



UNIVERSIDAD DE LAS PALMAS
DE GRAN CANARIA

DETERMINACIÓN Y PARAMETRIZACIÓN DE PROPIEDADES RADIATIVAS DE PLASMAS PARA LA SIMULACIÓN Y ANÁLISIS DE EXPERIMENTOS DE ASTROFÍSICA DE LABORATORIO

DETERMINACIÓN Y PARAMETRIZACIÓN DE PROPIEDADES RADIATIVAS DE PLASMAS PARA LA SIMULACIÓN Y ANÁLISIS DE EXPERIMENTOS DE ASTROFÍSICA DE LABORATORIO

TESIS DOCTORAL

GUADALUPE ESPINOSA VIVAS

INSTITUTO UNIVERSITARIO
DE SISTEMAS INTELIGENTES Y APLICACIONES NUMÉRICAS EN LA INGENIERÍA

LAS PALMAS DE GRAN CANARIA
DICIEMBRE
2014



GUADALUPE
ESPINOSA
VIVAS
2014

*A mi abuela.
A Rafa.*

*"We are made of stellar ash. Our origin and evolution have been tied to distant cosmic events. The exploration of the cosmos is a voyage of self-discovery."
Carl Sagan*

Agradecimientos

Por tantas cosas, a las primeras personas que debo agradecerles haber sido capaz de tomar partido en esto es a mis padres. A mi madre por cada 'mi niña más, mi niña mejor', por animar, apoyar y creer siempre. A mi padre por ser tan distinto, tan Espinosa en lo bueno, por meterme el gusanillo. Gracias a mi hermano porque sólo tú eres como tú, por tu complicidad.

Estoy muy agradecida a mi hijo. Agotador pero con una razón de ser tan grande que es asombroso. Gracias por cada beso, por cada abrazo, por cada risa, por tu voz. Gracias por darme la perspectiva adecuada, solamente tú importas realmente.

A Néstor, por ser tanto desde hace tanto. Por ayudar siempre. Siempre estás en pie.

A mis amigos, los de verdad. Gracias, Ana, por no convencerme del todo.

Gracias a Pablo Martel por contestar a mi primer e-mail, por darme la oportunidad de estar aquí, por haber remado en mi dirección. A Bárbara, por su cariñosa acogida. A Alicia Tejera, por su amabilidad y su sonrisa permanentes. Al personal del laboratorio, a Alemán, a Paco, a Gheorghe Pop y a Carlos por hacer facilísimo lo no tan fácil, por su cordialidad.

A mi abuela, le agradezco tantas cosas que no puedo describirlo. Fuiste un referente tan grande que cuesta estar sin ti. Te echo de menos cada día.

Y por último, fundamentalmente, esta página de agradecimientos está destinada a vosotros. A Rafael Rodríguez Pérez y a Juan Miguel Gil de la Fe, mis directores de Tesis. Ha sido fantástico poder contar con semejantes dos cabecitas pensantes, con semejantes dos extraordinarias personas. A Juan le agradezco su simpatía, su atención, sus risas, su maravillosa didáctica, su admirable entusiasmo, su ánimo y su paciencia. A Rafa, no tengo palabras. Sin ti hubiera sido del todo imposible. Has estado a todo y para todo, gracias por tu compromiso, por tu inteligencia, por tu generosidad. Gracias por reírte de mí y hacerme reírme de mí misma. Mil gracias.

Mil gracias a todos.

Índice general

Agradecimientos	III
1 Introducción.	1
1.1 Concepto de plasma. Física de plasmas.	1
1.2 Astrofísica de laboratorio.	2
1.2.1 El problema del escalado.	3
1.2.2 Grandes instalaciones.	6
1.3 Ondas de choque radiativas en remanentes de supernovas.	10
1.3.1 Supernovas. Breve descripción teórica.	10
1.3.2 Remanentes de supernova. Introducción teórica.	15
1.3.3 <i>Blast waves</i> en Astrofísica de Laboratorio.	21
1.4 Jets estelares. Objetos Herbig-Haro.	22
1.4.1 Base teórica de los Jets Astrofísicos.	25
1.4.2 Jets en Astrofísica de Laboratorio.	27
1.5 Inestabilidades térmicas.	31
1.6 Objetivos y estructura de la Tesis Doctoral.	32
2 Propiedades radiativas de plasmas.	35
2.1 Introducción.	35
2.2 Determinación de los datos atómicos.	36
2.3 Modelo cinético para el cálculo de las abundancias de los niveles atómicos en el plasma.	41
2.3.1 El modelo colisional-radiativo en situación no estacionaria.	45
2.3.2 Extensión del modelo colisional-radiativo para plasmas multicompo- nentes.	50
2.4 Determinación de las propiedades radiativas.	54
3 Parametrización de propiedades radiativas medias de plasmas ópticamen- te delgados en estado estacionario: código PARPRA.	59
3.1 Introducción.	59
3.2 Almacenamiento de las bases de datos de propiedades radiativas.	60

3.3	Descripción de PARPRA.	61
3.3.1	Estructura de PARPRA.	61
3.3.2	Módulo de generación de los ficheros de propiedades a ajustar a partir de las bases de datos.	62
3.3.3	Módulo para la parametrización de las propiedades radiativas.	65
3.3.4	Módulo de representación gráfica.	68
3.3.5	Módulo para la simulación de plasmas multicomponentes.	69
3.3.6	Módulo para el estudio de inestabilidades por enfriamiento radiativo.	75
3.4	Interfaz Gráfica de PARPRA.	77
3.4.1	Introducción a los controles de una Interfaz de Usuario desarrollada con GUIDE.	78
3.5	Descripción de la interfaz de usuario desarrollada.	79
3.5.1	Ejemplo 1. Ajuste de las propiedades radiativas de un plasma monocomponente y su posterior representación.	80
3.5.2	Ejemplo 2: Realización del mapa termodinámico de un plasma monocomponente.	84
3.5.3	Ejemplo 3: Diagnóstico de la temperatura.	85
3.5.4	Ejemplo 4: Plasmas multicomponentes.	87
3.5.5	Descripción del menú de ayuda de PARPRA.	88
4	Caracterización microscópica de plasmas de gases nobles y de aluminio ópticamente delgados y en estado estacionario.	91
4.1	Introducción.	91
4.2	Validación de los resultados del modelo colisional-radiativo.	94
4.3	Régimen termodinámico del plasma.	103
4.4	Ionización media. Distribución del estado de carga.	109
4.5	Opacidades y emisividades monocromáticas.	113
4.6	Opacidades medias. Camino libre medio.	121
4.7	Pérdida de potencia radiativa. Tiempos de enfriamiento por emisión de radiación.	128
4.8	Análisis de las inestabilidades térmicas.	132
4.8.1	Inestabilidades térmicas en un medio.	132
4.8.2	Inestabilidades térmicas oscilatorias.	139
5	Análisis de experimentos.	143
5.1	Introducción.	143
5.2	Simulación de ondas de choque radiativas en remanentes de supernovas.	143
5.2.1	Categorización de las ondas de choque generadas en <i>clusters</i> de gases.	144
5.2.2	Caracterización de las ondas de choque.	145

5.2.3	Análisis de las propiedades microscópicas de la onda de choque radiativa para plasmas en situación estacionaria.	148
5.2.4	Análisis de la influencia del tiempo en el frente del choque.	162
5.2.5	Análisis de la influencia del campo de radiación en el precursor radiativo.	169
5.3	Análisis de jets supersónicos radiativos y de su interacción con un gas ambiente.	174
5.3.1	Estudio de la propiedades microscópicas del plasma del jet.	175
5.3.2	Estudio del <i>bow shock</i> en argón.	189
6	Conclusiones y líneas futuras.	205
6.1	Conclusiones.	205
6.2	Líneas futuras	206
A	Publicaciones y comunicaciones a congresos relacionados con la Tesis	
	Doctoral.	209
A.1	Artículos publicados.	209
A.2	Comunicaciones a Congresos.	210
	Bibliografía	211

Índice de figuras

1.1	Clasificación de las supernovas.	11
1.2	Remanente de la supernova de Kepler en visible, rayos X e infrarrojos.	16
1.3	Objeto Herbig - Haro (HH 901/902) en la nebulosa de Eta Carinae.	24
2.1	Perfiles de densidad y temperatura en función del tiempo para el Ar y comparación de la ionización media en función del tiempo con y sin dependencia temporal con cálculos del 4th NLTE-CCW.	46
2.2	Comparación de las poblaciones iónicas del Ar con cálculos del 4th NLTE-CCW.	47
2.3	Perfiles de densidad y temperatura en función del tiempo para el Ar y comparación de la ionización media en función del tiempo con y sin dependencia temporal con cálculos del 4th NLTE-CCW.	48
2.4	Comparación de las poblaciones iónicas del Ar con cálculos del 4th NLTE-CCW.	49
2.5	Perfiles de densidad y temperatura en función del tiempo para el C.	50
2.6	Comparación de nuestra ionización media y RPL en función del tiempo con los códigos del 5th NLTE-CCW.	51
2.7	Comparación de la opacidad monocromática ligado-ligado con ATMED para una mezcla de Nd - Au.	54
3.1	Estructura del almacenamiento de la base de datos.	61
3.2	Diagrama de flujo de PRINCIPAL.	63
3.3	Diagrama de flujo de APLICACION.	64
3.4	Ejemplo de división del espacio de densidades y temperaturas siguiendo un método QuadTree.	67
3.5	Parametrización de la ionización media y el RPL imponiendo un error máximo del 1% en el ajuste.	68
3.6	Panel de control GUIDE.	78
3.7	Pantalla de presentación de PARPRA en la interfaz de usuario.	80
3.8	Ventana de selección del tipo de plasma.	80
3.9	Pantalla de la tabla periódica de los elementos.	81

3.10	Pantalla de selección de tarea.	81
3.11	Pantalla de introducción de datos necesarios para el ajuste de las propiedades radiativas.	82
3.12	Pantalla de selección del modelo cinético empleado en la generación de la base de datos.	82
3.13	Ventana de representación gráfica.	83
3.14	Ejemplos de representaciones gráficas de PARPRA.	84
3.15	Pantalla de aplicaciones de PARPRA.	84
3.16	Ejemplo de mapa termodinámico.	85
3.17	Pantalla para realizar la diagnosis de la temperatura.	86
3.18	Pantalla de representación para la diagnosis de la temperatura.	87
3.19	Ejemplo de representación de la diagnosis de la temperatura.	87
3.20	Pantalla para la introducción de las variables en plasmas multicomponentes.	88
3.21	Pantalla del menú de ayuda de PARPRA.	89
3.22	Ejemplo del menú de ayuda de PARPRA.	89
4.1	Comparación de las abundancias relativas de iones de Ne con los cálculos del 8th NLTE-CCW.	96
4.2	Comparación de las abundancias relativas de iones de Ar con los cálculos del 5th NLTE-CCW.	99
4.3	Comparación de las abundancias relativas de iones de Kr con los cálculos del 5th NLTE-CCW.	100
4.4	Comparación de las abundancias relativas de iones de Xe con los cálculos del 4th NLTE-CCW.	102
4.5	Comparación de la ionización media calculados en este trabajo con los obtenidos con PrimSpectr.	103
4.6	Mapas de los regímenes termodinámicos de Ar, Kr, Xe y Al.	105
4.7	Comparación entre las ionizaciones medias y las distribuciones de carga iónica calculadas con modelos CRSS y SB.	106
4.8	Comparación entre opacidades y emisividades monocromáticas calculadas con modelos CRSS y SB.	107
4.9	<i>B-plots</i> de los dos iones más abundantes para condiciones dadas del plasma.	108
4.10	Mapas de ionización media.	111
4.11	Abundancias relativas de los iones en función de la temperatura para Ne, Ar, Kr, Xe y Al.	112
4.12	Opacidades y emisividades monocromáticas del He.	114
4.13	Opacidades y emisividades monocromáticas del Ne.	116
4.14	Opacidades y emisividades monocromáticas del Ar.	117
4.15	Opacidades y emisividades monocromáticas del Kr.	118
4.16	Opacidades y emisividades monocromáticas del Xe.	119

4.17	Opacidades y emisividades monocromáticas del Al.	120
4.18	Opacidades medias y caminos libres medios de Planck y Rosseland del He en función de la temperatura.	122
4.19	Opacidades medias y caminos libres medios de Planck y Rosseland del Ne en función de la temperatura.	123
4.20	Opacidades medias y caminos libres medios de Planck y Rosseland del Ar en función de la temperatura.	124
4.21	Opacidades medias y caminos libres medios de Planck y Rosseland del Kr en función de la temperatura.	125
4.22	Opacidades medias y caminos libres medios de Planck y Rosseland del Xe en función de la temperatura.	126
4.23	Opacidades medias y caminos libres medios de Planck y Rosseland del Al en función de la temperatura.	127
4.24	RPL y tiempo de enfriamiento radiativo para el He, Ne y Ar en función de la temperatura.	130
4.25	RPL y tiempo de enfriamiento radiativo para el Kr, Xe y Al en función de la temperatura.	131
4.26	Coefficiente β y criterios de inestabilidad térmica en función de la temperatura.	138
4.27	Esquema de la estructura de la onda de choque radiativa.	141
5.1	Imagen Schlieren de la onda de choque a 17 ns y el correspondiente perfil radial de la densidad electrónica obtenido por interferometría.	146
5.2	Estructura de la onda de choque en función del tiempo.	146
5.3	Ajustes con funciones de Gauss de los perfiles de densidad electrónica e ionización media experimentales.	149
5.4	Diagnosic de la temperatura electrónica del <i>blast wave</i>	150
5.5	Comparación entre los cálculos de SB y CRSS de las temperaturas del frente del choque y del RPL.	151
5.6	Comparación entre el camino libre medio del fotón y la anchura a la mitad de altura del máximo de la capa del choque.	152
5.7	Comparación entre abundancias relativas de iones, calculadas incluyendo o no efectos de opacidad en las ecuaciones de tasas.	153
5.8	Comparación entre las emisividades y opacidades monocromáticas del material chocado suponiéndolo ópticamente grueso o delgado.	154
5.9	Intensidad específica del frente de la onda de choque incluyendo, o no, auto-absorción.	155
5.10	Tiempo de ionización para el ion con estado de carga más próximo a la ionización media.	157
5.11	Cociente entre el RPL y ρ^2 para Kr y Xe frente a la densidad de materia.	158
5.12	Función de enfriamiento para Kr y Xe frente a la temperatura electrónica.	159

5.13	División en regiones del precursor radiativo.	160
5.14	Espesores ópticos monocromáticos para algunas de las regiones del precursor radiativo.	161
5.15	Intensidad específica y auto-emisión de algunas de las capas del precursor radiativo.	162
5.16	Ajuste polinómico en función del tiempo de la ionización media experimental.	163
5.17	Comparación de las temperaturas electrónicas del frente de la onda de choque obtenidas con los modelos ETL, EE y DT.	164
5.18	Comparación de las abundancias relativas de iones en el plasma en el frente del choque obtenidos con los modelos ETL, EE y DT.	165
5.19	<i>b-plots</i> para las simulaciones EE y DT de los iones más abundantes.	166
5.20	Comparación de las opacidades y emisividades monocromáticas del frente del choque obtenidas con los modelos ETL, EE y DT.	167
5.21	Comparación del RPL obtenido con los modelos ETL, EE y DT.	168
5.22	Intensidad emitida por el material chocado a lo largo de la dirección del rayo calculada con los modelos ETL, EE y DT.	169
5.23	Opacidad monocromática del precursor radiativo.	170
5.24	Comparación entre la intensidad específica emitida por la capa de material chocada y la que se propaga a través del precursor radiativo.	171
5.25	Intensidad específica aproximada por una función de Planck.	172
5.26	Estimación de la temperatura del precursor radiativo incluyendo, o no, procesos inducidos por el campo de radiación en el modelo EE.	173
5.27	Comparación entre las abundancias relativas de iones calculadas con los modelos EE sin incluir e incluyendo procesos inducidos por la radiación.	173
5.28	Representación esquemática de la formación del jet y de su interacción con el argón.	176
5.29	Imágenes de autoemisión del jet en XUV.	176
5.30	Perfiles de densidad de materia y temperatura electrónica en el eje del jet tanto para la propagación en vacío como en argón, obtenidos con GORGON.	177
5.31	Ilustración del modelo de discretización del jet.	178
5.32	Evolución temporal de la ionización media para el plasma del jet en el vacío para dos alturas, calculadas utilizando diferentes modelos cinéticos.	181
5.33	Evolución temporal del RPL para el plasma del jet en el vacío para dos alturas, calculadas utilizando diferentes modelos cinéticos.	181
5.34	Evolución temporal de la opacidad media de Planck para el plasma del jet en el vacío para dos alturas, calculadas utilizando diferentes modelos cinéticos.	182
5.35	Evolución temporal de la ionización media para el plasma del jet propagándose en el argón para dos alturas, calculadas utilizando diferentes modelos cinéticos.	183

5.36 Evolución temporal del RPL para el plasma del jet propagándose en el argón para dos alturas, calculadas utilizando diferentes modelos cinéticos. 183

5.37 Evolución temporal de la opacidad media de Planck para el plasma del jet propagándose en el argón para dos alturas, calculadas utilizando diferentes modelos cinéticos. 184

5.38 Emisividad monocromática para el plasma del jet propagándose en el vacío, calculada con diferentes modelos cinéticos. 186

5.39 Opacidad monocromática para el plasma del jet propagándose en el vacío, calculada con diferentes modelos cinéticos. 187

5.40 Intensidad específica de la radiación emitida en la dirección transversal por el plasma del jet en el vacío calculada con diferentes modelos cinéticos. 187

5.41 Emisividad monocromática para el plasma del jet propagándose en argón, calculada con diferentes modelos cinéticos. 188

5.42 Opacidad monocromática para el plasma del jet propagándose en el argón, calculada con diferentes modelos cinéticos. 189

5.43 Intensidad específica de la radiación emitida en la dirección transversal por el plasma del jet en el argón calculada con diferentes modelos cinéticos. 189

5.44 Opacidad monocromática para dos puntos del *bow shock* en los instantes 300 y 400 ns. 190

5.45 Intensidad específica de la radiación del jet en la dirección longitudinal. Contribuciones de las celdas y total a 300 y 400 ns. 192

5.46 Comparación entre las intensidades longitudinales totales del jet calculadas suponiendo este formado por una mezcla Al - Ar o por Al puro 195

5.47 Ejemplos de ajustes de la intensidad longitudinal mediante dos funciones de Planck. 196

5.48 Comparación de la ionización media, la opacidad media de Planck y el RPL del plasma en el *bow shock* calculados con diferentes modelos cinéticos. 198

5.49 Comparación de la ionización media, la opacidad media de Planck y el RPL del plasma en el *bow shock* calculados con diferentes modelos cinéticos. 199

5.50 Representación de β en función de la temperatura y criterios de inestabilidad térmica calculados con varios modelos cinéticos. 202

5.51 Regiones de densidad y temperatura en las cuales es posible una inestabilidad oscilatoria por enfriamiento radiativo. 203

Índice de tablas

2.1	Procesos atómicos en plasmas.	41
2.2	Comparación de la densidad electrónica y la ionización media con resultados de la bibliografía en función de la densidad iónica.	53
3.1	Listado de casos de condiciones de densidad, temperatura y abundancias fraccionales analizados para la mezcla Ne+Ar.	72
3.2	Comparación de la ionización media y del RPL obtenidos con el modelo colisional-radiativo (CR) y con PARPRA (PA) para la mezcla de Ne y Ar.	72
3.3	Listado de casos de condiciones de densidad, temperatura y abundancias fraccionales analizados para la mezcla Ne y Xe.	73
3.4	Comparación de la ionización media y del RPL obtenidos con el modelo colisional-radiativo (CR) y con PARPRA (PA) para la mezcla de Ne y Xe.	73
3.5	Listado de casos de condiciones de densidad y temperatura analizados para la mezclas con tres y cuatro componentes.	74
3.6	Comparación de la ionización media y del RPL obtenidos con el modelo colisional-radiativo (CR) y con PARPRA (PA) para la mezcla de Ne, Ar y Xe.	74
3.7	Comparación de la ionización media y del RPL obtenidos con el modelo colisional-radiativo (CR) y con PARPRA (PA) para la mezcla de Ne, Al, Ar y Xe.	74
3.8	Densidades electrónicas, ionizaciones medias de cada uno de los cuatro componentes de la mezcla e ionizaciones media y RPL de la mezcla, calculadas con método propuesto en la bibliografía.	75
3.9	Ionizaciones medias de cada uno de los cuatro componentes de la mezcla e ionizaciones media y RPL de la mezcla calculados con PARPRA.	76
4.1	Número de condiciones de densidad, temperatura y totales empleados para los ajustes de las propiedades radiativas de los plasmas de los diferentes elementos.	92
4.2	Número de configuraciones atómicas y transiciones radiativas incluidas en el modelo CR.	93

4.3	Número de polinomios necesarios para el ajuste de la ionización media, las opacidades medias de Planck y Rosseland y la pérdida de potencia radiativa.	94
4.4	Comparación de ionización media de Ne con cálculos del 8th NLTE-CCW.	95
4.5	Comparación del RPL de Ne con cálculos del 8th NLTE-CCW sin considerar campo de radiación.	97
4.6	Comparación del RPL de Ne con cálculos del 8th NLTE-CCW, incluyendo campo de radiación externo.	97
4.7	Comparación de ionización media de Ar con cálculos del 5th NLTE-CCW.	98
4.8	Comparación del RPL de Ar con cálculos del 5th NLTE-CCW.	98
4.9	Comparación de ionización media de Kr con cálculos del 5th NLTE-CCW.	100
4.10	Comparación del RPL de Kr con cálculos del 5th NLTE-CCW.	101
4.11	Comparación de ionización media del Xe con cálculos del 4th NLTE-CCW.	102
4.12	Comparación del RPL de Xe con cálculos del 4th NLTE-CCW.	102
4.13	Rangos de densidades electrónicas para cada uno de los gases nobles correspondientes a los rangos de densidad de materia y temperatura.	110
5.1	Rangos de temperatura electrónica en los que $\beta \leq 0.8$ para varias densidades de materia.	159

1 Introducción.

1.1 Concepto de plasma. Física de plasmas.

El plasma es considerado el cuarto estado de la materia, además de los tres más conocidos, sólido, líquido y gaseoso. A pesar de ser el más desconocido y el último en ser estudiado en profundidad, es el estado de la materia que más abunda en el Universo, con la Tierra, en su mayoría en estado sólido, representando una anomalía. Se define un plasma como un sistema formado por constituyentes neutros, como átomos o neutrones, por constituyentes cargados, como iones, electrones o protones, y caracterizado por ciertas condiciones bajo las cuales se manifiestan de forma evidente comportamientos de tipo colectivo. La evolución dinámica de un plasma está gobernada por las interacciones electromagnéticas, de largo alcance, que se establecen entre sus partículas componentes. Esta característica es la que posibilita la aparición de fenómenos colectivos en el plasma, como por ejemplo una amplia variedad de fenómenos ondulatorios. Además, como consecuencia de las interacciones a larga distancia y los fenómenos colectivos, el plasma es un medio no lineal y esto provoca que su dinámica sea compleja, pudiendo generarse inestabilidades, movimientos caóticos de sus partículas y fenómenos de turbulencia.

Además de los plasmas astrofísicos y espaciales, que son todos aquellos que aparecen más allá del planeta Tierra, durante los últimos 60 años los plasmas han tenido un gran impacto en la sociedad. Así, nos encontramos plasmas de bajas temperaturas en las lámparas de descarga, en los láseres de gases, en el procesamiento de materiales al estar presentes en las mayores industrias de manufacturación a nivel mundial (industrias armamentística, textil y del papel, automoción, etc...), en los procesos de enriquecimiento de combustible nuclear o para la obtención de productos usados en pruebas diagnósticas y tratamientos de medicina nuclear. Los plasmas de mayores temperaturas son objeto de intenso estudio también por su participación en el campo de la fusión termonuclear controlada (tanto magnética como inercial), proceso este que permitiría solucionar el problema del abastecimiento energético a nivel mundial siendo, al mismo tiempo, respetuoso con el medio ambiente. También, y de forma más reciente, los plasmas son objeto de estudio en el área denominada como Astrofísica de Laboratorio, en donde, haciendo uso de las grandes instalaciones que se desarrollaron en principio para el estudio de la fusión nuclear, se recrean fenómenos astrofísicos en el laboratorio convenientemente escalados. Esta relativamente

joven disciplina ha experimentado un interés creciente en la comunidad científica dedicada al estudio de plasmas pues los experimentos que se realizan en laboratorio de manera controlable sirven como banco de pruebas de mucho de los modelos numéricos y códigos que se emplean habitualmente en otras áreas temáticas relacionadas con los plasmas.

La Física de Plasmas tiene como objetivo primordial la descripción de los procesos elementales que experimentan sus constituyentes a partir de principios conocidos que gobiernan su comportamiento microscópico, para, posteriormente, poder explicar el complejo comportamiento macroscópico de estos sistemas. Evidentemente, la descripción satisfactoria de los plasmas implica a muchas disciplinas como la mecánica estadística, la dinámica de fluidos, la electrodinámica y la física atómica. Esta Tesis Doctoral se enmarca dentro del campo de la Física de Plasmas y en particular en la descripción microscópica de plasmas de elementos y en condiciones encontradas en el área de la Astrofísica de Laboratorio. Por ello, en el siguiente apartado, presentamos una breve introducción a dicha área centrándonos en aquellos desarrollos que la han hecho posible. A continuación, describiremos los objetos astrofísicos que han sido simulados en los experimentos de laboratorio (*blast waves* en remanentes de supernova y jets asociados a estrellas jóvenes) analizados en esta Tesis y repasaremos las técnicas más comunes empleadas en su reproducción en laboratorio. Finalizaremos con un breve comentario acerca de una de las más típicas inestabilidades asociadas a este tipo de fenómenos, las inestabilidades térmicas por enfriamiento radiativo.

1.2 Astrofísica de laboratorio.

La Astrofísica de Laboratorio, disciplina con poco más de veinte años de evolución, sirve como soporte y ampliación de la Astrofísica ordinaria u observacional.

Junto a los cálculos teóricos complementarios, la popularmente llamada Astrofísica de Laboratorio sienta la base de la Astrofísica moderna, planteándose incluso como clave en su proyección futura. El campo de la Astrofísica de Laboratorio abarca el estudio teórico y experimental de la física que subyace bajo ciertos fenómenos físicos observados en el cosmos, en un régimen susceptible de presentarse en un laboratorio, evitando los inconvenientes que el análisis observacional suele presentar.

Como su nombre indica, la pretensión de la Astrofísica es la aplicación de la Física al estudio de los Astros. Por supuesto es un abuso este del lenguaje, puesto que tan importante es el astro (estrella, planeta, galaxia, cúmulo, ...) como el medio que une la distancia entre ellos, lo que se llama, medio interestelar entre estrellas, medio interplanetario entre planetas, medio intergaláctico entre galaxias,... En secciones futuras, en las que se hablará de ciertos experimentos de Astrofísica de Laboratorio, quedará en evidencia este hecho, pues, como veremos, la interacción entre el fenómeno y el medio ambiente es un aspecto fundamental.

Como decimos, la Astrofísica de Laboratorio da un enfoque enriquecedor a la Astrofísica observacional porque introduce el atractivo de evitar ciertas trabas que la propia observa-

ción lleva aparejadas y que van fundamentalmente ligadas a la distancia entre el observador y el fenómeno objeto de estudio, a las limitaciones tecnológicas, a la imposibilidad de acceder al fenómeno en varias ocasiones, de repetirlo, o a la imposibilidad de controlar las condiciones bajo las cuales se produce. En este sentido, la Astrofísica de Laboratorio, que permite cercanía al fenómeno y capacidad de control, ha abierto un nuevo camino que usan los astrofísicos, y que une a físicos experimentales y teóricos en la investigación del Universo, ofreciendo además nuevos puntos de vista en los procesos de interpretación de los datos observacionales y de las teorías actuales sostenidas por la Astrofísica Moderna.

Por supuesto, por otro lado, los experimentos llevados a cabo como fruto del avance en Astrofísica de Laboratorio, sirven también como validación de los códigos computacionales que se usan en el estudio de fenómenos astrofísicos.

Para llegar a concebir esta disciplina hicieron falta dos desarrollos importantes. Por un lado, pretender hermanar dos fenómenos, uno a gran escala, la escala del Universo, con otro a pequeña escala, la escala del laboratorio, es evidente que debió resultar difícil e incluso impensable. Gracias a la teoría del escalado hidrodinámico introducida por Ryutov et al. [1] (en adelante, este trabajo lo denotaremos por RYU), esta relación se formuló como posible siempre y cuando se cumplan ciertas condiciones que ya comentaremos más adelante. El otro desarrollo indispensable fue el avance tecnológico de sistemas láser de alta potencia. Los primeros dispositivos capaces de generar la potencia suficiente para promover la generación del tipo de fenómeno que se trata de recrear, fueron los láseres OMEGA y NOVA. Los trabajos realizados con estos en el ámbito de la Fusión por Confinamiento Inercial fueron fuente de inspiración para los que iban a convertirse en los futuros Astrofísicos de Laboratorio.

Poco a poco, ambos avances fueron progresando de manera que, por un lado, la teoría del escalado hidrodinámico permite acceder a cada vez más complejos sistemas astrofísicos y por otro, se han añadido nuevos tipos de instalaciones capaces de generar alta potencia como son las instalaciones de pinzamiento magnético (*Z-pinches*). Actualmente, la Astrofísica de Laboratorio sigue en progreso y son muchos los autores que dedican a ella sus investigaciones en cada vez más campos y fenómenos.

En esta Tesis, los fenómenos astrofísicos que se analizarán son de dos tipos: las ondas de choque radiativas de Remanentes de Supernova (SNR, del inglés *Supernova Remnants*) y los jets estelares de núcleos de formación estelar, también llamados Objetos Herbig-Haro. En las secciones 1.3 y 1.4, respectivamente, se incluirá una breve descripción teórica de estos fenómenos.

1.2.1 El problema del escalado.

Ya se había comentado al inicio de esta sección, que para llegar a concebir la Astrofísica de Laboratorio hicieron falta dos desarrollos importantes. Por un lado, el desarrollo

de instalaciones capaces de generar suficientemente alta potencia y por otro, el escalado hidrodinámico.

En este apartado vamos a introducir la teoría del escalado hidrodinámico que da sustento a los trabajos en Astrofísica de Laboratorio.

A priori podría parecer que las simulaciones en laboratorio son imposibles a causa de la enorme diferencia de escalas físicas, sin embargo, en la década de los noventa comienzan a darse los primeros pasos en dirección a la semejanza hidrodinámica que posibilitará la comunión de ambos escenarios (ver RYU).

Partiendo de la idea de dos sistemas que se comportan como fluidos hidrodinámicos compresibles ideales (donde la viscosidad y la conductividad térmica son nulas), gobernados por las ecuaciones de Euler, se introduce lo que se denomina la *semejanza de Euler*, que sería una correspondencia directa entre dos sistemas que satisficieran las mismas ecuaciones. A través de ella se llega a que dos sistemas hidrodinámicos se comportarán de forma similar si tienen el mismo número de Euler

$$Eu = v \cdot \sqrt{\frac{\rho}{p}} = v_1 \cdot \sqrt{\frac{\rho_1}{p_1}} \quad (1.1)$$

donde v y v_1 son las velocidades de los sistemas, ρ y ρ_1 , las densidades y p y p_1 las presiones de los mismos.

Comparando la evolución temporal de los dos sistemas, llamando h y h_1 a las escalas espaciales, se da, a través de la definición del número de Euler (ecuación (1.1)), la siguiente relación entre las escalas temporales de ambos sistemas; el segundo sistema evolucionará idénticamente al primero en una escala temporal dada por:

$$v_1 = v \cdot \sqrt{\frac{\rho/p}{\rho_1/p_1}} \Rightarrow \frac{h_1}{t_1} = \frac{h}{t} \cdot \sqrt{\frac{\rho/p}{\rho_1/p_1}} \Rightarrow t_1 = t \cdot \frac{h_1}{h} \cdot \sqrt{\frac{\rho_1/p_1}{\rho/p}} \quad (1.2)$$

O, lo que es lo mismo

$$\tau_1 = \tau \cdot \frac{h_1}{h} \cdot \sqrt{\frac{p/\rho}{p_1/\rho_1}} \quad (1.3)$$

donde τ y τ_1 representan los tiempos característicos de los sistemas, que pueden representar cualquier escala temporal con significado físico tal como el tiempo para que se produzca un cierto cambio en la escala espacial del sistema h , el tiempo de desplazamiento del choque del SNR, o el tiempo en el que se desarrolla una inestabilidad.

Cumplida la semejanza, trabajaremos contando con que en ambos sistemas gobierna la misma física, descrita por las ecuaciones de Euler. Y esto es independiente de los estados o situaciones que desarrollen los sistemas: si el sistema experimenta choques fuertes o débiles, descompresiones, si desarrolla estructuras inestables, si entra en un régimen no lineal o si llega a ser turbulento.

Condiciones necesarias para que las ecuaciones de Euler sean válidas:

1. El sistema ha de ser necesariamente colisional.

Asumir el comportamiento del sistema como un fluido implica conocer la posición de las partículas del sistema. Para conseguir hacer esta localización, los procesos hidrodinámicos deben ocurrir en una escala mucho menor que la escala espacial h del sistema.

2. El transporte de energía por conducción de calor debe ser despreciable comparado con el transporte de energía por convección.

El parámetro adimensional que caracterizará el transporte de calor es el *Número de Peclet*, que corresponde a la razón entre la convección y la conducción de calor

$$Pe = \frac{h \cdot v}{\chi} \quad (1.4)$$

donde h ya fue definida como la longitud característica del sistema, v es la velocidad del fluido y χ es la difusividad térmica para los electrones, que corresponde a la principal contribución a la conducción de calor.

Así, para que las ecuaciones hidrodinámicas sean válidas es necesario que el número de Peclet sea alto, lo que significaría que la convección domina sobre la conducción.

3. La pérdida de energía por radiación debe ser despreciable.

El flujo de energía transportado por la radiación debe ser pequeño comparado con los flujos de energía hidrodinámicos.

4. Los efectos de la viscosidad deben ser insignificantes.

Para poder aplicar las ecuaciones de Euler es necesario que los efectos viscosos no sean importantes. Esto se analiza estudiando el *Número de Reynolds*, Re , que corresponde a la razón entre la fuerza de inercia y la fuerza viscosa. Se debe cumplir que

$$Re = \frac{h \cdot v}{\nu} \gg 1 \quad (1.5)$$

donde ν es la viscosidad cinemática.

Aunque los experimentos de simulación de RYU que sirvieron para el estudio y presentación de esta teoría del escalado hidrodinámico están todos relacionados con el fenómeno de la supernova (SN) y su Remanente (SNR) (en concreto, con la SN 1987A), el análisis del escalado entre fenómeno astrofísico y laboratorio que se presenta es juzgado como bastante general. No obstante, hay que tener en cuenta que en esta primera contribución al concepto de semejanza hidrodinámica no se profundiza en problemas donde por ejemplo el campo magnético es importante o se tiene un considerable enfriamiento por radiación.

Es a partir de este trabajo que muchos estudios establecen formalmente las condiciones para la validez y las limitaciones de los experimentos de simulación en la disciplina Astrofísica de Laboratorio [2–6]. En estos, progresivamente, se va atendiendo a fenómenos cada vez más complejos que ya incluirían radiación fuerte o campos magnéticos. Algunos de los entornos astrofísicos candidatos al escalado en laboratorio que se incluyen en estos últimos trabajos son las nubes moleculares foto-evaporadas, los jets astrofísicos, el medio interestelar, la fotosfera estelar, los discos de acreción o el viento estelar. También son tratados fenómenos potencialmente relevantes en la Astrofísica de Laboratorio que no necesariamente tratan de reproducir escenarios concretos [4] que tienen como base la interacción de la radiación de láseres ultra intensos con el plasma. Estos experimentos son útiles también para testear las reglas de escalado e intentar definir un dominio de aplicabilidad de las mismas así como para usarlas como herramientas de predicción.

Como se introdujo al principio de la sección, los cuerpos astrofísicos que vamos a tratar en esta Tesis Doctoral son las ondas de choque radiativas habituales en remanentes de supernova y los jets astrofísicos tipo Herbig-Haro, fenómenos ambos típicamente radiativos y en donde materia y radiación estén fuertemente acopladas. Trabajos más recientes [6, 7], han extendido el escalado hidrodinámico propuesto en RYU a sistemas radiativos empleando un modelo alternativo basado en la teoría de grupos de Lie para las transformaciones de escala. Ya que el planteamiento de la Astrofísica de Laboratorio es recrear, en pequeña escala, sistemas de talla astrofísica, parece natural usar una herramienta matemática de este tipo para su desarrollo. Con ello, se han conseguido escalar muchas situaciones astrofísicas bajo distintos regímenes radiativos en laboratorio.

1.2.2 Grandes instalaciones.

Como ya se ha introducido, para estudiar los sistemas astrofísicos, para conocer la física que encierran ciertos fenómenos del cosmos, desde hace algo más de dos décadas además del estudio teórico y la computación se hace uso de experimentos de laboratorio.

En esta sección, vamos a hablar de las Instalaciones HED (*High-Energy Density*): Láseres de alta potencia y *Z-pinches*, ambos desarrollados bajo el marco del programa de Fusión por Confinamiento Inercial y que actualmente son pieza clave en el desarrollo de la Astrofísica de Laboratorio [8,9].

Para conseguir las extremas condiciones necesarias en estos experimentos, es necesario focalizar gran cantidad de energía (del orden de $E \gtrsim 1\text{kJ}$) en escalas espaciales del orden de $L \lesssim 1\text{mm}$ en intervalos de tiempo muy pequeños ($\delta t \ll 1\mu\text{s}$). Con el desarrollo de láseres de pulso más corto (femtosegundos), la energía del láser necesaria para conseguir alta potencia se ha reducido a valores incluso menores de 1J. Así, los láseres de alta potencia, cuyos pulsos tienen la capacidad de focalizar su energía en volúmenes micrométricos y en escalas de tiempo de nano y femtosegundos y los *Z-pinches*, que realizan descargas de alta intensidad $\gtrsim 1\text{MA}$ a través de un conjunto de alambres cilíndricos de plasma en los que

se produce implosión debido a la fuerza magnética $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$, son mecanismos que han sido plenamente desarrollados durante las últimas tres décadas y aplicados a experimentos de Astrofísica de Laboratorio en los últimos 15-20 años.

1.2.2.1. Láseres de alta potencia.

Con el estudio de la fusión por confinamiento inercial como motivación, durante los últimos 30-35 años se fueron construyendo diversos láseres de alta potencia con el objetivo de crear explosiones (fusión) en *miniatura* con una importante ganancia de energía de ~ 100 .

Vamos a hacer a continuación una pequeña presentación a algunas de las instalaciones basadas en láseres de alta potencia dedicadas a la realización de experimentos HED con fines astrofísicos:

- El láser *OMEGA* está operativo desde 1995 y fue una de las primeras herramientas usadas en las investigaciones llevadas a cabo en el *Laboratory of Laser Energetics* de la Universidad de Rochester. Sus dimensiones son de 10 metros por aproximadamente 100 metros de longitud y es capaz de focalizar más de 40 kJ de energía en un objetivo de menos de 1 mm de diámetro en aproximadamente una billonésima de segundo. Desde 2008 está también en activo OMEGA-EP (*extended performance*), una evolución de OMEGA que aumenta sus capacidades pudiendo proporcionar pulsos de muchos kJ en picosegundos, con potencias de petavatios e intensidades muy altas que exceden los 10^{20} W/cm². Estos haces son enviados a objetivos tanto dentro de OMEGA como a una cámara independiente situada dentro de la propia área de objetivos de OMEGA-EP. Todas estas capacidades hacen de OMEGA una plataforma de experimentación extraordinaria.
- El láser *GEKKO XII* es una instalación operativa desde 1983 perteneciente al *Institute for Laser Engineering* de la Universidad de Osaka, en Japón. Se trata de un sistema formado por doce haces láser de 30 kJ, capaces de hacer incidir una potencia de 55 TW en un objetivo en 0.1-10 ns.
- Comúnmente conocida como *PALS* por su acrónimo inglés *Prague Asterix Laser System* y ubicada en Praga, es una instalación láser de yodo con capacidad para generar energías por encima de 1 kJ y, con pulsos de alrededor de 350 ps, potencias de 3 TW. A partir del pulso inicial, gracias a cinco amplificadores, se consigue generar la alta potencia necesaria para, entre otros objetos, recrear las temperaturas y presiones necesarias para experimentos en Astrofísica.
- Del acrónimo inglés *National Ignition Facility*, la instalación *NIF*, localizada en el *Lawrence Livermore National Laboratory* en Livermore, California, es un dispositivo láser ultrapotente capaz de generar 500 TW en unos pocos picosegundos. Para ello

usa 192 haces de luz que viajan alrededor de 1500 metros hasta llegar al centro de la cámara del objetivo. Los objetos de estudio de NIF dentro de la disciplina de la Astrofísica de Laboratorio son variados e intentan, por ejemplo, recrear el ciclo completo de vida de una estrella, desde su formación en la estructura fría de las nubes moleculares hasta su explosiva muerte en forma de supernova.

- *VULCAN* es el láser de Neodimio de alta potencia instalado en el *Central Laser Facility* en el *Rutherford Appleton Laboratory* en Reino Unido. Este dispositivo es capaz de dirigir energías de hasta 2.6 kJ en pulsos largos (del orden de nanosegundos) y alcanzar potencias de 1 PW para pulsos cortos de 500 fs de duración, depositando hasta 10^{21} Wcm^{-2} en el objetivo. Con estas características son muchas áreas y aplicaciones de la física las que pueden desarrollarse, entre ellas ciertos experimentos de Astrofísica.
- *THOR*, ubicado en la Universidad de Texas (Estados Unidos) dentro del *High Intensity Laser Science Group*, es un láser de alta potencia dedicado al estudio de la interacción de intensidades potentes con la materia. Está diseñado para depositar pulsos ultracortos, del orden de 20-100 fs con energías menores a un Julio, dando lugar a picos de potencia de 20 TW y amplificando su energía hasta 1000 veces.
- *ASTRA GEMINI* es un sistema láser de pulsos ultracortos capaz de depositar haces de 15-30 J en 30 fs con intensidades que pueden superar los 10^{21} Wcm^{-2} y focalizar en un objetivo de unas pocas milésimas de milímetro de sección. Ubicado en el *Central Laser Facility* del *Rutherford Appleton Laboratory* (Reino Unido), los experimentos en este dispositivo producen fuentes coherentes de rayos X o haces energéticos de electrones y protones. Se compone de dos instalaciones, ASTRA y ASTRA GEMINI, extensión de la anterior y con sus especificaciones proporcionan a los experimentadores la capacidad de estudiar el comportamiento de la materia bajo condiciones extremas de presión y temperatura.
- Las instalaciones de *LULI, Laboratoire pour l'Utilisation des Lasers Intenses* (Palaiseau, France), son ampliamente utilizadas con fines astrofísicos recreando muy diversos fenómenos. Están formadas por dos dispositivos multi-haz, LULI2000 y EL-FIE, ambos láseres de alta potencia. Los experimentos se basan, principalmente, en irradiar con luz láser objetivos sólidos o gaseosos iniciando en ellos el estado de plasma, con condiciones de temperaturas, densidades y presiones extremas. LULI2000 se trata de un láser pulsado de Neodimio de tres haces que alcanza los 2 kJ en regímenes de nanosegundos.

1.2.2.2. Instalaciones de potencia pulsada. Z-pinches.

Los dispositivos de potencia pulsada se llaman así porque se basan en lanzar un pulso corto (variando de unos pocos ns a unos pocos cientos de ns) de gran intensidad. El

dispositivo más común que funciona con potencia pulsada es el *Z-pinch*. En un *Z-pinch*, la energía eléctrica almacenada lleva una corriente a través de un conductor cilíndrico resultando una gran fuerza de pinzamiento o constricción. Esta fuerza acelera la materia interior causando colisiones en el centro del *pinch*, convirtiéndose las energías cinética y magnética en energía térmica, mucha de la cual es irradiada como rayos X.

Los experimentos con los *Z-pinches* permiten gran cantidad de aplicaciones. Primero, usando un conjunto de cientos de alambres de alto Z, podemos obtener una eficiente conversión de energía eléctrica en rayos X térmicos. La máquina Z de los laboratorios Sandia, por ejemplo, puede producir cerca de 2MJ de rayos X a una temperatura por encima de 10^6 grados. Esta energía de rayos X puede ser usada para generar una onda de choque que será más energética y de mucha mayor área que la que es posible conseguir en los experimentos láser, lo que puede ser una ventaja. También, usando un conjunto de alambres cónico, se puede producir un jet de material que colapse radiativamente, lo que es relevante en jets astrofísicos.

A continuación presentamos dos de las instalaciones dedicadas a la realización de experimentos HED con fines astrofísicos:

- La instalación de potencia pulsada Z, perteneciente a *Sandia National Laboratories* en Albuquerque, Nuevo México, proporciona potencias e intensidades extremas, no obtenidas en ninguna otra instalación de este tipo. Se consiguen alrededor de 26 millones de amperios para alcanzar emisiones de rayos X de 350 TW. Dentro de los propósitos de Z está tratar de reproducir las condiciones extremas en la que se encuentra la materia en el Universo de manera que, la máquina Z usa altos campos magnéticos para producir las altas temperaturas y presiones necesarias en experimentos HED y, por su parte, su acompañante, la fuente de rayos X SATURN simula los efectos de radiación.
- El generador *MAGPIE* (*Mega Ampere Generator for Plasma Implosion Experiments*), en el *Imperial College* de Londres, es la instalación usada más activamente para experimentos de Astrofísica de Laboratorio. Genera una potencia de un TW, con una corriente de 1.4 MA en 240 ns y hace posible crear jets de plasma que recrean a los jets protoestelares. El pulso de alta intensidad se introduce en un conjunto de alambres metálicos o en un disco metálico según cual sea la configuración. En cualquier caso, el resultado es la generación en laboratorio de jets altamente colimados y supersónicos sometidos a un alto enfriamiento radiativo como los observados en el Universo.

1.3 Ondas de choque radiativas en remanentes de supernovas.

Las ondas de choque son comunes en el Universo en muy diferentes escenas astrofísicas y son pieza clave en el transporte energético a través del medio interestelar. Sin embargo, antes de comenzar a dar una explicación detallada de las mismas y de los experimentos en los que son relevantes en general y que hemos analizado nosotros, en particular, es importante para nosotros construir un marco teórico sencillo que ayude al lector a situar este fenómeno en el contexto concreto de las explosiones supernova (SN) o, en su fase tardía, los remanentes de supernova (SNR).

1.3.1 Supernovas. Breve descripción teórica.

La observación de la primera supernova data de Noviembre de 1572. El astrónomo Tycho Brahe es el responsable de que contemos con este hallazgo en la constelación de Casiopea de forma detallada y con observaciones precisas de la evolución de su magnitud aparente. Este descubrimiento inició el camino hacia una nueva concepción cosmológica del Universo; a partir de este momento ya no tendría cabida la idea de una esfera celeste inmutable. La nueva concepción sería apoyada por el siguiente descubrimiento de otra supernova, en 1604, que interesó a personajes notables como Johannes Kepler o Galileo Galilei, que con sus estudios sobre la paralaje del objeto, concluyó que la nueva estrella no podría encontrarse en la bóveda celeste entre las estrellas fijas.

Más recientemente, en 1987, pudo observarse la más espectacular, la supernova más brillante vista desde el invento del telescopio. Este objeto emitió radiación en todas las longitudes de onda, de los rayos gamma a los rayos X y por primera vez se detectaron neutrinos provenientes del colapso del núcleo estelar. La SN 1987A se ha hecho una referencia natural para las estimaciones numéricas gracias a la gran cantidad de datos observacionales obtenidos durante las pasadas décadas.

Las supernovas son explosiones devastadoras que, casi siempre, destruyen una estrella por completo. Forman parte de la evolución estelar de cierto tipo de estrellas, en sus estados más tardíos. Los restos que deja esta explosión tienen una masa del orden de entre 1 y 10 veces la masa solar y son lanzados a velocidades que rondan los 10^{19} cm/s. Se trata de un fenómeno con una luminosidad grandiosa, a veces, en radiación visible, son tan luminosas como una galaxia completa aunque tan intensamente esta radiación dura sólo unos meses y se va apagando de forma gradual.

Realmente, las supernovas son fenómenos bastante raros, típicamente ocurren una vez cada 100 años en una galaxia. Como sus espectros han sido cuidadosamente estudiados para cientos de supernovas de las cuales se han podido realizar observaciones espectroscópicas con buena resolución, se ha llegado a tener conocimiento de los distintos tipos de meca-

nismos y progenitores que dan lugar a las supernovas, y de ahí, a obtener una clasificación detallada de sus distintos tipos.

El principal indicador para la clasificación astronómica de las supernovas (figura 1.1) es la cantidad de hidrógeno observable en sus espectros [10]. Llamaremos supernova Tipo I, a aquellas que no exhiben líneas espectrales de hidrógeno, y supernovas Tipo II a aquellas cuyos espectros presentan claras líneas de hidrógeno. Dentro de cada una de estas clasificaciones hay varios subgrupos; se habla de supernova Tipo Ia cuando una supernova Tipo I presenta una fuerte línea espectral de silicio II en 615 nm. Los subtipos Ib y Ic se basan en la presencia o carencia, respectivamente, de líneas de helio. Como dijimos, se habla de supernovas Tipo II cuando sus espectros presentan líneas de hidrógeno, y sus subtipos son Tipo II-P o Tipo II-L según sea la forma de su curva de luminosidad, si presenta o no, una estructura *plateau*. Esta estructura es una meseta que se presenta entre los días 30 y 80 desde el máximo de luminosidad de la supernova, y durante esta fase, la atenuación de la luminosidad se vuelve menos pronunciada.

Por supuesto, esta clasificación no es exacta. Se han encontrado objetos que no se ajustan a esta descripción, o que cambian sus características durante su evolución, cambiando por tanto su clasificación.

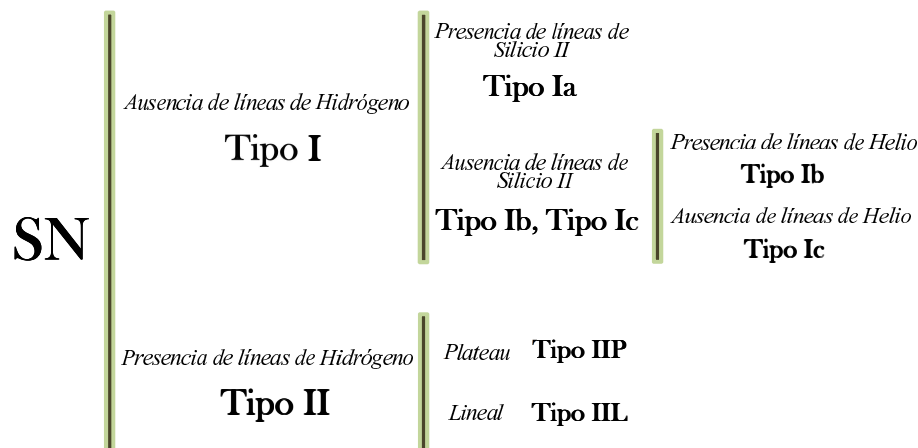


Figura 1.1:
Clasificación de las supernovas.

Observacionalmente, también se ha llegado a hacer una clasificación según los entornos en los que se dan las dos clases básicas de supernovas [11], llegando a la conclusión de que las supernovas Tipo I suelen darse en galaxias con poblaciones estelares con más baja actividad de formación de estrellas que las supernovas Tipo II, más comunes en entornos con poblaciones estelares mucho más jóvenes (llamadas regiones HII).

Atendiendo a los procesos físicos envueltos en la formación de la supernova, también hacemos una clasificación: las supernovas termonucleares y las que se generan a través

del colapso del núcleo. La supernova Tipo Ia es la representativa del primer grupo, y las supernovas Tipo II, Ib y Ic se encuentran en el segundo de los grupos.

Sean del tipo que sean, las supernovas son fenómenos extraordinariamente violentos. La cantidad de energía liberada en una explosión supernova es asombrosa. Para tener una idea de los valores que se manejan en una explosión Tipo II, Tipo Ib o Tipo Ic, la cantidad de energía liberada es del orden de 10^{46} J, de los cuales un 1% es en forma de energía cinética del material eyectado y menos del 0.01% es liberada en forma de los fotones que producen el espectáculo visual. El resto, se libera en forma de neutrinos.

En los dos siguientes items veremos de forma somera en qué consisten los mecanismos que gobiernan ambos tipos de supernova [12].

1.3.1.1. *Supernovas termonucleares. Supernovas Tipo Ia.*

Se trata del mecanismo más obvio por el que esperar una explosión supernova. La mayoría de las estrellas explotarían si toda su energía fuera liberada de forma repentina.

Existe un gran interés astrofísico en el estudio y conocimiento de las supernovas Tipo Ia, y es que suelen ser usadas como *candelas estándares* porque sus curvas de luminosidad y espectro varían relativamente poco y de un modo sistemático. Esta característica lleva a pensar que el mecanismo responsable de estos violentos fenómenos debe ser bastante uniforme [13].

Básicamente, son dos los escenarios posibles para una supernova Tipo Ia; la supernova simple degenerada y la doble degenerada. La supernova Tipo Ia parece provenir de una enana blanca de Carbono-Oxígeno (CO) dispuesta en un sistema binario; sin embargo, aún es desconocido si son el resultado de la unión de dos enanas blancas (el escenario doble degenerada) o de la acreción de material hacia una enana blanca desde una compañera no degenerada (el escenario simple degenerada). Lo que es cierto es que, normalmente, ambos escenarios requieren de al menos una enana blanca CO en un sistema binario. La falta de hidrógeno en estas supernovas indica que la estrella involucrada carece de una atmósfera de hidrógeno, lo que alimenta esta teoría que cuenta a las enanas blancas como progenitoras de este tipo de supernova ya que son estrellas muy pobres en hidrógeno.

La ignición termonuclear en una enana blanca CO se alcanza cuando su masa llega al límite de Chandrasekhar [12]. Por supuesto, este límite se alcanzará más rápido cuanto más cerca de él esté la masa estelar inicial de la enana blanca. El resto de la masa la gana por acreción de material de su compañera no degenerada, en el escenario de una degenerada simple, o del disco resultado de la fusión de dos estrellas degeneradas (en el escenario doble degenerada). En un núcleo en torno a este valor de masa límite se va a producir la combustión del carbono que, eventualmente, tornará el núcleo en un núcleo Oxígeno-Neón (ONe), el cual no podrá experimentar la explosión termonuclear.

El mecanismo que pone en marcha la explosión supernova todavía es objeto de discusión. En un sistema modelo de dos enanas blancas en una órbita binaria, la estrella menos

masiva, que sería también la de mayor radio, eventualmente podría extenderse más allá de su lóbulo de Roche [12] y ser completamente destrozada en unas pocas órbitas. El disco resultante cedería material rico en carbono y oxígeno a la estrella primaria, más masiva. Al aumentar su masa, y cerca del límite de Chandrasekhar, comenzarían las reacciones nucleares en su interior. Sería el camino hacia la explosión supernova de la enana blanca primaria.

En un sistema modelo simple degenerada el material que cae hacia la enana blanca, rico en helio, podría ser el responsable de la explosión. Cuando la cantidad de helio, que se dispondría en la superficie de la enana blanca CO, llega a ser suficiente, es posible que se inicie el flash de helio, lo que provocaría una onda de choque moviéndose hacia el interior de la estrella y la subsiguiente ignición del núcleo de carbono y oxígeno. Otra forma de iniciarse la ignición en un modelo simple degenerada, sería por falta de soporte de la masa de la estrella. En este caso, cuando se iniciara, podrían darse múltiples e independientes focos de ignición dentro del núcleo. Por supuesto, cómo sea la ignición del núcleo, su estructura y velocidad, afecta a la curva de luminosidad y a la sintetización de elementos pesados, o sea, a su espectro.

1.3.1.2. *Supernovas por colapso nuclear. Supernovas Tipo II, Tipo Ib y Tipo Ic.*

Es habitual que este proceso se dé para estrellas con masa alrededor de $8M_{\odot}$ en fase posterior a la Secuencia Principal (siendo M_{\odot} la masa Solar). Una vez que la estrella quema su hidrógeno y se produce también la combustión del helio es posible, en estrellas muy masivas, que, gracias a las altas temperaturas, se produzca también combustión del núcleo formado ahora por carbono y oxígeno. Este es el inicio del camino para que la estrella, lejos de terminar sus días como una nebulosa planetaria, lo haga como una catastrófica explosión supernova.

Como la capa de helio en combustión continúa calentando en cierto modo el núcleo CO, y como el núcleo continúa contrayéndose, puede llegar a producirse la ignición del carbono, generándose una gran variedad de productos, tales como ${}^{16}_8O$, ${}^{20}_{10}Ne$, ${}^{23}_{11}Na$, ${}^{23}_{12}Mg$ y ${}^{24}_{12}Mg$.

Se crea entonces una estructura en forma de capas desde el interior de la estrella, donde los elementos más pesados se sitúan en el interior y los más ligeros en las capas más externas de la estrella. Siguiendo a la combustión de carbono comenzará la combustión del oxígeno presente en el núcleo CO, de manera que aparece una nueva composición del núcleo dominada por el ${}^{28}_{14}Si$. A temperaturas muy altas, del orden de $3 \cdot 10^9$ K, se genera la combustión del silicio.

La combustión del carbono habrá generado la aparición de núcleos tales como ${}^{54}_{26}Fe$, ${}^{56}_{26}Fe$ y ${}^{56}_{28}Ni$. El resultado es un núcleo de hierro.

A tan altas temperaturas, los fotones comienzan a tener energía suficiente para destruir núcleos pesados mediante el proceso de fotodesintegración. Particularmente importantes son las desintegraciones de ${}^{56}_{26}Fe$ y 4_2He .

Cuando la masa del núcleo de hierro en contracción llega a ser suficientemente grande y la temperatura suficientemente alta, la fotodesintegración puede mermar en poco tiempo la concentración de núcleos pesados. En estas condiciones, los electrones libres que han servido de sostén a la estrella en forma de una presión de degeneración electrónica que se opone a su colapso, son capturados por los núcleos pesados y por los protones producidos en la fotodesintegración. En esta reacción la energía en forma de neutrinos que escapa de la estrella llega a ser enorme. Para hacernos una idea, en la combustión del silicio, la potencia lumínica en forma de fotones para una estrella modelo de $20M_{\odot}$ es de $4.4 \cdot 10^{31}$ W, mientras que debida a los neutrinos es de $3.1 \cdot 10^{38}$ W.

La fotodesintegración del hierro combinada con la captura electrónica por los núcleos pesados y los protones libres, provocan que de repente se pierda la mayor parte del soporte del núcleo de la estrella y entonces, debido al enorme peso del núcleo estelar, comienza el colapso. Al principio, es un colapso homogéneo y su velocidad es proporcional a la distancia desde el centro de la estrella. Cuando el radio del objeto es tal que la velocidad es mayor que la velocidad del sonido local, el colapso no puede permanecer homogéneo y el núcleo más interno se separa del ahora supersónico núcleo externo.

El colapso homogéneo del núcleo interno continúa hasta que la densidad excede en varias veces el valor típico de la densidad de un núcleo atómico. En este momento, el potencial nuclear fuerte, repulsivo a estas escalas, frena el colapso, comenzando a emitirse ondas de presión sobre el material que aún está cayendo desde el núcleo externo. Cuando su velocidad supera la del sonido, se volverán ondas de choque y a su vez, hablaremos de ondas de acreción, de *blast waves*, porque irán barriendo toda la materia que encuentren a su paso.

Llegados a este punto hay cierta laguna teórica sobre cómo el choque consigue mantener energía suficiente para seguir su camino a la superficie, ya que las altas temperaturas siguen favoreciendo la fotodesintegración de los átomos de la zona y sigue produciéndose captura electrónica por parte de los protones libres. Estos procesos robarían parte de la energía del choque. Pero no ocurre así. Se piensa que puede ser gracias a la gran cantidad de neutrinos que se han ido generando en esos procesos de fotodesintegración y captura electrónica, que el choque mantiene la energía suficiente para barrer todo el material desde el interior al exterior de la estrella. Es en este momento donde se produce gran parte de la nucleosíntesis de elementos. Cuando el choque alcanza la superficie, todos estos elementos son lanzados al medio circumestelar.

La energía cinética total del material en expansión es del orden de 10^{44} J, aproximadamente el 1% de la energía liberada en forma de neutrinos. Finalmente, cuando el material llega a ser ópticamente delgado, a un radio de $\sim 10^{13}$ m, resulta una tremenda exhibición óptica, liberando del orden de 10^{42} J de energía en forma de fotones, con un pico de luminosidad cercano a 10^{36} W, lo que viene siendo $10^9 L_{\odot}$ (donde L_{\odot} es la luminosidad Solar), siendo capaz de competir en brillo con una galaxia entera.

El evento sucintamente descrito (el catastrófico colapso del núcleo de hierro, la generación de una onda de choque y la consiguiente eyección del material hacia el medio circumestelar) se piensa que es el mecanismo general que gobierna una explosión supernova por colapso del núcleo estelar. Que esta supernova resulte en una supernova Tipo II, Tipo Ib o Tipo Ic es algo que tiene que ver con la composición y la masa de la envolvente del núcleo en el momento del colapso nuclear y también con la cantidad de material radioactivo sintetizado en la eyección.

De forma observacional, las supernovas Tipo II, más comunes que las supernovas Tipo Ib o Tipo Ic, son usualmente supergigantes rojas en el momento del colapso nuclear. Sin embargo, los Tipos Ib y Ic ya han perdido parte de su masa antes de la detonación.

Dependiendo de la masa inicial de la estrella, el objeto que quede como residuo será diferente. Podrá suceder que si la masa estelar inicial no era muy grande, inferior a $25M_{\odot}$, el resultado sea que el núcleo interno logre estabilizarse y se genere una estrella de neutrones, y si la masa es mucho mayor, podrá ser que la fuerza gravitatoria provoque que el colapso sea completo y se genere un agujero negro. Ambos fenómenos liberarían en sus procesos gran cantidad de neutrinos.

En cualquier caso, sea cual sea el mecanismo o mecanismos que la generan (termonuclear o colapso nuclear), el deshecho en expansión de la explosión supernova es lo que se llama su *remanente*, cuya introducción hacemos a continuación.

1.3.2 Remanentes de supernova. Introducción teórica.

El remanente de Supernova (SNR) como decimos, no es más que el deshecho en expansión de la estrella devastada en la explosión supernova y el resultado de la interacción de este material con el medio interestelar circundante [14] (una fotografía del Remanente de la supernova de Kepler puede verse en la figura 1.2).

Dado que las supernovas se clasifican según su mecanismo de generación en supernovas termonucleares y supernovas por colapso nuclear, podríamos esperar que la clasificación de los SNR siguiera también esta filosofía. Ocurre sin embargo que, aunque espectroscópicamente puede intentarse determinar su origen, cuando ya prácticamente toda la emisión proviene del material barrido y asumido en el remanente durante su evolución en el medio interestelar, serán necesarios otros estudios para determinar su origen supernova. Por supuesto, si hay alguna evidencia como el hecho de que en su interior exista una estrella de neutrones, es claro que su origen es una supernova por colapso nuclear.

Al no tener una clara clasificación por su origen, los SNR suelen clasificarse por su morfología; una morfología que, en general, dependerá de las características del medio en el que se encontraba inmersa la estrella. Si el medio en el que evoluciona es relativamente homogéneo, la forma del SNR será aproximadamente circular y, si por el contrario, el medio circundante es no homogéneo, acabará adquiriendo una forma irregular, con una infinidad de estructuras diferentes. Tradicionalmente, se reconocen tres clases: los remanentes con

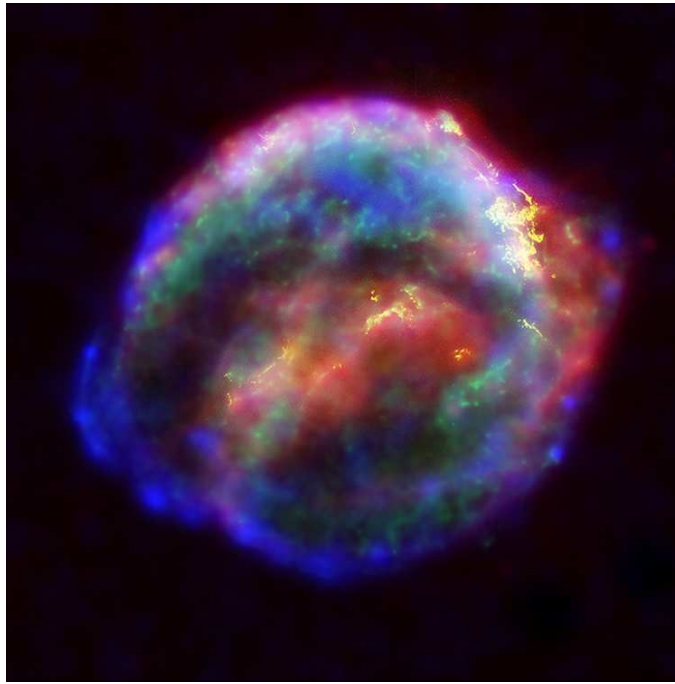


Figura 1.2: Remanente de la supernova de Kepler en visible, rayos X e infrarrojos.
<http://hubblesite.org/gallery/album/star/supernova/pr2004029b/>

estructura de capa, los remanentes llamados *pleriones* o *PWN* (siglas de *Pulsar Wind Nebula*) y los remanentes *compuestos*.

Ya se ha mencionado, que la onda de choque provocada en el fenómeno de la supernova, va barriendo y acumulando materia del medio interestelar en su evolución. Descrito de una forma elemental, a este choque capaz de acretar materia a su paso se le denomina *blast wave*. En este barrido de materia se van generando capas de plasma calentado por la presencia del choque. Así, en muchos casos, la morfología del remanente se caracteriza por una serie de capas iluminadas, lo que clasificaría al SNR como uno con estructura de capa.

En el caso de una supernova por colapso nuclear, se espera la presencia de una estrella de neutrones rotando a una velocidad vertiginosa (*púlsar*) y por tanto, con un periodo de rotación muy reducido. La estrella lanza una gran cantidad de energía (de la forma $\dot{E} = 4\pi^2 \frac{I}{P^3} \dot{P}$, donde I es el momento de inercia de la estrella, del orden de 10^{45} gcm², y P el periodo de rotación de la estrella, y el punto indica derivada temporal) en forma de un viento de electrones y positrones acelerados a velocidades ultra relativistas que terminará como un choque propagándose hacia el medio ambiente. Estas partículas, transportándose por advección y difusión, generan una nebulosa que le da nombre al fenómeno: *pulsar wind nebula*. Estos son los remanentes llamados pleriones o PWN y, ya que la nebulosa presenta una morfología con un máximo de brillo en la región central, también se les llama remanentes *de centro lleno*.

Se encuentran en la naturaleza púlsares energéticos, con edades inferiores a ~ 20.000 años, que presentan una estructura de nebulosa pulsante mientras están rodeados por un remanente en forma de capas. Así, morfológicamente, esta estructura es combinación de los modelos explicados con anterioridad. Estos remanentes son clasificados como SNR compuestos.

También, se han detectado remanentes que presentan una morfología tipo capas en emisión radio pero cuya emisión en rayos X proviene principalmente del centro del SNR. En general, estos casos se asocian a remanentes ancianos con un medio interestelar denso. La emisión de rayos X originaria del centro no es emitida por un púlsar, consiste en una emisión térmica del plasma caliente. Se les llama remanentes de *morfología mezclada* o remanentes *compuestos térmicos*. Localizar este tipo de fenómenos fuera de la clasificación primaria o las observaciones espectroscópicas cada vez más exhaustivas y que hacen que podamos clasificar a los remanentes según sus abundancias químicas, fue ampliando desde hace unas décadas la clasificación de los remanentes. No obstante, unas u otras no son excluyentes, usándose la más útil en función del contexto de trabajo. Por ejemplo, un mismo remanente se podría clasificar como un remanente rico en oxígeno y a su vez alojar un PWN en un remanente compuesto, como es el caso particular de SNR B0540-69.3, en la Gran Nube de Magallanes.

1.3.2.1. Fases de la evolución de un Remanente de supernova.

Ya hemos introducido el hecho de que una explosión supernova, de forma prácticamente instantánea, introduce una descomunal cantidad de energía a través de una onda de choque que se propaga en el medio interestelar. La evolución del Remanente de supernova es usualmente dividido en cuatro fases [14, 15]:

I) *Fase de expansión libre*. Es la fase dominada por la propia eyección supernova, en la que la masa de material barrido o acretado por el choque, $M_{acretada}$, es muy inferior a la masa del material eyectado en la explosión, $M_{eyectada}$.

En esta fase, el choque se desplaza a una velocidad altísima; la energía de la explosión redonda en su energía cinética. Una vez que las masas tiendan a igualarse comenzará una desaceleración.

Un ejemplo de fenómeno real evolucionando en esta fase es el SNR asociado a SN1987A o el remanente Cas A, con ~ 300 años de edad, que ya estaría evolucionando camino a la segunda fase.

II) *Fase Sedov-Taylor o adiabática*. En esta fase, donde $M_{acretada} > M_{eyectada}$, una parte sustancial de la energía cinética, se ha transformado en energía térmica, produciéndose una expansión adiabática del choque. Así, diremos que las pérdidas radiativas aún no son importantes.

Ejemplos de fenómenos reales evolucionando en esta fase son el SNR asociado a la llamada supernova de Tycho o la nebulosa del Cangrejo, cuya edad es de ~ 940 años y su velocidad de expansión de ~ 900 km/s.

III) *Fase Snowplow*. Fase en la que el enfriamiento por radiación es energéticamente importante. Durante esta fase, se forma una fría y densa capa justo detrás del frente del choque.

Un ejemplo de fenómeno real inmerso en esta fase es el SNR Lazo del Cisne, también conocido como Nebulosa del Velo, cuya edad es de $\sim 4 \cdot 10^4$ años y su velocidad de expansión de ~ 120 km/s.

IV) *Fase de fusión*. Fase en la que se produce la disipación o fusión del choque con el medio interestelar. La velocidad del choque será equiparable a la velocidad del medio interestelar, la temperatura detrás del choque comparable con la temperatura del medio y su presión interna semejante a la presión del gas ambiente.

Siempre habrá que tener en cuenta que, aunque la descripción de un Remanente de supernova según estas fases ofrece una forma sencilla y óptima de trabajar, el estudio de un fenómeno concreto puede no ser tan fácilmente etiquetable. De hecho, es posible encontrar en la naturaleza remanentes que no se ajusten a esta descripción, como por ejemplo, fenómenos muy jóvenes que sin embargo atraviesen por periodos radiativos; o, es usual también encontrar que distintos sectores de un mismo remanente se encuentren en fases distintas.

También es posible toparnos en la literatura con designaciones en función de la edad estimada del fenómeno y el estado de su evolución. Así, se hablará de *jóvenes* remanentes a aquellos que están en la primera fase o iniciando la segunda, *maduros* a los que están en la fase II o entrando en la fase III y *ancianos* a los que están ya inmersos en la última fase.

1.3.2.2. Modelo analítico para la descripción de un Remanente de supernova.

Existen varios modelos analíticos que predicen la evolución del choque que se propaga en un SNR. De entre todos, la solución auto-similar de Sedov-Taylor es el más empleado [14].

Se asume una explosión que instantáneamente lanza un choque esférico que se expande en un medio ambiente de densidad uniforme ρ_0 inyectando una cantidad de energía E , sin considerar pérdida energética alguna. Es decir, cualquier energía irradiada es mucho más pequeña que la energía de la explosión. Este régimen de energía constante ya vimos que es conocido como fase de expansión libre y en ella la velocidad de expansión del choque, su densidad y su presión serán determinadas únicamente a partir de los parámetros iniciales del sistema, E y ρ_0 .

Como en su evolución en el medio ambiente el choque irá incorporando material, recordamos que el choque típico de un SNR es un *blast wave*. Pues bien, representando este *blast wave* como un gas ideal describiéndolo en su fase adiabática, tendremos que $\frac{p}{p_0} = R^{-3} f_1$,

$\frac{p}{\rho_0} = f_2$, $v = R^{-3/2} f_3$, donde R es el radio del frente del choque, p_0 y ρ_0 son la presión y la densidad del material no perturbado que se encuentra a la cabeza del *blast wave* y f_1 , f_2 y f_3 son funciones del cociente $\frac{r}{R}$, donde r es la posición radial [15].

Con estas asunciones, podemos decir que el movimiento del choque podrá describirse de tal forma que su radio y su velocidad son solamente funciones de la energía total del sistema por unidad de longitud E , la densidad del material no chocado o no perturbado ρ_0 , el índice adiabático γ y el tiempo t que transcurre desde la explosión inicial.

$$R_{choque} = \left(\frac{\xi E t^2}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{5}} \quad (1.6)$$

y

$$v_{choque} = \frac{dR_{choque}}{dt} = \frac{2}{5} \left(\frac{\xi E}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{5}} t^{-\frac{3}{5}} = \frac{2}{5} \frac{R_{choque}}{t} \quad (1.7)$$

donde ξ es un parámetro adimensional que depende del índice adiabático γ .

Esta solución clásica asume que el choque es infinitamente delgado, la densidad dentro de la capa ya afectada por el choque es infinitamente alta y la presión de la materia por delante del choque, que no se ha visto perturbada por el mismo, es nula. Aunque estos son, obviamente, requerimientos poco realistas, se demuestra que son una bastante buena aproximación [15]. Los marcos en los que la solución autosimilar de Sedov-Taylor no es una buena solución son:

- La velocidad de expansión predicha es más alta que la velocidad con la que el material irrumpe en el medio ambiente. Esto se traduce en decir que la solución no será válida para SNR muy jóvenes.
- La presión dentro del *blast wave* cae a valores comparables a la presión del medio ambiente. Esto se traduce en decir que el frente de choque en expansión ya es anciano, alcanza un radio de cientos de pársecs.
- La pérdida de energía por radiación no es despreciable.

Una vez que las pérdidas por radiación llegan a ser significativas el remanente pasa a su fase *Snowplow*. Durante esta fase, se forma una capa densa detrás del choque y recordemos, la materia del medio interestelar es barrida y acretaada en ella. El fenómeno pasará de ser descrito por una conservación de la energía a serlo por la conservación del momento y, en general, la solución clásica de Sedov-Taylor dejará de ser aplicable y pasaremos a resolver el problema de un *blast wave* radiativo.

En un primer análisis de este problema [15], se asume que el cambio temporal de la energía es proporcional a la temperatura, o a la razón entre presión y densidad, del material ubicado directamente detrás del frente del choque: $E = \frac{Cp}{\rho}$. Cuando este cociente sea negativo, tendremos pérdidas energéticas desde el frente del choque y cuando sea positivo,

energía depositada en el mismo. Se define esta constante C como: $C = \frac{\gamma_1 - \gamma}{(\gamma_1 - 1)(\gamma - 1)}$, donde el subíndice 1 representa el material situado justo detrás del frente y que constituye la región enfriada o *cooling layer*, y los términos sin subíndice denotan al material que aún no ha sido perturbado por el choque. En este tratamiento, el caso en que $1 \leq \gamma_1 < \gamma$ corresponde al caso de pérdida de energía y $\gamma_1 > \gamma$ corresponde al depósito de energía en el frente del choque. Además, el caso en que $\gamma_1 = \gamma$ recuperaría el caso adiabático. No obstante, este análisis incluye aproximaciones que restringen su aplicación partiendo del hecho de que en todo momento asume que la presión del material no perturbado es nula.

Otro análisis posterior [16] desarrolla para el *blast wave* una solución auto-similar basada en una serie de variables adimensionales que expresa el radio como una ley de potencias del tiempo del tipo: $R \propto t^{\frac{2}{(5+k_E+k_\rho)}}$, donde k_E y k_ρ son las variables de energía y densidad tales que su relación con el radio del *blast wave* es $E = E_1 R^{-k_E}$ para la energía y $\rho = \rho_1 R^{-k_\rho}$ para la densidad. Estas soluciones pueden ser aplicadas a distintos escenarios astrofísicos pero, en concreto, para el caso de un *blast wave* radiativo propagándose en un medio homogéneo donde el enfriamiento ocurre inmediatamente detrás del choque formándose una capa densa y fría que tendría concentrada toda la masa del choque, el resultado que se obtiene de estas ecuaciones tiene dos raíces. La primera de ellas es conocida como *momentum-conserving snowplot* (MCS) para la cual, cuando $\gamma = \frac{5}{3}$, la dependencia temporal del radio del choque se simplifica a $R \propto t^{1/4}$. En esta solución tanto la presión del ambiente como la presión media del *blast wave* es nula y el enfriamiento del interior es muy eficiente incluso a bajas densidades. La segunda raíz es de particular interés en los SNR y es la llamada *pressure-driven snowplot* (PDS) donde, cuando $\gamma = \frac{5}{3}$, la dependencia temporal del radio del choque se simplifica a $R \propto t^{2/7}$. Estas soluciones analíticas, no obstante, no reproducen fielmente los resultados numéricos encontrados para condiciones astrofísicas.

Otra descripción de los choques esféricos radiativos provocados en un SNR se encuentra en [17]. Se introduce una función de enfriamiento o *cooling function* como una ley de potencias de la densidad y la temperatura de la forma $\Lambda \propto \rho^\alpha T^\beta$. Se describe una estructura esquemática de la onda de choque radiativa formada por cuatro estratos desde el exterior al interior del choque asumiendo que el enfriamiento radiativo sólo es importante para temperaturas mayores que la temperatura de enfriamiento radiativo del gas, T_c : 1) el material no chocado, que se asume con presión, conductividad de calor, viscosidad y campo magnético nulos y densidad igual a la densidad ambiente. Es seguida por el propio frente del choque, considerado infinitamente delgado. 2) El gas calentado al paso del choque es contenido en la llamada capa de enfriamiento o *cooling layer* ya mencionada, que tendrá una temperatura siempre mayor que T_c . El gas barrido por el choque que ya se ha enfriado a temperaturas por debajo de esta T_c , constituye la capa 3), separada por una discontinuidad de contacto de la cuarta y última capa 4) formada por el interior, de baja densidad y alta temperatura. Con este esquema se definen magnitudes como los tiempos y longitudes características de enfriamiento, ambos como potencias de la edad del choque cuando el enfriamiento comienza a ser importante, esto es, cuando ya ha radiado la mitad de su

energía, y también la masa de materia contenida dentro de la capa de enfriamiento, que dependerá del tiempo de enfriamiento y de la masa total barrida por el choque.

También [18] versa sobre la solución auto-similar para el problema del *blast wave*. En este caso se considera un *blast wave* esférico semirradiativo. Introduce una estructura para el choque similar a la proporcionada y descrita en [17], con un régimen radiativo detrás del choque y una cavidad interior dominada por la solución adiabática. Se define un parámetro de enfriamiento adimensional cuyo valor variará entre 0 y 1, siendo los casos adiabático y totalmente radiativo, respectivamente.

Recapitulando, hay muchos escenarios astrofísicos que cuentan con la presencia de *blast waves*, tanto adiabáticos como radiativos y son muchos los autores que han atacado la forma de hallar su solución. En general, la evolución en instantes iniciales puede ser considerada adiabática y modelada con la solución de Sedov-Taylor. Cuando la velocidad del choque es suficientemente pequeña, el tiempo de enfriamiento del gas calentado puede llegar a ser menor que la edad del remanente y en ese momento ya no podrá ser descrito como adiabático. Así, en esta fase más tardía de la evolución, el remanente se modelará como formado por una capa densa y delgada de gas enfriado rodeada por un choque radiativo de temperatura uniforme y rellena por un interior de baja densidad y alta presión: el *pressure-driven snowplot* [19] donde la función de enfriamiento podrá expresarse como una ley de potencias con la temperatura como ya se dijo. Que el choque pueda ser radiativo, además de depender de la velocidad, depende también de la densidad del material a su cabeza, favoreciéndose cuanto más densa sea la región pre-choque. Para estos *blast waves* es importante además introducir el concepto de *precursor radiativo*. Debido a la energía emitida desde el frente del choque, puede ocurrir que la materia no perturbada situada por delante se caliente y se convierta a su vez en material radiante antes de que la onda de choque lo alcance. La presencia del precursor radiativo dependerá tanto de la densidad como de las características atómicas del gas. Cuanto más denso y más ópticamente grueso sea el material, mayor cantidad de la radiación emitida por el choque podrá ser absorbida [15] llegando incluso, para choques rápidos, a ionizar por completo el hidrógeno y el helio ambientes.

1.3.3 *Blast waves* en Astrofísica de Laboratorio.

Las ondas de choque, como ya se ha mencionado, son un fenómeno astrofísicamente muy interesante por ser la base de muchos de los fenómenos que observamos en el universo como son los discos de acreción, las estrellas pulsantes, las SN en su etapa de enfriamiento radiativo, los *bow shocks* de jets estelares, las colisiones de nubes interestelares o la entrada de meteoritos o cometas en las atmósferas planetarias.

La Astrofísica de Laboratorio es, en la actualidad, un área de investigación valiosa para el estudio de choques radiativos ya que existen instalaciones en las que pueden reproducirse condiciones de alta densidad de energía. Así, en el laboratorio, se usan comúnmente tres

métodos para crear choques radiativos en gases [20] que pueden ser caracterizados en función de la profundidad óptica del gas por delante y detrás del frente del choque. El primero se realiza en un *shock tube* [21] mediante el empuje de un pistón de berilio o de un plástico denso dentro de una celda rellena de gas xenón. Estos experimentos se han desarrollado en OMEGA [8, 22–25] y LULI [26–29] usando láseres de kJ obteniendo simetría plana. A causa de que el pulso láser es largo (\approx ns), hay una continua inyección de energía al choque, lo que produce una estructura estacionaria. La velocidad del choque alcanzada en esta clase de experimentos es muy alta ($> 50\text{kms}^{-1}$) y el material chocado está altamente comprimido (>30) debido a las fuertes pérdidas radiativas. A causa de la alta densidad del pistón, el medio detrás del choque es ópticamente grueso mientras que el medio por delante es ópticamente delgado, de ahí que el sistema se clasifique como *grueso-delgado* [30]. Un ejemplo astrofísico de esta clase de sistemas son los choques de acreción producidos en algunos sistemas binarios.

Un tipo diferente de choque se produce después de una liberación repentina de energía como en una explosión instantánea y puntual. En este caso, el choque se mueve dentro del medio circundante creando un *blast wave* que, recordamos, es generalmente descrito como un choque que en su expansión asimila materia. Los *blast waves* han sido generados experimentalmente mediante dos métodos. En el primero, se usa un láser de kJ para irradiar un *pin* o una lámina colocada dentro de un gas de moderado a alto número atómico Z [31, 32]. En el segundo, la energía del láser puede ser depositada directamente dentro del gas formado por *clusters* atómicos para iniciar los choques [33–44]. Los gases formados por *clusters* absorben muy eficientemente la luz intensa del láser creando un plasma caliente con una gran densidad de energía en un blanco de densidad promedio baja. Este plasma posteriormente explota dentro del gas ambiente formando un *blast wave* cilíndrico [34]. Así, se consiguen lanzar choques de alto número de Mach, M , usando láseres de alta intensidad ($> 10^{17} \text{Wcm}^{-2}$) con energías menores a 1 J. Para una velocidad y una presión inicial del gas dadas, los materiales con medio a alto Z alcanzan el régimen radiativo, y por esta razón, kriptón y xenón son usados habitualmente como el medio en el que el choque se propaga. En estos *blast waves* formados en gases de baja densidad, tanto el medio pre-choque, por delante del mismo, como el medio situado detrás, son ópticamente delgados y, por tanto, se clasifican como *delgado-delgado* [45]. Los choques delgado-delgado son comúnmente observados en Astrofísica. Los choques de SNR que evolucionan en un entorno suficientemente denso son de este tipo, por ejemplo.

1.4 Jets estelares. Objetos Herbig-Haro.

Para un astrofísico, un jet es un flujo de gas colimado y supersónico que emana de un objeto condensado colapsando bajo su propio peso transportando masa, momento, energía y flujo magnético. Para una estrella en formación, por ejemplo, el jet es un medio de liberar el momento angular del objeto en rotación, permitiendo a la estrella evolucionar. Sin este

mecanismo, el *spin* de la protoestrella evitaría el colapso necesario para iniciar la fusión termonuclear.

Cuando las protoestrellas o protogalaxias se forman, el gas ambiente, el polvo o, en el caso de galaxias, estrellas completas, están sostenidos gravitacionalmente, lo cual, necesariamente, está asociado a poseer momento angular. Para originar el colapso, la conservación del momento angular requiere que la velocidad de la rotación del material en colapso aumente hasta alcanzar un cierto punto a partir del cual la materia ya no podrá moverse hacia el eje de rotación y caerá paralelo al eje hacia el plano ecuatorial formándose un disco que llamamos de *acreción*. Una pequeña fracción del disco de materia es lanzado en extensos flujos colimados y dirigidos en sentidos opuestos que transportan muy poca de la materia concentrada pero la mayoría del momento angular del disco. Esto permite que el material derive hacia el interior y se someta a la tensión gravitatoria [46].

No obstante, además de estos jets, son muchos los tipos de flujos que pueden encontrarse en el cosmos. Abarcan grandes rangos de luminosidad y de colimación; de los ejemplos más potentes observados emergiendo de núcleos de galaxias activas a los jets asociados a jóvenes objetos estelares de baja masa situados dentro de nuestra propia Galaxia. Entre estos dos extremos pueden encontrarse flujos asociados a estrellas de neutrones, masivos sistemas binarios de rayos X, agujeros negros,... Otros, menos colimados, se observan frecuentemente naciendo de estrellas en estados tardíos de su evolución. También asociadas a ellos están las explosiones de rayos gamma. Y, observacionalmente, se ha revelado que la corona de nuestro Sol está repleta de jets y llamaradas, aunque por supuesto, estas estructuras tienen una energía total mucho menor que la de los jets cósmicos [47].

La mayoría de estos flujos, a pesar de sus diferencias de escalas físicas y potencias son morfológicamente muy similares. Para fijarnos una idea:

- Jets de estrellas jóvenes: Presentan una longitud en un rango entre 0.01-1 pc, una velocidad del gas dentro del jet en un rango entre 100-400 kms^{-1} . El objeto central es una estrella naciente de masa $\sim 1M_{\odot}$ y con una luminosidad entre $0.1-2 \cdot 10^4 L_{\odot}$.
- Jets de núcleos activos de galaxias: Presentan una longitud en un rango entre 0.01-1 Mpc, una velocidad del gas dentro del jet que puede ser $\sim c$. El objeto central es probablemente un agujero negro masivo de masa en un rango entre $10^6 - 10^9 M_{\odot}$ y con una luminosidad entre $10^{43} - 10^{48} L_{\odot}$.

Así, en general, se piensa que todos los núcleos de galaxias activas o los objetos protoestelares presentan una fase de estructura jet que en los primeros podría extenderse a 10^8 años y en los segundos a 10^5 años lo que, en cualquier caso, es una muy pequeña porción de la vida completa del acontecimiento. Por lo tanto, el fenómeno jet cubre escalas con variaciones que pueden ser de más de siete órdenes de magnitud y, no obstante, comparten propiedades comunes: son altamente colimados y, en general, bipolares; son originados a partir de objetos compactos; muestran una cadena de más o menos regularmente espacia-

dos nudos o grupos de emisión, *knots* de emisión, que en algunos casos se mueven a altas velocidades desde la fuente central; a menudo terminan en lóbulos de emisión que son considerados la *superficie de trabajo* que arremete contra el medio ambiente; están asociados a campos magnéticos; muestran evidencias de acreción de materia hacia la fuente central vía un disco de acreción [47]. Estos parecidos llevan a pensar que los principios físicos que gobiernan deben ser los mismos para todos estos objetos.

Hemos introducido el término *superficie de trabajo* del jet. Esta es, como dijimos, la superficie del objeto que impacta con el gas ambiente, esto es, marca la posición en la que el flujo protoestelar impacta con su entorno. A menudo, esta superficie toma forma de *bow shock* (ver figura 1.3) aunque a veces, por la propia naturaleza caótica de los choques, por contener material eyectado en diferentes estados de evolución, se configuran morfologías caprichosas [47, 48]. En algunos casos se puede formar lo que se denomina una *superficie de trabajo interna* cuando se producen suaves colisiones en el interior del flujo y se induce que gas moviéndose a más velocidad alcance zonas que se mueven más lentamente. En esta situación se generan dos estructuras de choque consistente en un *choque inverso* que desacelera el flujo supersónico y el choque a la cabeza que acelera el material con el que colisiona [48].

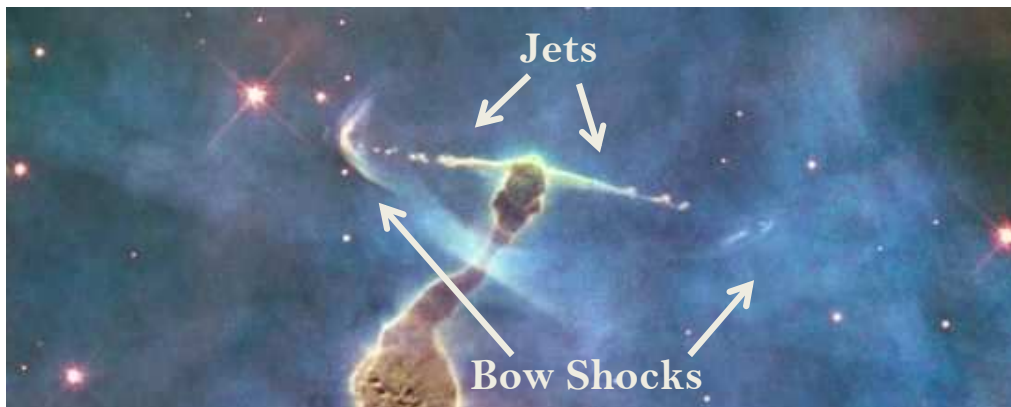


Figura 1.3: Objeto Herbig - Haro (HH 901/902) en la nebulosa de Eta Carinae. Se observan la estructura de jet bipolar y las terminaciones *bow shock*. <http://hubblesite.org/newscenter/archive/releases/2010/13/image/i/>

También introdujimos el concepto de *knots* internos en el cuerpo del jet. Debido a inestabilidades de Kelvin - Helmholtz (K-H) en la superficie de contacto entre el jet y el medio que lo rodea, se incitaría la generación de choques internos oblicuos que viajarían a velocidades mucho menores que la del propio jet. Estos choques son los candidatos ideales para explicar la producción de *knots* en jets para los cuales el enfriamiento por radiación no es importante. Sin embargo, cuando los jets son fuertemente radiativos (en jets generados en objetos protoestelares, por ejemplo), el enfriamiento reduce la presión en el *cocoon* que rodea al haz (un envoltorio del jet de materia *de desecho*, cuyo método de formación se

comentará en el siguiente apartado) y esto no justificaría la presencia de inestabilidades K-H ni tampoco, por tanto, de choques internos en el jet. En este caso, la presencia de *knots* podría explicarse como ocasionada por variaciones temporales de las velocidades de eyección del flujo a partir de la fuente. Estas variaciones supersónicas evolucionarían para formar la cadena de choques radiativos regularmente espaciados a lo largo del eje. Las alteraciones en la velocidad del jet podrían estar asociadas a inestabilidades térmicas en el disco de acreción que rodea a la estrella central, a explosiones por reconexión magnética en el borde del disco o incluso por ambas cuestiones originadas a la vez aunque en diferentes fases y ratios durante el proceso de acreción [47].

De entre todos los ejemplos que hemos ido viendo, nosotros nos interesaremos fundamentalmente en los jets asociados a fenómenos de estrellas nacientes, los llamados actualmente objetos Herbig-Haro, u objetos HH. Lo que conocemos ahora como estos jets de protoestrellas se observaron por primera vez en 1890 por S. Burnham, que los describió como *nebulosas débiles*. Estos objetos fueron interpretados como débiles estrellas hasta que en 1940 fueron reclasificados por G. Herbig y G. Haro que los identificaron como otra clase objetos y por ellos reciben el nombre. Los objetos HH no fueron completamente entendidos como jets hasta principios de los '80 cuando se realizaron observaciones que revelaron su naturaleza estrecha y colimada. Desde ese momento se han identificado y clasificado cientos de objetos HH, muchos de ellos asociados a jets [46] aunque a veces no consiguen alcanzar una forma altamente colimada y se quedan sólo como flujos normalmente bipolares que brotan del joven objeto estelar [48].

Todos los jets HH presentan líneas de emisión tanto en el óptico como en el infrarrojo. Estas líneas dan información de las temperaturas y densidades locales, de la velocidad del jet y de la presencia de choques a lo largo del mismo. Son siempre flujos supersónicos, con números de Mach de $\sim 20 - 40$ y su densidad suele ser considerablemente más alta que la del medio circundante, con razones $\frac{\rho_{jet}}{\rho_{ambiente}} \approx 1-20$.

1.4.1 Base teórica de los Jets Astrofísicos.

Los jets representan una clásica aplicación astrofísica de las ecuaciones de la Magnetohidrodinámica (MHD) y así, las simulaciones numéricas que de ellos se hacen usan códigos que resuelven estas ecuaciones [46, 49–56]. Los modelos que describen la dinámica del jet van a depender como mínimo de tres parámetros [47]: la velocidad del jet, el número de Mach y la razón entre densidad del jet y densidad ambiente. Otro parámetro crucial en estas simulaciones es la intensidad del campo magnético que, cuando bajo ciertas circunstancias puede ser despreciado (si la densidad de energía cinética domina sobre el campo), nos devuelve el comportamiento general de la propagación de un jet hidrodinámico puro.

Un jet supersónico propagándose en un gas ambiente *estacionario*, desarrollará un modelo de doble choque a su cabeza (la ya mencionada *superficie de trabajo*) debido al

impacto con el medio circundante. El haz moviéndose hacia fuera es desacelerado y el material ambiente es acelerado gracias al *bow shock* que va avanzando [47, 49, 57].

La velocidad de avance del *bow shock* puede ser estimada mediante el balance del flujo de momento a los dos lados de la *superficie de trabajo*. Esto es, igualando el flujo de momento del material del jet a su cabeza y el flujo de momento asociado al medio ambiente en el *bow shock* [47, 49, 57, 58]

$$[\rho(v_{jet} - v_{bs})^2 + P_{jet}]R_{jet}^2 \approx [\rho_{ambiente}v_{bs}^2 + P_{ambiente}]R_i^2 \quad (1.8)$$

donde ρ_{jet} y $\rho_{ambiente}$ son las densidades del jet y el gas ambiente, respectivamente, v_{jet} es la velocidad del jet, v_{bs} es la velocidad de avance del bow shock.

Para flujos altamente supersónicos, la presión térmica del jet (P_{jet}) y la del ambiente ($P_{ambiente}$) pueden despreciarse y se obtiene que la velocidad del *bow shock* se define como:

$$v_{bs} \approx v_{jet} \left[\frac{1}{1 + (\eta\alpha)^{-1/2}} \right] \quad (1.9)$$

donde $\eta = \frac{n_{jet}}{n_{ambiente}}$ es la razón entre la densidad numérica del jet y la del ambiente, y $\alpha = \left(\frac{R_{jet}}{R_i}\right)^2$, donde R_{jet} es el radio del jet colimado y R_i es el radio de la cabeza del jet.

De la ecuación 1.9 se obtiene que, cuando el jet es de baja densidad ($\eta \ll 1$), $v_{bs} \ll v_{jet}$ y el material del jet en sí mismo, como haz, sin considerar otras estructuras, es desacelerado continuamente. El material chocado, a alta presión, dirige entonces un flujo hacia atrás creándose un *cocoon*, un envoltorio del jet que se forma con materia de desecho. Cuando el jet es denso ($\eta \gg 1$), $v_{bs} \approx v_{jet}$ y simplemente se abre camino a través del medio circundante sin producirse esa acumulación de gas. El gas ambiente que es atravesado por el *bow shock* formará una especie de velo de gas chocado y calentado que rodeará a la estructura [47].

Los jets generados en protoestrellas presentan una dinámica que suele estar muy afectada por el enfriamiento radiativo. En general, en sus inicios puede considerarse un comportamiento adiabático pero cuando la escala de tiempo de enfriamiento es comparable o menor que la escala de tiempo de evolución no podrá asumirse esta aproximación. Después de un tiempo igual a $t_{enfriamiento}$ el jet desarrolla una capa de gas denso formada gracias al enfriamiento del gas chocado y calentado en la *superficie de trabajo*. Este tiempo de enfriamiento es definido como [47, 49]:

$$t_{enfriamiento} \approx \frac{(n_e + n_H)kT_S}{(\gamma - 1)n_e n_H \Lambda(T_S)} \quad (1.10)$$

El factor $n_e n_H \Lambda(T_S)$ es el *cooling rate* en unidades de energía por unidad de volumen y de tiempo, n_e y n_H son las densidades de electrones y de hidrógenos en la región post-choque, respectivamente, γ es el calor específico del gas, k es la constante de Boltzmann y T_S es la temperatura en la región inmediatamente después del choque.

La importancia del enfriamiento puede ser cuantificada también en términos de una distancia de enfriamiento $d_{enfriamiento}$ para el gas enfriado por debajo de un cierto valor ($\sim 10^4$ K). Se puede aproximar esta longitud por el producto de la velocidad de la región post-choque (alrededor de $1/4$ de la velocidad de un choque, v_S en caso de un choque fuerte) y el tiempo de enfriamiento $t_{enfriamiento}$ del gas inmediatamente detrás del choque

$$d_{enfriamiento} \approx \frac{v_S t_{enfriamiento}}{4} \quad (1.11)$$

Cuando esta longitud de enfriamiento se hace importante, las inestabilidades térmicas pueden afectar a la estructura del flujo [58] y la capa densa de gas enfriado que se desarrolla a la cabeza del jet debido al enfriamiento del gas chocado puede hacerse inestable y fragmentarse en trozos que se extienden hacia el *cocoon* formando una estructura de grumos apreciables en algunas observaciones de objetos HH.

1.4.2 Jets en Astrofísica de Laboratorio.

En las décadas de los '80 y '90 ya se realizaban ciertos experimentos con el objetivo de reproducir algunos tipos de jets astrofísicos. Se trataba de experimentos numéricos que estudiaban la estructura y estabilidad de los jets, que modelaban como formados por tres estructuras, el haz jet propiamente dicho, el *cocoon* y una cierta *superficie de trabajo*. Se trataba de estudiar cómo influían por ejemplo el número de Mach o la razón entre las temperaturas del fenómeno y la propia del ambiente [59] y para analizar los efectos de la radiación (estudiando el jet radiativo y no-radiativo) y sometido a campos magnéticos débiles o fuertes [50]. Estas simulaciones fueron raíz de las investigaciones de laboratorio ya que muchas de ellas son utilizadas para testear los códigos numéricos.

Los experimentos que tratan de reproducir los jets astrofísicos en laboratorio hacen uso de las capacidades que proporcionan las grandes instalaciones y el escalado hidrodinámico para generar, a escala, jets que normalmente van a ser protoestelares u otros flujos con alto número de Mach y en concreto, objetos HH. De este modo, es posible confeccionar experimentos para testear individualmente o en combinaciones, el efecto que sobre la dinámica del jet tiene el número de Mach, el enfriamiento radiativo o los campos magnéticos.

OMEGA es una de las instalaciones primeras en desarrollar experimentos de Astrofísica de Laboratorio. Usada inicialmente para el desarrollo de fusión por confinamiento inercial, en [52] se describen dos disposiciones experimentales enfocadas al estudio de la formación del jet y su interacción con el material envolvente. En el primer paquete experimental, un *pin* cilíndrico de aluminio es rodeado por un baño de oro. La ablación por rayos X de la cara expuesta resulta en la propagación hacia su interior de fuertes ondas de choque. La interacción de estos choques cerca del eje permite la consecuente formación de un jet de material hacia fuera. La elección de las dimensiones del *pin* y del baño afectarán a la forma y al grado de colimación alcanzados en el jet. Este jet, formado como la interacción de choques dentro del pin se propaga dentro de un bloque de poliestireno sólido situado junto al pin y

a la salida del mismo. Así, estudian el proceso de formación del jet y su interacción con el medio ambiente (poliestireno). En la segunda disposición, donde generan un choque plano que interactuará con el jet, el dispositivo experimental es muy parecido, aunque ahora el aluminio está completamente bañado en oro, no hay ninguna cara expuesta. Se trata de una lámina delgada con forma de disco que, al producirse la ablación, dirige un choque plano a través del cilindro de poliestireno. Ambos dispositivos se sitúan en el interior de un *hohlraum* cilíndrico de oro que actúa como emisor de la radiación. En [60], también usando OMEGA, se hace el primer estudio de laboratorio que emula la estructura completa de un jet astrofísico, capturando los comportamientos tanto del haz jet propiamente como del *bow shock*. Estos experimentos están directamente relacionados con el escalado hidrodinámico aplicado a jets propios de núcleos activos de generación de galaxias y flujos de nebulosas planetarias sin incluir regímenes radiativos y por tanto jóvenes objetos estelares. El objetivo del láser es ahora una lámina de titanio (con una cobertura plástica) en contacto directo con un baño también de titanio que encierra una pequeña cavidad central y cilíndrica. El láser calienta la lámina lanzando un choque plano. El choque se propaga y sale de la lámina cuando el pulso láser cesa y en su expansión crea un flujo de titanio calentado dirigido hacia la cavidad. El material que sale de ella puede ser caracterizado por su número de Mach interno. El jet colimado resultante entra en un bloque cilíndrico de espuma de polímero de baja densidad. Siguiendo a la formación de este jet primario, el choque dentro del objetivo de titanio continúa moviéndose en la cavidad resultando por colapso la generación de un jet secundario que interactúa con el *cocoon* de alta presión de material chocado generado por el jet primario. La formación de ambos jets es un fenómeno puramente hidrodinámico, sin incluir pérdidas energéticas por radiación o campos magnéticos. Simulaciones numéricas y experimento de laboratorio en OMEGA también se encuentran en [54].

Otro montaje experimental es llevado a cabo en [61] en la instalación PALS con su láser de yodo. El láser llega con incidencia normal a un objetivo de cobre sólido que sirve para producir el plasma. En frente de él, argón o helio se usan como blanco secundario formando una columna cilíndrica de gas paralela a la superficie del sólido pero alineada de tal forma que el jet de plasma incida perpendicularmente a ella. Con una cámara *pinhole* de rayos X pueden discriminar el jet de plasma del gas ambiente y ver la contribución de los efectos radiativos. Apoyando al experimento también se realizan simulaciones numéricas del jet generado en PALS [62]. Otros experimentos similares llevados a cabo en la instalación PALS se analizan en [63] donde comparan el efecto del ángulo de incidencia del haz láser.

También generan jets astrofísicos en LULI [56, 64] y los estudian tanto propagándose en vacío como en gas argón haciendo las veces de medio ambiente. Con el fin de generar jets de plasma colimados, la disposición experimental usa un objetivo cónico relleno de una espuma brominada. El cono, de acero inoxidable, se fabrica con un orificio de entrada. Se coloca un pulsador sólido a la entrada del orificio y en la cara del láser cuya finalidad es lanzar un choque a través del blanco cuando es irradiado por el láser. Este pulsador está

compuesto por un plástico donde se produce la ablación y un *escudo* de rayos X de titanio, cuyo espesor dependerá de la intensidad del láser.

Otros experimentos que generan jets astrofísicos haciendo uso de instalaciones de láseres intensos (VULCAN y GEKKO XII entre otros) pueden consultarse en [65–67]. En estos se discuten diferentes materiales como blanco del láser, diferentes disposiciones experimentales o la acción del enfriamiento radiativo sobre la colimación del jet.

Además de los láseres intensos, recordar que otra de las instalaciones clave en el desarrollo de importantes experiencias de laboratorio son los dispositivos *Z-pinches* también llamados de *potencia pulsada*.

Uno de los primeros resultados de experiencias de laboratorio que usan *Z-pinches* para la generación de jets de plasma radiativos y supersónicos la encontramos en [68]. En estos experimentos, realizados en MAGPIE, se hace pasar una corriente de 1 MA (rápidamente, en 240 ns) por un conjunto cónico de 16 finos hilos o alambres metálicos. Debido a la resistividad, los cables se calientan rápidamente al paso de la corriente y se convierten en una estructura heterogénea con un núcleo denso y prácticamente frío rodeado de una corona de plasma caliente de baja densidad y alta conductividad. El campo magnético generado por la corriente que fluye a través del conjunto de hilos produce una fuerza de pinzamiento $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ que acelera el plasma de la corona hacia el eje del conjunto de alambres. El núcleo actúa como un reservorio de material de modo que el proceso de formación y flujo del plasma de la corona desde el núcleo continuará durante todo el tiempo que dure el pulso de corriente en el experimento y así se puede decir que se induce un flujo cuasi-estacionario de plasma. Para un *Z-pinch* con un conjunto de hilos perfectamente cilíndrico, el estancamiento del plasma coronal forma una columna de plasma densa, estrecha y estable a modo de precursor. Colocando el conjunto de alambres en una disposición cónica, el flujo de plasma de la corona retiene la componente axial del momento después de la convergencia en el eje del conjunto. El choque que se forma en el eje efectivamente redireccionará el flujo de plasma en la dirección axial y formará el jet. Se realizan experiencias modificando el material del que están hechos los hilos, experimentando con aluminio, acero inoxidable y tungsteno. La variación del material permite examinar la importancia de las pérdidas radiativas en la colimación del jet; aumentar el número atómico implica el aumento de las pérdidas de energía por radiación. El montaje experimental está dispuesto de forma que el jet se propaga en el vacío. No obstante, típicamente los jets astrofísicos se propagan a través de un medio ambiente de densidad comparable a la densidad del propio jet (por ejemplo, en los jets generados en protoestrellas), así introducir un plasma ambiente en frente del jet permitiría estudiar la interacción jet-ambiente y ver cómo afecta ésta a la propagación del jet. Así, disposiciones experimentales similares a la descrita con modificaciones que permiten estudios añadidos pueden encontrarse en [53, 69, 70]. Estos nuevos montajes incluyen una lámina de plástico (policarbonato) delgada situada encima del ánodo y paralela al eje del jet que es sometida a radiación XUV (extremo ultravioleta) lo que origina su ablación. El impacto del jet contra este nuevo elemento induce la formación de estructu-

ras internas en el jet que podrían ser interpretadas como choques internos. Por otro lado, también es comúnmente aceptado que los jets que emanan de los discos de acreción tienen un momento angular. Así, la habilidad de producir jets en rotación en los experimentos de laboratorio es importante. Introduciendo una torsión en el sistema cónico de hilos la formación del jet se modifica introduciendo un momento angular distinto de cero. En este caso, la componente azimutal de la corriente genera un campo magnético axial que, combinado con la componente radial de la corriente, induce la aparición de una componente azimutal de la fuerza de Lorentz. Esta fuerza introduce a su vez una componente azimutal en la velocidad del chorro de plasma. Se demuestra experimentalmente que este efecto ocasiona un detrimento en la colimación del jet y el desarrollo de más estructuras internas que en el montaje sin rotación. Otra cuestión importante es el rol del campo magnético, aún no incluido en esta breve revisión de los sets experimentales, y muy presente en los jets astrofísicos. Para inducir estos jets magnéticamente dirigidos se usa un conjunto formado por dos electrodos concéntricos conectados por un conjunto de 16 finos hilos metálicos de tungsteno que pueden estar posicionados en posición radial o inclinados un ángulo tal que se tenga una disposición cónica invertida. La formación de plasma y la dinámica del flujo en los instantes iniciales es idéntica a la obtenida en el montaje sin incluir el campo magnético. La principal diferencia está en que el sistema alcanza un estado en el que el núcleo llega a ser completamente despojado de material, desencadenando la formación de una *burbuja magnética* y un jet magnéticamente dominado. Durante los primeros momentos, el plasma que ha sufrido la ablación es acelerado axialmente por la fuerza $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$ y rellena la región situada encima del conjunto de hilos formando un ambiente en el cual el jet se expande. Importantes son también las simulaciones con códigos hidrodinámicos que se realizan posteriormente al desarrollo de estos experimentos con el fin de testear un buen acuerdo [51].

Otros análisis posteriores incluyen en el montaje experimental un gas para hacer las veces de medio ambiente en el que propagarse el jet. El motivo de esto es que, aunque en sets como los descritos se consiguen parámetros de escalado hidrodinámico que hermanan el fenómeno astrofísico con el generado en el laboratorio, se obtiene un contraste importante en el valor de la densidad ya que hasta ahora el jet se ha propagado en vacío. Para obtener razones de densidad apropiadas para jets de estrellas jóvenes, se introduce un gas ambiente en la región de propagación del jet [71]. El dispositivo experimental es similar al descrito en [53, 68–70] en el generador MAGPIE pero ahora, antes de que empiece el pulso de corriente, se inyecta un gas usando una boquilla supersónica. El gas más empleado en estos experimentos es el argón, aunque también han sido testeados xenón o helio, por ejemplo [55]. La presencia del gas ambiente generará algunas nuevas estructuras en la formación y propagación del jet. En los primeros instantes, la interacción entre el jet hidrodinámico y el plasma de la lámina que ha sufrido la ablación con el gas ambiente, permite la formación de un choque cónico que se desarrollará como dos estructuras oblicuas. A la cabeza del jet se forma un choque secundario, un *bow shock*, de frente esférico.

En [55, 72, 73], el plasma que sufre la ablación estará constituido por aluminio. Una lámina delgada de aluminio es colocada entre dos electrodos concéntricos con un orificio que permita aplicarle tensión para obtener una superficie plana. El electrodo central (cátodo) es un cilindro hueco de acero inoxidable que permanece unido a la lámina para asegurar un buen contacto eléctrico durante la descarga. La corriente pasa a lo largo del cátodo central e induce la ablación de la lámina y parte de ella pasará a estado de plasma. Se produce un campo magnético toroidal (azimutal) que, junto a la corriente en dirección radial a lo largo de la lámina, resulta en una fuerza de Lorentz que acelera el plasma en la dirección perpendicular a la superficie de la lámina de aluminio. A partir de este momento, el proceso de generación de los jets es fundamentalmente el descrito para los montajes *Z-pinches* de conjuntos cónicos de hilos descritos más arriba. En estas experiencias, al igual que en [71], una boquilla supersónica lanzará un gas que actuará como ambiente en la propagación del jet (para ver un esquema de este dispositivo experimental puede consultarse la Figura 5.28).

También, comparaciones entre experimentos y simulaciones de jets generados en láseres y en máquinas de pinzamiento pueden encontrarse por ejemplo en [67, 74].

1.5 Inestabilidades térmicas.

Las inestabilidades que ocurren debido a balances entre los ritmos de enfriamiento y calentamiento se denominan inestabilidades térmicas y están asociadas a enfriamientos radiativos que pueden provocar la condensación o la fragmentación de regiones del plasma [75]. El estudio de las inestabilidades térmicas ha sido muy intenso durante los últimos 40 años [75–81] y esto es debido a su posible implicación en la formación de diversos objetos astrofísicos. Lifshitz [82] mostró que el crecimiento de una inestabilidad gravitacional en un universo homogéneo que se expande es demasiado lento, en una aproximación lineal, como para formar sistemas ligados gravitatoriamente. Gold y Hoyle [83] sugirieron que una inestabilidad térmica debido al enfriamiento radiativo debe tener un papel importante en la formación de las galaxias. Así, una fluctuación en la densidad del gas creada por una inestabilidad térmica asociada al enfriamiento radiativo puede crecer rápidamente debido a una contracción gravitatoria no lineal después de que el exceso de densidad se vuelva lo suficientemente grande [84]. La fractura del gas interestelar en dos fases estables (nubes densas y frías y el gas caliente enrarecido entre las nubes) puede ser explicada por las inestabilidades térmicas que se pueden establecer cuando, por ejemplo, las ondas de choque se propagan a través del medio interestelar [85, 86]. Las inestabilidades térmicas podrían ser también responsables de la rotura del gas intergaláctico [87]. Investigaciones de la evolución termoquímica de nubes interestelares densas [88, 89] han mostrado que las inestabilidades térmicas podrían ser los mecanismos que causan que el gas se fragmente en estrellas. Las inestabilidades térmicas parecen encontrarse también detrás de la condensación de las nebulosas planetarias y de la condensación de galaxias a partir del medio intergaláctico [76].

Finalmente, también se han detectado otro tipo de inestabilidades térmicas que, a diferencia de la comentada anteriormente, se trata de un fenómeno global en el que se producen oscilaciones estables en el frente de las ondas de choque radiativas y en el medio que se encuentra en la región de enfriamiento detrás del frente como un todo. Este tipo de inestabilidades fue analizada por primera vez por Langer et al. [78] en los flujos de acreción sobre estrellas degeneradas y breve tiempo después en ondas de choque radiativas con simetría plana [45,90] y esférica [17].

La posibilidad actual de recrear situaciones astrofísicas adecuadamente escaladas en laboratorio ha llevado a que el estudio de las inestabilidades térmicas haya tomado un nuevo impulso e interés. En el Capítulo 4 presentaremos una descripción más detallada del formalismo teórico que subyace en el estudio de estas inestabilidades y la extensión que hemos realizado del mismo para el caso en que las funciones de enfriamiento dependan, además de la temperatura, también de la densidad de materia. Además, estudiaremos las regiones de densidad y temperatura en las cuales es posible que se generen estas inestabilidades en los plasmas de gases nobles. Y finalmente, en el Capítulo 5, estudiaremos la posibilidad de su aparición en las ondas de choque radiativas que se generan en los dos experimentos abordados en esta Tesis.

1.6 Objetivos y estructura de la Tesis Doctoral.

De todo lo comentado anteriormente se concluye que el área de la Astrofísica de Laboratorio es un tópico de investigación altamente relevante porque, al posibilitar la realización de experimentos controlables y repetibles, permite estudiar fenómenos astrofísicos en el laboratorio y además porque estos experimentos sirven como banco de pruebas para mejorar diversos componentes esenciales de los modelos y códigos numéricos para simular los plasmas, tales como la física atómica, la cinética de poblaciones, la hidrodinámica o las ecuaciones de estado. Sin embargo, es cierto que aunque existen en la bibliografía simulaciones hidrodinámicas (y por tanto macroscópicas) de los experimentos de Astrofísica de Laboratorio, existe un vacío en el estudio y análisis de las simulaciones de las propiedades microscópicas de los plasmas involucrados en dichos experimentos y esto ha motivado, fundamentalmente, la realización de este trabajo de investigación. Por tanto, podríamos concluir que el objetivo primordial de esta Tesis Doctoral es la simulación, análisis y estudio de propiedades microscópicas de los plasmas que se encuentran en los experimentos de Astrofísica de Laboratorio. Este objetivo acarrea, a su vez, los siguiente objetivos más específicos:

1. Extensión del modelo colisional-radiativo de estado estacionario desarrollado previamente a situaciones dependientes del tiempo, puesto que en los experimentos de Astrofísica de Laboratorio el tiempo puede jugar un papel relevante en el cálculo de las propiedades microscópicas de los plasmas involucrados.

2. Extensión del modelo colisional-radiativo para poder simular plasmas multicomponentes, que pueden encontrarse en los experimentos de interés.
3. Caracterización microscópica de plasmas de elementos químicos típicos de los experimentos de Astrofísica de Laboratorio (en el caso de esta Tesis Doctoral los gases nobles y el aluminio) y en los rangos de condiciones también típicos en esos experimentos. Esta caracterización incluirá, en función de las condiciones de densidad y temperatura del plasma, mapas de ionización media y de regímenes termodinámicos, distribuciones iónicas de carga, propiedades radiativas medias y espectrales. El conocimiento de estas propiedades permite tener una información previa muy útil en el diseño de experimentos a la hora de elegir los elementos o las condiciones de plasma de trabajo.
4. Generación de un código de parametrización de propiedades medias radiativas de plasmas mono y multicomponentes, integrado en interfaz usuario. La parametrización de estas propiedades en función de la densidad y temperatura (la mayoría de las parametrizaciones disponibles son únicamente en función de la temperatura) es muy útil porque nos permite obtener de una forma muy rápida, pero precisa, estas magnitudes evitando los cálculos colisionales-radiativos y siendo por tanto muy útiles en el acoplamiento a códigos hidrodinámicos.
5. Generalización de las condiciones de inestabilidades por enfriamiento radiativo, muy relevantes en los fenómenos astrofísicos tal y como se ha comentado anteriormente, para funciones de enfriamiento dependientes tanto de la temperatura como de la densidad.
6. Determinación de los rangos de densidad y temperatura en las que las inestabilidades por enfriamiento radiativo se pueden producir para los diferentes elementos bajo consideración.
7. Aplicar los desarrollos realizados en los objetivos anteriores para la simulación, estudio y análisis de experimentos de Astrofísica de Laboratorio. En particular, se han considerado dos: el primero, un *blast wave* radiativo generado por un láser de alta potencia en *clusters* de xenón para emular estas ondas de choque en un remanente de supernova; el segundo, un jet de aluminio que se puede propagar en vacío o en argón generado por un dispositivo de potencia pulsada y que simula un objeto Herbig-Haro.

Atendiendo a estos objetivos, esta Tesis Doctoral se ha estructurado de la siguiente manera: En el Capítulo 2 se presenta primero el modelo teórico microscópico de partida (modelo atómico y colisional-radiativo) para a continuación presentar las extensiones realizadas al modelo colisional-radiativo para situaciones no estacionarias y plasmas multicomponentes. Además, se presenta una comparación exhaustiva con otros códigos y resultados

disponibles en la bibliografía con el fin de verificar la validez y precisión de las extensiones realizadas. En el Capítulo 3 se muestra el código desarrollado para la parametrización de bases de datos de propiedades radiativas medias, PARPRA, así como su integración en el interfaz de usuario y sus aplicaciones. En el Capítulo 4, se presenta la caracterización microscópica de los plasmas de los elementos bajo estudio y en las condiciones de densidad y temperatura de interés (regiones termodinámicas, ionización media, abundancias iónicas, propiedades radiativas espectrales y medias, regiones de inestabilidades por enfriamiento radiativo,..) realizada haciendo uso de las parametrizaciones de estas propiedades realizadas con PARPRA. El Capítulo 5 está dedicado a la aplicación de todo lo desarrollado en el estudio de los dos experimentos de Astrofísica de Laboratorio citados en los objetivos. Por último, en el Capítulo 6 se presentan las conclusiones y líneas futuras de esta tesis doctoral. Finalmente, en el Apéndice se detallan los artículos y comunicaciones a congresos a los que ha dado lugar esta Tesis Doctoral.

2 Propiedades radiativas de plasmas.

2.1 Introducción.

Las propiedades radiativas de los plasmas, que describen la interacción entre los fotones y las partículas del plasma y que son básicamente la opacidad y la emisividad (radiación absorbida y emitida por el plasma, respectivamente), juegan un papel fundamental tanto en Fusión Nuclear como en Astrofísica. Así, por ejemplo, en el campo de la Fusión por Confinamiento Inercial (FCI), el espectro de la radiación emitida por el plasma puede ser usado como herramienta de diagnóstico de las condiciones de densidad y temperatura del plasma [91], la emisividad integrada en frecuencia se emplea para determinar la evolución de las temperaturas electrónica y de la radiación en simulaciones hidrodinámicas [92] o las opacidades en el modelado del transporte radiativo, que en plasmas densos y calientes recae básicamente en ellas [93,94], lo que también influye en el diseño de las paredes de los *hohlraums*. En los dispositivos de Fusión por Confinamiento Magnético (FCM), las pérdidas de potencia radiativas (*radiative power losses*, RPL) juegan un papel importante en las caídas de corriente eléctrica después de las interrupciones que se suponen debidas a la emisión intensa de radiación por parte de impurezas incorporadas en el plasma [95]. Y finalmente, en el campo de la Astrofísica, las opacidades de mezclas estelares controlan la transferencia de la energía en las estrellas lo cual afecta a la estructura y evolución estelar [96] y gobiernan la levitación de los elementos metálicos en el interior de las estrellas [97]. Además, las propiedades radiativas son clave en el estudio de las ondas de choque radiativas, ondas de choque cuya dinámica se ve claramente alterada por los procesos radiativos y que se observan en multitud de fenómenos astrofísicos tales como procesos de acreción, jets estelares, colisiones entre nubes interestelares o la entrada de cometas en las atmósferas planetarias [67,98,99].

Debido, por tanto, a la importancia de las propiedades radiativas de los plasmas, estas deben ser determinadas apropiadamente. Su obtención requiere por un lado, el cálculo de los datos atómicos implicados (energía de los niveles, funciones de onda...), para los niveles atómicos de los iones presentes en el plasma en los rangos de densidades y temperatura

de interés, y por otro lado el cálculo de las abundancias de esos niveles atómicos. En este capítulo, revisaremos las principales descripciones atómicas comúnmente empleadas en la Física Atómica de plasmas para a continuación presentar y explicar la descripción que hemos elegido en este trabajo de Tesis Doctoral. A continuación, procederemos a describir el modelo habitualmente empleado para el cálculo de las poblaciones de nivel en el plasma y cómo lo hemos adaptado en nuestro trabajo. Finalmente, pasaremos a presentar las propiedades radiativas de interés en este trabajo y sus expresiones.

2.2 Determinación de los datos atómicos.

El cálculo de los datos atómicos requeridos para la obtención de las propiedades radiativas de plasmas es una tarea que implica una elevada dificultad ya que el número de niveles atómicos necesarios es muy elevado (en principio infinito) y por ello es necesario realizar aproximaciones. Una de las aproximaciones más simple empleadas y ampliamente utilizada en la FCI es la conocida como átomo medio [100] en donde el conjunto de átomos se modela con un sistema atómico de un único y ficticio átomo con un número no entero de electrones distribuidos entre los niveles monoeléctricos del mismo. Sin embargo, la aplicabilidad de esta aproximación está restringida a plasmas de altas temperatura y densidad los cuales no son los que van a ser estudiados en este trabajo. Para plasmas constituidos por elementos con un número atómico bajo o intermedio, esto es, menor que 30, las aproximaciones más comúnmente empleadas son las basadas en descripción detallada de términos o de niveles atómicos, aproximaciones conocidas por sus siglas en inglés como DTA y DLA, respectivamente. En ellas se consideran explícitamente los términos o niveles (dependiendo del esquema de acoplamiento escogido) de cada uno de los iones presentes en el plasma. Sin embargo, a medida que el número atómico aumenta, el número de niveles o términos a incluir se vuelve enorme y entonces las aproximaciones DTA y DLA se vuelven prácticamente inabordables. Para plasmas de número atómico alto se emplean aproximaciones estadísticas tales como la descripción de configuración detallada (DCA por sus siglas en inglés) [101, 102] en donde los niveles atómicos se agrupan en las configuraciones atómicas de las que derivan, obteniendo la energía de la configuración mediante métodos estadísticos, o la aproximación de superconfiguración (SCA, por las siglas en inglés) en donde las configuraciones electrónicas se agrupan en superconfiguraciones atómicas caracterizadas cada una de ellas por la misma energía [103, 104]. Estos métodos estadísticos han mostrado ser muy eficientes combinados con los formalismos estadísticos para la simulación de las transiciones electrónicas tales como el *unresolved transition array* (UTA) [105], el *spin-orbit split array* (SOSA) [106] y/o el *super-transition array* (STA) [107], en los que se asocia una sola transición entre configuraciones o superconfiguraciones que agrupa todas las transiciones entre los niveles que constituyen las configuraciones o las superconfiguraciones involucradas. Sin embargo, aunque estos últimos son muy eficaces, implican, ciertamente, una pérdida de resolución en los espectros y en ocasiones esto no es deseable. Por ello, ac-

tualmente se están desarrollando modelos híbridos que combinan descripciones detalladas y estadísticas [108, 109] que describen detalladamente aquellos niveles más relevantes y de forma estadística los demás, consiguiendo así mayor resolución espectral en las líneas de interés.

Hemos optado en este trabajo por la aproximación DCA relativista (RDCA). Para los elementos de número atómico alto aquí analizados (Xe y Kr) esta es una descripción bastante apropiada tal y como se comentó anteriormente. Para los otros elementos analizados (Ne, Al y Ar) esta, en principio, no sería la aproximación más precisa. Sin embargo, para las propiedades radiativas que analizaremos en este trabajo, que en su mayoría son promediadas, la pérdida de exactitud al considerar esta aproximación no es tan relevante. Obviamente, un estudio de diagnosis espectroscópica nos exigiría emplear un modelo más detallado de la estructura atómica.

Los datos atómicos los hemos calculado haciendo uso del Flexible Atomic Code (FAC) [110], un código ampliamente utilizado en la Física de Plasmas. Los niveles atómicos de un ion con N electrones son obtenidos mediante la diagonalización del hamiltoniano relativista H . En unidades atómicas viene dado por

$$H = \sum_{i=1}^N H_D(i) + \sum_{i<j}^N \frac{1}{r_{ij}} \quad (2.1)$$

donde $H_D(i)$ es el hamiltoniano de Dirac monoelectrónico para el potencial debido a la carga nuclear. La base de estados atómicos Φ_ν , que son conocidos habitualmente como funciones de estado configuracionales (o CFSs de su abreviatura en inglés) [111], son sumas antisimétricas de los productos de N espinores monoelectrónicos de Dirac, $\varphi_{n\kappa m}$ [110]

$$\varphi_{n\kappa m} = \frac{1}{r} \begin{pmatrix} P_{n\kappa}(r)\chi_{\kappa m}(\theta, \phi, \sigma) \\ iQ_{n\kappa}(r)\chi_{-\kappa m}(\theta, \phi, \sigma) \end{pmatrix} \quad (2.2)$$

donde $\chi_{\kappa m}$ es la habitual función spin-angular [112], n es el número cuántico principal, κ es el número cuántico angular relativista, que está relacionado con los momentos angular y orbital a través de

$$\kappa = (l - j)(2j + 1) \quad (2.3)$$

y m es la componente z del momento angular total, j . El esquema de acoplamiento de las sucesivas capas es el jj estándar [113]. Una CFS representa lo que se conoce como aproximación monoconfiguracional. Mejores energías y funciones de onda se obtienen mezclando CFSs con las mismas simetrías (lo que se conoce como interacción de configuraciones), lo que da lugar a una función de onda multiconfiguracional

$$\Psi = \sum_{\nu} b_{\nu} \Phi_{\nu} \quad (2.4)$$

donde los b_{ν} representan los coeficientes obtenidos a partir de la diagonalización del hamiltoniano total. Por tanto, todo pasa por la determinación en primer lugar de los orbitales

monoelectrónicos. En FAC se emplea el método estándar Dirac-Fock-Slater, en el que las componentes mayor y menor, $P_{n\kappa}(r)$ y $Q_{n\kappa}(r)$ respectivamente, satisfacen la ecuación de Dirac para un potencial central $V(r)$ [110]

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dr} + \frac{\kappa}{r}\right) P_{n\kappa}(r) &= \alpha \left(\epsilon_{n\kappa} - V(r) + \frac{2}{\alpha^2}\right) Q_{n\kappa}(r) \\ \left(\frac{d}{dr} - \frac{\kappa}{r}\right) Q_{n\kappa}(r) &= \alpha \left(-\epsilon_{n\kappa} - V(r)\right) P_{n\kappa}(r) \end{aligned} \quad (2.5)$$

donde α es la constante de estructura fina, y $\epsilon_{n\kappa}$ son los autovalores de los orbitales radiales. El potencial local central incluye la contribución de la carga nuclear, $V^N(r)$, y la interacción electrón-electrón, $V^{ee}(r)$. El potencial nuclear en FAC viene dado por [110]

$$V^N(r) = \begin{cases} \frac{Z}{2} \left(\frac{r}{R_N}\right) \left[3 - \left(\frac{r}{R_N}\right)^2\right], & r \leq R_N \\ Z, & r > R_N \end{cases} \quad (2.6)$$

donde R_N es el modelo estadístico para el radio del núcleo, que puede ponerse en términos de la masa atómica A como $R_N = 2.2677 \times 10^{-5} A^{1/3}$ [114]. En el modelo estándar Dirac-Fock-Slater, la interacción electrón-electrón incluye el potencial clásico esféricamente promediado debido a los electrones ligados y una aproximación local a la interacción de intercambio. Sin embargo, ese modelo incluye la indeseable auto-interacción electrónica y posee un comportamiento asintótico incorrecto. Por ello, en FAC, para la interacción electrón-electrón, se implementó una expresión más compleja [110]

$$\begin{aligned} V^{ee}(r) &= \frac{1}{r \sum_a \omega_a \rho_a(r)} \left\{ \sum_{ab} \omega_a (\omega_b - \delta_{ab}) Y_{bb}^0(r) \rho_a(r) \right. \\ &\quad + \sum_a \omega_a (\omega_a - 1) \sum_{k>0} f_k(a, a) Y_{aa}^k(r) \rho_a(r) \\ &\quad \left. + \sum_{a \neq b} \sum_k \omega_a \omega_b g_k(a, b) Y_{bb}^k(r) \rho_{ab}(r) \right\} \end{aligned} \quad (2.7)$$

donde $a = n\kappa$ y $b = n'\kappa'$ son índices mudos que denotan las subcapas y

$$\begin{aligned} \rho_{ab} &= P_a(r)P_b(r) + Q_a(r)Q_b(r) \\ Y_{ab}^k(r) &= r \int \frac{r_{<}^k}{r_{>}^{k+1}} \rho_{ab}(r') dr' \end{aligned} \quad (2.8)$$

donde $r_{<}$ y $r_{>}$ son el mayor y el menor de r y r' , respectivamente. f_k y g_k son los coeficientes directos y de intercambio definidos como

$$\begin{aligned} f_k(a, b) &= - \left(1 + \frac{1}{2j_a}\right) \begin{pmatrix} j_a & k & j_b \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \\ g_k(a, b) &= - \begin{pmatrix} j_a & k & j_b \\ -\frac{1}{2} & 0 & \frac{1}{2} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (2.9)$$

que se han escrito en términos de los símbolos $3 - j$ de Wigner. Esta forma del potencial de interacción electrón-electrón tiene la forma asintótica correcta a largas distancias y el término de auto-interacción está excluido explícitamente. Lo que hemos comentado anteriormente es para obtener los niveles de energía y las funciones de onda que realiza FAC suponiendo DLA. Una vez calculados en esa aproximación, FAC obtiene la descripción RDCA haciendo un promedio estadístico y proporciona las energías de las configuraciones incluyendo el desplazamiento UTA [105].

En los párrafos anteriores hemos comentado cómo se obtienen los datos atómicos en situación de átomo aislado. Sin embargo, los datos atómicos se ven modificados cuando los iones están inmersos en un plasma, esto es, en situación no aislada. El estudio de las variaciones de las propiedades atómicas de átomos en plasmas ha sido objeto de estudio tanto experimental como teórico durante las últimas décadas [115–124] y sigue siendo en la actualidad un tema de interés en la Física Atómica de Plasmas [125–129]. En principio, para calcular las propiedades atómicas del ion inmerso en el plasma, deberíamos incluir en la ecuación [2.5] un término en el potencial que tuviese en cuenta la interacción con las partículas cargadas del plasma. Hay expresiones del potencial del plasma disponibles en la literatura que han sido ampliamente estudiadas y aplicadas para plasmas débil y fuertemente acoplados, clasificación que se realiza atendiendo al valor del parámetro de acoplamiento, Γ , definido (para plasmas que obedecen una estadística clásica) como el cociente entre las energías medias de Coulomb y la energía cinética [130]

$$\Gamma = \frac{\bar{Z}^2 e^2}{R_0 k T} \quad (2.10)$$

donde \bar{Z} es la ionización media del plasma, e es la carga eléctrica del electrón, k es la constante de Boltzmann, T es la temperatura del plasma y R_0 es el radio del ion esfera que viene dado por

$$R_0 = \left[\frac{3(Z - N)}{4\pi n_e} \right]^{1/3} \quad (2.11)$$

con n_e la densidad de electrones del plasma. Los plasmas débilmente acoplados son aquellos en los que $\Gamma \ll 1$ y el modelo más ampliamente utilizado para el potencial en esta situación es el de Debye-Hückel [119, 131]. Plasmas fuertemente acoplados son aquellos en los que $\Gamma > 1$ y el modelo comúnmente empleado es el de ion-esfera [130]. El efecto del plasma sobre las propiedades atómicas es tanto mayor cuanto mayor sea el parámetro de acoplamiento.

En cualquier caso, es posible averiguar los efectos del potencial del plasma sobre las propiedades atómicas sin necesidad de conocer su forma explícita. Es sabido que la mayor contribución del potencial del plasma en el interior del volumen ocupado por el ion es debida a los electrones libres, mientras que la influencia de los iones circundantes es apreciable a distancias mayores. Por tanto, dentro del volumen del ion el potencial del plasma contribuye como un término de energía positivo en el hamiltoniano, lo que implica una apantallamiento del potencial percibido por el electrón óptico del ion. El potencial

del plasma desplazará, por tanto, hacia el continuo los niveles de energía, reduciendo así la energía de ligadura. Para plasmas fuertemente acoplados, la energía de ligadura de un nivel puede llegar a anularse pasando el nivel ligado al continuo, fenómeno que se conoce en la literatura como ionización por presión. El fenómeno de la reducción de la energía de ligadura debido al efecto del plasma se conoce como disminución del potencial de ionización (*continuum lowering*, CL). El CL y los diferentes modelos desarrollados para su simulación siguen siendo en la actualidad un aspecto importante de estudio y debate en la Física Atómica de Plasmas y son variadas las propuestas que se pueden encontrar en la literatura [115, 120, 132–135]. En este trabajo se ha optado por introducir los efectos del plasma en las propiedades atómicas a través de introducir el CL en los potenciales de ionización y no modificando el potencial en el hamiltoniano, siendo esta una opción muy común en los códigos cinéticos y de cálculo de propiedades radiativas en la Física de Plasmas. En particular, de los diferentes modelos disponibles en la literatura, hemos incorporado el desarrollado por Stewart y Pyatt [115] en la versión descrita en [132]. Así, el potencial de ionización, I_ζ , del ion con carga ζ en situación aislada se corrige de la siguiente manera:

$$I'_\zeta = I_\zeta - \Delta I_\zeta \quad (2.12)$$

donde la disminución del potencial de ionización ΔI_ζ viene dado por:

$$\Delta I_\zeta = 3I_H \frac{a_0}{R_\zeta} (\zeta + 1) \left\{ \left[1 + \left(\frac{D}{R_\zeta} \right)^3 \right]^{2/3} - \left(\frac{D}{R_\zeta} \right)^2 \right\} \quad (2.13)$$

siendo D el radio de Debye

$$D = \sqrt{\frac{T}{4\pi n_{ion} (\bar{Z}^2 + \bar{Z})}} \quad (2.14)$$

donde \bar{Z} es la ionización media del plasma definida como:

$$\bar{Z} = \frac{\sum_{\zeta=0}^Z \zeta N_\zeta}{\sum_{\zeta=0}^Z N_\zeta} = \frac{n_e}{n_{ion}} \quad (2.15)$$

y $R_\zeta = \left[\frac{3(\zeta+1)}{4\pi n_e} \right]$. Al aplicar la corrección de CL al potencial de ionización aislado, este disminuye su valor de tal forma que estados ligados del ion en situación aislada pasan al continuo cuando el ion está inmerso en el plasma. Se sabe, además, que el CL reduce el número de estados ligados a considerar. Aquí, la eliminación de los mismos se ha realizado de la siguiente forma [136]: una vez se ha obtenido el nuevo valor del potencial de ionización, I'_ζ , de entre todos los niveles ligados, esto es con energías menores que I'_ζ , se determina el valor del máximo n_{max} alcanzado por el número cuántico principal en cualquiera de las configuraciones electrónicas asociadas a dichos estados. Se interpreta entonces que el pozo de potencial no soporta aquellos estados monoeléctricos en los que el número cuántico principal n , sea superior a n_{max} y, por tanto, se eliminarán todos aquellos estados

autoionizantes cuyas configuraciones electrónicas incluyan un orbital monoeléctrico con $n > n_{max}$.

2.3 Modelo cinético para el cálculo de las abundancias de los niveles atómicos en el plasma.

El segundo paso para la obtención de las propiedades radiativas del plasma es la determinación de las poblaciones de los niveles atómicos de los iones presentes en él para unas condiciones dadas de densidad y temperatura. Los constituyentes del plasma, electrones, fotones e iones interactúan a través de sus campos electromagnéticos, con lo que existe una transferencia de energía entre ellos. Las interacciones de mayor interés en los rangos de densidad y temperatura del plasma en los que estamos interesados son aquellas en las que un ion interactúa con un electrón o con un fotón dando lugar así a un cambio a su estado de ionización o excitación. Los procesos atómicos asociados a esas interacciones son los que se recogen en la Tabla 2.1. Son, por tanto, los procesos de ionización y recombinación los que determinan las abundancias relativas entre los distintos estados de carga del átomo presentes en el plasma.

Tabla 2.1: Procesos atómicos en plasmas.

Reacción	Proceso directo	Proceso inverso
$X_j^{+\zeta} \Leftrightarrow X_i^{+\zeta} + \gamma$	Decaimiento espontáneo	Absorción
$X_i^{+\zeta} + e^- \Leftrightarrow X_j^{+\zeta+1} + e^- + e^-$	Ionización colisional	Recombinación a 3-cuerpos
$X_i^{+\zeta} + e^- \Leftrightarrow X_j^{+\zeta} + e^-$	Excitación colisional	Desexcitación colisional
$X_i^{+\zeta} + \gamma \Leftrightarrow X_j^{+\zeta+1} + e^-$	Fotoionización	Recombinación radiativa
$X_i^{+\zeta} \Leftrightarrow X_j^{+\zeta+1} + e^-$	Autoionización	Captura electrónica
$X_i^{+\zeta} + e^- \Leftrightarrow X_i^{+\zeta} + e^- + \gamma$	Bremsstrahlung	Bremsstrahlung inverso

En situación estacionaria, esto es cuando la tasa de ionización se iguala a la tasa de recombinación, y cuando la densidad es lo suficientemente elevada, el plasma alcanza el equilibrio termodinámico local (ETL, situación que se alcanza a menudo en interiores estelares y en algunos dispositivos empleados en FCI, como los *hohlraums*). El régimen de ETL ocurre en los plasmas en los que las dimensiones son significativamente menores que el camino libre medio de los fotones emitidos en su interior pero mucho mayores que la longitud recorrida por electrones entre colisiones consecutivas con un ion. Por ello, los fotones no tienen por qué estar en equilibrio con las partículas materiales del plasma. Sin embargo, la frecuencia de las colisiones entre electrones e iones es muy alta y por tanto la distribución de velocidades y de estados excitados para ambos son iguales que la del equilibrio termodinámico, esto es distribuciones Maxwell-Boltzmann. En ETL, las poblaciones de los niveles atómicos de los iones en el plasma vienen dadas por las ecuaciones

de Saha-Boltzmann [136] (SB). En situación estacionaria también, pero en el rango de densidades muy bajas y plasmas ópticamente delgados nos encontramos con el régimen denominado equilibrio Corona (EC), que suele encontrarse en ciertos plasmas astrofísicos como la corona del Sol y en dispositivos de FCM, como los *tokamaks*. En esta situación, la tasa de excitación colisional es muy baja en relación con la tasa de decaimiento espontáneo y además por ser ópticamente delgados las tasas de procesos inducidos por el campo de radiación son despreciables. Por ello, los procesos dominantes son los de ionización por impacto electrónico, y los procesos de recombinación a dos cuerpos (recombinaciones radiativa y dielectrónica). Las abundancias relativas de los estados de carga se calculan en el EC igualando estas tasas entre sí. La ecuación que se obtiene es independiente de las densidades iónicas y electrónicas y por tanto la distribución de abundancias de los estados de carga en EC es independiente también de la densidad.

En la mayoría de los casos, las condiciones del plasma son tales que no se verifican ninguna de las dos situaciones comentadas anteriormente y se dice que el plasma está en no-equilibrio termodinámico local (NETL). Además, para muchas situaciones de interés, las condiciones del plasma cambian rápidamente con el tiempo con lo que ni siquiera se verifica la condición de estado estacionario comentado anteriormente. El método general para el cálculo de las poblaciones de nivel atómicas en plasmas está basado en lo que se conoce como modelo colisional-radiativo (CR) [137–139]. Supuesta conocida la distribución de electrones libres, en él se incluyen todos los niveles atómicos consistentes con el modelo de CL elegido y se identifican los procesos microscópicos radiativos y colisionales que los conectan entre sí (en nuestro caso los presentados en la Tabla 2.1). Esto da lugar a la construcción de un sistema de ecuaciones de tasa que describen las abundancias de los estados atómicos

$$\frac{dN_{\zeta m}(\mathbf{r}, t)}{dt} = \sum_{\zeta' m'} N_{\zeta' m'}(\mathbf{r}, t) \mathbb{R}_{\zeta' m' \rightarrow \zeta m}^+ - \sum_{\zeta' m'} N_{\zeta m}(\mathbf{r}, t) \mathbb{R}_{\zeta m \rightarrow \zeta' m'}^- \quad (2.16)$$

donde $N_{\zeta i}$ es la densidad de población del nivel atómico i del ion con estado de carga ζ . Los términos $\mathbb{R}_{\zeta' m' \rightarrow \zeta m}^+$ y $\mathbb{R}_{\zeta m \rightarrow \zeta' m'}^-$ incluyen todos los procesos atómicos que contribuyen a poblar y despoblar, respectivamente, el estado ζm . Dos ecuaciones complementarias deben ser satisfechas junto con el sistema de ecuaciones anterior. La primera es el requerimiento de que la suma de las abundancias de todos los niveles atómicos considerados dé como resultado la densidad de iones total

$$\sum_{\zeta=0}^Z \sum_{i=0}^{M_{\zeta}-1} N_{\zeta i} = n_{ion} \quad (2.17)$$

y, segundo, la condición de neutralidad de la carga eléctrica en el plasma,

$$\sum_{\zeta=0}^Z \sum_{i=0}^{M_{\zeta}-1} \zeta N_{\zeta i} = n_e \quad (2.18)$$

donde M_ζ es el número total de niveles para el estado de carga ζ . Además, el conjunto de ecuaciones de tasa debe ser resuelto simultáneamente con la ecuación de transferencia radiativa

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I(\mathbf{r}, t, \nu, \mathbf{e})}{\partial t} + \mathbf{e} \cdot \nabla I(\mathbf{r}, t, \nu, \mathbf{e}) = -\kappa(\mathbf{r}, t, \nu) I(\mathbf{r}, t, \nu, \mathbf{e}) + j(\mathbf{r}, t, \nu) \quad (2.19)$$

en donde I es la intensidad específica de la radiación, ν la frecuencia del fotón, \mathbf{e} un vector unitario en la dirección de la propagación de la radiación, y κ y j son los coeficientes de absorción y de emisión, respectivamente, que definiremos en el siguiente apartado, y que acoplan la ecuación de la radiación con las ecuaciones de tasa.

La complejidad de los modelos CR radica fundamentalmente en tres factores. El primero está asociado al nivel de descripción atómica elegido (DCA, DLA,...). Como se comentó anteriormente, una descripción DLA es la más detallada que se podría disponer pero eso implicaría una ecuación de tasa por cada nivel. Para iones de número atómico bajo esa descripción es viable pero para elementos de número atómico intermedio o alto el número de ecuaciones se vuelve prohibitivamente elevado y por ello resulta necesario recurrir a las descripciones estadísticas o los modelos híbridos ya citados. La segunda dificultad radica en las expresiones empleadas para la evaluación de los coeficientes de tasa o de las secciones eficaces de los procesos atómicos incluidos en el modelo CR. En principio estos deberían ser obtenidos mediante cálculos mecano-cuánticos. Sin embargo, cualquier cálculo cinético implica una evaluación masiva de los coeficientes de tasa lo que conlleva ser precavido a la hora de obtenerlos por esta vía. Por otra parte, existen en la literatura expresiones analíticas para los coeficientes de tasa o de las secciones eficaces que, aunque no siempre destacan por su exactitud, se siguen empleando ya que en muchas ocasiones resulta necesario alcanzar un compromiso entre exactitud y viabilidad computacional.

Estas dos primeras dificultades han hecho que el desarrollo de modelos CR y códigos para su resolución sigan siendo un campo de interés y abierto en la Física de Plasmas. Así, existen en la bibliografía una gran cantidad de códigos cinéticos que se diferencian básicamente en la descripción atómica elegida y en la forma de calcular los coeficientes de tasa [109, 136, 140–151] y además desde el año 1996 hasta la actualidad se celebra, con carácter bianual, un congreso para la comparación de códigos de NETL [92, 152–156].

Finalmente, la tercera dificultad estriba en la resolución de la ecuación de transferencia radiativa, que en plasmas ópticamente gruesos está acoplado con el sistema de ecuaciones de tasa y por tanto su resolución requiere de un proceso autoconsistente. Además, la resolución exacta de la ecuación de transferencia para cada una de las transiciones radiativas consideradas en el modelo CR implica un coste computacional en ocasiones casi inasumible. Por estas razones, se encuentran en la literatura diferentes vías para abordar el transporte de la radiación bajo condiciones de NETL [157–161] y también existen métodos basados en el formalismo del factor de escape que evitan la resolución explícita de la ecuación de transferencia radiativa y que pueden aplicarse tanto a plasmas homogéneos [162–164] como no homogéneos [165–167].

En este Trabajo, el modelo CR empleado está basado en el código ABAKO [136, 168], desarrollado en nuestro grupo, en el que hay implementado un modelo CR para situaciones de estado estacionario (CRSS). En el desarrollo de este modelo CR se tuvo un cuidado especial en alcanzar un compromiso entre precisión y tiempo computacional y por ello se apostó por emplear, para los coeficientes de tasa o para las secciones eficaces de los procesos atómicos, expresiones analíticas disponibles en la literatura, lo que permite que ABAKO sea aplicable a plasmas de número atómico alto y bajo. A continuación detallamos las referencias de donde se toman las tasas de los procesos atómicos que se consideran:

1. Emisión espontánea. La tasa viene por el correspondiente coeficiente de Einstein y para su cálculo empleamos las energías de transición y las fuerzas de oscilador proporcionadas por FAC, estas últimas en la aproximación dipolar eléctrica.
2. Excitación y desexcitación colisional. Se emplea la sección eficaz de excitación colisional proporcionada por Van Regemorter [169] y la correspondiente tasa se calcula mediante el promedio sobre la distribución de Maxwell de electrones libres. La tasa de desexcitación se obtiene a partir de la anterior haciendo uso del principio de balance detallado.
3. Ionización colisional y recombinación a tres cuerpos. La sección eficaz de ionización colisional se obtiene a partir de la expresión de Lotz [170] y la tasa de forma similar a como se calcula la de excitación colisional. Nuevamente, la tasa del proceso inverso se obtiene a partir del principio de balance detallado.
4. Autoionización y captura electrónica. Para el cálculo de estas tasas se sigue un formalismo propuesto en [171] y considerado posteriormente en [172] basado en aproximar la sección eficaz de captura electrónica por la de excitación colisional.
5. Recombinación radiativa: La sección eficaz de este proceso se calcula a partir de la sección eficaz de fotoionización haciendo uso del principio de Milne. Para esta última se emplea la desarrollada por Kramers [173].
6. Cuando se considera un campo de radiación externa actuando sobre el plasma que es capaz de ionizarlo (lo que se conoce como plasmas fotoionizados), aparecen procesos atómicos inducidos por el campo de radiación que no pueden ser despreciados. Para los procesos de fotoabsorción y fotoemisión estimulada se emplean los correspondientes coeficientes de Einstein, calculados a partir del coeficiente de emisión espontánea y por tanto de las fuerzas de oscilador de FAC. Para obtener la tasa se promedian sobre una distribución de Planck de fotones. En cuanto a la fotoionización y su proceso inverso, la recombinación radiativa estimulada, la sección eficaz que se emplea es la de fotoionización de Kramers [173] y nuevamente para la tasa se promedia sobre una distribución de Planck de fotones.

Por otra parte, en ABAKO también se contempla la autoabsorción de radiación del plasma, aunque solamente en las transiciones ligado-ligado. Para tener en cuenta los efectos de opacidad en este tipo de transiciones, ABAKO emplea el formalismo del factor de escape tal y como se describe en [174] para las tres principales geometrías si el plasma se considera homogéneo: plana, cilíndrica y esférica. Este formalismo evita resolver el sistema de ecuaciones de forma acoplada a la ecuación de transferencia radiativa, como se comentó anteriormente. Para una transición de línea dada, $\zeta i \leftrightarrow \zeta j$, el factor de escape Λ_{ji} se introduce como una vía alternativa para escribir la tasa neta de emisión de línea. Los factores de escape entran en los cálculos de dos formas. Primero, en los cálculos atómicos de las poblaciones de los estados excitados lo que se traduce en una reducción en el coeficiente de Einstein de emisión espontánea, $A_{\zeta j \rightarrow \zeta i}$, el cual se escribe ahora como $\Lambda_{ji} A_{\zeta j \rightarrow \zeta i}$. En segundo lugar, ellos aparecen en la determinación de la intensidad de línea total emergente. Esta modificación evita la necesidad de realizar cálculos simultáneos del transporte de la radiación y los cinéticos de poblaciones. Teniendo en cuenta el método presentado en [174], suponiendo una distribución uniforme de átomos emisores y emisión isotrópica, el factor de escape se escribe como:

$$\Lambda_{ji} = \int_0^\infty \phi_{ij}(\nu) \frac{1}{\tau_{ij}(\nu)} F[\tau_{ij}(\nu)] d\nu \quad (2.20)$$

donde $\tau_{ij}(\nu) = \kappa_{\zeta i \rightarrow \zeta j}(\nu)L$ es el espesor óptico de la línea asociada a esa transición, siendo L la dimensión característica del plasma, esto es la anchura de la capa plana, o el radio del cilindro o de la esfera, dependiendo de la geometría. Finalmente, $F(\tau_{ij})$ es un funcional que depende del espesor óptico y cuya expresión particular depende de la geometría considerada. Para cada transición de línea, el factor de escape depende implícitamente de las poblaciones de los niveles inferior, $N_{\zeta i}$, y superior, $N_{\zeta j}$, ya que estos son necesarios para calcular el coeficiente de absorción, tal y como se verá en el apartado 2.4. Por tanto, el sistema de ecuaciones de tasa debe ser resuelto iterativamente hasta que se alcance la convergencia dentro de una tolerancia preestablecida.

Finalmente, en este trabajo hemos hecho algunas extensiones al modelo CR implementado en ABAKO para así poder abordar la simulación de experimentos de plasmas de Astrofísica de Laboratorio. En particular, estas han sido dos: la primera, la extensión del modelo CR a situaciones no estacionarias. Y la segunda, la extensión del modelo para la simulación de plasmas multicomponentes. A continuación se presentan estas modificaciones en más detalle.

2.3.1 El modelo colisional-radiativo en situación no estacionaria.

Los plasmas que pierden energía por radiación son sistemas en los cuales las condiciones del plasma, y por tanto las poblaciones de los niveles atómicos presentes en él, podrían variar rápidamente con el tiempo. Esto podría implicar que las simulaciones de los mismos requiera de la resolución de las ecuaciones de tasa del modelo CR en situación no

estacionaria. Uno de los objetivos fundamentales de esta Tesis Doctoral es el estudio de ondas de choque radiativas, y por tanto, esto nos llevó a la extensión de nuestro modelo CR a situaciones no estacionarias. El método empleado para la resolución numérica de las ecuaciones diferenciales de primer orden que se obtienen en las ecuaciones de tasa en esas circunstancias ha sido el método de Euler implícito. Hemos comprobado que con este método tan sencillo la exactitud en la resolución es aceptable, como se ejemplifica en las comparaciones que a continuación se presentan.

Se ha comparado con simulaciones dependientes del tiempo propuestas en las ediciones cuarta [154] y quinta [155] de los congresos dedicados a las comparaciones de códigos de NETL (*NLTE Codes Comparison Workshops*, NLTE-CCW en adelante). Con respecto a la cuarta edición, hay dos casos de argón que hemos simulado. Los perfiles de densidad y temperatura que se seleccionaron para simular en el Congreso no estaban asociados a ningún experimento en particular y fueron elegidos para que mostrasen tantos comportamientos como fuese posible. En la figura 2.1 se muestra la historia del primer caso de argón y la comparación de nuestra simulación numérica dependiente del tiempo de la ionización media con otras realizadas por los otros códigos del Congreso. Hemos añadido además la simulación suponiendo el plasma en estado estacionario.

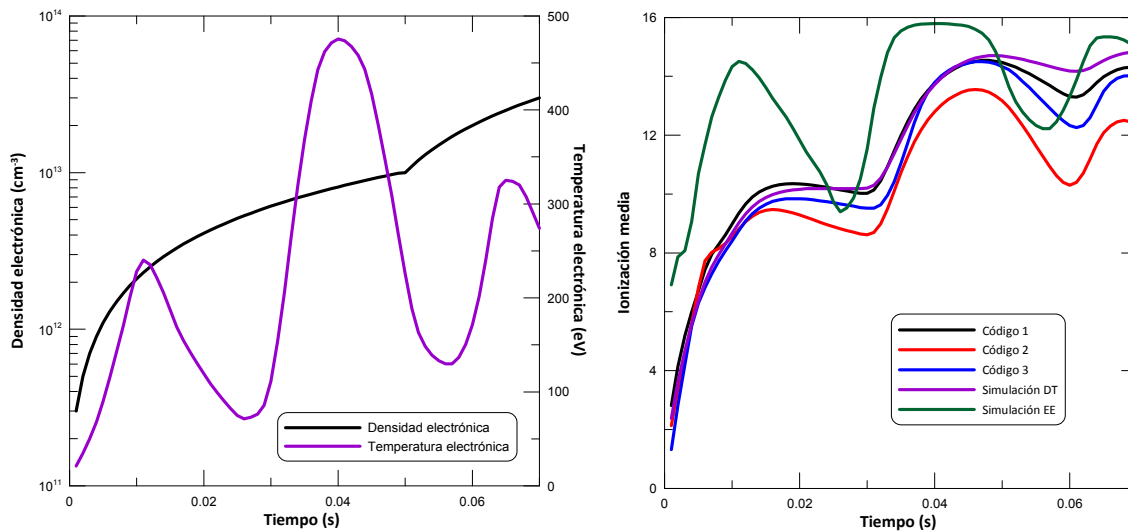


Figura 2.1: Perfiles de densidad y temperatura en función del tiempo (izquierda) para el primer caso de Ar. Comparación de la ionización media en función del tiempo calculada con y sin dependencia temporal (DT y EE, respectivamente) con cálculos del 4th NLTE-CCW (derecha).

En primer lugar destacar las notables diferencias entre la simulación estacionaria y la no estacionaria y por otra el gran acuerdo que se observa en general entre los códigos y nuestra simulación, habiendo quizás una apreciable divergencia en los resultados proporcionados por el Código 2. Para este caso hemos escogido también tres instantes de tiempo que

reflejen instantes iniciales, medios y finales, para realizar una comparación de las poblaciones iónicas, que se muestra en la figura 2.2, y que corroboran el buen acuerdo ya obtenido en la comparación de la ionización media.

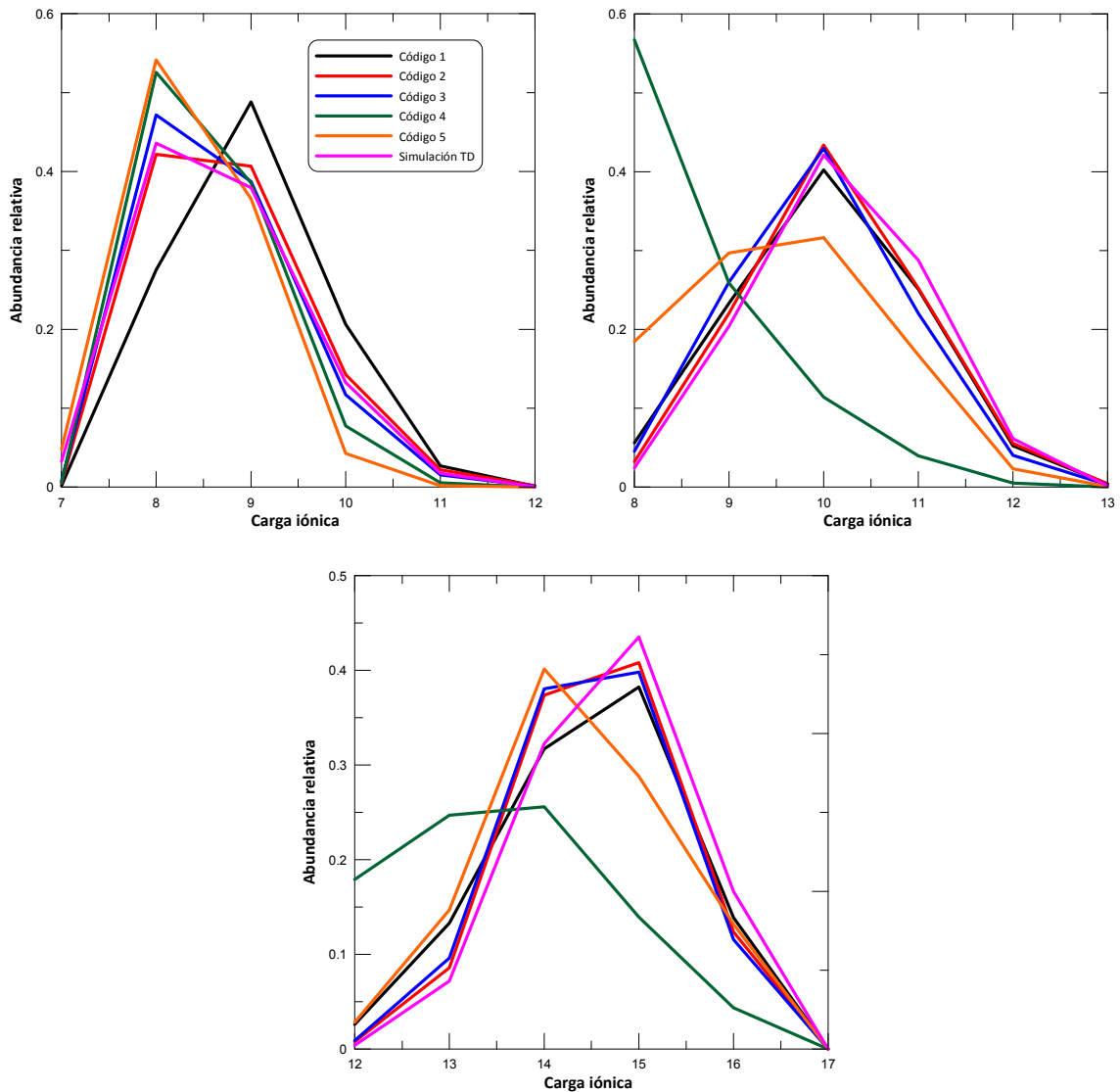


Figura 2.2: Comparación de las poblaciones iónicas del primer caso de Ar con cálculos del 4th NLTE-CCW para tres instantes de tiempo. Arriba y de izquierda a derecha: 0.01 y 0.03 s. Abajo para 0.05 s. El código de leyendas es el mismo para las tres figuras.

En cuanto al segundo caso propuesto en el Congreso de simulación con dependencia temporal para el argón, presentamos en la figura 2.3 su historia temporal de densidades y temperaturas y nuevamente una comparación de la ionización media con los otros códigos y con nuestras simulaciones estacionaria y con dependencia temporal. Nuevamente son muy notables las diferencias entre la simulación estacionaria y la que incluye la dependencia temporal. Por otra parte, el acuerdo ahora entre las diferentes simulaciones temporales de

la ionización media es mucho mayor que en el caso de argón analizado anteriormente. Este hecho se ve confirmado con la comparación que hemos realizado de las poblaciones iónicas y que se muestra en la figura 2.4.

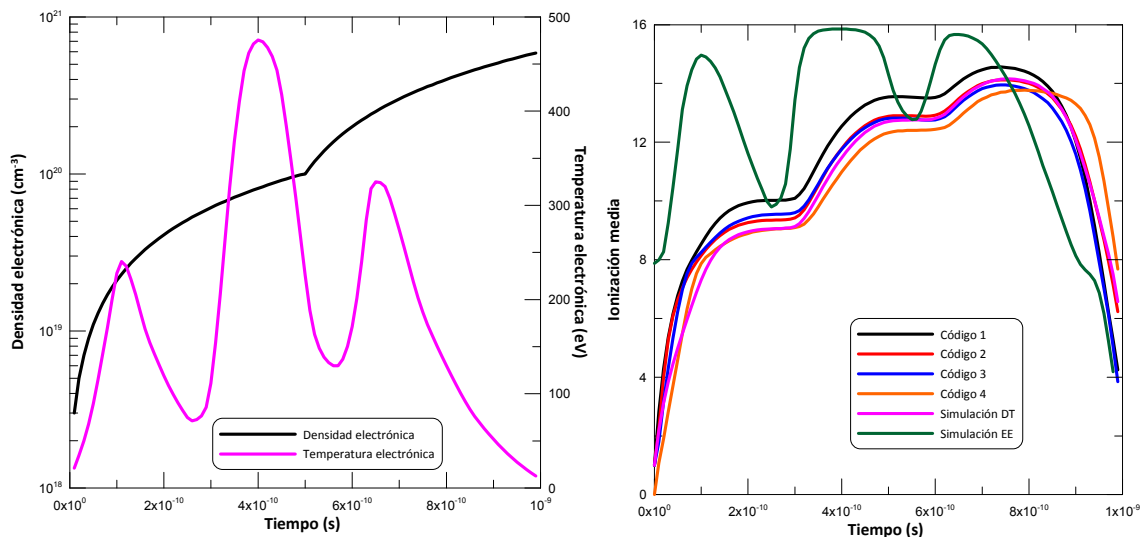


Figura 2.3: Perfiles de densidad y temperatura en función del tiempo (izquierda) para el segundo caso de Ar. Comparación de la ionización media en función del tiempo calculada con y sin dependencia temporal (DT y EE, respectivamente) con cálculos del 4th NLTE-CCW (derecha).

En lo que se refiere a la quinta edición del Congreso de comparación de códigos cinéticos [155] sólo se propuso un caso dependiente del tiempo de carbono. Al igual que en el caso del argón, los perfiles no están asociados a ningún experimento en particular. En las figuras 2.5 y 2.6 presentamos los perfiles de densidad y temperatura para este caso así como la comparación de nuestra simulación con la de los otros códigos y con la simulación estacionaria. En este caso se observan de nuevo las diferencias apreciables entre la simulación estacionaria y la que no lo es, salvo para los instantes finales en las que ambas convergen. Comparando los perfiles con el comportamiento de la ionización media vemos que esta sigue esencialmente el perfil de la temperatura y no el de la densidad, que es monótonamente creciente. Se observa un buen acuerdo entre nuestros resultados y los proporcionados por los otros códigos. Ese mismo acuerdo se detecta en la pérdida de potencia radiativa, mostrada en la misma figura, aunque en los primeros instantes se detectan algunas diferencias entre los diferentes códigos. Esto puede deberse a que algunos códigos tuvieron dificultades para simular los primeros instantes, donde el plasma está frío y casi completamente neutro, con lo que las tasas de los procesos son pequeñas y necesitaron incluir alguna pequeña fracción de electrones calientes al principio, modificando así las condiciones iniciales [155].

De estas comparaciones podemos concluir que nuestro sencillo modelo para incluir la no estacionariedad en el modelo CR, proporciona resultados bastante aceptables y que

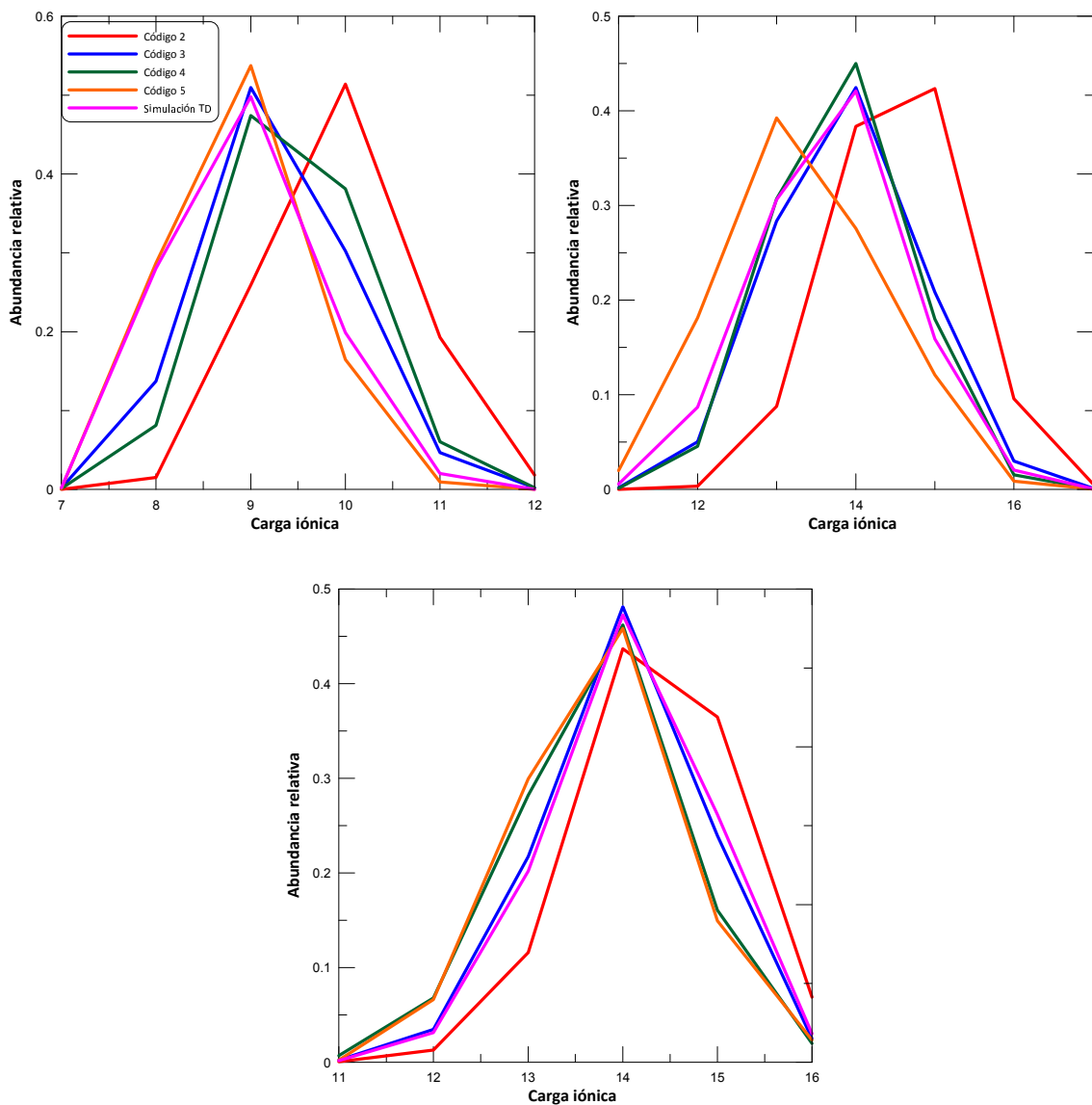


Figura 2.4: Comparación de las poblaciones iónicas del segundo caso de Ar con cálculos del 4th NLTE-CCW para tres instantes de tiempo. Arriba y de izquierda a derecha: 0.2 y 0.5 ns. Abajo para 0.8 ns. El código de leyendas es el mismo para las tres figuras.

por tanto puede ser empleado con fiabilidad para el análisis de aquellos experimentos de Astrofísica de Laboratorio en los cuales el tiempo juegue un papel importante en la determinación de las poblaciones de los niveles atómicos en el plasma y por tanto de las propiedades radiativas en el mismo.

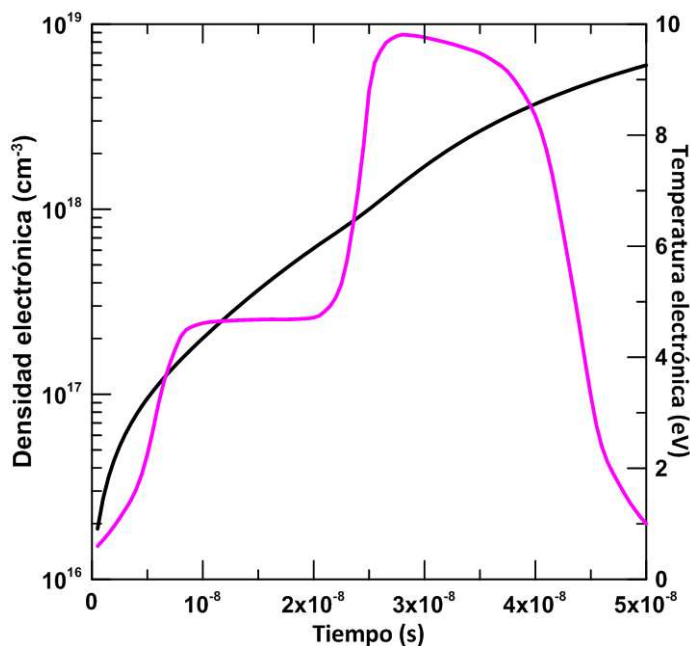


Figura 2.5: Perfiles de densidad y temperatura en función del tiempo para el caso del C.

2.3.2 Extensión del modelo colisional-radiativo para plasmas multicomponentes.

En los experimentos de Astrofísica de Laboratorio de jets supersónicos que se propagan en gases nobles, se tiene evidencia experimental de que en el interior del jet (que en los experimentos que serán analizados en este trabajo están constituidos por aluminio) quedan atrapados iones del gas noble ambiente, con lo que el plasma en el interior del jet ya no es un plasma monocomponente. El modelo CR implementado en ABAKO estaba diseñado para simular plasmas monocomponentes, lo que nos llevó a extenderlo para contemplar situaciones en las que nos encontremos varios componentes. El módulo desarrollado para poder simular plasmas multicomponentes tiene como entradas el valor de la temperatura electrónica y la densidad del plasma contemplándose tres posibilidades para esta última: densidad electrónica, densidad de iones o densidad de materia. En los tres casos se supone que los iones de todos los componentes se encuentran inmersos en un plasma con una densidad electrónica común de la mezcla, que se supone uniforme, lo que asegura la neutralidad eléctrica del plasma y la consistencia termodinámica del cálculo [175]. Además, no se ha considerado ningún proceso atómico que conecte estados iónicos de diferentes componentes en las ecuaciones de tasa. En nuestro caso, el acoplamiento entre especies atómicas se debe a dos factores: en primer lugar, el baño común de electrones libres y en segundo lugar, la expresión del CL que empleamos en nuestro modelo (ver ecuación (2.13)), ya que la ionización media que aparece en esa expresión debe ser ahora la de la mezcla, y no la del componente individual, lo que introduce una no linealidad en el problema. Obviamente,

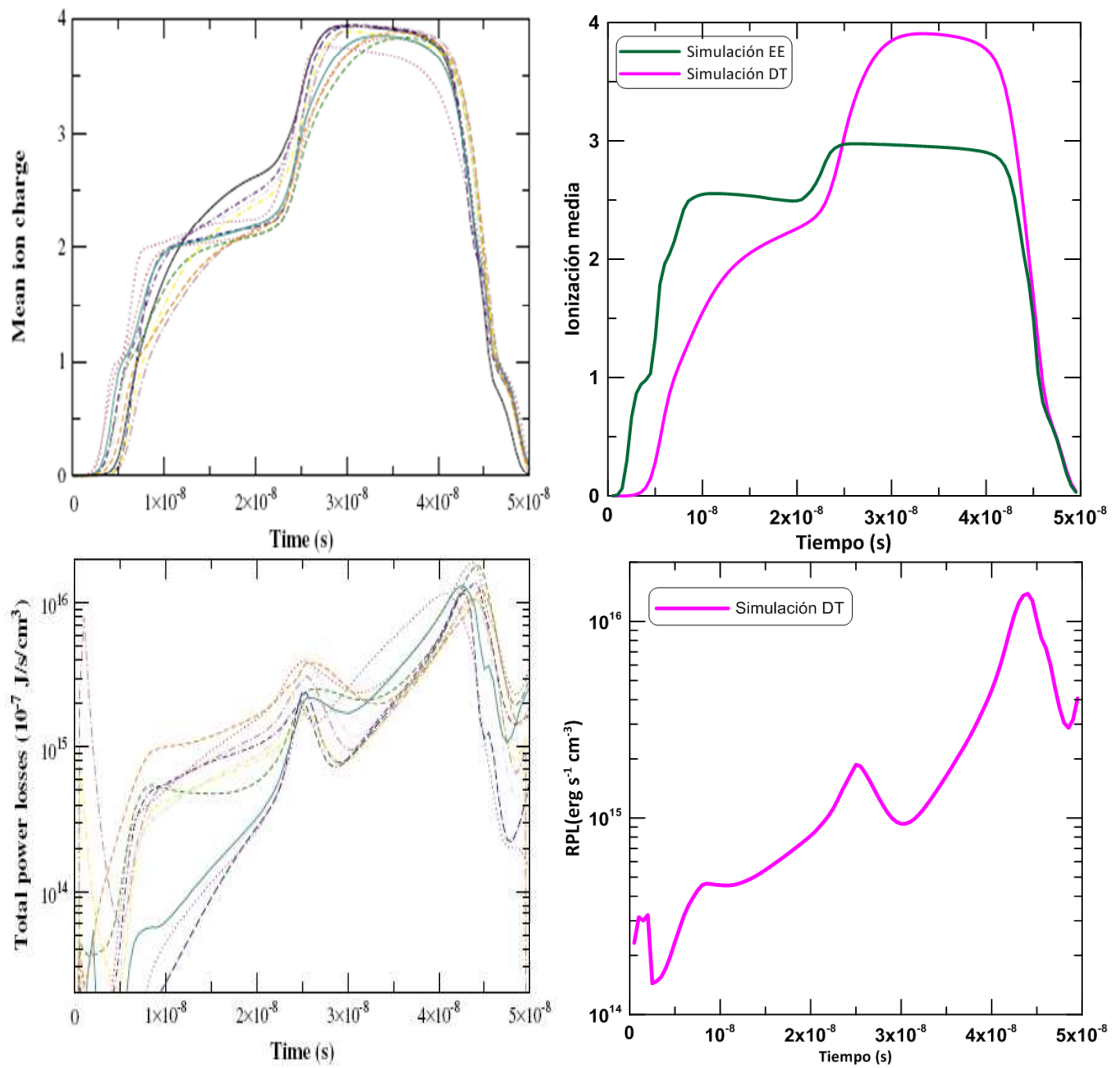


Figura 2.6: Comparación de nuestra ionización media y RPL en función del tiempo con los códigos del 5th NLTE-CCW.

este acoplamiento deja de ser relevante en los plasmas de baja densidad en donde el CL tiene un efecto menor. Por otra parte, si el plasma es grueso podría tener que considerarse el acoplamiento entre los diferentes componentes del plasma en la transferencia radiativa. A continuación presentamos cómo se ha procedido para cada una de las tres posibilidades de densidad comentadas.

1. Sea la entrada la densidad electrónica del plasma y las abundancias relativas de cada uno de los componentes del mismo, $X_i, i = 1, \dots, N$, con N el número de componentes del plasma y que vienen dadas por

$$X_i = \frac{n_{ion,i}}{n_{ion}} \quad (2.21)$$

En este caso, el modelo CR se ejecuta para cada uno de los componentes por separado, con la densidad electrónica dada, habiendo sólo iteración debido al CL, si este es relevante y teniendo en cuenta que la ionización media que se introduce en la evaluación del CL es la de la mezcla, \bar{Z}_M , que en cada iteración vendrá dada por

$$\bar{Z}_M = \sum_{i=1}^N X_i \bar{Z}_i \quad (2.22)$$

Al lograrse la convergencia en la iteración el proceso se detiene, consiguiendo las poblaciones de nivel de cada componente y obteniendo una ionización media de la mezcla dada por la ecuación anterior.

2. La segunda opción es que la entrada sea la densidad de iones y las abundancias relativas. El procedimiento seguido ha sido extraído de [176]. Los cálculos comienzan tomando la densidad de iones y la temperatura y, haciendo una primera estimación de las ionizaciones medias de los componentes del plasma, se obtiene una primera densidad electrónica. Se toman entonces esta densidad electrónica y la temperatura y se resuelven las ecuaciones de tasa para cada componente de forma individual, iterando por el CL si es necesario de forma similar al apartado anterior. Después de encontrar las poblaciones de nivel de cada componente y las correspondientes ionizaciones medias, se obtiene una nueva ionización media de acuerdo con la ecuación (2.22) y, con ella y con la densidad de iones, se obtiene una nueva densidad electrónica que se emplea para repetir el proceso anterior. Este proceso iterativo continua hasta que todas las poblaciones fraccionales de cada nivel de cada elemento se diferencian del paso anterior en una cantidad menor que un cierto criterio de convergencia impuesto.

Una vez que implementamos el procedimiento en nuestro modelo CR comparamos la densidad electrónica y la ionización media obtenidas con los datos en [176] para un plasma bicomponente de plata y litio, con una abundancia del 47 % y un 53 % respectivamente, para una temperatura electrónica dada y para varios casos de densidades iónicas. Esta mezcla fue utilizada en una serie de experimentos llevados a cabo en el Laboratorio Nacional de Sandia para el análisis espectroscópico de plumas de plasma generados por irradiación con láser. La comparación se muestra en la tabla 2.2. El criterio que impusimos para alcanzar la convergencia entre las poblaciones de nivel de dos iteraciones consecutivas fue del 1 %. De la tabla se observa un buen acuerdo entre ambos cálculos, siendo el máximo valor del error relativo en la ionización media menor que el 5 %.

3. La última posibilidad es que la variable de entrada sea la densidad de materia y las fracciones de masa $f_i, i = 1, \dots, N$, dadas por $f_i = \frac{m_i}{m}$, siendo m_i la masa del componente i en la mezcla y m la masa total de esta última. El procedimiento a seguir en este caso es muy similar al caso anterior pero requiere un paso previo,

Tabla 2.2: Comparación de la densidad electrónica (en cm^{-3}) y la ionización media con los resultados de [176] en función de la densidad iónica (en cm^{-3}) y para una temperatura electrónica de 1.40 eV.

N_{ion}	n_e [176]	n_e	\bar{Z}_M [176]	\bar{Z}_M
8.00×10^{16}	8.54×10^{16}	8.21×10^{16}	1.067	1.026
2.00×10^{17}	2.00×10^{17}	2.05×10^{17}	1.000	1.025
3.50×10^{17}	3.45×10^{17}	3.51×10^{17}	0.985	1.003
5.00×10^{17}	4.86×10^{17}	4.95×10^{17}	0.973	0.990
6.50×10^{17}	6.26×10^{17}	6.36×10^{17}	0.963	0.978
8.00×10^{17}	7.63×10^{17}	7.76×10^{17}	0.954	0.970
1.00×10^{18}	9.42×10^{17}	9.59×10^{17}	0.942	0.959

la determinación de la densidad de iones a partir de la densidad de materia. Si denotamos como A_i la masa atómica del componente i , la masa atómica de la mezcla, A , se determina como

$$\frac{1}{A} = \sum_i^N \frac{f_i}{A_i} \quad (2.23)$$

En esta última ecuación se asume que los componentes de la mezcla son gases ideales y que por tanto la ley de Dalton para las presiones parciales es aplicable. Esta aproximación es muy común en plasmas de baja densidad pero deja de ser una buena aproximación a altas densidades y por tanto habría que ser muy cuidadoso con los resultados que se obtienen en ese rango. La densidad de iones de la mezcla vendrá dada entonces (suponiendo que la masa proviene fundamentalmente de los iones y despreciando la contribución de los electrones libres) por:

$$N_{ion} = \frac{N_A \rho}{A}, \quad (2.24)$$

siendo N_A el número de Avogadro. A partir de aquí, el procedimiento a seguir es el mismo descrito en el punto anterior. Con el fin de ilustrar la bondad de este procedimiento, en este caso presentamos una comparación para una mezcla de dos elementos de alto número atómico, oro y neodimio, con una abundancia del 40% y del 60%, respectivamente, para una temperatura de 250 eV y una densidad de materia de 1 g cm^{-3} . Esta mezcla y estas condiciones son típicas de los *holhraums* en plasmas de FCI. Para este caso, hemos comparado con el cálculo realizado por el código ATMED [177], un código de átomo medio para ETL que es óptimo para este tipo de condiciones. Para esta mezcla la ionización media obtenida fue de 31.04 mientras que la proporcionada por ATMED fue de 32.94. En una mezcla de dos elementos tan complejos como estos, el resultado proporcionado por ambas simulaciones muestra un buen acuerdo. Además, comparamos la contribución ligado-ligado de la opacidad

multifrecuencial, que se muestra en la figura 2.7, obteniéndose nuevamente un buen acuerdo, lo cual es relevante ya que esta es una propiedad menos promediada que la ionización media y depende directamente de las poblaciones de los niveles atómicos.

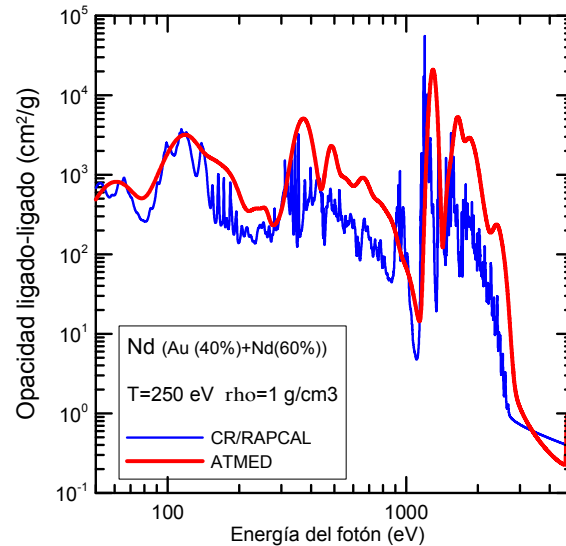


Figura 2.7: Comparación de la opacidad monocromática ligado-ligado con ATMED para una mezcla de Nd y Au calculada.

Finalmente, nos gustaría resaltar que aunque el punto de arranque del proceso iterativo en el caso de que la entrada sea la densidad de materia es la suposición del plasma como un gas ideal, eso no limita la aplicación de nuestro método a plasmas de baja densidad y temperatura (el rango de condiciones en el cual la aproximación de gas ideal es más apropiada) ya que el procedimiento autoconsistente se realiza en la densidad electrónica del plasma multicomponente al igual que en el caso de densidad iónica como dato de entrada. Por tanto, los componentes en el plasma interactúan a través del gas de electrones libres y por ello la aproximación de gas ideal, en donde las partículas no interactúan entre sí, deja de ser aplicada. Así, cuando se alcanza la autoconsistencia y finaliza el proceso iterativo, la ionización media de cada componente en el plasma es consistente con la misma densidad electrónica (como apuntan Klapisch y Busquet [175]). Este hecho asegura el equilibrio eléctrico y como consecuencia el equilibrio químico y además el método es termodinámicamente consistente.

2.4 Determinación de las propiedades radiativas.

Finalmente, una vez que se dispone de los datos atómicos necesarios y se conocen las abundancias de los niveles atómicos en el plasma, se calculan las propiedades radiativas del mismo. Estas han sido calculadas con el programa RAPCAL [178], desarrollado en

nuestro grupo. Definimos, a continuación, las propiedades radiativas de nuestro interés. Comenzaremos con la emisividad y el coeficiente de absorción monocromáticos, denotados como $j(\nu)$ y $\kappa(\nu)$, respectivamente, que tienen contribuciones debidas a transiciones electrónicas entre niveles ligados del átomo, entre niveles del espectro ligado y del libre y transiciones entre niveles del espectro libre (denotadas por los subíndice bb (bound-bound), bf (bound-free) y ff (free-free), respectivamente, por sus siglas en inglés)

$$j(\nu) = j_{bb}(\nu) + j_{bf}(\nu) + j_{ff}(\nu) \quad (2.25)$$

$$\kappa(\nu) = \kappa_{bb}(\nu) + \kappa_{bf}(\nu) + \kappa_{ff}(\nu) \quad (2.26)$$

donde ν es la frecuencia del fotón. La contribución ligado-ligado a la emisividad está dada por

$$j_{bb}(\nu) = \sum_{\zeta} \sum_{i,j} j_{\zeta j \rightarrow \zeta i}(\nu) \quad (2.27)$$

con

$$j_{\zeta j \rightarrow \zeta i}(\nu) = \frac{h\nu}{4\pi} N_{\zeta j} A_{\zeta j \rightarrow \zeta i} \phi_{ij}(\nu) \quad (2.28)$$

donde $A_{\zeta j \rightarrow \zeta i}$ es el coeficiente de Einstein para la desexcitación espontánea [113] entre los estados ligados j, i del ion ζ y h es la constante de Planck. $A_{\zeta j \rightarrow \zeta i}$ es obtenido a partir de la fuerza de oscilador calculada por FAC en la descripción RDCA, en la aproximación dipolar eléctrica, incluyendo un término corrector a las mismas para tener en cuenta la interacción de configuraciones entre niveles pertenecientes a la misma configuración no relativista. La contribución ligado-ligado para la absorción está dada por

$$\kappa_{bb}(\nu) = \sum_{\zeta} \sum_{i,j} \kappa_{\zeta i \rightarrow \zeta j}(\nu) \quad (2.29)$$

con

$$\kappa_{\zeta i \rightarrow \zeta j}(\nu) = \frac{h\nu}{4\pi} N_{\zeta i} \frac{g_{\zeta j}}{g_{\zeta i}} \frac{c^2}{2h\nu_{ij}^3} A_{\zeta j \rightarrow \zeta i} \phi_{ij}(\nu) \left(1 - \frac{g_{\zeta i}}{g_{\zeta j}} \frac{N_{\zeta j}}{N_{\zeta i}} \right) \quad (2.30)$$

donde c es la velocidad de la luz y $g_{\zeta i}$ y $g_{\zeta j}$ son los pesos estadísticos de los niveles i y j . En las ecuaciones previas, $\phi_{ij}(\nu)$ representa el perfil de línea tanto para la emisión de línea como para la absorción ya que se supone la hipótesis de redistribución completa [157]. En la evaluación del perfil de línea se han incluido el ensanchamiento natural, el Doppler, el UTA [105] y el de impacto-electrónico [179]. La forma funcional de la línea se obtiene a partir de un perfil Voigt incorporando todos esos ensanchamientos.

La contribución ligado-libre a la emisividad está determinada por medio de

$$j_{bf}(\nu) = \sum_{\zeta,i} \sum_{\zeta,j} j_{\zeta+1j \rightarrow \zeta i}(\nu) \quad (2.31)$$

con

$$j_{\zeta+1j \rightarrow \zeta i}(\nu) = \frac{h}{2\pi c^2} \left(\frac{1}{2m_e} \right)^{3/2} N_{\zeta+1j} n_e f(\varepsilon) \frac{g_{\zeta i}}{g_{\zeta+1j}} \frac{(h\nu)^3}{\varepsilon^{1/2}} \sigma_{\zeta i \rightarrow \zeta+1j}^{pho}(\nu), \quad (2.32)$$

donde ε la energía del electrón libre y m_e su masa. Como se comentó anteriormente, en el modelo cinético se supone una distribución Maxwell-Boltzmann para los electrones libres, $f(\varepsilon)$, a la temperatura T_e . Ya que para las condiciones de plasma analizadas en este trabajo la contribución más relevante, en general, es la ligado-ligado hemos empleado como sección eficaz de fotoionización, $\sigma_{\zeta i \rightarrow \zeta + 1j}^{pho}(\nu)$, la expresión de Kramers [173], aunque RAPCAL está preparado para trabajar con la sección eficaz de fotoionización mecanocuántica en la aproximación denominada *distorted wave* proporcionada por FAC. La contribución ligado-libre a la opacidad viene dada entonces por

$$\kappa_{bf}(\nu) = \sum_{\zeta,i} \sum_{\zeta,j} \kappa_{\zeta i \rightarrow \zeta + 1j}(\nu) \quad (2.33)$$

con

$$\kappa_{\zeta i \rightarrow \zeta + 1j}(\nu) = N_{\zeta i} \sigma_{\zeta i \rightarrow \zeta + 1j}^{pho}(\nu) \left(1 - \frac{N_{\zeta + 1j} n_e f(\varepsilon)}{N_{\zeta i}} \frac{g_{\zeta i}}{g_{\zeta + 1j} g(\varepsilon)} \right) \quad (2.34)$$

donde $g(\varepsilon)$ es la densidad de estados con energía ε la cual, suponiendo un gas ideal de electrones libres, viene dada por

$$g(\varepsilon) = 4\pi \left(\frac{2m_e}{h^2} \right)^{3/2} \varepsilon^{1/2} \quad (2.35)$$

Para las contribuciones libre-libre de la emisividad y de la absorción, se emplea la expresión semiclásica de Kramers para la sección eficaz del bremsstrahlung inverso [180]

$$\sigma_{\zeta}^{ibr}(\nu) = \frac{16\pi^2 e^2 h^2 \alpha}{3\sqrt{3} (2\pi m_e)^{3/2}} \frac{\zeta^2 n_e}{T_e^{1/2} (h\nu)^3} \quad (2.36)$$

Suponiendo una distribución Maxwell-Boltzmann para los electrones libres, se obtiene

$$j_{ff}(\nu) = \frac{32\pi^2 e^4 a_0^2 \alpha^3}{\sqrt{3} (2\pi m_e)^{3/2} h} \left(\frac{m_e}{2\pi T_e} \right)^{1/2} \overline{Z^2 n_{ion} n_e} e^{-h\nu/T_e} \quad (2.37)$$

$$\kappa_{ff}(\nu) = \frac{16\pi^2 e^2 h^2 \alpha}{3\sqrt{3} (2\pi m_e)^{3/2}} \frac{\overline{Z^2 n_{ion} n_e}}{T_e^{1/2} (h\nu)^3} \left(1 - e^{-h\nu/T_e} \right) \quad (2.38)$$

Con el propósito de determinar la opacidad, $k(\nu)$, también se tiene en cuenta la absorción debida al *scattering* de fotones. En RAPCAL esta es aproximada usando la sección eficaz de *scattering* de Thomson [181]

$$\kappa_{scatt} = n_e \sigma^{Thom}, \quad (2.39)$$

con $\sigma^{Thom} = 6.65 \times 10^{-25} \text{ cm}^2$

Finalmente, la opacidad está dada por:

$$k(\nu) = \frac{1}{\rho} (\kappa(\nu) + \kappa_{scatt}) \quad (2.40)$$

con ρ la densidad de materia.

La función fuente se obtiene entonces como [181]:

$$S(\nu) = \frac{j(\nu)}{\rho k(\nu)} \quad (2.41)$$

RAPCAL también proporciona las opacidades medias de Planck k_P y Rosseland k_R , que vienen dadas por [182]:

$$k_P = \int_0^\infty d\nu \tilde{B}(\nu, T) (k(\nu) - \kappa_{scatt}/\rho) \quad (2.42)$$

$$\frac{1}{k_R} = \int_0^\infty d\nu \frac{\partial \tilde{B}(\nu, T)}{\partial T} \frac{1}{k(\nu)} \quad (2.43)$$

donde $\tilde{B}(\nu, T)$ es la función de Planck normalizada,

$$\tilde{B}(\nu, T) = \frac{15}{\pi^4 T} \frac{u^3}{e^u - 1}, \quad u = \frac{h\nu}{T} \quad (2.44)$$

La pérdida de potencia por radiación es evaluada de acuerdo con la referencia [183]. Para la contribución ligado-ligado

$$P_{bb} = \sum_{\zeta} \sum_{ij} h\nu_{ij} A_{ij} N_{\zeta j} \quad (2.45)$$

La contribución ligado-libre está dada por

$$P_{bf} = 4\pi \sum_{\zeta} \sum_{ij} N_{\zeta i} \left(\frac{N_{\zeta+1j} N_{\zeta}}{N_{\zeta i} N_{\zeta+1}} \right)^{LTE} \int_{\nu_0}^{\infty} \sigma_{\zeta i \rightarrow \zeta+1j}^{pho}(\nu) \left(\frac{2h\nu^3}{c^2} \right) e^{-h\nu/T_e} d\nu \quad (2.46)$$

donde ν_0 es la energía umbral de cada transición ligado-libre y el cociente de poblaciones en ETL se obtiene a partir de la ecuación de Saha. La contribución libre-libre está dada en un campo culombiano puro en ($\text{eVs}^{-1}\text{ion}^{-1}$) por [184]

$$P_{ff} = 9.55 \times 10^{-14} n_e T_e^{1/2} \sum_{\zeta} Z_{\zeta}^2 N_{\zeta} \quad (2.47)$$

donde se ha supuesto el factor Gaunt igual a la unidad. La pérdida de potencia radiativa total se obtiene como la suma de esas tres contribuciones.

3 Parametrización de propiedades radiativas medias de plasmas ópticamente delgados en estado estacionario: código PARPRA.

3.1 Introducción.

Como se ha mostrado en el capítulo anterior, la determinación de propiedades radiativas de plasmas es una tarea compleja y que supone un alto coste computacional. Como es sabido, estas cantidades son necesarias tanto para estudiar el transporte radiativo como para las simulaciones hidrodinámicas en las que la radiación juegue también un papel significativo. En particular, para estas últimas, lo que se requieren son propiedades radiativas medias, esto es, integradas en frecuencia, pero la determinación de estas requiere, no obstante, la determinación previa de las propiedades radiativas dependientes de la frecuencia. Sin embargo, las simulaciones hidrodinámicas *in-line* incluyendo la radiación son en muchas ocasiones muy complejas y difícilmente abordables. Por ello, se ha optado por parametrizar las propiedades radiativas medias del plasma en función de sus condiciones locales. Así, podemos encontrar en la literatura parametrizaciones de la ionización media y de la pérdida de potencia radiativa [185–187], aunque estos ajustes fueron realizados para situaciones de EC y por tanto son independientes de la densidad y únicamente precisos en plasmas de baja densidad y alta temperatura. También hay disponibles ajustes para las opacidades medias de Rosseland y Planck [188,189], pero son únicamente válidos para ETL y en regiones de temperaturas altas. Por tanto, hasta donde sabemos no hay disponibles ajustes de propiedades radiativas válidos en amplios rangos de densidad y temperatura, que cubran situaciones de EC, ETL y NETL. Fue uno de nuestros propósitos en este Trabajo proporcionar un método para la parametrización de las propiedades radiativas de plasmas de fusión y astrofísicos en función de las condiciones de densidad y temperatura de los mismos que evite las restricciones de aplicabilidad de las parametrizaciones citadas anteriormente.

Para ello hemos desarrollado un código computacional denominado PARPRA [190] que se encarga de realizar la parametrización de las opacidades medias de Rosseland y Planck, las pérdidas de potencia radiativas y las ionizaciones medias en función de la temperatura y densidad del plasma, suponiendo este mono-componente, ópticamente delgado y en estado estacionario. Además, tal y como se verá en próximos capítulos, las parametrizaciones realizadas por PARPRA tienen una relación directa con los objetivos de esta Tesis Doctoral. En este capítulo haremos una descripción del código PARPRA, que ha sido íntegramente programado en Matlab, deteniéndonos en sus capacidades y aplicaciones y terminaremos describiendo la interfaz de usuario, en el entorno GUIDE de Matlab, desarrollada para que su manejo por parte del usuario resulte más sencillo y cómodo.

3.2 Almacenamiento de las bases de datos de propiedades radiativas.

Nuestro modelo colisional- radiativo genera como salidas, para cada uno de los puntos de las mallas de densidades y temperaturas consideradas, tres tipos de ficheros donde se incluye la siguiente información, respectivamente:

- Poblaciones iónicas e ionización media.
- Opacidades y emisividades monocromáticas junto con las funciones fuente.
- Opacidades medias y pérdidas de potencia radiativa.

Estos ficheros deberán guardarse de acuerdo con una estructura determinada que posibilite su lectura automática por parte de PARPRA. El procedimiento a seguir, para su almacenamiento, es el siguiente:

1. Para cada elemento al que se le vaya a aplicar la parametrización de sus propiedades radiativas, se le creará una carpeta raíz cuyo nombre será el símbolo químico del elemento de interés.
2. Dentro de esa carpeta generaremos, en un segundo nivel, otras dos carpetas. Una de ellas etiquetada como *SAHA* en donde se almacenarán las cantidades calculadas suponiendo al plasma en *ELT*, esto es con las propiedades del plasma calculadas con las ecuaciones de *SB* y la otra, etiquetada con *CRSS*, para cálculos realizados con el modelo *CR* en estado estacionario.
3. Dentro de estas carpetas se generará una estructura de nuevas carpetas (con la misma notación tanto en *SAHA* como en *CRSS*). Cada una de estas nuevas carpetas se corresponderá con un punto de la malla de temperaturas y se etiquetarán como *T01*, *T02*, *T03*,... en donde '01' denota el primer valor de la malla de temperaturas, '02'

es el segundo y así sucesivamente. Dentro de cada una de las carpetas de casos de temperatura, y por cada uno de los casos de densidades de la malla, se ubicarán los tres ficheros con extensión *.dat* citados anteriormente. En la figura 3.1 se presenta, como ejemplo, la estructura para el caso en que se esté almacenando la base de datos generada para el xenón. El nombre de los ficheros también tiene una estructura particular que consiste, en primer lugar, en el símbolo químico del elemento que se esté considerando; a continuación, el caso de densidad que corresponda ('01', '02',..., con idéntica interpretación que para la temperatura) y finalmente un sufijo que identifique cuál es el fichero de los tres posibles. Si por ejemplo, considerásemos el quinto punto de la malla de densidades, tendríamos los ficheros *Xe05ip.dat* (ionización media y poblaciones iónicas), *Xe05omedrpl.dat* (opacidades medias y pérdida de potencia radiativa) y *Xe05oemultif.dat* (opacidades y emisividades monocromáticas).

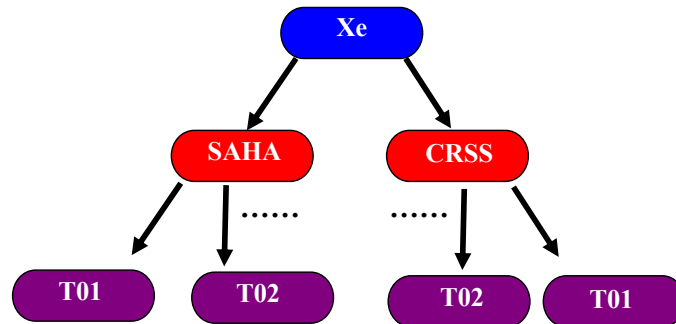


Figura 3.1: Estructura del almacenamiento de la base de datos.

Aunque las propiedades a ajustar son la ionización, las opacidades medias y la pérdida de potencia radiativa, se almacenan las poblaciones iónicas porque son empleadas por PARPRA para la generación de los mapas termodinámicos de los elementos, tal y como se presentará en el próximo capítulo. Con respecto a las propiedades radiativas monocromáticas, se almacenan por si se requiere un posterior uso de las mismas para la obtención de opacidades multigrupo.

3.3 Descripción de PARPRA.

3.3.1 Estructura de PARPRA.

Como se ha comentado, el eje principal de PARPRA es la parametrización de propiedades radiativas de plasmas mono-componentes ópticamente delgados en estado estacionario, pudiendo ser estos ajustes posteriormente empleados en PARPRA para otras aplicaciones, como se explicará posteriormente. Por ello, se ha estructurado el código en dos bloques. El primero de ellos, que llamaremos PRINCIPAL, está compuesto a su vez por tres módulos:

uno primero en el que, a partir del almacenamiento de las bases de datos generadas con el modelo colisional-radiativo de las propiedades radiativas de plasmas monocomponentes, se construyen los ficheros necesarios para la posterior parametrización. Este módulo está constituido por el programa *creacion.m*. El segundo, es el encargado de la realización de la parametrización de las propiedades radiativas y está asociado al programa *fitsurface.m*. Finalmente, el tercer bloque está dedicado a la evaluación de las propiedades radiativas ajustadas, en cualquier condición de plasma que se desee mediante el programa *evaluacion.m* y/o su representación gráfica en función de la densidad y/o de la temperatura haciendo uso del programa *dibujar.m*, con representaciones tri- y bi-dimensionales. En la figura 3.2 se presenta el diagrama de flujo del bloque PRINCIPAL. En la siguiente sección se explicará con más detalle el algoritmo para la parametrización de las propiedades radiativas.

El segundo bloque de PARPRA, que hemos denominado APLICACION, se desarrolló para llevar a cabo la aplicación de la parametrización realizada en PRINCIPAL. Actualmente son tres las aplicaciones incluidas: la primera es la obtención de propiedades medias de plasmas multicomponentes a partir de las propiedades medias parametrizadas para plasmas formados por los elementos individuales de la mezcla (programas *rhogestion.m*, *negestion.m* y *nigestion.m*). La segunda es la diagnosis de la temperatura a partir de la parametrización de la ionización media en experimentos de Astrofísica de Laboratorio donde la densidad de materia y electrónica son conocidas (programa *diagnosis.m*). Y, la última aplicación, que no está relacionada directamente con la parametrización, es la obtención de los mapas termodinámicos de los elementos a partir de la comparación de las poblaciones iónicas calculadas con las ecuaciones SB o con el modelo CRSS (programa *mapas.m*). Evidentemente, APLICACION es un bloque abierto que estará sujeto a posibles extensiones a nuevas aplicaciones. En la figura 3.3 se presenta el diagrama de flujo de APLICACION. En las siguientes secciones se explicará con más detalle el tratamiento de las mezclas, la generación de los mapas termodinámicos y la diagnosis de la temperatura.

3.3.2 Módulo de generación de los ficheros de propiedades a ajustar a partir de las bases de datos.

De acuerdo a lo que se ha comentado anteriormente, este módulo está constituido por el programa *creacion.m*. Este programa está diseñado para acceder a los ficheros tipo *.ip* y *.omedrpl* almacenados de acuerdo al procedimiento explicado previamente. Necesita como entrada un fichero en el que se especifique la malla de densidades y temperaturas donde se va a realizar el ajuste (denominado *mallas.dat*) y también, conocer si en la obtención de la base de datos se ha supuesto ETL o no. Al finalizar la ejecución de este programa se obtienen cuatro ficheros con extensión *.dat* (uno por cada magnitud a ajustar) que tienen el sufijo *CRSS* o *SAHA* dependiendo de con qué modelo han sido calculados. El nombre del fichero incluye también un identificador de la propiedad radiativa: *zbar* para la ionización

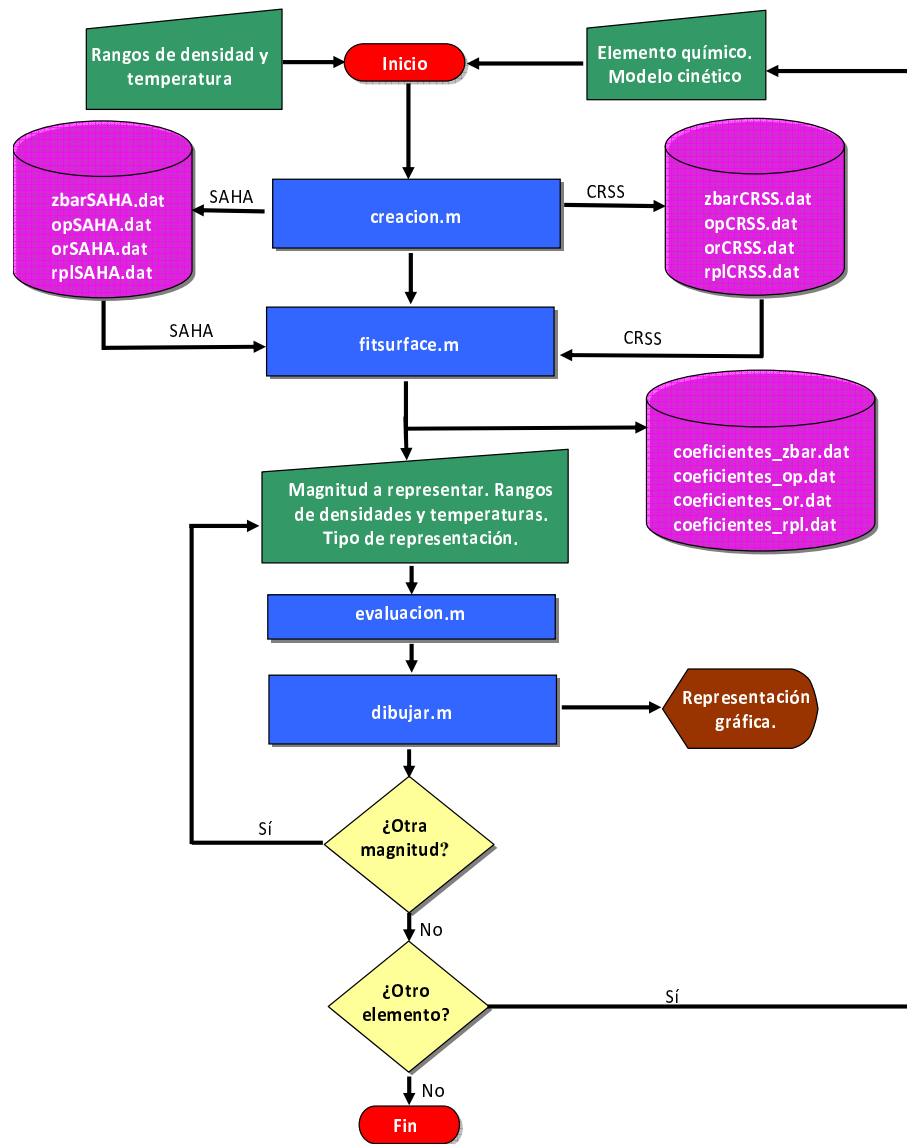


Figura 3.2: Diagrama de flujo de PRINCIPAL.

media, *op* y *or* para las opacidades medias de Planck y Rosseland, respectivamente, y *rpl* para la pérdida de potencia radiativa (ver figura 3.2). Los ficheros de salida son matrices en donde los elementos de la primera fila son las densidades de la malla, y la primera columna las temperaturas, siendo el elemento (1,1) de la matriz siempre un cero. El resto de elementos de la matriz se corresponde con los valores de la propiedad radiativa asociada al valor de densidad y temperatura de cada punto.

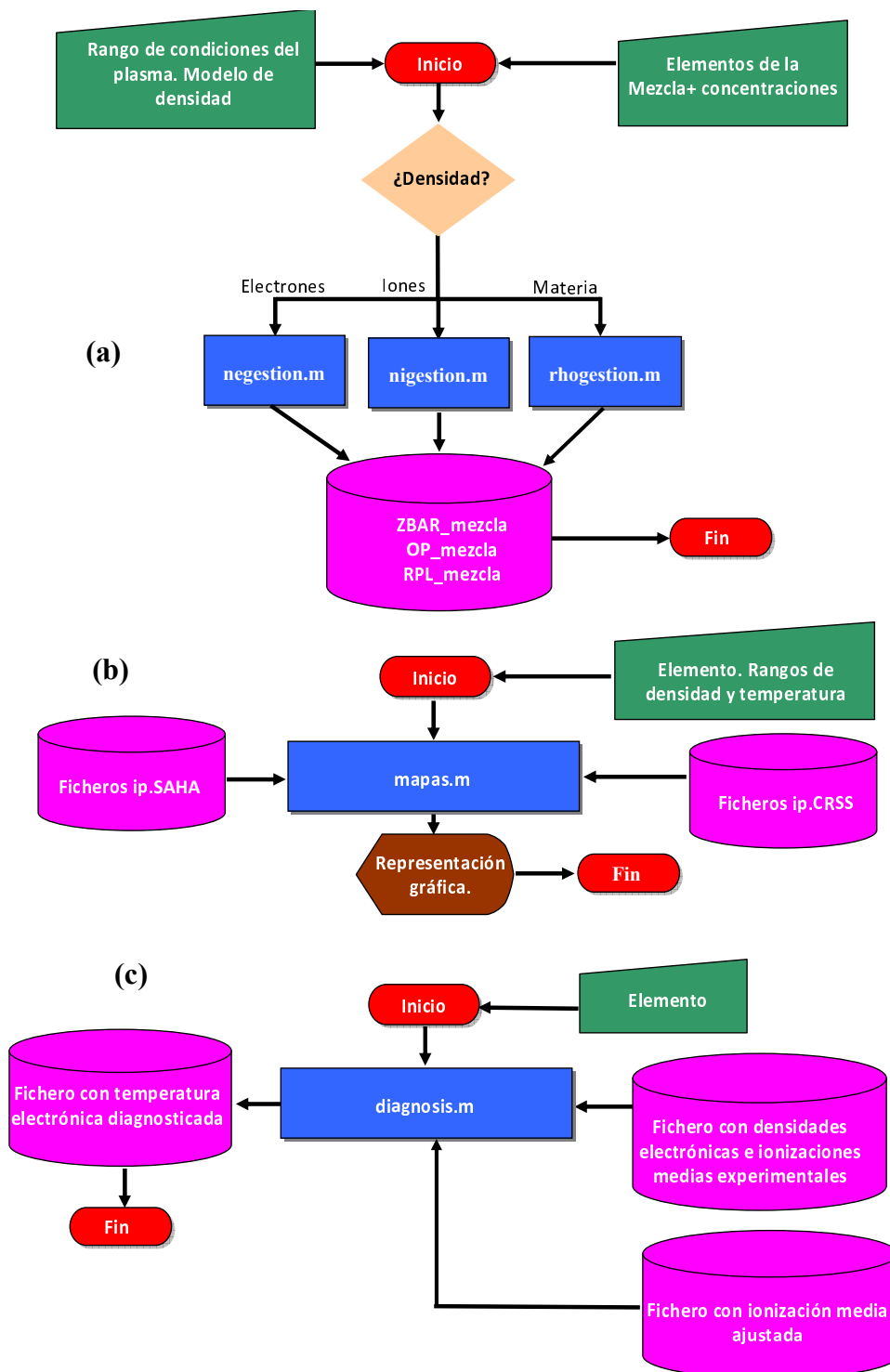


Figura 3.3: Diagrama de flujo de APLICACION. (a) Módulo de mezclas. (b) Módulo de generación de mapas termodinámicos. (c) Módulo de diagnóstico de temperatura.

3.3.3 Módulo para la parametrización de las propiedades radiativas.

Una vez que ya se tienen en el formato adecuado las propiedades a parametrizar, se procede al ajuste de las mismas en función de la densidad y de la temperatura. Se ha comprobado que, debido a su naturaleza, resulta más conveniente realizar la parametrización del logaritmo (en base diez) de estas propiedades. Por tanto, si A denota la propiedad a ajustar, la expresión analítica empleada para el ajuste es

$$\log A(T_e, d) = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m C_{ij} (\log d)^i (\log T_e)^j \quad (3.1)$$

donde T_e representa la temperatura electrónica y d representa la densidad, que puede ser de iones, de electrones o de materia. Se ha comprobado que, con el fin de no obtener comportamientos oscilantes en los polinomios de ajuste, la potencia máxima tanto para la densidad como para la temperatura, no debe exceder de siete. El método empleado para la determinación de los coeficientes es el habitual de mínimos cuadrados. Si denotamos por $x = \log d$ y $y = \log T_e$, el polinomio que emplearemos para el ajuste tiene entonces la siguiente expresión formal:

$$P(x, y) = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m C_{ij} x^i y^j \quad (3.2)$$

Denotando por n_x y n_y el número de puntos de la malla de densidades y de temperaturas, respectivamente, la función a minimizar que nos permitirá determinar los coeficientes será:

$$F(C_{ij}) = \sum_{k=1}^{n_x} \sum_{l=1}^{n_y} (P(x_k, y_l) - D_{kl})^2 \quad (3.3)$$

donde D_{kl} es el logaritmo de la propiedad radiativa en el punto de densidad 10^{x_k} y temperatura 10^{y_l} de la base de datos. Haciendo uso de las ecuaciones (3.2) y (3.3) podemos escribir:

$$F(C_{ij}) = \sum_{k=1}^{n_x} \sum_{l=1}^{n_y} \left(\sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m C_{ij} x_k^i y_l^j - D_{kl} \right)^2 \quad (3.4)$$

Para obtener cada coeficiente C_{ij} , se deriva la expresión anterior con respecto a ese coeficiente y se iguala a cero,

$$\frac{\partial F(C_{ij})}{\partial C_{ij}} = 0 \quad (3.5)$$

En particular, minimizando con respecto a C_{qr} , obtenemos:

$$\frac{\partial F(C_{qr})}{\partial C_{qr}} \equiv 2 \sum_{k=1}^{n_x} \sum_{l=1}^{n_y} \left(\sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m C_{ij} x_k^i y_l^j - D_{kl} \right) (x_k^q y_l^r) = 0 \quad (3.6)$$

Por tanto, se tendrá entonces un sistema de ecuaciones de orden $(n + 1) \cdot (m + 1)$ del tipo

$$\sum_{k=1}^{n_x} \sum_{l=1}^{n_y} \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m C_{ij} x_k^{i+q} y_l^{j+r} = \sum_{k=1}^{n_x} \sum_{l=1}^{n_y} D_{kl} x_k^q y_l^r \quad (3.7)$$

en donde las incógnitas son los coeficientes. Una vez resuelto el sistema de ecuaciones para unos órdenes de polinomio en densidad y temperatura dados, se construye la matriz de la propiedad radiativa evaluada con el polinomio resultante, cuyos elementos serán:

$$\overline{P}(x_k, y_l) = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m C_{ij} x_k^i y_l^j \quad (3.8)$$

Generamos la matriz de la propiedad radiativa con los valores de la base de datos

$$\overline{D}(x_k, y_l) = D(x_k, y_l) \quad (3.9)$$

A continuación se calcula la matriz error relativo entre cada uno de los elementos de ambas matrices:

$$err = 100 \times \frac{|10^{\overline{P}} - 10^{\overline{D}}|}{10^{\overline{D}}} \quad (3.10)$$

Si los elementos de la matriz error son todos menores que un cierto valor impuesto, se habrá obtenido el polinomio que ajusta la magnitud. En caso contrario se incrementa en un orden el polinomio (en nuestro algoritmo primero se incrementa el orden en temperatura y luego el orden en densidad, ya que las propiedades a ajustar son más sensibles a la primera) y se repite el procedimiento anteriormente descrito. Si se alcanza el orden máximo tanto en densidad como en temperatura (recordar que se ha fijado en siete en ambos casos), se procede a dividir el espacio de ajuste (de densidad y temperatura) y volver a repetir todo el proceso.

En PARPRA, para la búsqueda óptima de los polinomios de ajuste, y por tanto de la división del espacio de condiciones de plasma, se implementó un algoritmo *QuadTree*. El término *QuadTree* se usa para describir una clase de estructuras jerárquicas cuya propiedad en común es el principio de recursividad de descomposición del espacio, que es justamente lo que realizamos en nuestra parametrización. En un espacio bidimensional, como es el nuestro, se parte del espacio completo y se intenta encontrar un único polinomio que ajuste todos los puntos del espacio verificando el criterio impuesto. Si no se cumple, se divide el espacio de búsqueda en cuatro rectángulos iguales. A continuación, se busca en cada cuadrante un polinomio que ajuste la propiedad en cada punto. Si se logra, ese

cuadrante ya no se vuelve a dividir. De lo contrario se seguirá dividiendo. En la figura 3.4 se representa un ejemplo de este procedimiento. Primero se observa que el cuadrante 1 no es ajustado por un único polinomio y se divide en los cuadrantes etiquetados como 21, 22, 23 y 24. Seguidamente, se observa también que en los cuadrantes 23 y 24 no se ha logrado el ajuste deseado, con lo que de nuevo se dividen en cuatro. A continuación, se observa cómo los cuadrantes 332 y 343 vuelven a sufrir una división y así sucesivamente hasta que se haya logrado la parametrización de la magnitud en todo el espacio de búsqueda. De la figura queda claro que el *QuadTree* presenta una estructura de tipo árbol y, como se comentó anteriormente, jerarquizada. Finalmente la parametrización estará constituida por tantos polinomios como cuadrantes hayamos obtenido en nuestro proceso de división del espacio de búsqueda. Evidentemente, para un elemento dado y una región de condiciones determinada, cuanto más restrictivo sea el error impuesto en el ajuste, mayor será el número de cuadrantes obtenido.

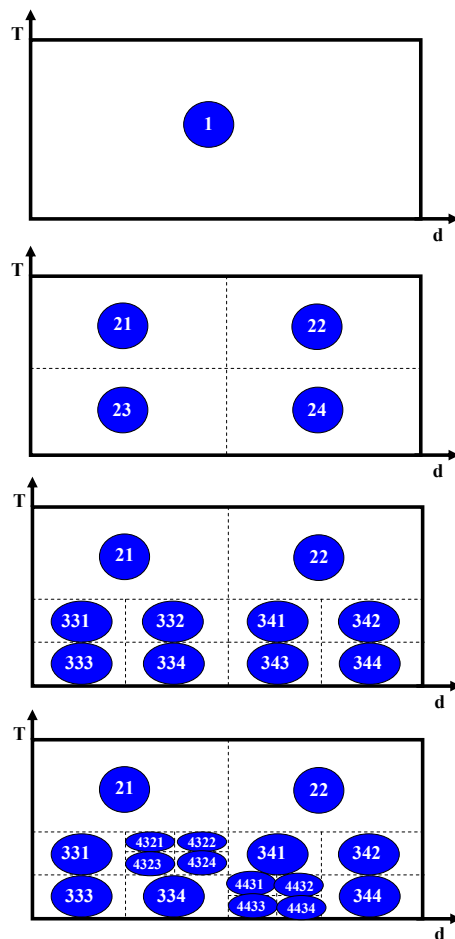


Figura 3.4: Ejemplo de división del espacio de búsqueda de densidades y temperaturas siguiendo un método *QuadTree*.

Resultados y análisis sobre la parametrización de propiedades radiativas de plasmas monocomponentes hechas empleando PARPRA, pueden ser encontrados en [191] para el kriptón y el xenón y en [192] para el carbono, por lo que no nos vamos a extender aquí en el análisis de la bondad de los ajustes realizados con PARPRA, ya que además en la próxima sección realizaremos un análisis más extenso de la obtención de propiedades radiativas de plasmas multicomponentes a partir de la parametrización de las mismas para sus componentes individuales. Únicamente, y como ejemplo, mostramos en la figura 3.5 la parametrización de la ionización media y el RPL en un rango de temperaturas y varias densidades, para un plasma de xenón y kriptón, respectivamente. De la figura se desprende que el ajuste presenta un acuerdo excelente con la curva correspondiente a la base de datos con un error impuesto del 1%.

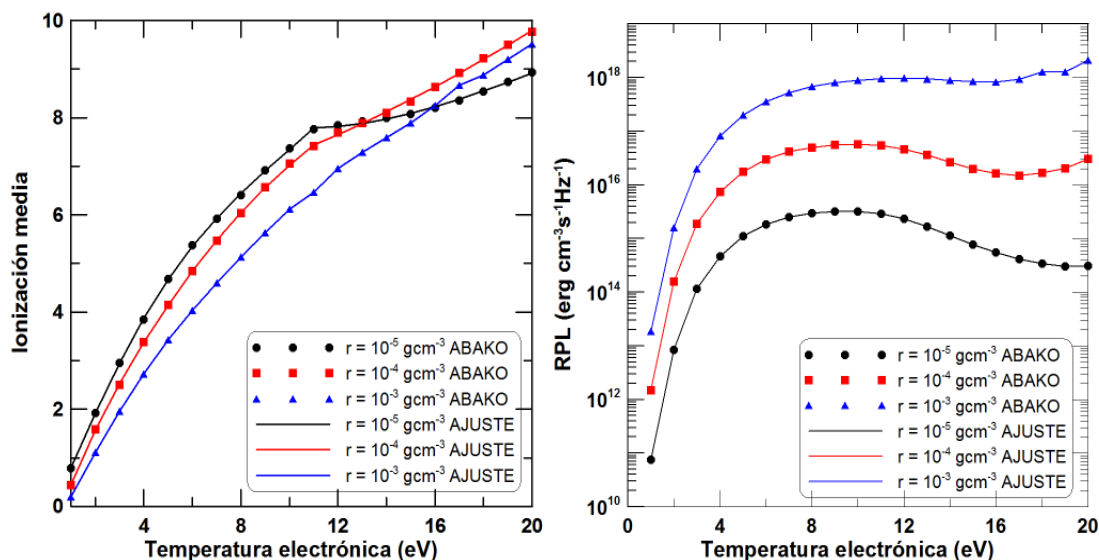


Figura 3.5: Parametrización de la ionización media para un plasma de Xe y el RPL de un plasma de Kr imponiendo un error máximo del 1% en el ajuste.

3.3.4 Módulo de representación gráfica.

Este módulo está constituido por dos programas: *evaluacion.m* y *dibujar.m*. El primero de ellos se encarga de evaluar la propiedad radiativa parametrizada, haciendo uso de los polinomios obtenidos con tal fin, en los puntos de densidad y temperatura que desee el usuario y que no tienen por qué coincidir con los puntos de las mallas empleados para la parametrización. Con todo ello, realiza una búsqueda del polinomio adecuado para el cálculo de la magnitud a analizar en cada uno de los puntos de densidad y temperatura que se hayan seleccionado. El segundo programa que constituye este módulo se encargará, a partir de los ficheros que se generan en *evaluacion.m*, de representar gráficamente los valores de la propiedad radiativa parametrizada. Como entrada requiere el elemento químico

mico bajo estudio, el rango de densidades y de temperaturas a representar gráficamente, la magnitud física a representar y la opción de representación. El programa presenta cuatro opciones: representación 3D de la propiedad en términos de la densidad y de la temperatura, una proyección bidimensional de la representación 3D, y representación bidimensional de la magnitud en función de la densidad para varias temperaturas o en función de la temperatura para varias densidades. Además de la representación gráfica se realiza una gestión de las leyendas y títulos que aparecerán en la representación gráfica y que variarán dependiendo de la opción elegida. Ejemplos de las figuras que se obtienen se mostrarán posteriormente en este capítulo en el apartado dedicado a comentar la interfaz de usuario en la que se ha implementado PARPRA.

3.3.5 Módulo para la simulación de plasmas multicomponentes.

En este módulo se obtienen las ionizaciones medias, las opacidades medias de Planck y las pérdidas de potencia radiativas de plasmas constituidos por varios elementos químicos a partir de las magnitudes ajustadas en el bloque PRINCIPAL para los plasmas constituidos por esos elementos de forma individual. Las entradas a este módulo son las regiones de densidad y temperatura en las que estamos interesados en estudiar la mezcla, los elementos químicos que la componen, las abundancias relativas de los mismos y también en qué opción de densidad se trabaja (densidad de iones, electrones o de materia). Cuando en el capítulo anterior se presentó cómo se modelan las mezclas en el modelo CR, se explicó que el algoritmo está basado en una convergencia en las poblaciones de todos los niveles presentes en el plasma multicomponente, para unas condiciones dadas, entre un paso y el siguiente de un proceso iterativo en el que, en cada paso, la densidad electrónica era común a todos los elementos químicos presentes en el plasma. En PARPRA se va a proceder de una forma similar aunque estableciendo el criterio de convergencia en las ionizaciones medias de los componentes de la mezcla compatibles con la ionización media de esta última. Además, para el ajuste, y tal como se mostrará a continuación, se deben tener las bases de datos ajustadas de los elementos individuales en términos de la densidad electrónica. Este procedimiento dependerá de cuál es la opción de densidad para el plasma multicomponente y por ello, este módulo está constituido por tres programas: *rhogestion.m*, *negestion.m* y *nigestion.m*, para las opciones de densidad de materia, de electrones y de iones de la mezcla, respectivamente. A continuación describimos brevemente los algoritmos implementados en cada programa.

- Si la opción de densidad es la de electrones (*negestion.m*), lo único que hace el programa es, empleando *evaluacion.m*, evaluar con los polinomios de las propiedades radiativas medias ya ajustadas previamente para los elementos individuales, y obtener la correspondiente propiedad de la mezcla mediante la suma de las propiedades individuales pesadas por sus abundancias relativas.

- Si la opción de entrada es la densidad de iones (*nigestion.m*) resulta necesario un proceso iterativo para obtener las propiedades radiativas de la mezcla. Se parte de una densidad electrónica igual a la densidad de iones, con lo que se supone que la ionización media de la mezcla inicial es igual a la unidad. A continuación se procede como en el ítem anterior, obteniendo una nueva ionización media de cada especie compatible con la ionización media de la mezcla y que se compararán con las del paso previo. Si todas las diferencias relativas son menores que un cierto valor impuesto, el proceso se finaliza y se calculan todas las propiedades radiativas medias de la mezcla a partir de las individuales, como se comentó en el punto anterior. De lo contrario, se calcula una nueva densidad electrónica con la nueva ionización media de la mezcla obtenida y se repite el proceso hasta alcanzar la convergencia deseada.
- Si la densidad es la de materia (*rhogestion.m*) el procedimiento es idéntico al del punto anterior con dos pasos previos. El primero es convertir la densidad de materia de la mezcla en su densidad de iones. Para ello se supone que cada uno de los elementos de la mezcla ocupan el volumen completo. Esto implica equilibrio térmico. Suponiendo que los componentes de la mezcla son gases ideales, cada componente tiene una presión parcial proporcional a su abundancia fraccionaria (Ley de Dalton). En ese caso, si denotamos por f_l la fracción de masa del elemento l y por ρ la densidad de materia de la mezcla, la densidad parcial del elemento l será $\rho_l = f_l \rho$. Las densidades parciales son aditivas con lo que:

$$\rho = \sum_{l=1}^n f_l \rho_l \quad (3.11)$$

donde n es el número de elementos de la mezcla. Este modelo supone que los diferentes elementos de la mezcla no interaccionan o se perturban entre sí y por lo tanto será más exacto cuanto más baja sea la densidad, ya que en ese caso el camino libre medio entre colisiones es mucho mayor que los radios atómicos. Hay que, por tanto, ser cuidadoso a altas densidades cuando apliquemos esta aproximación. Recordar que esta es la misma aproximación que realizamos al extender nuestro código cinético para modelar plasmas multicomponentes, tal y como se comentó en el Capítulo 2. El segundo paso es convertir las fracciones de masa en fracciones de partículas, ya que en función de estas se calcularán las propiedades medias. Si denotamos a estas últimas por X_l , la relación con las fracciones de masa vienen dadas por la ecuación siguiente:

$$X_l = \frac{f_l/A_l}{\sum_{i=1}^n f_i/A_i} \quad (3.12)$$

donde A_l denota la masa atómica del elemento l . Tanto en esta opción de densidad como en la opción de densidad de iones, al suponer que la densidad electrónica es

la misma para todos los elementos de la mezcla estamos asegurando la neutralidad eléctrica del plasma.

Antes de pasar a presentar las simulaciones de mezclas realizadas con PARPRA, nos gustaría hacer una breve reflexión acerca del problema del CL. Como comentamos en el Capítulo 2, nuestro modelo CR lleva incluida la fórmula de Stewart and Pyatt para modelar la depresión del continuo debida al plasma. De acuerdo con la ecuación 2.13, esta depende de la ionización media de la mezcla. Por tanto, en el cálculo de las propiedades radiativas de los plasmas multicomponentes con el modelo CR, para el CL se está considerando la ionización media de la mezcla. Sin embargo, en el cálculo de las mismas a partir de los ajustes de PARPRA, estas cantidades son obtenidas a partir de las bases de datos de los elemento individuales y por tanto los correspondientes CL incluyen la ionización media del elemento y no de la mezcla. Esta diferencia será más importante cuando el efecto del CL sea más importante, esto es a altas densidades y bajas temperaturas, y también cuando la ionización media de los elementos individuales sea muy diferente a la ionización media de la mezcla.

En la tabla 3.1 se listan los casos analizados para mezclas de Ne y Ar. Se han elegido casos de densidades y temperaturas altas y bajas, lo que permite analizar la influencia del CL en el método propuesto en PARPRA para simular las propiedades radiativas medias de plasmas multicomponente. Además, se han seleccionado casos cuya densidad es tanto electrónica, como iónica o de materia, lo que permite analizar la bondad del algoritmo iterativo en estos dos últimos casos de densidades. Las propiedades radiativas de los elementos individuales fueron ajustadas imponiendo un error relativo del 0.1% y el criterio de convergencia en el proceso de búsqueda en PARPRA para la mezcla fue también del 0.1% en la ionización media. Además, por cada punto de densidad y temperatura hemos escogido dos combinaciones posibles de fracciones de masa de cada elemento, alternando en cada caso la concentración del mayor. En la tabla 3.2 presentamos la comparación entre la ionización media y la pérdida de potencia radiativa de la mezcla, para cada uno de los casos de la tabla 3.1, obtenidas con PARPRA y con el cálculo del modelo CR en estado estacionario.

De las comparaciones se concluye que las diferencias tanto en la ionización media de la mezcla como para el RPL son en general menores que el 5%. Además, de la comparación para la menor temperatura, 3 eV, que es en la que el efecto del CL será más notable, y las densidades electrónicas de 10^{16} y 10^{20} cm^{-3} , casos 1-4 de la tabla 3.1, observamos que el efecto del mismo no introduce un mayor error a los resultados. Por otra parte, tampoco se observa una dependencia del error con la variación de la concentración relativa de cada uno de los elementos de la mezcla. Finalmente, tampoco se detecta que el proceso iterativo de convergencia que se realiza cuando la variable de entrada es la densidad de materia o la densidad de iones introduzca un error apreciable con respecto a la situación en que la entrada es la densidad de electrones y en la que ese proceso no resulta necesario.

Tabla 3.1: Listado de casos de condiciones de densidad, temperatura y abundancias fraccionales analizados para la mezcla Ne+Ar. Las temperaturas están en eV, las densidades de electrones y de iones en cm^{-3} y la densidad de materia en gcm^{-3} .

	T_e	n_e	n_{ion}	ρ	Ne	Ar
Caso 1	3	10^{16}	—	—	0.7	0.3
Caso 2	3	10^{16}	—	—	0.3	0.7
Caso 3	3	10^{20}	—	—	0.7	0.3
Caso 4	3	10^{20}	—	—	0.3	0.7
Caso 5	40	10^{20}	—	—	0.7	0.3
Caso 6	40	10^{20}	—	—	0.3	0.7
Caso 7	5	—	10^{16}	—	0.7	0.3
Caso 8	5	—	10^{16}	—	0.3	0.7
Caso 9	5	—	10^{18}	—	0.7	0.3
Caso 10	5	—	10^{18}	—	0.3	0.7
Caso 11	3	—	—	10^{-5}	0.7	0.3
Caso 12	3	—	—	10^{-3}	0.7	0.3
Caso 13	10	—	—	10^{-3}	0.7	0.3

Tabla 3.2: Comparación de la ionización media y de la pérdida de potencia radiativa (RPL), en $\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}$, obtenidos con el modelo colisional-radiativo (CR) y con PARPRA (PA) para la mezcla de Ne y Ar.

	\bar{Z}^{PA}	\bar{Z}^{CR}	RPL^{PA}	RPL^{CR}
Caso 1	1.479	1.412	3.96×10^{11}	4.86×10^{11}
Caso 2	1.883	1.825	9.04×10^{11}	1.12×10^{12}
Caso 3	0.228	0.229	1.75×10^{17}	1.86×10^{17}
Caso 4	0.309	0.285	3.51×10^{17}	3.72×10^{17}
Caso 5	7.741	7.715	5.29×10^{18}	5.34×10^{18}
Caso 6	7.888	7.878	3.99×10^{18}	3.91×10^{18}
Caso 7	2.365	2.379	1.56×10^{13}	1.60×10^{13}
Caso 8	2.856	2.797	4.64×10^{13}	4.20×10^{13}
Caso 9	2.274	2.254	8.85×10^{15}	8.87×10^{15}
Caso 10	2.671	2.669	2.15×10^{16}	2.16×10^{16}
Caso 11	1.232	1.235	4.27×10^{13}	6.50×10^{13}
Caso 12	0.588	0.613	1.01×10^{16}	9.00×10^{15}
Caso 13	3.129	3.116	2.31×10^{18}	2.32×10^{18}

Con el fin de analizar la influencia de la disparidad de números atómicos en la mezcla, hemos analizado también una mezcla de neón y xenón. En la tabla 3.3 se recogen los casos analizados para esta mezcla y en la tabla 3.4 se comparan, para esos casos, las ionizaciones

medias y las pérdidas de potencia radiativas obtenidas haciendo uso de PARPRA con las calculadas con el modelo CR.

Tabla 3.3: Listado de casos de condiciones de densidad, temperatura y abundancias fraccionales analizados para la mezcla Ne y Xe. Las temperaturas están en eV, las densidades de electrones en cm^{-3} .

	T_e	n_e	Ne	Xe
Caso 1	3	10^{16}	0.7	0.3
Caso 2	3	10^{16}	0.3	0.7
Caso 3	20	10^{16}	0.7	0.3
Caso 4	20	10^{16}	0.3	0.7
Caso 5	20	8×10^{19}	0.7	0.3
Caso 6	20	8×10^{19}	0.3	0.7

Tabla 3.4: Comparación de la ionización media y de la pérdida de potencia radiativa (RPL), en $\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}$, obtenidos con el modelo colisional-radiativo (CR) y con PARPRA (PA) para la mezcla de Ne y Xe.

	\bar{Z}^{PA}	\bar{Z}^{CR}	RPL^{PA}	RPL^{CR}
Caso 1	1.733	1.657	1.46×10^{12}	1.54×10^{12}
Caso 2	2.477	2.393	3.39×10^{12}	3.58×10^{12}
Caso 3	5.980	6.034	1.30×10^{13}	1.21×10^{13}
Caso 4	7.149	7.276	1.58×10^{13}	1.36×10^{13}
Caso 5	6.400	6.332	2.78×10^{19}	1.79×10^{19}
Caso 6	7.935	7.746	5.82×10^{19}	3.46×10^{19}

De los resultados presentados en la tabla 3.4 se observa que los errores para esta mezcla en la ionización media son menores del 1% y para la pérdida de potencia radiativa son del orden del 5%. Vemos, por tanto, para la región de interés de condiciones y temperaturas, que la disparidad del número atómico que podría introducir más diferencias a través del CL no lo hace.

Hemos también hecho una simulación de mezclas de tres y cuatro elementos para analizar si el error aumenta con el número de componentes en el plasma. En particular, hemos analizado un plasma multicomponente de neón, argón y xenón y otro con esos tres elementos más aluminio. En la tabla 3.5 se muestran los casos de densidad y temperatura considerados para ambas mezclas. En el caso de la mezcla de tres componentes, las abundancias relativas son 0.3 para el neón y el xenón y 0.4 para el argón. En el caso de la mezcla de cuatro componentes se ha escogido una abundancia igual a 0.25 para cada uno de ellos.

Tabla 3.5: Listado de casos de condiciones de densidad y temperatura analizados para la mezclas con tres y cuatro componentes. Las temperaturas están en eV, las densidades de electrones e iones en cm^{-3} .

	T_e	n_e	n_{ion}
Caso 1	3	10^{16}	–
Caso 2	3	10^{19}	–
Caso 3	20	10^{19}	–
Caso 4	20	–	10^{16}
Caso 5	20	–	10^{19}

Tabla 3.6: Comparación de la ionización media y de la pérdida de potencia radiativa (RPL), en $\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}$, obtenidos con el modelo colisional-radiativo (CR) y con PARPRA (PA) para la mezcla de Ne, Ar y Xe.

	\bar{Z}^{PA}	\bar{Z}^{CR}	RPL ^{PA}	RPL ^{CR}
Caso 1	2.135	2.069	1.95×10^{12}	2.17×10^{12}
Caso 2	1.250	1.207	2.59×10^{16}	2.15×10^{16}
Caso 3	7.702	7.722	8.46×10^{17}	6.57×10^{17}
Caso 4		1.207		3.11×10^{16}
Caso 5	7.220	7.301	2.21×10^{19}	8.75×10^{18}

Tabla 3.7: Comparación de la ionización media y de la pérdida de potencia radiativa (RPL), en $\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}$, obtenidos con el modelo colisional-radiativo (CR) y con PARPRA (PA) para la mezcla de Ne, Al, Ar y Xe.

	\bar{Z}^{PA}	\bar{Z}^{CR}	RPL ^{PA}	RPL ^{CR}
Caso 1	2.418	2.312	1.55×10^{12}	1.75×10^{12}
Caso 2	1.395	1.310	2.12×10^{16}	1.90×10^{16}
Caso 3	7.061	7.020	7.66×10^{17}	6.10×10^{17}
Caso 4	6.327	6.323	2.96×10^{14}	2.83×10^{14}
Caso 5	6.689	6.714	1.68×10^{19}	7.25×10^{18}

Las diferencias obtenidas tanto en la ionización media como en la pérdida de potencia radiativa en las mezclas de tres y cuatro componentes (ver tablas 3.6 y 3.7) son, en general, del mismo orden que en las mezclas de dos componentes, aunque las diferencias son mayores cuando la densidad conocida es la de iones en lugar de la de electrones. Este aumento del error puede deberse tanto al proceso iterativo de convergencia necesario en este caso, que se vio anteriormente que no era tan importante para los plasmas de dos componentes, como

a que, como los ajustes de las propiedades radiativas de los plasmas monocomponentes se hacen en puntos de una malla de densidad de electrones, cuando el dato es una densidad de iones esto se corresponderá con un punto que no pertenece a la malla de ajuste y por tanto el error será mayor. Cuantos más sean los elementos de la mezcla mayor será por tanto el error final. Esto nos lleva a pensar que a medida que la mezcla contiene más elementos pudiera ser necesario hacer mallas más finas en densidad y temperatura electrónicas para el ajuste de las propiedades radiativas de los elementos individuales.

Finalmente, hemos realizado una comparación de las opacidades medias de mezclas cuando la entrada es la densidad de materia con cálculos realizados siguiendo el método propuesto por Klaspich y Busquet [175] y que fue explicado en el Capítulo 2, con el fin de mostrar que ambos métodos proporcionan valores prácticamente idénticos. Para la comparación hemos escogido una mezcla de cuatro componentes (Ne, Ar, Kr y Xe) con iguales fracciones máscas (0.25). En la Tabla 3.8 mostramos las ionizaciones medias de cada uno de los cuatro componentes y RPL e ionización media de la mezcla para cuatro condiciones del plasma calculadas de acuerdo con el método propuesto por Klapisch y Busquet. Presentamos también en la Tabla 3.9 los mismas cantidades pero obtenidas con PARPRA. En la tabla con nuestros resultados hemos omitido las densidades electrónicas ya que las obtenidas son prácticamente idénticas a las de la Tabla 3.8. Como se desprende de la comparación, el acuerdo entre ambos métodos es destacable. Obteniendo resultados prácticamente similares, nuestro método presenta una ventaja notable con respecto al propuesto por Klapisch y Busquet ya que al disponer de los ajustes polinómicos en PARPRA se evitan las interpolaciones que se requieren en el método propuesto por estos autores, que emplean bases de datos.

Tabla 3.8: Densidades electrónicas (en cm^{-3}), ionizaciones medias de cada uno de los cuatro componentes de la mezcla e ionizaciones media y RPL (en $\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}$) de la mezcla, calculadas con el método propuesto por [175]. La temperatura está en eV y la densidad de materia en gcm^{-3} .

	T_e	ρ	n_e	\bar{Z}^{Ne}	\bar{Z}^{Al}	\bar{Z}^{Ar}	\bar{Z}^{Xe}	\bar{Z}^{Mez}	RPL ^{Mez}
Caso 1	2	10^{-5}	2.32×10^{17}	0.852	1.902	1.109	1.803	1.293	3.564×10^{13}
Caso 2	10	10^{-5}	7.26×10^{17}	3.367	3.180	5.667	7.354	4.046	5.352×10^{15}
Caso 3	20	10^{-5}	1.09×10^{18}	5.442	5.028	7.792	9.405	6.060	1.286×10^{16}
Caso 4	20	10^{-4}	1.11×10^{19}	5.560	5.160	7.752	9.766	6.164	3.963×10^{16}

3.3.6 Módulo para el estudio de inestabilidades por enfriamiento radiativo.

Este módulo no se encuentra incluido en la interfaz gráfica de usuario. En él se emplean las parametrizaciones en polinomios de las pérdidas de potencia radiativas para el estudio de la posibilidad de aparición de un tipo particular de inestabilidades hidrodinámicas, las

Tabla 3.9: Ionizaciones medias de cada uno de los cuatro componentes de la mezcla e ionizaciones media y RPL (en $\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}$) de la mezcla, calculados con PARPRA. La temperatura está en eV y la densidad de materia en gcm^{-3} .

	\bar{Z}^{Ne}	\bar{Z}^{Al}	\bar{Z}^{Ar}	\bar{Z}^{Xe}	\bar{Z}^{Mez}	RPL^{Mez}
Caso 1	0.852	1.902	1.109	1.800	1.293	3.579×10^{13}
Caso 2	3.367	3.177	5.667	7.365	4.046	5.351×10^{15}
Caso 3	5.442	5.030	7.792	9.379	6.058	1.287×10^{16}
Caso 4	5.551	5.156	7.748	9.762	6.158	3.963×10^{17}

térmicas. Estas inestabilidades se deben al enfriamiento radiativo y su estudio se realiza a partir de la pérdida de potencia radiativa. Si esta se expresa, localmente, como una ley de potencias de la densidad de materia y de la temperatura electrónica de la forma:

$$RPL(\rho, T_e) = R_0 \rho^\alpha T_e^\beta \quad (3.13)$$

donde R_0 es un parámetro, el análisis de los valores de los parámetros α y β permite establecer para qué condiciones de densidad y temperatura se producirán estas inestabilidades (tal y como se verá en el Capítulo 4). En PARPRA se ajusta la pérdida de potencia radiativa en términos de un polinomio y a partir del mismo se determinan los parámetros. Si denotamos por x e y a los logaritmos de la densidad de materia y de la temperatura electrónica, respectivamente, el polinomio que ajusta a la pérdida de potencia radiativa, $P(x, y)$, tiene una expresión dada en la ecuación (3.2). Para determinar los tres parámetros de la ecuación (3.13) lo que se hará es igualar en cada condición de temperatura el polinomio y la ley de potencia y sus primeras derivadas. Partiendo de la relación entre la ley de potencias y el ajuste polinómico

$$R_0 \rho^\alpha T_e^\beta = 10^{\sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m C_{ij} x^i y^j} \quad (3.14)$$

se opera con la ecuación y obtenemos:

$$\log(R_0 \rho^\alpha T_e^\beta) = \sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m C_{ij} x^i y^j \quad (3.15)$$

Trabajando con los logaritmos y tomando derivadas parciales con respecto a $\log \rho$ y $\log T_e$ se llega al siguiente conjunto de ecuaciones que proporcionan α y β :

$$\alpha = \sum_{i=1}^n \sum_{j=0}^m i C_{ij} x^{i-1} y^j \quad (3.16)$$

$$\beta = \sum_{i=0}^n \sum_{j=1}^m j C_{ij} x^i y^{j-1} \quad (3.17)$$

De esta manera obtenemos los valores de los exponentes de la ley de potencia que nos permitirán, como mostraremos en el próximo capítulo, determinar los rangos de densidad y temperatura en los cuales estas inestabilidades tienen posibilidad de aparecer.

3.4 Interfaz Gráfica de PARPRA.

Una interfaz gráfica de usuario (GUI, de su acrónimo inglés *Graphical User Interface*), es una pantalla gráfica distribuida en una o más ventanas que contienen 'controles' que permiten al usuario desarrollar tareas de forma interactiva, sin necesidad de generar un *script* en línea de comandos y sin ni siquiera entender en detalle cómo se desarrollan estas tareas.

En código Matlab, la propia interfaz gráfica, y dentro de ella cada 'control', tiene una o más subrutinas escritas por el diseñador en forma de código ejecutable de Matlab conocidas como *callbacks*, llamadas así por el hecho de que 'llaman' a Matlab con el fin de ejecutar tareas. La ejecución de cada *callback* se activa a través del usuario mediante la pulsación de un botón de la pantalla o del propio ratón, la selección de un elemento de un menú desplegable, la introducción de valores numéricos o caracteres en un cuadro de texto, etc.,. El creador de la interfaz, haciendo uso de los *callbacks* puede hacer que cada componente de la ventana haga su función cuando el usuario manipule ratón o teclado.

Se pueden construir Interfaces Gráficas con Matlab de dos formas distintas:

- Usando el entorno de desarrollo de Interfaces Gráficas de Matlab, GUIDE (GUI Development Environment).
- Creando códigos Matlab que generarán la Interfaz Gráfica como funciones o *scripts*.

La Interfaz que se presenta en este trabajo se ha desarrollado en el entorno GUIDE de Matlab, que comienza con una figura que puede irse completando con los componentes deseados en el desarrollo de la interfaz y que además, facilitando su realización, se incluyen en un entorno de edición de diseño gráfico. A su vez, la herramienta GUIDE crea un código asociado que contiene los *callbacks* de la GUI y sus componentes y guarda tanto este código en forma de archivo '.m' como la figura en forma de *FIG-file* o archivo '.fig'.

A través del entorno GUIDE, la mayoría de las propiedades de la figura se definen en la figura misma. Cada definición se almacena en el archivo '.fig', quedando para el archivo de código las llamadas o *callbacks* y otras funciones que se inician al abrir la interfaz.

Se introduce al lector al uso real de la herramienta GUIDE para la generación de Interfaces Gráficas en la siguiente sección.

3.4.1 Introducción a los controles de una Interfaz de Usuario desarrollada con GUIDE.

Para crear una nueva GUI con GUIDE, basta teclear en el *prompt* de Matlab la palabra *guide* y elegir la opción *crear un nuevo GUI*. Automáticamente, Matlab generará los dos archivos asociados con el nombre que se elija. La ventana sobre la que trabajaremos es la llamada *panel de control de GUIDE* (Figura 3.6)

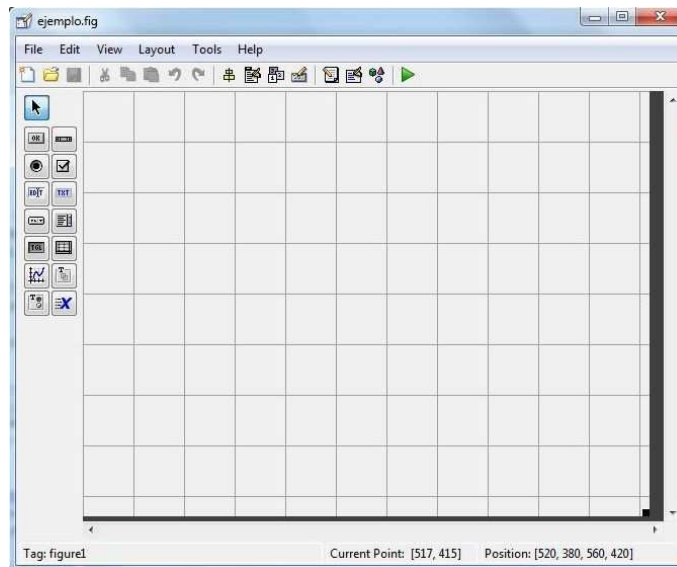


Figura 3.6: Panel de control GUIDE.

A la izquierda del panel se observa un menú de iconos que corresponden a los llamados *UICONTROLS*. Éstos son cajas de texto y botones que permiten ejecutar una acción previamente programada por el diseñador de la interfaz.

Además de estos objetos, en una Interfaz Gráfica desarrollada con Matlab, se encuentran los *UIMENUS*, que son menús que se añaden al ya existente en la parte superior de la figura, los *UICONTEXTMENUS* que son menús que se asocian a cualquier objeto y se activan con el botón derecho del ratón y los objetos *AXES* que definen la región dentro de la figura donde se ubicarán representaciones e imágenes.

En la parte superior del panel se observan también iconos, entre los que se encuentran la herramienta de alineado, el editor de menús, el inspector de propiedades, el editor del archivo '.m' o el icono *Run Figure* que abrirá la figura con todos los objetos activos.

Se describen a continuación los objetos *UICONTROLS*, que son los necesarios para conocer el diseño de la Interfaz aquí presentada.

- **Push Button**: Se trata de un botón que permite accionar la acción programada por el diseñador cuando se hace clic sobre él con el ratón.
- **Slider**: Se trata de una barra rectangular que ejecuta la acción programada en base a un parámetro que cambia de valor al deslizar el ratón sobre ella.

- **Radio Button:** Se trata de un botón que ejecuta una acción al ser presionado. Esta acción se mantiene mientras el botón esté pulsado. Permite elegir entre opciones.
- **Check Box:** Al igual que el objeto anterior, se trata de un botón que ejecuta una acción al ser presionado. Esta acción se mantiene mientras el botón esté pulsado. Permite elegir entre opciones.
- **Edit Text:** Se trata de una caja de texto editable, que permite introducir datos sobre la propia figura.
- **Static Text:** Se trata de una caja de texto estático, que puede mostrar cualquier leyenda y puede colocarse en cualquier lugar.
- **Pop-Up Menu:** Se trata de un desplegable que muestra alternativas posibles a la elección del usuario.
- **Listbox:** Al igual que el objeto anterior, se trata de un desplegable que muestra alternativas posibles a la elección del usuario.
- **Toggle Button:** Se trata de un botón que ejecuta una acción al ser presionado. Esta acción se mantiene mientras el botón esté pulsado. Permite elegir entre opciones.

Además de los anteriores, herramientas como **Frame** o **Button Group** sirven para enmarcar o agrupar varios botones. Por otro lado, cada **UICONTROL** presenta unas propiedades que pueden ser modificadas por el diseñador de la interfaz, como son el color, tamaño o posición del objeto, el texto que aparece sobre él en la pantalla, su posible activación o desactivación, etc.

3.5 Descripción de la interfaz de usuario desarrollada.

La interfaz gráfica comienza con una pantalla de inicio que sirve de presentación y en la que ya se da al usuario la posibilidad de elegir entre varias alternativas. Podrá comenzar directamente interactuando con la interfaz en el cálculo de las propiedades que posteriormente elija (*Comenzar*), o bien podrá consultar el apartado correspondiente a la ayuda (*Ayuda*) o conocer detalles sobre la autoría de la propia interfaz (*Acerca de*) tal y como se ve en la figura 3.7.

Iniciamos la explicación del manejo de la interfaz de usuario PARPRA, considerando que, en primera elección, el usuario de la interfaz va a elegir *Comenzar*. Al seleccionar esta opción, se generará una pantalla (figura 3.8) en la que deberemos seleccionar entre trabajar con plasmas monocomponentes o plasmas multicomponentes, en lo que se refiere a las propiedades radiativas de los plasmas. Hay que señalar que para poder obtener estas en plasmas multicomponentes, las propiedades radiativas de los elementos que componen la mezcla tienen que haber sido previamente ajustadas. A partir de aquí, dependiendo de



Figura 3.7: Pantalla de presentación de PARPRA en la interfaz de usuario.

la elección hecha por el usuario, la interfaz gráfica se bifurca. Para hacer una descripción más sencilla de la distribución y funcionamiento de las pantallas de la interfaz gráfica presentaremos estas en posibles supuestos a modo de ejemplos.

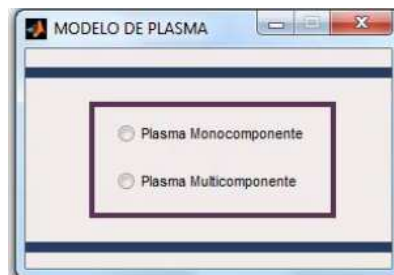


Figura 3.8: Ventana de selección del tipo de plasma.

3.5.1 Ejemplo 1. Ajuste de las propiedades radiativas de un plasma monocomponente y su posterior representación.

Supongamos que en la pantalla de la figura 3.8 hemos escogido *Plasma monocomponente*. A continuación, se deberá introducir cuál es el elemento químico de interés. Para ello, la interfaz mostrará la tabla periódica de los elementos químicos, donde el usuario podrá escoger (ver figura 3.9). Tener en cuenta que, al hacer clic en el elemento, PARPRA arrastra información relevante como los números atómico y másico del elemento, que podrán ser útiles posteriormente.

Una vez escogido un elemento, aparecerá una pantalla que preguntará qué tarea queremos realizar (ver figura 3.10). Hay dos posibilidades: *Ajustes* y *Aplicaciones*. En este

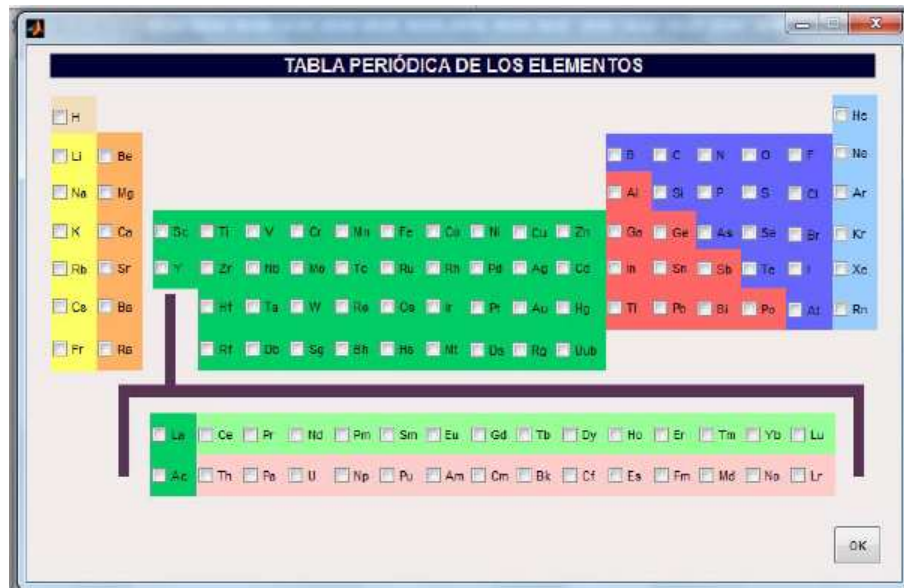


Figura 3.9: Pantalla de la tabla periódica de los elementos, donde se selecciona la composición química del plasma.

primer ejemplo seleccionaríamos la primera opción, y ya comentaremos en otro ejemplo posterior la segunda. Una vez hecha la elección, aparecerá una pantalla donde se debe introducir la información necesaria para hacer el ajuste de las propiedades radiativas, tal y como se ve en la figura 3.11. En particular, se debe introducir el modelo de densidad en el que se calculó la base de datos a ajustar, los rangos de densidad y temperatura en los que se desea realizar el ajuste y finalmente el error que se impone a este último.



Figura 3.10: Pantalla donde se selecciona la tarea a ejecutar.

Al introducir esta información y seleccionar *Aceptar* se generará una pantalla en la que se pregunta si las bases de datos fueron obtenidas utilizando las ecuaciones de Saha-Boltzmann (*SAHA*) o el modelo CR en estado estacionario (*CRSS*), como se ve en la figura 3.12. Toda esta información es necesaria para que el programa *creacion.m* busque en los directorios apropiados las bases de datos de las propiedades radiativas y genere las matrices de las mismas con el formato adecuado para la realización del ajuste.



Figura 3.11: Pantalla donde se introducen los datos necesarios para realizar el ajuste de las propiedades radiativas.



Figura 3.12: Pantalla de selección del modelo cinético empleado en la generación de la base de datos.

Una vez introducida esta información, PARPRA realiza el ajuste de todas las propiedades radiativas medias (ionización media, opacidades medias de Planck y Rosseland y RPL) al mismo tiempo y una vez finalizado el mismo aparece una pantalla en la que se informa de, si es el caso, que el ajuste se ha finalizado con éxito y se pregunta si se desea hacer una representación gráfica de alguna de las cantidades parametrizadas. Si aceptamos, a continuación aparecerá una ventana como la que se presenta en la figura 3.13, en la que se solicita el tipo de representación gráfica que se desea. Hay cuatro opciones que comentaremos a continuación.

Si seleccionamos representación *3D*, la interfaz preguntará qué propiedad radiativa queremos representar y se obtendrá una representación gráfica tridimensional de la misma



Figura 3.13: Ventana de representación gráfica.

(en función de la densidad y la temperatura) en el rango en el que se ha realizado el ajuste. En la figura 3.14(a) presentamos un ejemplo de la ionización media para el xenón.

Si seleccionamos representación $2D$, la interfaz preguntará qué propiedad radiativa queremos representar y se obtendrá una representación gráfica que no es más que la proyección bidimensional de la dependencia de la propiedad radiativa con la densidad y la temperatura, tal y como se puede ver en la figura 3.14(b).

Finalmente están las opciones de representar la propiedad que se elija frente a la temperatura (para tres posibles densidades que deben ser introducidas por pantalla) o la densidad (para tres posibles temperaturas que deben ser introducidas por pantalla). En la figura 3.14(c) presentamos como ejemplo la representación de la ionización media del xenón frente a la temperatura para tres valores de densidades.

Cada representación gráfica que el usuario desee hacer se generará en una ventana diferente del propio editor de figuras de Matlab. De este modo, el usuario de la interfaz puede modificar cuántas opciones quiera de la figura: rotarla, añadir cambios en los rótulos, variar colores, añadir textos, usar el *zoom*, guardar o imprimir la figura, etc., haciendo uso de cualquiera de las herramientas de las que dispone el editor de figuras de Matlab.

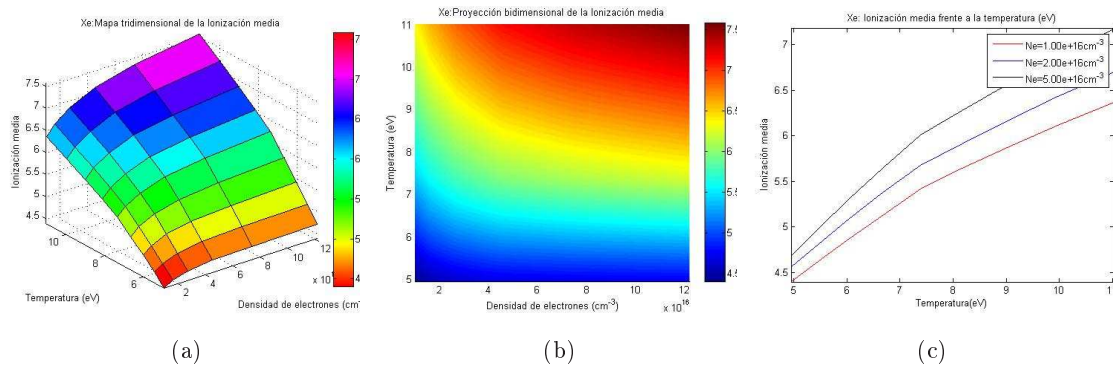


Figura 3.14: (a) Ejemplo de representación tridimensional: Ionización media para el Xe. (b) Ejemplo de proyección bidimensional: Ionización media para el Xe. (c) Ejemplo de representación: Ionización media para el Xe en función de la temperatura y para tres densidades.

3.5.2 Ejemplo 2: Realización del mapa termodinámico de un plasma monocomponente.

Para la realización del mapa termodinámico de un plasma monocomponente, en la pantalla representada en la figura 3.10, se debe escoger la opción *Aplicaciones*. A continuación, en la siguiente ventana que se genera, habrá que elegir entre dos posibles aplicaciones, tal y como se recoge en la figura 3.15.



Figura 3.15: Pantalla con las posibles aplicaciones de PARPRA.

Seleccionaremos *Mapa termodinámico*. En una siguiente pantalla será necesario aportar información sobre el modelo de densidad (electrónica, iónica o de materia) con el que se trabajó cuando se generó la base de datos. Esta indicación es necesaria para que PARPRA busque los ficheros tipo *.ip* en los directorios adecuados. Una vez elegido el modelo de densidad, obtenemos el correspondiente mapa termodinámico, como el que se representa como ejemplo para el kriptón en la figura 3.16, de nuevo en el editor de figuras de MATLAB.

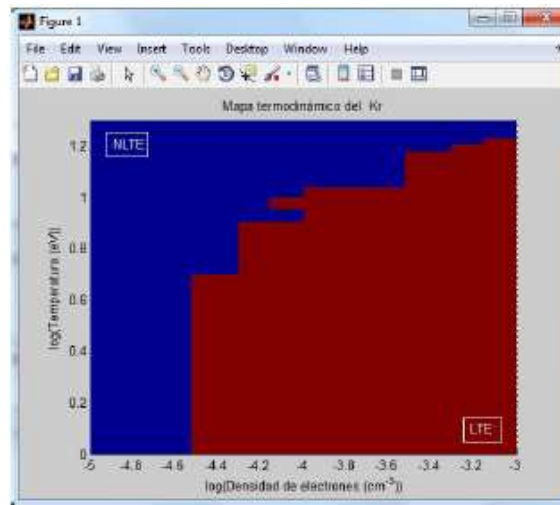


Figura 3.16: Ejemplo de mapa termodinámico: Regímenes termodinámicos del Kr.

3.5.3 Ejemplo 3: Diagnósis de la temperatura.

En este ejemplo describimos brevemente la ruta que se debe tomar si se desea hacer una diagnósis de la temperatura para un plasma en el que se propaga una onda de choque, a partir de la parametrización de la ionización media hecha por PARPRA y de los datos experimentales del choque. Al igual que en el ejemplo anterior, para llegar a esta opción se debe elegir en la pantalla de la figura 3.10 la opción *Aplicaciones* y, a continuación, en la pantalla siguiente (figura 3.15), la opción *Diagnósis de la temperatura*. Surgirá una pantalla que solicita información necesaria para realizar la diagnósis (ver la representada en la figura 3.17) como son el nombre del fichero en el que se guardan los datos experimentales, la anchura y radio del choque (shock) y el valor de la densidad.

El punto de partida para comenzar a desarrollar este ejemplo es la indicación de cómo generar los ficheros de datos que servirán de entrada a la diagnósis. Estos ficheros deberán construirse por el usuario y tener un formato concreto, que puede conocerse en cualquier momento a través de la interfaz sólo con consultar la *Ayuda* suministrada, y además debe estar adecuadamente colocado en el directorio de trabajo de la interfaz dentro de una carpeta creada a tal efecto y llamada *Diagnósis*. Utilizando un archivo *.xls*, el formato apropiado sería el siguiente: una primera columna con las coordenadas radiales del perfil de densidad de la onda de choque radiativa medidas experimentalmente e introducidas en *cm* y una segunda columna con los valores de las densidades electrónicas correspondientes a dicho perfil. Ambas columnas se posicionarán a partir de la segunda fila del archivo (se ha supuesto que la primera fila va con los rótulos informativos pertinentes de las variables). Como se dijo, en la figura 3.17, además de solicitar el nombre del fichero de entrada, la ventana solicita por pantalla las variables: *densidad de materia* de la región no chocada, *radio del frente del choque (shock)* y *anchura del choque (shock)*. Todas estas variables son

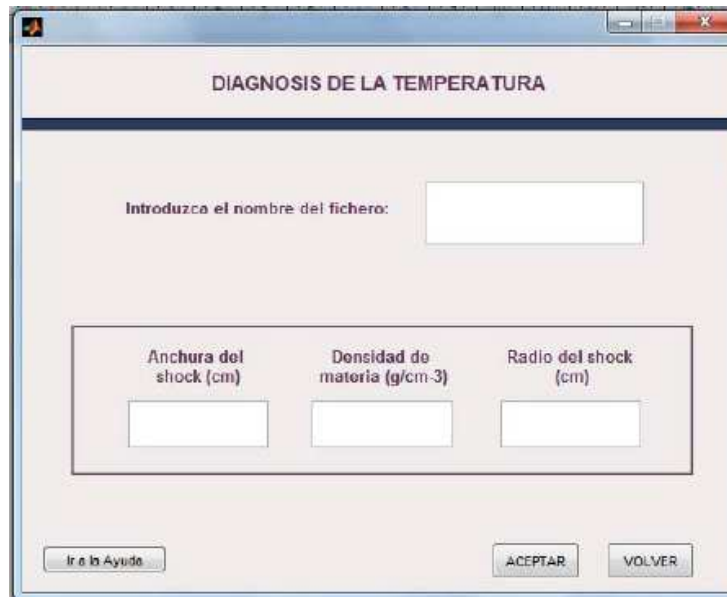


Figura 3.17: Pantalla para introducir la información necesaria para realizar la diagnosis de la temperatura.

necesarias en el algoritmo de búsqueda de la temperatura y deben ser conocidas por el usuario a partir del experimento bajo análisis.

Al presionar *Aceptar* se realiza la diagnosis de la temperatura, dando como resultado un fichero *.dat* en el que se recogen las coordenadas y densidades del archivo de entrada suministrado más una columna de *Ionización Media* experimental asociada, que recibirá como nombre *zbaexp*.dat* y también un archivo de salida con las columnas *Coordenadas*, *Densidades*, *Temperaturas diagnosticadas*, *Ionización media teórica*, *Ionización media experimental*, *error cometido* (calculado en función de la diferencia entre ionización media experimental y teórica) y *Número de iteraciones* necesarias para el cálculo con nombre *diagnosis*.dat*. Hay que tener en cuenta que los asteriscos denotan el instante de tiempo en que se hace la diagnosis, por ejemplo a 11ns, los archivos recibirían los nombres *zbaexp11ns.dat* y *diagnosis11ns.dat*. Ambos ficheros se localizarán en la carpeta *Diagnosis*.

Al finalizar la ejecución de la diagnosis se ofrece al usuario la posibilidad de realizar representaciones gráficas con los resultados obtenidos. Si así se desea, surgirá una pantalla como la que se presenta en la figura 3.18 en la que se dará la opción de estudiar gráficamente las variables, *Ionización media Teórica frente a Coordenadas*, *Ionización media Teórica frente a Densidades*, *Ionización media Teórica frente a Temperatura diagnosticada* y *Temperatura diagnosticada frente a Coordenadas*.

Como resultado de pulsar en cualquiera de las representaciones propuestas se abrirá una ventana con el editor de figuras de Matlab del mismo modo que ya se ha comentado anteriormente. En el ejemplo que aquí se propone, y como la variable diagnosticada es la



Figura 3.18: Pantalla de representación para la diagnosis de la temperatura.

temperatura, se ha elegido representar el estudio de *Temperatura diagnosticada frente a Coordenadas*, que puede examinarse en la figura 3.19.

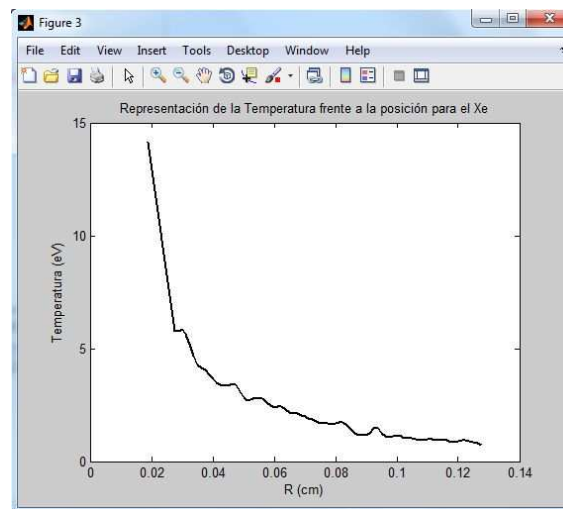


Figura 3.19: Ejemplo de representación de la diagnosis de la temperatura.

3.5.4 Ejemplo 4: Plasmas multicomponentes.

Para obtener las propiedades radiativas de los plasmas multicomponentes a partir de las calculadas para los componentes individuales, en la pantalla de la figura 3.8 deberemos elegir *Plasma multicomponente*. A continuación aparecerá la ventana de la figura 3.9 donde ahora elegiremos en la tabla periódica todos y cada uno de los elementos que vayan a

componer la mezcla. Por cada uno que señalemos aparecerá una ventana emergente que preguntará su abundancia fraccionaria.

Una vez introducidos todos los elementos y su abundancia, aparecerá una nueva pantalla, la ilustrada en la figura 3.20, donde se introduce ahora el modelo de densidad en que se quiere realizar la simulación y los rangos de densidad y temperatura en los cuales se van a obtener las propiedades radiativas de las mezclas (ionización media, opacidad media de Planck y pérdida de potencia radiativa). Estos rangos son divididos en diez puntos y las propiedades se evalúan en esos puntos. Lógicamente para obtener estas propiedades de las mezclas, previamente deben haber sido ajustadas para los elementos individuales que la componen. En caso contrario, PARPRA abortará el proceso y dará un mensaje de error.

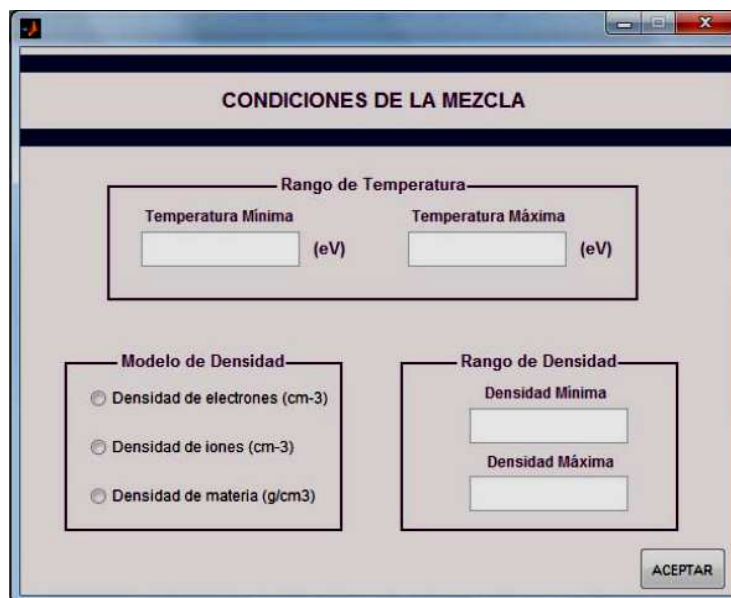


Figura 3.20: Pantalla para la introducción de las variables en plasmas multicomponentes.

Una vez se ha ejecutado este proceso, una nueva ventana preguntará si deseamos una representación gráfica de alguna de las propiedades radiativas calculadas. Aceptando, a partir de este momento, el procedimiento de representación gráfica es el mismo que el descrito en el ejemplo de los plasmas monocomponentes.

3.5.5 Descripción del menú de ayuda de PARPRA.

La *Ayuda* insertada en la interfaz de usuario de PARPRA está basada en un menú donde se puede encontrar toda la información necesaria para poder hacer un manejo eficaz de cada análisis y aplicación suministrada por la interfaz. Para poder acceder a la información, bastará con pulsar el botón con la leyenda *OK* junto a la opción del menú elegida. Se abrirá entonces una ventana con un archivo *.pdf* en el que se desarrollará la ayuda. Ver figura 3.21.

Se considera, por ejemplo, que se desea conocer la información existente bajo el rótulo *Sobre los plasmas...*. En este caso, tras hacer *OK*, el usuario podría acceder a un documento como del que se muestra un fragmento en la figura 3.22. Del mismo modo, con cualquier elemento del menú.

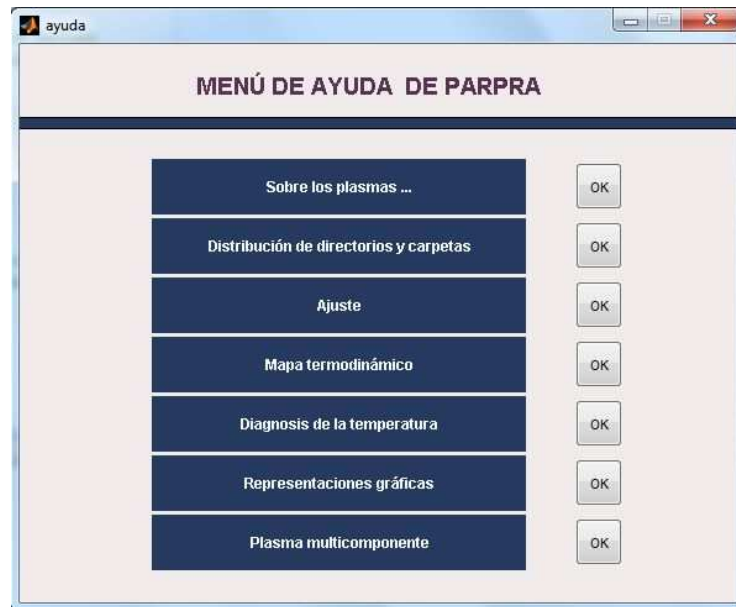


Figura 3.21: Pantalla del menú de ayuda de PARPA.

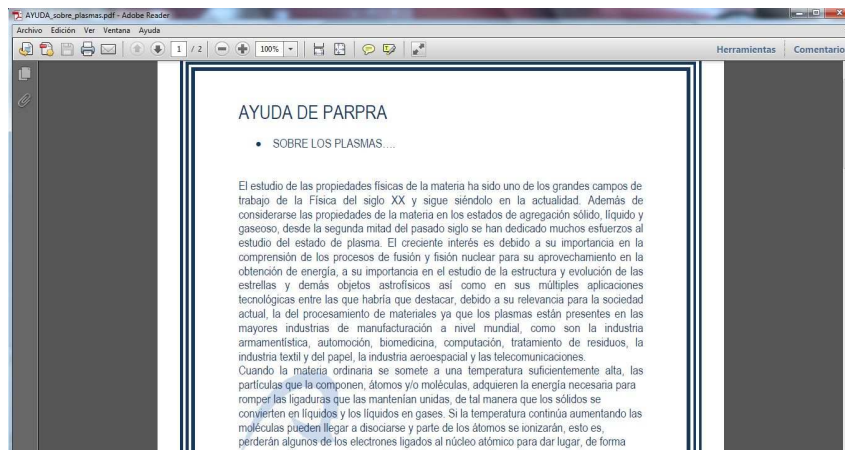


Figura 3.22: Ejemplo del menú de ayuda de PARPA.

4 Caracterización microscópica de plasmas de gases nobles y de aluminio ópticamente delgados y en estado estacionario.

4.1 Introducción.

Como se comentó en el primer capítulo, uno de los objetivos fundamentales de esta Tesis Doctoral es determinar y analizar las propiedades microscópicas de los plasmas que se generan en ciertos tipos de experimentos de Astrofísica de Laboratorio. Dichas propiedades dependerán fundamentalmente del modelo atómico y cinético empleado para calcularlas. Sin embargo, un primer paso en ese proceso es su simulación y estudio suponiendo que los plasmas son ópticamente delgados y están en estado estacionario. Su utilidad radica en que en algunas condiciones de densidad y temperatura, en esos experimentos, ambas restricciones se verifican y, por otra parte, porque esta primera caracterización nos proporciona información útil sobre el comportamiento de algunas propiedades del plasma con las condiciones de densidad y temperatura y nos permite analizar cuándo los efectos de la radiación y/o del tiempo son relevantes y deben ser considerados en las simulaciones del modelo CR.

Por ello, este capítulo está dedicado a la determinación y el análisis de las propiedades microscópicas de plasmas de gases nobles (ya que ellos son comúnmente empleados en el campo de la Astrofísica de Laboratorio como el medio en el que se propagan tanto las ondas de choque como los jets) y del aluminio (puesto que los jets del experimento que vamos analizar en el próximo capítulo son de este elemento) bajo las dos restricciones comentadas anteriormente. El dominio de condiciones del plasma objeto de estudio es el habitual en esta clase de experimentos. Para los gases nobles, temperaturas electrónicas comprendidas entre 1-50 eV y densidades de materia entre $10^{-5} - 10^{-3} \text{ gm}^{-3}$. Para el aluminio, temperaturas que van desde 1 a 1000 eV y densidades electrónicas comprendidas entre $10^{16} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Este estudio no solo nos resulta útil para el análisis de los dos

experimentos que presentamos en el Capítulo 5, sino que también proporciona información muy útil para el diseño de futuros experimentos de Astrofísica de Laboratorio.

Hemos considerado más sencillo para el lector presentar el estudio realizado en este capítulo por secciones en donde se analicen determinadas propiedades de los elementos químicos citados anteriormente. Además, para realizar el estudio que aquí se presenta se ha empleado PARPRA para parametrizar las propiedades microscópicas medias y así poder calcular estas para cualquier condición de densidad y temperatura que se encuentre dentro del rango de condiciones de interés. El número de condiciones de densidades y temperaturas necesario para generar las bases de datos de las propiedades medias con el modelo CR y obtener un ajuste suave de las mismas ha dependido del elemento bajo estudio, de su complejidad, como se puede observar en la tabla 4.1.

Tabla 4.1: Número de condiciones de densidad, temperatura y totales empleados para los ajustes de las propiedades radiativas de los plasmas de los diferentes elementos.

Elemento	Nº puntos densidad	Nº puntos temperatura	Total
He	5	18	90
Ne	9	18	162
Al	9	21	189
Ar	9	18	162
Kr	9	24	216
Xe	9	24	216

Sin embargo, antes de pasar a presentar y comentar los resultados del estudio realizado en este capítulo, nos gustaría comentar cuáles han sido las configuraciones atómicas seleccionadas en FAC e incluidas en nuestras simulaciones ya que los modelos CR dependen sensiblemente de dicho factor. La cuestión de qué configuraciones o niveles atómicos deben ser considerados sigue siendo una cuestión abierta. De acuerdo con los trabajos de Hansen *et al.* [109] y Peyrusse *et al.* [193], bastaría con incluir, en principio, todas aquellas configuraciones atómicas de un ion con energías hasta tres veces la energía de ionización del mismo para modelar con suficiente precisión los plasmas térmicos. Como se comentó anteriormente, en nuestro modelo las expresiones de las tasas de los procesos atómicos son analíticas y por eso se consideró que su fiabilidad estaría limitada a conectar configuraciones atómicas cuyas energías fuesen menores que la energía de ionización del ion con dos estados de carga menos que el ion considerado. Esto implica que siempre se incluyen todas aquellas configuraciones atómicas de un ion con energías hasta dos veces la energía de ionización del mismo, y en algunos iones hasta tres veces. Con todo ello, tal y como se ha comentado previamente, se ha comprobado en múltiples ocasiones que los resultados proporcionados por el modelo CR empleado presentan acuerdos satisfactorios con otros modelos CR que son usados como referencia. En cualquier caso, los valores máximos de

densidades y temperaturas alcanzados en los experimentos que se analizarán no son muy elevados y por tanto las poblaciones de las configuraciones atómicas más energéticas serán, en general, menores que las de las configuraciones fundamental y excitadas de menor energía.

Así, las configuraciones atómicas incluidas fueron, en general, seleccionadas según los siguientes criterios:

- Configuración de estado fundamental.
- Configuraciones simplemente excitadas desde la capa de valencia, n_v , a todas las capas hasta $n_v = 10$.
- Configuraciones doblemente excitadas desde la capa de valencia hasta capas con $n_v = n_v + 2$.
- Configuraciones doblemente excitadas promocionando un primer electrón desde la capa de valencia y el segundo, desde la última subcapa ocupada de la capa anterior a la de valencia hasta capas con $n_v = n_v + 2$.

En la tabla 4.2 se muestran el número de configuraciones atómicas y transiciones radiativas a las que dan lugar estos criterios para los diferentes elementos considerados. En el caso del kriptón la ventana de iones considerada es 36-18 y para el xenón de 54-36. Para el resto de los elementos se han considerado todos los estados de carga posibles.

Tabla 4.2: Número de configuraciones atómicas y transiciones radiativas incluidas en el modelo CR.

Elemento	Configuraciones	Transiciones
He	320	2520
Ne	6916	58664
Al	10687	91891
Ar	23790	223176
Kr	50289	482650
Xe	62527	554698

Tal y como se ha comentado antes, en todo este estudio se han empleado los ajustes de las propiedades medias realizados con PARPRA. Como el espacio de condiciones de plasma, de densidades y temperaturas, aquí considerado no es excesivamente extenso, se impuso un error bastante restrictivo en el ajuste, del 0.1 %. En la tabla 4.3 se recoge el número de polinomios necesarios para ajustar cada una de las magnitudes y para cada elemento.

Tabla 4.3: Número de polinomios necesarios para el ajuste de la ionización media \bar{Z} , las opacidades medias de Planck y Rosseland (PMO y RMO, respectivamente) y la pérdida de potencia radiativa (RPL), con un error relativo en ajuste del 0.1 %.

Elemento	\bar{Z}	PMO	RMO	RPL
He	16	16	16	16
Ne	19	25	37	28
Ar	16	31	28	28
Kr	34	58	59	55
Xe	20	23	22	24
Al	40	52	46	52

Sin embargo, antes de pasar al estudio que nos ocupa, presentamos en la siguiente sección una comparación de los resultados de nuestro modelo CR de algunas de las propiedades medias del plasma con resultados obtenidos con otros modelos CR ampliamente utilizados para los elementos y condiciones del plasma de interés. Esta comparación nos permitirá comprobar la bondad y precisión de nuestros cálculos cinéticos.

4.2 Validación de los resultados del modelo colisional-radiativo.

En esta sección, presentamos un análisis de la validez de los cálculos del modelo CR empleado en esta Tesis. En particular, hemos comparado la ionización media, la abundancia fraccional de las especies iónicas y la pérdida de potencia radiativa para el neón, argón, kriptón y xenón para condiciones de densidad y temperatura incluidas en los rangos bajo estudio en este Trabajo. Nuestros cálculos han sido comparados con resultados de otros códigos cinéticos participantes en los NLTE-CCW, desarrollados en laboratorios de primera línea en la investigación de Física de Plasmas (Lawrence Livermore, Sandia, Los Alamos, Universidad de Osaka,...).

En la tabla 4.4 presentamos la ionización media del neón para dos temperaturas y dos densidades de electrones, suponiendo el plasma delgado y sometido, o no, a un campo de radiación externa modelado como una distribución planckiana con una temperatura de radiación de 103 eV y un factor de dilución de 0.017. Nuestros cálculos son comparados con los de otros códigos participantes en el 8th NLTE-CCW.

Para la situación en la que no hay campo externo observamos que para la temperatura de 5 eV, y ambas densidades, la dispersión en los resultados proporcionados por los diferentes códigos, incluido el nuestro, es muy pequeña siendo, por tanto, las ionizaciones medias muy similares. Para la temperatura de 40 eV, esta dispersión aumenta, aunque los valores siguen siendo todos del mismo orden. En la situación con campo externo, observamos un

Tabla 4.4: Comparación de ionización media de Ne con cálculos del 8th NLTE-CCW. La temperatura electrónica está en eV y la densidad de electrones en cm^{-3} . El campo de radiación externo es planckiano con $T_{rad} = 103$ eV y factor de dilución de 0.017.

n_e	Delgado				Delgado+campo de radiación			
	$T_e = 5$		$T_e = 40$		$T_e = 5$		$T_e = 40$	
	10^{18}	10^{19}	10^{18}	10^{19}	10^{18}	10^{19}	10^{18}	10^{19}
Este trabajo	2.007	1.718	7.295	7.600	7.313	3.102	8.155	7.949
Código 1	2.199	1.844	7.207	7.567	7.413	3.659	8.182	7.939
Código 2	2.080	1.840	7.430	7.749	8.067	5.451	8.308	7.976
Código 3	2.192	1.856	7.358	7.752	7.533	3.031	8.246	7.966
Código 4	2.063	1.834	7.765	7.857	6.378	3.192	8.161	7.950
Código 5	2.026	1.802	7.623	7.779	3.955	2.424	8.018	7.939
Código 6	2.009	1.808	7.165	7.587	7.733	3.129	8.176	7.939
Código 7	—	—	7.597	7.786	—	—	8.173	7.950

muy buen acuerdo para la temperatura de 40 eV y ambas densidades. Sin embargo, para la temperatura de 5 eV se detecta que algunos códigos presentan valores bastante diferentes de la media. En cualquier caso, en esta situación, nuestros resultados siguen siendo muy similares a los de la mayoría. En la figura 4.1 comparamos las abundancias relativas de los distintos iones para la densidad de 10^{18} cm^{-3} y las temperaturas de 5 y 40 eV para las situaciones sin y con campo de radiación externo.

De las figuras observamos que el acuerdo de nuestra simulación con los otros códigos, para la situación con campo de radiación externo, es notable. Cuando no hay campo de radiación externo, observamos que el acuerdo es bueno para la temperatura de 5 eV, y para 40 eV observamos dos tendencias: una en la que el ion más probable es el Ne^{+7} (en la que se incluye nuestra simulación) y otra en la que el más probable es el Ne^{+8} , aunque en esta última no existe un acuerdo completo entre los valores de las abundancias. En cualquier caso, se observa que nuestras simulaciones presentan siempre un buen acuerdo con los demás resultados para el neón. Finalmente, en las tablas 4.5 y 4.6 presentamos una comparación de las pérdidas de potencia radiativa (RPL) en las situaciones sin y con campo de radiación externo, respectivamente. De ambas tablas observamos un buen acuerdo en general entre los diferentes códigos y también con nuestros resultados.

En la tabla 4.7 se presenta la comparación de la ionización media del argón con las calculadas en el 5th NLTE-CCW [155]. De la tabla se puede concluir que, en general, los resultados de la ionización media proporcionados por nuestro modelo CR son muy similares a los obtenidos mediante los otros códigos. Se detectan algunas diferencias apreciables entre los códigos en el caso de más alta densidad, que pueden ser debidos al tratamiento que cada uno hace del CL, ya que estas diferencias se observa que son más importantes a baja temperatura, donde el efecto de la depresión del continuo es más notable a una densidad

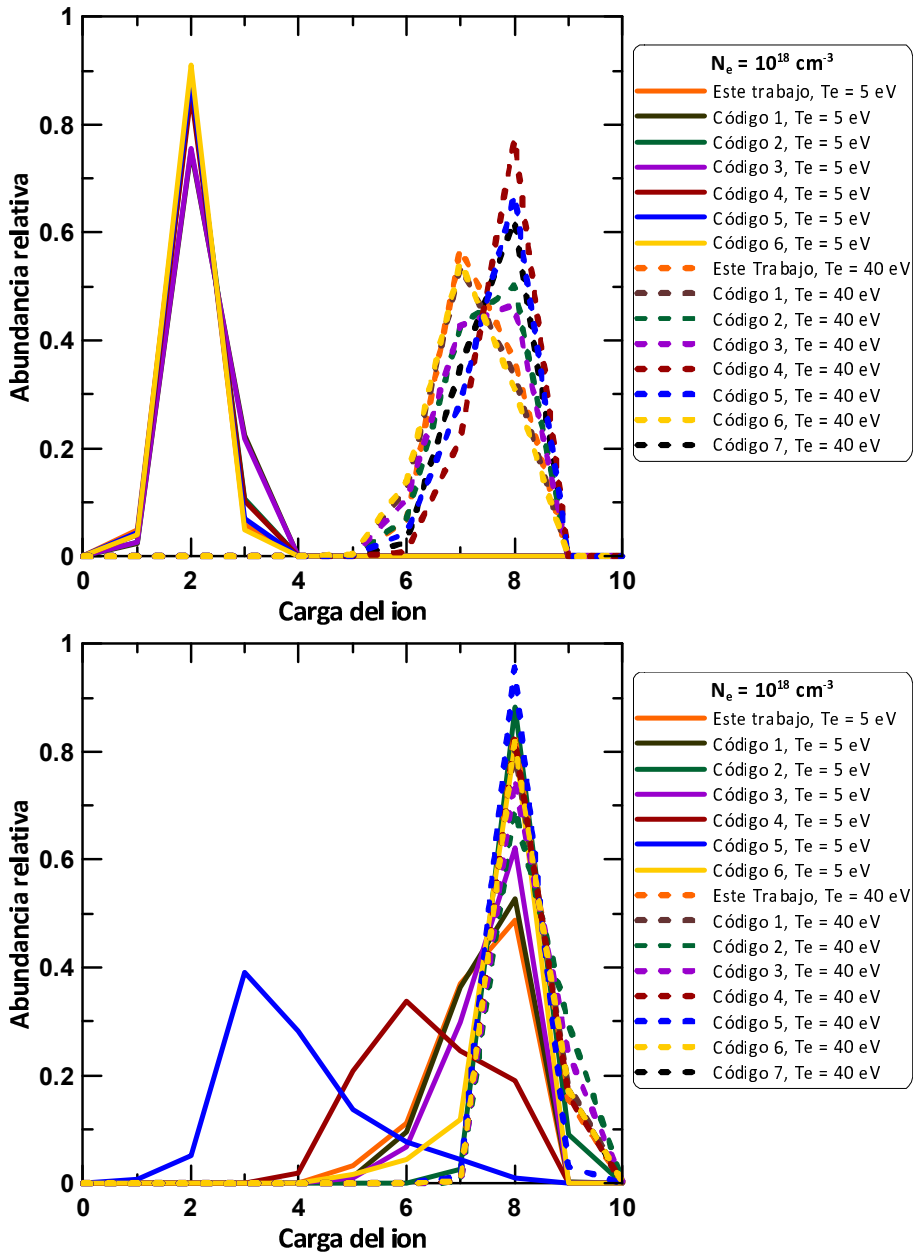


Figura 4.1: Comparación de las abundancias relativas de los iones de Ne con los cálculos del 8th NLTE-CCW. Arriba, situación sin campo de radiación externo. Abajo con campo de radiación externo planckiano con $T_{rad} = 103 \text{ eV}$ y factor de dilución de 0.017.

electrónica dada. En lo que se refiere al caso de la densidad más baja, se detectan también algunas diferencias, menores en términos relativos que en el caso de la alta densidad, obteniendo un acuerdo muy bueno para la temperatura más alta. En este último caso, el ion más probable es el Ar como Ne y por tanto, un ion con capa cerrada, lo que simplifica mucho la elección de las configuraciones atómicas escogidas para el cálculo cinético. En las otras temperaturas, los iones más probables son siempre con capa abierta y, como es

Tabla 4.5: Comparación del RPL ($\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}$) de Ne con cálculos del 8th NLTE-CCW sin considerar campo de radiación. La temperatura electrónica está en eV y la densidad de electrones en cm^{-3} .

n_e	$T_e = 5$		$T_e = 40$	
	10^{18}	10^{19}	10^{18}	10^{19}
Este trabajo	8.099×10^{14}	1.346×10^{16}	3.258×10^{15}	1.156×10^{17}
Código 1	1.822×10^{15}	3.530×10^{15}	4.555×10^{15}	1.753×10^{17}
Código 3	1.943×10^{14}	5.860×10^{15}	4.305×10^{15}	1.422×10^{17}
Código 4	7.081×10^{14}	1.107×10^{16}	1.986×10^{15}	9.314×10^{16}
Código 6	3.846×10^{14}	9.001×10^{15}	4.048×10^{15}	1.547×10^{17}
Código 7	—	—	3.447×10^{15}	1.461×10^{17}

Tabla 4.6: Comparación del RPL ($\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}$) de Ne con cálculos del 8th NLTE-CCW, incluyendo campo de radiación externo. La temperatura electrónica está en eV y la densidad de electrones en cm^{-3} .

n_e	$T_e = 5$		$T_e = 40$	
	10^{18}	10^{19}	10^{18}	10^{19}
Este trabajo	6.464×10^{16}	1.436×10^{18}	1.172×10^{16}	2.025×10^{17}
Código 1	8.092×10^{16}	7.936×10^{17}	1.027×10^{16}	2.186×10^{17}
Código 3	5.810×10^{16}	5.585×10^{17}	1.031×10^{16}	2.047×10^{17}
Código 4	3.943×10^{17}	5.793×10^{17}	1.137×10^{16}	1.941×10^{17}
Código 6	1.238×10^{15}	7.420×10^{17}	6.467×10^{14}	1.032×10^{17}
Código 7	—	—	1.318×10^{16}	2.456×10^{17}

sabido y se ha evidenciado en estos congresos de comparación de códigos cinéticos, esas situaciones implican mayores diferencias en los resultados, derivadas, en su mayoría, de las configuraciones atómicas incluidas en cada uno de los cálculos.

Al igual que hicimos en el caso del neón, hemos representado las abundancias relativas de los diferentes iones para algunas condiciones del plasma, comparadas con las obtenidas mediante los otros códigos. Estas comparaciones están recogidas en la figura 4.2. En primer lugar destacar el acuerdo general entre los códigos para todos los casos representados excepto para la temperatura de 20 eV y la densidad electrónica de 10^{16} cm^{-3} , diferencias que pueden ser debidas, tal y como se comentó en el párrafo anterior, a la selección de la estructura atómica en cada modelo.

En la tabla 4.8 presentamos la comparación del RPL. Observamos que nuestros resultados y los de los códigos 1 y 2 son del mismo orden de magnitud en la mayoría de las veces. Sin embargo, no ocurre así con el Código 3 que para algunas condiciones presenta diferencias, en ocasiones notables, en el orden de magnitud. En cualquier caso, podemos

Tabla 4.7: Comparación de ionización media de Ar con cálculos del 5h NLTE-CCW. La temperatura electrónica está en eV y la densidad de electrones en cm^{-3} .

T_e	N_e	Este Trabajo	Código 1	Código 2	Código 3	Código 4
3	10^{16}	2.147	2.071	2.200	2.272	1.954
	10^{20}	0.381	0.319	1.051	0.584	0.673
5	10^{16}	3.209	3.081	3.502	3.243	2.900
	10^{20}	1.972	1.583	1.981	1.593	1.674
8	10^{16}	4.442	4.053	4.810	4.430	3.571
	10^{20}	3.520	3.200	3.237	2.938	2.685
13	10^{16}	5.797	5.189	5.640	5.620	5.196
	10^{20}	5.854	5.234	5.118	4.947	5.222
20	10^{16}	6.874	6.515	6.509	6.365	6.412
	10^{20}	7.303	7.122	7.037	6.581	6.599
35	10^{16}	7.885	7.846	7.835	7.646	7.099
	10^{20}	7.903	7.992	8.007	8.001	7.931

afirmar que nuestros resultados presentan un buen acuerdo con los otros dos códigos para todas las condiciones del plasma comparadas.

Tabla 4.8: Comparación del RPL ($\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}$) de Ar con cálculos del 5th NLTE-CCW. La temperatura electrónica está en eV y la densidad de electrones en cm^{-3} .

T_e	n_e	Este Trabajo	Código 1	Código 2	Código 3
3	10^{16}	1.563×10^{12}	8.426×10^{11}	6.237×10^{11}	4.040×10^{11}
	10^{20}	4.228×10^{17}	1.248×10^{18}	1.651×10^{17}	1.540×10^{20}
5	10^{16}	9.783×10^{12}	7.064×10^{12}	7.740×10^{12}	1.968×10^{12}
	10^{20}	1.533×10^{18}	2.959×10^{18}	1.995×10^{18}	9.779×10^{18}
8	10^{16}	2.187×10^{13}	1.964×10^{13}	2.742×10^{13}	4.705×10^{12}
	10^{20}	3.793×10^{18}	4.607×10^{18}	6.397×10^{18}	4.484×10^{18}
13	10^{16}	2.519×10^{13}	3.014×10^{13}	4.002×10^{13}	6.732×10^{12}
	10^{20}	3.666×10^{18}	5.152×10^{18}	8.332×10^{18}	8.162×10^{18}
20	10^{16}	1.522×10^{13}	2.066×10^{13}	2.790×10^{13}	7.432×10^{12}
	10^{20}	2.998×10^{18}	4.015×10^{18}	5.559×10^{18}	1.086×10^{19}
35	10^{16}	1.698×10^{12}	2.479×10^{12}	2.679×10^{12}	2.594×10^{12}
	10^{20}	1.630×10^{18}	6.783×10^{18}	6.251×10^{18}	1.136×10^{19}

En la tabla 4.9 se presentan las comparaciones de la ionización media para el kriptón con cálculos del 5th NLTE-CCW [155] para una densidad y tres temperaturas. Para las dos temperaturas menores, nuestros resultados presentan un buen acuerdo con los otros códigos aunque se observan algunas discrepancias, como en el Código 3 en el caso de 10 eV.

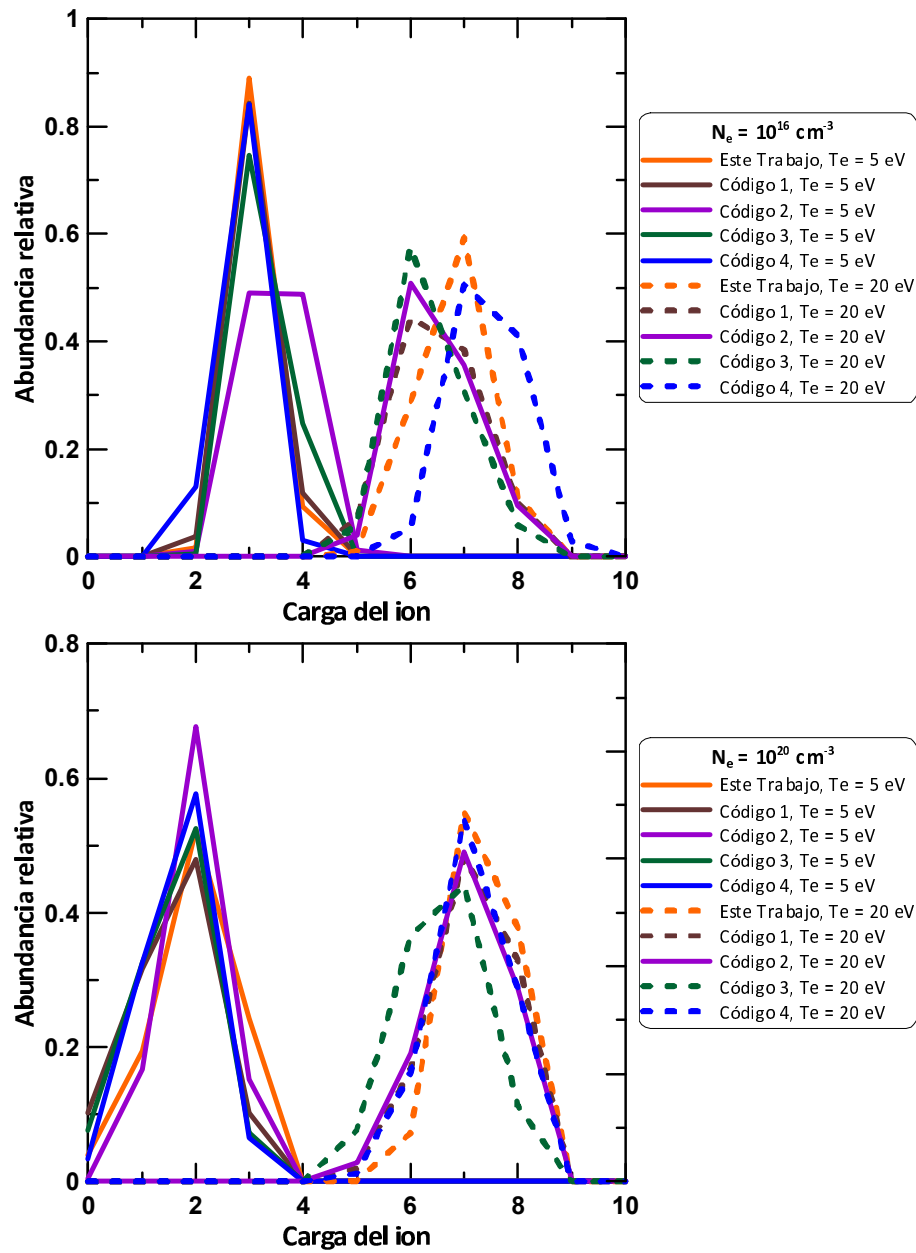


Figura 4.2: Comparación de las abundancias relativas de los iones de Ar con los cálculos del 5th NLTE-CCW.

En el caso de de la temperatura de 50 eV, nuestro cálculo presenta una ionización media mayor que el resto. El kriptón ya es un elemento de número atómico intermedio y por tanto su estructura atómica y la variedad de configuraciones electrónicas comienza a ser más compleja que en los elementos anteriores. Para la temperatura de 50 eV la ionización del kriptón hace que el ion más probable tenga aún 26 electrones y por tanto la capa $3d$ está implicada en las configuraciones atómicas a seleccionar, lo que da un conjunto muy amplio

de combinaciones. Además, a esta temperatura, a diferencia de las otras dos más bajas, la probabilidad de ocupación de los estados excitados es mayor. Por tanto, una posible fuente de discrepancia entre nuestro resultado y los proporcionados por los otros códigos puede ser debida a una selección de configuraciones atómicas que difiera sensiblemente entre los diferentes cálculos y no a los cálculos cinéticos ya que, como se ha ido mostrando, nuestras simulaciones presentan, en general, un buen acuerdo con los resultados de otros códigos.

Tabla 4.9: Comparación de ionización media de Kr con cálculos del 5th NLTE-CCW. La temperatura electrónica está en eV y la densidad de electrones es 10^{18} cm^{-3} .

T_e	Este Trabajo	Código 1	Código 2	Código 3	Código 5
10	6.591	6.614	6.648	5.941	6.260
20	8.082	8.412	8.250	8.165	7.990
50	11.206	10.620	10.341	10.610	10.600

En la figura 4.3 comparamos las abundancias relativas del kriptón con los cálculos de otros códigos del 5th NLTE-CCW para la densidad electrónica y dos de las temperaturas consideradas en la tabla 4.9. Se observa que en ambos casos las abundancias obtenidas en nuestra simulación coinciden con las proporcionadas por los otros códigos sin presentar una diferencia notable en ninguno de los casos, como si ocurre con alguno de los resultados representados de los otros códigos.

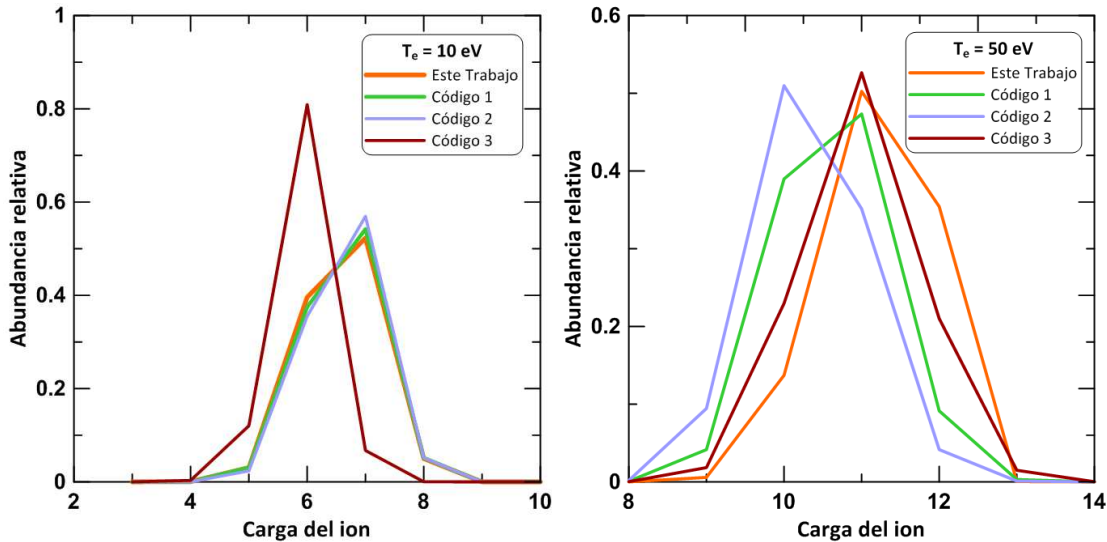


Figura 4.3: Comparación de las abundancias relativas de los iones de Kr con los cálculos del 5th NLTE-CCW para la densidad de electrones de 10^{18} cm^{-3} .

Finalmente, presentamos en la tabla 4.10 las comparaciones del RPL para el caso del kriptón. Se observa que los resultados proporcionados por todos los códigos presentan el

mismo orden de magnitud y que el acuerdo para los casos de temperatura menor y mayor, de las tres consideradas, es mejor que en la temperatura intermedia en donde la dispersión de los resultados es más significativa. Esta es una propiedad que depende de las poblaciones de las configuraciones excitadas y por tanto depende mucho de cuáles han sido incluidas y de la población de las mismas, por lo que diferencias en estos dos factores influirán sensiblemente en los resultados en esta magnitud.

Tabla 4.10: Comparación del RPL ($\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}$) de Kr con cálculos del 5th NLTE-CCW. La temperatura electrónica está en eV y la densidad de electrones es 10^{18} cm^{-3} .

T_e	Este trabajo	Código 1	Código 2	Código 3	Código 5
10	9.700×10^{15}	1.380×10^{16}	1.593×10^{16}	2.048×10^{16}	1.304×10^{16}
20	2.272×10^{15}	6.968×10^{15}	7.477×10^{15}	9.482×10^{15}	1.252×10^{15}
50	2.294×10^{16}	4.092×10^{16}	4.301×10^{16}	3.843×10^{16}	7.981×10^{15}

También hemos comparado el xenón con resultados, esta vez, del 4th NLTE-CCW [154]. En la tabla 4.11 se presentan las comparaciones para la ionización media. El xenón es un elemento de número atómico alto. De la tabla se observa que la ionización más alta para estas condiciones es de diez u once, esto significa iones con 43 o más electrones y con la capa $4d$ parcialmente llena. El número de posibles configuraciones atómicas es elevadísimo y eso supone que el modelado del xenón sea bastante complejo. Esto se puso de manifiesto en el 4th NLTE-CCW en donde se detectó dispersión en los resultados de los distintos códigos. Lo mismo se observa en la tabla 4.11 y también, aunque en menor medida, en el RPL (ver tabla 4.12). En la figura 4.4 presentamos una comparación de las abundancias relativas de los iones de xenón para dos temperaturas y una densidad. Evidentemente, si se detecta dispersión en la ionización media esto será aún más cierto en las poblaciones iónicas, puesto que son cantidades menos promediadas. Para la temperatura menor se observa que todos los códigos coinciden en cuál es el ion más probable, pero la abundancia de este que proporciona cada uno difiere en general. Con respecto a la temperatura más alta, vemos que hay dos grupos de códigos que estiman el ion más probable con una diferencia de una unidad entre ellos. Sin embargo, nuestra simulación coincide en gran medida con los códigos denotados como 1 y 5. Por contra, en el otro grupo, las similitudes en las distribuciones de población son escasas. A la luz de las comparaciones, podemos concluir que los resultados obtenidos en nuestras simulaciones son competitivos, en las diferentes propiedades analizadas, con los de los otros códigos también para el caso del xenón.

También hemos comparado la ionización media para una densidad aproximadamente de 10^{-5} gcm^{-3} y para el rango de temperaturas de 1-50 eV para los casos de neón, argón, kriptón y xenón con los proporcionados por el conocido código PrimSpect [194]. Dicha comparación se presenta en la figura 4.5, en la que la representación de las simulaciones con PrimSpect ha sido extraída de [195]. En la misma se observa un buen acuerdo cualitativo

Tabla 4.11: Comparación de ionización media del Xe con cálculos del 4th NLTE-CCW. La temperatura electrónica está en eV y la densidad de electrones es 10^{18} cm^{-3} .

T_e	Este Trabajo	Código 1	Código 2	Código 3	Código 4	Código 5	Código 6
10	7.354	6.709	6.965	7.358	6.893	6.854	6.763
20	9.178	9.125	8.126	8.535	8.804	8.916	7.822
50	12.057	11.920	10.700	13.580	11.370	12.600	12.260

Tabla 4.12: Comparación del RPL ($\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}$) de Xe con cálculos del 4th NLTE-CCW. La temperatura electrónica está en eV y la densidad de electrones es 10^{18} cm^{-3} .

T_e	Tesis	Código 1	Código 2	Código 3	Código 4	Código 5	Código 6
10	6.250×10^{15}	2.023×10^{16}	4.219×10^{15}	1.598×10^{16}	9.882×10^{15}	1.104×10^{15}	1.014×10^{16}
20	3.644×10^{16}	1.066×10^{18}	3.014×10^{15}	3.557×10^{16}	4.203×10^{16}	2.783×10^{15}	1.825×10^{16}
50	2.362×10^{17}	7.495×10^{17}	2.804×10^{16}	6.540×10^{16}	1.568×10^{17}	2.877×10^{17}	6.416×10^{16}

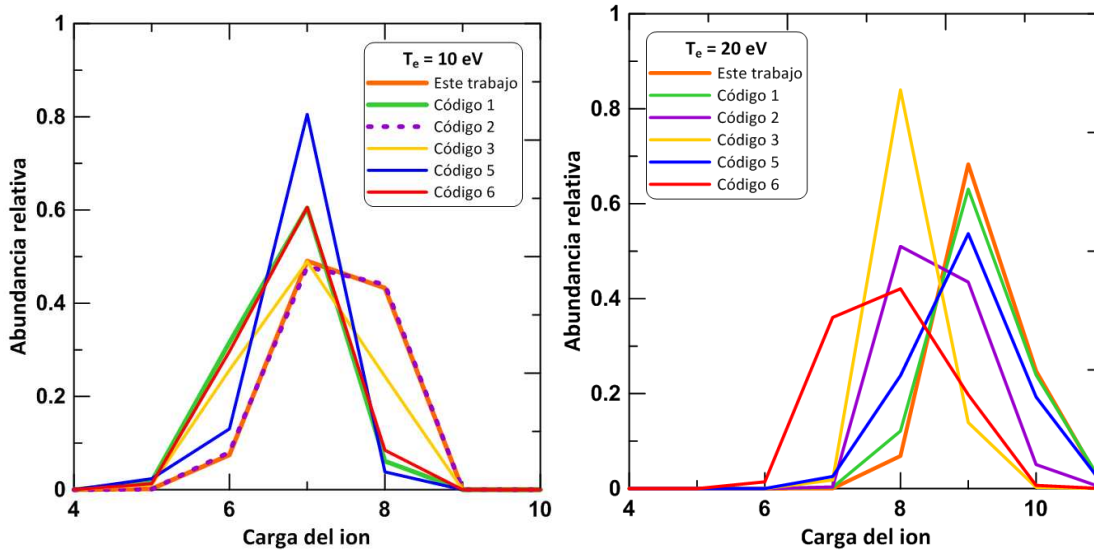


Figura 4.4: Comparación de las abundancias relativas de los iones de Xe con los cálculos del 4th NLTE-CCW. En ambos casos la densidad electrónica es de 10^{18} cm^{-3} .

y cuantitativo, en general, entre ambas simulaciones. Se observa sin embargo en el cálculo de PrimSpect un comportamiento en la curva de ionización de xenón, que se cruza con la del kriptón, pasando el xenón de tener mayor ionización a menor y otra vez mayor ionización que el kriptón, que no es obtenido con nuestra simulación. De acuerdo con nuestros cálculos, la densidad electrónica a 20 eV para el xenón asociada a la densidad de materia representada es de $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. En la tabla 4.11 se tiene el caso del xenón para

una temperatura de 20 eV y una densidad de 10^{18} cm^{-3} . De la tabla se desprende que la ionización media proporcionada por los diferentes códigos es en su mayoría superior a 8.5, y en particular cinco de los siete códigos dan resultados muy próximos o superiores a 9.0. Para la densidad de $4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, la ionización debería ser un poco menor a la obtenida para 10^{18} cm^{-3} debido al menor efecto del CL pero no tanto como disminuir en una unidad su ionización que es lo que predice el resultado extraído de [195] y que se observa en la figura, con lo que esto nos lleva a concluir que pudiera no ser del todo correcto ese cálculo.

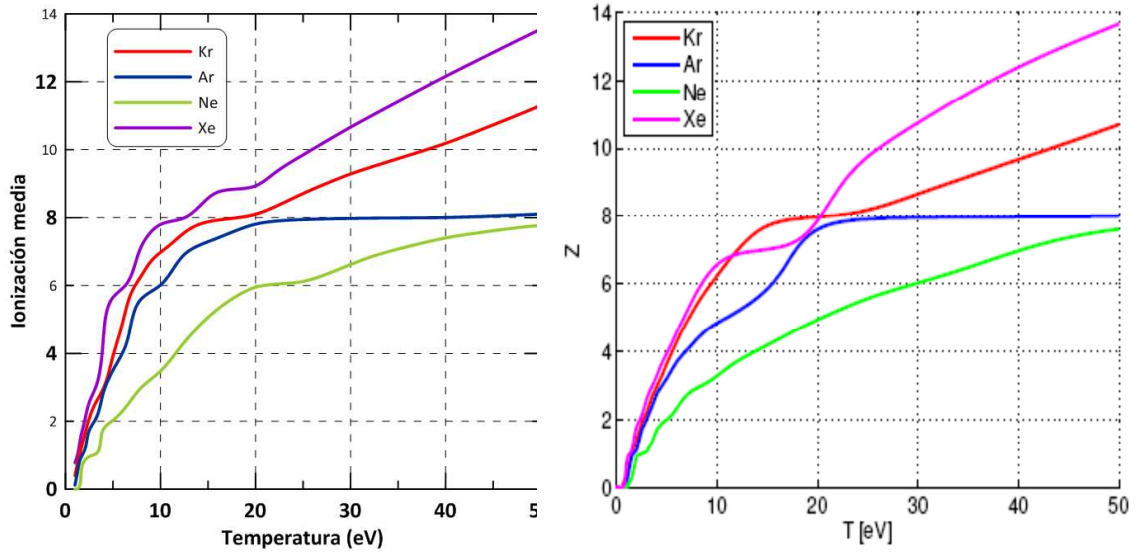


Figura 4.5: Comparación de la ionización media calculados en este trabajo (izquierda) con los obtenidos con PrimSpectr (derecha).

Recapitulando, podemos concluir a partir de todas las comparaciones realizadas en este apartado, que nuestro modelo CR proporciona en general, para todos los elementos de interés en este trabajo y para las condiciones del plasma que nos conciernen, valores de ionización media, abundancias relativas y pérdida de potencia radiativa que presentan un acuerdo más que aceptable con los proporcionados por otros códigos. Hemos detectado algunas discrepancias pero, en general localizadas en situaciones en las que todos los códigos difieren entre sí y que suelen estar asociadas a plasmas de elementos de número atómico medio o alto (kriptón o xenón) y habitualmente con capas atómicas abiertas. Por todo ello, nos mostramos confiados en aplicar nuestro modelo en los análisis y simulaciones que se presentan a continuación en este capítulo y en el próximo.

4.3 Régimen termodinámico del plasma.

En esta sección presentamos el análisis que hemos realizado para determinar el régimen termodinámico del plasma, esto es, cuándo puede considerarse en ETL o en NETL, en función de la densidad y de la temperatura. Disponer de esta información a priori es muy

útil ya que en ETL las propiedades radiativas se pueden obtener mediante la resolución de las ecuaciones de SB en lugar de usar el modelo CR, lo que supone una considerable reducción del tiempo de computación. Para determinar si para una temperatura y densidad dadas el plasma se encuentra en ETL o no, hemos propuesto un criterio en las poblaciones iónicas [196], p_i . Cuando estas son calculadas a partir de las ecuaciones de SB, p_i^{SB} , y presentan una desviación media, Δp , con respecto a aquellas obtenidas a partir del modelo CRSS, p_i^{CRSS} , menor que un cierto valor impuesto, Δp^* , podemos entonces considerar la aproximación ETL aceptable para la determinación del balance de ionización y las propiedades radiativas. La desviación media está calculada como

$$\Delta p = \sqrt{\frac{\sum_i (p_i^{CRSS} - p_i^{SB})^2}{\sum_i (p_i^{SB})^2}} \leq \Delta p^* \quad (4.1)$$

donde i barre el conjunto completo de iones incluidos en el cálculo. Este criterio se ha empleado fijando $\Delta p^* = 0.1$ (10 %) para obtener mapas de regímenes termodinámicos del carbono [196], aluminio [178], xenón [197] y kriptón [191]. En dichos trabajos se comprobó que el tomar este valor para el criterio en las poblaciones iónicas implicaba una diferencia relativa entre las ionizaciones medias calculadas con ambos modelos menores del 1 %. También se comprobó que dicho valor asegura que las diferencias relativas entre las opacidades medias de Rosseland y Planck presenten diferencias menores del 10 %. En lo que se refiere al RPL, cuando el criterio se verifica, las diferencias son también en general menores del 10 %, salvo en las regiones frontera entre los regímenes ETL y NETL donde se observan diferencias mayores, aún cumpliéndose el criterio del 10 % en las poblaciones iónicas. El hecho de que esto ocurra con el RPL y no con las opacidades medias se podría deber al hecho de que el RPL está relacionado con la emisividad, que depende en mayor medida que la opacidad de las configuraciones atómicas más excitadas, las cuales pueden no encontrarse en ETL, mientras que la fundamental y las primeras excitadas sí. Por tanto, en esta región frontera, aunque el criterio se cumpla, hay que tener cuidado a la hora de evaluar el RPL con las ecuaciones de SB ya que podemos tener errores superiores al 10 %, tal y como mostraremos posteriormente.

En la literatura hay disponibles también criterios para estimar cuándo un ion o un nivel puede ser considerado en ETL [198, 199]. Sin embargo, el criterio que se presenta aquí nos permite estimar el régimen termodinámico del plasma como un todo. Uno de los más ampliamente empleados es el debido a Griem [198]. Atendiendo al hecho de que la condición que subyace en la región de validez de ETL es que la tasa de los procesos colisionales en el plasma, en donde se conserva la energía, sea mucho mayor que la tasa de los procesos radiativos que disipan energía [199], Griem propuso un criterio para establecer la región en la que un ion y un nivel de ese ion se puede considerar en ETL. En [196, 197] fueron comparados los resultados de aplicar nuestro criterio o el criterio de Griem para plasmas de carbono y de xenón, obteniendo un excelente acuerdo entre ambas predicciones. Este acuerdo, sin embargo, en cierta medida era esperado ya que las condiciones que se deben

verificar en el criterio de Griem se pueden obtener utilizando las fórmulas de Lotz y de Kramers para los coeficientes de tasa de la ionización colisional y de la recombinación radiativa [199], respectivamente, que son las empleadas en nuestro modelo CR para dichos procesos.

Una vez descrito el criterio empleado para el establecimiento del régimen termodinámico del plasma, pasamos a la presentación y comentarios de los obtenidos para diferentes elementos. La generación de dichos mapas se ha realizado haciendo uso de PARPRA, para lo cual se tuvieron que generar las bases de datos de las propiedades radiativas para todos los puntos de condiciones de densidad y temperatura tanto con las ecuaciones SB como con el modelo CR. En la figura 4.6 se presentan los mapas de los regímenes termodinámicos de argón, kriptón, xenón y aluminio. Hemos obtenido que para el neón, en el rango de condiciones de plasma bajo análisis, no podemos considerar al plasma en ETL. Con respecto al helio, al ser un elemento de número atómico muy bajo y las simulaciones con el modelo CR ser muy poco costosas computacionalmente, la simulación con las ecuaciones SB no entrañan ningún ahorro y por ello hemos decidido no presentar su mapa. En lo que se refiere al mapa de argón observamos que la región en la que el régimen de ETL puede asumirse está muy acotada y por tanto es recomendable emplear siempre el modelo CR.

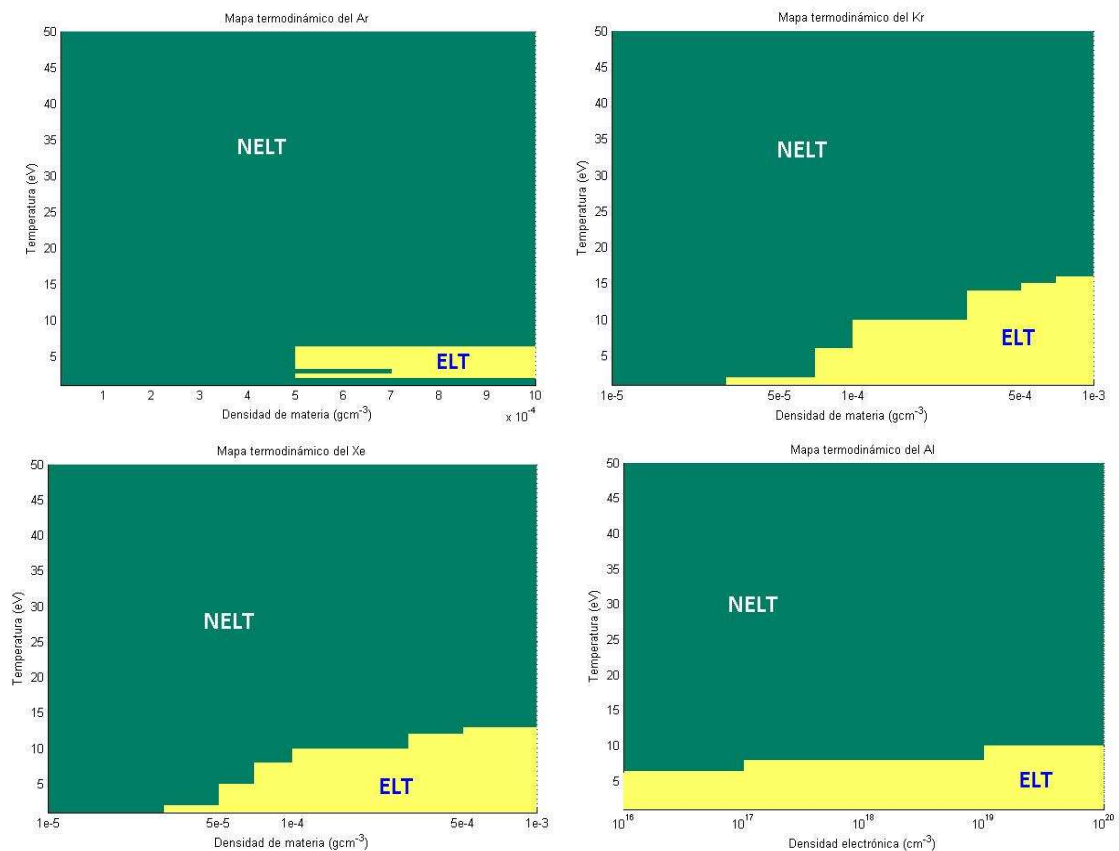


Figura 4.6: Mapas de los regímenes termodinámicos de Ar, Kr, Xe y Al.

Hay que recalcar que el criterio del régimen termodinámico es una estimación y que por tanto será más riguroso en las condiciones de densidad y temperatura alejadas de aquellas ubicadas en la frontera entre ETL y NETL. Para ilustrar esto, hemos escogido tres condiciones de densidad de materia y una misma temperatura electrónica (10 eV) para el caso del xenón en las que, de acuerdo con su mapa de regímenes termodinámicos, el plasma se encuentra en NETL (10^{-5} gcm^{-3}), en la frontera entre ambos regímenes ($5 \times 10^{-4} \text{ gcm}^{-3}$) y en ETL (densidades de materia mayores que 10^{-3} gcm^{-3}). En la figura 4.7 (izquierda), hemos representado las ionizaciones medias en función de la densidad de materia para la temperatura de 10 eV, calculadas con el modelo CR en estado estacionario (CRSS) y con las ecuaciones de SB. Tanto para la condición frontera como para la pura de ETL el criterio de la ecuación (4.1) se verifica (no así para el caso de NLTE puro en donde el valor del estimador en el criterio es de 102%) y en ambos casos la ionización media calculada con ambos modelos difiere en menos del 1%. Esto concuerda con lo que se observa en la figura 4.7 (derecha) donde se ve un acuerdo perfecto entre la ionización media y la distribución de carga iónica en la condición de ETL pura, muy ligeras diferencias en el caso frontera y una gran disparidad en el caso de NETL puro.

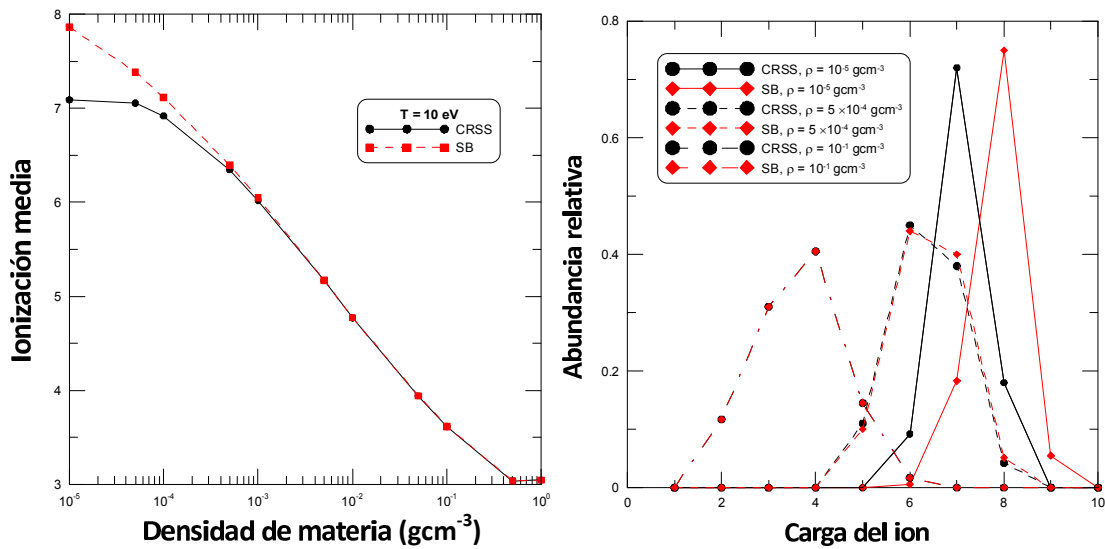


Figura 4.7: Comparación entre las ionizaciones medias (izquierda) y las distribuciones de carga iónica (derecha) calculadas con los modelos CRSS y SB.

Podemos ahora analizar magnitudes que no sean tan promediadas, en particular la opacidad y la emisividad monocromáticas. Estas están representadas para el caso frontera y en NETL puro en la figura 4.8, ya que para el caso puro de ETL los resultados proporcionados por ambos modelos son idénticos. Como se desprende de la figura, tal y como se esperaba para el caso de NETL, las diferencias son muy notables. Por otra parte, para el caso frontera, y más en la emisividad que en la opacidad, se observan también diferencias, aunque más ligeras en general.

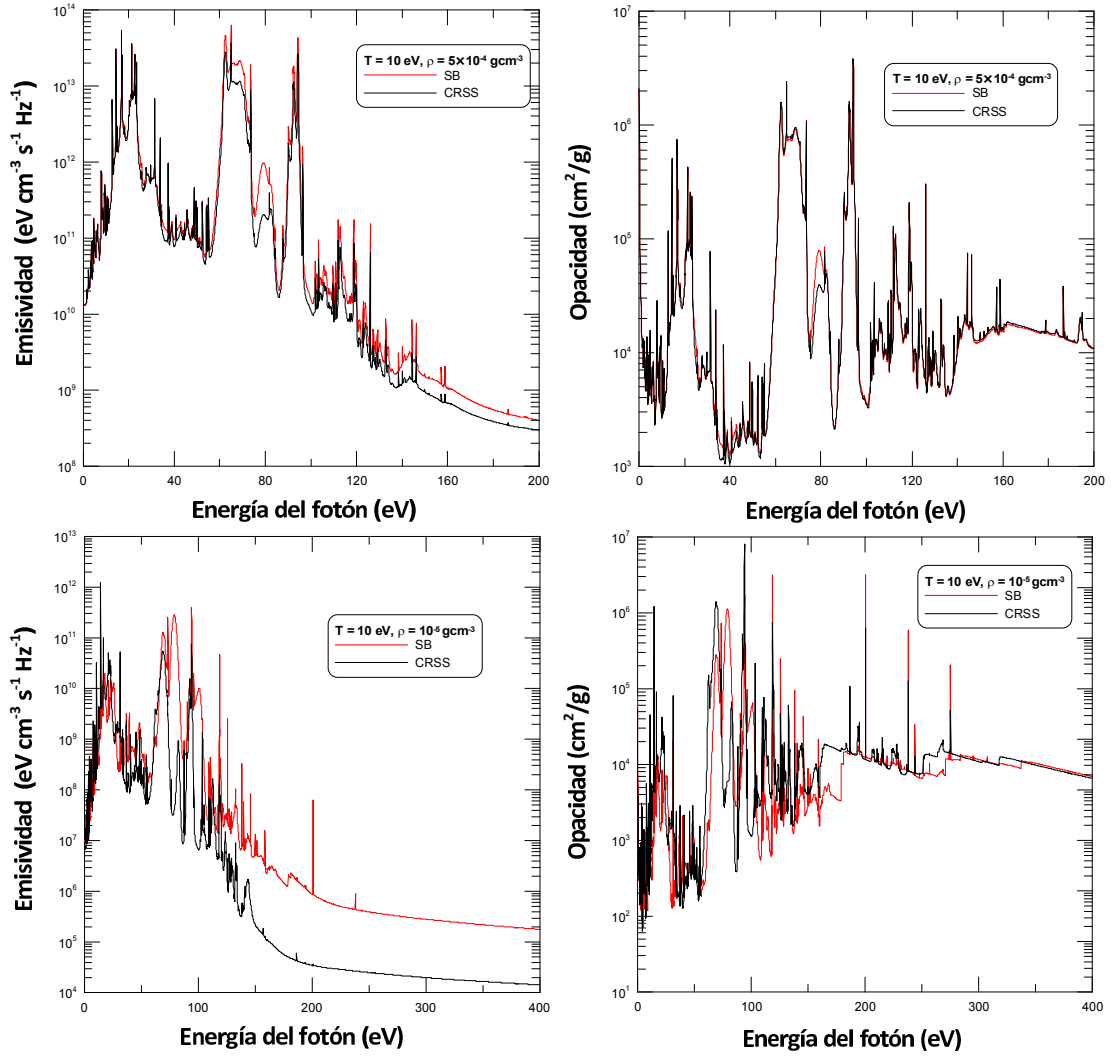


Figura 4.8: Comparación entre las opacidades y emisividades monocromáticas calculadas con los modelos CRSS y SB.

Como se comentó anteriormente esto puede deberse a que las configuraciones más excitadas de los iones están en NETL y como la emisividad es más dependiente de estas configuraciones que la opacidad, las diferencias observadas serían así mayores. Una forma de verificar esto es a través de los denominados *b-plots* [153], diagramas en los que se representan, por ion, los cocientes entre las poblaciones de cada nivel del ion calculadas con el modelo CRSS y las calculadas con el modelo SB

$$b_{\zeta m} = \frac{p_{\zeta m}^{CRSS}/p_{\zeta 0}^{CRSS}}{p_{\zeta m}^{SB}/p_{\zeta 0}^{SB}} \quad (4.2)$$

donde $p_{\zeta m}$ y $p_{\zeta 0}$ son las poblaciones relativas del nivel m y del estado fundamental del ion ζ , respectivamente, frente el cociente entre las energías de los niveles (referidas al estado

fundamental) y el potencial de ionización del ion, e_m

$$e_m = \frac{E_{\zeta,m} - E_{\zeta,0}}{I_{\zeta}} \quad (4.3)$$

La explicación de un *b-plot* es simple: de acuerdo con la ecuación (4.2) valores del parámetro b próximos a la unidad significan que esos niveles están en ETL o próximos a él. Además, el estado fundamental y los niveles menos excitados se corresponden con valores de e_m pequeños; a medida que el nivel es más excitado, el valor de e_m aumenta siendo los estados autoionizantes todos aquellos en los que $e_m > 1$. En la figura 4.9 presentamos el *b-plot* para los dos iones más abundantes del caso frontera (extraído de [197]).

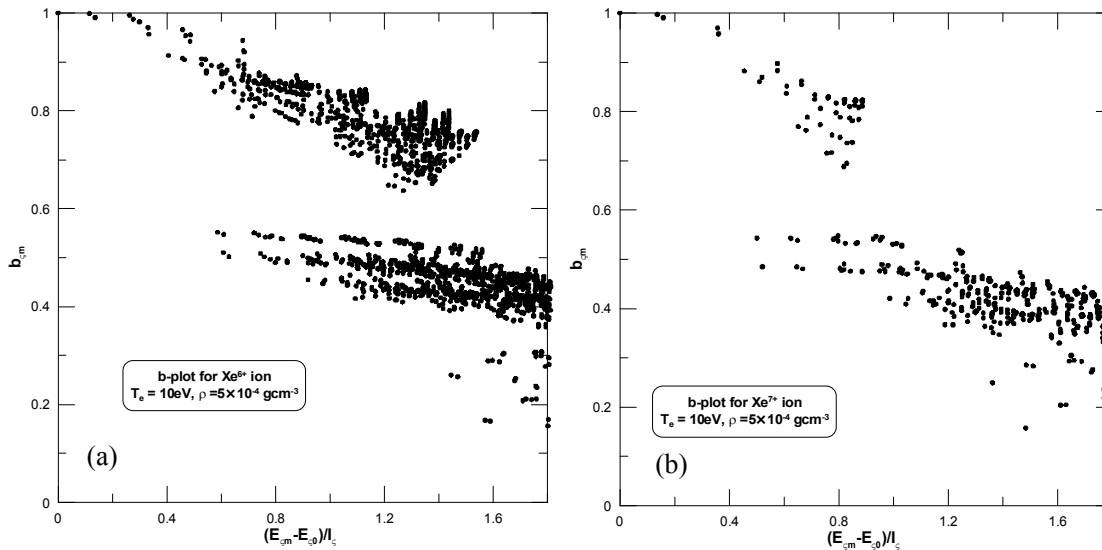


Figura 4.9: *B-plots* de los dos iones más abundantes para las condiciones del plasma dadas.

De la figura se observa que las configuraciones atómicas se agrupan en dos bandas. En la primera, que incluye la configuración fundamental y las primeras excitadas, están las que podrían aproximarse al ETL. La segunda banda, que comienza en torno a $e_m \approx 0.4$, está constituida por configuraciones excitadas obtenidas por excitaciones desde la capa $n_v - 1$ a capas con $n_v \leq n \leq n_v + 2$. Todas las configuraciones pertenecientes a esta se encuentran en NETL y por tanto estas divergencias serán las responsables de las mayores diferencias observadas en la emisividad. Como las opacidades medias y el RPL se obtienen a partir de las opacidades y emisividades monocromáticas respectivamente, estas diferencias se trasladarán también a ellas. Para este caso frontera se obtiene que las diferencias relativas entre las opacidades medias de Planck y Rosseland entre los cálculos CRSS y SB son 3.07% y 5.82%, respectivamente, mientras que para el RPL es del 35.50%. Por tanto, en estas regiones frontera en el mapa de ETL y NETL, la suposición de ETL puede resultar adecuada para el cálculo de la ionización media, la distribución de carga iónica e incluso

para las opacidades monocromáticas y medias pero puede ser insuficiente para evaluar la emisividad y el RPL.

4.4 Ionización media. Distribución del estado de carga.

El conocimiento previo de la ionización media y de la distribución del estado de carga del plasma es muy útil ya que nos permite identificar cuáles son los iones más abundantes en el plasma para unas condiciones dadas de densidad y temperatura, permitiendo así elegir adecuada y óptimamente la ventana de iones requerida para el cálculo CR, disminuyendo así, apreciablemente, el tiempo de computación.

En la figura 4.10 se presentan los mapas de las ionizaciones medias de los elementos y en los rangos de condiciones del plasma bajo análisis. Se observa en el helio que, con las temperaturas aquí consideradas, se llega a condiciones del plasma en las que está casi totalmente ionizado. El umbral de la temperatura electrónica para ello va desde los 10 eV para la densidad más baja y crece hasta los 30 eV para la densidad más alta, debido a la recombinación. En el neón, la ionización media alcanza un valor máximo de en torno a 7.7, esto es un 77 % de la carga total del elemento. Para el argón, la ionización media máxima supera el valor de 8 (44 %) y para el kriptón y el xenón, las ionizaciones máximas que se alcanzan son aproximadamente 12 (33 %) y 13 (24 %). Al aumentar el número atómico del elemento aumenta también la ionización máxima pero decrece su porcentaje con respecto a la carga total del elemento, de tal forma que para el kriptón y sobretodo, para el xenón, los plasmas presentan una ionización baja contribuyendo principalmente los primeros iones.

En la tabla 4.13 presentamos los valores de los rangos de densidades electrónicas para cada uno de los gases nobles correspondientes a los rangos de densidad de materia y temperatura considerados. De la tabla se observa que el valor menor de densidad electrónica aumenta con el número atómico del elemento. Esto es debido a la ionización media: así, por ejemplo, para el caso de menor densidad de materia y temperatura electrónica, la ionización media para el neón es del orden de 0.0001 mientras que para el kriptón es del orden de 0.1. Eso es lógico puesto que el potencial de ionización del ion neutro aumenta al disminuir el número atómico y por tanto resulta más difícil, para una temperatura dada, conseguir la primera ionización en el neón que en el kriptón, y eso provoca una disminución de la densidad electrónica. Para el valor superior de la densidad electrónica observamos el comportamiento inverso, esto es, una disminución de la densidad electrónica cuando aumenta el número atómico del elemento. En este caso, las ionizaciones medias de todos los elementos son del mismo orden de magnitud, pero ahora toma importancia el peso atómico del elemento, que aumenta con el número atómico y hace disminuir la densidad electrónica. Para el caso del aluminio, que se ha estudiado en densidades electrónicas, la ionización media alcanza un valor máximo de en torno a 10.5 (81 %), y por tanto nos encontramos en este caso una amplia variedad de ventanas iónicas para el rango de condiciones seleccionado.

Tabla 4.13: Rangos de densidades electrónicas (en cm^{-3}) para cada uno de los gases nobles correspondientes a los rangos de densidad de materia y temperatura bajo análisis.

Elemento	Valor Inicial	Valor final
He	5.2×10^{11}	3.0×10^{20}
Ne	2.0×10^{13}	2.3×10^{20}
Ar	7.2×10^{15}	1.3×10^{20}
Kr	2.8×10^{16}	8.8×10^{19}
Xe	3.6×10^{16}	6.4×10^{19}

En la figura 4.11 hemos representado las abundancias relativas de los iones de los plasmas de los distintos elementos considerados en función de la temperatura. Para su representación hemos escogido un único caso de densidad de materia, 10^{-4} gcm^{-3} , excepto para el helio en donde hemos representado los dos casos extremos de la densidad, y para el aluminio, donde trabajamos con densidad electrónica (10^{18} cm^{-3}). Aunque las abundancias de las poblaciones iónicas son sensibles a la densidad, esta dependencia es considerablemente menor que con la temperatura y por tanto la representación para una densidad intermedia nos permite establecer cuáles son los iones presentes en el plasma. Esta es una información muy útil y que complementa e incrementa la ya proporcionada por los mapas de ionización media presentados con anterioridad. Nos permite conocer para las densidades consideradas en este estudio cuáles son las ventanas de iones a incluir en las simulaciones para cada temperatura. Como vemos en el caso del helio, la importancia del ion neutro es sólo relevante en las temperaturas inferiores a 10 eV, siendo a partir de ahí los iones tipo hidrógeno y el desnudo los más relevantes. Observamos comportamientos sistemáticos en las abundancias de las poblaciones iónicas en los gases nobles con la temperatura. En primer lugar, el número de iones aumenta con el número atómico mientras que la importancia del ion neutro disminuye. Ambos resultados están relacionados con el hecho de que para la misma carga iónica el potencial de ionización del correspondiente ion disminuye con el aumento del número atómico. Para el caso del argón y del aluminio observamos que uno de los iones presenta una relevancia notable (el Ar^{+8} y el Al^{+3}) y que su presencia se expande en un rango de temperaturas mayor que el resto de los iones. Esto puede deberse a que en ambos casos la estructura electrónica es la del neón y por tanto es estable. También observamos en ambos casos que hay una temperatura (32 eV para el argón y 6-8 eV para el aluminio) en la que casi el único ion presente es precisamente ese.

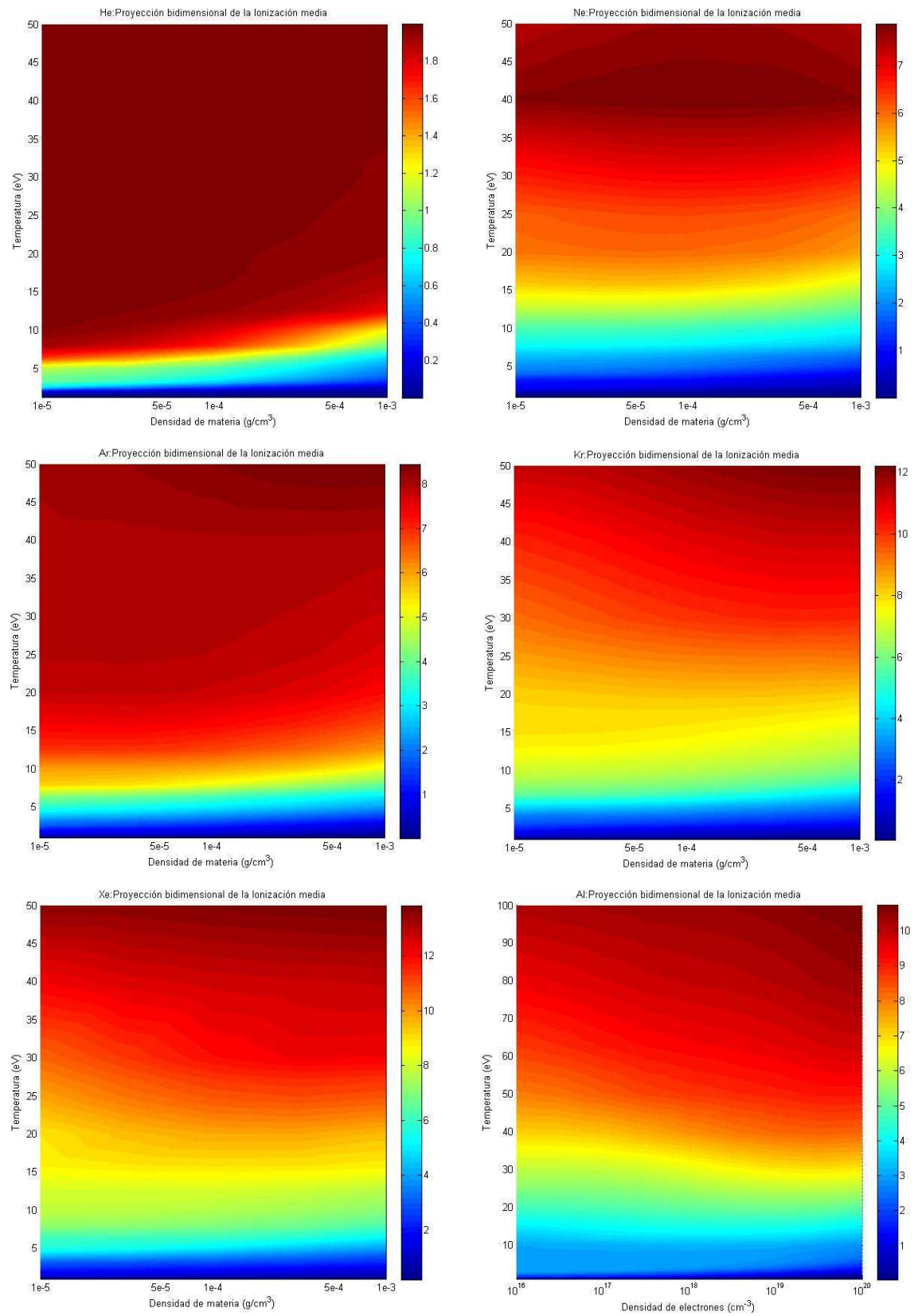


Figura 4.10: Mapas de ionización media.

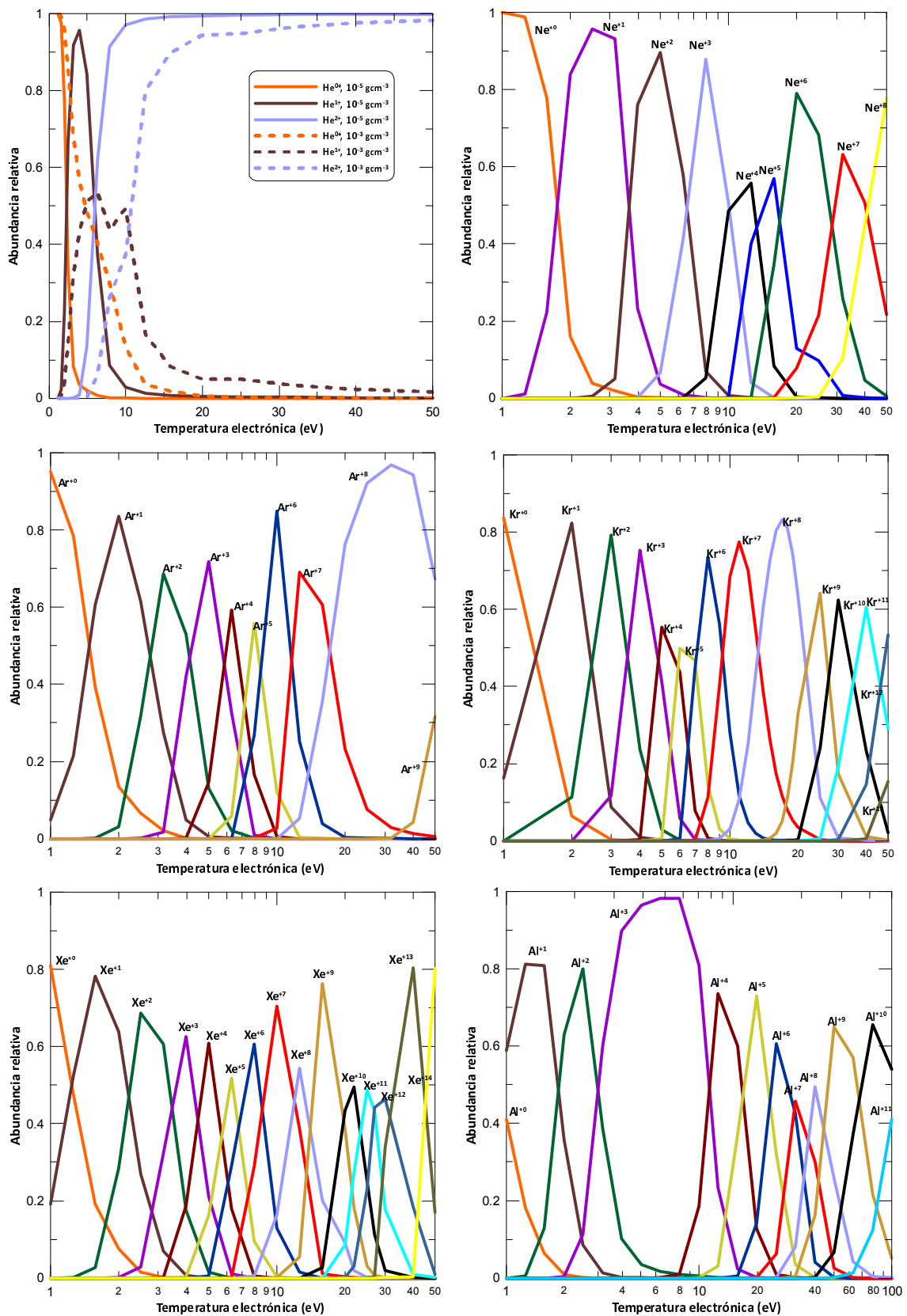


Figura 4.11: Abundancias relativas de los iones en función de la temperatura. La densidad de materia para el Ne, Ar, Kr y Xe es de 10⁻⁴ gcm⁻³ y la electrónica para el Al es de 10¹⁸ cm⁻³.

4.5 Opacidades y emisividades monocromáticas.

En este apartado presentamos un análisis de las opacidades y emisividades monocromáticas de los plasmas de los diferentes elementos bajo estudio. La representación de estas magnitudes frente a la frecuencia proporciona una información muy útil antes de la planificación de un montaje experimental porque permite conocer en qué región espectral (visible, ultravioleta extremo, rayos X) será más relevante la absorción y la emisión del plasma para unas condiciones de densidad y temperatura dadas, disponiendo así los dispositivos necesarios para recoger esa parte del espectro, y también qué contribución (ligado-ligado, ligado-libre o libre-libre) es más importante. Como hemos dicho anteriormente, dada una ventana de condiciones de densidad y temperatura consideradas, las abundancias iónicas son fundamentalmente dependientes de la temperatura y en mucha menor medida de la densidad, con lo que la región espectral dependerá fundamentalmente de la primera de ellas. En este trabajo se han calculado las emisividades y opacidades monocromáticas para todos los puntos de densidad y temperatura empleados para el ajuste de las propiedades radiativas medias. Hemos seleccionado para el estudio, los puntos de densidad intermedia en el rango de densidades (tanto de materia como electrónica para el caso del aluminio) y los extremos inferior y superior del rango en temperatura electrónica para ejemplificar el estudio de estas propiedades. Además, en su representación gráfica, hemos añadido las tres contribuciones al espectro total.

En la figura 4.12 presentamos las emisividades y opacidades monocromáticas del helio. Para la situación de temperatura menor, la ionización media es de 0.024 y es el ion de helio neutro el más abundante con diferencia. Por tanto a esa temperatura el espectro es debido prácticamente a ese ion. Se puede observar en la opacidad que, para energías del fotón menores de 15 eV (visible y ultravioleta, UV), la contribución fundamental es la ligado-libre, para a continuación desde ahí hasta aproximadamente los 25 eV (ultravioleta extremo, XUV) ser la ligado-ligado la más importante. Finalmente, es la fotoionización desde el estado fundamental del helio neutro la que gobierna el resto del espectro (en el XUV también), aunque se detectan transiciones de línea en esa región en general más débiles que las del helio neutro y que se corresponden con el He^{+1} , ion con una abundancia bastante menor. Con respecto a la emisividad, se obtienen también esas tres regiones aunque la caída en la recombinación al estado fundamental del helio neutro es más abrupta y por tanto en la región más energética del espectro la cola de las transiciones de línea del helio neutro son las que gobiernan. En este caso, las transiciones de línea del He^{+1} no se observan prácticamente ya que las poblaciones de los estados excitados, debido a la baja temperatura y densidad, serán muy pequeñas. Tanto en la emisividad como en la opacidad se observa que la contribución libre-libre es inapreciable. Para el caso de temperatura más alta, la ionización media es prácticamente 2, siendo el ion desnudo de helio ahora el más abundante con diferencia. Como consecuencia de este hecho, ahora la contribución libre-libre, tanto en la opacidad como en la emisividad, es importante hasta los 50 eV y sobre

todo para la región del espectro de energías del fotón inferiores a 20 eV. En el rango 20-50 eV las contribuciones ligado-libre y libre-libre son prácticamente idénticas, mientras que la primera de ellas es la más importante para energías del fotón más altas de los 50 eV y se corresponde con la fotoionización del ion He^{+1} . Se detectan también las transiciones de línea de los iones neutro y una vez ionizado del helio y se observa como las de este último cobran mayor relevancia en la emisividad con respecto al caso de menor temperatura, debido al aumento de la población de los estados excitados del ion.

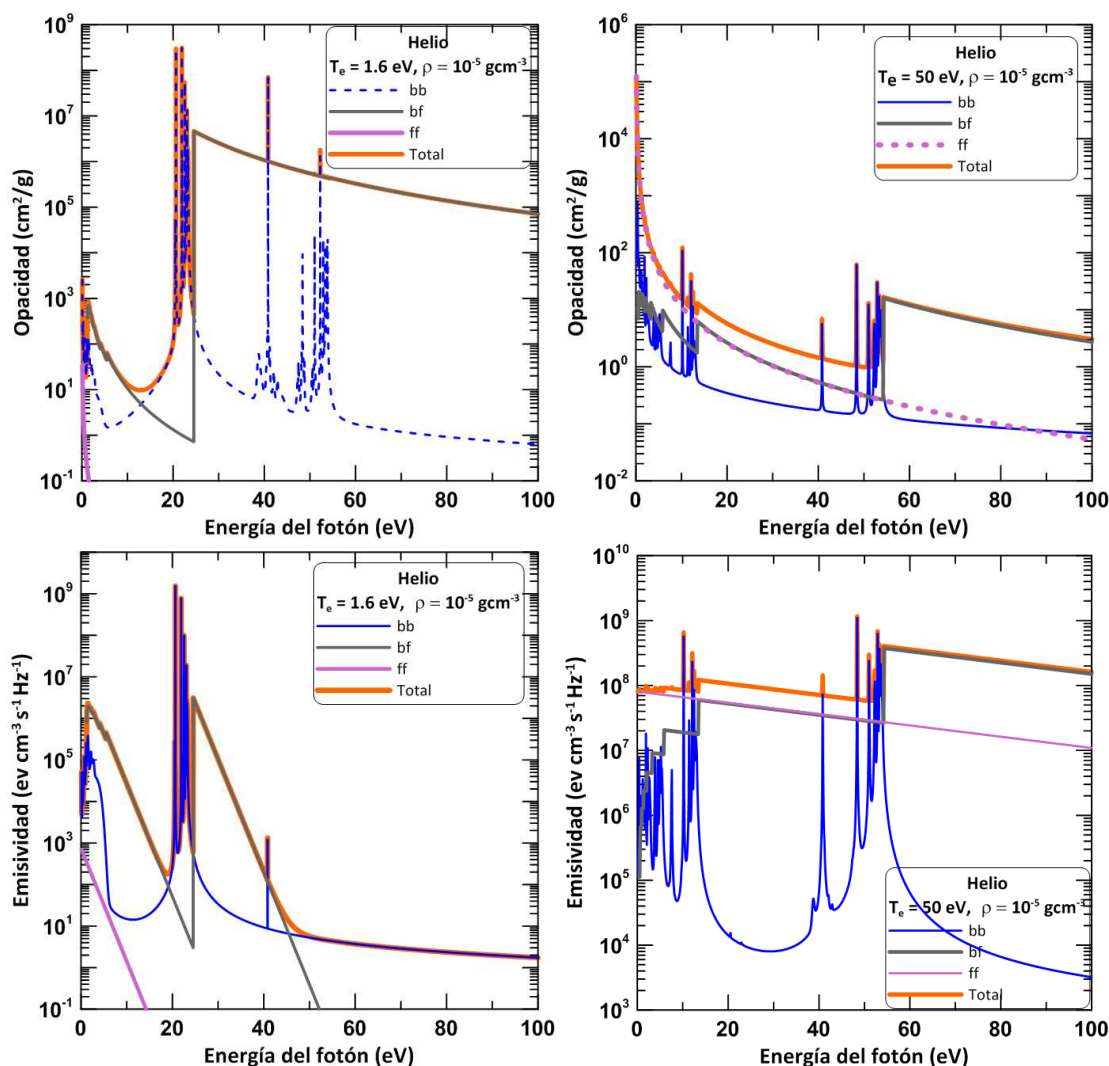


Figura 4.12: Opacidades y emisividades monocromáticas del He.

En las figuras 4.13-4.17 presentamos las emisividades y opacidades monocromáticas del resto de los elementos. Hay algunos comportamientos observados en el caso del helio que se repiten en el resto. Así, se observa en todos los casos que el incremento de la temperatura supone un aumento de la importancia de la contribución libre-libre tanto al espectro de absorción como al de emisión con respecto a la situación de menor temperatura.

De acuerdo con las ecuaciones (2.37) y (2.38) empleadas para evaluar los términos libre-libre de la emisividad y de la opacidad, respectivamente, el aumento de la temperatura provoca un aumento de la ionización media y de la densidad electrónica y disminuye el exponente de la exponencial de la temperatura, todo lo cual compensa el aumento de la raíz cuadrada de la temperatura que se encuentra en el denominador en ambas expresiones, provocando así el incremento de la contribución libre-libre. Para el neón, argón y aluminio la región de relevancia de esta contribución, en el caso de la temperatura de 50 eV, se extiende hasta la región de fotones con energías de 20 eV aproximadamente, mientras que al aumentar el número atómico, esto es para el kriptón y el xenón, la región se reduce hasta aproximadamente los 10 eV. Esto puede ser debido a que en estos elementos con número atómico medio y alto, el número de electrones ligados es elevado y por tanto, la contribución de las transiciones de línea pesa más que en los otros elementos más ligeros, que para esa temperatura están muy ionizados. Basta señalar, para ilustrar este hecho, que las ionizaciones medias para el neón, aluminio, y argón, en el caso de 50 eV y densidad de 10^{-4} gcm^{-3} , son 7.65, 8.32 y 10.40, respectivamente (esto es, en torno a 3 electrones ligados para el neón y aluminio y 8 para el argón) mientras que para el kriptón y el xenón son 12 y 13.8, respectivamente (esto es, en torno a 24 y 40 electrones ligados, respectivamente).

Por otra parte, también se observa en todos los casos que, al aumentar la temperatura, las contribuciones ligado-ligado y ligado-libre se desplazan a energías mayores (hacia la región del espectro correspondiente a los rayos X). Esto también está asociado al aumento de la ionización media con la temperatura, que provoca la aparición de iones con estados de carga más alta y por tanto, energías de transición mayores. Además, el aumento de la temperatura y de la densidad electrónica asociada a ello también provoca un aumento en la población de los estados excitados provocando así un mayor número de transiciones de línea en el espectro de emisión.

De la figura 4.13 observamos que para el neón, a la temperatura de 1 eV, se observa un grupo de transiciones de línea hasta los 60 eV (región UV del espectro) para el espectro de opacidad y un poco menos en el de emisión (debida a la baja ocupación de estos niveles por la baja temperatura y densidad electrónica, que en este caso es de aproximadamente $7 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$). Este último resultado es común para todos los elementos analizados. Las transiciones se deberán, fundamentalmente, a los iones Ne^{+0} y Ne^{+1} , de acuerdo con la figura 4.11. Cuando aumentamos la temperatura a 50 eV observamos que las transiciones de línea cubren hasta los 300 eV. De acuerdo con la figura 4.11, los iones que fundamentalmente contribuyen al espectro en este caso son Ne^{+6} , Ne^{+7} y Ne^{+8} . A la parte del espectro con energías mayores a 200 eV sólo contribuyen estos dos últimos iones.

En el caso del argón (figura 4.14) se observa que, para 1 eV, hay transiciones de línea hasta los 40 eV, aproximadamente, debidas, fundamentalmente a los iones Ar^{+0} y Ar^{+1} (ver figura 4.11). Para el caso de temperatura de 50 eV, observamos dos grupos de transiciones de línea: el primero que llega hasta los 150 eV y el segundo que cubre desde los 250 hasta los 600 eV, aproximadamente. De acuerdo con la figura 4.11, los iones que contribuyen

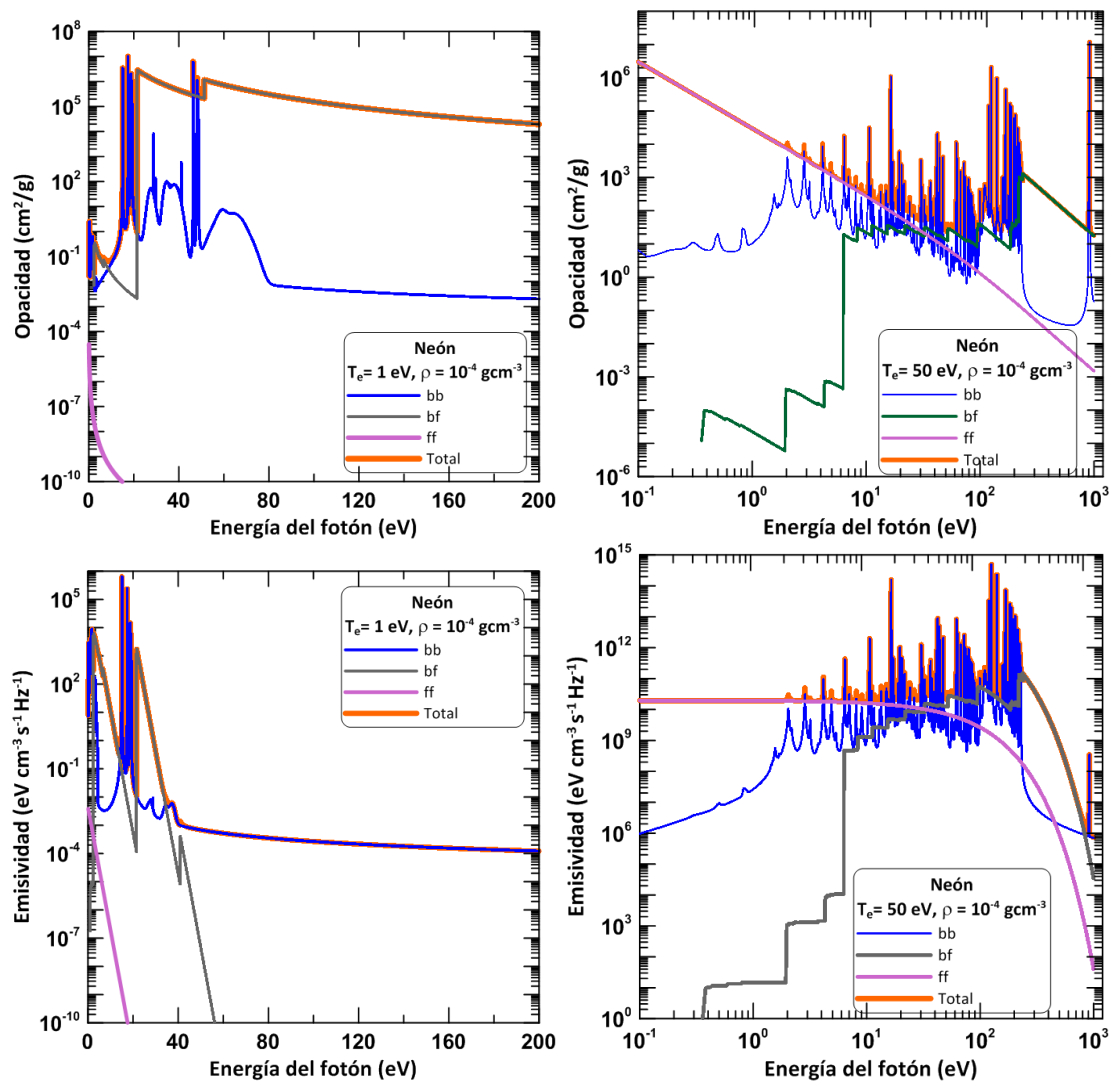


Figura 4.13: Opacidades y emisividades monocromáticas del Ne.

fundamentalmente en esta situación son Ar^{+7} , Ar^{+8} y Ar^{+9} , siendo estos dos últimos los que contribuyen de forma notable al segundo grupo.

Para el kriptón y el xenón se observan comportamientos muy similares. Así, para la temperatura de 1 eV, se observa un grupo de transiciones de línea hasta los 30 eV, aproximadamente. En ambos casos, y al igual que ocurre con el resto de los elementos, los iones que contribuyen en esta situación son el neutro y el primer ionizado. Podemos observar que al aumentar el número atómico, para esta temperatura, el máximo valor de energía de fotón para las transiciones de línea disminuye. Esto es debido a que las transiciones de línea son menos energéticas para el xenón neutro, por ejemplo, que para el argón neutro, ya que los niveles ligados entre los que se producen las transiciones energéticas están más próximos entre sí debido a que el número cuántico principal es mayor. Para la temperatura de 50 eV,

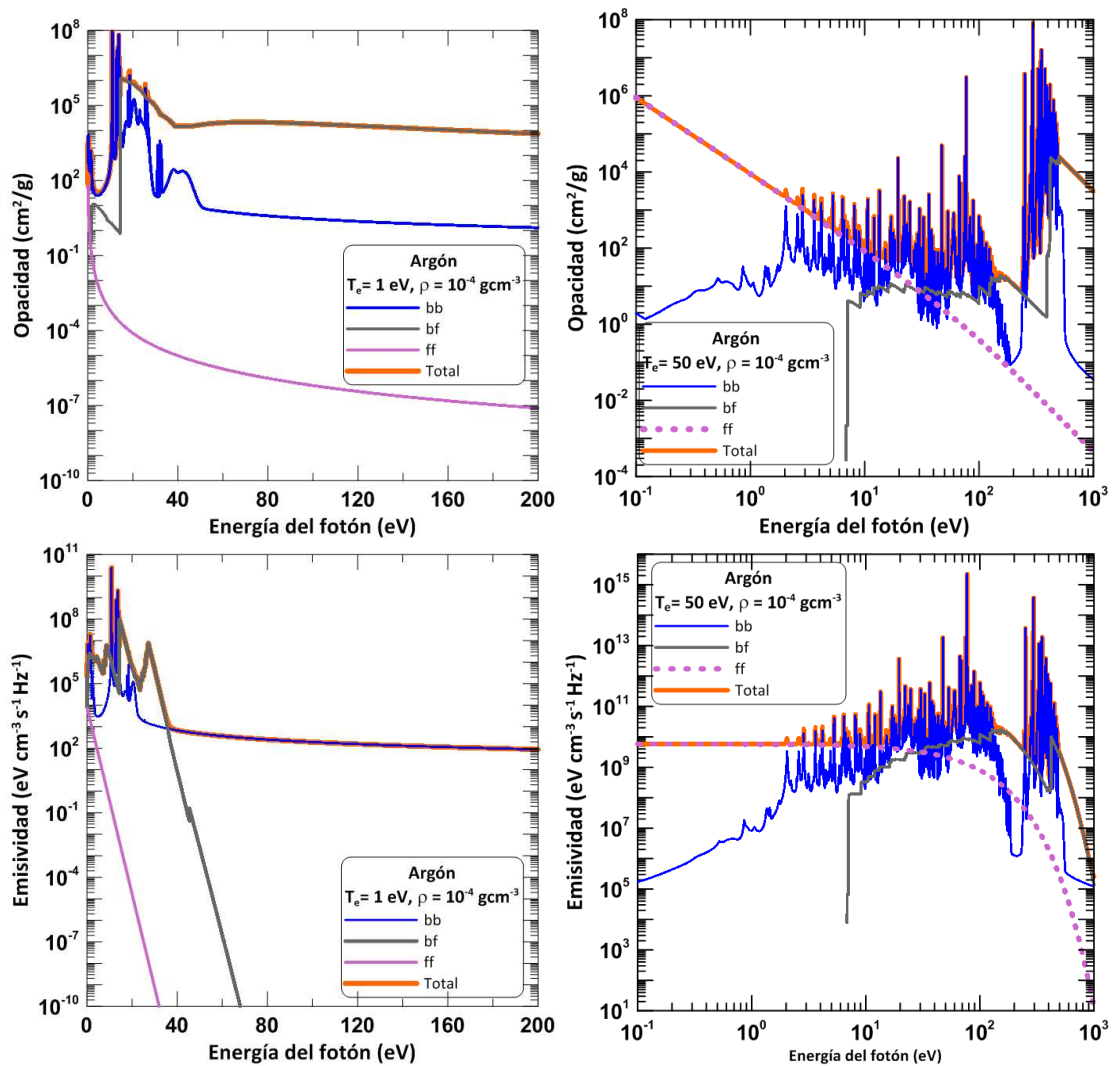


Figura 4.14: Opacidades y emisividades monocromáticas del Ar.

observamos transiciones de línea para el kriptón hasta la región de energías de fotón entre 400 y 500 eV y para el xenón hasta los 300 eV. Además, advertimos para ambos que las transiciones de línea están más ensanchadas que para el neón y el argón. Esto puede ser debido a que como el número de transiciones es mayor, los ensanchamientos UTA de cada línea, al solaparse, producen un ensanchamiento mayor de las líneas del espectro ligado.

En el aluminio, ver figura 4.17, se tiene que para la temperatura de 1 eV, al igual que ocurría en el resto de los elementos analizados, contribuyen al espectro, fundamentalmente, el ion neutro y el una vez ionizado. La contribución de transición de línea al espectro se extiende hasta aproximadamente los 15 eV. Al aumentar la temperatura hasta los 50 eV, la contribución ligado-ligado se extiende hasta los 500 eV, aproximadamente, contribuyendo fundamentalmente los iones Al^{+7} al Al^{+10} . Se observa una estructura ensanchada para

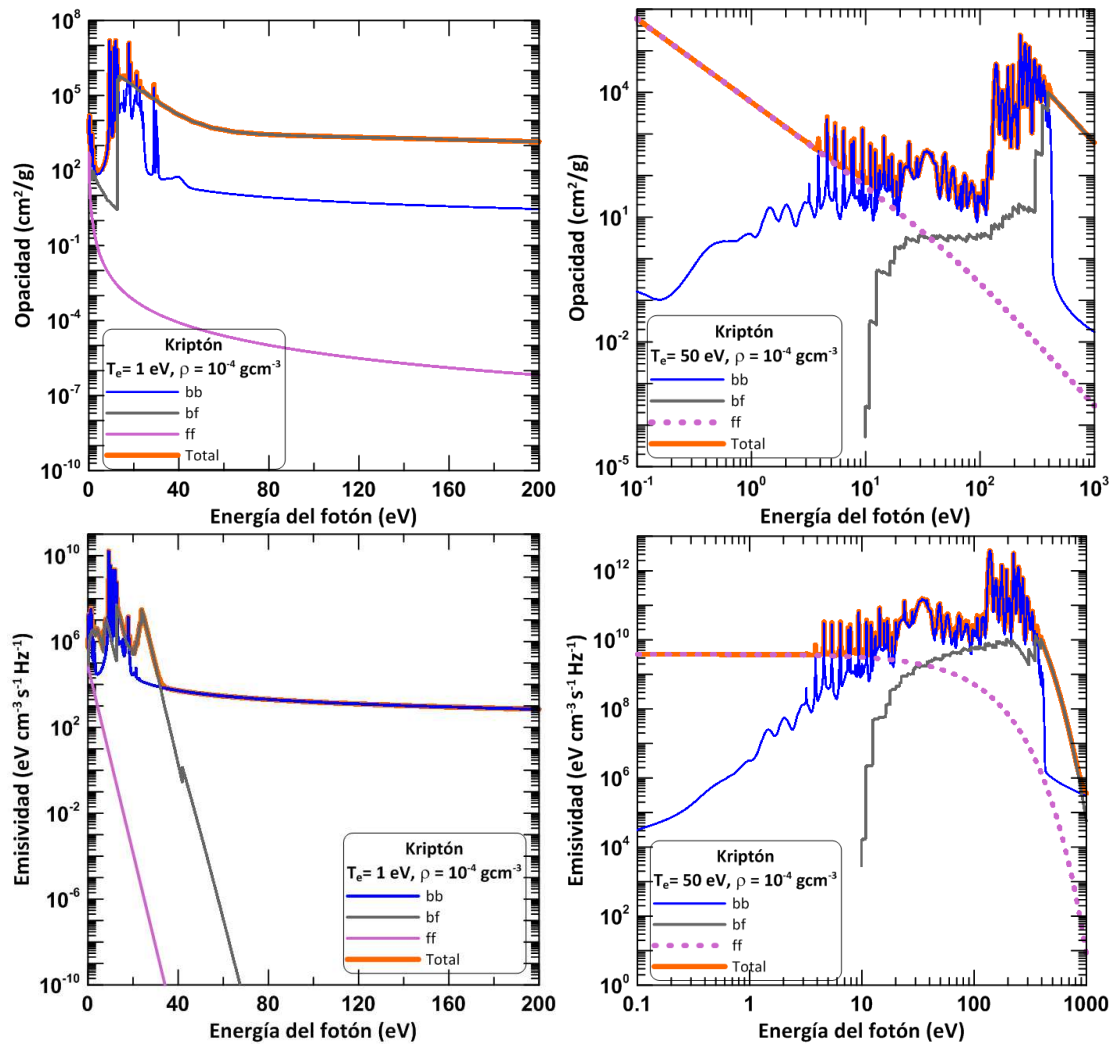


Figura 4.15: Opacidades y emisividades monocromáticas del Kr.

energías de fotón comprendidas entre los 10 y 50 eV, debido al solape de las colas de todas las líneas.

Por tanto, para resumir lo analizado de la contribución ligado-ligado a los espectros de absorción y de emisión, se observa que para la menor temperatura se alcanzan transiciones con energías de 60 eV como máximo (caso del helio y del neón), disminuyendo hasta los 30 eV para el caso del xenón. Por tanto, transiciones que corresponden a los rangos del visible y del UV. Para la temperatura más alta, en el caso del helio, el rango sigue siendo hasta los 60 eV y por tanto sólo visible y UV. Para el resto, se observan transiciones con energías de fotón superiores a los 150 eV y por tanto ya en el rango de los rayos X, asociadas a las transiciones de electrones en capas más internas debido al aumento de la ionización por el incremento de la temperatura.

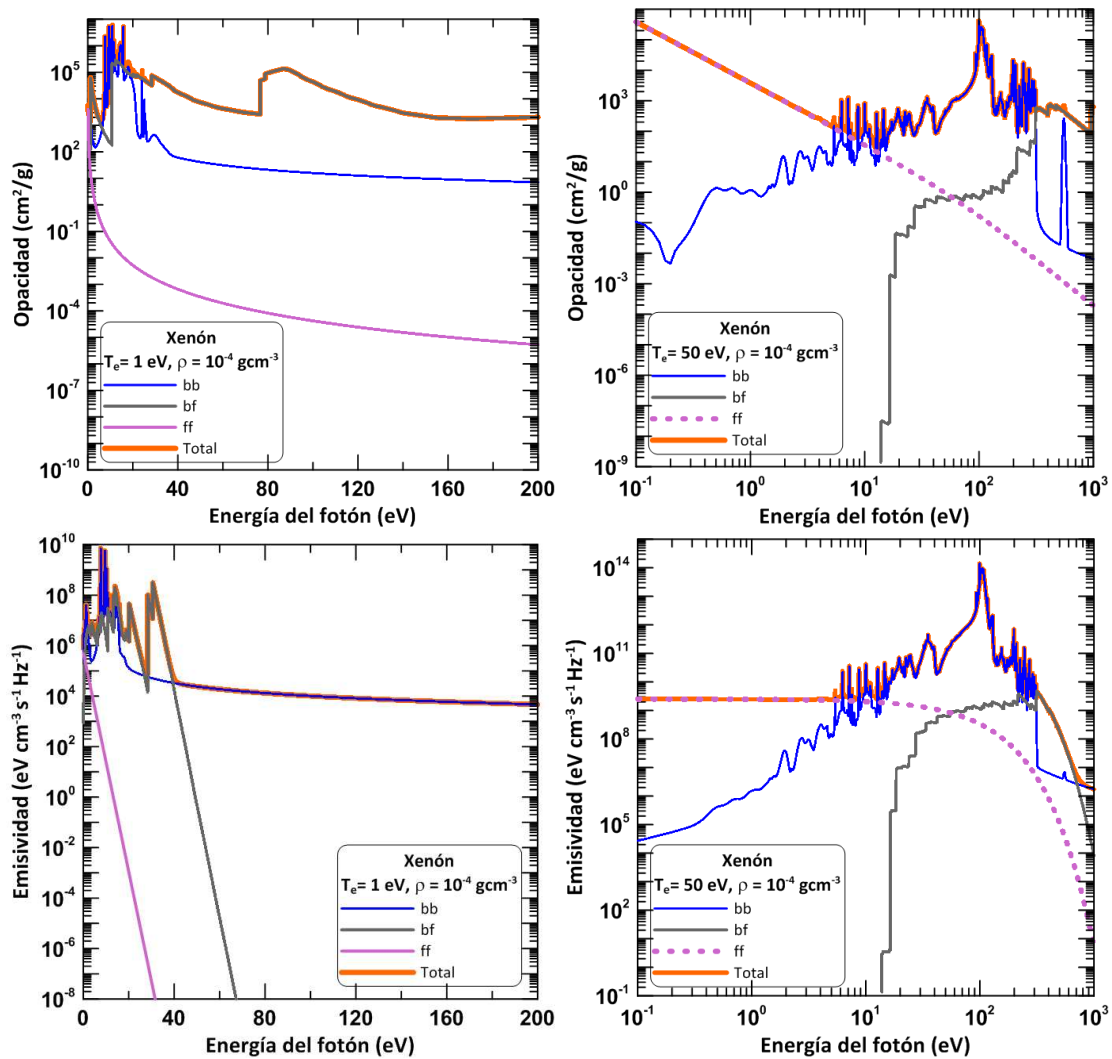


Figura 4.16: Opacidades y emisividades monocromáticas del Xe.

Lo descrito aquí se corresponde con los comportamientos en los extremos inferior y superior del rango de temperaturas considerado y, por tanto, los comportamientos de los espectros en otras temperaturas del intervalo se moverán entre estos dos comportamientos límites. Así, podemos concluir que para el neón y el xenón, para temperaturas inferiores a los 50 eV, la región espectral para las transiciones de línea más relevante será la que se corresponde con el XUV, y en menor medida para aluminio, argón y kriptón en donde, a temperaturas más bajas de 50 eV, aún se alcanzará la región espectral de rayos X.

Acerca de la contribución ligado-libre, el primer comportamiento que observamos para todos los elementos analizados es que, a la temperatura de 1 eV, su contribución es muy relevante y por tanto, a bajas temperaturas tendrá un peso importante en los espectros. Además, se observa que el comportamiento de la opacidad a mayores energías del fotón, viene gobernado por la fotoionización. Por contra, observamos que en la emisividad, este

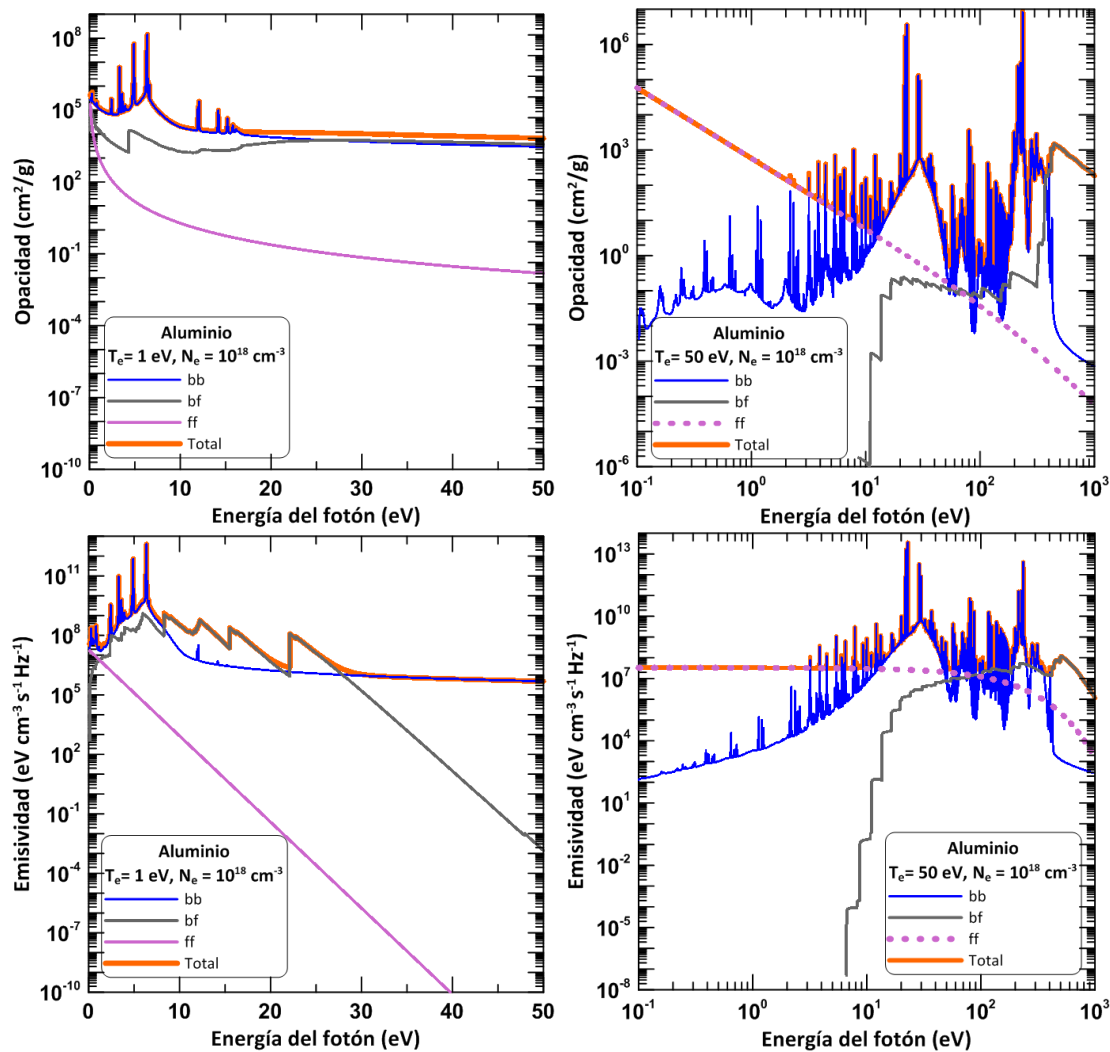


Figura 4.17: Opacidades y emisividades monocromáticas del Al.

comportamiento viene regido por la cola de la contribución ligado-ligado. Esto puede deberse a que la distribución de Maxwell-Boltzmann decae muy rápidamente al aumentar la energía del electrón libre a esta pequeña temperatura y por ello la emisividad libre-ligado disminuye también de forma rápida, ver ecuación (2.31). Este comportamiento ya no se repite de forma sistemática para la temperatura de 50 eV. En este caso vemos que el espectro ligado-libre está desplazado hacia energías mayores comenzando en energías umbrales más altas a medida que aumenta el número atómico del elemento considerado. Esto se debe a la mayor ionización absoluta que se produce para una temperatura dada a medida que aumentamos el número atómico, lo que provoca que sea más difícil, energéticamente hablando, fotoionizar un electrón. En el helio, la mayor aportación al espectro de esta contribución a una temperatura de 50 eV incluye prácticamente todo el rango de energías del fotón, salvo en la región menor de 10 eV en donde la contribución libre-libre tiene una

mayor importancia. Para los otros elementos gobierna el comportamiento asintótico para las energías del fotón altas. Por otra parte, aunque la contribución ligado-ligado es, en general, la más importante para energías superiores a 10-20 eV, se observa, para los casos de neón, argón y aluminio, que la contribución ligado-libre es apreciable para energías del fotón superiores a 50 eV, no así para el xenón y el kriptón. Esto es esperable puesto que la importancia de la contribución de transición de línea aumenta con el número atómico.

4.6 Opacidades medias. Camino libre medio.

En las figuras 4.18-4.23 hemos representado, para los plasmas de los elementos bajo análisis, las opacidades medias y los caminos libres medios de Planck y Rosseland en función de la temperatura y para cuatro densidades que barren el rango completo de densidades considerado para cada elemento. Disponer de información de los caminos libres medios es muy útil ya que, de acuerdo con RYU [1], para los experimentos de Astrofísica de Laboratorio su comparación con la longitud característica del plasma proporciona un estimador cualitativo del grosor óptico del plasma. Si el plasma es ópticamente delgado se compara el camino libre medio de Planck. En caso contrario, el que se emplea es el de Rosseland.

De las figuras se observa que, en general, para unas condiciones dadas de densidad y temperatura, las opacidades medias de Planck son mayores que las opacidades medias de Rosseland y que, por tanto, los caminos libres medios asociados a las primeras serán menores que los correspondientes a las segundas. Además, y como era de esperar, se observa como, para una temperatura fija, los caminos libres medios disminuyen con el aumento de la densidad debido al incremento de la absorción en el plasma. Por otra parte, se observa en el aluminio un comportamiento más suave de las curvas, que puede ser debido a que la representación en este último caso es en función de la densidad electrónica. En cuanto al comportamiento con la temperatura, no se detecta ninguna regularidad, a diferencia del comportamiento con la densidad. La temperatura, como se puede ver en la figura de los mapas de ionización media de los elementos presentados anteriormente (figura 4.10), es la que gobierna fundamentalmente la distribución de carga iónica en el plasma, o sea los iones más abundantes en cada condición, y por tanto, los que más contribuyen a las propiedades radiativas. Al cambiar estos con la temperatura no es esperable obtener un comportamiento monótono de estas propiedades con dicha magnitud.

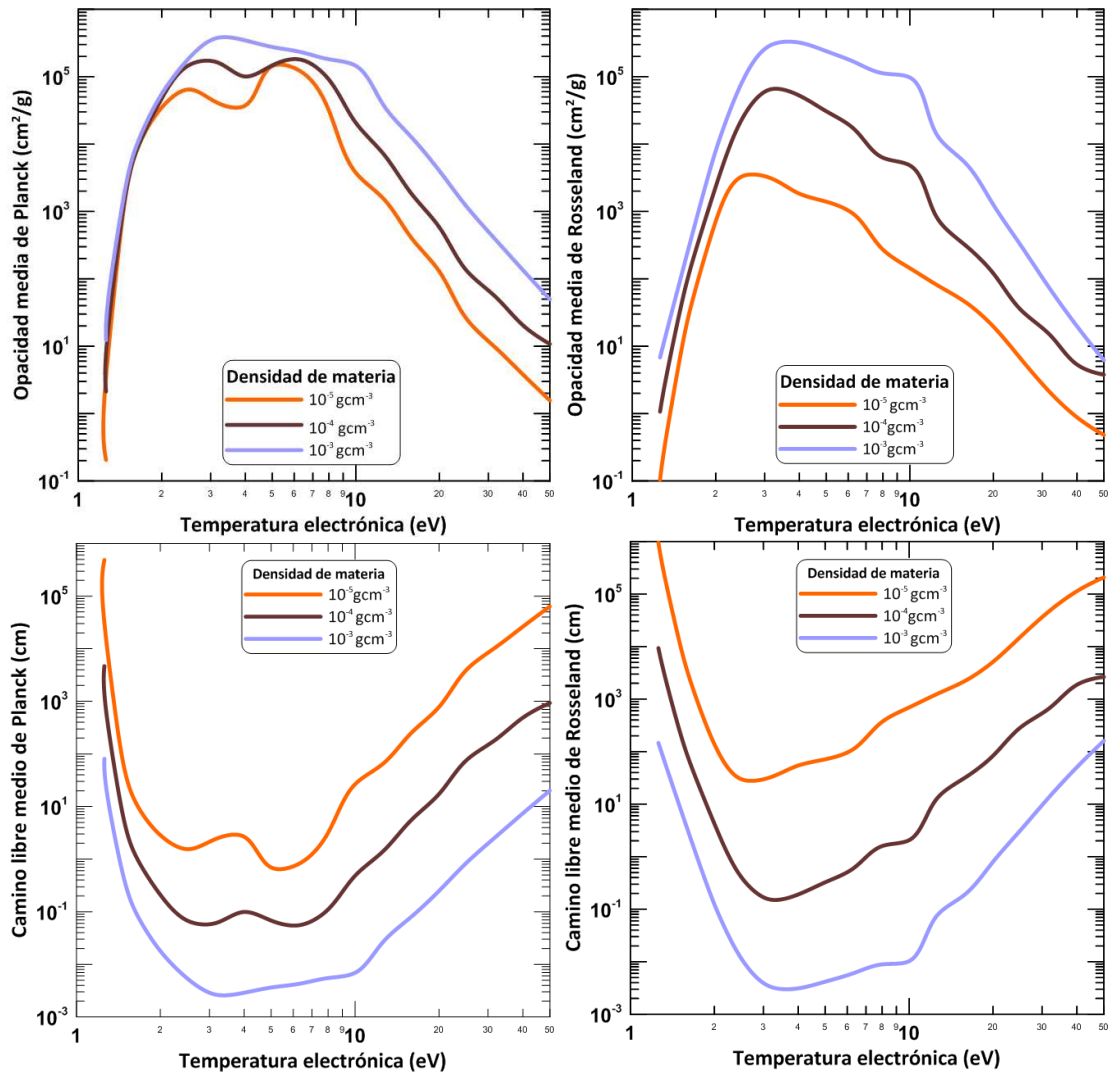


Figura 4.18: Opacidades medias y caminos libres medios de Planck y Rosseland del He en función de la temperatura y para varias densidades.

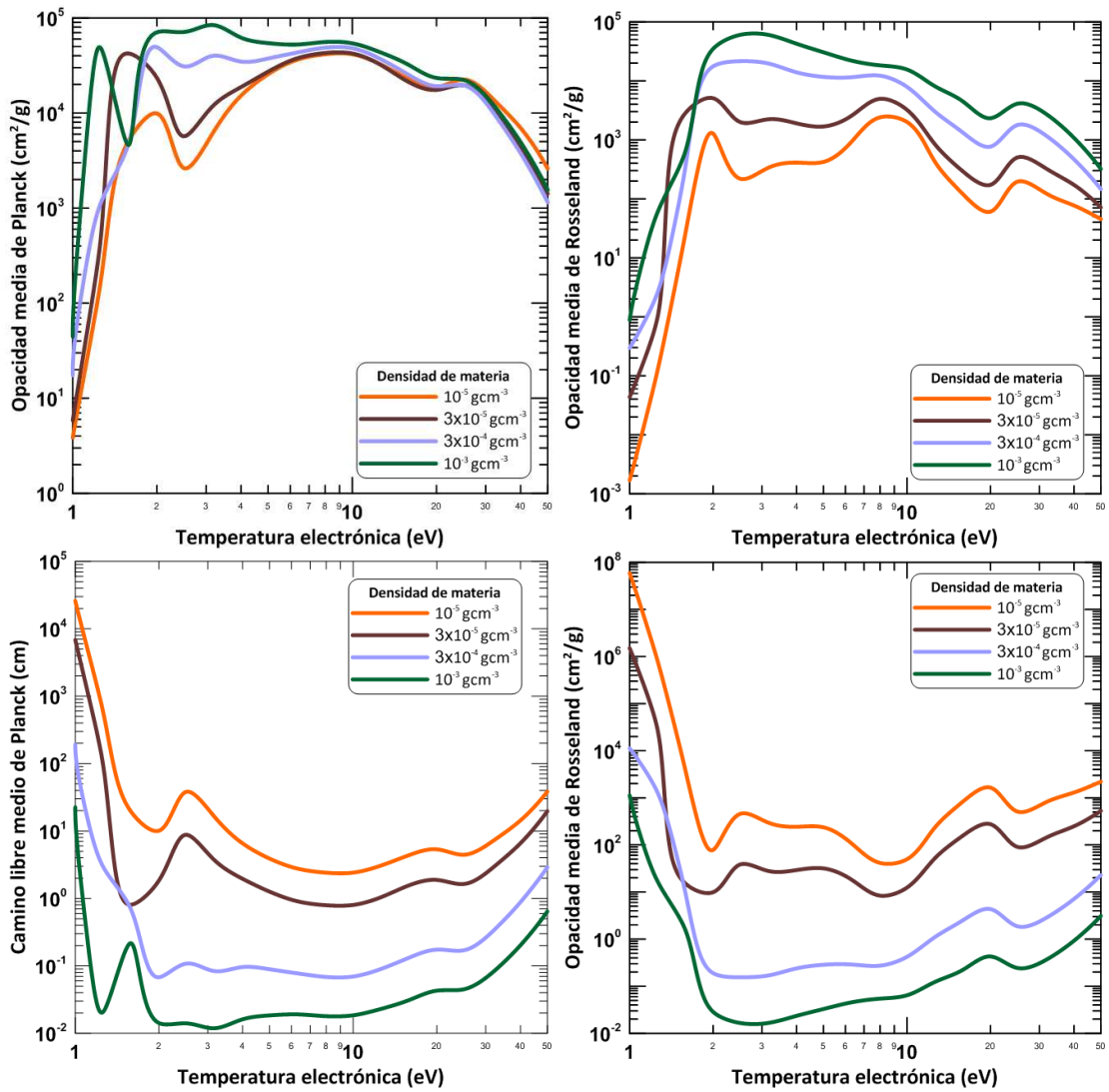


Figura 4.19: Opacidades medias y caminos libres medios de Planck y Rosseland del Ne en función de la temperatura y para varias densidades.

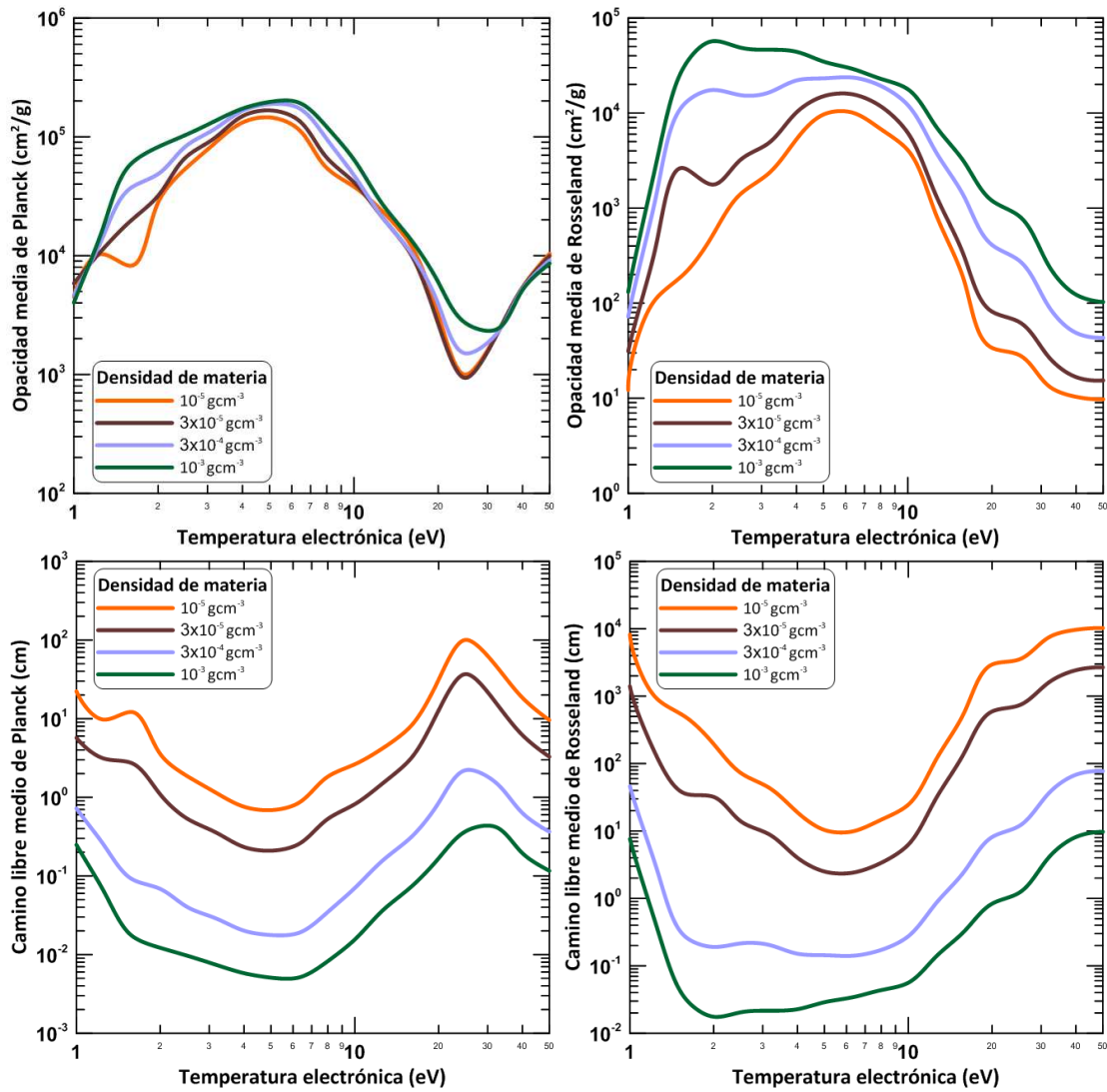


Figura 4.20: Opacidades medias y caminos libres medios de Planck y Rosseland del Ar en función de la temperatura y para varias densidades.

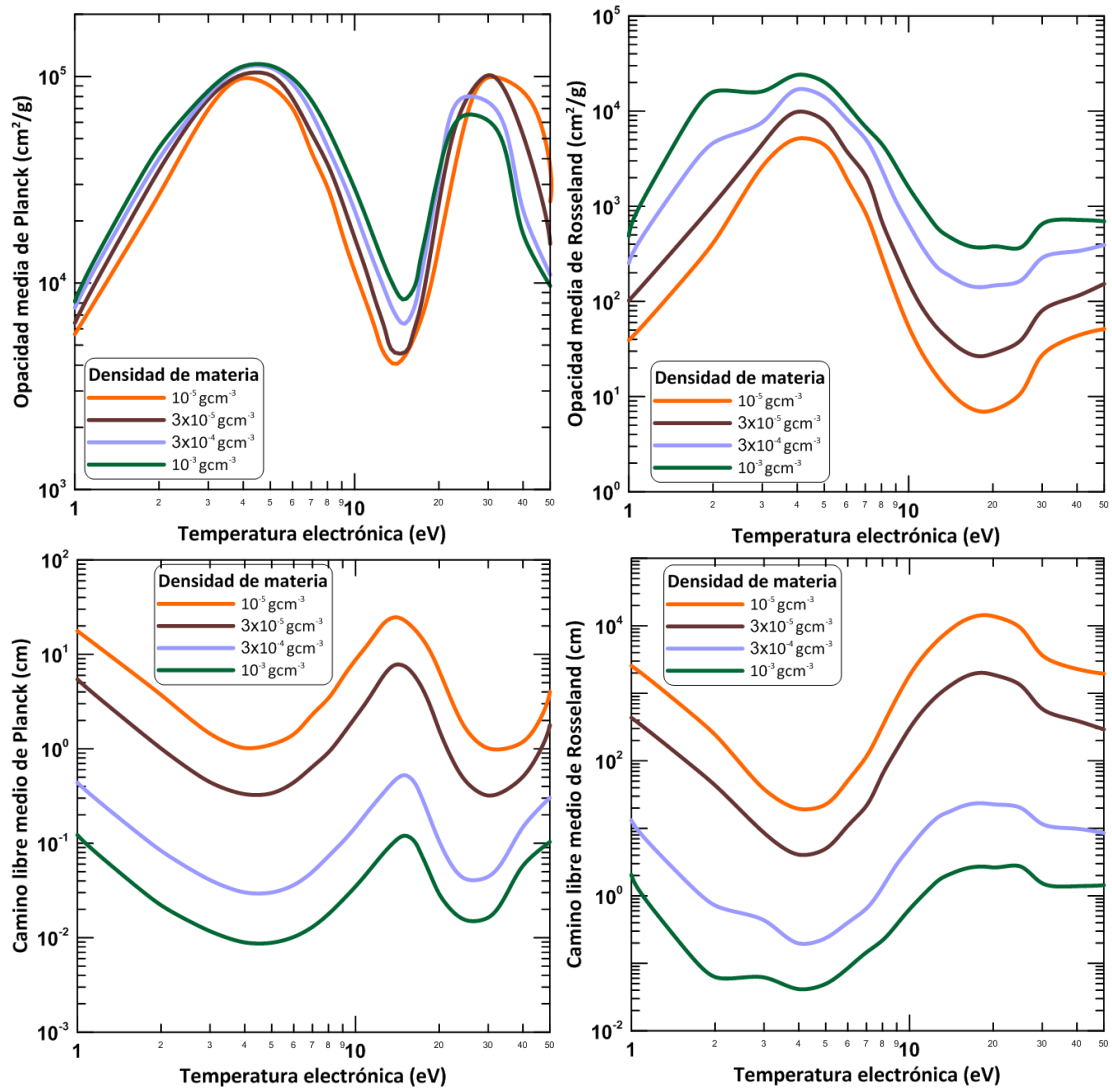


Figura 4.21: Opacidades medias y caminos libres medios de Planck y Rosseland del Kr en función de la temperatura y para varias densidades.

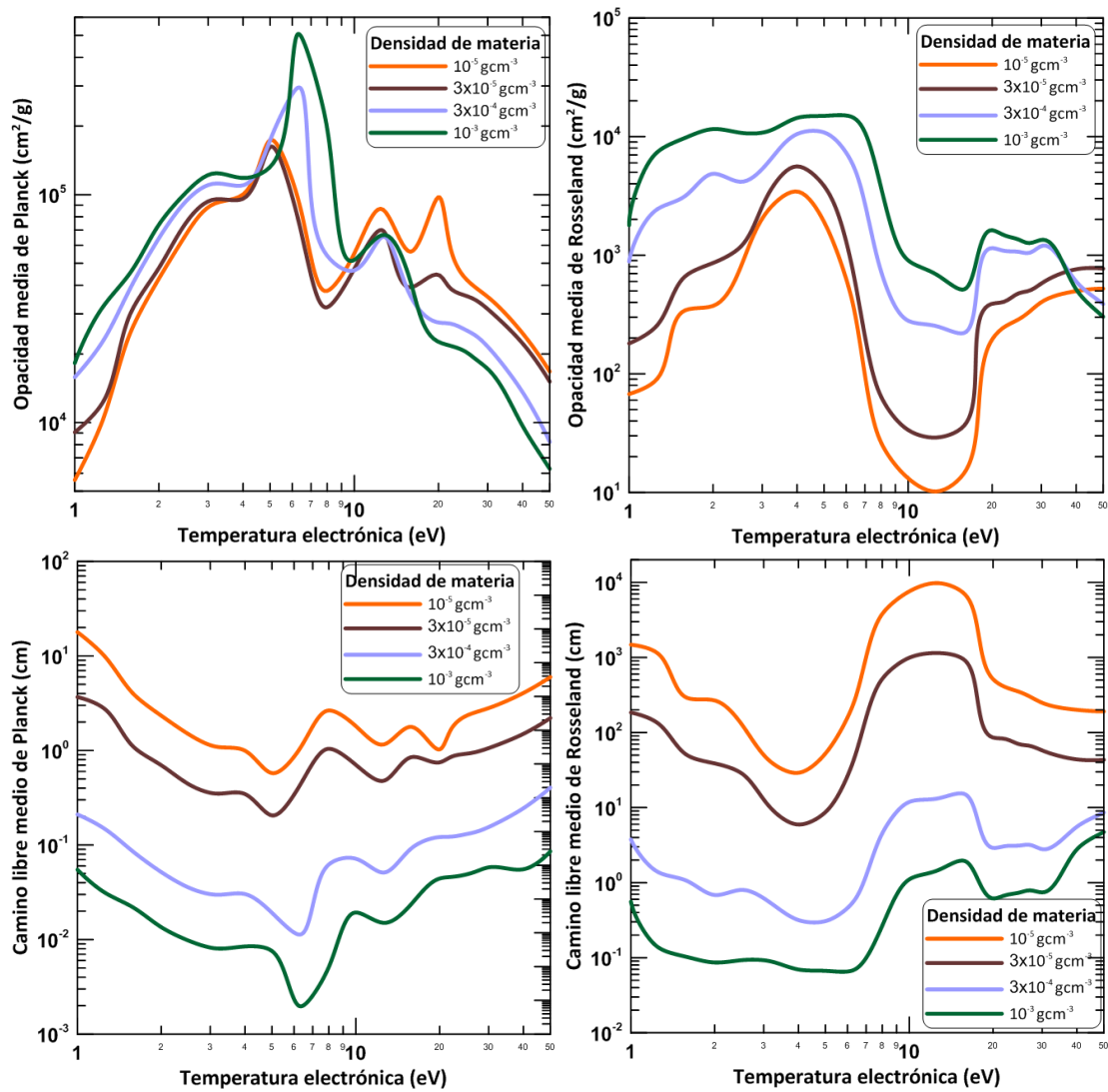


Figura 4.22: Opacidades medias y caminos libres medios de Planck y Rosseland del Xe en función de la temperatura y para varias densidades.

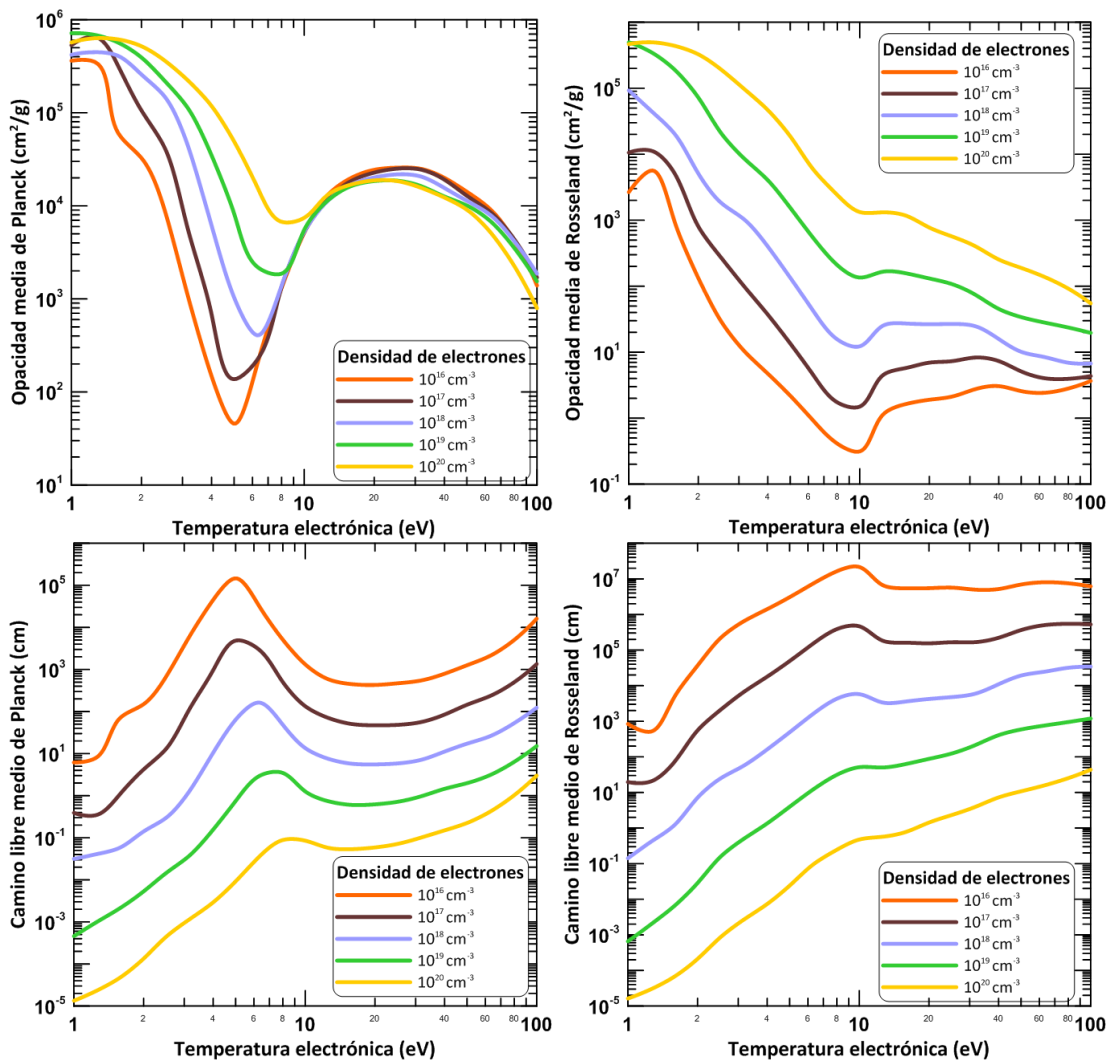


Figura 4.23: Opacidades medias y caminos libres medios de Planck y Rosseland del Al en función de la temperatura y para varias densidades.

4.7 Pérdida de potencia radiativa. Tiempos de enfriamiento por emisión de radiación.

La última magnitud media a analizar es la pérdida de potencia radiativa (RPL), que es una propiedad radiativa fundamental en el tipo de experimentos que serán analizados en este trabajo, en los que se generan ondas de choque radiativas y donde la pérdida de radiación por parte de la onda modifica considerablemente la dinámica de la misma. Además, igual que RYU [1] estableció un criterio para determinar si en un experimento de este tipo el plasma se podía considerar ópticamente delgado o grueso, también estableció un criterio para clasificar las ondas de choque como radiativas o no. El criterio se basa en comparar dos tiempos: el tiempo de transporte convectivo, definido como el cociente entre una longitud característica del plasma y la velocidad del sonido en el mismo, y el tiempo de enfriamiento radiativo, que viene definido como [1]

$$t_{cool} = 2.42 \times 10^{-12} \frac{(\bar{Z} + 1)n_{ion}T_e}{-\nabla \cdot \vec{F}_{rad}} \quad (4.4)$$

donde \vec{F}_{rad} es el flujo radiativo y su divergencia (en $\text{erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}$ en la ecuación anterior), si la energía de la radiación no depende explícitamente del tiempo, viene dada por

$$-\nabla \cdot \vec{F}_{rad} = \int_0^\infty j(\nu)d\nu - \int_0^\infty \kappa(\nu)I(\nu)d\nu \quad (4.5)$$

donde $I(\nu)$ es la intensidad espectral de la radiación. En las ecuaciones anteriores se ha omitido por comodidad la dependencia de las magnitudes en el tiempo, espacio y dirección de propagación. Si el cociente entre el tiempo de enfriamiento y el tiempo de transporte convectivo es mucho menor que la unidad entonces el plasma es radiativo.

En el caso ópticamente delgado, el segundo sumando del segundo término de la ecuación (4.5) puede despreciarse y entonces la divergencia del flujo radiativo y, por tanto, el tiempo de enfriamiento radiativo, dependen del RPL, que al estar ajustado con el código PARPRA nos permite parametrizar el tiempo de enfriamiento radiativo. Si el plasma es grueso podemos aproximar el segundo sumando por la opacidad media de Planck y así haciendo uso de los ajustes de PARPRA podemos evaluar el tiempo de enfriamiento en esa situación también. En cualquier caso, debido a que en los experimentos que se van a analizar en este trabajo el espesor óptico de los plasmas no será muy notable (tal y como se pondrá de manifiesto en el próximo capítulo), presentamos aquí el tiempo de enfriamiento radiativo para todos los elementos en función de la temperatura para las mismas densidades consideradas en las opacidades, calculado con la ecuación 4.4 pero con la aproximación de plasma delgado. También presentamos el RPL en función de la temperatura para las mismas densidades. La información proporcionada por el RPL es muy relevante por dos aspectos, fundamentalmente: primero, porque da cuenta de la cantidad de potencia que por unidad de volumen pierde el plasma y segundo, porque las inestabilidades por enfriamiento

radiativo en el frente de las ondas de choque se determinan a partir de la forma funcional de esta propiedad en el plasma de la región de enfriamiento que se encuentra justo detrás del frente del choque. En las figuras 4.24 y 4.25 presentamos el tiempo de enfriamiento radiativo y el RPL.

Se observa en todos los casos que, para una temperatura electrónica dada, el RPL aumenta al hacerlo la densidad, tanto de materia como electrónica, debido al aumento de emisores de radiación que eso conlleva. Este aumento, además, puede llegar a ser considerable puesto que a una temperatura dada puede alcanzar entre 3 y 5 órdenes de magnitud entre los casos de menor y mayor densidad consideradas. También observamos para el argón, kriptón, xenón y aluminio, que esas diferencias son mayores a 50 eV que a la temperatura más baja, mientras que no ocurre lo mismo en el caso del helio y del neón. También se observa en las figuras para los gases nobles que, en general, la pérdida de potencia radiativa para todos ellos toma valores comprendidos en el rango $10^{10} - 10^{19} \text{ erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}$, salvo en los casos de las densidades más bajas del helio y el neón con límites inferiores a bajas temperaturas por debajo de $10^{10} \text{ erg}\cdot\text{s}^{-1}\cdot\text{cm}^{-3}$.

En lo que se refiere a los tiempos de enfriamiento radiativo, se observa que disminuyen al aumentar la densidad, lo cual es lógico atendiendo al comportamiento del RPL con dicha magnitud. Para una densidad y temperatura dadas, en general, el tiempo de enfriamiento radiativo disminuye al aumentar el número atómico y es por esto que en experimentos de laboratorio se suelen emplear gases de número atómico alto como medio en el que se genere y propague la onda de choque ya que en estos, para unas condiciones de energía depositadas por el láser, es más sencillo alcanzar el régimen radiativo.

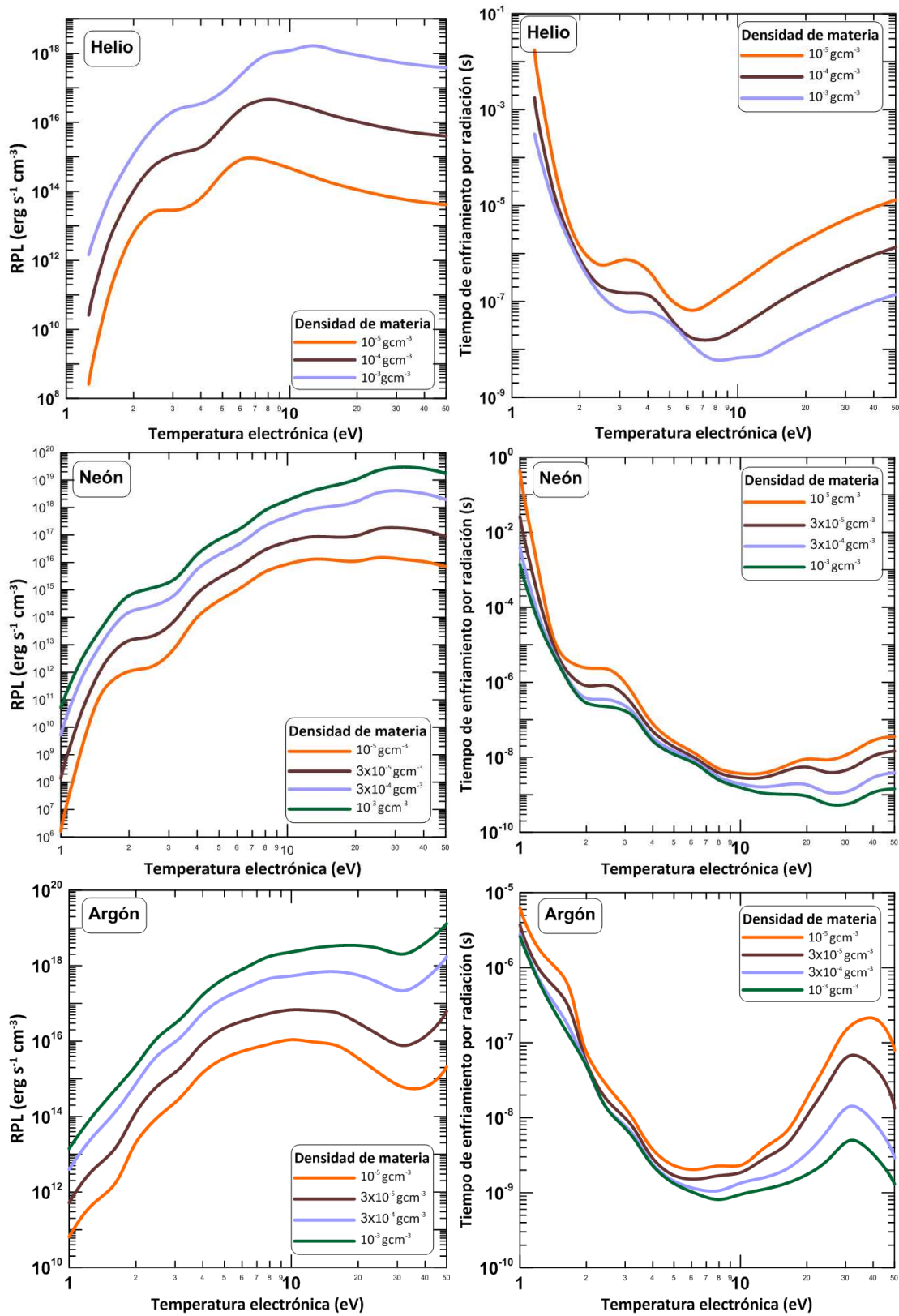


Figura 4.24: Pérdida de potencia radiativa (RPL) y tiempo de enfriamiento radiativo para el He, Ne y Ar, en función de la temperatura y para varias densidades.

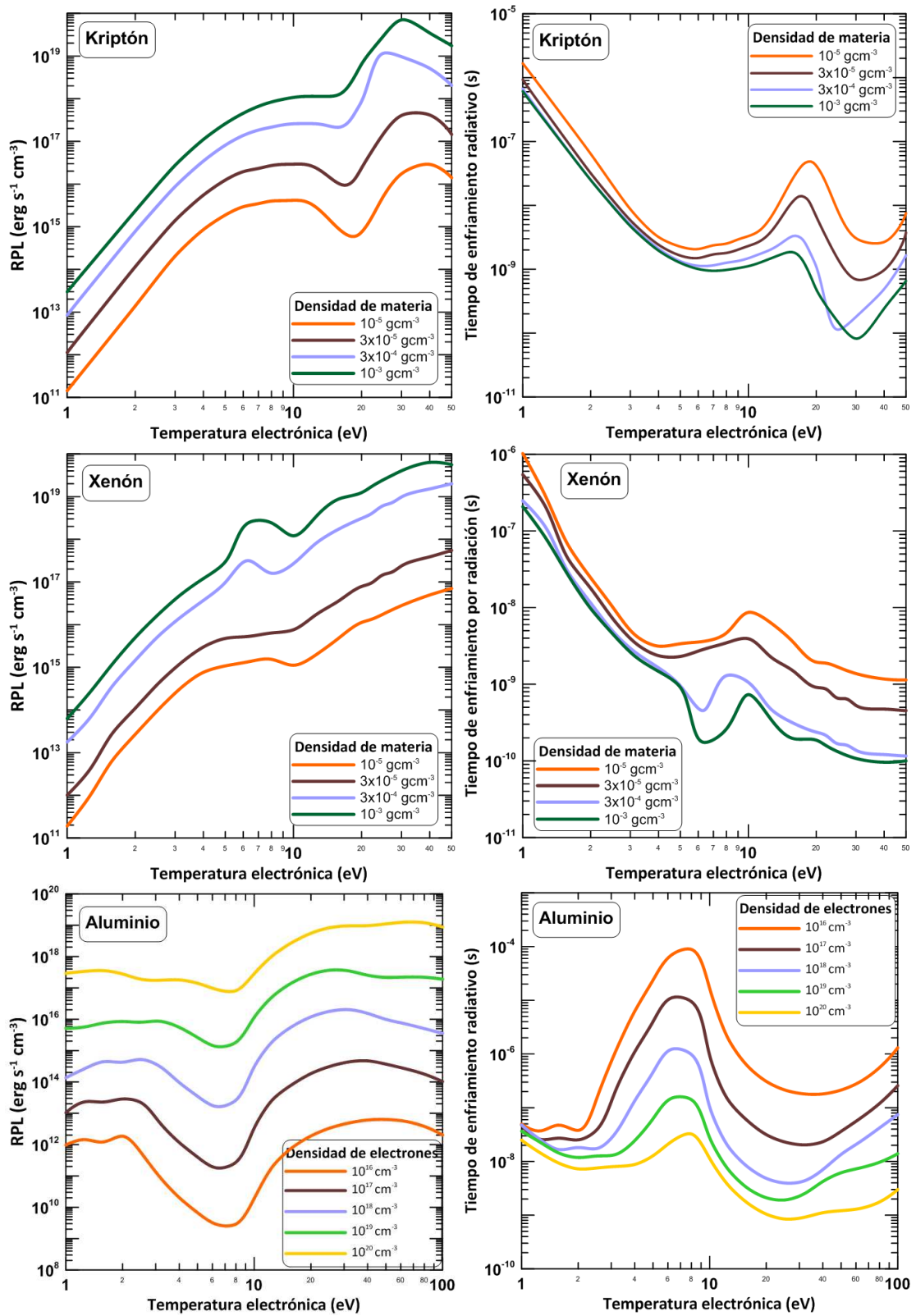


Figura 4.25: Pérdida de potencia radiativa (RPL) y tiempo de enfriamiento radiativo para el Kr, Xe y Al, en función de la temperatura y para varias densidades.

4.8 Análisis de las inestabilidades térmicas.

Como se comentó en el Capítulo 1, las inestabilidades térmicas, que son aquellas asociadas al enfriamiento radiativo, son un tópico de interés actual en la Astrofísica de Laboratorio. En esta Tesis Doctoral se ha abordado su estudio puesto que en los dos experimentos de Astrofísica de Laboratorio que se van a analizar tenemos ondas de choque radiativas que se van a propagar por un medio y que por tanto, son susceptibles de generar este tipo de inestabilidades. Esta sección la hemos dividido en dos subapartados. En el primero de ellos, presentamos un estudio breve de las condiciones físicas que deben darse, desde un punto de vista termodinámico, para que en un medio que inicialmente puede encontrarse en estado estacionario o no, se produzca una inestabilidad térmica. Obtendremos los criterios que se deben verificar para que aparezca la inestabilidad, expresándolos en función de los exponentes de la densidad y temperatura de una ley de potencia del RPL y, finalmente, haciendo uso de dichos criterios, determinaremos los rangos de densidad y temperatura en los que dichas inestabilidades pueden aparecer para plasmas de gases nobles. En el segundo subapartado, abordaremos el estudio de otra inestabilidad radiativa que se caracteriza por ser un fenómeno global y en la que la velocidad de toda la región de enfriamiento de la onda de choque radiativa y su frente oscilan en el tiempo y, para ello, presentaremos en primer lugar, y brevemente, el modelo teórico que hemos seguido para su estudio y los criterios que en el contexto de ese modelo predicen la posibilidad o no de la inestabilidad para unas condiciones dadas del plasma.

4.8.1 Inestabilidades térmicas en un medio.

El estudio del criterio para la aparición de las inestabilidades térmicas para un gas diluido inicialmente en equilibrio térmico y mecánico, fue abordado por Field [76], con la intención de poder explicar el fenómeno de la condensación no gravitatoria de materia observada en Astrofísica. Su estudio hace especial hincapié en la termodinámica del gas. En un medio uniforme (gas diluido, en nuestro caso), infinito y estático que se encuentra inicialmente en equilibrio térmico y mecánico con temperatura T_0 y densidad ρ_0 , en el que las ecuaciones hidrodinámicas de continuidad y de la fuerza son satisfechas, la ecuación del calor puede escribirse como

$$L(\rho_0, T_0) = 0 \tag{4.6}$$

donde L es la función generalizada de pérdida de calor volumétrica por unidad de masa y puede expresarse como $L = \frac{RPL}{\rho - \Gamma}$, donde Γ es la tasa de calentamiento por unidad de masa. La función L la considera el autor como una función de los valores locales de la densidad y temperatura porque el gas se supone lo bastante diluido como para ser considerado como ópticamente delgado, lo que desacopla radiativamente las distintas regiones del gas. Se introduce entonces una perturbación de densidad y temperatura de forma tal que alguna variable termodinámica A se mantenga constante. La entropía del medio cambiará una

cantidad δS y la función de pérdida de calor δL , ambos cambios a valor constante de A . Como

$$\delta L(\rho_0, T_0)dt = -Td(\delta S) \quad (4.7)$$

la inestabilidad térmica se produce solo si se verifica la siguiente condición

$$\left(\frac{\partial L}{\partial S}\right)_A > 0 \quad (4.8)$$

Suponiendo el gas como ideal, una perturbación isocórica implica $TdS = C_v dT$, mientras que una isobárica $TdS = C_p dT$, con lo que los correspondientes criterios de inestabilidad térmica isocórica e isobárica, teniendo en cuenta que el sistema pierde calor, vienen dados respectivamente por

$$\left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_\rho < 0 \quad (4.9)$$

y

$$\left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_\rho - \frac{\rho_0}{T_0} \left(\frac{\partial L}{\partial \rho}\right)_T < 0 \quad (4.10)$$

donde hay que señalar que las derivadas parciales con respecto a la temperatura y a la densidad se evalúan en las condiciones de densidad y temperatura del medio no perturbado, esto es, en ρ_0 y T_0 . La inestabilidad isobárica es lo que el autor denomina como *modo de condensación*. Existe también la posibilidad de la aparición de una inestabilidad térmica asociada a una variación de la función L con la temperatura a entropía constante (proceso isoentrópico o adiabático). En un gas ideal de coeficiente politrópico γ , el criterio de inestabilidad térmica isoentrópica (o adiabática) adopta la siguiente expresión

$$\left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_S = \left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_\rho + \frac{1}{\gamma - 1} \frac{\rho_0}{T_0} \left(\frac{\partial L}{\partial \rho}\right)_T < 0 \quad (4.11)$$

Una onda acústica es casi isoentrópica por naturaleza y su amplitud crece si se verifica este criterio, como veremos posteriormente. En ese caso, las oscilaciones isoentrópicas de una onda acústica estarán sujetas a un ligero calentamiento durante la fase de compresión, lo que tiende a aumentar la amplitud de la onda creando la inestabilidad en el medio (inestabilidad térmica adiabática). Esto es lo que el autor denomina *modos oscilatorios de la inestabilidad*.

El estudio termodinámico de las inestabilidades se relaciona, a continuación, con el estudio de la dinámica del fluido sometido a una perturbación. Las ecuaciones hidrodinámicas del medio uniforme, suponiendo la conducción térmica despreciable y la ecuación de estado del medio la del gas ideal, vienen dadas por

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{v} = 0 \quad (4.12)$$

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} + \nabla p = 0 \quad (4.13)$$

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{dp}{dt} - \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \rho L = 0 \quad (4.14)$$

donde d/dt representa $\partial/\partial t + \mathbf{v} \cdot \nabla$ y donde no se consideran tampoco ni las fuerzas gravitatorias ni la viscosidad. El estado inicial de equilibrio se caracteriza porque el medio está en reposo, $\mathbf{v} = 0$, y porque la pérdida de calor es nula ($L(\rho_0, T_0) = 0$). Se suponen, a continuación, perturbaciones de la presión, de la temperatura, de la densidad y de la velocidad de la forma general

$$a(\mathbf{r}, t) = a_1 e^{(nt + i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} \quad (4.15)$$

Asumiendo este tipo de perturbación de las variables en las ecuaciones hidrodinámicas y en la ecuación de estado del gas ideal, se obtiene un conjunto de cuatro ecuaciones lineales para las perturbaciones con cuatro variables (ρ_1, p_1, T_1 y $\mathbf{k} \cdot \mathbf{v}_1$). Que el determinante de los coeficientes se anule, implica una ecuación característica para la tasa de crecimiento, n , de orden tres (una explicación más detallada de su deducción se encuentra en la referencia [76])

$$n^3 + n^2 c k_T + n c^2 k^2 + \frac{c^3 k^2}{\gamma} (k_T - k_\rho) = 0 \quad (4.16)$$

donde c es la velocidad del sonido $(\gamma p_0 / \rho_0)^{1/2}$ y donde se han introducido los números de onda

$$k_\rho = \frac{\mu(\gamma - 1)\rho_0}{RcT_0} \left(\frac{\partial L}{\partial \rho} \right)_T \quad (4.17)$$

$$k_T = \frac{\mu(\gamma - 1)}{Rc} \left(\frac{\partial L}{\partial T} \right)_\rho \quad (4.18)$$

con μ , el peso atómico del gas y R , la constante de los gases ideales. Aquí, k_ρ y k_T representan los números de onda cuyas frecuencias angulares son numéricamente iguales a las tasas de crecimiento de perturbaciones isotérmicas e isocóricas, respectivamente. La tasa n puede ser real o compleja. La inestabilidad se producirá cuando la parte real de la misma sea positiva porque esto hará que la perturbación aumente con el tiempo. Field realiza un estudio de esta ecuación característica para dos situaciones límites. En la primera, que se corresponde con longitudes de onda muy pequeñas de la perturbación (y por tanto $k \rightarrow \infty$), se obtiene que, para que haya una inestabilidad térmica, o bien se debe verificar el criterio isobárico (el denominado modo de condensación en el que n es real), ecuación (4.10), o bien se verifica el criterio adiabático (los denominados modos ondulatorios con n complejas conjugadas, en los que la amplificación de la energía de la onda resulta en un crecimiento de la amplitud de la onda y por tanto de la densidad), ecuación (4.11). En el otro extremo se encuentra la situación de longitudes de onda muy grandes de la perturbación (y por tanto $k \rightarrow 0$). En ese caso, Field encuentra que se puede producir una inestabilidad térmica si se verifica el criterio isocórico, ecuación (4.9).

Posteriormente, el trabajo de Field fue generalizado para medios en los que la situación inicial no fuese estacionaria [75, 77], esto es en los que las variables no perturbadas dependiesen del tiempo, ya que esta situación se asemeja más al gas interestelar. Además,

esta situación se corresponde con la que nos encontramos en los experimentos que analizaremos en esta Tesis, puesto que los choques radiativos precalientan el medio por el que pasará posteriormente la onda de choque (esto es, el precursor radiativo) y por tanto este no estará en estado estacionario. En este caso ($L_0 = L(\rho_0, T_0) \neq 0$), y los criterios isobárico y adiabático, para perturbaciones de pequeña amplitud, se ven modificados debido a este hecho (la deducción de los mismos se puede encontrar en la referencia [77]). En particular, el criterio isobárico queda

$$\left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_\rho - \frac{\rho_0}{T_0} \left(\frac{\partial L}{\partial \rho}\right)_T - \frac{L_0}{T_0} < 0 \quad (4.19)$$

cuya única diferencia con respecto al caso de medio estacionario, ecuación (4.10), es el último sumando en la desigualdad. En cuanto al criterio adiabático, este queda, en el caso no estacionario, como:

$$\left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_\rho + \frac{1}{\gamma - 1} \frac{\rho_0}{T_0} \left(\frac{\partial L}{\partial \rho}\right)_T - \frac{L_0}{T_0} < 0 \quad (4.20)$$

que se diferencia con respecto al correspondiente criterio en situación estacionaria, ecuación (4.11), tan solo en el último sumando también. Por último, en lo que se refiere al criterio isocórico, se tiene que:

$$\left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_\rho - \frac{L_0}{T_0} < 0 \quad (4.21)$$

que igualmente se diferencia del caso estacionario, como en los otros criterios, en el último sumando de la expresión.

Como se desprende de la discusión anterior, los criterios de las inestabilidades térmicas, y por tanto su clasificación, dependen fundamentalmente de la función L y de sus derivadas parciales con respecto a la temperatura y a la densidad. Por tanto, su conocimiento resulta una pieza esencial en el estudio de estas inestabilidades. En la bibliografía es muy común emplear para el RPL una expresión en ley de potencias dada por $RPL = C\rho^2 T^\beta$. Además, como la inestabilidad térmica surge cuando el enfriamiento radiativo se convierte en un proceso dominante [75, 77], Γ se puede despreciar frente al término RPL/ρ en el cálculo de L . Con todo ello, se puede escribir que $L = C\rho T^\beta$. Teniendo en cuenta esto, se pueden expresar los criterios de las inestabilidades térmicas (y la clasificación de las mismas) en términos del exponente de la temperatura en la ley de potencias. Para la situación no estacionaria, las ecuaciones de los criterios (4.9), (4.10) y (4.11) conducen a

$$\beta < \begin{cases} 1 & \text{Isocórico} \\ 2 & \text{Isobárico} \\ \frac{\gamma-2}{\gamma-1} & \text{Adiabático} \end{cases} \quad (4.22)$$

Sin embargo, suponer que el exponente de la densidad de materia en la ley de potencias para el RPL es igual a 2 es válido, en general, para el caso en que el enfriamiento venga gobernado por el *bremssstrahlung* o cuando estemos en Equilibrio Corona, lo cual no es

cierto para el rango completo de condiciones de densidad y temperatura del plasma, tal y como hemos comprobado al ajustar el RPL a una ley de potencias haciendo uso de PARPRA. En esta Tesis hemos optado entonces por dejar el exponente de la densidad libre en el ajuste del RPL hecho con PARPRA ($RPL = C\rho^\alpha T^\beta$) para el estudio de los criterios de las inestabilidades térmicas lo que, consecuentemente, los modificará, quedando en este caso como siguen

$$\beta < \begin{cases} 1 & \text{Isocórico} \\ \alpha & \text{Isobárico} \\ \frac{\gamma-\alpha}{\gamma-1} & \text{Adiabático} \end{cases} \quad (4.23)$$

Hay que recordar que aunque β verifique los tres criterios simultáneamente esto no significa que las tres inestabilidades se den también simultáneamente. Debemos recordar que las inestabilidades isobárica y adiabática se obtienen en el contexto de pequeñas longitudes de onda de la perturbación mientras que la isocórica en el extremo contrario y que las dos primeras son excluyentes ya que se corresponden con soluciones diferentes de la ecuación (4.16).

Una forma cualitativa de establecer si una perturbación tiene una longitud de onda pequeña o grande cuando se analizan inestabilidades térmicas en la región de enfriamiento posterior al frente de un choque radiativo, es compararla con una escala característica del medio [80], que es la que se conoce como longitud de travesía del sonido que se define como:

$$\lambda_c = t_{cool}c_s \quad (4.24)$$

donde t_{cool} es el tiempo de enfriamiento dado por la ecuación (4.4) y c_s es la velocidad del sonido en el medio. Por tanto, para longitudes de onda de la inestabilidad menores que esa longitud característica tendremos las inestabilidades isobáricas y adiabáticas mientras que para longitudes de onda mayores tendríamos la inestabilidad isocórica [77].

Aplicando estos criterios y considerando que $\gamma = 5/3$ para los gases nobles, hemos delimitado las regiones en las cuales son posibles las inestabilidades térmicas. En la figura 4.26 presentamos el coeficiente β de la ley de potencias en función de la temperatura en el rango de interés (1-50 eV) y para tres densidades de materia que se corresponden con el valor menor, el intermedio y el mayor del rango de densidades considerado (10^{-5} , 10^{-4} y 10^{-3} gcm $^{-3}$).

De las figuras se obtienen en principio algunas conclusiones generales. La primera es que, salvo en el caso del kriptón, los valores más altos de β se alcanzan para las temperaturas menores (<5eV). También que el valor de este exponente cambia bastante con el elemento considerado y la temperatura y muestra también cambios con la densidad aunque menos abruptos. Esto está directamente relacionado con las variaciones con dichos parámetros que se observaron al analizar el RPL en el apartado anterior. En cuanto al parámetro α , que viene dado por el criterio isobárico de acuerdo con (4.23) (línea roja en las figuras), podemos observar que no registra grandes cambios con la temperatura (sus valores están acotados entre 0 y 2) y que, en general, su valor tiende a 2 a medida que aumenta la

temperatura a una densidad de materia constante. Por tanto, la aproximación usualmente empleada en la bibliografía para la ley de potencias del RPL (esto es, $RPL = C\rho^2T^\beta$) sería válida en el rango de condiciones aquí considerado para la región de temperaturas más altas

Se observa también que para todas las densidades y temperaturas el orden de los criterios es siempre el mismo: de mayor a menor valor tenemos primero el isobárico, luego el isocórico y por último el adiabático. Esto no ocurre en el xenón, en donde para las densidades mayores representadas se produce una inversión entre el adiabático y el isobárico para temperaturas superiores a 35 eV.

También se observan comportamientos particulares para cada elemento. En el helio se detecta que para temperaturas mayores de 8 eV el plasma es inestable. Se ve que para temperaturas mayores de 10 eV, $\alpha = 2$. Además, hemos comprobado que a medida que aumenta la temperatura β tiende asintóticamente a 0.5 (en la figura se observa la tendencia pero no el valor final puesto que solo hemos representado hasta 50 eV) que se corresponde con un RPL gobernado por el *bremssstrahlung*, resultado esperado puesto que a altas temperatura el helio se encuentra totalmente ionizado. En el caso del neón se detectan dos regiones de temperatura para la inestabilidad. Una pequeña entre aproximadamente 12 – 17 eV, la cual desaparece al aumentar la densidad, y la segunda región, cuyo dominio de temperaturas varía con la densidad, desplazándose hacia temperaturas más altas, entre los 25 - 40 eV para $\rho = 10^{-5} \text{ gcm}^{-3}$ y los 30 - 45 eV para $\rho = 10^{-3} \text{ gcm}^{-3}$. Por contra, en el argón solo se detecta una región de temperaturas en la que el plasma es inestable, aunque el rango de temperaturas que abarca esa región cambia también con la densidad de materia, estrechándose a medida que esta aumenta, yendo de los 10 - 40 eV para la densidad menor a los 15 - 35 eV para la densidad más alta. En el kriptón se vuelven a detectar dos regiones de temperatura en las cuales el plasma es inestable. La primera de ellas cubre 8 - 20 eV para la menor densidad y se estrecha a 10 - 15 eV al aumentar la densidad de materia. La segunda región se corresponde con la zona de temperaturas más altas y, a diferencia de la otra, el rango de temperaturas que abarca se expande a medida que aumenta la densidad. Así, para la menor densidad, el rango es 35 - 50 eV, mientras que para la densidad mayor cubre el rango 28 - 50 eV. Finalmente, para el caso del xenón, se detectan dos comportamientos en β bien diferenciados: uno para la densidad menor ($\rho = 10^{-3} \text{ gcm}^{-3}$) y otro para las otras dos densidades. Este hecho está asociado directamente con los dos comportamientos también diferentes que se observaron para el RPL del xenón (ver Figura 4.25) en función de la densidad de materia, el cual aumentaba con la temperatura para las densidades mayores y no así para la densidad menor considerada aquí. Para $\rho = 10^{-3} \text{ gcm}^{-3}$, la región de inestabilidad solo se da entre 5-10 eV. Esa misma región se detecta en las otras dos densidades aunque en estas también se encuentra otro rango de temperaturas entre aproximadamente 28 – 45 eV, donde el plasma puede ser igualmente inestable.

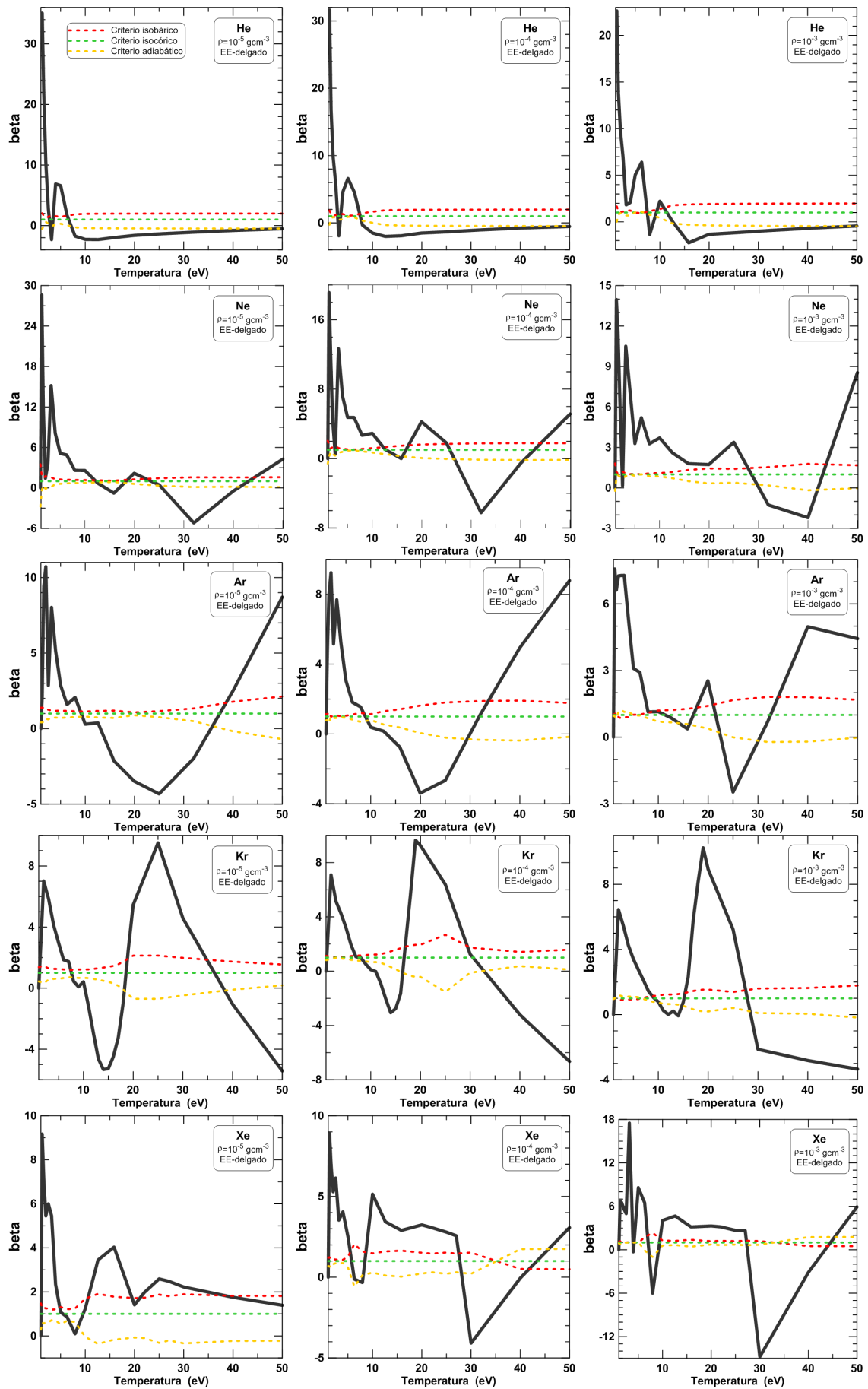


Figura 4.26: Coeficiente β y criterios de inestabilidad térmica en función de la temperatura y para tres densidades de materia.

4.8.2 Inestabilidades térmicas oscilatorias.

En 1981, Langer et al. [78] propusieron teóricamente la posibilidad de que la inestabilidad térmica pudiera producir una variación oscilatoria periódica en los frentes y las regiones de enfriamiento de las ondas de choque radiativas de los flujos de acreción sobre estrellas degeneradas. De acuerdo con los autores, este tipo de inestabilidad es cualitativamente diferente a la estudiada por Field [76] debido a que se trata de un fenómeno global que implica una onda de choque no estacionaria, aunque, en cierto sentido, es análoga a la isobárica estudiada por Field ya que la presión es aproximadamente constante detrás de un choque radiativo, mientras que la densidad puede variar varios órdenes de magnitud [17]. Las oscilaciones observadas en el frente del choque debidas a esta inestabilidad, tienen un periodo similar al tiempo de enfriamiento de la región de enfriamiento que se encuentra detrás del frente. El ciclo de la oscilación alterna intervalos en los que el frente se mueve hacia delante a medida que se acumula gas caliente detrás de él con otros en los que el frente se mueve hacia atrás a medida que ese mismo gas se enfría radiativamente. Este movimiento hacia atrás se detiene cuando se alcanza una temperatura de corte por enfriamiento en el gas detrás del frente que hace que sea ópticamente grueso, impidiendo que se siga enfriando por radiación. Por tanto, la inestabilidad puede verse como resultado de una combinación de un enfriamiento que trata de colapsar la región detrás del frente y la resistencia del gas en esta región a ser comprimido. Al tratarse de una inestabilidad asociada al enfriamiento radiativo, es de tipo térmica y su aparición depende de la ley de potencia empleada para modelar el enfriamiento del gas. En [78] se proporcionó un estudio de esta inestabilidad para el caso de enfriamiento radiativo por *bremssstrahlung* para el cual $RPL \propto \rho^2 T^{1/2}$ y concluyeron que la estructura del choque es inestable cuando el *bremssstrahlung* es el proceso dominante. Posteriormente, Chevalier e Inamura [45] realizaron un análisis lineal de la inestabilidad para flujos plano-paralelos con $RPL \propto \rho^2 T^\beta$. Los autores encontraron que los choques eran inestables linealmente en el modo fundamental (el de menor frecuencia) si $\beta \leq 0.4$ e inestable para los sobretonos si $\beta \leq 0.8$. Este análisis lineal fue confirmado posteriormente con simulaciones numéricas [90]. Bertschinger [17] extendió el análisis lineal a tres dimensiones y mostró que los modos con velocidades transversales serían inestables para $\alpha < 1.0$. Desde entonces se han realizado diversos análisis numéricos lineales para gases atómicos calientes y diferentes disposiciones geométricas [200–204], también considerando contribuciones moleculares [205] y la influencia del número de Mach en la estabilidad [206].

En esta Tesis Doctoral estamos interesados en el estudio de este tipo de inestabilidades en ondas de choque radiativas que se encuentran en los remanentes de supernova y en la interacción de jets de estrellas jóvenes con el medio interestelar (objetos Herbig-Haro) y que son simuladas en el laboratorio. En ambos casos, se pueden suponer las ondas como monodimensionales y con geometría plana. Por otra parte, consideraremos que el RPL se puede escribir en ley de potencias como $C\rho^2 T^\beta$. Aunque hemos visto en el apartado

anterior que esta aproximación es válida fundamentalmente para el rango de temperaturas más altas del plasma, nuestro interés en este caso es realizar un estudio preliminar de estas inestabilidades en los experimentos que analizaremos posteriormente antes de abordar una generalización del método de análisis a leyes de potencia del RPL con exponentes arbitrarios de la densidad de materia, ya que dicha extensión no es trivial y escapa a los propósitos de este trabajo, aunque sea materia de una línea futura del mismo. En cualquier caso, nos gustaría destacar que, aunque como vimos el exponente de la densidad no era igual a dos en todo el rango de temperaturas analizado, también es cierto que los cambios en el mismo no eran muy considerables, como sí ocurre por ejemplo con β .

Teniendo en cuenta todo esto, el método seguido para establecer los criterios de esta inestabilidad es el propuesto por Chevalier e Imamura [45], que describiremos de forma resumida a continuación. Los autores consideran la estructura de la onda de choque radiativa tal y como se recoge en la Figura 4.27. La materia de densidad constante ρ_a que se encuentra por delante del frente de la onda incide sobre este con una velocidad u_{in} . La región de enfriamiento tiene una longitud x_s y en dicha región se supone $RPL \propto \rho^2 T^\beta$. La ecuación de estado se supone la del gas ideal con $\gamma = 5/3$. Las ecuaciones de flujo del gas son las ecuaciones 4.12-4.14 pero en una dimensión (coordenada x). Estas ecuaciones son resueltas en estado estacionario, empleando las relaciones de Rankine-Hugoniot en el frente del choque [207], que expresan la conservación de energía, masa y momento a través del frente, bajo la suposición de choque intenso. A continuación, la onda de choque es perturbada a través de

$$\frac{dx_s}{dt} = v_{s1} e^{wt} \quad (4.25)$$

donde w tiene tanto parte real como imaginaria y v_{s1} es real. Las perturbaciones en las variables físicas densidad, presión y velocidad son entonces sustituidas en las ecuaciones de flujo del gas en situación no estacionaria quedando como único parámetro libre β . Se encuentra al resolver el sistema de seis ecuaciones diferenciales acopladas de primer orden (más detalles se pueden encontrar en la referencia [45]) que quedan que, para un valor dado de β , hay múltiples conjuntos de ecuaciones que se corresponden a diferentes modos de oscilación, los cuales se denominan (por analogía con la teoría de la pulsación estelar) fundamental, primer tono, segundo tono, etc,.. El modo fundamental se caracteriza por no tener nodos en el perfil de velocidad perturbado y es el modo de menor frecuencia. El primer tono tiene un nodo en el perfil y tiene la siguiente frecuencia más pequeña y así sucesivamente. Para el fundamental, la estructura de la onda de choque es inestable para $\beta \leq 0.4$ y para el primer y segundo tono, cuando $\beta \leq 0.8$. Los autores establecen que un modo inestable crece hasta que los efectos no lineales se vuelven importantes interrumpiendo el crecimiento del mismo y permitiendo el establecimiento de una oscilación estacionaria.

La inestabilidad oscilatoria en las ondas de choque radiativas debe manifestarse observacionalmente como desviaciones de los espectros detectados de los remanentes de supernova

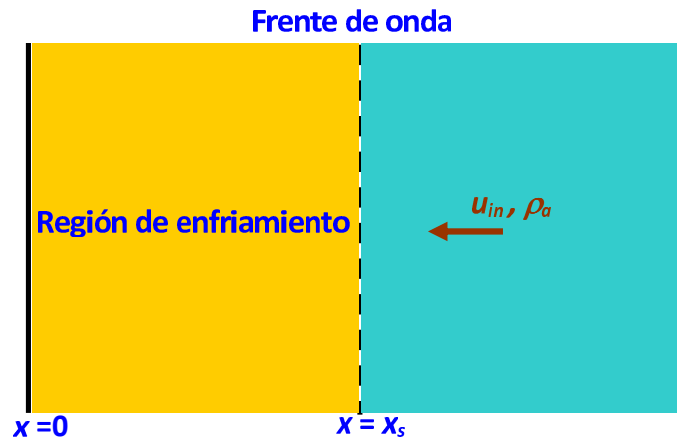


Figura 4.27: Esquema de la estructura de la onda de choque radiativa.

y de los objetos Herbig-Haro con respecto a aquellos predichos por modelos de emisión en estado estacionario. Existe, además, una gran evidencia observacional documentada de ello, particularmente cuando los datos en ultravioleta y en el óptico son combinados. En la referencia [45] se puede encontrar un listado extenso de ellas.

Finalmente, ya que hemos empleado el formalismo de Chevalier e Imamura para el análisis de la inestabilidad oscilatoria, empleando así una ley de potencia para el RPL que fija el exponente de la densidad de materia en 2 y no generalizando el criterio para otros valores de ese exponente (como sí hicimos para las otras inestabilidades térmicas estudiadas), no hemos visto la necesidad de hacer representaciones de las regiones de densidad y temperatura en las que se pueda producir inestabilidad para el tono fundamental y los dos primeros sobretonos. Directamente, en el Capítulo 5, nos hemos restringido al análisis de los criterios de inestabilidad para los dos experimentos estudiados.

5 Análisis de experimentos.

5.1 Introducción.

Este capítulo está dedicado íntegramente a la simulación, estudio y análisis de propiedades microscópicas de plasmas constituidos por elementos y en condiciones típicas de ciertos tipos de experimentos de Astrofísica de Laboratorio. Para ello, se hará uso de todas las herramientas computacionales desarrolladas y de los resultados obtenidos en la caracterización que se realizó de plasmas de los elementos típicos involucrados en estos experimentos. En particular, se analizarán ondas de choque radiativas generadas por láser en *clusters* de gases nobles que reproducen las que se generan en los remanentes de supernova, y también, jets supersónicos generados por corriente pulsada que pueden interactuar tanto con el vacío como con un gas noble y que son típicos en las estrellas jóvenes y en núcleos de galaxias activas. En las siguientes secciones se realizará una descripción de cada uno de los experimentos para a continuación proceder con el análisis microscópico de los mismos.

5.2 Simulación de ondas de choque radiativas en remanentes de supernovas.

En el primer Capítulo ya comentamos que, ondas de choque radiativas semejantes, aunque escaladas, a las que se observan en remanentes de supernovas, pueden ser creadas focalizando pulsos de láseres intensos en *clusters* de gases fuertemente absorbentes. En este apartado analizaremos las propiedades microscópicas de un experimento en particular de esta categoría, haciendo uso de los modelos CR integrados en RAPCAL y de PARPRA. En primer lugar, dedicaremos un apartado a categorizar las ondas de choque generadas en *clusters* de forma general para posteriormente caracterizar aquellas generadas en el experimento que se va analizar, describiendo, además, el mismo. A continuación presentaremos la caracterización microscópica que hemos hecho de la onda de choque radiativa suponiendo al plasma en estado estacionario [191,208] para finalizar en el último apartado analizando los efectos no estacionarios y de la radiación en dicha caracterización [209].

5.2.1 Categorización de las ondas de choque generadas en *clusters* de gases.

Una de las mayores ventajas de emplear los *clusters* de gases como blanco del láser es que incluso con energías de láser moderadas (< 1 J) y relativamente bajas velocidades de la onda de choque (≈ 10 kms $^{-1}$), la baja densidad media del gas permite acceder al régimen de flujo radiativo [210], que se define como aquel en el que el flujo radiativo, F_{rad} , es mayor que el flujo de energía de la materia, F_{mat} , y por tanto la radiación juega un papel no despreciable en la evolución de la onda de choque, debiendo incluirse el flujo radiativo en la ecuación hidrodinámica de la energía. Esto ocurre a temperaturas mucho menores que el régimen dominado por la radiación, definido como aquel en el que la presión de radiación excede a la presión material ($P_{rad} > P_{mat}$) y en el que la presión de radiación influiría en la dinámica de la onda de choque. En las ondas de choque radiativas, el espesor óptico del medio en el que se propagan también es un parámetro importante [1, 211]. Para que el flujo radiativo consiga escapar de la onda de choque, el camino libre medio de los fotones, λ_{rad} debe ser mayor que una longitud característica del sistema, h . Atendiendo al espesor óptico del material que queda por detrás del frente de la onda de choque y del gas que se encuentra por delante, Drake [210] definió cuatro posibles regímenes: grueso-delgado, grueso-grueso, delgado-grueso y delgado-delgado. Por otra parte, para que la onda de choque se considere radiativa debe ocurrir que el tiempo de enfriamiento, t_{cool} , sea menor que el tiempo de transporte convectivo, $t_{conv} = h/v_s$, donde v_s es la velocidad del sonido en el plasma. Estas condiciones fueron formuladas en RYU [1] para definir un régimen ópticamente delgado y radiativo para experimentos de Astrofísica de Laboratorio diseñados para simular remanentes de supernova.

Las ondas de choque generadas en *clusters* de xenón poseen una densidad típica de 5×10^{-4} gcm $^{-3}$ y una temperatura post-choque de entre 5 y 10 eV. Si se estima el valor del flujo radiativo, para esas condiciones típicas se obtiene aproximadamente un valor de 10^{13} Jm $^{-2}$ s $^{-1}$, y el del flujo de materia, en torno a 10^{11} Jm $^{-2}$ s $^{-1}$ [42]. Se observa que el primero es mayor que el segundo, por lo que el sistema se encuentra en el régimen de flujo radiativo [1]. Sin embargo, la presión de radiación es del orden de 10^4 Jm $^{-3}$, siendo la presión de la materia del orden de 10^7 Jm $^{-3}$, con lo que el sistema no se encuentra en el régimen donde domina la radiación. El uso de xenón, al ser un elemento de alto número atómico, presenta la ventaja de alcanzar ese régimen con velocidades incluso tan bajas como 10 kms $^{-1}$ [42] frente a otros experimentos que utilizando plástico sólido, necesitan alcanzar velocidades de la onda de choque del orden de 100 kms $^{-1}$ para entrar en el régimen de flujo radiativo (lo que implica emplear láseres con energías del kJ). Las pérdidas radiativas llevan a un pre-calentamiento importante del gas que se encuentra por delante del frente de la onda de choque así que se espera que el material caliente y de baja densidad a ambos lados del frente sea ópticamente delgado a la radiación, clasificando así a estas ondas de choque radiativas en el régimen delgado-delgado [42].

5.2.2 Caracterización de las ondas de choque.

Consideraremos ahora el experimento objeto de análisis. El experimento se llevó a cabo con el láser THOR de la Universidad de Texas [41]. Se irradió con un láser, de energía en torno a 400 mJ y cuya duración del pulso era de femtosegundos, un gas de *clusters* de xenón cuya densidad ambiente era de $1.6 \times 10^{-4} \text{ gcm}^{-3}$. El hecho de emplear *clusters* se debe a que aunque el gas tenga una densidad baja, ésta en el interior del *cluster* es elevada con lo que incrementa considerablemente la absorción de la energía depositada por el láser creando así un filamento de plasma caliente ($T_e \approx \text{keV}$) y con una densidad de energía elevada ($\approx 10^8$) Jcm^{-3} [20]. A continuación y rápidamente este filamento explota en el gas ambiente formando así una onda de choque expansiva cilíndrica con un número de Mach elevado [34] que a medida que se va expandiendo va incorporando materia del gas ambiente (*blast wave*) y que es típica de los remanentes de supernova.

La evolución y morfología de las ondas de choque expansivas de este experimento fueron monitorizadas usando técnicas de imagen de interferometría y Schlieren. Las imágenes del plasma fueron tomadas con una resolución de aproximadamente $10 \mu\text{m}$ iluminándolo con un pulso sonda corto dirigido perpendicularmente al eje de simetría del filamento del plasma. Los interferogramas fueron obtenidos usando un interferómetro de Michelson y proporcionaron la información sobre la fase que fue directamente transformada a densidad electrónica absoluta en función del radio, permitiendo así imágenes directas, resueltas en el tiempo, de la estructura completa de la onda de choque. Complementariamente a la interferometría, la obtención de imágenes por la técnica de Schlieren, que se basa en el principio de que la luz sigue una trayectoria rectilínea a menos que incida sobre un obstáculo o se produzca un cambio en las propiedades ópticas del medio, proporcionó una medida para la derivada espacial de la densidad electrónica. Se trata así, de una técnica muy sensible a las modulaciones del frente de la onda de choque y al precursor ionizado radiativamente. Información más detallada acerca de estos métodos de imagen se puede obtener en [212]. Una imagen típica obtenida por la técnica Schlieren de las ondas de choque generadas en este experimento a 17 ns desde su inicio, junto con el perfil radial de la densidad electrónica obtenida por interferometría puede verse en 5.1, imagen extraída de [41]. En la figura, el frente de la onda de choque se ve como una línea brillante y el precursor radiativo se puede observar en el gas que está por delante del frente de la onda. En la figura 5.2 se presenta el perfil de la densidad radial de la onda de choque completa para diferentes instantes de tiempo obtenidas por interferometría.

A partir de las imágenes de la técnica Schlieren se obtuvo también la trayectoria y el espesor del frente de la onda de choque. De acuerdo con ellos, la onda de choque está completamente constituida para instantes de tiempo entre 4 - 6 ns y puede ser completamente caracterizada midiendo el parámetro de desaceleración, n , a partir de los datos de la trayectoria para instantes posteriores y haciendo un ajuste por mínimos cuadrados con funciones del tipo $R(t) = \beta t^n$, siendo $R(t)$ la posición radial del frente de la onda. De este

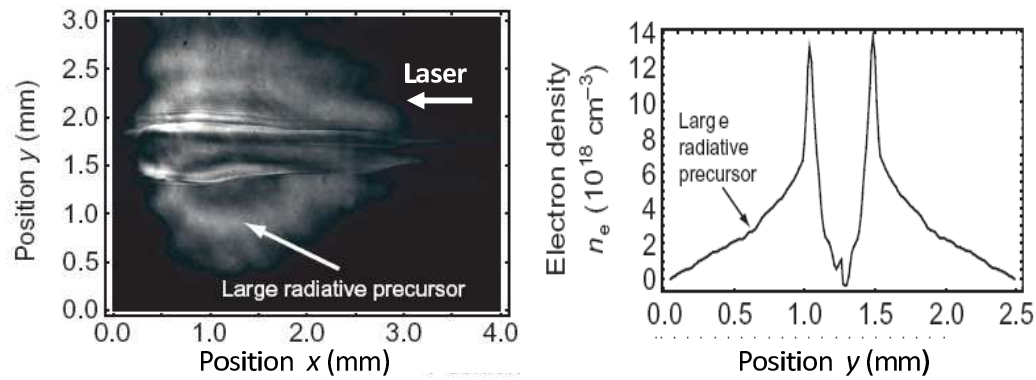


Figura 5.1: Imagen Schlieren (izquierda) de la onda de choque a 17 ns y el correspondiente perfil radial de la densidad electrónica (derecha) obtenido por interferometría.

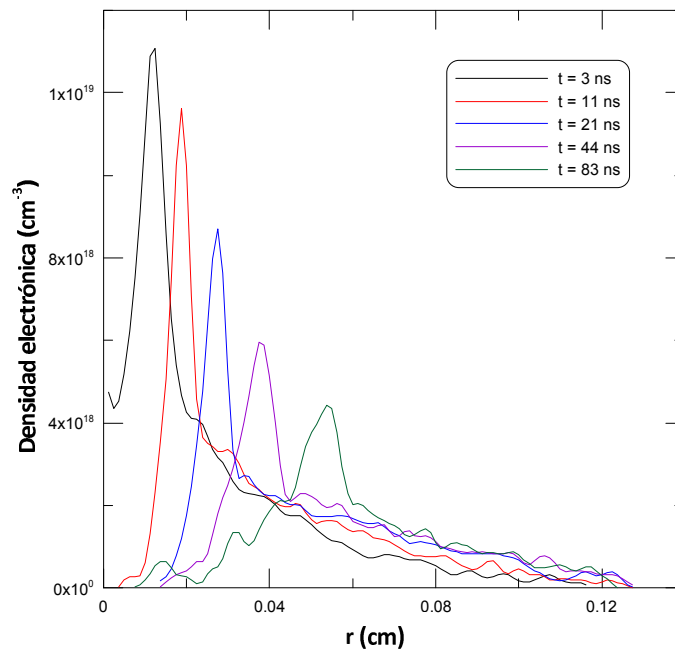


Figura 5.2: Estructura de la onda de choque en función del tiempo.

estudio se concluye que la trayectoria evoluciona a través de dos fases distintas: (i) una fase fuertemente radiativa entre 7 y 30 ns en la que $n = 0.39 \pm 0.01$ y en donde se estima que la fracción de energía radiada está entre el 90 % - 100 % de todo el flujo de la energía entrante [35] y (ii) una segunda fase, donde el material por el que ya ha pasado la onda de choque está más frío y entonces las pérdidas de energía por radiación se vuelven menos importantes lo que conduce a que la onda de choque revierta en una trayectoria en donde se conserva la energía, con $n = 0.51 \pm 0.01$.

A partir de los perfiles de densidad electrónica obtenidas de los interferogramas, se estudió también la compresión de la capa de material justo detrás del frente midiendo su

grosor (obtenido como la anchura completa a la mitad de altura del máximo de la densidad electrónica). La pérdida de energía que sufre una onda de choque que radía intensamente produce una reducción del índice politrópico haciendo entonces al gas más compresible y adelgazando la capa del material comprimido. Como se ve en la figura 5.2, hay un periodo inicial de hasta aproximadamente 30 ns en donde el grosor de esta capa no aumenta, lo que se corresponde con la fase fuertemente radiativa. A continuación, el gas está más frío y radía menos volviéndose más difícil de comprimir. Por tanto hay un ensanchamiento de la región de material comprimido a medida que se expande.

A partir de este estudio, se pudo calcular la compresibilidad de la capa de material detrás del frente, definida como el cociente entre las densidades de materia de la capa comprimida y la ambiente, $c = \rho_{capa}/\rho_{amb}$. La compresibilidad se obtiene, experimentalmente, como el cociente entre el espesor de la capa y el radio del frente de choque, y en este caso su valor es dos [41]. La compresibilidad puede ser también calculada empleando la relación de conservación de energía a través de la discontinuidad que es el frente [213]. El índice politrópico, γ , en un gas parcialmente ionizado, como es el caso de la onda de choque, es menor que el valor del gas ideal, $5/3$, ya que el gas está ionizado y además emitiendo radiación. Habitualmente esto implicaría un aumento de la compresión del material comprimido por encima del valor límite para el caso de una onda de choque intensa en un gas ideal, $c = (\gamma + 1)/(\gamma - 1) = 4$. El hecho de que en este caso la compresión que se obtiene sea más pequeña e igual a dos se debe a que el pre-calentamiento del gas por delante del frente de choque reduce drásticamente el número de Mach y por tanto contradice la aproximación de choque intenso [37]. A partir del conocimiento de la compresibilidad y de la densidad electrónica se obtiene la ionización media para los puntos de la capa comprimida. Para la región del gas ionizado por delante del frente de choque el valor de la ionización media es directamente obtenido del perfil de densidad electrónica ya que la densidad ambiente es conocida.

Por otro lado, la compresión de la capa de material detrás del frente hace que este sea susceptible a inestabilidades espaciales como la sobre-estabilidad de capa delgada producida por presión [214]. Esta se supone que ocurre en capas altamente comprimidas debido a una descompensación entre la fuerza de presión térmica detrás del frente, dirigida perpendicularmente y de forma local a este, y la fuerza que ejerce el material por el que se propaga la onda de choque, dirigida antiparalelamente a la dirección del movimiento. Este material se mueve entre los altibajos del frente causando oscilaciones que evolucionan en el tiempo siguiendo una ley de potencias. Para la aparición de esta inestabilidad, el índice politrópico del gas debe tener un valor inferior a 1.2 y la compresión debe ser mayor de 10 [42]. Estas condiciones pueden ser alcanzadas a través de pérdidas de energía por radiación, aunque como esta inestabilidad es un proceso dinámico puede ocurrir también cualquiera que sea el mecanismo que haga que se verifiquen las dos condiciones anteriores. Sin embargo, en este experimento estas inestabilidades no fueron observadas. Laming y Grun [214] explicaron la ausencia de las mismas en los primeros experimentos de Edwards

et al. [37] con xenón mostrando que para poder obtenerlas son necesarias velocidades de la onda de choque superiores a 25 kms^{-1} . En este experimento las velocidades son menores, como ya se ha comentado anteriormente, y eso podría justificar su no detección, aunque se ha comprobado que incluso alcanzando esas velocidades empleando láseres más energéticos, el precalentamiento del gas que está por delante del frente evitará que se alcancen valores tan elevados de la compresibilidad, con lo que, en las ondas de choque en xenón, no es esperable la aparición de este tipo de inestabilidades [42].

Los *blast waves* radiativos pueden exhibir también otro tipo de inestabilidades, denominadas inestabilidades oscilatorias por enfriamiento radiativo [45, 90], descritas en el apartado 4.8.2. Como se explicó en los capítulos 1 y 4, es común en plasmas ópticamente delgados estudiar este tipo de inestabilidad analizando el RPL o la función de enfriamiento, Λ que se obtiene como la pérdida de potencia por radiación dividida por las densidades de electrones y de iones. Como se comentó, cuando esta se puede expresar de forma local como una ley de potencias de la temperatura electrónica $\Lambda(T_e) \propto T_e^\beta$, con $\beta < 0.8$ entonces debería ocurrir esta inestabilidad, que se observa como una oscilación temporal en la velocidad en el frente de la onda de choque. Adelantamos que, en este experimento dichas inestabilidades no fueron observadas, debido probablemente, y tal como se explica posteriormente, a que la temperatura en la región de enfriamiento justo detrás del frente del choque no era lo suficientemente elevada.

5.2.3 Análisis de las propiedades microscópicas de la onda de choque radiativa para plasmas en situación estacionaria.

5.2.3.1. Estimación colisional-radiativa de la temperatura electrónica del blast wave.

Ya se ha comentado que en el experimento bajo análisis, los datos obtenidos experimentalmente fueron los perfiles de densidad electrónica y de ionización media para varios instantes de tiempo, con resolución en la coordenada radial. Sin embargo, la temperatura no fue diagnosticada. Hemos procedido a la determinación de la misma haciendo uso de nuestro modelo CR en estado estacionario procediendo de la siguiente manera [208, 215]: a partir de las bases de datos de ionización media que hemos generado, procedimos a realizar el ajuste polinómico de la propiedad empleando el código PARPRA (recordar que PARPRA incluye una aplicación justo para desarrollar la diagnosis de la temperatura electrónica en este tipo de experimentos). Este ajuste fue el empleado para la obtención del mapa de ionización media presentado en la figura 4.10, imponiendo un error del 0.1%. La ionización media queda así como una función de la densidad y temperatura electrónicas

$$\log \bar{Z}(n_e, T_e) = \sum_{i=0}^N \sum_{j=0}^M C_{ij} (\log n_e)^i (\log T_e)^j \quad (5.1)$$

El número de polinomios requerido para ajustar el rango completo de condiciones fue de 4. Haciendo uso de este ajuste, la temperatura diagnosticada es aquella que, para una

densidad electrónica dada, proporciona una ionización media que se diferencia con la experimental como máximo un 0.1%. En los perfiles de densidad electrónica obtenidos a partir de los interferogramas presentados en la figura 5.2, se observan fluctuaciones debido a ser medidas experimentales. Con el fin de evitarlas en la estimación de la temperatura realizamos un ajuste previo de dichos perfiles usando funciones gaussianas. En la figura 5.3 presentamos los perfiles suavizados resultantes de la densidad electrónica y de la ionización media. En esta última figura observamos que la ionización media alcanza valores máximos de 9, lo que supone un 16.67% de ionización relativa, esto es baja ionización.

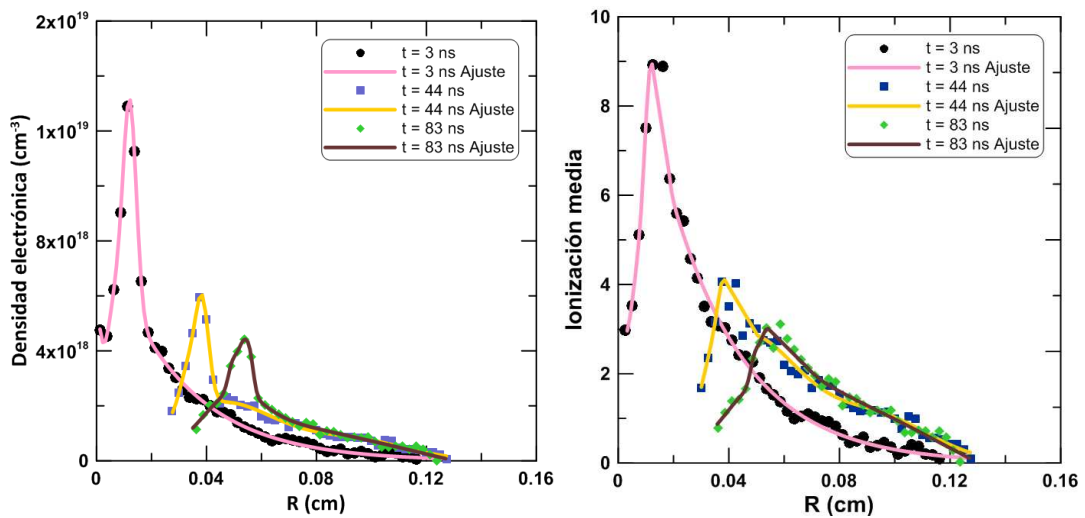


Figura 5.3: Ajustes con funciones de Gauss de los perfiles de densidad electrónica e ionización media experimentales para varios instantes de tiempo.

Con todo ello estimamos la temperatura electrónica en función de la coordenada radial para los instantes de tiempo disponibles experimentalmente, tal y como se muestra en la figura 5.4. La temperatura más alta se corresponde con la temperatura del frente del choque. En este experimento, debido a la máxima energía que puede depositar el láser en el gas, la temperatura electrónica máxima que se puede alcanzar es de en torno a 20 eV y nuestra simulación numérica verifica esa restricción, ya que el valor más alto se da para el frente del choque a los 3 ns y es de entorno a 17 eV. Como se observa en la figura, la temperatura del choque decae con el tiempo debido a la pérdida de energía por radiación. Esta última ioniza el gas que se encuentra por delante del frente lo que provoca que se genere el precursor radiativo. La absorción será más importante para las regiones del precursor radiativo que se encuentren más próximas al frente del choque y por tanto habrá una disminución de la temperatura del plasma a medida que nos alejamos de él, tal y como se observa en la figura. Podemos observar también de las figuras 5.2 y 5.4 que, en el precursor radiativo, para los puntos más alejados del frente ($R \geq 0.11$ cm) la densidad y temperatura electrónicas, y por tanto la ionización media, no varían con el tiempo. Como

el precursor radiativo está generado por la radiación esto podría indicar que en esa región la radiación incidente es la misma para cualquier instante de tiempo.

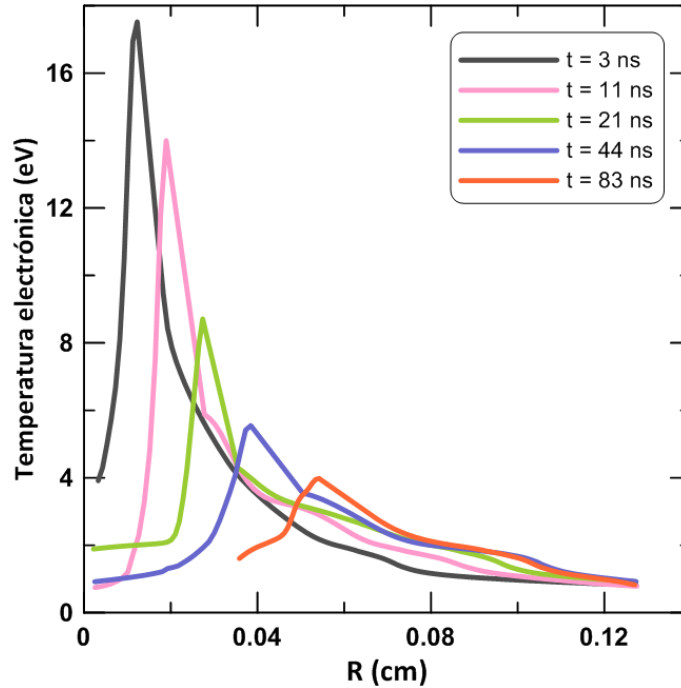


Figura 5.4: Diagnóstico de la temperatura electrónica del *blast wave* para diferentes instantes de tiempo.

5.2.3.2. Análisis de las propiedades microscópicas de la región de enfriamiento y del frente de la onda de choque.

Una vez que hemos determinado la temperatura del *blast wave* y conocemos su densidad podemos realizar el análisis microscópico del mismo. En primer lugar, haremos un análisis del régimen termodinámico del plasma que se encuentra en la capa de enfriamiento justo detrás del frente del choque. Para ello nos serviremos del mapa de xenón presentado en el Capítulo 4 (figura 4.6) obtenido con PARPRA. La densidad de materia en la capa posterior al frente del choque es $3.2 \times 10^{-4} \text{ gcm}^{-3}$ y, de acuerdo con la figura 5.4, las temperaturas van desde los 4 hasta los 17 eV como máximo. De acuerdo con el mapa termodinámico, para esa densidad de materia, a temperaturas inferiores a 8 eV el plasma podría considerarse en ETL y a temperaturas superiores, en NETL. Esto implicaría que el plasma en la región de enfriamiento estaría en ETL para tiempos posteriores a 21 ns y para tiempos menores en NETL. Con respecto al plasma en el precursor radiativo, la densidad de materia es $1.6 \times 10^{-4} \text{ gcm}^{-3}$ y las temperaturas serían siempre menores de 8 eV, lo que, de acuerdo con el mapa termodinámico, implicaría ETL para todos los instantes de tiempo registrados.

Para el caso del frente del choque hemos realizado una estimación de la temperatura suponiendo ETL, esto es haciendo uso de las ecuaciones de Saha-Boltzmann (SB). La comparación con la estimación realizada haciendo uso del modelo colisional-radiativo en estado estacionario (CRSS) se presenta en la figura 5.5 junto con la pérdida de potencia radiativa calculada con ambos modelos. Se observa que para el instante de tiempo de 21 ns y tiempos posteriores la temperatura que proporcionan ambos modelos es prácticamente la misma, lo que concuerda con lo que habíamos concluido a partir del mapa termodinámico. Por otra parte, para los instantes iniciales se ven claras diferencias entre ambos cálculos. Por ejemplo, a 3 ns las estimaciones CRSS y SB de la temperatura son 17.38 eV y 16.20 eV, respectivamente, esto es una diferencia en torno al 7.3%. Si observamos el comportamiento de la pérdida de potencia radiativa, vemos diferencias más notables entre ambas simulaciones y también que aunque a 21 ns las temperaturas proporcionadas por ambos cálculos son casi idénticas no ocurre así con el RPL. A pesra de que ambos modelos proporcionan similares ionizaciones medias y distribuciones de poblaciones iónicas en ese instante, los niveles excitados pueden no encontrarse en ETL y de ahí la diferencia en esta cantidad. Por tanto, podemos concluir que solo para instantes de tiempo posteriores a 40 ns, una simulación ETL del frente del choque proporcionaría resultados muy similares a los del modelo NLTE en estado estacionario tanto en la temperatura electrónica como el RPL.

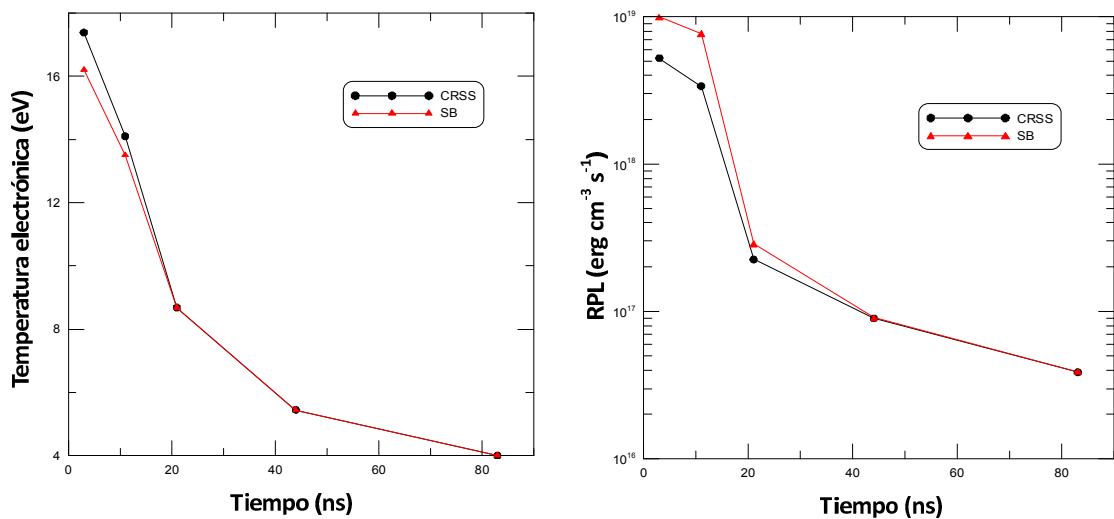


Figura 5.5: Comparación entre los cálculos de SB y CRSS de las temperaturas del frente del choque y de su pérdida de potencia por radiación (RPL) para varios instantes de tiempo.

Para las condiciones de densidad de materia en consideración y en el rango de temperaturas 1 - 20 eV se presentaron las abundancias relativas de los estados de carga en la

figura 4.11. De acuerdo con la figura, observamos que, en este rango, el estado de ionización mayor es el Xe^{+12} , por lo que el xenón, en este experimento, se encuentra poco ionizado.

En el apartado anterior se estableció que los *blast waves* generados en *clusters* de gases podían ser clasificados desde el punto de vista del espesor óptico como delgado-delgado. Se había llegado a esa conclusión comparando el camino libre medio del fotón en el plasma con un tamaño característico del mismo. En este punto, hemos realizado un estudio más detallado de esta afirmación. Para la capa de materia comprimida detrás del frente del choque, hemos comparado el camino libre medio del fotón, calculado como la inversa de la opacidad media de Planck multiplicada por la densidad de materia, con el espesor de la capa, D , que se conoce experimentalmente, y la comparación la hemos hecho para diferentes instantes de tiempo, la cual se presenta en la figura 5.6. Para el cálculo del camino libre medio hemos supuesto el plasma en la capa homogéneo con la temperatura del frente del choque. De la figura se concluye que $\lambda_{rad} \gg D$ lo que corrobora que la región chocada es ópticamente delgada.

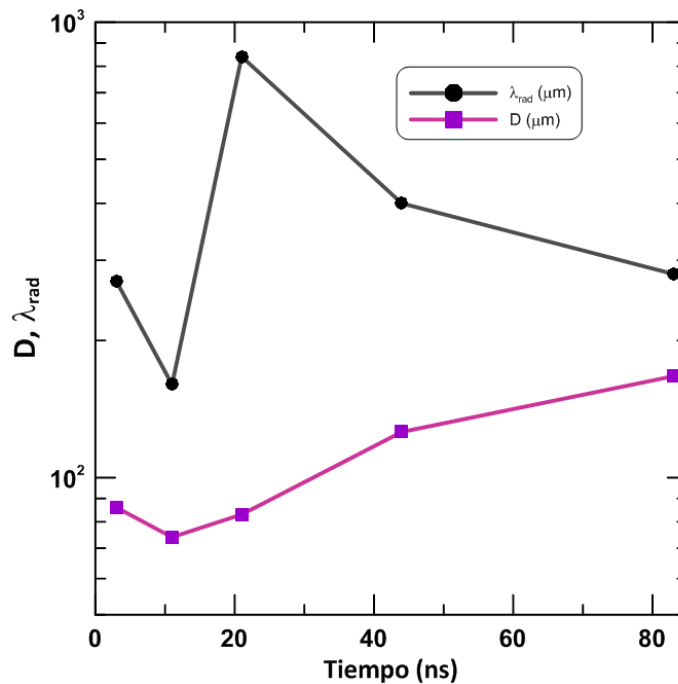


Figura 5.6: Comparación entre el camino libre medio del fotón y la anchura a la mitad de altura del máximo de la capa del choque (D) para varios instantes de tiempo.

Aún así, esta última comparación sigue siendo entre magnitudes promediadas, y así, el siguiente paso en nuestro estudio ha sido analizar la influencia o no de los efectos de opacidad en la simulación cinética de las poblaciones. Esto se ha hecho a través del uso de nuestro modelo CRSS incluyendo ahora los efectos de opacidad a través del formalismo del factor de escape, tal y como se describe en el Capítulo 2, suponiendo el plasma homogéneo nuevamente y con la temperatura y densidad del frente del choque y considerando el

plasma de geometría cilíndrica, con el radio del cilindro igual a la anchura a la mitad de altura del máximo del frente del choque. En la figura 5.7 comparamos las poblaciones de las distribuciones iónicas para diferentes instantes de tiempo, incluyendo o no efectos de opacidad.

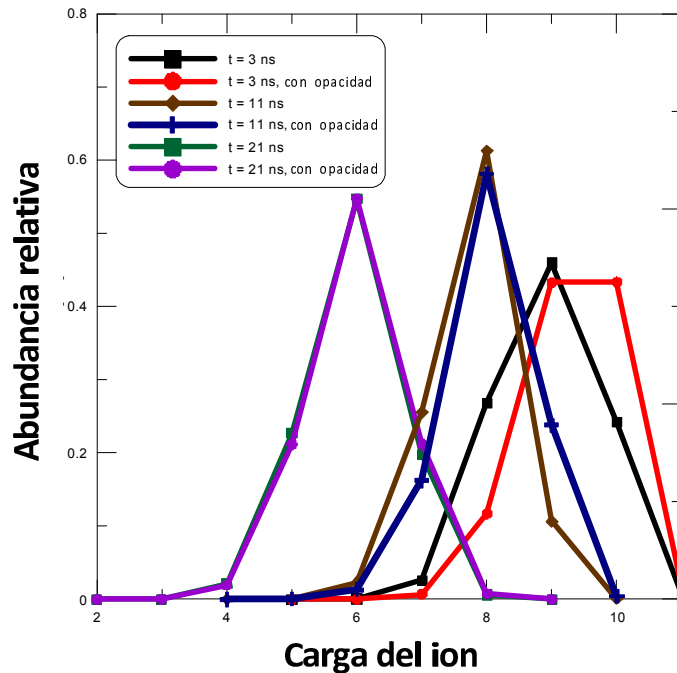


Figura 5.7: Comparación entre las abundancias relativas de los iones calculadas incluyendo o no efectos de opacidad en las ecuaciones de tasas, para diferentes instantes de tiempo.

En la figura, lo primero que se detecta es que las abundancias relativas y las distribuciones de carga iónicas son prácticamente las mismas para instantes de tiempo mayores o igual a 20 ns, y por tanto los cálculos cinéticos de poblaciones para esos instantes no son sensibles a los efectos de opacidad, esto es, el plasma es ópticamente delgado. Para los instantes de tiempo de 3 y 11 ns se observa que la autoabsorción del plasma conduce a un aumento de la ionización media, lo cual es un resultado esperado, siendo este comportamiento más notorio a los 3 ns. Así, para ese instante, las ionizaciones medias calculadas con o sin efectos de opacidad son 9.32 y 8.92, respectivamente (una diferencia relativa del 4.3%) mientras que para $t = 11$ ns son 8.06 y 7.80, respectivamente (una diferencia relativa del 3.2%). Por tanto, para los primeros instantes de la onda de choque existe cierto efecto de absorción que hace variar las poblaciones (sobre todo a $t = 3$ ns), aunque dichos cambios no son muy notables. Además, los efectos reales de opacidad serían menores de los obtenidos aquí puesto que nuestro modelo de factor de escape al ser 1D y suponer, por tanto, las otras dos dimensiones infinitas, podría sobrestimar esos efectos. Incluso así, hemos comprobado que el cálculo incluyendo autoabsorción en la cinética de poblaciones no afecta sensiblemente ni a la opacidad ni a la emisividad monocromáticas, tal y como se

puede observar en la figura 5.8 donde se comparan estas propiedades para el instante de tiempo 3 ns, suponiendo el plasma grueso o delgado. Estas propiedades radiativas son muy sensibles a los cambios en las poblaciones de los niveles o configuraciones atómicas. Por todo ello, podemos concluir que la aproximación de plasma ópticamente delgado para la región posterior al frente del choque es adecuada para el cálculo de las poblaciones iónicas y propiedades radiativas tanto monocromáticas como medias.

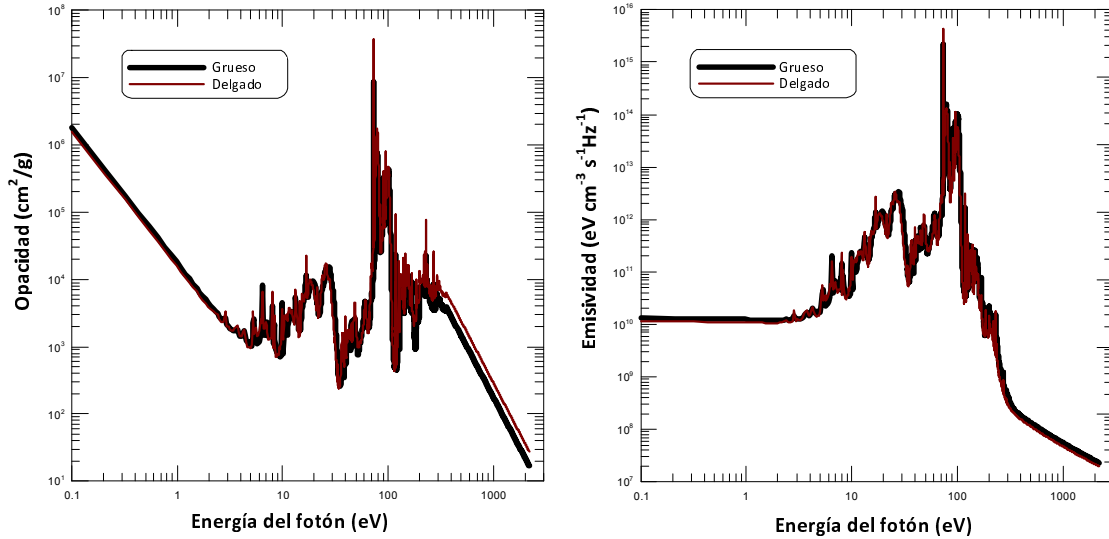


Figura 5.8: Comparación entre las emisividades y opacidades monocromáticas del material chocado suponiéndolo ópticamente grueso o delgado, para el instante de tiempo 3 ns.

Otra cuestión diferente es si la autoabsorción modifica a la intensidad específica que se propaga a través de la capa chocada y que finalmente es emitida por el frente del choque. Para analizar esto, hemos supuesto nuevamente que el plasma en esta capa es homogéneo y además que la función fuente no cambia con la posición. Para el análisis del transporte de radiación, hemos considerado que la geometría es plana, de espesor D . Entonces, la intensidad específica que sale del frente del choque medida a lo largo del rayo es

$$I_\nu(D) = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu(D)} + S_\nu \left(1 - e^{-\tau_\nu(D)}\right) \quad (5.2)$$

con $\tau_\nu(D)$ el grosor óptico de un medio de anchura total D medido a lo largo del rayo y viene dado por

$$\tau_\nu(D) = \int_0^D \kappa_\nu(s) ds \quad (5.3)$$

Hemos supuesto que, en la capa detrás del frente del choque, la intensidad inicial es cero, esto es $I_\nu(0) = 0$. En la figura 5.9 mostramos los cálculos de la intensidad específica a distintos instantes de tiempo incluyendo autoabsorción de la radiación por el plasma o no, esto es suponiendo al plasma ópticamente delgado para todo el rango de frecuencia del fotón. A partir de la figura se observa que la autoabsorción reduce algunos de los principales

picos de la intensidad (en aquellas frecuencias en las que el plasma no es completamente delgado), sobretodo en los primeros instantes de tiempo, lo que concuerda con lo que obtuvimos al analizar las abundancias relativas de las especies iónicas en el plasma. Sin embargo, excepto en esos pocos picos, en general los efectos de la opacidad no cambian sensiblemente la intensidad específica por lo que, por tanto, asumir al plasma como ópticamente delgado es también una buena aproximación para el cálculo del transporte radiativo en la capa de material chocada.

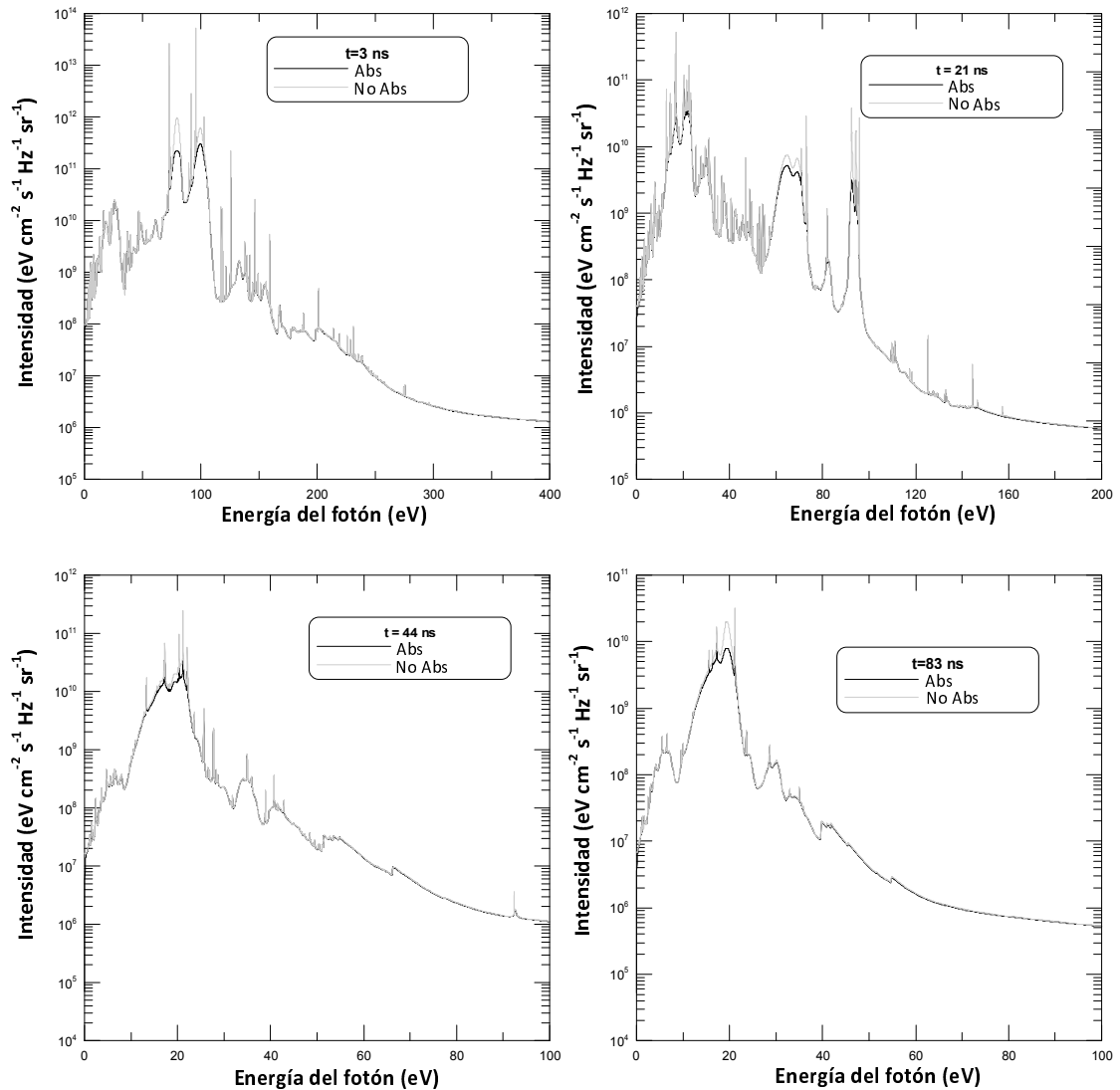


Figura 5.9: Intensidad específica del frente de la onda de choque a diferentes instantes de tiempo incluyendo auto-absorción (Abs) o no (No abs).

En lo que se refiere al carácter radiativo de este experimento, se comentó previamente que de acuerdo con RYU [1], el *blast wave* será radiativo si su tiempo de enfriamiento radiativo es menor que el tiempo de transporte convectivo. En la figura 4.25 del Capítulo

4 se presentaban los tiempos de enfriamiento radiativos para el xenón en un rango de temperaturas que cubre el de este experimento. En este experimento, la densidad estaría próxima a $3 \times 10^{-4} \text{ gcm}^{-3}$ y es por tanto la curva asociada a esa densidad en la que nos fijaremos en la figura. El tiempo convectivo depende de la velocidad del sonido en el medio que se encuentra por delante del frente del choque. Suponiendo que el material no chocado es un gas ideal, la velocidad del sonido se puede escribir como:

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma RT_e}{A}} \quad (5.4)$$

donde $\gamma = 5/3$ y R es la constante de los gases ideales. Suponiendo que la temperatura del gas ambiente precalentado por la radiación y que escapa del frente del choque está en el rango 1 - 5 eV, el tiempo de transporte convectivo está en torno 10^{-6} s. Por tanto, comparando con él los tiempos de enfriamiento del xenón de la figura 4.25, observamos que, para todo el rango de temperaturas de interés en estos experimentos y para todas las densidades, el tiempo de enfriamiento es bastante menor que el convectivo y por tanto el *blast wave* es radiativo. Este resultado está confirmado a través de la comparación de la pérdida de potencia radiativa (por unidad de longitud) calculada usando RAPCAL con la energía cinética que le entra al *blast wave* por unidad de tiempo [35] obteniendo los valores de 3×10^9 y $2 \times 10^8 \text{ Jm}^{-1}\text{s}^{-1}$ [20], respectivamente. Por tanto, la onda de choque emite más energía por radiación que la cantidad de energía cinética que le llega. Estos resultados están de acuerdo con las observaciones experimentales, donde se detecta que estos *blast waves* son radiativos.

Antes de continuar, nos gustaría resaltar que los resultados y las conclusiones que estamos obteniendo sólo son aplicables cuando los tiempos experimentales son mayores que los tiempos de ionización. Con el fin de delimitar esas regiones hemos representado en la figura 5.10 los tiempos de ionización para el ion con estado de carga más próximo a la ionización media, calculados con nuestro modelo CRSS, para el rango de temperaturas de este experimento (1 - 20 eV) y para varias densidades posibles en el mismo.

La densidad de materia de la capa chocada está próxima a $5 \times 10^{-4} \text{ gcm}^{-3}$ y es en esa densidad donde nos vamos a fijar. Los tiempos típicos en este experimento van desde los 3 a los 100 ns. De acuerdo con la figura 5.4, el frente de la onda de choque tiene una temperatura de 17 eV y la región delgada justo detrás, que estamos considerando con una anchura medida a la mitad de la máxima altura, tiene temperaturas comprendidas entre 17 y 12 eV. Atendiendo a la figura 5.10, los tiempos de ionización correspondientes a esa densidad y esas temperaturas son inferiores al ns con lo que son menores que los tiempos experimentales. Para el instante de 11 ns, las temperaturas del frente del choque y de la capa de enfriamiento se encuentran en el rango 14 - 8 eV. De la figura 5.10, se obtiene que los tiempos de ionización correspondientes son bastante menores que el tiempo experimental (del orden de 10^{-8} s). Y ocurre lo mismo para instantes posteriores. Podemos por tanto concluir que nuestro estudio es adecuado ya que el tiempo de ionización es menor que el experimental.

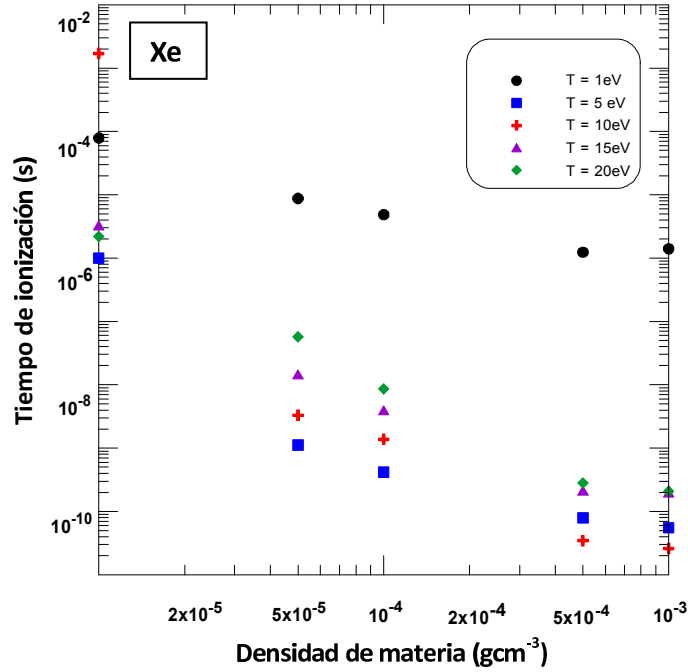


Figura 5.10: Tiempo de ionización para el ion con estado de carga más próximo a la ionización media para varias temperaturas electrónicas y densidades de materia.

5.2.3.3. Análisis de las inestabilidades oscilatorias por enfriamiento radiativo del frente de la onda de choque.

Finalizaremos el estudio del frente del choque y de la región de enfriamiento analizando la posibilidad de la aparición de inestabilidades por enfriamiento radiativo en el frente. Ya se ha comentado (apartado 4.8.2) que, es muy común en el campo de la Astrofísica y para el estudio de las inestabilidades, suponer que la pérdida de potencia radiativa puede ser escrita localmente como $RPL \propto \rho^2 T_e^\beta$, con lo que el frente del choque es susceptible a que aparezca dichas inestabilidades si β verifica que es menor o igual a 0.8 [203,216]. Esta aproximación para el RPL es correcta para Equilibrio Corona o cuando la componente que domina la pérdida radiativa es la contribución libre-libre, situaciones que se dan en muchas ocasiones en escenarios astrofísicos pero que no tiene por qué ser así en los experimentos de laboratorio. Por ello, lo primero que hemos hecho es comprobar si la pérdida de potencia radiativa puede expresarse localmente de esta forma en los rangos de condiciones experimentales bajo análisis. En la figura 5.11, hemos representado RPL/ρ^2 para varias temperaturas electrónicas frente a la densidad de materia para el xenón y para el kriptón, ya que también se han hecho experimentos de *blast waves* radiativos con *clusters* de este último elemento [20, 43]. De la figura, se detecta que en la región 15 - 20 eV el cociente es prácticamente independiente de la densidad. Para el resto de temperaturas, el cociente presenta una dependencia casi lineal con la densidad de materia, esto es, una dependencia

débil. Por tanto, y de forma aproximada, se puede expresar $RPL \propto \rho^2 T_e^\beta$ de forma local para ambos elementos, por lo que podemos analizar la aparición de las inestabilidades estudiando exclusivamente β .

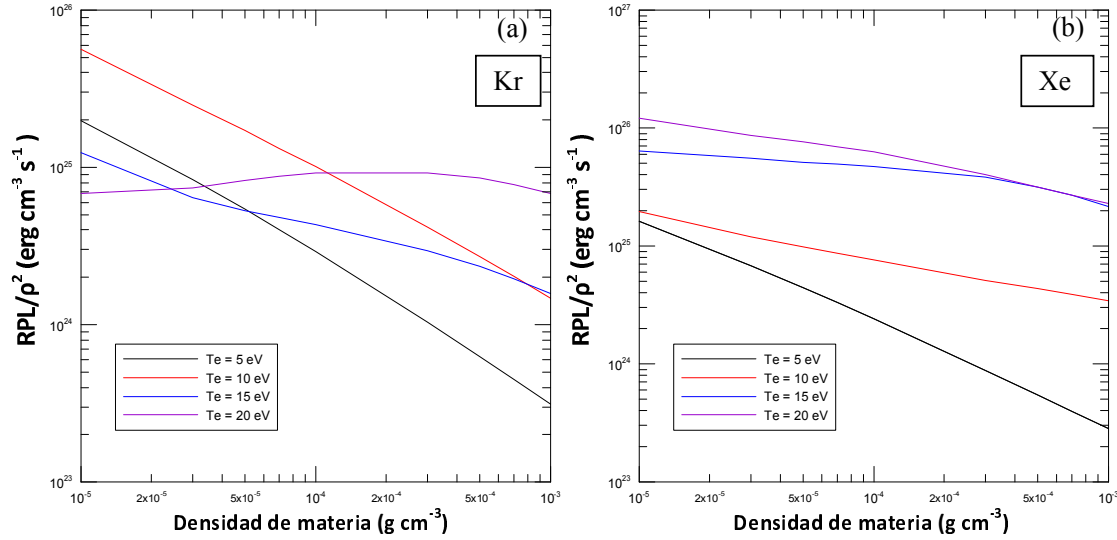


Figura 5.11: Cociente entre el RPL y ρ^2 para Kr y Xe, para varias temperaturas electrónicas, frente a la densidad de materia.

En la figura 5.12 hemos representado la función de enfriamiento, Λ , (obtenida como RPL/ρ^2) frente a la temperatura para varias densidades para mostrar la forma de la curva ya que el exponente β se puede obtener como

$$\beta = \frac{d(\log \Lambda)}{d(\log T_e)}. \quad (5.5)$$

Nosotros hemos obtenido el coeficiente β haciendo uso de las parametrizaciones polinómicas del RPL realizadas con PARPRA. En la tabla 5.1 se detallan los rangos de densidad y temperaturas en los que se verifica que el exponente es menor que 0.8 y que por tanto las inestabilidades por enfriamiento pueden aparecer. De la tabla se desprende que para la densidad de $5 \times 10^{-4} \text{ g cm}^{-3}$, que es aproximadamente la densidad de la región de enfriamiento de este experimento, la aparición de la inestabilidad aparece a mayores temperaturas para el xenón que para el kriptón. Para este último, el rango de temperaturas estaría entre los 10 y los 16 eV, lo cual está de acuerdo con la detección de oscilaciones del frente del choque de *blast waves* generadas experimentalmente en kriptón [20, 43]. Para el xenón, el rango es para temperaturas mayores a 17 eV, las cuales no se logran en este experimento de acuerdo con la diagnosis de temperatura que hicimos con PARPRA, y este resultado concuerda con que no se hayan detectado tampoco experimentalmente [43].

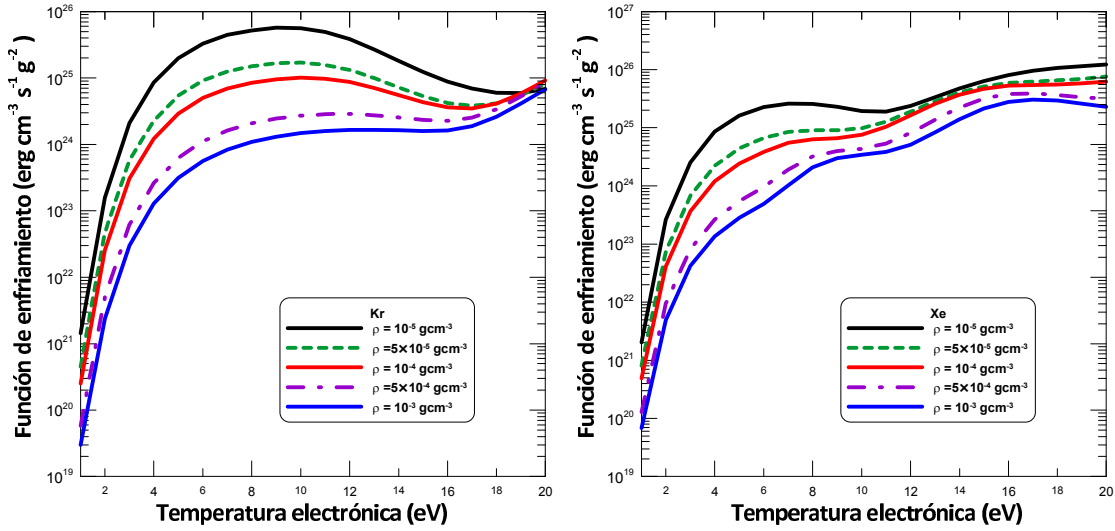


Figura 5.12: Función de enfriamiento para el Kr y el Xe para varias densidades de materia frente a la temperatura electrónica.

Tabla 5.1: Rangos de temperatura electrónica en los que $\beta \leq 0.8$ para varias densidades de materia.

ρ (gcm ⁻³)	Kr	Xe
10^{-5}	$T_e \geq 7\text{eV}$	$6\text{eV} \leq T_e \leq 13\text{eV}$
5×10^{-5}	$8\text{eV} \leq T_e \leq 18\text{eV}$	$8\text{eV} \leq T_e \leq 11\text{eV}, T_e \geq 16\text{eV}$
10^{-4}	$9\text{eV} \leq T_e \leq 17\text{eV}$	$8\text{eV} \leq T_e \leq 10\text{eV}, T_e \geq 16\text{eV}$
5×10^{-4}	$10\text{eV} \leq T_e \leq 16\text{eV}$	$T_e \geq 17\text{eV}$
10^{-3}	$11\text{eV} \leq T_e \leq 16\text{eV}$	$T_e \geq 18\text{eV}$

5.2.3.4. Estudio del precursor radiativo.

Hasta este punto, hemos analizado el frente del choque y el plasma que se encuentra en la región de enfriamiento justo detrás del frente. A continuación presentamos el análisis que hemos realizado del precursor radiativo. Lo primero que observamos a partir de la figura 5.4 es que para la región del precursor radiativo que se encuentra más alejada del frente del choque, esto es $R > 0.11$ cm, la temperatura y la densidad electrónica son prácticamente independientes del tiempo, lo que implica que esa región se puede considerar en estado estacionario. Obviamente, la variación de las condiciones será mayor en el tiempo cuanto más nos acerquemos al frente del choque porque esa región está más influenciada por la radiación emitida desde la onda de choque radiativa, que irá cambiando con el tiempo. Como vimos anteriormente, el plasma en la región de enfriamiento puede ser considerada como ópticamente delgada. El plasma en el precursor radiativo tiene una densidad menor que esta capa y por tanto la autoabsorción será menos importante, por lo que el plasma

del precursor radiativo también puede ser considerado como ópticamente delgado. Sin embargo, como sabemos, el origen del precursor radiativo es la ionización del plasma que se encuentra por delante del frente del choque debido a la radiación que escapa de este, y por tanto, el precursor radiativo debe ser ópticamente grueso para algunas regiones espectrales de esa radiación. Hemos analizado la absorción de la intensidad específica emitida por el frente del choque por parte del precursor radiativo. Para hacer el estudio de una forma más sencilla hemos dividido el precursor radiativo en regiones homogéneas caracterizadas por una temperatura y densidad electrónicas promedio. En la figura 5.13, presentamos la estructura de dichas regiones para el instante de tiempo 3 ns. Esta división y para este instante, será la que utilizaremos para el análisis de la absorción por el precursor radiativo.

Layer 1	Layer 2	Layer 3	Layer 4	Layer 5	Layer 6	Layer 7	Layer 8
$\langle T_e \rangle = 7.55$	$\langle T_e \rangle = 6.60$	$\langle T_e \rangle = 5.50$	$\langle T_e \rangle = 4.40$	$\langle T_e \rangle = 3.50$	$\langle T_e \rangle = 2.40$	$\langle T_e \rangle = 1.40$	$\langle T_e \rangle = 0.95$
$\langle Z \rangle = 5.60$	$\langle Z \rangle = 5.00$	$\langle Z \rangle = 4.40$	$\langle Z \rangle = 3.60$	$\langle Z \rangle = 2.90$	$\langle Z \rangle = 1.90$	$\langle Z \rangle = 0.80$	$\langle Z \rangle = 0.25$
$D = 50$	$D = 10$	$D = 40$	$D = 37$	$D = 135$	$D = 115$	$D = 320$	$D = 250$

Figura 5.13: División en capas o regiones, *layers*, del precursor radiativo para $t = 3$ ns. La temperatura está en eV y la longitud de cada región, D , en μm .

Las temperaturas electrónicas del precursor radiativo fueron estimadas también con nuestro modelo CRSS y, de acuerdo con el mapa termodinámico del xenón de la figura 4.6, para la densidad de materia del precursor ($1.6 \times 10^{-4} \text{ gcm}^{-3}$), la aproximación de ETL es válida para temperaturas inferiores a 8 eV. De acuerdo con la figura 5.4 las temperaturas del precursor son menores y por tanto la aproximación ETL es una buena aproximación para analizarlo. Supondremos que el precursor radiativo ya está generado por la radiación que proviene del frente del choque en ese instante de tiempo y estudiaremos cómo absorbe la radiación que el choque continúa emitiendo en ese instante. La intensidad específica es calculada con la ecuación (5.2), pero ahora la intensidad inicial en cada celda no es cero. Para la región 1 esa intensidad es la que proviene del frente del choque, mientras que para las demás regiones, esa intensidad corresponde a la saliente de la región previa.

En la figura 5.14 hemos representado los espesores ópticos monocromáticos de algunas de las regiones del precursor. Una región será ópticamente delgada si su espesor óptico es menor que la unidad. De la figura se observa que el precursor radiativo es ópticamente delgado para casi todo el rango de energías del fotón, excepto para algunas pequeñas ventanas. Esas ventanas se desplazan hacia valores menores de energía del fotón a medida que nos alejamos del frente del choque, esto es a medida que el número indicador de la región aumenta, resultado este esperable puesto que al alejarnos del frente la temperatura de la región disminuye y por tanto también la ionización media. Así, la región 1 absorbe la energía emitida por el frente del choque en las energías entorno a 20 y a 80 eV. En las capas 3 y 6 se absorberán aquellos fotones con energías en torno a 20 eV mientras que en la última región se absorben fotones con energías comprendidas entre 10 - 20 eV y una

ventana entorno a 30 eV. En todos estos casos, la región espectral corresponde al XUV. Por otra parte, de la figura se desprende que los fotones con energías mayores de 100 eV (XUV y rayos X) escapan del precursor sin ser absorbidos.

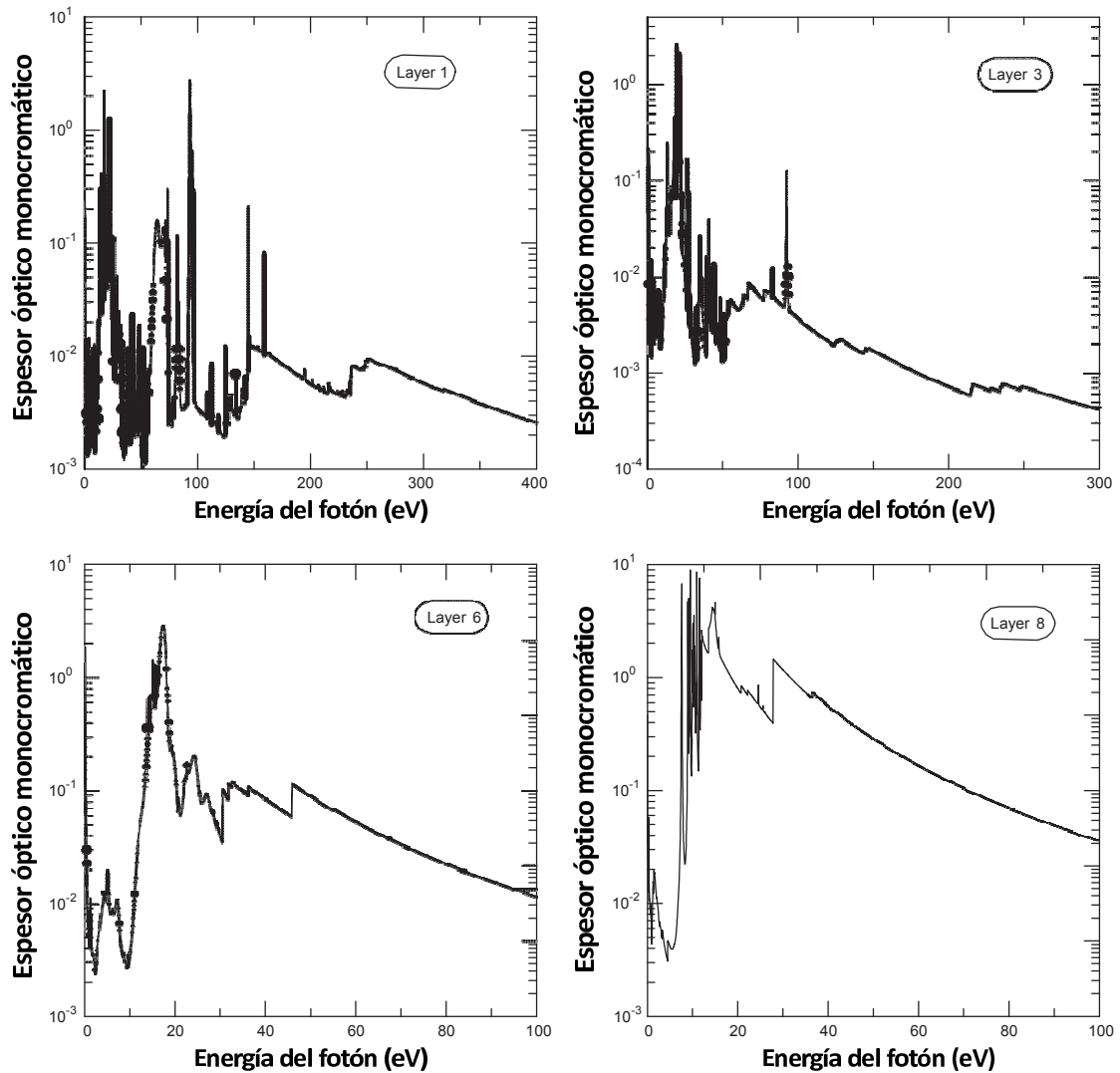


Figura 5.14: Espesores ópticos monocromáticos para algunas de las capas o regiones del precursor radiativo para el instante de 3 ns.

Finalmente, el precursor radiativo también emitirá radiación ya que se encuentra ionizado. Hemos comprobado la importancia relativa en la intensidad específica de la radiación que atraviesa el precursor radiativo de esta contribución respecto a la que proviene del frente del choque.

En la figura 5.15 hemos representado la intensidad específica saliente de algunas de las regiones del precursor para el instante de 3 ns junto con su auto-emisión. Observamos de la figura que la contribución de la auto-emisión es importante sólo para los fotones en el

rango 1 - 30 eV (visible, UV). Sin embargo, tal y como vimos en la figura 5.14, en esta región espectral el precursor radiativo absorbe radiación así que la autoemisión deberá ser incluida en la simulación de la propagación de la radiación por el precursor radiativo y en la simulación cinética del mismo.

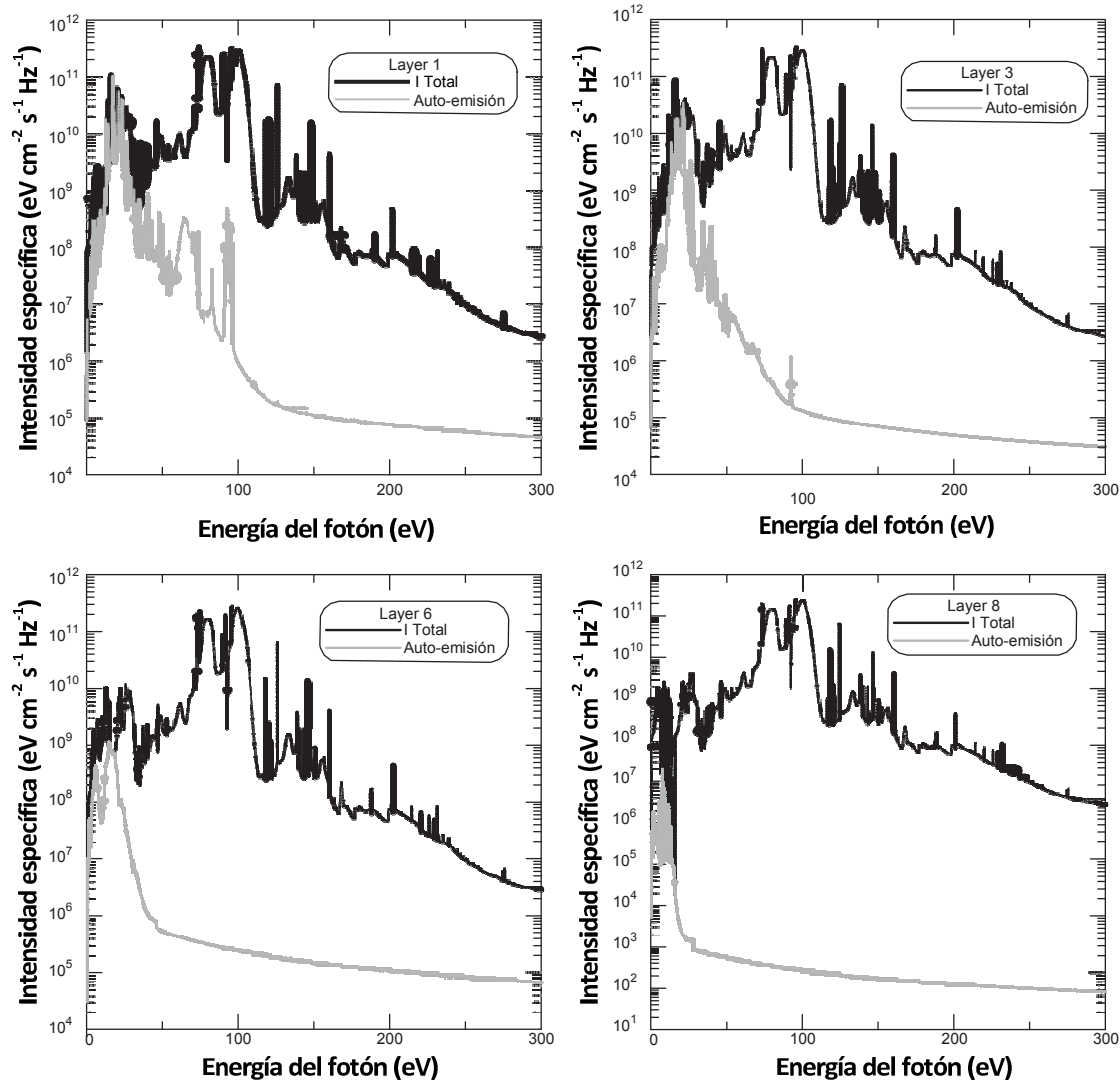


Figura 5.15: Intensidad específica y autoemisión de algunas de las capas del precursor radiativo para el instante de 3 ns.

5.2.4 Análisis de la influencia del tiempo en el frente del choque.

En el apartado anterior se realizó una estimación de la temperatura del frente del choque haciendo uso del modelo NLTE en estado estacionario (que denotaremos en lo que sigue como EE). En este apartado vamos a realizar la estimación de la temperatura del frente del choque empleando para ello el modelo CR con dependencia temporal (DT). Para

ello resolveremos las ecuaciones de tasa con dependencia temporal de acuerdo a como se explicó en el Capítulo 2. Debido a que a partir del experimento sólo se conocen la densidad electrónica y la ionización media para cinco instantes de tiempo en el rango de 3 - 83 ns, hemos realizado, en primer lugar, un ajuste de ambas cantidades usando una función polinómica de orden tres. La calidad del ajuste puede verse en la figura 5.16. Los errores cometidos en el ajuste son siempre menores del 3%. Un ajuste similar se realizó con la densidad electrónica, obteniendo errores similares también.

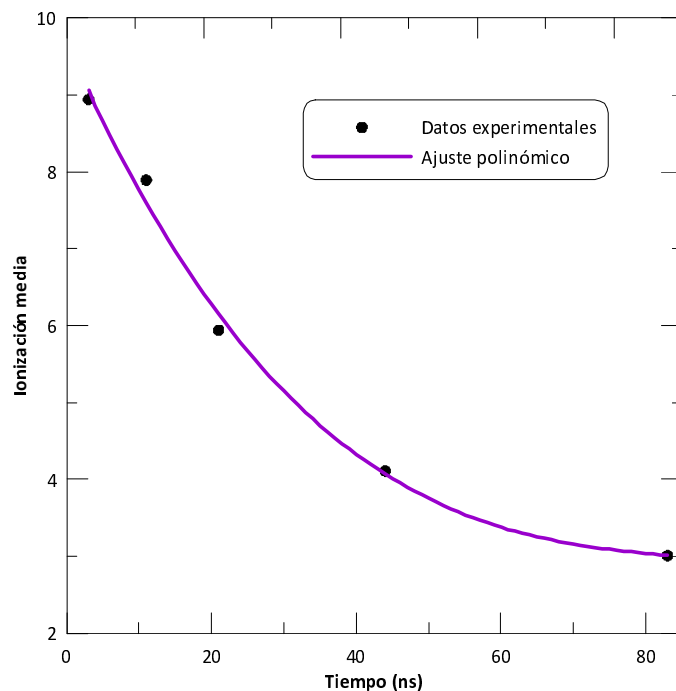


Figura 5.16: Ajuste polinómico en función del tiempo de la ionización media experimental.

Haciendo uso entonces de los perfiles temporales de la densidad electrónica y de la ionización media proporcionados por el ajuste, la temperatura electrónica fue estimada en cada instante resolviendo el sistema de ecuaciones de tasa dependientes del tiempo, ecuación (2.16), mediante un procedimiento iterativo que finaliza cuando la diferencia relativa entre las ionizaciones medias experimental y teórica es menor del 0.1%. En la figura 5.17 mostramos la temperatura del frente de la onda de choque en función del tiempo estimada haciendo uso de los modelos de ETL, el EE y el DT [208]. Lo primero que se observa es que las tres simulaciones proporcionan temperaturas muy similares para tiempos posteriores a 15 ns. Además, incluso para instantes más tempranos, las diferencias entre las tres temperaturas son pequeñas, sobre todo entre las simulaciones ETL y DT. Así, por ejemplo, a 5 ns las temperaturas dadas por los modelos EE, DT y ETL son 16.50, 15.50 y 15.40 eV, respectivamente.

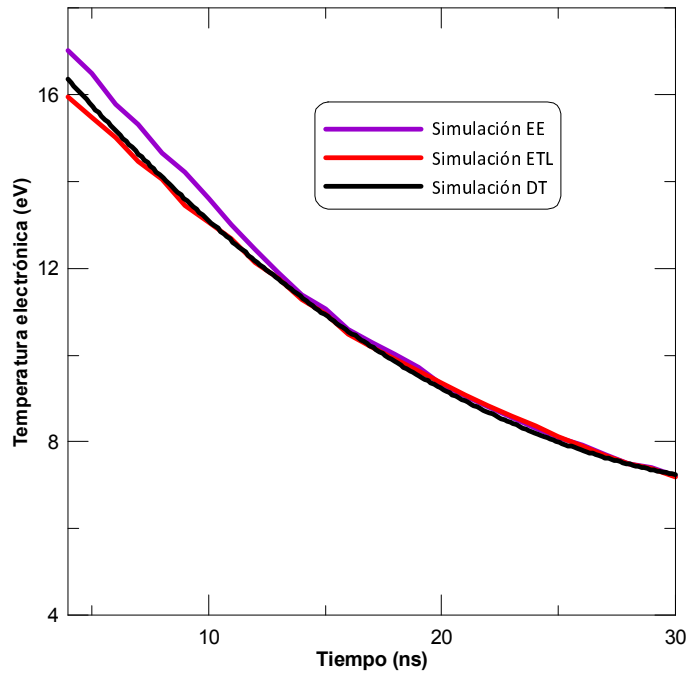


Figura 5.17: Comparación de las temperaturas electrónicas del frente de la onda de choque obtenidas con los modelos ETL, EE y DT.

Haciendo uso de las temperaturas estimadas con los tres modelos teóricos hemos analizado las abundancias relativas de los iones obtenidas con ellos. En la figura 5.18 mostramos las abundancias para dos instantes de tiempo. Como la ionización media es la misma en las tres simulaciones la ventana de iones que contribuye es también la misma. A 6 ns se puede observar que las abundancias obtenidas con los modelos ETL y DT son semejantes aunque el ion más abundante predicho por ambos modelos no concuerda (Xe^{+9} y Xe^{+8} , respectivamente). Así, aunque las temperaturas estimadas por las simulaciones ETL y DT son bastante similares, de acuerdo con la figura 5.18, existen diferencias en las abundancias proporcionadas por ambos modelos. Por otro lado, la simulación EE coincide con la DT en lo que se refiere al ion más abundante pero, sin embargo, existen discrepancias en las abundancias relativas de los iones. Por tanto, aunque las temperaturas estimadas por los tres modelos a los 6 ns son próximas, se detectan diferencias en las abundancias fraccionales de los iones que contribuyen a la distribución del estado de carga (que son, esencialmente, Xe^{+8} , Xe^{+9} y Xe^{+10}). Por el contrario, para el tiempo de 23 ns se observa en la figura un acuerdo considerable entre las abundancias de los iones obtenidas con los diferentes modelos.

Sin embargo, las abundancias relativas de los iones en el plasma son propiedades promedias y un estudio más detallado de las diferencias entre los modelos ETL y NETL requiere un análisis de las poblaciones de nivel atómicas. Para ese estudio haremos uso de los *b-plots*, que fueron presentados y explicados en el Capítulo 4. En la figura 5.19 se han representado

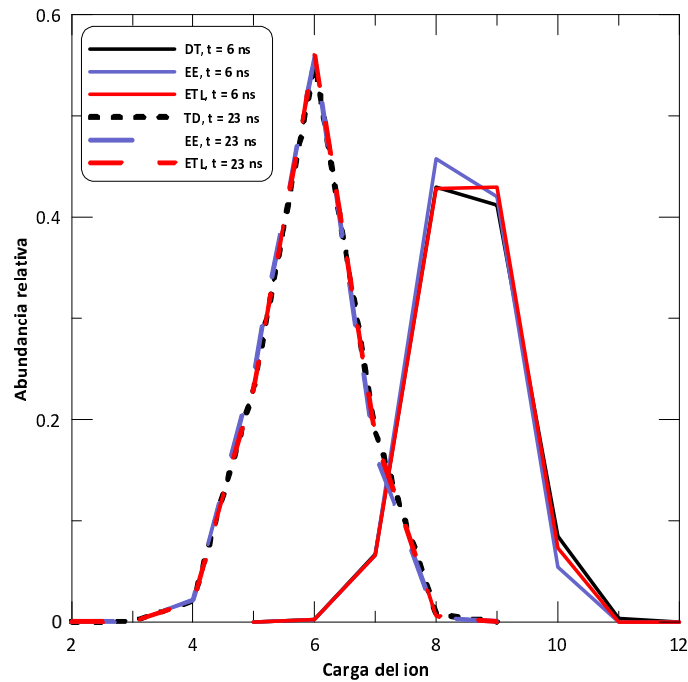


Figura 5.18: Comparación de las abundancias relativas de los iones en el plasma en el frente del choque obtenidos con los modelos ETL, EE y DT.

los *b-plots* de los dos iones principales, Xe^{+5} y Xe^{+6} , para las simulaciones EE y DT con respecto al modelo ETL, a los 23 ns. Se observa que tanto para la simulación EE como para la DT solo el nivel fundamental y los primeros estados excitados podrían considerarse que han alcanzado el ETL. A medida que la energía de la configuración atómica aumenta, las diferencias entre los cálculos ETL y NETL también lo hacen (esta tendencia es más notable en el ion Xe^{+6} que en el ion Xe^{+5}). Además, la desviación del régimen ETL es un poco más importante en el modelo DT que en el EE. Por tanto, aunque a los 23 ns las abundancias relativas de los iones obtenidas con los dos modelos de NETL son muy similares a las obtenidas en ETL (tal y como se mostró en la figura 5.18), se observa, por el contrario, que para las poblaciones de las configuraciones atómicas en el plasma, la aproximación ETL no es adecuada, excepto para las menos energéticas.

Estas diferencias en las poblaciones de las configuraciones atómicas proporcionadas por los diferentes modelos cinéticos implicarán, como consecuencia, discrepancias en las propiedades radiativas espectrales ya que estas son muy sensibles a las poblaciones. En la figura 5.20 se han representado las opacidades y las emisividades monocromáticas calculadas con los tres modelos cinéticos considerados a los 6 y 23 ns. Tanto para las emisividades como para las opacidades las diferencias son más notables a los 6 ns que a los 23 ns, resultado esperable atendiendo a las discrepancias obtenidas cuando se analizaron las abundancias relativas de los iones. Como la ventana de iones que contribuye a los espectros es la misma en los tres modelos, las estructuras que se obtienen en los espectros son las mismas, y por

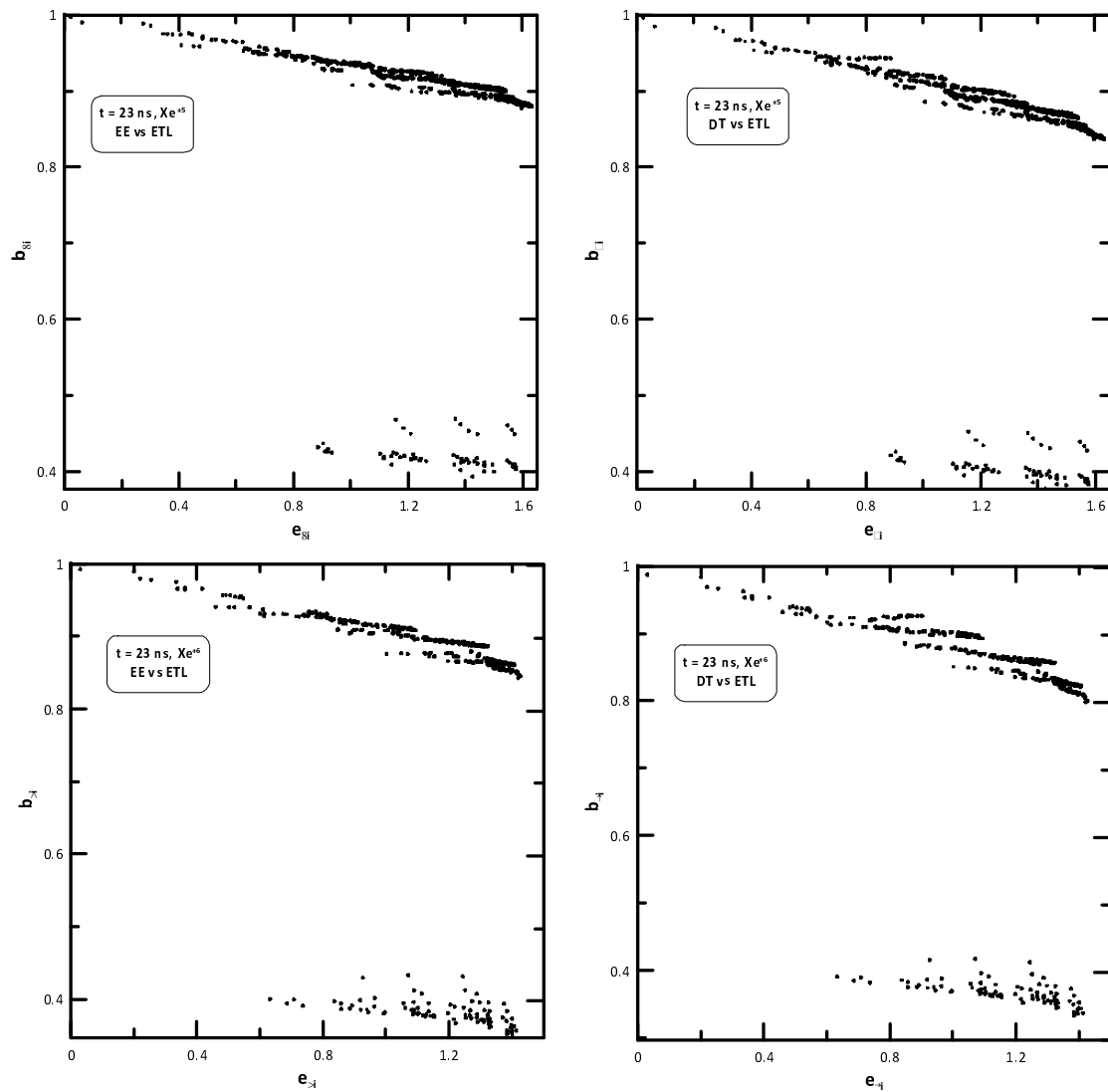


Figura 5.19: b -plots para las simulaciones EE y DT de los dos iones más abundantes a los 23 ns.

tanto, las diferencias entre los modelos están relacionadas con las alturas de los picos y la profundidad de los valles en las opacidades y en las emisividades. Sin embargo, se observa de la figura que el desacuerdo es mayor para la simulación ETL en los dos instantes, sobre todo en el espectro de emisividad. Así, a los 6 ns las discrepancias se observan tanto en el espectro de opacidad como en el de emisividad, mientras que a los 23 ns las diferencias solo se detectan para la emisividad, lo que significa que el estado fundamental y los excitados menos energéticos podrían ser considerados en ETL pero no las otras configuraciones atómicas excitadas (de acuerdo con lo que se concluyó al analizar los b -plots). Este resultado se mantiene incluso para instantes de tiempo posteriores. En la figura 5.21 se presenta la pérdida de energía radiativa en función del tiempo, calculada suponiendo el plasma ópticamente delgado, donde se puede observar que las diferencias en la simulación en ETL

sólo desaparecen para instantes de tiempos posteriores a los 50 ns. Por otra parte, con respecto a los modelos EE y DT, se observa que ambas simulaciones proporcionan similares resultados, incluso en los primeros instantes, tanto para las opacidades y emisividades monocromáticas como para las opacidades medias y el RPL.

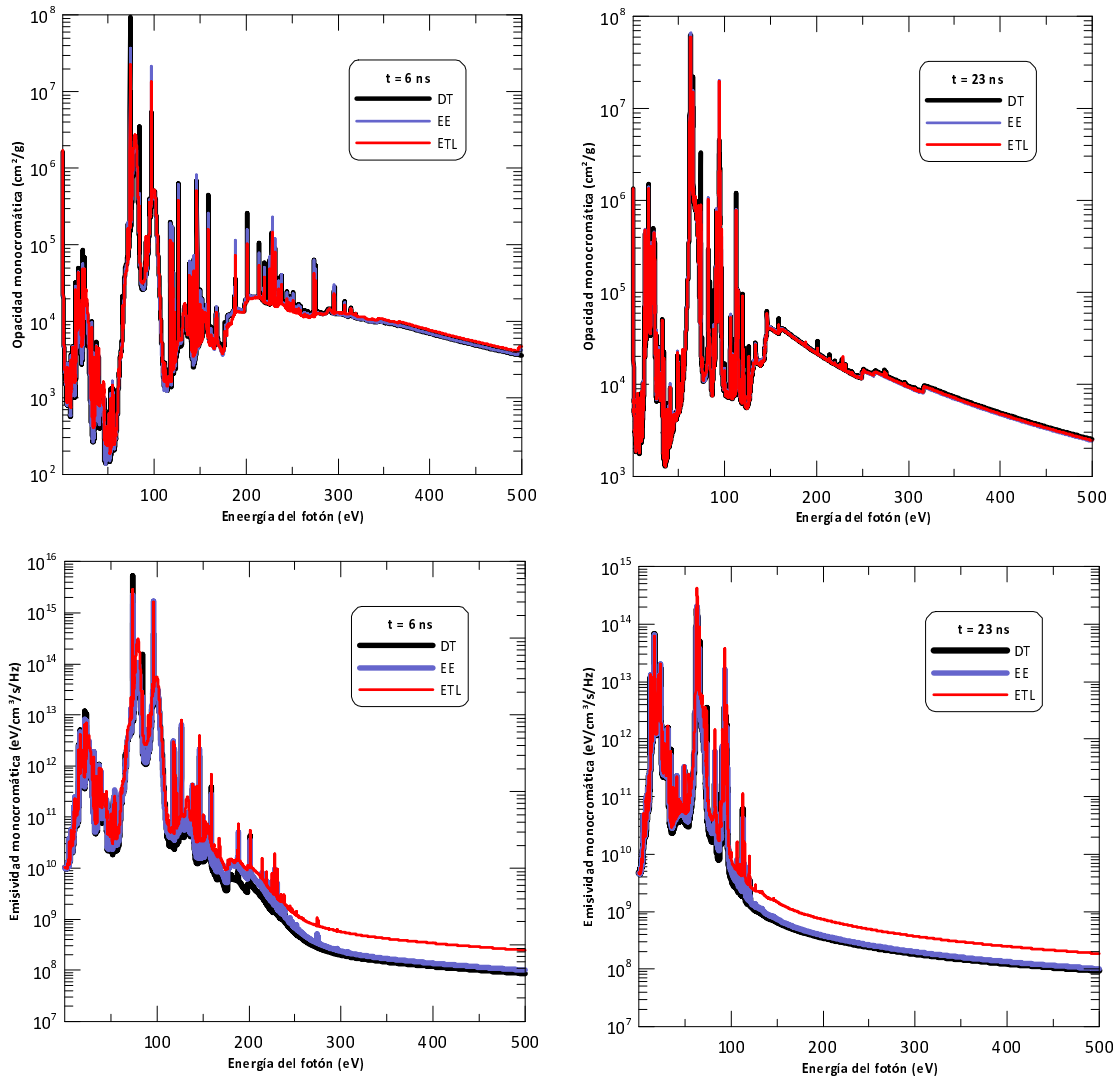


Figura 5.20: Comparación de las opacidades y emisividades monocromáticas del frente del choque obtenidas con los modelos ETL, EE y DT.

Finalmente, también se ha analizado la influencia del modelo de cinética de poblaciones en el cálculo de la intensidad específica emitida a través de frente de la onda de choque ya que esta afectará al precursor radiativo. Se ha supuesto que la capa de material chocado es un plasma homogéneo en el que la función fuente no varía con la posición, de geometría plana con espesor D . Este espesor es calculado como la anchura completa a la mitad de altura de la capa de material chocado, que es medida experimentalmente y que varía entre

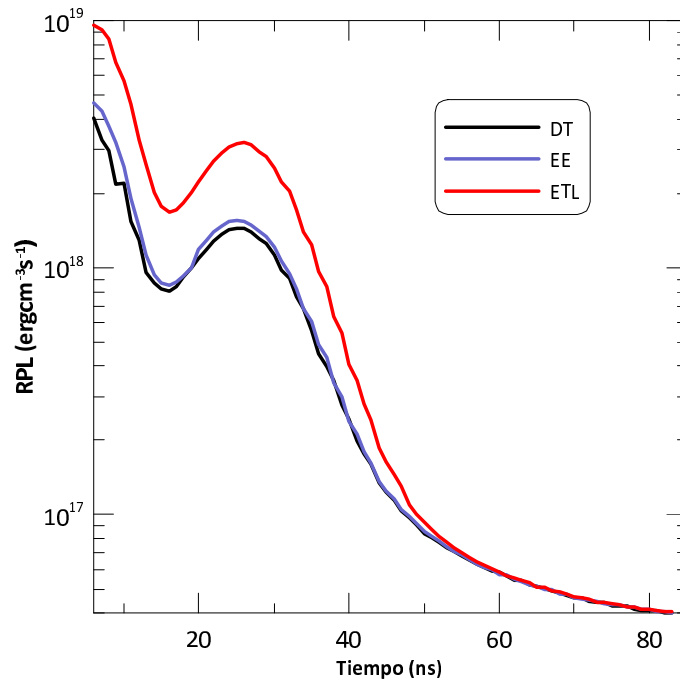


Figura 5.21: Comparación del RPL obtenido con los modelos ETL, EE y DT.

las $86\mu\text{m}$ (a los 3 ns) y las $167\mu\text{m}$ (a los 83 ns) [208]. La intensidad se calcula a partir de la ecuación (5.2) suponiendo que la intensidad entrante al material chocado es nula. En la figura 5.22 se ha representado la intensidad emitida por el frente de la onda de choque en dos instantes de tiempo (6 y 26 ns) calculada con los tres modelos. Como la intensidad específica depende de la emisividad y del coeficiente de absorción, los resultados obtenidos cuando analizamos dichas propiedades gobernarán su comportamiento. De nuevo se observan las mayores diferencias para los instantes de tiempo más tempranos y también para la aproximación de ETL. Sin embargo, las intensidades proporcionadas por los modelos DT y EE son bastante similares. Por tanto, del análisis completo podemos concluir que la temperatura electrónica, las poblaciones de nivel y las propiedades del material que se encuentra en la región justo detrás del frente de la onda de choque pueden ser obtenidas usando el modelo EE ya que las diferencias con respecto al DT no son significativas. Este es un resultado interesante ya que este hecho reduce considerablemente la complejidad de las simulaciones CR y también nos permitiría utilizar las parametrizaciones polinómicas de las propiedades medias del plasma realizadas con PARPRA en EE para posteriores acoplamientos a simulaciones radiativas-hidrodinámicas. Por otra parte, el modelo ETL solo será fiable para tiempos posteriores a los 50 ns.

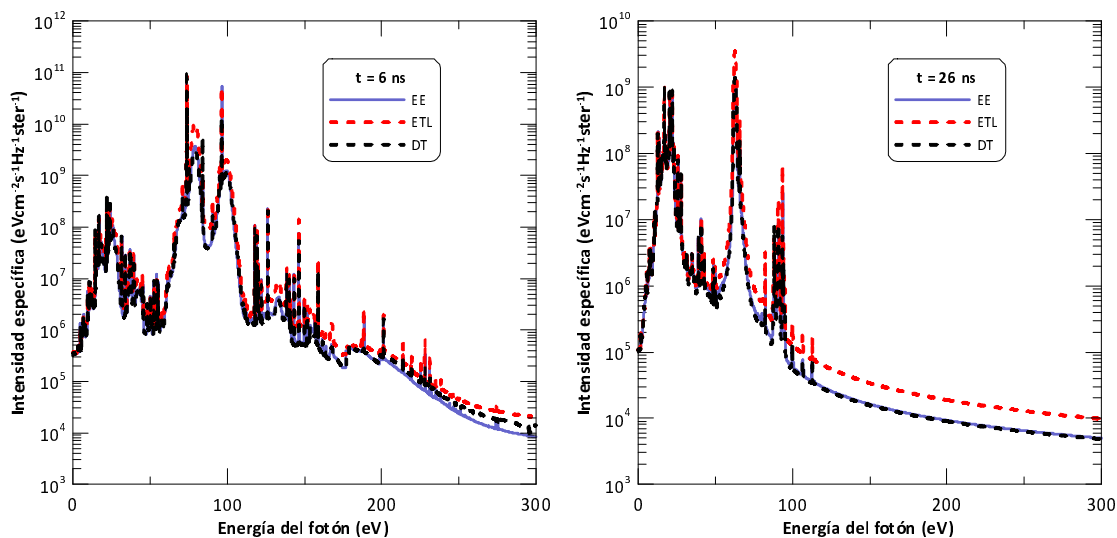


Figura 5.22: Intensidad emitida por el material chocado a lo largo de la dirección del rayo calculada con los modelos ETL, EE y DT.

5.2.5 Análisis de la influencia del campo de radiación en el precursor radiativo.

En este apartado se presenta un análisis del efecto del campo de radiación que proviene del frente del choque en las simulaciones CR del plasma del precursor radiativo. Antes de nada, hemos estudiado la opacidad en el precursor para su densidad de materia y en el rango de temperaturas 1 - 10 eV que es el que estimamos para el precursor radiativo a partir de la simulación EE y que se muestra en la figura 5.4. Así, en la figura 5.23 mostramos las opacidades monocromáticas para la densidad de materia del precursor radiativo y varias temperaturas del rango comentado. A partir de la figura se observa que, para el rango de temperaturas de interés, la absorción es mucho más pronunciada en dos intervalos de energías del fotón: en torno a 50 - 100 eV y 10 - 20 eV (XUV). Para las regiones de menores temperaturas del precursor radiativo el último intervalo de energías es el más importante.

La intensidad específica en cada punto del precursor radiativo ha sido calculada empleando la ecuación (5.2) donde la intensidad inicial es la saliente del frente del choque. En cada punto, también, se considera la radiación que proviene de puntos anteriores en el precursor (como ya se comentó anteriormente la auto-emisión debe también ser considerada). Como la temperatura del precursor va disminuyendo con la distancia al frente, hemos despreciado la radiación que proviene de los puntos del precursor que estén por delante del analizado. Por otra parte, las opacidades y emisividades monocromáticas del precursor necesarias en la ecuación (5.2) fueron calculadas con la temperaturas del mismo estimadas con el modelo EE sin incluir procesos inducidos por el campo de radiación. Un estudio más riguroso requeriría un cálculo autoconsistente para estimar las temperaturas incluyendo los procesos radiativos en el modelo CR. Sin embargo, nuestro principal propósito es rea-

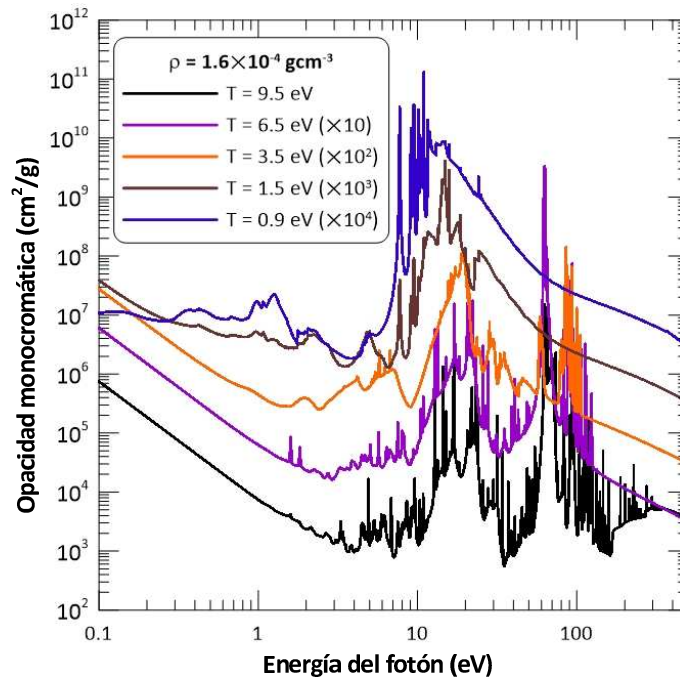


Figura 5.23: Opacidad monocromática escalada en potencias de 10 del precursor radiativo para varias temperaturas.

lizar aquí un análisis cualitativo del efecto de la inclusión de los procesos inducidos por la radiación en los cálculos cinéticos en el precursor radiativo en este experimento ya que no ha sido realizado con anterioridad.

En la figura 5.24 presentamos un ejemplo de la intensidad específica a 11 ns en varios puntos del precursor radiativo. En particular se comparan la intensidades específicas calculadas en cada punto del precursor radiativo con la emitida por el frente del choque. Los valores mayores de la coordenada radial implican puntos del precursor radiativo más alejados del frente. A partir de la figura se observa que hay una contribución apreciable de la auto-emisión del precursor en la región de energías del fotón entre 1 - 5 eV que produce un aumento en la intensidad en ese rango. Por otra parte, observamos que la absorción de la radiación está fundamentalmente localizada en la región de fotones 50 - 100 eV para posiciones más cercanas al frente del choque y por tanto, más calientes, y en la región 5 - 20 eV para posiciones más alejadas del frente y por tanto, más frías, regiones ambas de XUV del espectro. Este es un resultado esperable de acuerdo a lo observado en la figura 5.23, por tanto el precursor puede ser considerado ópticamente delgado para fotones cuyas energías no estén en esos rangos.

Como se comentó anteriormente, hemos incluido los procesos inducidos por el campo de radiación en el modelo EE. Para ello vamos a suponer que el campo de radiación es planckiano y por tanto lo primero que llevamos a cabo es el ajuste de la intensidad específica que se tiene en cada punto del precursor por una función de Planck. Ya que el precursor

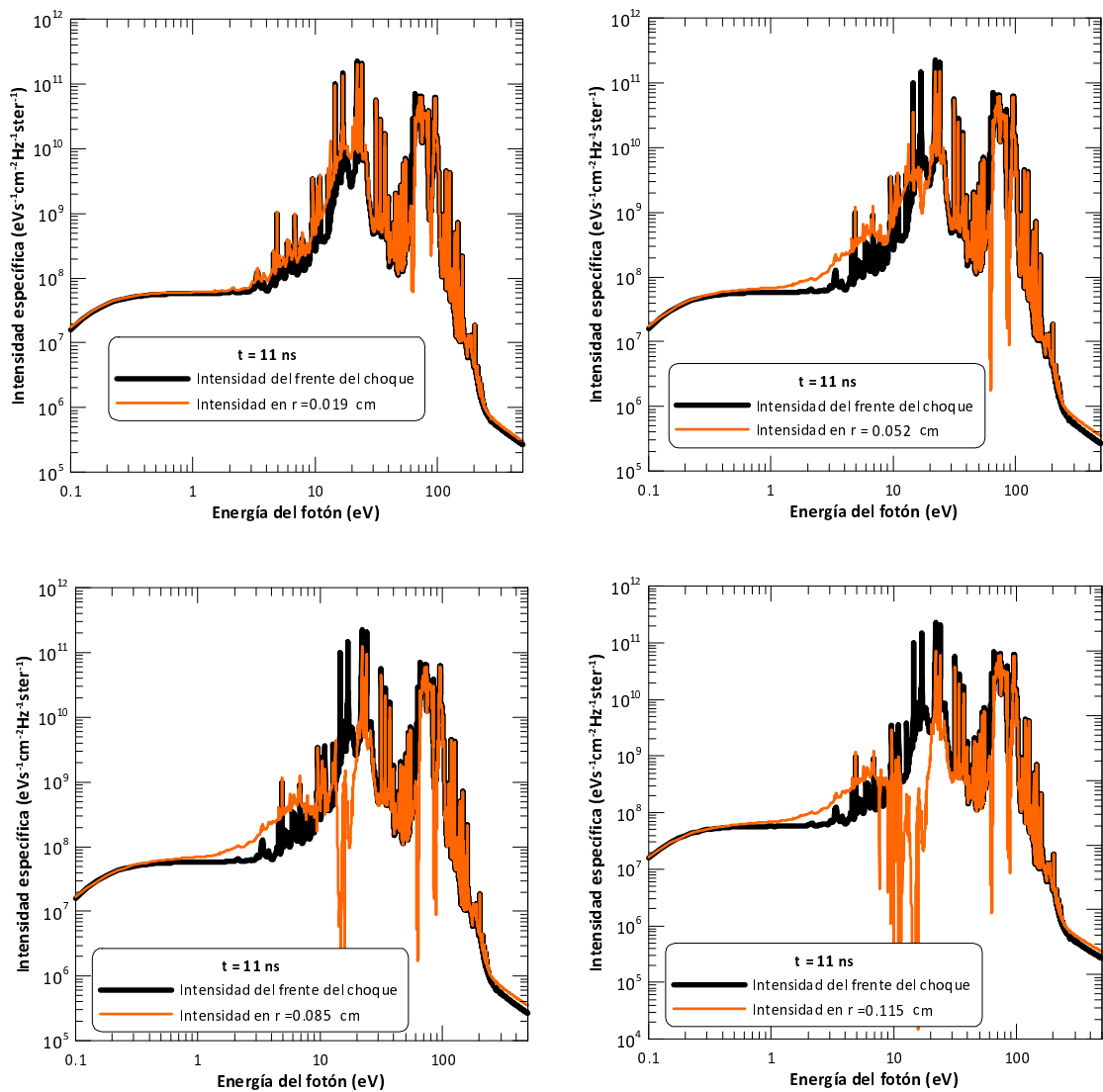


Figura 5.24: Comparación entre la intensidad específica emitida por la capa de material chocada y la que se propaga a través del precursor radiativo a los 11 ns.

radiativo absorbe fundamentalmente en dos regiones de energías de los fotones, hemos aproximado la intensidad específica por dos funciones de Planck que tratan de reproducir los valores de la intensidad específica en dichos rangos. En la figura 5.25 mostramos un ejemplo a 11 ns, donde se ve que las temperaturas de radiación de las dos funciones de Planck son 12.20 y 6 eV y los coeficientes de dilución 0.3 y 0.1, aunque aquí estos últimos no tienen significado físico ni geométrico si no que son parámetros que se obtienen en el ajuste de la intensidad específica por las funciones de Planck.

Con este modelo del campo de radiación estimamos de nuevo la temperatura del precursor radiativo y comparamos los nuevos resultados con aquellos obtenidos sin considerar los procesos inducidos por la radiación. En la figura 5.26 hemos presentado la comparación

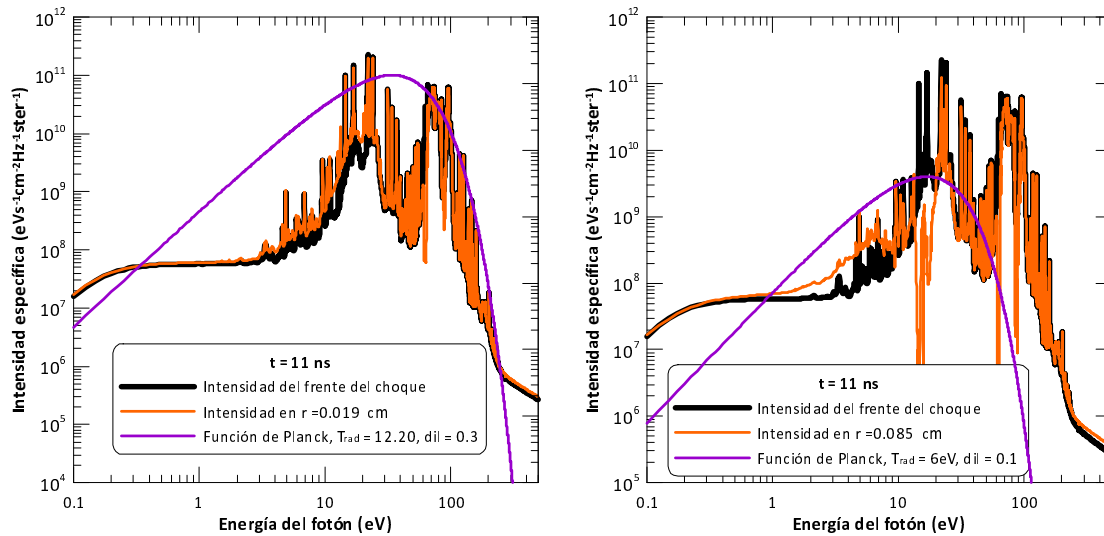


Figura 5.25: Intensidad específica aproximada por una función de Planck.

para dos instantes de tiempo. Para un valor dado de la ionización media, la temperatura electrónica predicha por el modelo que incluye los procesos radiativos es menor, lo que es coherente ya que estos procesos aumentan la ionización del plasma.

En la figura 5.27 hemos presentado una comparación entre las abundancias relativas de los iones calculadas con y sin campo de radiación en el modelo EE para dos instantes y varias posiciones del precursor radiativo. A partir de las figuras 5.26 y 5.27, podemos concluir que el efecto de la radiación es más importante a 3 ns que a 44 ns, lo que puede estar relacionado con el hecho de que el *blast wave* irradia de forma más intensa a los 3 ns, como muestra la figura 5.21. Así, las diferencias a los 3 ns tanto en la temperatura estimada como en las abundancias relativas pueden ser claramente observadas mientras que a los 44 ns, aunque se detectan algunas diferencias en las temperaturas estimadas en puntos alejados del frente del choque, estas discrepancias no son lo bastante grandes como para introducir diferencias en las abundancias relativas. Por lo tanto, la influencia de los procesos inducidos por la radiación en el balance de carga será importante fundamentalmente en instantes tempranos, cuando el *blast wave* emite radiación de forma más intensa y decaerá a medida que pasa el tiempo. Anteriormente, habíamos comentado que como la máxima temperatura alcanzada en el precursor radiativo era inferior a 8 eV, de acuerdo con el mapa termodinámico del xenón, el precursor podía considerarse en ETL. Sin embargo, se comprueba que eso no es cierto para los tiempos menores a 40 ns ya que los procesos radiativos influyen en el balance de carga del plasma, lo cual no puede ocurrir en ETL ya que esos procesos son despreciables frente a los procesos colisionales, y por tanto en esos primeros instantes es necesario emplear un modelo EE que incluya procesos radiativos para simular el precursor radiativo. Solo para tiempos posteriores a 40 ns se puede suponer en

ETL lo cual concuerda con la estimación del tiempo que tarda el precursor radiativo en alcanzar ese estado de acuerdo con la referencia [217].

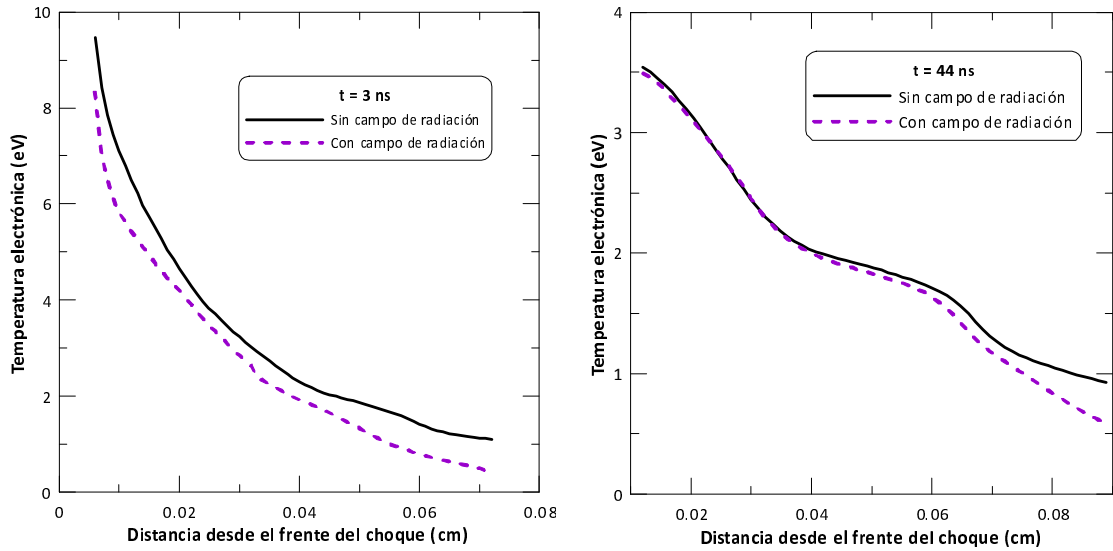


Figura 5.26: Estimación de la temperatura del precursor radiativo incluyendo, o no, procesos inducidos por el campo de radiación en el modelo EE.

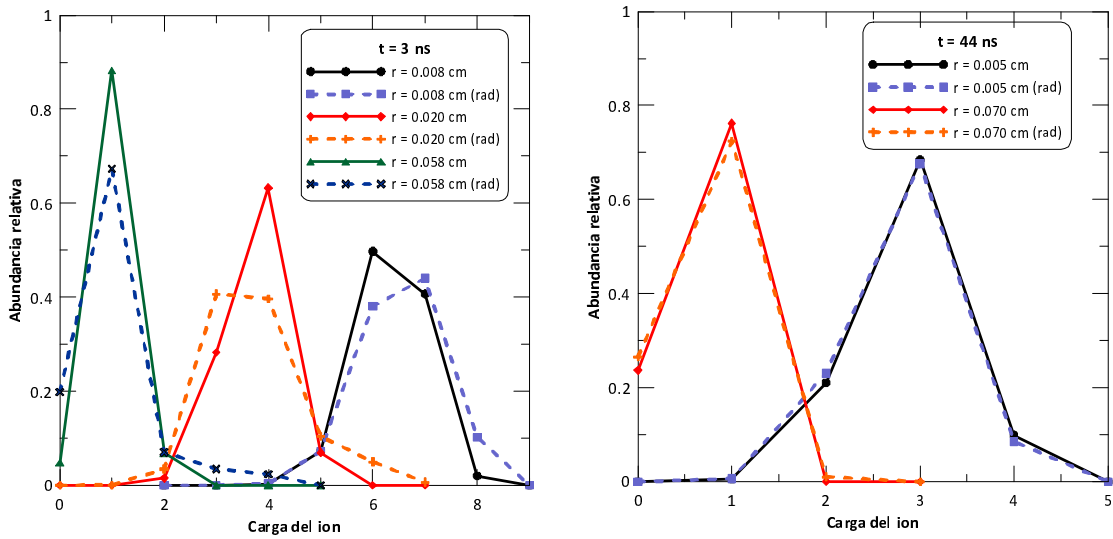


Figura 5.27: Comparación entre las abundancias relativas de los iones calculadas con los modelos EE sin incluir e incluyendo procesos inducidos por la radiación (rad) para dos instantes de tiempo y varias posiciones del precursor radiativo.

5.3 Análisis de jets supersónicos radiativos y de su interacción con un gas ambiente.

En esta sección se aborda el estudio y análisis de las propiedades microscópicas de un jet supersónico de aluminio que se enfría radiativamente y que se puede propagar tanto en el vacío como en argón, haciendo este último de gas ambiente. El jet fue producido en el dispositivo de potencia pulsada del Imperial College, Londres (Reino Unido), denominado MAGPIE [72]. El propósito de los autores fue reproducir en laboratorio los jets generados en la formación de estrellas jóvenes (los conocidos como objetos Herbig-Haro) y la interacción de los mismos con el medio interestelar (el cual es emulado mediante el argón).

El análisis que hemos realizado se encuentra claramente dividido en dos partes. En la primera, hemos hecho un estudio de la influencia del modelo cinético empleado para la determinación de las poblaciones de nivel atómicas en el plasma de aluminio del jet. En particular, hemos empleado nuestros modelos cinéticos incorporados en RAPCAL en ETL, en NETL en estado estacionario (denotado como EE) y con dependencia temporal (denotado como DT) y suponiendo el plasma como ópticamente grueso o delgado (esto es, incluyendo o no efectos de reabsorción de la radiación del plasma en el cálculo de las poblaciones). Hemos estudiado la influencia de estos modelos en el cálculo tanto de propiedades medias como son la ionización media, la opacidad media de Planck y el RPL y de propiedades espectrales tales como la emisividad y opacidad monocromáticas y la intensidad específica de la radiación emitida por el jet [218]. Este estudio nos permitirá concluir para qué condiciones de densidad y temperatura (o regiones) del plasma de aluminio en el jet pueden ser usados modelos cinéticos aproximados en lugar de modelos NETL con dependencia temporal (ópticamente grueso o delgado), puesto que estos últimos son más complejos y computacionalmente costosos. Además, también nos permitirá hacer una caracterización de propiedades microscópicas del plasma en el jet. Los perfiles de densidad y temperatura requeridos para nuestros cálculos cinéticos no fueron obtenidos experimentalmente si no mediante una simulación realizada por el código magnetohidrodinámico GORGON [219], con lo que el estudio aquí presentado se trata más bien de un postprocesado de la simulación hidrodinámica.

La segunda parte del análisis de nuestro experimento está dedicada al estudio del denominado *bow shock* que, como se comentó en el Capítulo 1, es una onda de choque (radiativa, en nuestro caso) que se genera en la punta del jet al interaccionar este con el argón (que emula al medio interestelar). Analizaremos sus propiedades microscópicas empleando para ello los modelos EE y ETL (los dependientes del tiempo no son posibles en este caso al no disponer de suficiente información de su evolución en el tiempo a partir de la simulación hidrodinámica) en función de la coordenada z y en los dos instantes de tiempo en donde hay datos de la simulación hidrodinámica, 300 y 400 ns. Analizaremos también el efecto que la radiación emitida por el jet de aluminio tiene sobre las propiedades

microscópicas del *bow shock* y finalmente, puesto que se trata de una onda de choque radiativa haremos un estudio de la posibilidad de aparición de inestabilidades térmicas.

5.3.1 Estudio de la propiedades microscópicas del plasma del jet.

Antes de pasar a presentar el estudio, se mostrará una breve descripción del experimento, de los perfiles de densidad y temperatura empleados obtenidos con GORGON, y de la discretización espacial en celdas que hemos realizado del jet.

5.3.1.1. Descripción del experimento y de la dinámica del jet.

Una descripción detallada del montaje experimental puede encontrarse en [55, 72, 220]. Nuestro propósito aquí es dar una breve descripción del mismo y de las simulaciones hidrodinámicas realizadas para la obtención de los perfiles temporales y espaciales de densidad de materia y temperatura electrónica del plasma empleados en nuestras simulaciones numéricas de las propiedades microscópicas. Los jets fueron producidos por el dispositivo de potencia pulsada MAGPIE a través de la ablación de una lámina de aluminio, generándose un plasma. Esto se consigue mediante un pulso de corriente de 1.MA y 250 ns de duración en una configuración radial del *Z-pinch*. En la figura 5.28 se muestra un esquema del montaje que genera el jet y de cómo se introduce el argón en la cámara tomado de la referencia [72]. La figura muestra el camino de la corriente eléctrica (línea discontinua), el campo magnético toroidal (flechas entrantes y salientes al papel) y la dirección de la fuerza magnética (flechas sólidas por encima de la lámina (*foil*) de aluminio). La región que rodea el jet representa el plasma de baja densidad generado a partir de la ablación de la lámina de aluminio. Un ejemplo de la estructura y de la evolución del jet, tanto cuando se propaga en el vacío como cuando lo hace en argón, se presenta en la figura 5.29, en donde se muestran las imágenes de la autoemisión del plasma en el rango XUV registradas experimentalmente.

En vacío, se observa que el jet está altamente colimado, con un cociente entre su longitud y anchura de 20, y el flujo es mantenido durante al menos 470 ns, alcanzando la parte superior del jet una altura de al menos 35 mm por encima de la lámina. El jet tiene un borde suave bien definido, presentando un alto grado de simetría tanto radial como azimutal. Además, posee un perfil de densidad electrónica que disminuye con la altura (a lo largo de la dirección axial) y no presenta perturbaciones apreciables en su forma o en la intensidad de la emisión. Un parámetro importante es la velocidad del jet. Se ha observado que el jet es supersónico con velocidades mayores a los 100 km/s en la punta y números de Mach entre 3 - 5. En el caso en donde hay argón como gas ambiente por encima de la lámina de aluminio, el gas no obstaculiza la formación de un jet bien definido y colimado pero da lugar a la aparición de nuevas características. A medida que el tiempo pasa, la ablación a partir del disco de aluminio se extiende radialmente. Como consecuencia de ello, se genera una onda de choque (conocida como *ablation shock*) que se mueve verticalmente

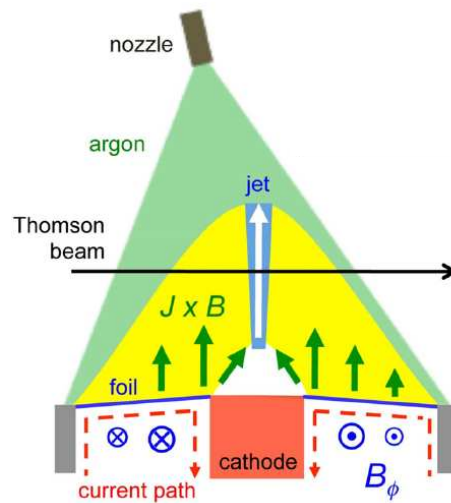


Figura 5.28: Representación esquemática de la formación del jet y de su interacción con el argón introducido por encima de él a través de una boquilla.

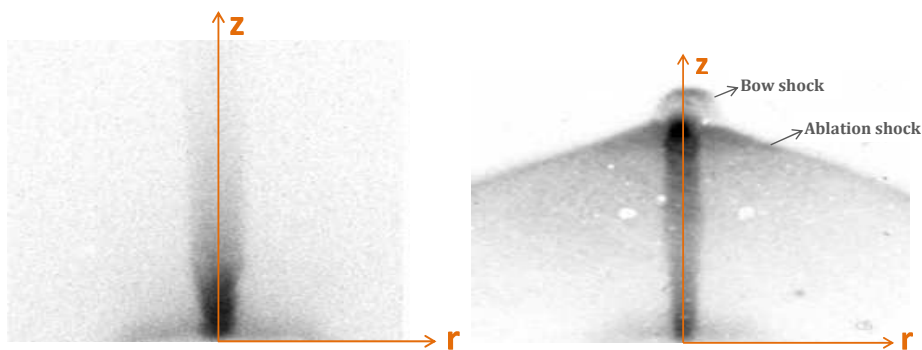


Figura 5.29: Imágenes de autoemisión del jet obtenido a partir de una lámina radial de aluminio en el rango del XUV propagándose en el vacío (izquierda) y en el argón (derecha) a 320 y 330 ns, respectivamente.

hacia arriba y se expande radialmente. Esta onda de choque comienza convergiendo sobre el eje Z , formando finalmente una columna de plasma (jet), y continúa con una implosión en cremallera. Tanto el jet central como el *ablation shock* permanecen bien definidos durante todo el experimento. A 240 ns (cerca de donde se produce el pico de corriente) el jet alcanza su diámetro mínimo (1 mm) y va aumentando con el tiempo. A partir de los 300 ns aparece una onda de choque secundaria (que se denomina *bow shock*) y que se propaga en el eje por delante del *ablation shock* (ver figura 5.29). El *bow shock* está conducido por el redireccionamiento y la aceleración del flujo producido por una estructura tipo boquilla que se forma en la parte superior del *ablation shock*. De este experimento se realizó una simulación numérica hidrodinámica [72] haciendo uso del código GORGON [219], un código en paralelo explícito diseñado para resolver las ecuaciones magnetohidrodinámicas

resistivas en una malla 3D cartesiana empleando un algoritmo del tipo Van Leer. En la figura 5.30 se presentan los perfiles de densidad de materia y de temperatura electrónicas en el eje Z para tres instantes de tiempo y en función de la coordenada z . A partir del perfil de temperatura podemos observar que para cualquier instante de tiempo representado, la longitud del jet en argón es menor que en el vacío. Además podemos observar también que el *bow shock* no está todavía formado a los 200 ns, que a 300 ns ya es visible y está localizado en torno a 15 mm y que a 400 ns se ha desplazado a los 23 mm.

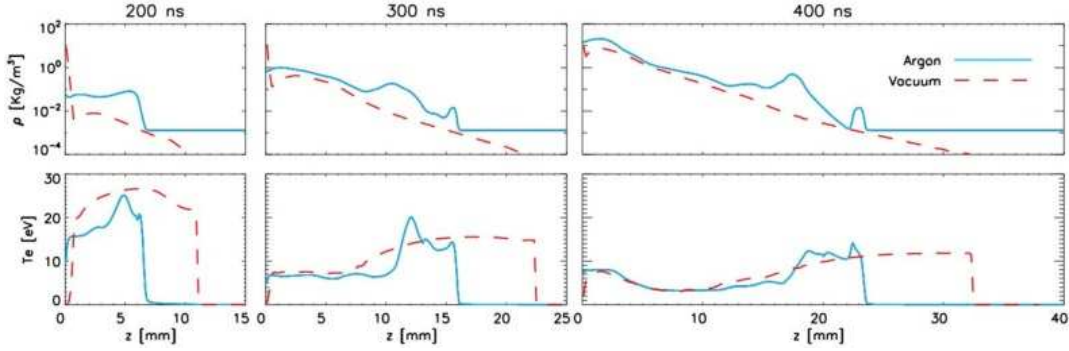


Figura 5.30: Perfiles de densidad de materia y temperatura electrónica en el eje del jet tanto para la propagación en vacío como en argón, obtenidos con el código GORGON.

5.3.1.2. Discretización numérica del jet.

Para las simulaciones numéricas hemos empleado los perfiles de densidad y temperatura obtenidos con GORGON. Hemos discretizado el plasma en el jet a lo largo del eje Z en un número finito de celdas (ver figura 5.31) de grosor Δz de en torno a 2 mm para todas las celdas en el caso del jet en el vacío. En el caso de propagación en argón la discretización fue de anchura no homogénea aunque en promedio Δz estaba en torno a 0.7 mm. Hemos supuesto un sección rectangular para las celdas de área dada por $\Delta z \Delta r$, donde Δr es el radio medio del jet cilíndrico, cuyo valor es aproximadamente de 3 mm en ambas situaciones. Con el fin de poder hacer simulaciones CR con dependencia temporal hemos realizado una interpolación lineal en el tiempo de la densidad de masa y temperatura electrónica en cada celda.

Con respecto a las intensidades totales de la radiación del jet en las direcciones transversal, ($I_T(\nu)$), y longitudinal, ($I_L(\nu)$), estas vienen dadas por la suma de la contribución de cada una de las celdas en que ha sido dividido el jet, esto es

$$I_T(\nu) = \sum_{i=1}^{nc} I_{T_i}(\nu) \quad (5.6)$$

$$I_L(\nu) = \sum_{i=1}^{nc} I_{L_i}(\nu) \quad (5.7)$$

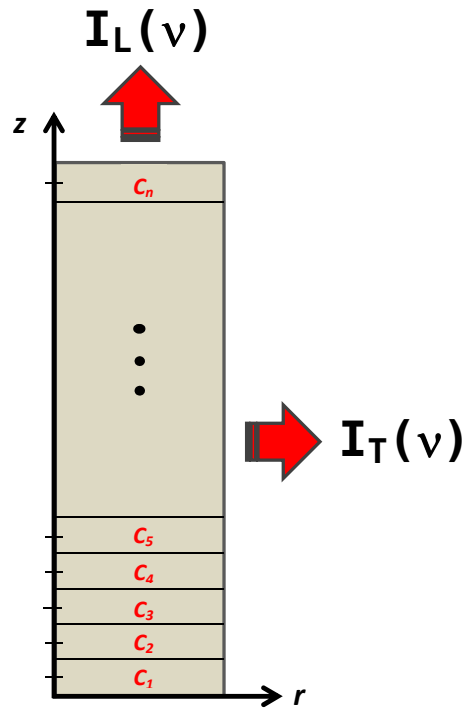


Figura 5.31: Ilustración del modelo de discretización del jet. El número de celdas aumenta con el tiempo debido a la propagación del jet. Se muestran también las intensidades en las direcciones transversal ($I_T(\nu)$) y longitudinal ($I_L(\nu)$).

donde $I_{T_i}(\nu)$ e $I_{L_i}(\nu)$, son las soluciones de la ecuación (2.19) en la aproximación estacionaria y en la dirección del rayo y vienen dadas respectivamente por las expresiones:

$$I_{T_i}(\nu) = \frac{j_i(\nu)}{\kappa_i(\nu)} (1 - e^{-\kappa_i(\nu)\Delta r_i}) \quad (5.8)$$

$$I_{L_i}(\nu) = \frac{j_i(\nu)}{\kappa_i(\nu)} e^{\sum_{k=i+1}^{nc} \kappa_k(\nu)\Delta z_k} (1 - e^{-\kappa_i(\nu)\Delta z_i}) \quad (5.9)$$

donde nc es el número de celdas. Las intensidades transversales provenientes de cada celda pueden resultar muy útiles para realizar diagnóstico espectroscópica de las condiciones de densidad y temperatura del jet en vacío con resolución temporal y espacial si el experimento se diseña de tal manera que estas intensidades queden registradas, lo cual no se realizó en el montaje experimental que se analiza aquí. Además, la intensidad transversal total es útil para analizar la influencia de la radiación emitida por el jet en el *ablation shock*, aunque este estudio no ha sido realizado aquí puesto que la simulación hidrodinámica aporta información solo en puntos del eje. Por otra parte, la intensidad total longitudinal es importante para analizar el efecto de la radiación del jet en el *bow shock*.

5.3.1.3. Comparación de los modelos cinéticos: análisis de las propiedades medias del plasma en el jet.

En este apartado presentamos el estudio numérico que hemos realizado de ciertas propiedades microscópicas medias del jet tales como la ionización media, el RPL y opacidad media de Planck, analizando la influencia del modelo cinético empleado para el cálculo de estas propiedades [218]. En particular, hemos empleado nuestro modelo CR bajo diferentes aproximaciones: ETL, NETL en estado estacionario (EE) y con dependencia temporal (DT) suponiendo los iones en reposo, considerando al plasma tanto ópticamente grueso como delgado. Ya en el Capítulo 2 se explicó convenientemente cada una de estas aproximaciones. Los modelos NETL dependientes del tiempo son los que se toman como referencia.

Hemos estimado las densidades electrónicas del jet de aluminio tanto en vacío como en argón a partir de los valores de las densidades de materia y hemos obtenido que las densidades electrónicas del jet están entre $10^{16} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ y que este resultado no depende del modelo cinético empleado para su cálculo. Para las celdas internas en la discretización del jet, las densidades electrónicas están entre $10^{19} - 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ mientras que para las celdas intermedias y externas están comprendidas entre $10^{18} - 10^{19}$ y $10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, respectivamente. Aunque la ionización media y las abundancias iónicas dependerán del modelo cinético empleado, resulta útil el estudio que en la aproximación de NETL en estado estacionario para plasmas de aluminio ópticamente delgados se realizó en el Capítulo 4, ya que proporcionan información cualitativa de sus rangos. De la figura 4.10, observamos que la ionización media está comprendida entre 0 - 7 y que para un amplio rango de condiciones del plasma tiene un valor próximo a tres (ion tipo Ne). También observamos que la ionización media no depende mucho de la densidad electrónica pero sí de la temperatura. En la figura 4.11 se muestra la distribución de carga iónica presente en el plasma de aluminio para una densidad electrónica intermedia de 10^{18} gcm^{-3} . Se observa que los iones más abundantes son aquellos comprendidos entre el Al^{+0} y el Al^{+8} , ambos inclusive, siendo el ion Al^{+3} (Al como Ne) el más relevante en el rango de temperaturas 3 - 12 eV, de acuerdo con lo observado en la ionización media.

En general, hemos detectado discrepancias en las propiedades medias analizadas calculadas con los distintos modelos cinéticos, aunque, como veremos a continuación, la importancia de las diferencias dependen de la región (celda) considerada en el jet. En nuestro análisis nos hemos restringido al intervalo temporal 300 - 400 ns debido a dos factores: en primer lugar, el pulso de corriente ha finalizado y por tanto el jet evoluciona libremente y en segundo lugar, para el caso del jet en argón las estructuras de los *bow* y *ablation shocks* ya están formadas y por tanto será la radiación emitida por el jet en este intervalo la que influya sobre ambos.

En la figura 5.32 hemos comparado la evolución temporal de la ionización media para el plasma del jet en el vacío a dos alturas empleando los diferentes modelos cinéticos

comentados. Para el intervalo de tiempo de interés, la celda localizada en $z \sim 2$ mm puede ser considerada como una celda interna y podemos ver en la figura 5.32(a) que todos los modelos proporcionan valores similares de la ionización media. Este hecho también se observa en el RPL y en la opacidad media de Planck, ver figuras 5.33(a) y 5.34(a), donde, excepto para los primeros instantes de tiempo, los modelos dan, en general, valores muy próximos de ambas propiedades. Hemos observado que este resultado es obtenido en general para las celdas internas del jet y, por tanto, podemos suponer que dichas celdas se encuentran termalizadas y el modelo de ETL podría ser empleado, lo que implica una reducción considerable del tiempo de computación de estas propiedades, dato muy interesante para las simulaciones hidrodinámicas que necesitan nutrirse de ellas. Por otra parte, la celda localizada en $z \sim 20$ mm, esto es la celda de número $i = 10$ (ver figura 5.32(b)), se corresponde en los primeros instantes de tiempo (~ 300 ns) con la punta del jet y, por tanto, se tratará de una celda externa. Sin embargo, a medida que el tiempo pasa, la altura del jet aumenta debido a su propagación y entonces esta celda se convierte en una celda intermedia (por ejemplo, a 400 ns la punta del jet se encuentra a $z \sim 30$ mm, y el número de celdas es $nc = 15$). Por tanto, las figuras 5.32(b), 5.33(b) y 5.34(b) nos permiten mostrar los comportamientos de la ionización media, del RPL y de la opacidad media de Planck, respectivamente, tanto para celdas externas como intermedias. Observamos un desacuerdo entre los resultados para la ionización media de los diferentes modelos en ambos tipos de celdas. El desacuerdo es mucho más notable aún en el RPL y en menor medida en la opacidad media de Planck. Esta es más sensible a las poblaciones de las configuraciones fundamental y las primeras excitadas que el RPL y, por tanto, las mayores diferencias encontradas en este último podrían ser debidas a que los efectos temporales y de reabsorción en la simulación cinética de poblaciones tengan una mayor influencia en las configuraciones más excitadas que en la fundamental y las excitadas de menor energía. Sin embargo, nos gustaría destacar que las diferencias reales que se obtendrían entre los modelos NETL para plasmas ópticamente gruesos y delgados en estas propiedades, serían realmente menores que las obtenidas, ya que nuestro modelo 1D de geometría plana empleado para incluir los efectos de reabsorción de radiación podría sobrestimarlas. Podemos concluir, por tanto, que para celdas intermedias y externas del jet cuando este se propaga en el vacío, se deberían emplear los modelos NETL con dependencia temporal ya que los modelos aproximados ETL y NETL en estado estacionario no son lo suficientemente precisos.

Hemos hecho un análisis similar para el jet propagándose en argón. De nuevo, hemos seleccionado para ilustrar los comportamientos una celda localizada en $z \sim 2.5$ mm que es interna durante todo el periodo de tiempo analizado, y una celda localizada en $z \sim 14.5$ mm que es externa en los primeros instantes y posteriormente se convierte en intermedia. En las figuras 5.35, 5.36 y 5.37 hemos representado la comparación de la ionización media, el RPL y la opacidad media de Planck, respectivamente, para ambas celdas. Como obtuvimos cuando estudiamos el jet en vacío, las celdas internas en este caso también se encuentran termalizadas y por tanto, nuevamente, el modelo ETL es una buena aproximación. Para

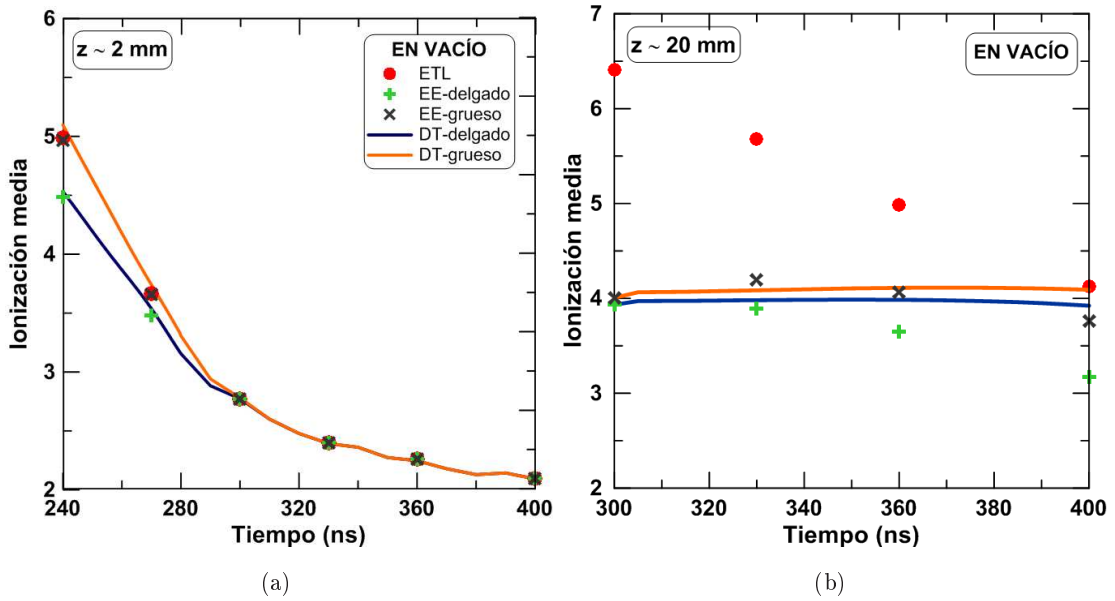


Figura 5.32: Evolución temporal de la ionización media para el plasma del jet en el vacío para dos alturas (z) diferentes, calculadas utilizando los diferentes modelos cinéticos. El código de colores de la leyenda es el mismo para ambas figuras.

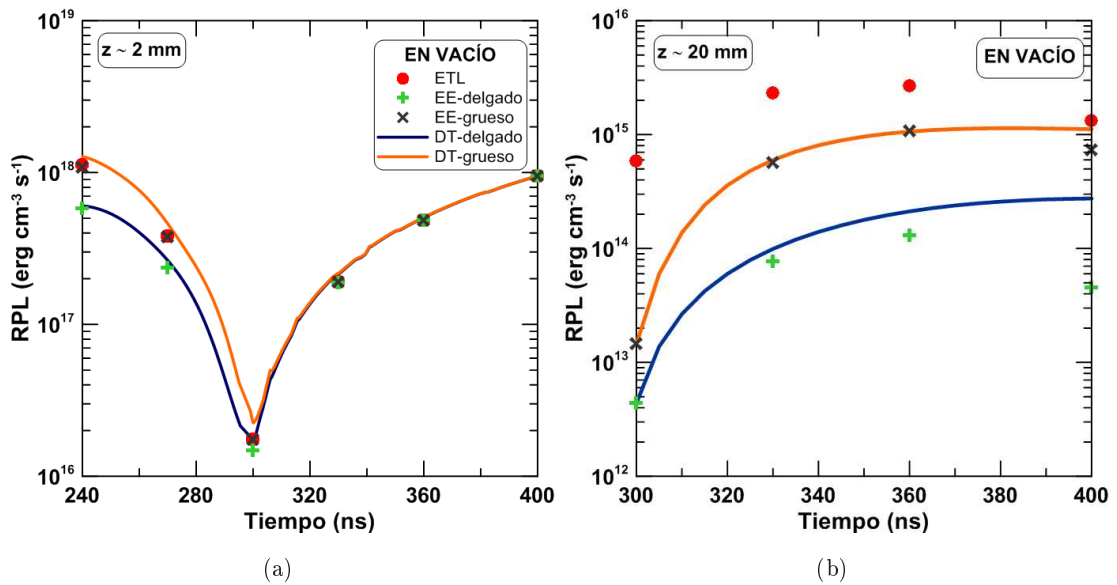


Figura 5.33: Evolución temporal del RPL para el plasma del jet en el vacío para dos alturas (z) diferentes, calculadas utilizando los diferentes modelos cinéticos. El código de colores de la leyenda es el mismo para ambas figuras.

celdas intermedias (hemos estimado, haciendo uso de la velocidad del jet proporcionada por la simulación de GORGON, que la celda en $z \sim 14.5$ mm se convierte en intermedia

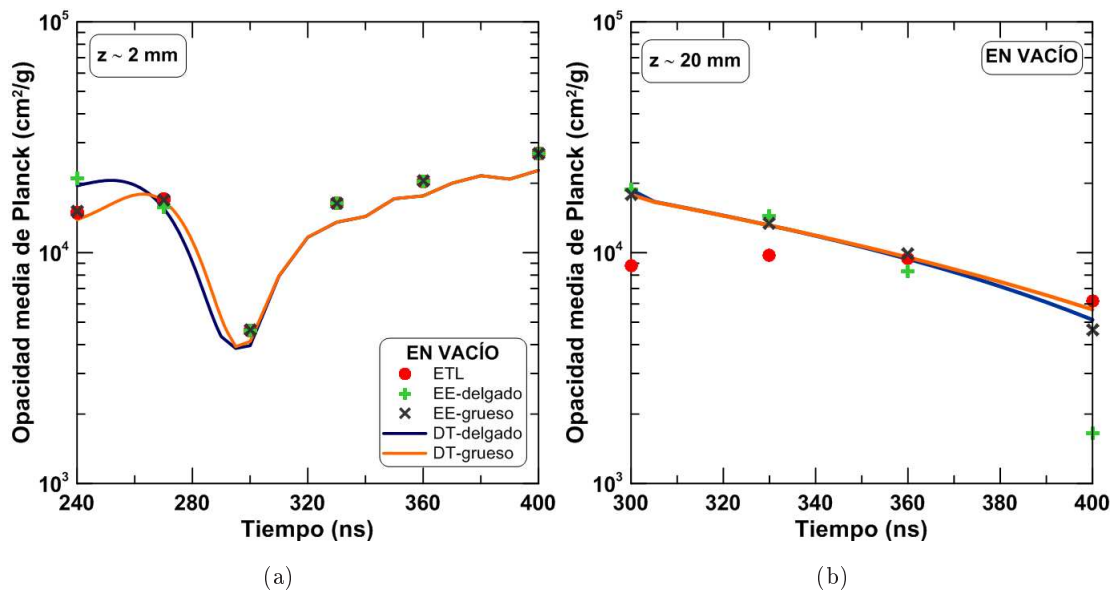


Figura 5.34: Evolución temporal de la opacidad media de Planck para el plasma del jet en el vacío para dos alturas (z) diferentes, calculadas utilizando los diferentes modelos cinéticos. El código de colores de la leyenda es el mismo para ambas figuras.

para tiempos posteriores a 340 ns) esto también es cierto y por tanto, para este tipo de celdas del jet en argón, el modelo ETL también es apropiado. Este comportamiento, que difiere del obtenido para la situación del jet en el vacío, podría deberse al hecho de que para celdas intermedias del jet en argón la densidad de materia es mayor que para la situación en vacío (teniendo en ambos casos temperaturas similares) lo que favorece los procesos atómicos colisionales y por tanto la termalización del plasma en la celda. Finalmente, con respecto a las celdas externas, existen discrepancias entre los resultados de los diferentes modelos. Para este tipo de celdas, cerca de la punta del jet, al igual que ocurría en el jet en vacío, deben ser empleados los modelos de NETL dependientes del tiempo. Este resultado era esperable ya que las celdas externas se corresponden en cada instante de tiempo con partes del jet que se acaban de generar en ese instante y por tanto no han tenido el tiempo suficiente para termalizarse. Observamos de nuevo diferencias entre las simulaciones ópticamente gruesas y las delgadas (mayor en el caso del RPL que en la opacidad, como en el caso del vacío). Como comentamos anteriormente, el modelo ópticamente grueso puede estar sobrestimando el efecto de la reabsorción del plasma. Por tanto, los modelos dependientes del tiempo nos darían un límite inferior (en el caso de la simulación ópticamente delgada) y un límite superior (en la simulación ópticamente gruesa) de los efectos reales de la reabsorción.

Experimentalmente se observa que para el jet de aluminio en argón, la densidad electrónica en la región axial del jet ($r < 1 \text{ mm}$) muestra variaciones significativas (en pequeñas escalas espaciales) que no eran observadas cuando el jet se propagaba en el vacío [72]. Las

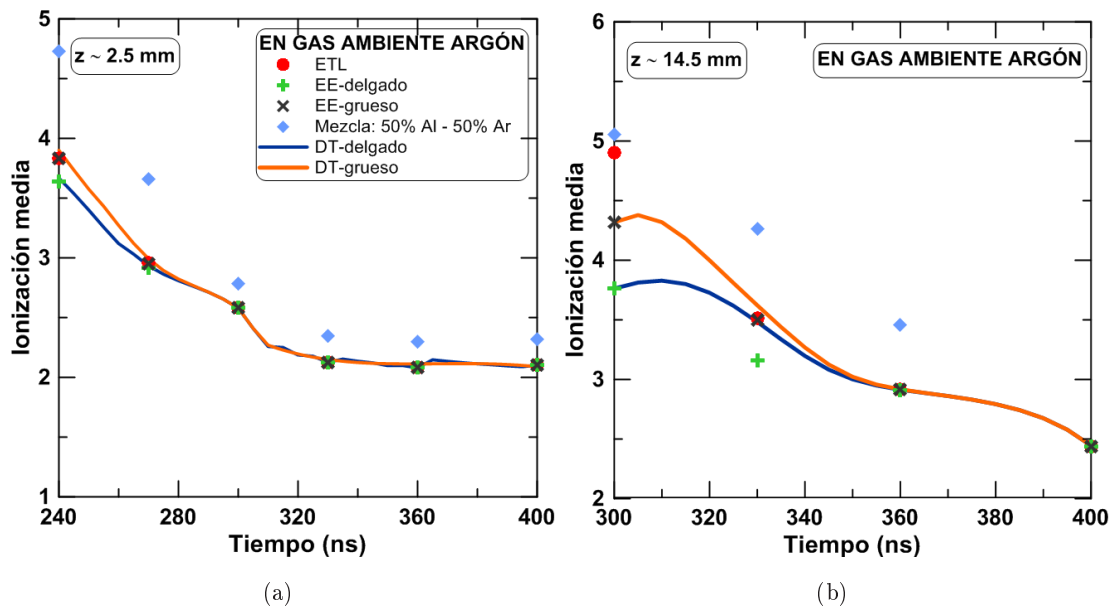


Figura 5.35: Evolución temporal de la ionización media para el plasma del jet propagándose en el argón para dos alturas (z) diferentes, calculadas utilizando los diferentes modelos cinéticos. El código de colores de la leyenda es el mismo para ambas figuras.

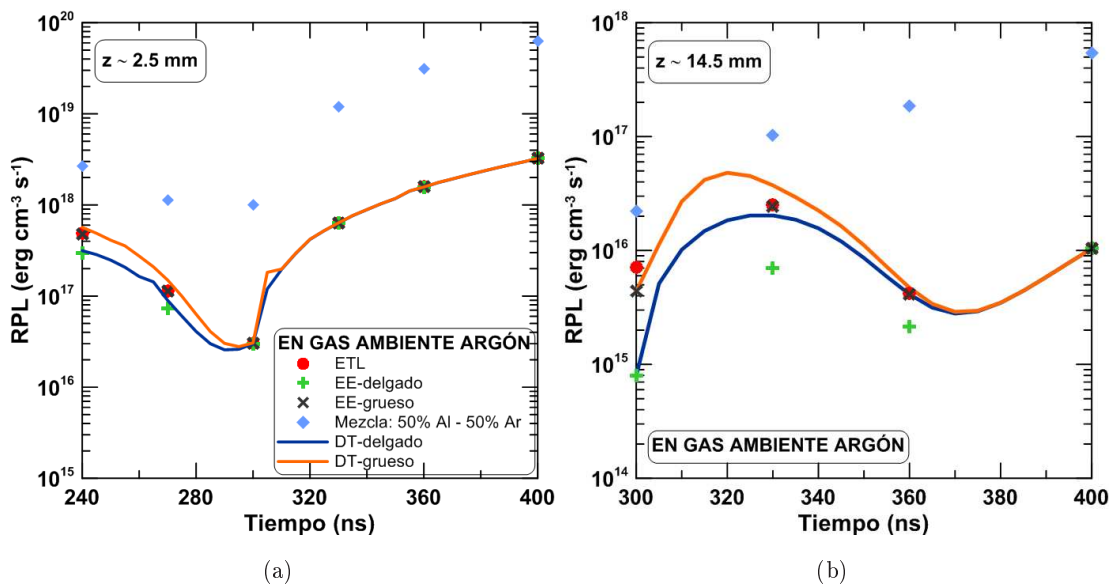


Figura 5.36: Evolución temporal del RPL para el plasma del jet propagándose en el argón para dos alturas (z) diferentes, calculadas utilizando los diferentes modelos cinéticos. El código de colores de la leyenda es el mismo para ambas figuras.

simulaciones magnetohidrodinámicas del código GORGON sugieren que esas variaciones pueden ser debidas al hecho de que el argón está siendo atrapado dentro del jet de aluminio

durante sus estados tempranos de formación. De acuerdo con la simulación, la abundancia de partículas de argón en el cuerpo del jet puede alcanzar hasta el 50 %. Por esta razón hemos hecho también una simulación colisional-radiativa del jet propagándose en argón suponiendo una mezcla 50 % Al - 50 % Ar en el eje del jet ($r=0$). Teniendo en cuenta que para el caso del jet de aluminio puro propagándose en argón obtuvimos que para las celdas internas e intermedias podían ser usados los modelos de estado estacionario, los cálculos para la mezcla los hemos realizado con el modelo EE ópticamente delgado. Para estos dos tipos de celdas observamos que la ionización media es siempre mayor en la mezcla que en el plasma monocomponente (ver figura 5.35). Este resultado es esperable, ya que para ese rango de densidades y temperaturas la ionización media del argón es mayor que la del aluminio (tal y como se puede comprobar en la figura 4.10 de las ionizaciones medias). Para el RPL y la opacidad media de Planck, también se observa que son mayores en la mezcla (ver figuras 5.36 y 5.37, respectivamente), ya que, tal y como se adelantó en el análisis del Capítulo 4 de las propiedades medias, en ese rango de temperaturas, tanto la opacidad media como el RPL del argón, son mayores que en el caso del aluminio lo que produce el aumento de estas propiedades en la mezcla.

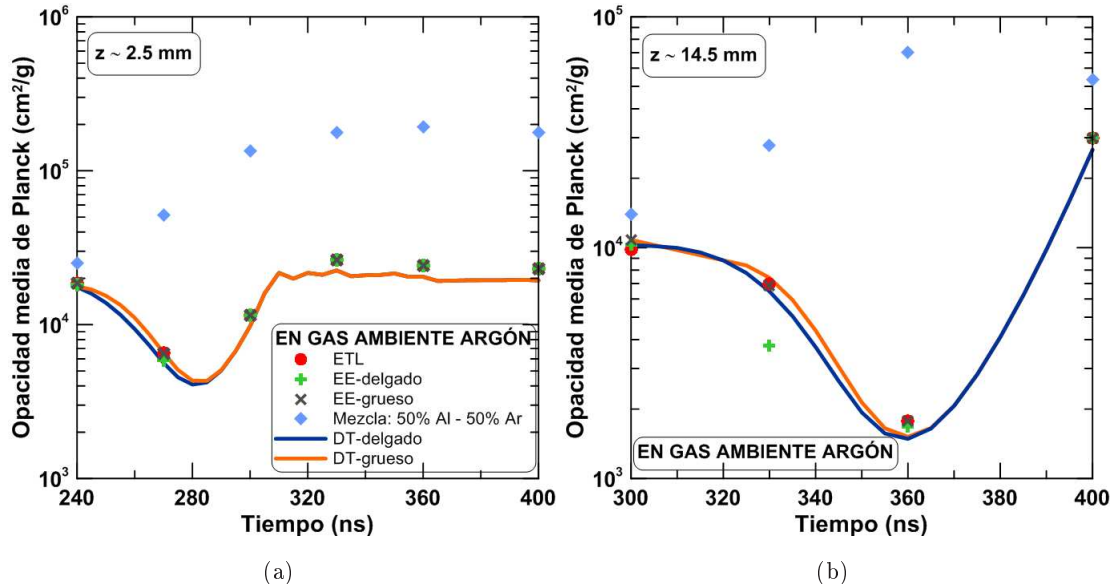


Figura 5.37: Evolución temporal de la opacidad media de Planck para el plasma del jet propagándose en el argón para dos alturas (z) diferentes, calculadas utilizando los diferentes modelos cinéticos. El código de colores de la leyenda es el mismo para ambas figuras.

5.3.1.4. Comparación de los modelos cinéticos: análisis de las propiedades radiativas espectrales

En la sección previa hemos analizado la influencia de los modelos cinéticos de cálculo de poblaciones en las propiedades medias. En esta sección analizamos el efecto en la intensidad específica de la radiación emitida por el jet en la dirección transversal ya que, como se ha comentado anteriormente, esta propiedad podría ser útil para la diagnosis espectroscópica de las condiciones del plasma en el jet, para analizar la influencia de la radiación del jet en el *ablation shock* y también para conocer cuál es la influencia del modelo cinético en la intensidad de la radiación emitida por cada región o celda del plasma en el jet. Como la intensidad específica depende de la emisividad y opacidad monocromáticas (ver ecuación (5.8)), hemos analizado también estas dos propiedades. La intensidad saliente de cada celda ha sido calculada teniendo en cuenta el transporte de la radiación a través de la celda con grosor, Δr , de 3 mm en la ecuación (5.8).

Hemos representado en la figura 5.38 las emisividades monocromáticas para dos de las celdas analizadas previamente para el jet en el vacío. No hemos considerado en este análisis una celda externa ya que, como obtuvimos anteriormente, para celdas externas e intermedias las discrepancias entre los distintos modelos eran considerables para las propiedades medias y, por tanto, también lo serán para las propiedades espectrales ya que son más sensibles a los modelos cinéticos. Por ello, decidimos presentar solo las simulaciones de celdas internas e intermedias. Hemos analizado la emisividad de la celda interna ($z \sim 2$ mm) en dos instantes de tiempo (300 y 400 ns). Cuando calculamos las propiedades medias para esta celda a 300 ns, obtuvimos que el modelo ETL podría ser usado para calcularlas aunque se obtuvieron algunas pequeñas diferencias en el RPL. En la figura 5.38(a) representamos la emisividad monocromática para este caso. A partir de la figura observamos que las emisividades calculadas con los diferentes modelos son similares para energías de los fotones menores que ~ 100 eV. Para energías mayores detectamos que los modelos con dependencia temporal difieren de los otros modelos. En este caso, los iones que más contribuyen son Al^{+2} y Al^{+3} y en ese rango de energía de fotones, la contribución a la emisividad se debe principalmente al último de ellos. Por tanto, estas discrepancias indicarían que los efectos del tiempo serían importantes para ese ion y no para los otros. Además, también se observan algunas diferencias entre los modelos NETL con dependencia temporal ópticamente grueso y delgado aunque, como ya hemos comentado previamente, estas diferencias están sobreestimadas. En principio, el cálculo de la emisividad para las celdas internas y en los primeros instantes de tiempo, requeriría de emplear modelos NETL con dependencia temporal. A 400 ns, observamos un buen acuerdo en la emisividad (ver figura 5.38(b)) debido a que el plasma ha tenido tiempo suficiente para termalizar. Este proceso estaría favorecido por el hecho de que la densidad de materia aumenta entre los 300 y los 400 ns (en torno a un orden de magnitud) mientras que la temperatura permanece casi constante para esta celda, ver figura 5.30. Entonces, los procesos colisionales serán

más importantes que los radiativos y los efectos de la reabsorción serán despreciables. Con respecto a la celda intermedia ($z \sim 20$ mm a 400 ns), recordar que ya habíamos obtenido diferencias significativas entre los códigos en las propiedades medias, sobretodo para el RPL. Este hecho concuerda con lo que observamos en la figura 5.38(c), donde se detectan diferencias importantes entre todos los modelos y por tanto, los efectos del tiempo y, en menor medida, de la reabsorción serán importantes. Por tanto, para el cálculo de la emisividad monocromática de las celdas internas, solo para los instantes de tiempo más tardíos, los modelos ETL y los NETL de estado estacionario podrían ser usados. Para las otras celdas deberían ser usados los modelos NETL con efectos de tiempo.

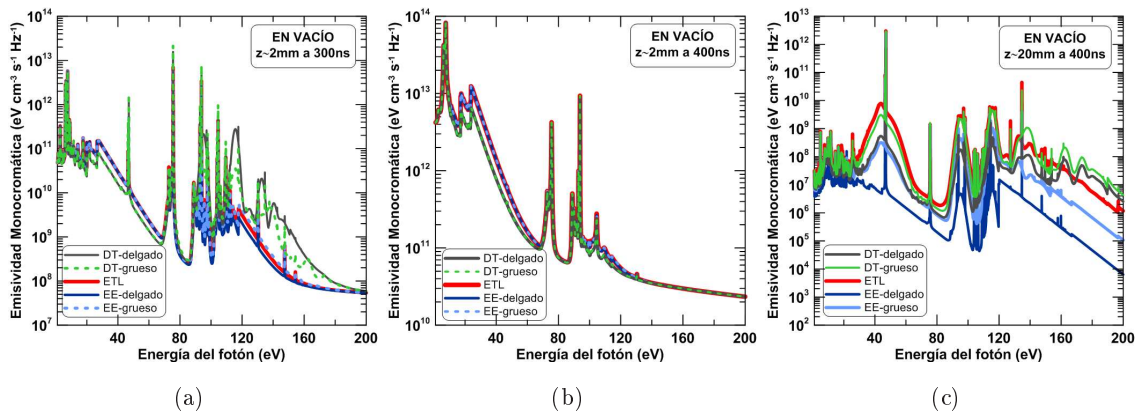


Figura 5.38: Emisividad monocromática para el plasma del jet propagándose en el vacío, calculada con los diferentes modelos cinéticos.

Hemos representado en la figura 5.39 las opacidades monocromáticas para las mismas situaciones que las analizadas para las emisividades. A 300 ns y para las celdas internas (ver figura 5.39(a)), todos los modelos proporcionan opacidades monocromáticas bastante similares lo cual está en la línea de los resultados obtenidos para la opacidad media de Planck en este instante de tiempo. Sin embargo, para esta situación, hemos obtenido diferencias en la emisividad para energías de fotón mayores de 100 eV, las cuales no son observadas en la opacidad. Esto podría significar que las configuraciones atómicas más excitadas de los iones no están termalizadas mientras que si lo estarían las configuraciones fundamental y primeras excitadas.

En cualquier caso, aunque la opacidad monocromática en este caso podría ser obtenida con el modelo de ETL, como la intensidad específica depende tanto de la opacidad como de la emisividad, este modelo no es lo suficientemente preciso como para calcular esa propiedad, como se puede observar en la figura 5.40(a). En este caso, la intensidad debería ser calculada empleando un modelo de NETL con dependencia temporal. A los 400 ns hay un buen acuerdo entre las opacidades y las emisividades de todos los modelos, y por lo tanto también en la intensidad específica (ver figura 5.40(b)). Así, estas propiedades para las celdas internas y en los instantes más tardíos del periodo de tiempo bajo consideración,

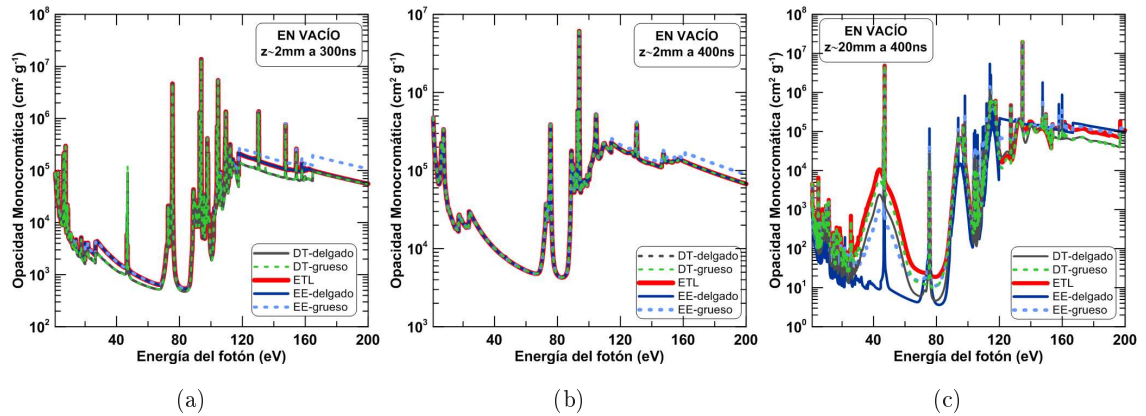


Figura 5.39: Opacidad monocromática para el plasma del jet propagándose en el vacío, calculada con los diferentes modelos cinéticos.

podría ser simulada en la aproximación de ETL. Finalmente, para la celda intermedia, las tendencias observadas para la opacidad monocromática son las mismas que en el caso de la emisividad y, ya que los códigos muestran discrepancias entre ellos para ambas propiedades, también ocurrirá así con la intensidad específica en este tipo de celdas (ver figura 5.40(c)) y los modelos de NETL con dependencia temporal deberán ser utilizados para simular estas propiedades.

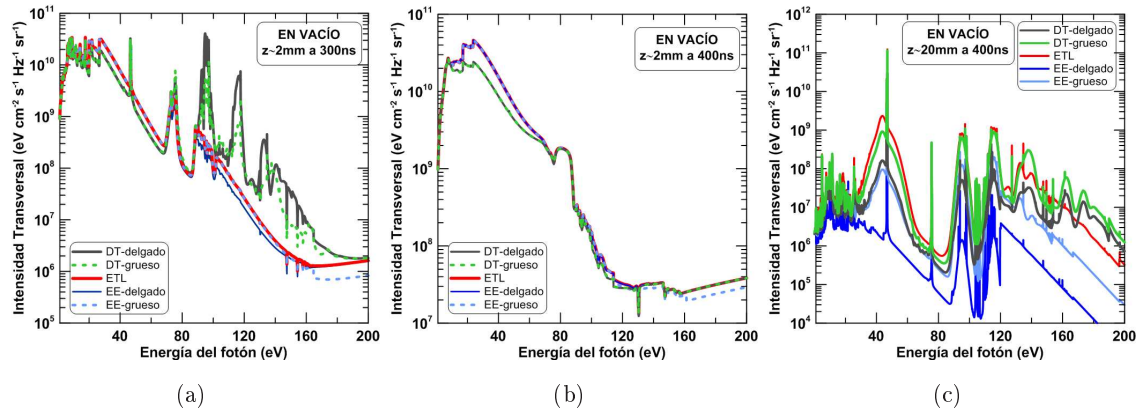


Figura 5.40: Intensidad específica de la radiación emitida en la dirección transversal por el plasma del jet en el vacío calculada con los diferentes modelos cinéticos.

Hemos hecho un análisis similar para la situación del jet propagándose en el argón. Así, presentamos en la figura 5.41 las emisividades monocromáticas para celdas internas, externas e intermedias, ver figuras 5.41(a), 5.41(b) y 5.41(c), respectivamente. En el análisis de las propiedades medias concluimos que para las celdas internas e intermedias se podía emplear el modelo de ETL. Esto sigue siendo cierto para las emisividades y opacidades monocromáticas como se puede ver en las figuras 5.41 y 5.42. A los 300 ns, la celda locali-

zada en $z \sim 2.5$ mm está termalizada, lo cual no ocurría para la celda en $z \sim 2$ mm para el jet en el vacío.

De las simulaciones de GORGON (ver figura 5.30), observamos que durante el periodo de tiempo 200 - 300 ns, la temperatura electrónica de la celda en el jet en argón es menor que en la celda del jet en el vacío, mientras que la situación contraria ocurre para la densidad de materia. Estos dos factores favorecen los procesos colisionales y, por tanto, la termalización de la celda en ese periodo, y esta podría ser la razón del acuerdo entre los modelos para las celdas internas, a los 300 ns, en el caso del jet en el argón. Este acuerdo se obtiene también para la emisividad monocromática para las celdas intermedias (ver figura 5.41(c)) lo que confirma lo ya obtenido al analizar las propiedades medias. Por lo tanto, para las emisividades monocromáticas de las celdas internas e intermedias, el modelo ETL podría ser usado. Esto no es así para las celdas externas, ya que se detectan diferencias apreciables entre los códigos, lo cual es un resultado esperable ya obtenido en la sección previa. En la figura 5.41(b), podemos observar que los comportamientos pueden ser agrupados en dos categorías: los modelos ETL y NETL para plasmas ópticamente gruesos por una parte y los modelos de NETL para la situación ópticamente delgada por otro lado. Por tanto, en este caso, los efectos de reabsorción parecen ser más importantes que los efectos del tiempo en el cálculo de las poblaciones de las configuraciones atómicas en el plasma, aunque también se observan algunas diferencias asociadas a los efectos del tiempo. Así, en principio, deberíamos emplear en este caso un modelo de NETL ópticamente grueso.

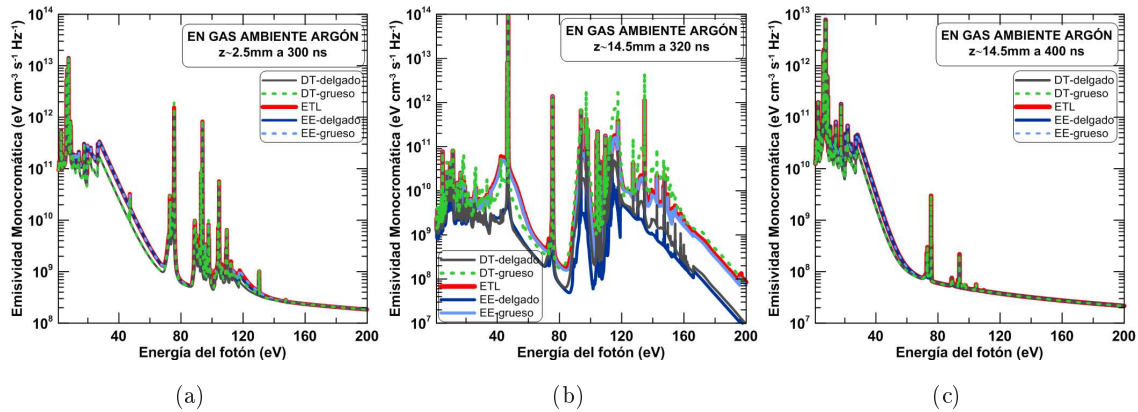


Figura 5.41: Emisividad monocromática para el plasma del jet propagándose en argón, calculada con los diferentes modelos cinéticos.

La opacidad monocromática y la intensidad específica han sido representadas en las figuras 5.42 y 5.43, respectivamente. Las conclusiones obtenidas en el análisis de las emisividades monocromáticas son directamente aplicables a estas dos propiedades. De nuevo, el acuerdo es mejor en las opacidades que en las emisividades, lo que muestra que los efectos de reabsorción y del tiempo tienen una mayor influencia en las configuraciones atómicas más excitadas que en las fundamental y primeras excitadas.

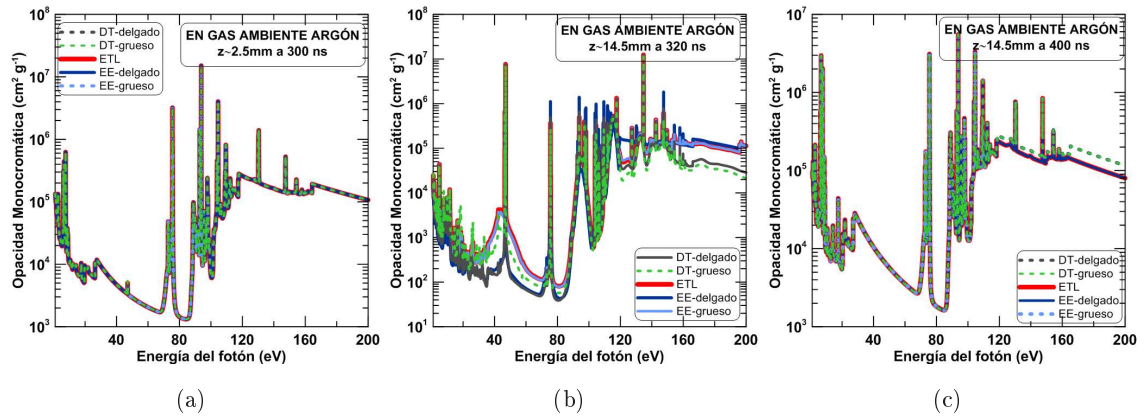


Figura 5.42: Opacidad monocromática para el plasma del jet propagándose en el argón, calculada con los diferentes modelos cinéticos.

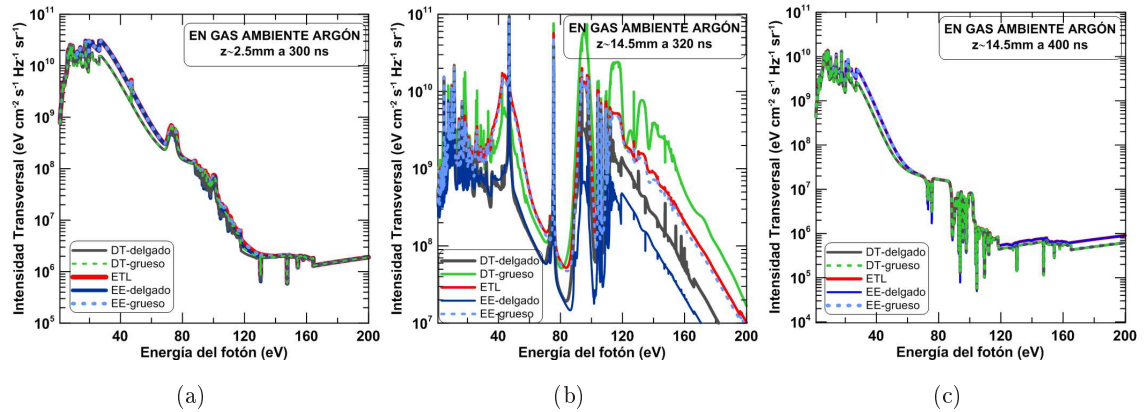


Figura 5.43: Intensidad específica de la radiación emitida en la dirección transversal por el plasma del jet en el argón calculada con los diferentes modelos cinéticos.

5.3.2 Estudio del *bow shock* en argón.

Como comentamos al principio, el análisis de este experimento consiste en dos partes diferenciadas. En la primera de ellas, que es la presentada anteriormente, se analizó el jet. Esta segunda parte está dedicada al estudio del *bow shock*, que es la onda de choque que se forma en la punta del jet al interaccionar este con el argón que se inyecta en la cámara. En la simulación de GORGON (ver figura 5.30) se observa que esta estructura está completamente formada a los 300 ns y se corresponde con la protuberancia localizada en el perfil de densidad de materia en torno a $z \sim 15$ mm. A los 400 ns, se observa que se ha desplazado hasta alrededor de $z \sim 23$ mm. En el estudio que presentamos a continuación no se incluyen simulaciones con los modelos cinéticos dependientes del tiempo, puesto que la información que del *bow shock* nos proporciona GORGON no es suficiente como para poder realizar una interpolación de las condiciones de densidad y temperatura de

los puntos de la onda de choque entre los 300 y 400 ns. Los modelos empleados serán entonces el de ETL y el NTLE en estado estacionario (EE), aunque para este último modelo contemplaremos dos situaciones: incluir, en el cálculo de las poblaciones, un campo de radiación externo emitido por el jet, o no incluirlo. De este modo, podremos analizar la influencia de la radiación emitida por el jet sobre las propiedades del *bow shock*. El estudio se sigue contemplando en la dirección axial del jet (dirección en la cual la simulación de GORGON proporciona los datos) y por tanto la radiación del jet será la que denominamos como longitudinal en la sección anterior. Comenzamos este estudio, por tanto, analizando la intensidad longitudinal.

5.3.2.1. Estudio de la intensidad específica longitudinal de la radiación emitida por el jet.

Dado que es el *bow shock* quien va a absorber la radiación proveniente del jet, hemos calculado previamente las opacidades monocromáticas del mismo para los dos instantes de tiempo considerados (figuras 5.44). Esto nos permitirá conocer en que región espectral se va a producir una mayor absorción de la radiación. Hemos representado la propiedad para dos puntos del *bow shock*. Uno de ellos (el de menor valor de la coordenada z) se corresponde con un punto de la zona de enfriamiento de la onda de choque y el otro, con un punto del frente del choque. El cálculo de las mismas se ha realizado con el modelo CR en estado estacionario (EE) suponiendo el plasma como ópticamente delgado para el cálculo de las poblaciones.

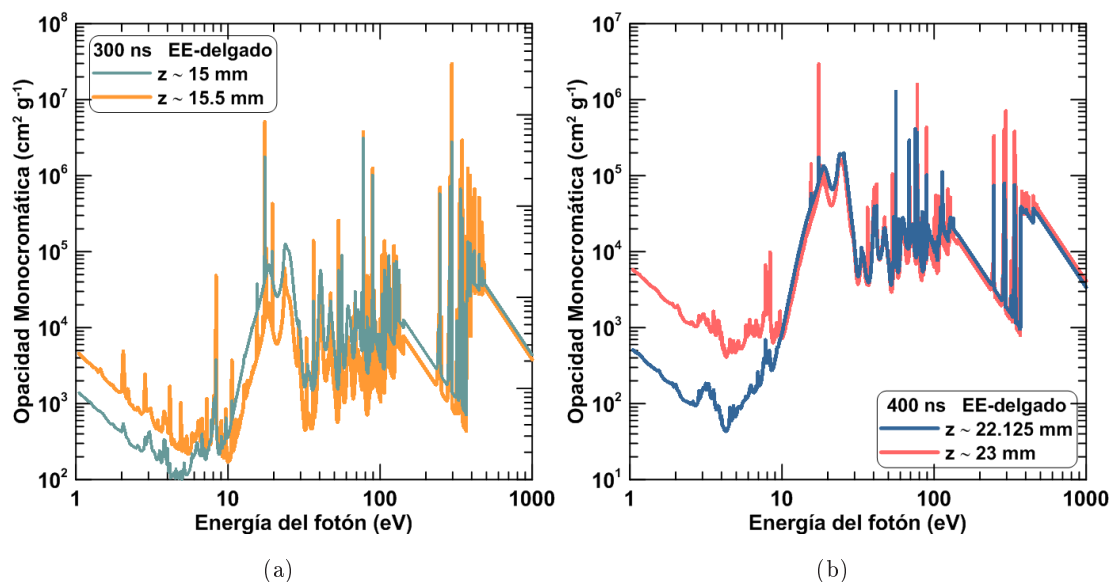


Figura 5.44: Opacidad monocromática para dos puntos del *bow shock* y para los instantes 300 y 400 ns.

Para el instante de 300 ns observamos, en la figura 5.44(a), que las estructuras del espectro son bastante similares en ambas posiciones. Como las temperaturas en ellas no son muy diferentes (13 y 14.5 eV) las ionizaciones medias tampoco lo serán (6.4 y 6.7, respectivamente) con lo que los iones más relevantes en ambos casos serán los mismos, lo que justifica la similitud de las estructuras observadas en el espectro absorción. Sin embargo, la diferencia de altura en los picos del espectro nos indica que, aunque los iones involucrados sean aproximadamente los mismos, las poblaciones de las configuraciones atómicas difieren entre las dos posiciones. Por otra parte, detectamos que el plasma, tanto en el frente como en la región de enfriamiento, absorbe la radiación de forma más significativa en dos regiones de energía de los fotones: la primera, entre los 20 y los 150 eV (región XUV del espectro) y la segunda, entre 300 y 600 eV, aproximadamente (región de rayos X del espectro). Para el otro instante de tiempo, $t = 400$ ns, hemos escogido, al igual que a 300 ns, dos puntos, de coordenadas $z \sim 22.125$ mm y $z \sim 23$ mm, que se corresponden con un punto de la región de enfriamiento y con un punto del frente, respectivamente. Las condiciones de densidad y temperatura para ambos puntos son $T_e = 11$ eV y $\rho = 2 \times 10^{-6}$ gcm $^{-3}$ para el primero y $T_e = 11.5$ eV y $\rho = 2 \times 10^{-5}$ gcm $^{-3}$ para el segundo. En este caso, las temperaturas son muy similares en ambos puntos (ionizaciones medias 5.7 y 6.1) y por tanto, al igual que en 5.44(a), se observan estructuras muy similares en el espectro de absorción, aunque también se detectan diferencias en las alturas de los picos (ver figura 5.44(b)). Sí se observa una mayor diferencia en el rango de energías del fotón 1 - 7 eV (visible y UV cercano del espectro) que se debe a la discrepancia que existe en la contribución libre-libre en ambas posiciones z que, como sabemos, es proporcional a la densidad electrónica al cuadrado (ecuación 2.38). El factor 10 que hay entre ambas densidades de materia, es quien conduce a las diferencias observadas. Para este instante de tiempo, las regiones de energías del fotón en donde la absorción es más intensa, son también dos: la primera entre 10 y 150 eV (XUV) y la segunda entre 200 y 400 eV (rayos X). Como vemos, las regiones están desplazadas hacia energías más bajas que en el caso de $t = 300$ ns, ya que las temperaturas ahora son menores y por tanto también lo son las ionizaciones medias.

Hemos caracterizado así en qué regiones espectrales absorberá una radiación externa con más intensidad el plasma de argón en puntos de la región de enfriamiento y en puntos del frente del *bow shock*. Procederemos ahora a analizar esta radiación externa. Como ya comentamos anteriormente, el *bow shock* es una estructura que se origina en la punta del jet supersónico cuando este interacciona con el argón. Que el jet se enfríe radiativamente significa que está emitiendo radiación y es esta la que incide sobre el *bow shock* a modo de radiación externa. En particular, como estamos analizando el problema suponiéndolo 1D en la dirección del eje Z , la radiación incidente será la que hemos denominado como longitudinal al analizar el jet. En el apartado anterior analizamos la intensidad específica de la radiación que emitía cada celda en que dividimos el jet en la dirección transversal cuando este se propagaba en argón. Este estudio nos permitió concluir qué modelo cinético para el cálculo de poblaciones podía ser empleado para el cálculo de esta propiedad. Aquí

vamos a hacer uso de esos resultados para analizar la intensidad específica de la radiación en la dirección longitudinal y la contribución que cada celda a la misma.

La intensidad longitudinal total la calculamos con la ecuación (5.7), donde se transporta la intensidad de cada celda a través de todas las celdas situadas por encima de ellas en el jet, hasta alcanzar el final del mismo (ver ecuación 5.9). En la figura 5.45 hemos representado la contribución de las celdas a la intensidad específica de la radiación emitida por el jet en la dirección longitudinal así como la intensidad total para $t = 300$ ns, figura 5.45(a), y $t = 400$ ns, figura 5.45(b). Las intensidades han sido calculadas con el modelo CR en estado estacionario suponiendo al plasma ópticamente delgado.

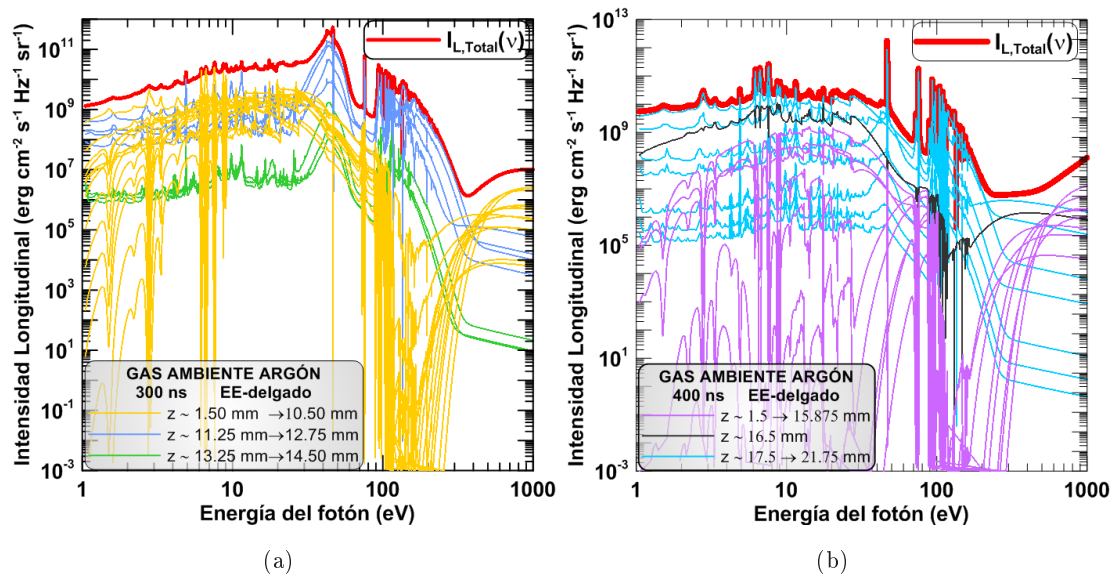


Figura 5.45: Intensidad específica de la radiación del jet en la dirección longitudinal. Contribuciones de las celdas y total a 300 y 400 ns.

Para el primer instante de tiempo, hemos agrupado las intensidades de las celdas por colores atendiendo a su comportamiento, ver figura 5.45(a). En el grupo de color amarillo están incluidas celdas internas del jet y las primeras intermedias. Las representadas con el color azul incluyen las intensidades de las celdas intermedias y por último las de color verde se corresponden con las celdas externas del jet (el final del mismo está en $z \sim 14.50$ mm). Lo primero que se observa es que las celdas que más contribuyen a la intensidad total son las representadas con el color azul, esto es, las celdas intermedias más externas (cuyas temperaturas están entre 13 y 16 eV y con densidades de $10^{-4} - 10^{-5} \text{ g cm}^{-3}$). La absorción de la radiación emitida por estas celdas se debe básicamente a ellas mismas ya que las celdas que se encuentran por encima (las de color verde) tienen densidades un orden de magnitud menor y por tanto absorben menos (tal y como demuestra el hecho de que las intensidades de las celdas externas no sufren prácticamente reabsorción). Por otra parte, la contribución de estas últimas es bastante menor en las dos regiones de mayor absorción por

parte del *bow shock*, esto es 20 - 150 y 300 - 600 eV. En cuanto a la contribución de las celdas representadas en amarillo, se detecta que las más internas son fuertemente absorbidas en las regiones 1 - 10 eV y 100 - 300 eV aunque su contribución no es despreciable en las regiones de mayor absorción del *bow shock*. La absorción de la radiación de estas celdas es debida fundamentalmente a las celdas que pertenecen al grupo de su propio color que tienen todas ellas temperaturas (entre 6.5 y 7 eV) y densidades ($\sim 10^{-4} \text{ gcm}^{-3}$) muy similares, con lo que los espectros de emisión y de absorción serán parecidos. Las celdas representadas con color azul, de más altas temperaturas, también podrían contribuir a aumentar la absorción de la radiación de las celdas más internas en las regiones del espectro con energías del fotón un poco mayores (las absorciones que se detectan entre los 100 y los 200 eV).

Para el instante de tiempo de 400 ns también hemos agrupado en colores las intensidades específicas en función de su comportamiento similar, ver figura 5.45(b). La longitud del jet es obviamente mayor en este instante que en 300 ns (su punta está en $z \sim 21.75 \text{ mm}$) y por tanto también el número de celdas. En este caso se obtiene un grupo muy grande de celdas con el mismo comportamiento (representadas con el color violeta) que incluye todas las celdas internas y la mayoría de las intermedias. Este grupo se caracteriza porque las temperaturas son muy similares en la mayoría de las celdas (3 - 5 eV) al igual que las densidades de materia ($\sim 10^{-4} \text{ gcm}^{-3}$). La absorción de la radiación emitida por las celdas de este grupo es grande en todo el rango de energías del fotón salvo en la región de energías más altas, y es tanto mayor cuanto más interna es la celda. En negro hemos representado la intensidad proveniente de una sola de las celdas puesto que su comportamiento es diferente al de las demás (tal y como se puede observar en la figura). Esto se debe a que su temperatura es apreciablemente superior a las celdas anteriores (7.5 eV) pero bastante inferior a las celdas que se encuentran por encima de ella (11 - 13 eV) y por ello su espectro es diferente. La radiación emitida por esta celda solo presenta absorción apreciable en la región de energías del fotón entre 100 - 200 eV que se corresponde con la absorción de las celdas que están por encima, con temperaturas superiores. Por último, están representadas en azul las contribuciones a la intensidad total de las celdas intermedias más externas y de las propias celdas externas. Observamos que, en general, la absorción de la radiación de estas celdas se produce en el rango 100 - 200 eV de energías del fotón, aunque esta absorción no es demasiado intensa, debido a la baja densidad de las celdas externas ($\sim 10^{-6} \text{ gcm}^{-3}$). Observamos en la figura que la intensidad total es prácticamente la obtenida para la contribución de una sola de las celdas, la localizada en $z \sim 17.5 \text{ mm}$, esto es, la más interna del último grupo (que podría considerarse por su ubicación como intermedia). La contribución a la intensidad total en el grupo azul va disminuyendo a medida que la celda es más externa puesto que la densidad de materia disminuye (hasta dos órdenes de magnitud entre la primera y la última de ese grupo) con lo que disminuye también el número de emisores.

Por tanto, del análisis se tiene que para el primer instante de tiempo (300 ns) las celdas que contribuyen fundamentalmente a la intensidad longitudinal del jet son las internas e

intermedias, mientras que a los 400 ns vemos que la contribución es la debida fundamentalmente a una celda intermedia. En el apartado anterior concluimos que para la situación del jet propagándose en argón, las intensidades específicas de las celdas internas e intermedias podían ser calculadas con el modelo CR en situación estacionaria asumiendo al plasma como ópticamente delgado en el cálculo de las poblaciones. Por otra parte, concluimos que para la celdas externas, que vamos a considerar en torno a las cuatro celdas superiores, en principio se debe emplear un modelo dependiente del tiempo. Sin embargo, acabamos de ver que estas últimas celdas no contribuyen a la intensidad longitudinal total de forma apreciable en ninguno de los dos instantes. Es cierto que hemos llegado a esta conclusión calculando las intensidades específicas de las celdas externas con el modelo en estado estacionario. Sin embargo, si observamos la figura 5.43(b), aunque hay diferencias entre la simulación EE y la DT de la intensidad, ambas son del mismo orden de magnitud, por lo que se espera que las intensidades de las celdas externas calculadas con el modelo DT también verifiquen lo obtenido usando el modelo EE. Todo ello nos lleva a concluir que podemos emplear el modelo EE para simular la intensidad específica de la radiación emitida por el jet en la dirección longitudinal, y es este modelo el que emplearemos para analizar su efecto sobre el *bow shock*.

Por otra parte, recordar que, cuando analizamos las regiones de energías del fotón donde se producía la absorción por parte del *bow shock*, obtuvimos que básicamente eran dos, tanto en 300 como en 400 ns: 10 - 150 eV y 200 - 600 eV. Sin embargo, de la figura 5.45 observamos que la intensidad de la radiación del jet es considerablemente mayor en la primera región de energías de fotón que en la segunda (hay diferencias de incluso tres órdenes de magnitud). Por tanto, será en esta región de energías de transición en donde el campo de radiación afectará más, introduciendo cambios en las propiedades del plasma en el *bow shock* con respecto a la situación sin campo externo.

Se comentó en el apartado anterior, que en los primeros instantes de la formación del jet de aluminio, parte de argón podía quedar atrapado en el cuerpo del jet. Se analizó entonces la influencia de esta mezcla (50 % Al+ 50 % Ar) en las propiedades medias y se obtuvo que el efecto es que estas aumentaban en la situación de mezcla con respecto al plasma monocomponente. Aquí analizamos ahora el efecto de la mezcla sobre la intensidad longitudinal total, que ha sido calculada con el modelo EE y se representa en la figura 5.46.

Se observa que, en general, la intensidad específica aumenta en el caso de la mezcla, lo cual era esperable puesto que la emisión también aumentaba al introducir el argón (ver, por ejemplo, el resultado que se obtuvo para el RPL cuando se analizó el jet, figura 5.36). Observamos también que el argón introduce estructuras nuevas en el espectro que no aparecían en el caso del aluminio puro, como por ejemplo las que se observan en los rangos de energía del fotón 10 - 30 eV y 60 - 90 eV o los picos de absorción entre 300 - 500 eV. Por tanto, en nuestro estudio de la influencia de la radiación en el *bow shock* analizaremos tanto el campo de radiación debido al jet de aluminio puro como al debido a la mezcla.

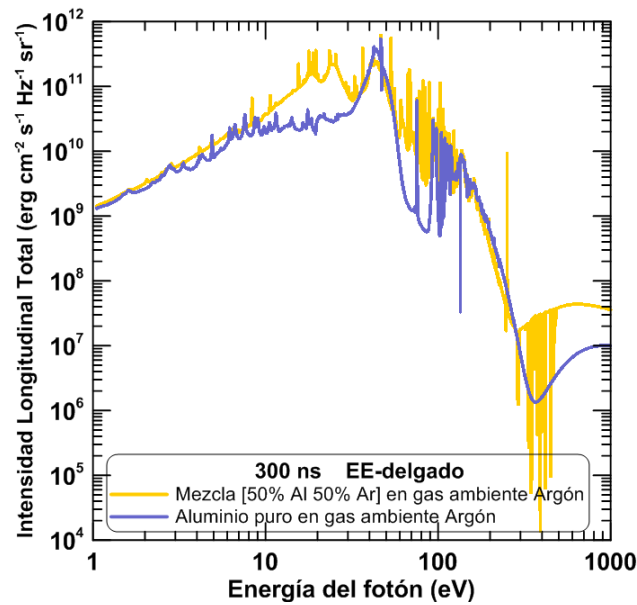


Figura 5.46: Comparación entre las intensidades longitudinales totales del jet calculadas suponiendo este formado por una mezcla Al - Ar o por Al puro.

Finalmente, nos gustaría recordar que las tasas de los fenómenos radiativos inducidos por un campo de radiación externo incluidas en nuestro modelo CR, son calculadas asumiendo que el campo externo es planckiano, lo cual es algo común en los modelos cinéticos debido a que el cálculo de las mismas con la intensidad específica real sería un problema que implicaría un tiempo computacional casi prohibitivo. Nosotros hemos obtenido que las intensidades longitudinales las podemos aproximar razonablemente con dos funciones de Planck con diferentes temperaturas de radiación. En la figura 5.47 presentamos tres ejemplos de ajustes por planckianas para la intensidad longitudinal tanto del jet de aluminio puro (a 300 y 400 ns) como de la mezcla (a 300 ns). De las figuras se observa que estas funciones permiten realizar un ajuste bastante aceptable en la región donde comentamos anteriormente que el efecto de la radiación iba a ser más importante (10 - 200 eV). Vemos que las dos planckianas tienen dos temperaturas bastante diferentes para así poder ajustar bien las partes baja y alta del espectro de intensidad.

5.3.2.2. Análisis de las propiedades microscópicas del bow shock: influencia del campo de radiación del jet.

Una vez caracterizada la radiación que proviene del jet en la dirección longitudinal y que afectará al *bow shock*, analizaremos a continuación las propiedades microscópicas del plasma en los distintos puntos de esta estructura y con tres modelos cinéticos: ETL, EE sin campo de radiación y EE incluyendo los procesos inducidos por la radiación del jet

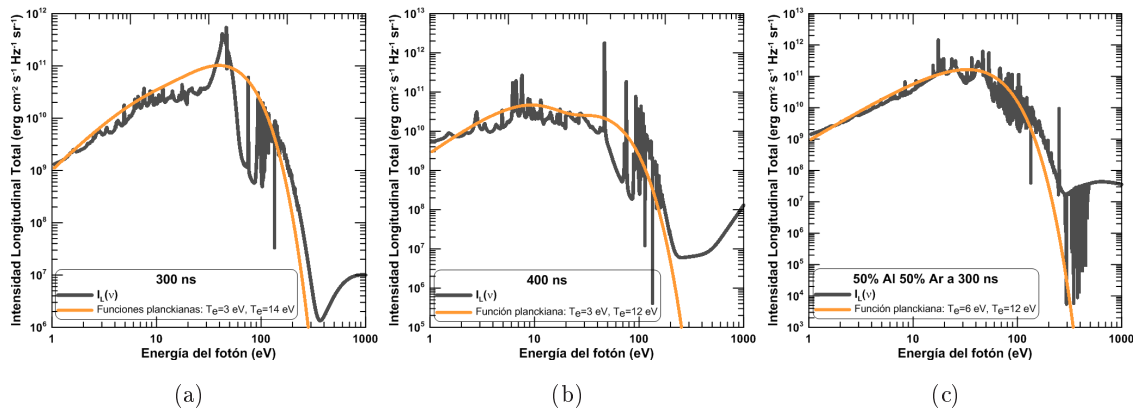


Figura 5.47: Ejemplos de ajustes de la intensidad longitudinal mediante dos funciones de Planck.

(supuesto este formado únicamente por aluminio o por la mezcla con argón) cuyo campo es modelado con funciones de Planck como se mostró anteriormente.

También hemos añadido una simulación EE sin campo de radiación externo incluyendo un 5 % de aluminio en el *bow shock* (mezcla 95 % Ar - 5 % Al) para analizar la posible influencia de la incorporación de este elemento. Las magnitudes analizadas han sido la ionización media, la opacidad media de Planck y el RPL [72]. El estudio se ha hecho tanto a los 300 como a los 400 ns.

Para el primer instante de tiempo, hemos representado el comportamiento de esas tres propiedades en función de la coordenada z para los diferentes modelos cinéticos en la figura 5.48. De la simulación hidrodinámica (ver figura 5.30) hemos extraído que el frente de la onda de choque está localizada en $z \sim 15.5$ mm y el principio de la región de enfriamiento en $z \sim 15.0$ mm. En la figura 5.48(a) podemos observar el comportamiento de la ionización media. Lo primero que se detecta es que los valores proporcionados por el modelo ETL son más altos que los suministrados por los otros modelos, lo cual es esperable ya que las ecuaciones de Saha-Boltzmann sobrestiman la ionización en los casos en los que el plasma no se encuentra en ETL. Los menores valores de ionización los proporcionan las dos simulaciones EE suponiendo al plasma ópticamente delgado. Observamos que suponer que algo de aluminio es incorporado al *bow shock* produce una disminución de la ionización media con respecto a la simulación de argón puro, lo que era esperable ya que, como se vio en el Capítulo 4, para el rango de condiciones de plasma de interés en este trabajo, la ionización del aluminio es menor que la del argón. Con respecto a la simulación EE incluyendo el campo de radiación, hemos considerado que este último está generado tanto suponiendo el jet constituido únicamente por aluminio como incluyendo argón en igual proporción. Los valores de ionización media son superiores al caso ópticamente delgado sin incluir radiación externa, lo que implica que en este rango de condiciones de densidad y temperatura, los procesos radiativos son apreciables y favorecen la ionización (como ocurre en los plasmas fotoionizados). Observamos también que tanto en el modelo ETL

como los EE incluyendo radiación, la ionización media es prácticamente constante en todos los puntos del *bow shock*. A 300 ns la temperatura aumenta con z ligeramente desde 13 a 14.75 eV, aproximadamente y la densidad de materia de 5×10^{-6} a 1.5×10^{-5} gcm^{-3} , aproximadamente. Estos cambios de las condiciones parecen no afectar a los resultados en esos modelos en los cuales se podría asignar una ionización media promedio para todos los puntos. No ocurre así en el caso de los modelos EE en donde la ionización media aumenta con z , lo que implica que el aumento de la temperatura que favorece la ionización compensa el aumento de la densidad que favorece la recombinación.

En las figuras 5.48(b) y 5.48(c) se presentan los resultados para la opacidad media de Planck y el RPL, respectivamente. Para ambas propiedades se obtiene un comportamiento inverso que en la ionización media, esto es, los valores mayores son ahora los de los modelos EE ópticamente delgados y los menores los del modelo ETL. Esto, en este caso, está asociado a que la opacidad media de Planck es mayor cuando es menor el valor de la ionización media. Esto lo corrobora también el hecho de que la opacidad media calculada con los modelos EE ópticamente delgados disminuyan al aumentar z ya que en ese caso, de acuerdo con la figura 5.48(a), aumenta la ionización media obtenida con esos modelos. Por otra parte, tal y como ocurría con la ionización media, vemos que la opacidad media para los modelos ETL y EE incluyendo radiación son prácticamente constantes en todos los puntos. Y también se observa que los valores de esta propiedad obtenidos con el modelo EE suponiendo al *bow shock* compuesto solo de argón o incluyendo un 5% de aluminio, dan prácticamente resultados iguales lo cual nos indica que la opacidad media en este caso está completamente gobernada por el argón. El RPL obtenido con todos los modelos, sin embargo, varía con la coordenada z y los valores de todos aumentan con ella. Podemos concluir, en primer lugar, que a 300 ns el modelo ETL no es preciso. En segundo lugar, considerar el *bow shock* como argón puro o como mezcla con una ligera cantidad de aluminio que proviene del jet (5%) afecta ligeramente a la ionización media pero no así al RPL o a la opacidad media. Y, finalmente, incluir procesos inducidos por el campo de radiación debido al jet, produce diferencias en las propiedades medias con respecto a la simulación EE ópticamente delgada. Se observa, sin embargo, que los efectos son prácticamente independientes de que supongamos que la radiación del jet sea generada siendo este de aluminio puro o de aluminio y argón.

Los comportamientos a 400 ns están presentados en la figura 5.49. Hemos eliminado los valores de las propiedades analizadas obtenidas mediante la simulación EE con campo de radiación externo suponiendo el jet como mezcla atendiendo al resultado que obtuvimos en el análisis a 300 ns. En este caso, hemos estimado a partir de la simulación de GORGON que el frente de la onda de choque se encuentra en ~ 23 mm y el principio de la región de enfriamiento en ~ 22 mm, con lo que su anchura es el doble que a los 300 ns.

En la ionización media, ver figura 5.49(a), se observa que todos los modelos presentan la misma pauta. Se produce un aumento de la ionización media hasta $z \sim 22.375$ mm para,

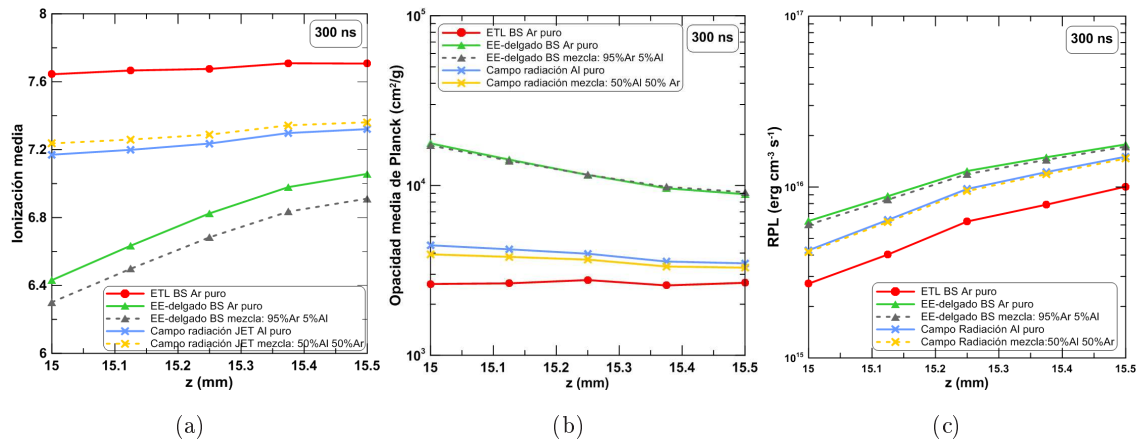


Figura 5.48: Comparación de la ionización media, la opacidad media de Planck y el RPL del plasma en el *bow shock* calculados con diferentes modelos cinéticos a los 300 ns.

a continuación, disminuir, lo que está asociado a que entre los ~ 22 mm y ~ 22.38 mm, la temperatura aumente para a continuación disminuir.

En este punto, queremos hacer un breve inciso. Se observa que para $t = 400$ ns, la temperatura de puntos que se encuentran detrás del frente de la onda de choque (que está en ~ 23 mm a partir de lo que observamos de la simulación de GORGON y que está de acuerdo con la referencia [72]) poseen temperaturas mayores que la del frente. En principio, esto parece contradictorio, ya que esos puntos se corresponderían con localizaciones dentro de la región de enfriamiento y que por tanto deberían tener menor temperatura que el frente de la onda. Pudiera ocurrir, por tanto, que en la simulación hidrodinámica se haya producido un desfase en las posiciones de los máximos de la densidad de materia y de la temperatura que definen el frente de la onda de choque o bien, que en la simulación, ocurra que el campo de radiación que proviene del jet esté aumentando la temperatura de esta región. En cualquier caso, nuestro interés aquí es la caracterización de las propiedades microscópicas mediante un post-procesado de la simulación hidrodinámica y nos hemos limitado a ello.

El comportamiento de la opacidad media de Planck, figura 5.49(b), es similar al de la ionización media pero invertido. Observamos que para los puntos con valores de z mayores existe un buen acuerdo en esta propiedad entre la simulación ETL y la EE incluyendo el campo de radiación del jet, mayor que en el caso de la ionización media. Notamos, tanto en la ionización media como en la opacidad media, que los resultados calculados con el modelo EE suponiendo el *bow shock* solo constituido con argón o con una pequeña cantidad de aluminio son muy similares. Respecto al RPL (figura 5.49(c)), advertimos que todos los modelos EE proporcionan valores muy similares de esta propiedad y que, para los puntos de coordenada z mayores, el modelo ETL se acerca a los demás modelos. La mayor similitud del modelo ETL observada en las tres magnitudes para las regiones

de mayor z (por encima de ~ 22.6 mm) se explica por el hecho de que en esa región la densidad es mayor y la temperatura va disminuyendo, factores ambos que provocan que los procesos colisionales vayan cobrando más importancia y por tanto el sistema se acerque más a la termalización. Esto lo confirma también que los resultados de los modelos EE con o sin radiación presenten una mayor similitud en esa región ya que empiezan a perder importancia los procesos inducidos por el campo externo de radiación. Por tanto, podemos concluir que, al igual que a los 300 ns, el modelo ETL no parece apropiado y que suponer el *bow shock* compuesto sólo de argón o de aluminio afecta ligeramente a la ionización media y no a la opacidad media de Planck ni al RPL (lo que indica que las propiedades radiativas están gobernadas por el argón).

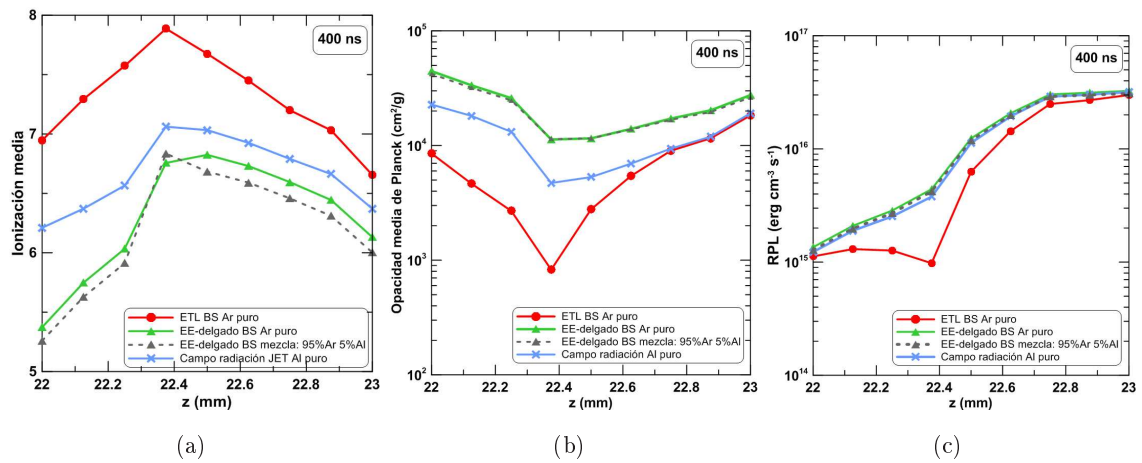


Figura 5.49: Comparación de la ionización media, la opacidad media de Planck y el RPL del plasma en el *bow shock* calculados con diferentes modelos cinéticos a los 400 ns.

Por último, observamos nuevamente que el campo de radiación externo debido al jet introduce cambios en las propiedades medias del plasma, y por tanto, una simulación debería incluir, en principio, los procesos inducidos por el campo de radiación del jet, siendo estos más notables a los 300 ns que a los 400 ns. Como las condiciones de densidad de materia y de temperatura en los puntos del *bow shock* son muy similares en ambos instantes de tiempo, esta diferencia se deberá al campo de radiación que proviene del jet. Cuando ajustamos la radiación del jet en esos dos instantes de tiempo con dos funciones de Planck, obtuvimos que para $t = 300$ ns los parámetros de las funciones de Planck eran temperaturas de radiación 3 y 14 eV y factores de dilución de 2 y 0.20, respectivamente. Sin embargo, para $t = 400$ ns, las temperaturas de radiación fueron 3 y 12 eV, con factores de dilución de 8 y 0.077, respectivamente. Los factores de dilución en este caso no tienen ningún sentido geométrico o físico, sino que son parámetros que se obtienen del ajuste con las funciones de Planck de la intensidad específica. Vemos por tanto que, en la región de bajas energías del fotón, en ambos instantes de tiempo, se tiene aproximadamente la misma temperatura de radiación aunque para el instante de 400 ns la función está amplificada

con respecto a los 300 ns. Para el rango de energías del fotón 10 - 100 eV la función de Planck que más contribuye es la de temperatura de radiación más alta. En ese caso, la contribución es bastante mayor en los 300 ns (tanto en temperatura de radiación como en factor de dilución). Teniendo en cuenta que, tal y como comentamos anteriormente, la región donde la absorción es más importante en el *bow shock* es en el rango de energías del fotón entre 10 - 200 eV, queda claro entonces por qué el efecto del campo de radiación externo es más importante a los 300 ns que a los 400 ns.

5.3.2.3. Análisis de las inestabilidades térmicas en el *bow shock*.

Para finalizar el estudio del experimento, abordamos aquí brevemente la posibilidad de aparición de inestabilidades térmicas detrás del frente de la onda de choque. Comentamos con anterioridad que una onda de choque radiativa podía generar inestabilidades térmicas en el medio que queda detrás del frente de la onda de choque al igual que se pueden generar inestabilidades oscilatorias en la región de enfriamiento y en el frente de la onda de choque debido al enfriamiento radiativo. En este apartado estudiaremos si, para las condiciones de densidad y temperatura del experimento analizado, ambos tipos de inestabilidades pueden o no ocurrir y cómo influye el modelo cinético empleado en su posibilidad de aparición. Para eso, en primer lugar hemos analizado si efectivamente el *bow shock* es una onda de choque radiativa. El método comúnmente empleado para ello es comparar el tiempo de enfriamiento radiativo de la región de enfriamiento situada detrás del frente del choque, con un tiempo hidrodinámico característico (tal y como hicimos al analizar el carácter radiativo del *blast wave* del experimento de remanente de supernova en el apartado anterior (ver 5.2.3.2)). El tiempo de enfriamiento radiativo lo calculamos con la ecuación (4.4) en la aproximación de plasma ópticamente delgado, en la que el flujo radiativo es igual al RPL. Que es ópticamente delgado se puede comprobar comparando el camino libre medio de Planck, ver figura 4.20 con la anchura a la mitad de la máxima altura, FWHM, del *bow shock*. Este último, en el caso de menor espesor (a 300 ns) tiene una anchura de 0.1 cm mientras que el camino libre medio óptico de Planck en la situación más desfavorable (esto es, en la de mayor densidad del intervalo, $\sim 10^{-3} \text{ gcm}^{-3}$) es siempre mayor a dicho valor, con lo que el fotón puede escapar sin ser absorbido. El tiempo hidrodinámico (o convectivo) lo hemos calculado dividiendo el FWHM del *bow shock* por la velocidad del sonido en ese medio (para su cálculo, hemos tomado la temperatura como la de la región situada detrás del frente de onda ya que de la simulación hidrodinámica no podemos extraer temperaturas de regiones justo delante). Los tiempos así calculados para los instantes 300 y 400 ns son del orden de 10^{-7} y 10^{-6} s, respectivamente. Por otra parte, los tiempos de enfriamiento obtenidos con todos los modelos son del mismo orden, 10^{-9} s, que son considerablemente menores que los convectivos, confirmando así el carácter radiativo del *bow shock*.

Comenzaremos entonces, analizando las inestabilidades térmicas que introdujimos en la sección 4.8.1. En la figura 5.50, hemos representado el exponente β de la temperatura en la

ley de potencias del RPL en función de la temperatura y los criterios de las inestabilidades, calculados con los modelos EE, ETL y EE incluyendo los efectos del campo de radiación del jet a 300 y 400 ns. Hemos escogido para la representación una densidad intermedia del rango de interés puesto que hemos comprobado que tanto los criterios como β no varían mucho con dicha magnitud. Observamos que con el modelo ETL, figura 5.50(b), los tres tipos de inestabilidades pueden presentarse en todo el rango de temperaturas considerado. En los otros modelos, figuras 5.50(a), 5.50(c) y 5.50(d), existe un entorno pequeño (8 - 9 eV), donde la inestabilidad adiabática no puede darse, pero en general, prácticamente en todo el intervalo y todos los modelos cinéticos, predicen la posibilidad de la aparición de inestabilidades térmicas en el medio material que queda detrás del frente de onda. Experimentalmente fueron observadas inestabilidades térmicas en el argón detrás del frente del *bow shock* [72]. Sin embargo, no se ha podido establecer de forma rigurosa la longitud de onda de la inestabilidad para así poder clarificarla.

En lo que se refiere a las inestabilidades oscilatorias por enfriamiento radiativo en el frente de la onda de choque y en la región de enfriamiento radiativo, hemos empleado para la clasificación de los modos oscilatorios (fundamental, primer y segundo tonos) como inestables, los criterios establecidos en el trabajo de Chevalier e Imamura [45] (y ya descritos en la sección 4.8.2) y que son que el modo fundamental es inestable si $\beta \leq 0.4$ y los tonos primero y segundo cuando $\beta \leq 0.8$. Estos criterios son obtenidos suponiendo una ley de potencias para el RPL del tipo $C\rho^2T^\beta$ y por lo tanto hemos ajustado nuestro RPL haciendo uso de PARPRA a esta nueva ley de potencias. De acuerdo con esto, presentamos en la figura 5.51 un estudio de las regiones de densidad y temperatura en las cuales son posibles estas inestabilidades de acuerdo con tres modelos cinéticos de cálculo de poblaciones: el ETL, el EE sin campo de radiación del jet y el EE incluyendo el campo de radiación del jet a 300 ns (no hemos incluido el caso del campo de radiación a 400 ns porque ya hemos visto en el análisis anterior que el exponente de la temperatura en la ley de potencias no cambia significativamente con el cambio del campo de radiación de ambos instantes de tiempo).

De acuerdo con la simulación EE sin campo de radiación, ver figura 5.51(a), se tiene que el aumento de la densidad favorece que los modos oscilatorios se vuelvan inestables para valores más pequeños de la temperatura. Así, para la densidad $\rho = 10^{-6}$ gcm⁻³ el modo fundamental es inestable para temperaturas superiores a 12 eV y los tonos primero y segundo para temperaturas superiores a 10 eV, mientras que para la densidad $\rho = 10^{-5}$ gcm⁻³ los modos se vuelven inestables a temperaturas superiores a 10 eV (fundamental) y 9 eV (primero y segundo). Por el contrario, en el modelo ETL observamos un comportamiento invertido en el valor de β con respecto al modelo anterior. Ahora el valor del coeficiente β decrece con la disminución de la densidad de materia, tal y como se puede ver en la figura 5.51(b). Esto está relacionado con la pendiente del RPL con la temperatura, ya que $\beta = \partial(\log RPL)/\partial(\log T)$. En este rango de temperaturas para el modelo EE sin campo de radiación, la pendiente del RPL con la temperatura pasa de ser positiva para el caso de menor densidad a ser negativa para el mayor valor de la densidad considerado,

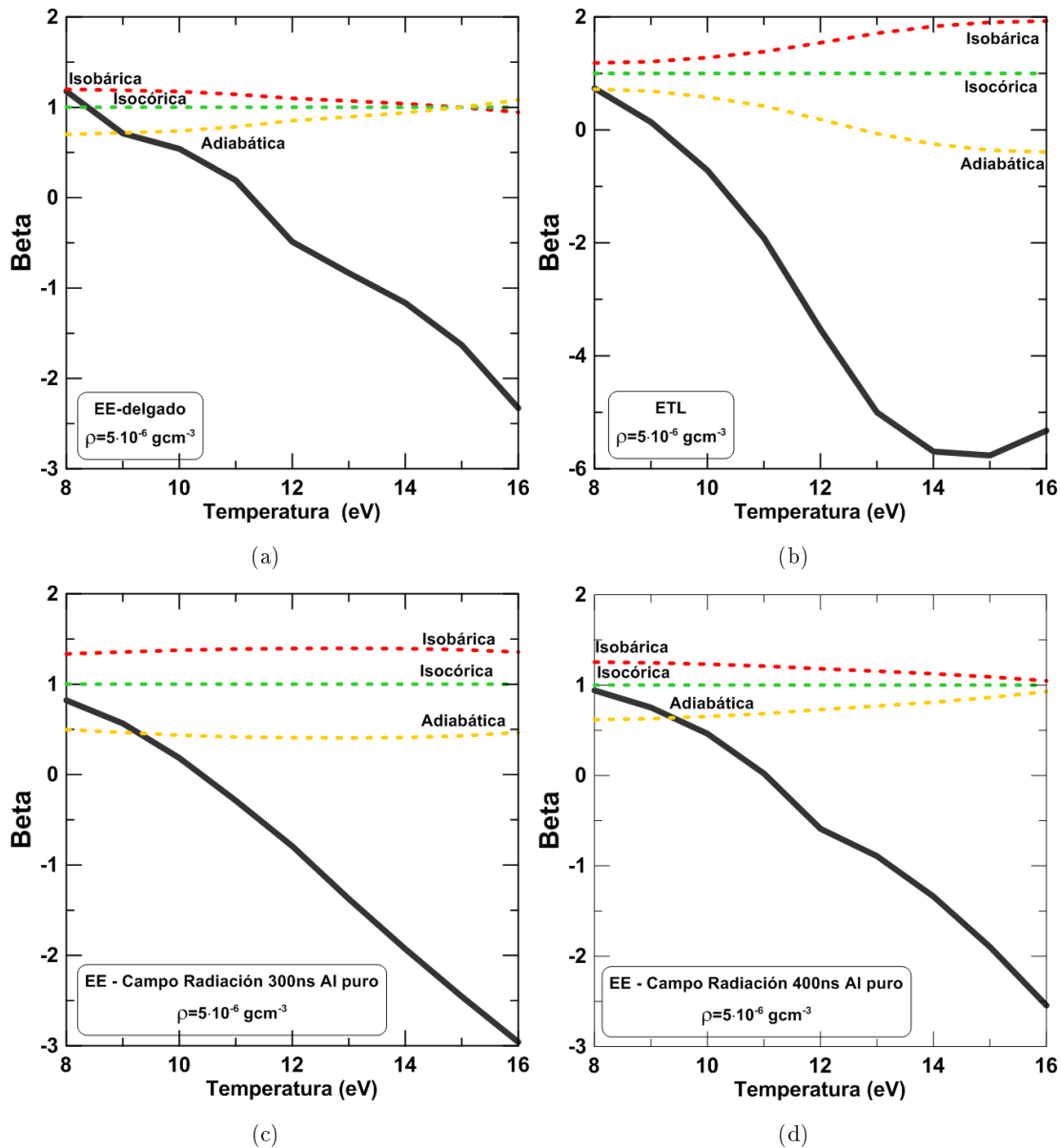


Figura 5.50: Representación de β en función de la temperatura y criterios de inestabilidad térmica calculados con varios modelos cinéticos.

mientras que en el caso ETL pasa prácticamente lo contrario. De la figura observamos que en el modelo ETL los modos son inestables en todo el rango de temperaturas representado (excepto en un pequeño intervalo en torno a los 8 eV). Finalmente presentamos en la figura 5.51(c) la simulación empleando el modelo EE incluyendo el campo de radiación proveniente del jet. De acuerdo con él, para la densidad de materia menor los tres modos de oscilación son inestables en todo el rango de temperaturas bajo consideración. En lo que respecta a las otras dos densidades, los tonos primero y segundo son inestables para

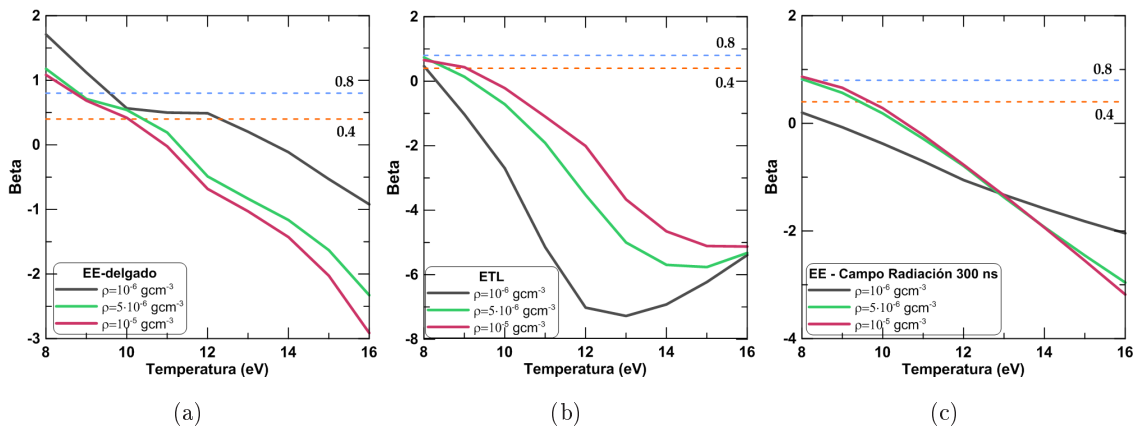


Figura 5.51: Regiones de densidad y temperatura en las cuales es posible una inestabilidad oscilatoria por enfriamiento radiativo según varios modelos cinéticos de poblaciones.

todo el rango y el fundamental para temperaturas superiores a 10 eV. Se observa que el hecho de incluir el campo de radiación en la simulación cinética de las poblaciones modifica el parámetro β con respecto a la situación sin campo. Este efecto es más notable para el caso de menor densidad como se puede observar ya que, al aumentar la densidad de materia (para una temperatura dada) se aumenta la tasa de los procesos colisionales, lo que puede producir una rebaja de la importancia de los procesos radiativos. Podemos concluir, tanto por lo que hemos obtenido aquí como por lo detectado en el estudio de las otras propiedades microscópicas, que resulta necesario incluir el campo de radiación en las simulaciones cinéticas de poblaciones, sobretodo en las densidades inferiores del rango considerado.

En el experimento que hemos estado analizando [72], no se estudió la aparición de este tipo de inestabilidades. Sin embargo, podemos corroborar nuestro resultado con lo obtenido en la referencia [195] en donde se realiza un estudio experimental de las inestabilidades oscilatorias por enfriamiento radiativo de la velocidad del frente del *bow shock* en un experimento similar al estudiado aquí de un jet de aluminio generado en MAGPIE y propagándose en argón. En ese trabajo, los autores encontraron que para la densidad de $1.5 \times 10^{-6} \text{ gcm}^{-3}$ de argón y una temperatura de 6 eV no se observaban estas inestabilidades. En la figura 5.51 se representa hasta 8 eV como límite inferior de la temperatura (rango limitado por la simulación hidrodinámica), pero podemos inferir el comportamiento a 6 eV a partir de la tendencia en las curva de β para el caso EE sin campo de radiación (desconocemos cuál es el campo de radiación del jet de aluminio en ese experimento) para el menor valor de la densidad de materia (10^{-6} gcm^{-3}). Observamos que nuestro modelo teórico también predice que para esas condiciones las inestabilidades oscilatorias no deben ser observadas.

6 Conclusiones y líneas futuras.

6.1 Conclusiones.

Las principales conclusiones de este trabajo son las que a continuación se enumeran:

1. Se ha extendido el modelo colisional-radiativo para plasmas en estado estacionario a situaciones no estacionarias y se ha comprobado la bondad de nuestro modelo comparando con cálculos realizados en *Workshops* de comparación de modelos cinéticos.
2. Se ha extendido el modelo colisional-radiativo para simular plasmas estacionarios multicomponentes. El método propuesto, que tiene en cuenta el baño de electrones libres común para todas las especies presentes en el plasma, es termodinámicamente consistente.
3. Se ha desarrollado una herramienta computacional denominada PARPRA cuyo principal objetivo es la parametrización biparamétrica (en función de las condiciones de densidad y temperatura del plasmas) de propiedades radiativas medias de plasmas mono y multicomponentes, lo cual es muy interesante puesto que evita la realización de cálculos muy costosos computacionalmente en simulaciones hidrodinámicas *in-line*. Hay que resaltar el hecho de que la parametrización sea en términos de densidad y temperatura ya que, hasta la actualidad, la práctica mayoría de las parametrizaciones existentes en la bibliografía son uniparamétricas (en función de la densidad). Para la parametrización se han empleado funciones polinómicas cuyos coeficientes son determinados empleando un método de ajuste por mínimos cuadrados. Con el fin de optimizar el proceso de división del espacio de condiciones de plasma para la búsqueda de los polinomios de ajuste, se ha implementado en la herramienta un método QuadTree. Además, para facilitar el empleo de PARPRA, se ha integrado en una interfaz de usuario.
4. Se han generalizado los criterios para las inestabilidades térmicas para funciones de enfriamiento que dependan tanto de la densidad como de la temperatura, puesto que hasta ahora, el estudio de las mismas se había hecho para funciones de enfriamiento que únicamente dependían de la temperatura.

5. Se han caracterizado los plasmas de gases nobles y de aluminio en el rango de temperaturas y densidades de interés en los experimentos de Astrofísica de Laboratorio analizados en esta Tesis Doctoral. En particular, el estudio se ha hecho suponiendo el plasma ópticamente delgado y en estado estacionario. Se han analizado la ionización media, los regímenes termodinámicos, las distribuciones iónicas de carga, las emisividades y opacidades monocromáticas, las opacidades medias de Rosseland y Planck, la pérdida de potencia radiativa, el tiempo de enfriamiento, el camino libre medio del fotón y los regímenes de inestabilidades térmicas. Esta información es muy útil tanto para analizar los experimentos realizados como para el diseño de otros futuros.
6. Se han aplicado los desarrollos comentados en el análisis de dos experimentos de Astrofísica de Laboratorio. El primero de ellos consistía en la simulación de un *blast wave* en el remanente de una supernova y que se había recreado en laboratorio haciendo incidir un láser (THOR laser, Universidad de Texas, Estados Unidos) sobre un *cluster* de xenón. En el segundo experimento, se simulaban los jets supersónicos generados en estrellas jóvenes, conocidos como objetos Herbig-Haro, y su interacción con el medio interestelar, y esto se realizó utilizando un dispositivo de potencia pulsada (MAGPIE, Imperial College, Reino Unido) haciendo uso de una lámina de aluminio en disposición radial que estaba rodeado, en dos disposiciones experimentales, tanto de vacío como de argón. Para ambos experimentos se realizó una caracterización microscópica, simulando mediante diferentes modelos cinéticos sus propiedades y analizando los resultados obtenidos y sus posibles implicaciones en la interpretación de los resultados experimentales y en el diseño de futuros experimentos.

6.2 Líneas futuras

En lo que se refiere a las líneas futuras, podemos distinguir entre dos tipos: las que se refieren a aspectos computacionales y las que se refieren a la aplicación de simulación de experimentos.

- Nuevos desarrollos computacionales.

1. Una pieza fundamental en las simulaciones de propiedades microscópicas es el modelo atómico que subyace en las mismas y por ello la Física Atómica de Plasmas sigue siendo una línea de especial relevancia. En particular, existe un renovado interés en el estudio de la influencia del plasma en las propiedades atómicas [127, 129] debido a la posibilidad actual de disponer de experimentos que permiten observar el efecto de la depresión del continuo en estas propiedades [221]. Por ello, es nuestro propósito el implementar potenciales atómicos analíticos desarrollados en el seno de este grupo de investigación y que cubren

plasmas con parámetro de acoplamiento bajo, medio y alto, en el código FAC para obtener datos atómicos que contengan efectos de plasma.

2. Debido a la relación establecida con el grupo liderado por la Dra. Chantal Sthele en el Observatorio de París, se procederá el próximo año al acoplamiento de nuestras parametrizaciones de propiedades radiativas generadas usando PAR-PRA en el código de transferencia radiativa 3D IRIS [222].
3. Extender el método de parametrización que se ha desarrollado para el ajuste de las propiedades termodinámicas del plasma, generando las bases de datos de las mismas empleando ecuaciones de estado de cierta complejidad y generalidad. Esta es una tarea muy interesante puesto que también son un componente fundamental en las ecuaciones hidrodinámicas.
4. En la actualidad hemos ya desarrollado expresiones de ajustes (en función de las condiciones de densidad y temperatura) de las tasas de los procesos colisionales que intervienen en nuestro modelo colisional calculados mecano-cuánticamente mediante el código FAC. Es nuestro propósito futuro sustituir las tasas analíticas del modelo colisional-radiativo por estos ajustes, para así ir mejorando el modelo, herramienta fundamental para la simulación de las propiedades microscópicas del plasma.
5. En los experimentos en que vamos a participar en el año 2015, uno de nuestros objetivos es la realización de la diagnosis espectroscópica de las condiciones del plasma. Para ello, generaremos con nuestros modelos, espectros sintéticos que serán comparados con los obtenidos experimentalmente, lo que nos permitiría estimar la densidad y temperatura del plasma, en principio con resolución tanto temporal como espacial. Debido a que los elementos que se van a emplear, en principio kriptón y xenón, tienen una estructura atómica compleja, estamos desarrollando una herramienta que nos permita introducir el detalle atómico más fino para aquella parte del espectro que lo requiera y una resolución más gruesa para el resto (esto es, un modelo atómico híbrido), permitiendo así que los cálculos colisional-radiativos sean viables.

■ Simulación de nuevos experimentos.

En 2015 se realizarán dos experimentos de Astrofísica de Laboratorio en los que participaremos como grupo teórico. En el primero de ellos, liderado por los Drs. Francisco Suzuki-Vidal (Imperial College, Reino Unido) y Chantal Sthele (Observatoire de Paris, Francia) que se realizará en el láser ASTERIX (PALS, República Checa), se estudiarán aspectos espectroscópicos de ondas de choque radiativas que se propagan en gases nobles a velocidades en torno a los 60 Km/s. En el segundo, liderado por el Dr. Francisco Suzuki-Vidal y que se realizará en el láser ORION (Rutherford Appleton Laboratory, Reino Unido), se producirá y se estudiará por pri-

mera vez la interacción entre dos ondas de choque radiativas en un ambiente gaseoso controlado. Ambos experimentos son muy útiles tanto para la física de las ondas de choque, la astrofísica o la hidrodinámica radiativa, como para la validación de modelos y códigos de la física de plasmas. En ambos experimentos emplearemos todos los desarrollos realizados en esta Tesis Doctoral y los que se hayan desarrollado hasta el momento para la caracterización microscópica de los plasmas experimentales y para la diagnosis espectroscópica de los mismos.

A Publicaciones y comunicaciones a congresos relacionados con la Tesis Doctoral.

A.1 Artículos publicados.

1. R. Rodriguez, J.M. Gil, G. Espinosa, R. Florido, J.G. Rubiano, M.A. Mendoza, P. Martel, E. Mínguez, D.R. Symes, M. Hohenberger and R.A. Smith, *Determination and analysis of plasma parameters for simulations of radiative blast waves launched in xenon clusters of xenon and krypton*, Plasma Phys. Control. Fusion, **54**, 045012 (2012).
2. E. Mínguez, R. Florido, R. Rodriguez, J.M. Gil, J.G. Rubiano, M.A. Mendoza, G. Espinosa and P. Martel, *Modelling of spectral properties and population kinetics studies of inertial fusion and laboratory-astrophysical plasmas*, Plasma Phys. Control. Fusion, **54**, 124004 (2012).
3. R. Rodriguez, G. Espinosa, J.M. Gil, R. Florido, J.G. Rubiano, M.A. Mendoza, P. Martel, E. Mínguez, D.R. Symes, M. Hohenberger and R.A. Smith, *Analysis of microscopic magnitudes of radiative blast waves launched in xenon clusters with collisional-radiative steady-state simulations*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **125**, 69-83 (2013).
4. J.M. Gil, R. Rodriguez, R. Florido, J.G. Rubiano, M.A. Mendoza, A. de la Nuez, G. Espinosa, P. Martel and E. Mínguez, *Parametrization of the average ionization and radiative cooling rates of carbon plasmas in a wide range of density and temperature*, J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer, **125**, 123-138 (2013).
5. R. Rodriguez, J. M. Gil, G. Espinosa, R. Florido, M. A. Mendoza, P. Martel, E. Mínguez, D. R. Symes, M. Hohenberger and R. A. Smith, *Determination and analysis of plasma radiative properties for numerical simulations of laboratory radiative blast waves launched in xenon clusters*, J. Spectrosc. Dyn., **3**, 17 (2013).

6. R. Rodríguez, G. Espinosa, J.M. Gil, J.G. Rubiano, M.A. Mendoza, P. Martel, E. Mínguez, *Parametrization of mean radiative properties of optically thin steady-state plasmas and applications*, Commun. Comput. Phys., **16**, 612-631 (2014).
7. R. Rodríguez, G. Espinosa, J.M. Gil, J.G. Rubiano, M.A. Mendoza, P. Martel, E. Mínguez, D.R. Symes, M. Hohenberger and R.A. Smith, *Time-dependent and radiation field effects on collisional-radiative simulations of radiative properties of blast waves launched in clusters of xenon*, High Energy Dens. Phys. (2014) In Press DOI: 10.1016/j.hedp.2014.09.002.
8. G. Espinosa, J.M. Gil, R. Rodríguez, J.G. Rubiano, M.A. Mendoza, P. Martel, E. Mínguez, F. Suzuki-Vidal, S.V. Lebedev, G.F. Swadling, G. Burdiak, L.A. Pickworth and J. Skidmore, *Collisional-radiative simulations of a supersonic and radiatively cooled aluminum plasma jet*. High Energy Dens. Phys. (2014) In Press DOI: 10.1016/j.hedp.2014.10.008.

A.2 Comunicaciones a Congresos.

■ Internacionales

1. R. Rodríguez, J.M. Gil, G. Espinosa, R. Florido, J.G. Rubiano, M.A. Mendoza, P. Martel, E. Mínguez, D.R. Symes, M. Hohenberger, R.A. Smith. *Microscopic analysis of radiative blast waves launched in xenon clusters*. 39th European Physical Society Conference on Plasma Physics, Estocolmo (Suecia), Junio 2102.
2. G. Espinosa, R. Rodríguez, J.M. Gil, R. Florido, J.G. Rubiano, M.A. Mendoza, P. Martel, E. Mínguez. *Code integrated on user interface for parametrization of plasma radiative properties of interest in inertial and magnetic confinement*. 16th International Conference on Emerging Nuclear Energy Systems, Madrid (España), Junio 2103.
3. J.M. Gil, R. Rodríguez, R. Florido, J.G. Rubiano, G. Espinosa, M.A. Mendoza, P. Martel, E. Mínguez. *Computational package for collisional-radiative simulations of fusion plasmas*. 16th International Conference on Emerging Nuclear Energy Systems, Madrid (España), Junio 2103.
4. G. Espinosa, R. Rodríguez, J.M. Gil, R. Florido, J. Rubiano, M.A. Mendoza, P. Martel, E. Mínguez. *Parametrization of radiative properties of ICF mono- and multi-component plasmas*. 11th International Symposium on Fusion Nuclear Technology, Barcelona (España), Septiembre 2013.
5. G. Burdiak, S. Lebedev, A. Harvey-Thomsom, G. Swadling, F. Suzuki-Vidal, J. Skidmore, L. Suttle, M. Bennet, G. Hall, L. Pickworth, P. De Grouchy, S. Bland, N. Niasse, R. Rodríguez, J.M. Gil, G. Espinosa. *Cylindrically converging*

- radiative shocks in noble gas driven by the MAGPIE pulsed-power device*. 55th Annual Meeting of the American Physical Society Division of Plasma Physics, Denver (Estados Unidos), Noviembre 2013.
6. R. Rodriguez, G. Espinosa, J.M. Gil, J.G. Rubiano, M.A. Mendoza, P. Martel, E. Minguez, D. Symes, R.A. Smith. *Simulations of the kinetics and radiative properties of blast waves launched in clusters of xenon*. 10th International Conference on High Energy Density Laboratory Astrophysics, Burdeos (Francia), Mayo 2014.
 7. J.M. Gil, G. Espinosa, R. Rodriguez, J.G. Rubiano, M.A. Mendoza, P. Martel, E. Minguez, F. Suzuki-Vidal, S.V. Lebedev, G.F. Swadling, G. Burdiak, L.A. Pickworth, J. Skidmore. *Collisional-radiative simulations of a supersonic and radiatively cooled aluminium plasma jet in vacuum*. 10th International Conference on High Energy Density Laboratory Astrophysics, Burdeos (Francia), Mayo 2014.
 8. F. Suzuki-Vidal, S.V. Lebedev, G.F. Swadling, G. Burdiak, M. Bennett, S.N. Bland, J. Hare, J. Music, S. Patankar, L. Suttle, R.A. Smith, L.A. Pickworth, J. Skidmore, P. Hartigan, E. Blackman, A. Franck, A. Ciardi, R. Rodriguez, J. M. Gil, G. Espinosa. *Magnetised shocks in current-driver counter-streaming plasma jet*. 10th International Conference on High Energy Density Laboratory Astrophysics, Burdeos (Francia), Mayo 2014.
 9. C. Stehle, U. Chaulagain, L. de Sa, L. Ibgui, A. Ciardi, J. Larour, M. Kozlova, J. Nedy, F. Suzuki-Vidal, P. Barroso, P. Velarde, R. Rodriguez, J.M. Gil, G. Espinosa. *Radiative shocks at PALS: latest results and future prospects*. 10th International Conference on High Energy Density Laboratory Astrophysics, Burdeos (Francia), Mayo 2014.

■ Nacionales

1. G. Espinosa, R. Rodríguez, J.M. Gil, R. Florido, J.G. Rubiano, M.A. Mendoza, P. Martel, E. Mínguez. *PARPRA: Código integrado en interfaz de usuario para la parametrización de propiedades radiativas de plasmas de interés en fusión por confinamiento inercial y magnético*. XXXIV Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de Física, Valencia (España), Julio 2013.
2. J.M. Gil, R. Rodríguez, G. Espinosa, R. Florido, J.G. Rubiano, M.A. Mendoza, P. Martel, E. Mínguez. *Determinación de propiedades radiativas de plasmas de interés en fusión por confinamiento magnético y astrofísica de laboratorio. Emisión de radiación y análisis de estabilidad*. XXXIV Reunión Bienal de la Real Sociedad Española de Física, Valencia (España), Julio 2013.

Bibliografía

- [1] D. Ryutov, R.P. Drake, J. Kane, E. Liang, B.A. Remington, and W.M. Wood-Vasey. Similarity criteria for the laboratory simulation of supernova hydrodynamics. *Astrophys. J.*, 518:821–832, 1999.
- [2] R.P. Drake, T.B. Smith, J.J. Carroll III, Y. Yan, S.G. Glendinning, K. Estarbrook, D.D. Ryutov, B.A. Remington, R.J. Wallace, and R. McCray. Progress toward the laboratory simulation of young supernova remnants. *ApJS*, 127:305–310, April 2000.
- [3] D.D. Ryutov and B.A. Remington. Scaling astrophysical phenomena to high energy density laboratory experiments. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 44:B407–B423, 2002.
- [4] D.D. Ryutov and B.A. Remington. Scaling laws for collisionless laser-plasma interactions of relevance to laboratory astrophysics. *Astrophys Space Sci*, 307:291–296, 2006.
- [5] John I. Castor. Astrophysical radiation dynamics: The prospect for scaling. *Astrophys Space Sci*, 307:207–211, 2007.
- [6] E. Falize, D. Bouquet, and C. Michaut. Scaling laws for radiating fluids: the pillar of laboratory astrophysics. *Astrophys Space Sci*, 322:107–111, 2009.
- [7] E. Falize, D. Bouquet, and C. Michaut. Radiation hydrodynamics scaling laws in high energy density physics and laboratory astrophysics. *Phys. Conf. Ser.*, 112(042016), 2008.
- [8] B. A. Remington, R. P. Drake, and D. D. Ryutov. Experimental astrophysics with high power lasers and z pinches. *Rev. Mod. Phys.*, 78:755–807, 2006.
- [9] H. Ji, R. Betti, P. Drake, J. Goodman, P. Kronberg, E. Quataert, J. Stone, D. Uzdensky, T. Carter, C. Forest, T. Intrator, H. Li, E. Liang, S. Prager, B. Remington, D. Ryutov, E. Thomas, and M. Yamada. Roles, Current Status, Opportunities, Future Trends, and Funding Issues for Laboratory Plasma Astrophysics. In *astro2010: The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey*, volume 2010 of *ArXiv Astrophysics e-prints*, page 25P, 2009.

-
- [10] David Arnett. *Supernovae and Nucleosynthesis*. Princeton University Press, 1996.
- [11] Jonathan I. Ketz. *High Energy Astrophysics*. The Benjamin/ Cummings Publishing Company, Inc., 1986.
- [12] Bradley W. Carroll and Dale A. Ostlie. *An introduction to modern astrophysics*. Pearson Addison Wesley, 2007.
- [13] M. C. Chen, F. Herwig, P. A. Denissenkov, and B. Paxton. The dependence of the evolution of SN type Ia progenitors on the C burning rate uncertainty and parameters of convective boundary mixing. *ArXiv e-prints*, October 2013.
- [14] J. Vink. Supernova remnants: the X-ray perspective. *Astronomy and Astrophysics Reviews*, 20:49, December 2012.
- [15] K. A. Keilty. *Modeling of laser-generated radiative blast waves, with applications to late-term supernova remnants*. PhD thesis, RICE UNIVERSITY, November 2003.
- [16] J.P. Ostriker and C.F. McKee. Astrophysical blastwaves. *Rev. Mod. Phys.*, 60(1), 1988.
- [17] E. Bertschinger. On the structure and stability of radiative shock waves. *Astrophys. J.*, 304:154–177, 1986.
- [18] E. Cohen, T. Piran, and R. Sari. Fluid Dynamics of Semiradiative Blast Waves. *ApJ*, 509:717–727, December 1998.
- [19] J. M. Blondin, E. B. Wright, K. J. Borkowski, and S. P. Reynolds. Transition to the Radiative Phase in Supernova Remnants. *ApJ*, 500:342–354, June 1998.
- [20] D.R. Symes, M. Hohenberger, H.W. Doyle, R.A. Smith, A.S. Moore, E.T. Gumbrell, R. Rodriguez, and J.M. Gil. Studying radiative shocks using laser driven blast waves in clustered gases. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 653:186–188, 2011.
- [21] M. Busquet, P. Barroso, T. Melse, and D. Bauduin. Miniature shock tube for laser driven shocks. *Review of Scientific Instruments*, 81(2):023502, February 2010.
- [22] A. B. Reighard, R. P. Drake, K. K. Dannenberg, D. J. Kremer, M. Grosskopf, E. C. Harding, D. R. Leibbrandt, S. G. Glendinning, T. S. Perry, B. A. Remington, J. Greenough, J. Knauer, T. Boehly, S. Bouquet, L. Boireau, M. Koenig, and T. Vinci. Observation of collapsing radiative shocks in laboratory experiments. *Physics of Plasmas*, 13(8):082901, August 2006.
- [23] F.W. Doss, R.P. Drake, and C.C. Kuranz. Repeatability in radiative shock tube experiments. *High energy Density Phys.*, 6:157–161, 2010.

- [24] R.P. Drake, F.W. Doss, R.G. McClarren, M.L. Adams, N. Amato, D. Bingham, C.C. Chou, C. DiStefano, K. Fidkowski, B. Fryxell, T.I. Gombosi, M.J. Grosskopf, J.P. Holloway, B. Van der Holst, C.M. Huntington, S. Karni, C.M. Krauland, C.C. Kuranz, E. Larsen, B. van Leer, B. Mallick, D. Marion, W. Martin, J.E. Morel, E.S. Myra, V. Nair, K.G. Powell, L. Rauchwerger, P. Roea, E. Rutter, I.V. Sokolov, Q. Stout, B.R. Torralva, G. Toth, K. Thornton, and A.J. Visco. Radiative effects in radiative shocks in shock tubes. *High energy Density Phys.*, 7:130–140, 2011.
- [25] B. Fryxell, E. Rutter, and E.S. Myra. Simulations of laser experiments of radiative and non-radiative shocks. *High energy Density Phys.*, 8:141–149, 2012.
- [26] S. Bouquet, C. Stéhlé, M. Koenig, J.-P. Chièze, A. Benuzzi-Mounaix, D. Batani, S. Leygnac, X. Fleury, H. Merdji, C. Michaut, F. Thais, N. Grandjouan, T. Hall, E. Henry, V. Malka, and J.-P. J. Lafon. Observation of Laser Driven Supercritical Radiative Shock Precursors. *Phys. Rev. Lett.*, 92(22):225001, June 2004.
- [27] M. Koenig, T. Vinci, A. Benuzzi-Mounaix, N. Ozaki, A. Ravasio, M. Rabec Le Glohaec, L. Boireau, C. Michaut, S. Bouquet, S. Atzeni, A. Schiavi, O. Peyrusse, and D. Batani. Radiative shocks: An opportunity to study laboratory astrophysics. *Physics of Plasmas*, 13(5):056504, May 2006.
- [28] A. Benuzzi-Mounaix, M. Koenig, A. Ravasio, T. Vinci, N. Ozaki, M. Rabec le Glohaec, B. Loupiau, G. Huser, E. Henry, S. Bouquet, C. Michaut, D. Hicks, A. MacKinnon, P. Patel, H.S. Park, S. Le Pape, T. Boehly, M. Borghesi, C. Cecchetti, M. Notley, R. Clark, S. Bandyopadhyay, S. Atzeni, A. Schiavi, Y. Aglitskiy, A. Faenov, T. Pikuz, D. Batani, R. Dezulian, and K. Tanaka. Laser-driven shock waves for the study of extreme matter states. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 48(B347), 2006.
- [29] É. Falize, A. Ravasio, B. Loupiau, A. Dizière, C. D. Gregory, C. Michaut, C. Busschaert, C. Cavet, and M. Koenig. High-energy density laboratory astrophysics studies of accretion shocks in magnetic cataclysmic variables. *High Energy Density Physics*, 8:1–4, March 2012.
- [30] R.G. McClarren, R.P. Drake, J.E. Morel, and J.P. Holloway. Theory of radiative shocks in the mixed, optically thick-thin case. *Phys. Plasmas*, 17:093301, 2010.
- [31] J. Grun, J. Stamper, C. Manka, J. Resnick, and R. Burris. Instability of Taylor-Sedov blast waves propagating through a uniform gas. *Phys. Rev. Lett.*, 66:2738–2741, May 1991.
- [32] A.D. Edens, T. Ditmire, J.F. Hansen, M.J. Edwards, R.G. Adams, P.K. Rambo, L. Ruggles, I.C. Smith, and J.L. Porter. Measurement of the decay rate of single-frequency perturbations on blastwaves. *Phys. Rev. Lett.*, 95(244503), 2005.

- [33] A. S. Moore, J. Lazarus, M. Hohenberger, J. S. Robinson, E. T. Gumbrell, M. Dunne, and R. A. Smith. Investigating the Astrophysical Applicability of Radiative and Non-Radiative Blast wave Structure in Cluster Media. *Astrophys. Space Sci.*, 307:139–145, January 2007.
- [34] T. Ditmire, K. Shigemori, B.A. Remington, K. Estabrook, and R.A. Smith. The production of strong blast waves through intense laser irradiation of atomic clusters. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 127:299–304, 2000.
- [35] K.A. Keilty, E.P. Liang, T. Ditmire, B.A. Remington, K. Shigemori, and A.M. Rubenchik. Modeling of laser-generated radiative blast waves. *Astrophys. J.*, 538:645–652, 2000.
- [36] K. Shigemori, T. Ditmire, B. A. Remington, V. Yanovsky, D. Ryutov, K. G. Estabrook, M. J. Edwards, A. J. MacKinnon, A. M. Rubenchik, K. A. Keilty, and E. Liang. Developing a Radiative Shock Experiment Relevant to Astrophysics. *ApJ*, 533:L159–L162, April 2000.
- [37] M.J. Edwards, A.J. MacKinnon, J. Zweiback, K. Shigemori, D. Ryutov, A.M. Rubenchik, K.A. Keilty, E. Liang, B.A. Remington, and T. Ditmire. Investigation of ultrafast laser-driven radiative blast waves. *Phys. Rev. Lett.*, 87:085004, 2001.
- [38] A. S. Moore, D. R. Symes, and R. A. Smith. Tailored blast wave formation: Developing experiments pertinent to laboratory astrophysics. *Phys. Plasmas*, 12(5):052707, May 2005.
- [39] D.R. Symes, J. Osterhoff, R. Fäustlin, M. Maurer, A.C. Bernstein, A.S. Moore, E.T. Gumbrell, A.D. Edens, R.A. Smith, and T. Ditmire. Production of periodically modulated laser-driven blast waves in a clustering gas. *High Energy Density Phys.*, 3:353–357, 2007.
- [40] A.S. Moore, E.T. Gumbrell, J. Lazarus, M. Hohenberger, J.S. Robinson, R.A. Smith, T.J. Plant, D.R. Symes, and M. Dunne. Full-trajectory diagnosis of laser-driven radiative blast waves in search of thermal plasma instabilities. *Phys Rev Lett.*, 100(055001), Feb. 2008.
- [41] J. Osterhoff, D.R. Symes, A.D. Edens, A.S. Moore, E. Hellewell, and T. Ditmire. Radiative shell thinning in intense laser-driven blast waves. *New J. Phys.*, 11:023022, 2009.
- [42] D.R. Symes, M. Hohenberger, J. Lazarus, J. Osterhoff, A.S. Moore, R.R. Faustlin, A.D. Edens, H.W. Doyle, R.E. Carley, A. Marocchino, J.P. Chittenden, A.C. Bernstein, E.T. Gumbrell, M. Dunne, R.A. Smith, and T. Ditmire. Investigations of laser-driven blast waves in clustered gases. *High Energy Density Phys.*, 6:274–279, 2010.

- [43] M. Hohenberger, D.R. Symes, J. Lazarus, H.W. Doyle, R.E. Carley, A.S. Moore, E.T. Gumbrell, M.M. Notley, R.J. Clarke, M. Dunne, and R.A. Smith. Observation of a velocity domain cooling instability in a radiative shock. *Phys. Rev. Lett.*, 105:205003, 2010.
- [44] S.I. Olsson Robbie, H.W. Doyle, D.R. Symes, and R.A. Smith. A study of ambient upstream material properties using perpendicular laser driven radiative blast waves in atomic cluster gases. *High Energy Density Phys.*, 8:55–59, 2006.
- [45] R.A. Chevalier and J.N. Imamura. Linear-analysis of an oscillatory instability of radiative shock-waves. *Astrophys. J.*, 261:543–549, 1982.
- [46] D. A. Clarke, N. R. MacDonald, J. P. Ramsey, and R. Mark. Astrophysical jets. *La Physique au Canada*, 64(2):47–53, 2008.
- [47] E. M. de Gouveia Dal Pino. Astrophysical jets and outflows. *Advances in Space Research*, 35:908–924, 2005.
- [48] B. Reipurth and J. Bally. Herbig-Haro Flows: Probes of Early Stellar Evolution. *Annu. Rev. Astro. Astrophys.*, 39:403–455, 2001.
- [49] E. M. de Gouveia dal Pino and W. Benz. Three-dimensional simulations of protostellar jets. *ApJ*, 410:686–695, June 1993.
- [50] A. Frank, D. Ryu, T. W. Jones, and A. Noriega-Crespo. Effects of Cooling on the Propagation of Magnetized Jets. *ApJ*, 494:L79–L83, February 1998.
- [51] A. Ciardi, S. V. Lebedev, J. P. Chittenden, and S. N. Bland. Modeling of supersonic jet formation in conical wire array Z-pinch. *Laser and Particle Beams*, 20:255–261, April 2002.
- [52] J. M. Foster, B. H. Wilde, P. A. Rosen, T. S. Perry, M. Fell, M. J. Edwards, B. F. Lasinski, R. E. Turner, and M. L. Gittings. Supersonic jet and shock interactions. *Phys. Plasmas*, 9(5), 2002.
- [53] S. V. Lebedev, A. Ciardi, D. J. Ampleford, S. N. Bland, S. C. Bott, J. P. Chittenden, G. N. Hall, J. Rapley, C. A. Jennings, A. Frank, E. G. Blackman, and T. Lery. Magnetic tower outflows from a radial wire array Z-pinch. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 361:97–108, July 2005.
- [54] P. Hartigan, J. M. Foster, B. H. Wilde, R. F. Coker, P. A. Rosen, J. F. Hansen, B. E. Blue, R. J. R. Williams, R. Carver, and A. Frank. Laboratory Experiments, Numerical Simulations, and Astronomical Observations of Deflected Supersonic Jets: Application to HH 110. *ApJ*, 705:1073–1094, November 2009.

- [55] F. Suzuki-Vidal, S.V. Lebedev, A. Ciardi, S.N. Bland, J.P. Chittenden, G.N. Hall, E. Harvey-Thomson, Marrocchino A., C. Ning, C. Stehle, A. Frank, E.G. Blackman, S.C. Bott, and T. Ray. Formation of episodic magnetically driven radiatively cooled plasma jets in the laboratory. *Astrophys. Spac. Sci.*, 322:19–23, 2009.
- [56] B. Loupiau, E. Falize, C. D. Gregory, T. Vinci, S. Pikuz, J. Waugh, M. Koenig, A. Ravasio, W. Nazarov, C. Michaut, S. Bouquet, Y. Kuramitsu, D. Seiichi, N. C. Woolsey, Y. Sakawa, H. Takabe, A. Schiavi, and S. Atzeni. Propagation of laser-generated plasma jet in an ambient medium. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 51(124027), 2009.
- [57] J. M. Blondin, A. Konigl, and B. A. Fryxell. Herbig-Haro objects as the heads of radiative jets. *ApJL*, 337:L37–L40, February 1989.
- [58] J. M. Blondin, B. A. Fryxell, and A. Konigl. The structure and evolution of radiatively cooling jets. *ApJ*, 360:370–386, September 1990.
- [59] M. L. Norman, K.-H. A. Winkler, L. Smarr, and M. D. Smith. Structure and dynamics of supersonic jets. *Astron. Astrophys.*, 113:285–302, September 1982.
- [60] J. M. Foster, B. H. Wilde, P. A. Rosen, R. J. R. Williams, B. E. Blue, R. F. Coker, R. P. Drake, A. Frank, P. A. Keiter, A. M. Khokhlov, J. P. Knauer, and T. S. Perry. High-Energy-Density Laboratory Astrophysics Studies of Jets and Bow Shocks. *ApJ*, 634:L77–L80, November 2005.
- [61] P. Nicolai, C. Stenz, V. Tikhonchuk, X. Ribeyre, A. Kasperczuk, T. Pisarczyk, L. Juha, E. Krousky, K. Masek, M. Pfeifer, K. Rohlena, J. Skala, J. Ullschmied, M. Kalal, D. Klir, J. Kravarik, P. Kubes, and P. Pisarczyk. Supersonic plasma jet interaction with gases and plasmas. *Astrophys Space Sci*, 322:11–17, August 2009.
- [62] X. Ribeyre, P. Nicolai, S. Galera, and V. T. Tikhonchuk. Simulations of the supersonic radiative jet propagation in plasmas. *Astrophys Space Sci*, 322:85–90, August 2009.
- [63] A. Kasperczuk, T. Pisarczyk, P.H. Nicolai, C.H. Stenz, V. Tikhonchuk, M. Kalal, J. Ullschmied, E. Krousky, K. Masek, M. Pfeifer, K. Rohlena, J. Skala, D. Klir, J. Kravarik, P. Kubes, and P. Pisarczyk. Investigations of plasma jet interaction with ambient gases by multi-frame interferometric and x-ray pinhole camera systems. *Laser and Particle Beams*, 27:115–122, 2009.
- [64] B. Loupiau, M. Koenig, E. Falize, S. Bouquet, N. Ozaki, A. Benuzzi-Mounaix, T. Vinci, C. Michaut, M. Rabec Le Goahec, W. Nazarov, C. Courtois, Y. Aglitskiy, A. Y. Faenov, and T. Pikuz. Supersonic-jet experiments using a high-energy laser. *Phys. Rev. Lett.*, 99(26):265001, December 2007.

- [65] C. D. Gregory, B. Loupiau, J. Waugh, P. Barroso, S. Bouquet, E. Brambrink, S. Dono, E. Falize, J. Howe, Y. Kuramitsu, R. Kodama, M. Koenig, C. Michaut, S. Myers, W. Nazarov, M. M. Notley, A. Oya, S. Pikuz, M. Rabec le Gloahec, Y. Sakawa, C. Spindloe, M. Streeter, L. A. Wilson, and N. C. Woolsey. Astrophysical jet experiments. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 50(12):124039, December 2008.
- [66] C.D. Gregory, A. Diziere, H. Aoki, H. Tanji, T. Ide, E. Falize, B. Loupiau, C. Michaut, T. Morita, S.A. Pikuz, A. Ravasio, Y. Kuramitsu, Y. Sakawa, H. Takabe, N.C. Woolsey, and M. Koenig. Experiments to investigate the effects of radiative cooling on plasma jet collimation. *High Energy Density Physics*, 11:12 – 16, 2014.
- [67] C. Stehle, A. Ciardi, J.P. Colombier, M. González, T. Lanz, and A. Marocchino. Scaling stellar jets to the laboratory: the power of simulations. *Laser Part. Beams*, 27:709–717, 2009.
- [68] S. V. Lebedev, J. P. Chittenden, F. N. Beg, S. N. Bland, A. Ciardi, D. Ampleford, S. Hughes, M. G. Haines, A. Frank, E. G. Blackman, and T. Gardiner. Laboratory Astrophysics and Collimated Stellar Outflows: The Production of Radiatively Cooled Hypersonic Plasma Jets. *ApJ*, 564:113–119, January 2002.
- [69] S. V. Lebedev, A. Ciardi, D. J. Ampleford, S. N. Bland, S. C. Bott, J. P. Chittenden, G. N. Hall, J. Rapley, C. Jennings, M. Sherlock, A. Frank, and E. G. Blackman. Production of radiatively cooled hypersonic plasma jets and links to astrophysical jets. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 47:B465–B479, December 2005.
- [70] M. Bocchi, J. P. Chittenden, A. Ciardi, F. Suzuki-Vidal, G. N. Hall, P. de Grouchy, S. V. Lebedev, and S. C. Bott. Numerical study of jets produced by conical wire arrays on the Magpie pulsed power generator. *Astrophys Space Sci*, 336:27–31, November 2011.
- [71] D. J. Ampleford, S. V. Lebedev, A. Ciardi, S. N. Bland, S. C. Bott, J. P. Chittenden, G. Hall, C. A. Jennings, J. Armitage, G. Blyth, S. Christie, and L. Rutland. Formation of Working Surfaces in Radiatively Cooled Laboratory Jets. *Astrophys Space Sci*, 298:241–246, July 2005.
- [72] F. Suzuki-Vidal, M. Bocchi, S.V. Lebedev, G.F. Swandling, G. Burdiak, S.N. Bland, P. de Grouchy, G.N. Hall, E. Harvey-Thomson, E. Khoory, S. Pantakar, L. Pickworth, J. Skidmore, R. Smith, J.P. Chittenden, M. Krishnan, R.E. Maden, K. Wilson-Elliot, A. Ciardi, and A. Frank. Interaction of a supersonic, radiatively cooled plasma jet with an ambient medium. *Phys. Plasmas*, 19:022708, 2012.
- [73] F. Suzuki-Vidal, S. V. Lebedev, M. Krishnan, J. Skidmore, G. F. Swadling, M. Bocchi, A. J. Harvey-Thompson, S. Patankar, G. C. Burdiak, P. de Grouchy, L. Pickworth, S. J. P. Stafford, L. Suttle, M. Bennett, S. N. Bland, J. P. Chittenden, G. N.

- Hall, E. Khoory, R. A. Smith, A. Ciardi, A. Frank, R. E. Madden, K. Wilson-Elliot, and P. Coleman. Interaction of radiatively cooled plasma jets with neutral gases for laboratory astrophysics studies. *High Energy Density Phys.*, 9:141–147, March 2013.
- [74] R. J. Lawrence, T. A. Mehlhorn, T. A. Hail, K. G. Budge, T. G. Trucano, K. R. Cochrane, and J. J. MacFarlane. Analysis of Radiation-Driven Jetting Experiments on NOVA and Z. In M. D. Furnish, Y. Horie, and N. N. Thadhani, editors, *Shock Compression of Condensed Matter*, volume 620 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 291–294, July 2002.
- [75] Hunter J.H. Jr. Generalized thermal stability and its application to the interstellar gas. *Astrophys. J.*, 161:451–455, 1970.
- [76] G.B. Field. Thermal instability. *Astrophys. J.*, 142:531–567, 1965.
- [77] I.A. Shchekinov. Thermal instabilities in a nonstationary medium. *Sov. Astron.*, 22:183–186, 1978.
- [78] S.H. Langer, G. Chanmugam, and G. Shaviv. Thermal instability in accretion flows onto degenerate stars. *Astrophys. J. Lett.*, 245:L23–L26, 1981.
- [79] D. Lynden-Bell and C.A. Tout. Russel lecture:Dark star formation and cooling instability. *Astrophys. J.*, 558:1–9, 2001.
- [80] F. Heitsch, L.W. Hartmann, and A. Burkert. Fragmentation of shocked flows: gravity, turbulence and cooling. *Astrophys. J.*, 683:786, 2008.
- [81] E.O. Vasiliev. Thermal instability in a collisionally cooled gas. *Mon. Not. Roy. Soc.*, 419:3641–3648, 2012.
- [82] E.M. Lifshitz. *J. Phys. U.S.S.R.*, 10:110, 1946.
- [83] T. Gold and F. Hoyle. *Paris symposium on radio astronomy*. Stanford University Press, 1959.
- [84] Y. Sofue. Formation of galaxies by thermal instability. *Publ. Astr. Soc. Japan*, 21:211–220, 1969.
- [85] D.W. Goldsmith. Thermal instabilities in interstellar gas heated by cosmic rays. *Astrophys. J.*, 161:41, 1969.
- [86] J. Schwarz, R. McCray, and R.F. Stein. Formation of clouds in an cooling interstellar medium. *Astrophys. J.*, 170:673, 1972.
- [87] J. Silk. Intergalactic clouds. *Astrophys. J.*, 160:793, 1970.

-
- [88] M. Oppenheimer and A. Dalgarno. Formation of carbon-monoxide and thermal balance in interstellar clouds. *Astrophys. J.*, 200:419–425, 1975.
- [89] A.E. Glassgold and W.D. Langer. Thermal-chemical instabilities in CO clouds. *Astrophys. J.*, 204:403–407, 1976.
- [90] J.N. Imamura, M.T. Wolff, and R.H. Durisen. A numerical study of the stability of radiative shocks. *Astrophys. J.*, 276:667–676, 1984.
- [91] O. Peyrusse. Complex atom physics and radiative properties of hot dense plasmas. *Nucl. Fusion*, 44:S202–S207, 2004.
- [92] C. Bowen, A. Decoster, C. J. Fontes, K. B. Fournier, O. Peyrusse, and Yu. V. Ralchenko. Review of the NLTE emissivities code comparison virtual workshop. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 81:71–84, 2003.
- [93] J. Yuan, D.R. Haynes, R.R. Peterson, and G.A. Moses. Flexible database-driven opacity and spectrum calculations. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 81:513–520, 2003.
- [94] E. Minguez, R. Rodriguez, J.M. Gil, P. Sauvan, R. Florido, J.G. Rubiano, P. Martel, and R. Mancini. Opacities and line transfer in high density plasma. *Laser Part. Beams*, 23:199–203, 2005.
- [95] H.M. Smith and E. Verwichte. Hot tail runaway electron generation in tokamak disruptions. *Phys. Plasmas*, 15:072502, 2008.
- [96] J. Fengtao, Z. Jiaolong, Y. Jiamnin, H. Guoxing, W. Zeqing, and Y. Jun. L to m shell transitions and model comparisons for radiative opacities of sodium fluoride plasma. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.*, 95:241–253, 2005.
- [97] J.E. Bailey, G.A. Rochau, R.C. Mancini, C.A. Iglesias, J.J. Macfarlane, and I.E. Golovkin. Experimental investigations of opacity models for stellar interior, inertial fusion and high energy density plasmas. *Phys. Plasmas*, 16:058101, 2009.
- [98] M. González, C. Stehle, E. Audit, M. Busquet, B. Rus, and F. Thais. Astrophysical radiative shocks: from modeling to laboratory experiments. *Laser Part. Beams*, 24:535–540, 2006.
- [99] M. Busquet, E. Audit, M. González, C. Stehle, F. Thais, and O. Acef. Effect of lateral radiative loss on radiative shocks propagation. *High Energy Density Phys.*, 3:8–11, 2007.
- [100] D. Mayer. *Methods of opacity calculations*. Number LA647. Los Alamos Scientific Laboratory, 1947. Technical Report.

- [101] O. Peyrusse. Atomic configuration averages and non-local thermodynamical equilibrium plasma spectroscopy calculations. *J. Phys. B: At. Mol. Op. Phys.*, 37:683–700, 1999.
- [102] M. Poirier. On various validity criteria for the configuration average in collisional-radiative codes. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 41:025701, 2008.
- [103] A. Bar-Shalom, J. Oreg, and M. Klapisch. Non-LTE superconfiguration collisional radiative model. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 58:427–439, 1997.
- [104] O. Peyrusse. On the superconfiguration approach to model NLTE plasma emission. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 71:571–579, 2001.
- [105] J. Bauche, C. Bauche-Arnoult, and M. Klapisch. Transition arrays in the spectra of ionized atoms. *Adv. At. Mol. Phys.*, 23:131–195, 1987.
- [106] J. Bauche, C. Bauche-Arnoult, and M. Klapisch. Breakdown of jj coupling in spin-orbit atomic transition arrays. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 24:1–11, 1991.
- [107] A. Bar-Shalom, J. Oreg, W.H. Goldstein, D. Shvarts, and A. Zigler. Super-transition-arrays: a model for the spectral analysis of hot, dense plasmas. *Phys. Rev. A*, 40:3183–3139, 1989.
- [108] S. Mazevet and J. Jr. Abdallah. Mixed uta and detailed treatment for mid-z opacity and spectral calculations. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 39:3419–3429, 2006.
- [109] S. B. Hansen, J. Bauche, C. Bauche-Arnoult, and M. F. Gu. Hybrid atomic models for spectroscopic plasma diagnostics. *High Energy Density Phys.*, 4:109–114, 2007.
- [110] M. F. Gu. The flexible atomic code. *Can. J. Phys.*, 86:675–689, 2008.
- [111] F. C. Fischer, T. Brage, and P. Jönsson. *Computational Atomic Structure*. Institute of Physics, 2000.
- [112] P. Martel. *Análisis y determinación de una familia de potenciales analíticos para el cálculo de átomos ionizados en plasmas densos y calientes*. PhD thesis, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria, 1993.
- [113] R. D. Cowan. *The theory of atomic structure and spectra*. University of California Press, 1981.
- [114] L.V. Chernyseva and V.L. Yakhontov. Two-program package to calculate the ground and excited state wave functions in the Hartree-Fock-Dirac approximation. *Comput. Phys. Commun.*, 119:232–255, 1999.
- [115] J. C. Stewart and K. D. Pyatt. Lowering of ionization potentials in plasmas. *Astrophys. J.*, 144:1203–1211, 1966.

-
- [116] C. A. Rouse. Screening of many-electron atoms. *Phys. Rev. A*, 4:90–97, 1971.
- [117] B.F. Rozsnyai. Relativistic hartree-fock-slater calculations for arbitrary temperature and matter density. *Phys. Rev. A*, 5:1137–1149, 1972.
- [118] F. J. Rogers. Statistical mechanics of coulomb gases of arbitrary charge. *Phys. Rev. A*, 10:2441–2456, 1974.
- [119] D. Schluter. Applicability of the debye-huckel approximation to the calculation of bound-states. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 43:407–414, 1990.
- [120] G. Massacrier. Self-consistent schemes for the calculation of ionic structures and populations in dense plasmas. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 51:221–228, 1994.
- [121] B.J.B. Crowley and J.W. Harris. Modelling of plasmas in an average-atom local density approximation: the CASSANDRA code. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 71:257–272, 2001.
- [122] J. M. Gil, P. Martel, E. Mínguez, J. G. Rubiano, R. Rodríguez, and F. H. Ruano. An effective analytical potential including plasma effects. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 75:539–557, 2002.
- [123] R. Rodríguez, J. M. Gil, and R. Florido. Photoionization cross section of non-hydrogenic levels for weakly coupled plasmas. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 108:239–255, 2007.
- [124] R. Rodríguez, J. M. Gil, and R. Florido. Screening effects on the atomic magnitudes of non-hydrogenics ions in strongly coupled plasmas. *Phys. Scr.*, 76:418–427, 2007.
- [125] C. Gao, Z. Jiaolong, and Y. Jiamin. Plasma screening effects on the atomic structure and radiative opacity of dense carbon plasmas based on the dla model. *High Energy Density Phys.*, 7:54–60, 2011.
- [126] T. R. Preston, S.M. Vinko, O. Ciricosta, H.K. Chung, R.W. Lee, R.W. Lee, and J.S. Warka. The effects of ionization potential depression on the spectra emitted by hot dense aluminium plasmas. *High Energy Density Phys.*, 9:258–263, 2013.
- [127] M. Belkhiri and M. Poirier. Density effects in plasmas: Detailed atomic calculations and analytical expressions. *High Energy Density Phys.*, 9:609–617, 2013.
- [128] M. Blenski, R. Piron, C. Caizergues, and B. Cichocki. Models of atoms in plasmas based on common formalism for bound and free electrons. *High Energy Density Phys.*, 9:687–695, 2013.

- [129] B.J.B. Crowley. Continuum lowering: A new perspective. *High Energy Density Phys.*, 13:84–102, 2014.
- [130] S. Ichimaru. Strongly couple plasmas: high-density classical plasmas and degenerate electron liquids. *Rev. Mod. Phys.*, 54:1017–1059, 1982.
- [131] J. M. Gil. *Propuesta de un potencial efectivo analítico para iones inmersos en plasmas*. PhD thesis, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria, 2000.
- [132] R. M. More. Electronic energy-levels in dense-plasmas. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 27:345–357, 1982.
- [133] G. Chiu and A. Ng. Pressure ionization in dense plasmas. *Phys. Rev. E*, 59:1024–1032, 1999.
- [134] D. V. Fisher and Y. Maron. Characterization of electron states in dense plasmas and its use in atomic kinetics modeling. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 81:147–165, 2003.
- [135] B. Saha and S. Fritzsche. Be I isoelectronic ions embedded in hot plasma. *Phys. Rev. E*, page 036405, 2006.
- [136] R. Florido. *ABAKO: Un modelo para el estudio de la cinética de poblaciones y propiedades radiativas de plasmas bajo condiciones de no-equilibrio*. PhD thesis, Universidad de Las Palmas de Gran Canaria, 2007.
- [137] D.R. Bates, A.E. Kingston, and R.W.P. McWhirter. Recombination between electrons and atomic ions. 1. optically thin plasmas. *Proc. R. Soc. London Ser.*, 267:297, 1962.
- [138] D.R. Bates, A.E. Kingston, and R.W.P. McWhirter. Recombination between electrons and atomic ions. 2. optically thick plasmas. *Proc. R. Soc. London Ser.*, 270:155, 1962.
- [139] R.W.P. McWhirter. Data needs, priorities and accuracies for plasma spectroscopy. *Phys. Rep.*, 37:165–209, 1978.
- [140] A. Bar-Shalom, J. Oreg, and M. Klapisch. Recent developments in the SCROLL model. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 65:43–55, 2000.
- [141] O. Peyrusse. A superconfiguration model for broadband spectroscopy of non-LTE plasmas. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 33:4303–4321, 2000.
- [142] A. Bar-Shalom, M. Klapisch, and J. Oreg. HULLAC, an integrated computer package for atomic processes in plasmas. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 71:169–188, 2001.

- [143] Yu. V. Ralchenko and Y. Maron. Accelerated recombination due to resonant deexcitation of metastable states. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 71:609–621, 2001.
- [144] G. Faussurier, C. Blancard, and E. Berthier. Non-local thermodynamic equilibrium self-consistent average-atom for plasma physics. *Phys. Rev. E*, 63:026401, 2001.
- [145] J. Bauche, C. Bauche-Arnoult, and K.B Fournier. Model for computing superconfiguration temperatures in non-local thermodynamic equilibrium hot plasmas. *Phys. Rev. E*, 69:026403, 2004.
- [146] H. K. Chung, M. H. Chen, W. L. Morgan, Y. Ralchenko, and R. W. Lee. FLYCHK: Generalized population kinetics and spectral model for rapid spectroscopic analysis for all elements. *High Energy Density Phys.*, 1:3–12, 2005.
- [147] C. J. Fontes, J. Colgan, H. L. Zhang, and J. Abdallah Jr. Large-scale kinetics modeling of non-LTE plasmas. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 99:175–185, 2006.
- [148] A. F. Nikiforov, V. G. Novikov, V. B. Uvarov, V. V. Dragalov, and A. D. Solomayannaya. THERMOS opacity code. In *Third International Opacity Workshop Code Comparison Study, WorkOp-III*. Max-Planck Institute fur Quantenoptik, 1995.
- [149] Y. Frank, E. Louzon, P. Mandelbaum, and Z. Henis. SEMILLAC: A new hybrid atomic model of hot dense plasmas. *High energy Density Phys.*, 9:594–600, 2013.
- [150] A. Sasaki. Construction of a collisional radiative model of complex multiple charged ions for mid- to high- z elements. *High Energy Density Phys.*, 9:325–335, 2013.
- [151] C. Gao, Z. Jiaolong, L. Yongqiang, J. Fengtao, and Y. Jiamnin. Versatile code DLAYZ for investigating population kinetics and radiative properties of plasmas in non-local thermodynamic equilibrium. *High Energy Density Phys.*, 9:583–593, 2013.
- [152] R. W. Lee, J. K. Nash, and Y. Ralchenko. Review of the NLTE kinetics code workshop. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 58:737–742, 1997.
- [153] C. Bowen, R. W. Lee, and Yu. Ralchenko. Comparing plasma population kinetics codes: Review of the NLTE-3 Kinetics Workshop. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 99:102–119, 2006.
- [154] J. G. Rubiano, R. Florido, C. Bowen, R. W. Lee, and Y. Ralchenko. Review of the 4th NLTE code comparison workshop. *High Energy Density Phys.*, 3:225–232, 2007.
- [155] C. J. Fontes, J. Abdallah Jr., C. Bowen, R. W. Lee, and Yu. Ralchenko. Review of the nlte-5 kinetics workshop. *High energy Density Phys.*, 5:15–22, 2009.

- [156] H. K. Chung, C. Bowen, C. J. Fontes, S.B. Hansen, and Y. Ralchenko. Comparison and analysis of collisional-radiative models at the nlte-7 workshop. *High Energy Density Phys.*, 9:645–652, 2013.
- [157] D. Mihalas. *Stellar Atmospheres*. W. H. Freeman and Company, 1970.
- [158] D. Mostacci, L. M. Montierth, J. P. Dinguirard, and R. L. Morse. X-ray line emission from laser-produced spherical plasma flows. *Phys. Fluids B*, 1:2106–2120, 1989.
- [159] D. C. Eder and H. A. Scott. The calculation of line transfer in expanding media. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 45:189–204, 1991.
- [160] I. Hubeny and T. Lanz. Non-LTE line-blanketed model atmospheres of hot stars. I. Hybrid complete linearization/accelerated lambda iteration method. *Astrophys. J.*, 439:875–904, 1995.
- [161] H. A. Scott. CRETIN—a radiative transfer capability for laboratory plasmas. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 71:689–701, 2001.
- [162] F. E. Irons. The escape factor in plasma spectroscopy—I. The escape factor defined and evaluated. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 22:1–20, 1979.
- [163] F. E. Irons. The escape factor in plasma spectroscopy—II. The case of radiative decay. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 22:21–36, 1979.
- [164] F. E. Irons. The escape factor in plasma spectroscopy—III. Two case studies. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 22:37–44, 1979.
- [165] J. P. Apruzese, J. Davis, D. Duston, and K. G. Whitney. Direct solution of the equation of transfer using frequency- and angle-averaged photon escape probabilities, with application to a multistage, multilevel aluminum plasma. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 23:479–487, 1980.
- [166] J. P. Apruzese. Direct solution of the equation of transfer using frequency- and angle-averaged photon-escape probabilities for spherical and cylindrical geometries. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 25:419–425, 1981.
- [167] J. P. Apruzese. An analytical Voigt profile escape probability approximation. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 34(447-452), 1985.
- [168] R. Florido, R. Rodríguez, J. M. Gil, J. G. Rubiano, P. Martel, E. Mínguez, and R.C. Mancini. Modeling of population kinetics that are not in local thermodynamic equilibrium, using a versatile collisional-radiative model based on analytical rates. *Phys. Rev. E*, 80:056402, 2009.

- [169] H. Van Regemorter. Rate of collisional excitation in stellar atmospheres. *Astrophys. J.*, 136:906–915, 1962.
- [170] W. Lotz. An empirical formula for the electron-impact ionization cross-section. *Z. Physik*, 206:205–211, 1967.
- [171] A. Burgess. A general formula for the estimation of dielectronic recombination coefficients in low-density plasmas. *Astrophys. J.*, 141:1588–1590, 1965.
- [172] H. R. Griem. *Principles of plasma spectroscopy*. Cambridge University Press, 1997.
- [173] H. A. Kramers. On the theory of X-ray absorption and of the continuous X-ray spectrum. *Philos. Mag.*, 46:836–871, 1923.
- [174] R. C. Mancini, R. F. Joyce, and C. F. Hooper Jr. Escape factors for Stark-broadened line profiles. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 20:2975–2987, 1987.
- [175] M. Klapisch and M. Busquet. Models for the computation of opacity of mixtures. *New J. Phys.*, 15:015012, 2013.
- [176] M.E. Sherrill, R.C. Mancini, J. Bailey, A. Filuk, B. Clark, P. Lake, and J. Jr. Abdallah. Spectroscopic modeling and characterization of a collisionally confined laser-ablated plasma plume. *Physical Review E*, 76:056401, 2007.
- [177] M.A. Mendoza, J.G. Rubiano, J.M. Gil, R. Rodriguez, R. Florido, G. Espinosa, P. Martel, and E. Minguez. Calculation of radiative opacity of plasma mixtures using a relativistic screened hydrogenic model. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 140:81–98, 2014.
- [178] R. Rodríguez, R. Florido, J. M. Gil, J.G. Rubiano, P. Martel, and E. Mínguez. RAPCAL code: a flexible package to compute radiative properties for optically thin and thick low and high-z plasmas in a wide range of density and temperature. *Laser Part. Beams*, 26:433–448, 2008.
- [179] M. S. Dimitrijevic and N. Konjevic. Simple estimates for Stark-broadening of ion lines in stellar plasmas. *Astron. & Astrophys.*, 172:345–349, 1987.
- [180] S. J. Rose. Calculations of the radiative opacity of laser-produced plasmas. *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.*, 25:1667–1681, 1992.
- [181] R. J. Rutten. *Radiative Transfer in Stellar Atmospheres*. Sterrekundig Instituut Utrecht, 2003.
- [182] F.J.D. Serduke, E. Minguez, S.J. Davidson, and C.A. Iglesias. Workop-iv summary: Lessons from iron opacities. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 65:527–541, 2000.

- [183] H. K. Chung, K. B. Fournier, and R. W. Lee. Non-LTE kinetics modelling of krypton ions: calculation of radiative cooling coefficients. *High Energy Density Phys.*, 3:57–64, 2006.
- [184] W.J. Karzas and R. Latter. Electron radiative transitions in a coulomb field. *Astrophys. J.*, 6:167–212, 1961.
- [185] D. E. Post, R.V. Jensen, C.B. Tarter, W.H. Grasberger, and W.A. Lokke. Steady-state radiative cooling rates for low-density, high-temperature plasmas. *Atom. Data Nucl. Data*, 20:397–439, 1977.
- [186] H.P. Summers and R.W.P. McWhirter. Radiative power loss from laboratory and astrophysical plasmas I. power loss from plasmas in steady-state ionisation balance. *J.Phys. B: Atom. Molec. Phys.*, 12:2387–2411, 1979.
- [187] K. M. Schure, D. Kosenko, J. S. Kaastra, R. Keppens, and J. Vink. A new radiative cooling curve based on an up-to-date plasma emission code. *Astron. Astrophys.*, 508:751–U240, 2009.
- [188] E. Minguez, R. Ruiz, P. Martel, J.M. Gil, J.G. Rubiano, and R. Rodriguez. Scaling law of radiative opacities for ICF elements. *Nucl. Instrum. Meth. A*, 1-3:218–224, 2002.
- [189] E. Minguez, P. Martel, J.M. Gil, J.G. Rubiano, and R. Rodriguez. Analytical opacity formulas for ICF elements. *Fusion Eng. Des.*, 60:17–25, 2002.
- [190] R. Rodríguez, G. Espinosa, J. M. Gil, J.G. Rubiano, M. A. Mendoza, P. Martel, and E. Minguez. Parametrization of mean radiative properties of optically thin steady-state plasmas and applications. *Commun. Comput. Phys.*, 16:612–631, 2014.
- [191] R. Rodríguez, J. M. Gil, G. Espinosa, R. Florido, J.G. Rubiano, M. A. Mendoza, P. Martel, E. Minguez, D.R. Symes, M. Hohenberger, and R.A. Smith. Determination and analysis of plasma parameters for simulations of radiative blast waves launched in clusters of xenon and krypton. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 54:045012, 2012.
- [192] J. M. Gil, R. Rodríguez, R. Florido, J. G. Rubiano, M.A. Mendoza, A. De la Nuez, G. Espinosa, P. Martel, and E. Minguez. Parametrization of the average ionization and radiative cooling rates of carbon plasmas in a wide range of density and temperature. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 125:123–138, 2013.
- [193] O. Peyrusse, C. Bauche-Arnoult, and J. Bauche. Effective superconfiguration temperature and the radiative properties of nonlocal thermodynamical equilibrium hot dense plasma. *Phys. Plasmas*, 12:063302, 2005.

- [194] J. J. MacFarlane, I.E. Golovkin, P. Wang, R. Woodruff, and N.A. Pereira. SPECT3D– a multi-dimensional collisional-radiative code for generating diagnostic signatures based on hydrodynamics and PIC simulation output. *High Energy Density Phys.*, 1–2:181–190, 2007.
- [195] J. W. Skidmore. *Experimental study of pulsed power driven radiative shock waves in noble gases*. PhD thesis, Imperial College, 2013.
- [196] J. M. Gil, R. Rodríguez, R. Florido, J. G. Rubiano, P. Martel, and E. Mínguez. Determination of Corona, LTE and NLTE regimes of optically thin carbon plasmas. *Laser Part. Beams*, 26:21–31, 2008.
- [197] R. Rodríguez, J. M. Gil, R. Florido, J.G. Rubiano, M. A. Mendoza, P. Martel, and E. Mínguez. Determination and analysis of the thermodynamic regimes of xenon plasmas. *Contrib. Plasma Phys.*, 51:863–876, 2011.
- [198] H. R. Griem. Validity of local thermal equilibrium in plasma spectroscopy. *Phys. Rev.*, 131:1170, 1963.
- [199] D. Salzmann. *Atomic Physics in Hot Plasmas*. Oxford University Press, 1998.
- [200] R. Dgani and N. Soker. Radiative shock overstability of finite-sized objects. *Astrophys. J.*, 434:262–267, 1994.
- [201] Strickland R. and J.M. Blondin. Numerical analysis of the dynamic stability of radiative shocks. *Astrophys. J.*, 449:727–738, 1995.
- [202] J.N. Imamura, A. Aboasha, M.T. Wolff, and K.S. Wood. The stability properties of two-temperature white dwarf radiative shock waves. *Astrophys. J.*, 458:327–337, 1996.
- [203] P.A. Kimoto and D.F. Chernoff. Radiative instabilities in simulations of spherically symmetric supernova blast waves. *Astrophys. J.*, 485:274–284, 1997.
- [204] R.S. Sutherland, G.V. Bicknell, and M.A. Dopita. The numerical simulation of radiative shocks. ii. thermal instabilities in two-dimensional models. *Astrophys. J.*, 591:238–257, 2003.
- [205] B. Ramachandran and M.D. Smith. On the linear analysis of unstable radiative shocks. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 357:707–721, 2005.
- [206] B. Ramachandran and M.D. Smith. The influence of the Mach number on the stability of radiative shocks. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 366:586–608, 2006.
- [207] Ya. B. Zeldovich and Yu. P. Raizer. *Physics of shockwaves and high temperature hydrodynamic phenomena*. Dover Pub. Inc., New York, 2001.

- [208] R. Rodríguez, G. Espinosa, J. M. Gil, R. Florido, J.G. Rubiano, M. A. Mendoza, P. Martel, E. Minguez, D.R. Symes, M. Hohenberger, and R.A. Smith. Analysis of microscopic magnitudes of radiative blast waves launched in xenon clusters with collisional-radiative steady-state simulations. *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transfer*, 125:69–83, 2013.
- [209] R. Rodríguez, G. Espinosa, J. M. Gil, J.G. Rubiano, M. A. Mendoza, P. Martel, E. Minguez, D.R. Symes, M. Hohenberger, and R.A. Smith. Time-dependent and radiation field effects on collisional-radiative simulations of radiative properties of blast waves launched in clusters of xenon. *High Energy Dens. Phys.*, page DOI: 10.1016/j.hedp.2014.09.002, 2014.
- [210] R.P. Drake. *High energy density physics: fundamentals, inertial fusion and experimental astrophysics*. Springer, 2005.
- [211] C. Michaut, E. Falize, C. Cavet, S. Bouquet, M. Koenig, T. Vinci, and et al. Classification of and recent research involving radiative shocks. *Astrophys. Space Sci.*, 322:77–84, 2009.
- [212] I.H. Hutchinson. *Principles of plasma diagnostics*. Cambridge University Press, 2005.
- [213] Yu. P. Raizer and Ya. B. Zel'dovich. *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena*. Dover, 2002.
- [214] J.M. Laming and J. Grun. Improved models for the dynamical overstability of radiative blast waves. *Phys. Plasmas*, 10:1614–1618, 2003.
- [215] R. Rodríguez, G. Espinosa, J. M. Gil, R. Florido, J.G. Rubiano, M. A. Mendoza, P. Martel, E. Minguez, D.R. Symes, M. Hohenberger, and R.A. Smith. Determination and analysis of plasma radiative properties for numerical simulations of laboratory radiative blast waves launched in xenon clusters. *J. Spectrosc. Dyn.*, 3:17, 2013.
- [216] J.M. Laming. Relationship between oscillatory thermal instability and dynamical thin-shell overstability. *Phys. Rev. E*, 70:057402, 2004.
- [217] R.P. Drake. Radiative shocks in astrophysics and the laboratory. *Astrophys. Space Sci.*, 298:49–59, 2005.
- [218] G. Espinosa, J.M. Gil, R. Rodriguez, J.G. Rubiano, P. Mendoza, M.A. Martel, E. Minguez, F. Suzuki-Vidal, S.V. Lebedev, G.F. Swadling, G. Burdiak, L.A. Pickworth, and J. Skidmore. Collisional-radiative simulations of a supersonic and radiatively cooled aluminum plasma jet. *High Energy Dens. Physics*, page DOI: 10.1016/j.hedp.2014.10.008, 2014.

-
- [219] A. Ciardi, S.V. Lebedev, A. Frank, E.G. Blackman, J.P. Chittenden, C.J. Jennings, D.J. Ampleford, S.N. Bland, S.C. Bott, J. Rapley, G.N. Hall, F. Suzuki-Vidal, A. Marocchino, T. Lery, and C. Stehle. The evolution of magnetic tower jets in the laboratory. *Phys. Plasmas*, 14:056501, 2007.
- [220] F. Suzuki-Vidal, S.V. Lebedev, S.N. Bland, G.N. Hall, G.F. Swandling, E. Harvey-Thomson, J.P. Chittenden, A. Marocchino, A. Ciardi, A. Frank, E.G. Blackman, and S.C. Bott. Generation of episodic magnetically driven plasma jets in a radial foil z-pinch. *Phys. Plasmas*, 17:112708, 2010.
- [221] O. Ciricosta, S.M. Vinko, H.K. Chung, B.I. Cho, C.R..D. Brown, T. Burian, J. Chalupsky, K. Engelhorn, R. Falcone, C. Graves, V. Hajkova, A. Higginbotham, L. Juha, J. Krzywinski, H.J. Lee, M. Messerschmidt, C.D. Murphy, Y. Ping, D.S. Rackstraw, A. Scherz, W. Schlotter, S. Toilekis, J.J. Turner, L. Vysin, T. Wang, B. Wu, U. Zastrau, D. Zhu, R. Lee, P. Heimann, B. Nagler, and J.S. Wark. Direct measurements of the ionization potential depression in a dense plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 109:065002., 2012.
- [222] L. Ibgui, T. Hubeny, T. Lanz, and C. Stehle. IRIS: a generic three-dimensional radiative transfer code. *Astron. Astrophys.*, 549:A126, 2012.