

MÁSTER INTERUNIVERSITARIO EN FÍSICA NUCLEAR

**UNIVERSIDAD COMPLUTENSE DE MADRID**  
**FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICAS**  
**DEPARTAMENTO DE FÍSICA ATÓMICA, MOLECULAR Y**  
**NUCLEAR**



TRABAJO DE FIN DE MÁSTER:  
**ESTUDIO DEL PLASMA GENERADO POR UN**  
**LÁSER ULTRAIENSO DE FEMTOSEGUNDOS**  
**MEDIANTE EL ANÁLISIS DE RAYOS X**

Por:

Juan Peñas Nadales

Directores:

Luis Mario Fraile Prieto  
José Manuel Udías Moinelo

Madrid, septiembre de 2017

## Abstract

X-ray spectra (5-125 KeV) have been generated and measured by the interaction of a high intensity femtosecond laser with thin layers of diverse materials (Mo, Ni, Zn and Al). Measured spectra shows characteristic K energy lines and a continuum due to Bremsstrahlung radiation process, and has been produced by laser-plasma interaction at the focal spot of the laser over the surface of the thin layer. The laser pulse produces a Maxwell-Boltzmann-like distribution of electrons, which can generate X-rays inside the target. Monte Carlo simulations of the experimental set-up, using PENELOPE-derived PenEasy code, have been made to characterize the properties of the plasma and the electron distribution. The resulting electron energy distributions have been fit to the experimental measured X-ray spectra with a genetic algorithm. By using targets of different materials, as well as modifying simulated geometry (laser incidence angle, target size, relative positions, etc), properties of laser-plasma interaction and X-rays can be found.

**Key words:** Laser-plasma interaction, ultraintense laser, X-rays, electron acceleration, PenEasy.

## Resumen

Al incidir con un láser de femtosegundos de alta intensidad sobre láminas de distintos materiales (Mo, Ni, Zn y Al) se han logrado generar y medir espectros de rayos X (5-125 KeV). Estos espectros, compuestos por una o varias líneas de emisión K y un continuo debido al Bremsstrahlung, se han producido como resultado de la interacción láser-plasma en el foco de incidencia de láser en la superficie de las láminas. El pulso láser genera una distribución de electrones de tipo Maxwell-Boltzmann que, en su paso por el blanco, da lugar a los rayos X. Con el propósito de caracterizar las propiedades del plasma y la distribución de electrones, se han realizado simulaciones Monte Carlo con PenEasy, derivado de PENELOPE, de la configuración experimental. El espectro energético del plasma de electrones introducido en la simulación se ajusta mediante un algoritmo genético para reproducir los espectros de rayos X medidos en el experimento. Realizando este proceso para blancos de distintos elementos y diversas variaciones de la geometría del experimento (ángulo de incidencia del láser, tamaño del blanco, distancias relativas, etc) es posible obtener propiedades de los rayos X, así como de la interacción láser-plasma.

**Palabras clave:** Interacción láser-plasma, láser ultraintenso, rayos X, aceleración de electrones, PenEasy.

## Índice de contenidos

1. Introducción y objetivos.....	1
2. Fundamentos de los láseres.....	3
2.1 Coeficientes de Einstein.....	3
2.2 Propiedades y esquema de niveles.....	5
2.3 Ensanchamiento de líneas.....	8
2.4 Láseres ultraintensos.....	12
3. Características de los plasmas.....	14
3.1 Distribuciones estadísticas típicas.....	14
3.2 Parámetros básicos de los plasmas.....	16
3.3 Mecanismos colisionales.....	18
3.4 Tipos de plasmas.....	22
4. Mecanismos de la interacción láser-plasma.....	24
4.1 Absorción resonante.....	28
4.2 Vacuum heating.....	30
4.3 Bremsstrahlung inverso.....	32
4.4 Absorción $J \times B$ .....	35
4.5 Efecto Kerr.....	36
4.6 Propiedades del haz de electrones.....	37
4.7 Propiedades del haz de fotones.....	41
5. Medidas experimentales.....	45
5.1 Montaje experimental.....	45
5.2 Resultados experimentales.....	50
6. Simulaciones.....	55
6.1 Geometrías.....	55
6.2 Resultados de las simulaciones.....	56
6.3 Algoritmo genético.....	66
7. Conclusiones.....	74
8. Agradecimientos.....	75
9. Bibliografía.....	75

# 1. Introducción y objetivos

En las últimas décadas se han incrementado tanto el desarrollo tecnológico de los láseres como sus aplicaciones. Desde su primera construcción en 1960 por Theodore H. Maiman en base a los trabajos teóricos y experimentales previos de Charles Townes, Nikolái Bázov y Aleksandr Prójorov, se han extendido en numerosos campos de la ciencia como la física, la química, la biología o la medicina.

Más recientemente, como alternativa a los aceleradores de partículas clásicos, se han comenzado a aplicar como mecanismo de generación de haces de partículas [1-2]. La aceleración de partículas mediante láseres fue propuesta por Feldman y Chiao en 1973 [3] y mediante la interacción láser-plasma por Tajima y Dawson en 1979 [4]. Sin embargo, no ha sido sino hasta hace unas décadas cuando se ha podido poner en práctica estas previsiones, a raíz del desarrollo de los láseres ultraintensos. Capaces de alcanzar intensidades de hasta  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup>, estos láseres han permitido desarrollar nuevas especialidades en la Física a partir del estudio de los numerosos e intrincados procesos que pueden tener lugar en su interacción con la materia. Así, en los últimos años se han realizado numerosos experimentos para estudiar las propiedades de dicha interacción [5-6] y sus aplicaciones [7-8].

En el marco de este trabajo se pretende estudiar las propiedades de la interacción láser-plasma y concretamente, las del haz de electrones que se genera en el proceso. Sus características principales, como su temperatura asociada, pueden ser determinadas a partir de parámetros tanto del láser como del plasma en base a los principales mecanismos de interacción que tienen lugar en su seno y que se expondrán a lo largo de la memoria. Se han llevado a cabo experimentos en el laboratorio L2A2 de la Facultad de Física de la Universidad de Santiago de Compostela (USC) en los que se hecho incidir con un láser de femtosegundos de alta intensidad sobre láminas de distintos materiales (Mo, Ni, Zn, Al y Cu). Como resultado, se han logrado medir espectros de rayos X (5-125 keV), compuestos por una o varias líneas de emisión K y un continuo de tipo Bremsstrahlung, que se han producido como resultado de la interacción del láser con el plasma generado en el foco de incidencia en la superficie de las láminas. Estos fotones se originan mediante procesos radiativos y colisionales a partir de la distribución de electrones de tipo Maxwell-Boltzmann que se ha acelerado en la interacción, en su desplazamiento por el interior del blanco.

Con el propósito de caracterizar las propiedades de estos electrones y del plasma, se han realizado simulaciones de tipo Monte Carlo empleando el código PenEasy, derivado de PENELOPE. En ellas se ha emulado la configuración de los experimentos realizados (geometría y componentes del detector, así como su posición y orientación respecto a la lámina) sustituyendo el foco emisor de electrones del plasma por una fuente monoenergética de electrones a diversas energías en el rango de las experimentales. Los espectros Bremsstrahlung de rayos X producidos en el interior de la lámina que alcanzan al detector en las simulaciones se han registrado. Posteriormente, mediante un algoritmo genético se han ajustado dichos espectros para reproducir los medidos experimentalmente a partir de combinaciones de los monoenergéticos pesadas mediante una función de ajuste dada. Empleando láminas de distintos elementos, así como variando la geometría del experimento y de las simulaciones (ángulo de incidencia, tamaño de la fuente, distancias relativas, etc) es posible obtener propiedades de este espectro de rayos X, así como de la interacción láser-plasma y los electrones.

A lo largo de este trabajo, se desarrollarán en profundidad los fundamentos teóricos de los procesos que permiten los mecanismos de la interacción, se presentarán los resultados

obtenidos en los experimentos y se analizarán empleando las simulaciones y el algoritmo genético. Así, en la sección 2 se expondrán los principios fundamentales de funcionamiento de los láseres, y concretamente aquellas propiedades que presentan los láseres ultraintensos. La sección 3 versará sobre las características principales de los plasmas y los procesos que tienen lugar en su seno. En la sección 4 se hablará en detalle de los mecanismos más relevantes de interacción láser-plasma, así como de las propiedades de las distribuciones de electrones y de fotones generados. Los datos obtenidos en las mediciones, y una descripción de los elementos del montaje experimental, se mostrarán en la sección 5, mientras que su tratamiento y los resultados computacionales serán desarrollados en la sección 6. Finalmente, las conclusiones a las que se ha llegado en este proyecto se indicarán en la sección 7.

## 2. Fundamentos de los láseres

### 2.1 Coeficientes de Einstein

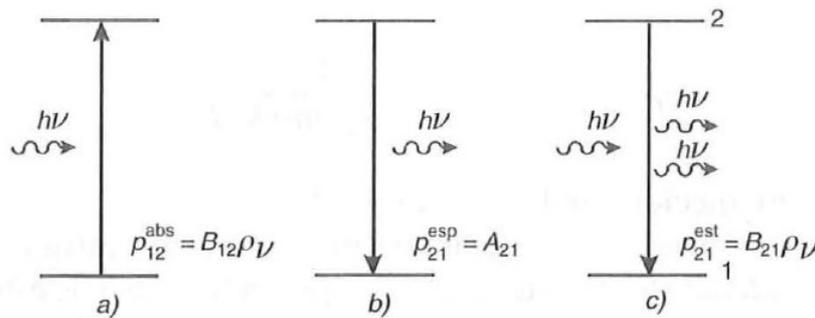
Con el fin de exponer los fundamentos básicos de los láseres, es preciso explicar en primer lugar los procesos relevantes en cuanto a interacción radiación-materia.

En escalas atómicas la materia se encuentra cuantizada, presentando una estructura de niveles energéticos en los que los electrones se sitúan alrededor del núcleo. La radiación electromagnética visible e infrarroja que presentan la mayoría de los láseres, de longitudes de onda entre los 400 y 1100 nm, se encuentra en el rango de energías correspondiente a las transiciones entre los niveles atómicos más externos. Cuando un haz de fotones penetra en un medio material, tienen lugar diversos procesos que dan lugar a una serie de líneas espectrales, tanto de absorción como de emisión, que son características del material en cuestión.

Sean dos niveles energéticos cercanos de un átomo o una molécula (**Fig. Ls1**) con energías y degeneraciones  $E_1, E_2, g_1$  y  $g_2$ , existen tres tipos de transiciones radiativas entre ellos que dan lugar a las líneas espectrales mencionadas. Considerando la interacción de un único fotón, estos procesos son:

- Absorción: Consiste en la transición de un electrón del nivel inferior (o fundamental) al nivel superior (o estado excitado) por la absorción de un fotón de energía  $E_\gamma = E_2 - E_1$ .
- Emisión espontánea: Consiste en la transición de un electrón del nivel excitado al fundamental por la emisión de un fotón de energía  $E_\gamma = E_2 - E_1$ .
- Emisión estimulada: Consiste en la transición de un electrón del nivel excitado al fundamental por la interacción de un fotón de energía  $E_\gamma = E_2 - E_1$ . Como resultado se emiten posteriormente dos fotones de dicha energía.

Como se verá más adelante, la existencia y funcionamiento de los láseres dependen exclusivamente de este último proceso.



**Fig. Ls1:** Transiciones radiativas posibles entre dos niveles atómicos cercanos. Para  $E_\gamma = h\nu$ , son: a) absorción; b) emisión espontánea; c) emisión estimulada.

Como en todo proceso cuántico, estas transiciones están asociadas a una serie de probabilidades, que pueden ser calculadas mediante una teoría de perturbaciones dependiente del tiempo. Así, se pueden describir mediante un desarrollo semiclásico en el que la materia está cuantizada en niveles discretos mientras que la perturbación

corresponde a un campo electromagnético externo que interactúa con ellos. Este tratamiento no es válido para el proceso de emisión espontánea ya que no se produce como resultado de ninguna perturbación externa.

De esta manera, se emplea la Regla de Oro de Fermi para perturbaciones temporales

$$P_{i \rightarrow f} = \frac{1}{\hbar^2} \left| \int_0^t \langle f | \Delta H_{\text{int}} | i \rangle e^{i\omega_{if}\tau} d\tau \right|^2, \quad (2.1)$$

donde  $P_{i \rightarrow f}$  es la probabilidad de transición,  $\hbar$  la constante de Planck reducida,  $\omega_{if}$  corresponde a  $\omega_{if} = (E_i - E_f)/\hbar$  con  $E_i$  y  $E_f$  energías de los estados inicial  $i$  y final  $f$ , respectivamente,  $H_{\text{int}}$  es el Hamiltoniano de la interacción electromagnética y  $t$  el tiempo asociado al proceso tal que  $t \gg 1/\omega_{if}$ . Para los procesos de absorción y emisión estimulada, las probabilidades de transición resultan

$$P_{1 \rightarrow 2}^{\text{abs}} = B_{12}^{\text{abs}} \rho_\nu; \quad P_{2 \rightarrow 1}^{\text{est}} = B_{21}^{\text{est}} \rho_\nu, \quad (2.2)$$

donde  $B_{\text{abs}}$  y  $B_{\text{est}}$  se definen como los coeficientes de Einstein para la absorción y la emisión estimulada, y  $\rho_\nu$  corresponde a la densidad de energía del haz de fotones.

En condiciones de equilibrio termodinámico un material absorbe y emite al mismo ritmo, luego se pueden determinar las poblaciones  $N_1$  y  $N_2$  de los estados fundamental y excitado, respectivamente, según la siguiente ecuación de evolución:

$$\frac{dN_2}{dt} = B_{12}^{\text{abs}} N_1 \rho_\nu - B_{21}^{\text{est}} N_2 \rho_\nu - A_{21}^{\text{esp}} N_2 = 0, \quad (2.3)$$

donde  $A_{\text{esp}}$  se define como el coeficiente de Einstein para la emisión espontánea. Este coeficiente determina la vida media de un nivel energético en ausencia de radiación para una transición concreta según

$$\tau_{21} = \frac{1}{A_{21}}, \quad (2.4)$$

o para todas las disponibles desde un nivel de partida

$$\tau_i = \frac{1}{\sum_f A_{if}}. \quad (2.6)$$

En estas condiciones de equilibrio termodinámico, las poblaciones de un sistema de varios niveles se pueden relacionar mediante la ecuación de Boltzmann, que para este caso de dos niveles resulta:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \exp[-(E_2 - E_1)/K_B T] = \frac{g_2}{g_1} \exp[-h\nu_{21}/K_B T]. \quad (2.7)$$

Aislando el cociente  $N_2/N_1$  de la ecuación de evolución (2.3) es posible introducirlo en (2.7) para obtener la expresión

$$\frac{B_{12} \rho_\nu}{A_{21} + B_{21} \rho_\nu} = \frac{g_2}{g_1} \exp[-h\nu_{21}/K_B T] \quad (2.8)$$

de la cual, despejando la densidad de energía se llega a

$$\rho_\nu = \frac{A_{21}}{B_{21}} \left( \frac{g_1 B_{12}}{g_2 B_{21}} \exp[h\nu_{21}/K_B T] - 1 \right)^{-1}, \quad (2.9)$$

que se reduce a la conocida Ley de Planck para el cuerpo negro si se cumplen las relaciones entre los coeficientes de Einstein

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3}; \quad \frac{B_{12}}{B_{21}} = \frac{g_2}{g_1}. \quad (2.10)$$

Existen además otros mecanismos de excitación y desexcitación que no involucran la interacción con fotones por los que los electrones pueden cambiar de estado. A estos procesos se les denomina no radiativos y se les asocia análogamente una probabilidad de interacción.

## 2.2 Propiedades y esquema de niveles

La principal característica de los láseres con respecto a otras fuentes luminosas es la coherencia que poseen, tanto temporal como espacial. Hasta ahora se han descrito los mecanismos de interacción radiación-materia que pueden dar a la emisión de luz (espontánea y estimulada), pero solo uno de ellos es capaz de producir esta propiedad característica de los láseres.

Un haz luminoso es coherente cuando las ondas que lo componen mantienen una relación entre sus fases constante. De esta manera se puede hablar de coherencia espacial, si se presenta esta correlación entre distintos puntos del espacio para un instante determinado; o temporal, si la relación de fase es constante en distintos instantes temporales sobre un mismo punto del espacio.

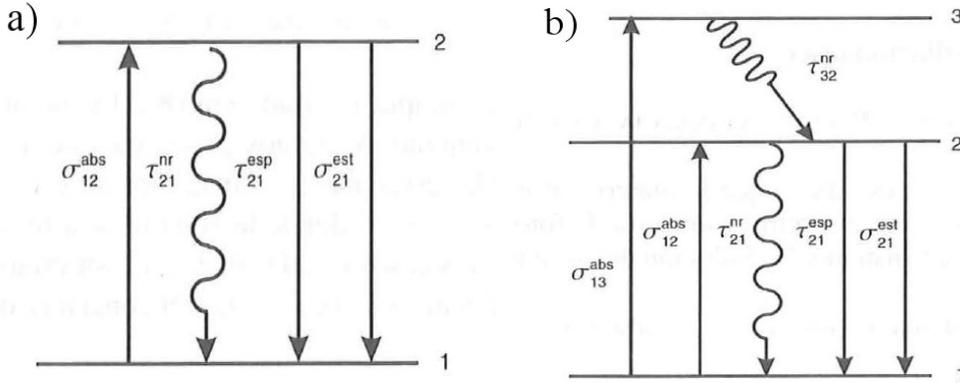
Para dos niveles atómicos entre los que son posibles las transiciones, los procesos de emisión espontánea se producen aleatoriamente con una probabilidad determinada por el coeficiente de Einstein  $A_{21}$ , y aunque la energía del fotón emitido es fija (correspondiente a la diferencia de energía entre los niveles), su dirección y su fase son de igual manera aleatorias. Bajo estas características no es posible obtener un haz de luz coherente. El proceso de emisión estimulada, por el contrario, presenta la propiedad de que los dos fotones resultantes de la interacción poseen la misma fase y dirección, esto es, son coherentes.

Los láseres (acrónimo inglés de *Ligth Amplification by Stimulated Emission of Radiation*) tienen como base este proceso, pero precisan además de otros elementos y consideraciones para su funcionamiento. Para su descripción, partimos de la evolución temporal del sistema en interacción, dada por las denominadas ecuaciones de balance. Sea un sistema de dos niveles entre los que pueden tener lugar transiciones radiativas (absorción, emisión estimulada y emisión espontánea) y desexcitación no radiativa (**Fig. Ls2a**), es posible expresar la evolución de las poblaciones  $n_1$  y  $n_2$  como

$$\frac{d n_2(t)}{d t} = [n_1(t)\sigma_{12}^{abs}(\nu) - n_2(t)\sigma_{21}^{est}(\nu)] \frac{I(\nu, t)}{h\nu} - n_2(t) A_{21}; \quad n_T = n_1(t) + n_2(t) = cte \quad (2.11)$$

donde  $I$  corresponde a la intensidad de fotones en el medio (número de fotones incidente por unidad de área y tiempo),  $A_{21}$  es la probabilidad de excitación por cualquier vía (radiativa y no radiativa) y  $\sigma^{abs}$  y  $\sigma^{est}$  corresponden a las secciones eficaces asociadas a los procesos de absorción y emisión estimulada, respectivamente. Se define sección eficaz como la superficie en torno a un blanco sobre la que si incide el proyectil, se produce interacción. Determinan la probabilidad de interacción, y sus unidades típicas son los barn

( $1 b = 10^{-28} \text{ m}^2$ ). En este caso, por las condiciones de equilibrio térmico, se satisface que y por ende  $\sigma_{12}^{abs} = \sigma_{21}^{est} = \sigma$ . La segunda ecuación impone la conservación de la densidad total de electrones en los estados atómicos/moleculares, y permite obtener la evolución de la población del nivel fundamental.



**Fig. Ls2:** Transiciones radiativas y no radiativas consideradas para un sistema con a) dos niveles, y b) tres niveles.

De igual manera la evolución de la intensidad de fotones  $I$  puede expresarse según

$$\frac{dI(\nu, t)}{dt} = c[-n_1(t) + n_2(t)]\sigma(\nu)I(\nu, t) + n_2(t)h\nu c A_{21}^{esp} \quad (2.12)$$

En este caso tan solo se considera la desexcitación espontánea radiativa (vía  $A_{21}^{esp}$ ), ya que la no radiativa no emite ningún fotón que contribuya a la intensidad de los mismos. Se puede ver que en este sistema de dos niveles no se puede dar amplificación de la señal, ya que el nivel excitado se puebla y despuebla al mismo ritmo por absorción y emisión estimulada, respectivamente, (sus secciones eficaces son iguales) y además va decayendo por emisión espontánea.

Para que se la intensidad de radiación pueda aumentar en el tiempo y se amplifique, es necesario un sistema con al menos un nivel adicional mediante el cual se pueda poblar el estado excitado de interés. Así, para un sistema de tres niveles con las transiciones consideradas en la **Fig. Ls2b** (para el resto de transiciones se considera que sus secciones eficaces son muy pequeñas en comparación) las ecuaciones de balance resultan

$$\frac{dn_3(t)}{dt} = n_1(t)\sigma_{13}^{abs}(\nu)\frac{I_{13}(\nu, t)}{h\nu} - n_3(t)A_{32}^{nr} \quad ; \quad (2.13a)$$

$$\frac{dn_2(t)}{dt} = [n_1(t) - n_2(t)]\sigma(\nu)\frac{I(\nu, t)}{h\nu} - n_2(t)A_{21} + n_3(t)A_{32}^{nr} \quad ; \quad (2.13b)$$

$$n_T = n_1(t) + n_2(t) + n_3(t) = cte \quad ; \quad (2.13c)$$

$$\frac{dI(\nu, t)}{dt} = c[-n_1(t) + n_2(t)]\sigma(\nu)I(\nu, t) + n_2(t)h\nu c A_{21}^{esp} \quad , \quad (2.13d)$$

donde ahora aparecen la probabilidad de emisión espontánea no radiativa entre los niveles 3 y 2,  $A_{32}^{nr}$  y la denominada intensidad de bombeo  $I_{13}$ , fuente externa mediante la cual se puebla el nivel superior a través de la absorción. Este proceso lleva una sección eficaz asociada  $\sigma_{13}^{abs}$ .

La condición que se extrae de estas ecuaciones para que sea posible la amplificación de la señal en el tiempo se denomina inversión de población, y es  $n_2(t) > n_1(t)$ . Esta condición se puede mantener en tanto en cuanto se tenga un bombeo externo. Para un instante inicial en el que los electrones se encuentran en el nivel fundamental, a través de este mecanismo se va alimentando el nivel superior. Con un tiempo de vida medio  $\tau_{32}^{nr} = 1/A_{32}^{nr}$  dicho nivel va decayendo al intermedio. En este momento no hay aun intensidad  $I$  que pueda inducir la emisión estimulada coherente y dar lugar a la radiación láser, por lo que los únicos procesos que pueden tener lugar son los de emisión espontánea radiativa y no radiativa. Son estos los fotones iniciales, emitidos a un ritmo proporcional a la población  $n_2$ , que podrán dar lugar al proceso de interés en mayor cantidad cuanto más intensidad de los mismos haya en el medio, como se puede ver en la ecuación (2.13b). De esta manera la radiación incoherente producida por la emisión espontánea es la desencadenante de la coherente. Para que el número de fotones en el medio vaya aumentando y se potencie el proceso de emisión estimulada frente al decaimiento espontáneo se sitúan espejos con un alto índice de reflexión en los extremos, de tal forma que la mayor parte de la radiación quede confinada. Esta configuración recibe el nombre de resonador óptico, y existen varios modelos en función de la posición y curvatura de los espejos (planos, concéntricos, confocales...).

Para considerar las pérdidas a través de los espejos es necesario añadir un término a la ecuación (2.12) para la evolución de la intensidad de fotones

$$\frac{dI(\nu, t)}{dt} = c[-n_1(t) + n_2(t)]\sigma(\nu)I(\nu, t) + n_2(t)h\nu c A_{21}^{esp} - \frac{I(\nu, t)}{t_c}, \quad (2.14)$$

con  $t_c$  el tiempo de vida medio de los fotones en la cavidad, definido como

$$t_c = \frac{L}{c_n(1-R)}, \quad (2.15)$$

donde  $L$  es la distancia entre los espejos,  $R$  la reflectividad de los mismos y  $c_n = c/n$  la velocidad de la luz en el medio, siendo  $c$  la velocidad de la luz en el vacío y  $n$  el índice de refracción. La inclusión de este término da lugar a una nueva condición umbral que debe satisfacer el sistema para que se pueda producir radiación láser: la ganancia de la emisión estimulada, definida como  $\sigma(\nu)(n_2 - n_1)$ , debe ser mayor que las pérdidas en los extremos del medio. Así, partiendo de

$$\sigma(\nu)(n_2 - n_1)_u = 1/ct_c \quad (2.16)$$

y empleando las ecuaciones de balance (2.13), es posible efectuar un desarrollo que da como resultado la siguiente condición umbral para la intensidad de bombeo  $I_{13}$ :

$$(I_{13})_u = \frac{h\nu A_{21} n_{2u}}{\sigma_{13}^{abs} n_{1u}}, \quad (2.17)$$

válida si la desexcitación no radiativa del nivel 3 al 2 sea lo suficientemente rápida ( $\tau_{32}^{nr}$  lo suficientemente pequeño) como para que el nivel superior esté prácticamente despopulado para cualquier instante de tiempo.

Es preciso señalar que el proceso de amplificación, aunque en menor medida, también afecta a la radiación incoherente producida por la emisión espontánea. La radiación emitida de esta manera recibe el nombre de ASE (*Amplified Spontaneous Emission*, por sus siglas en inglés) y aunque en la mayoría de los casos se considera ruido sobre la señal coherente principal, en el contexto de este trabajo desempeñará un papel relevante en la

interacción láser-plasma para láseres ultraintensos, como se verá más adelante.

Una característica distintiva de los láseres, además de su coherencia, es la alta monocromaticidad que presentan. En un medio material real, atómico o molecular, existen numerosos niveles y transiciones posibles que dan lugar a radiación en diversas frecuencias. Mediante una intensidad de bombeo determinada, como se ha visto, se permite tan solo una selección de transiciones de entre todas las posibles para las que se cumple la condición umbral. Además, el introducir los espejos en los extremos del medio da lugar a la aparición de modos de frecuencia resonantes. Estos parámetros se pueden ajustar para que la transición deseada (del primer nivel excitado al fundamental en las figuras) sea la más probable. Debido a que la distribución temporal de la intensidad de fotones producidos por emisión estimulada sigue una exponencial de la forma

$$I(\nu, t) = I(\nu, 0) e^{\sigma(\nu)(n_2 - n_1)t} \quad , \quad (2.18)$$

extraída de la ecuación (2.14), a medida que pase el tiempo se verá favorecida la frecuencia de esta transición frente a las otras menos probables y con una evolución lineal.

### 2.3 Ensanchamiento de líneas

Existen, no obstante, varios procesos que pueden ensanchar las líneas espectrales de cualquier sistema cuántico y que afectan a la monocromaticidad de los mismos. Así, las transiciones que pueden tener lugar entre los distintos estados poseen una cierta anchura que puede ser representada mediante una función de forma dependiente de la frecuencia denominada perfil de línea. Se hablará de mecanismos de ensanchamiento homogéneos si todos los átomos o moléculas del colectivo se ven afectados de igual manera y su respuesta es la misma. Por el contrario, los mecanismos de ensanchamiento inhomogéneos serán aquellos en los que diferentes grupos de átomos, en los que difiere el valor de alguna propiedad, presentan respuestas distintas.

Aunque en el caso de los láseres algunos de estos procesos no sean relevantes, conviene mencionarlos para dar una visión completa de los mecanismos que pueden afectar a estos sistemas como pueden ser los plasmas que se verán en la sección 3. Los principales se explican a continuación:

- Ensanchamiento natural.

Tiene como origen la existencia de estados excitados inestables. Debido al principio de incertidumbre energía-tiempo,

$$\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar \quad , \quad (2.19)$$

una anchura temporal supone una anchura en el rango de energías, lo que implica que la energía del nivel excitado se extienda sobre un intervalo de frecuencias y no tome un único valor. Como se ha mencionado en los apartados anteriores, la anchura temporal de un nivel energético viene dada por su tiempo de vida medio, que se puede relacionar con el coeficiente de Einstein para la emisión estimulada según (2.4). El nivel fundamental, estable, no posee ninguna anchura energética. A partir de (2.19) se puede obtener

$$\delta E_{nat} = \frac{\hbar}{\tau_{21}} \quad , \quad (2.20)$$

que en términos de la frecuencia resulta

$$\delta \nu_{nat} = \frac{1}{2\pi \tau_{21}} = \frac{A_{21}}{2\pi} \quad , \quad (2.21)$$

Se puede ver que cuanto menor sea el tiempo de vida medio del estado, es decir, sea más inestable, mayor será el intervalo de frecuencias asociado a dicho estado. Dado que para un conjunto de átomos o moléculas el nivel presenta igual tiempo de vida medio su anchura energética será la misma, por lo que se trata de un ensanchamiento de línea de tipo homogéneo. El perfil de línea será por tanto una lorentziana de la forma

$$g_{nat}(\nu) = \frac{2}{\pi \delta \nu_{nat}} \frac{1}{1 + 4[(\nu - \nu_0)/\delta \nu_{nat}]^2} , \quad (2.22)$$

donde  $\nu_0$  corresponde a la frecuencia central de la lorentziana, diferencia entre los valores centrales de las energías de ambos niveles.

- Ensanchamiento Doppler.

Tiene como origen el movimiento relativo de las fuentes emisoras (átomos o moléculas) con respecto al observador. En el seno de un gas, las partículas se mueven de forma aleatoriamente siguiendo una distribución de velocidades. En función de la dirección de movimiento y el módulo de su velocidad respecto al observador externo, si una partícula emite un fotón éste verá alterada su frecuencia por efecto Doppler según

$$\nu = \nu_0(1 \pm v/c) , \quad (2.23)$$

donde  $v$  es su velocidad. En un gas a una temperatura  $T$ , esta distribución de velocidades corresponde a una de tipo Maxwell-Boltzmann. Así, la probabilidad de que un átomo o molécula posea una velocidad entre  $v$  y  $v + dv$  se puede expresar como

$$P(v) = \left(\frac{m}{2\pi K_B T}\right)^{1/2} \exp\left[\frac{-mv^2}{2K_B T}\right] dv , \quad (2.24)$$

donde  $m$  es la masa de la fuente emisora y  $K_B$  es la constante de Boltzmann. Despejando la velocidad en (2.23) y sustituyendo en (2.24) se llega la expresión

$$g_D(\nu) = \frac{c}{\nu_0} \left(\frac{m}{2\pi K_B T}\right)^{1/2} \exp\left[\frac{-mc^2}{2K_B T} \frac{(\nu - \nu_0)^2}{\nu_0^2}\right] , \quad (2.25)$$

que corresponde a una función gaussiana centrada en  $\nu_0$ . Es posible reescribirla en términos de la anchura energética o espectral  $\delta \nu_D$  como

$$g_D(\nu) = \frac{2}{\delta \nu_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} \exp\left[-4 \ln 2 \left(\frac{\nu - \nu_0}{\delta \nu_D}\right)^2\right] , \quad (2.26)$$

donde se ha tomado

$$\delta \nu_D = \frac{\nu_0}{c} \left(\frac{2K_B T}{m}\right)^{1/2} . \quad (2.27)$$

Esta expresión puede escribirse de una forma más compacta de tal manera que sea válida en términos de la energía  $E$ , la longitud de onda  $\lambda$  y la frecuencia  $\nu$  [9]:

$$\frac{\delta E_D}{E} = \frac{\delta \lambda_D}{\lambda} = \frac{\delta \nu_D}{\nu} = 7,16 \cdot 10^{-7} \sqrt{\frac{T}{m}} , \quad (2.28)$$

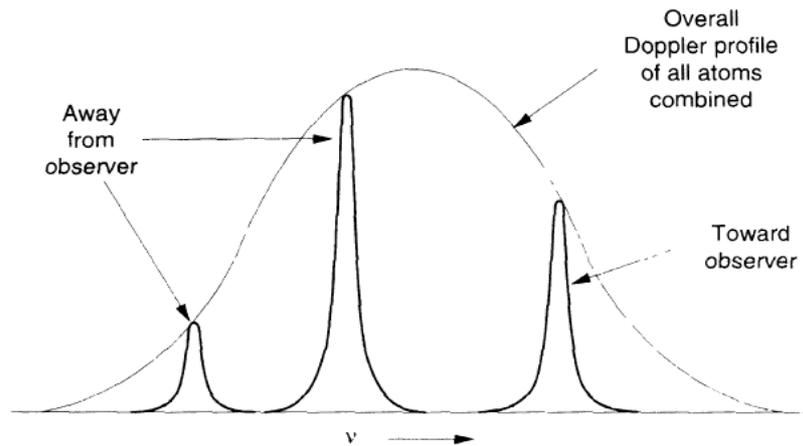
donde la temperatura  $T$  está en Kelvin [K] y la masa  $m$  en unidades de masa atómica [uma].

Debido a la distribución de velocidades, cada átomo o molécula emitirá en una frecuencia determinada, por lo que trata de un ensanchamiento de tipo inhomogéneo. El

perfil gaussiano que presenta este proceso está compuesto por el conjunto de lorentzianas resultantes del ensanchamiento natural desplazadas en frecuencia en función de la velocidad de cada partícula, como se muestra en la **Fig. Ls3**. En valor central de la distribución corresponde al valor medio de las velocidades de las partículas, que viene dado por

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{K_B T}{m}} \quad (2.30)$$

Además del ensanchamiento por efecto Doppler también aparece, por tanto, un desplazamiento general de la línea espectral por este mismo efecto, de acuerdo con la expresión (2.23).



**Fig. Ls3:** Distribución gaussiana característica del ensanchamiento Doppler, resultado de la combinación de diversas lorentzianas desplazadas de acuerdo a la dispersión de velocidades de las partículas del medio.

- Ensanchamiento colisional.

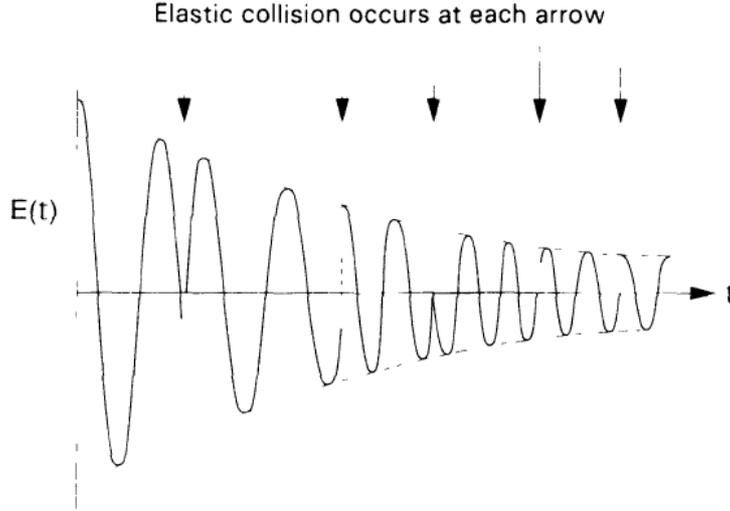
Tiene como origen las colisiones aleatorias que sufren las partículas emisoras en el seno de un gas. Un átomo o molécula que se encuentra emitiendo en una de sus transiciones permitidas produce un campo sinusoidal. Durante una colisión aleatoria los niveles de las partículas interactuantes se ven perturbados por interacción mutua por lo que, si sucede en el transcurso de un proceso de emisión, la frecuencia de la misma cambia y el campo deja de ser sinusoidal. Tras la colisión, se recuperan los valores originales.

Si los tiempos de colisión  $\delta\tau_c$  son muy pequeños en comparación con los tiempos entre colisiones  $\tau_c$ , este proceso se traduce en un cambio de fase del campo emitido (**Fig. Ls4**). Efectuando la estimación

$$\delta\tau_c \approx \frac{\text{distancia interatómica}}{\text{velocidad media}} \approx \frac{10^{-10} \text{ m}}{1000 \text{ m/s}} = 10^{-13} \text{ s} \quad (2.31a)$$

$$\tau_c \approx \frac{\text{camino libre medio}}{\text{velocidad media}} \approx \frac{10^{-3} \text{ m}}{1000 \text{ m/s}} = 10^{-6} \text{ s} \quad (2.31b)$$

de donde la velocidad media de las partículas a una cierta temperatura se ha estimado a partir de la expresión (2.30).



**Fig. Ls4:** Representación del comportamiento del campo eléctrico de emisión durante procesos de colisión elástica. En estos puntos el campo cambia de fase bruscamente.

Para obtener el perfil de línea es necesario en primer lugar calcular la transformada de Fourier del campo emitido entre dos colisiones separadas un tiempo  $\tau_c$

$$\tilde{E}(\omega) = E_0 \int_{t_0}^{t_0 + \tau_c} e^{-i(\omega_0 - \omega)t} dt = E_0 \frac{e^{i(\omega_0 - \omega)t_0} [e^{i(\omega_0 - \omega)\tau_c} - 1]}{i(\omega_0 - \omega)} , \quad (2.32)$$

de la que es posible obtener la intensidad según

$$I(\omega) = |\tilde{E}(\omega)|^2 = I_0 \left| \frac{e^{i(\omega_0 - \omega)\tau_c} - 1}{i(\omega_0 - \omega)} \right|^2 . \quad (2.33)$$

Debido a que cada partícula se moverá a una velocidad distinta en torno al valor medio (de acuerdo a la distribución tipo Maxwell-Boltzmann mencionada) sus tiempos de colisión y entre colisiones serán diferentes. Para contemplar todos los átomos o moléculas del sistema, es necesario considerar la probabilidad de tenga lugar una colisión entre un tiempo  $\tau_c$  y  $\tau_c + d\tau_c$ . Esta probabilidad puede expresarse como [10]

$$P(\tau_c) d\tau_c = \frac{1}{\tau_0} e^{-\tau_c/\tau_0} d\tau_c , \quad (2.34)$$

de la cual se llega a

$$I_T(\omega) = \int_0^{\infty} I(\omega, \tau_c) P(\tau_c) d\tau_c = \frac{I_0}{\pi} \frac{1/\tau_0}{(\omega_0 - \omega)^2 + (1/\tau_0)^2} . \quad (2.35)$$

El perfil de línea resultante es de nuevo una lorentziana de la forma

$$g_c(\nu) = \frac{2}{\pi \delta \nu_c} \frac{1}{1 + 4[(\nu - \nu_0)/\delta \nu_c]^2} \quad (2.36)$$

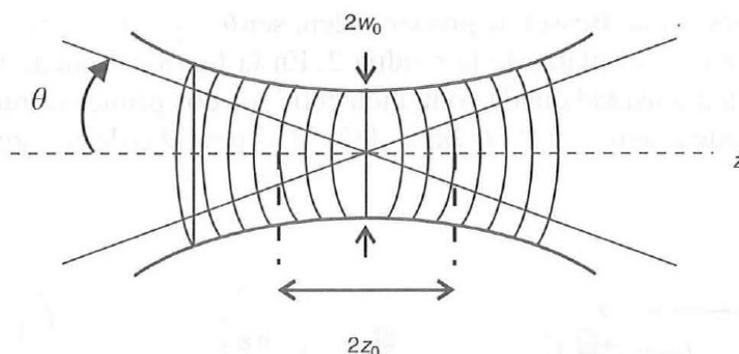
para la que se ha tomado la anchura espectral

$$\delta \nu_c = \frac{1}{\pi \tau_0} = \frac{A^{nr}}{\pi} . \quad (2.37)$$

El coeficiente  $A^{nr}$  corresponde al coeficiente de Einstein para las transiciones no radiativas entre los niveles involucrados. Dado que la forma del perfil de línea es lorentziana, se trata de un ensanchamiento de tipo homogéneo en el que todos los átomos o moléculas actúan igual (la anchura energética depende del tiempo medio entre colisiones, no el valor que experimenta cada partícula).

Una vez comentados los mecanismos de ensanchamiento espectral que experimentan los fotones láser, es momento de hablar de la estructura espacial de los mismos. Como se ha mencionado anteriormente, al colocar un resonador en torno al medio material, aparecen unos modos de frecuencia resonantes permitidos. Además de estos modos axiales también aparecen unos modos transversos a los espejos, que típicamente pueden ser descritos en una base de funciones gaussianas. La **Fig. Ls5** muestra un esquema geométrico del modo transverso fundamental,  $T_{00}$ . De él se pueden extraer una serie de parámetros del láser útiles. Sea  $R(z)$  el radio de curvatura del haz, se definen:

- Longitud de Rayleigh,  $z_0$ : Distancia desde el centro del resonador para la que la curvatura del haz es máxima e igual a  $R(z_0) = 2z_0$ .
- Cintura de haz,  $2w_0$ : Tamaño mínimo que alcanza la dimensión transversal del haz en el interior del resonador.
- Divergencia del haz,  $\theta$ : Medida angular del incremento del diámetro del haz respecto a la distancia al centro del resonador. Puede ser calculado a partir de los parámetros anteriores según  $\theta = w_0/z_0$ .



**Fig. Ls6:** Representación del modo  $T_{00}$  de un haz gaussiano, junto con diversos parámetros característicos.

## 2.4 Láseres ultraintensos

Tras exponer los fundamentos básicos del funcionamiento de los láseres es momento de definir lo que es un láser ultraintenso y cómo influyen las características antes mencionadas en su funcionamiento. Un láser se considera de estas características si es capaz de alcanzar intensidades de en torno a los  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>, siendo posible actualmente llegar a más de  $10^{21}$  W/cm<sup>2</sup> [11]. Este tipo de láseres, surgidos a raíz del desarrollo de la técnica CPA (*Chirped Pulse Amplification*, por sus siglas en inglés) [12] son de tipo pulsado, es decir, su emisión se produce en pulsos de fotones con una cierta frecuencia de repetición en lugar de producir un continuo en el tiempo.

Existen dos formatos de láseres capaces de alcanzar estas intensidades. El primero de ellos, los llamados láseres de alta energía, son capaces de producir pulsos de 1 ps con una energía de de entre 100-1000 J. Poseen una frecuencia de un pulso cada media hora,

aproximadamente. Por otro lado, los láseres de pulsos ultracortos operan con pulsos del orden de los fs y energía de 1 J. Su frecuencia suele rondar los 10 Hz. Algunos láseres en funcionamiento de estos tipos son el *VULCAN PetaWatt Laser* (Rutherford Appleton Laboratory en Reino Unido) y el *Texas PetaWatt Laser* (Center for High Energy Density Science, Universidad de Texas, EEUU) en cuanto a láseres de alta energía, y el *JETI Laser* (Laboratoire d'Optique Appliquée, Jena University, Francia), ejemplo de láser de pulsos ultracortos.

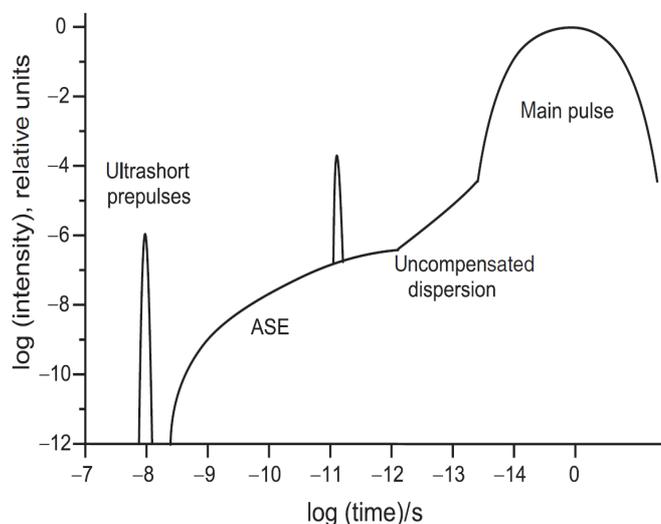
Estos parámetros del láser (energía  $E_L$  y amplitud temporal del pulso  $\tau$ ) permiten determinar la potencia del mismo, según

$$P_L = E_L / \tau \quad , \quad (2.38)$$

que para los láseres actuales suele rondar los TW-PW ( $10^{12}$ - $10^{15}$  W). Como ya se ha mencionado, la magnitud que finalmente se considera en los experimentos es la intensidad, esto es, la potencia por unidad de área. Para conseguir estas intensidades (superiores a  $10^{15}$  W/cm<sup>2</sup>) típicamente se emplean sistemas de lentes que consiguen concentrar el haz láser en unas pocas décimas de  $\mu\text{m}^2$ .

En la interacción entre un láser y un blanco, como se verá en sección 4, es clave el perfil temporal de cada pulso emitido. En la **Fig. Ls6** se muestra un esquema de la estructura temporal de un pulso indicando la intensidad que se alcanza para cada fase. Dos contribuciones, es dos escalas de tiempo diferentes, son relevantes en el proceso:

El pulso principal, de perfil gaussiano en buena aproximación, es el que lleva casi toda la energía y es sobre el que se calcula la potencia total del pulso (mediante (2.38)).



**Fig. Ls6:** Estructura temporal de un pulso generado por un láser ultraintenso.

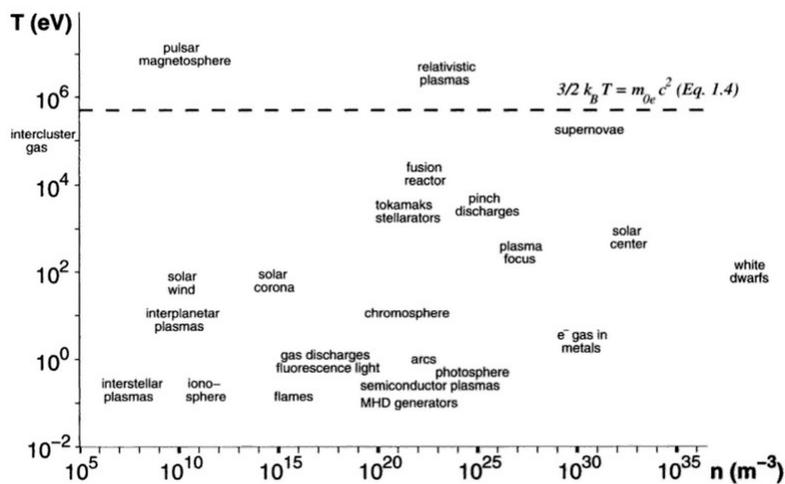
En una escala de nanosegundos precediendo al pulso principal se encuentra la contribución de la emisión espontánea amplificada del láser (ASE, mencionada en los apartados anteriores). La existencia de esta componente es la que permite que se puedan realizar experimentos como los de este trabajo, ya que desempeña un papel muy importante en la interacción láser-plasma, que se discutirá más en detalle en la sección 4.

Las características y parámetros del láser ultraintenso empleado en esta investigación, al igual que el resto del montaje experimental, se indicarán posteriormente en la sección 5. Para el desarrollo de este capítulo se han empleado las referencias [9][13-14].

### 3. Características de los plasmas

Un plasma puede definirse como un gas ionizado cuasi-neutro, generalmente referido como el cuarto estado de la materia. A diferencia de los gases ordinarios, los átomos en su seno se mueven lo suficientemente rápido como para ser capaces de arrancar electrones de otros átomos en procesos colisionales. De esta forma se tienen distintas especies: electrones con carga negativa, iones con carga positiva y átomos neutros. En función de la cantidad de los dos primeros se puede hablar de grado de ionización del plasma.

Los parámetros principales de un plasma son la energía media de sus partículas, dada a través de una temperatura, y la densidad de electrones o iones. En ocasiones también se considera el campo magnético estacionario. Estas cantidades pueden variar sobremanera entre diversos tipos de plasma, pudiendo haber diferencias de varios órdenes de magnitud. En la **Fig. Pls1** se muestran, para distintos valores de temperatura y densidad de electrones, los plasmas presentes en varios procesos y ambientes tanto naturales como de laboratorio.



**Fig. Pls1:** Plasmas presentes en diversos procesos ambientes naturales y artificiales, para distintos valores de temperatura y densidad de electrones.

Debido al desbalance local de cargas en su interior, los plasmas se diferencian de los gases en que originan campos eléctricos y magnéticos en su seno. Los primeros surgen a raíz de la existencia de partículas independientes con distintas cargas eléctricas y los segundos debido al movimiento relativo de las mismas. La dinámica de estos campos, así como el de las partículas que los experimentan, es compleja, y existen numerosos modelos que tratan de describirla bajo diferentes regímenes o puntos de aproximación. Como consecuencia de esto, la física de los plasmas no es más que un conjunto de modelos superpuestos y conectados, cada uno de ellos válido bajo unas ciertas suposiciones. Una de las descripciones más sencillas de los plasmas, pero sin embargo muy útil en diversos marcos de trabajo, la magnetohidrodinámica (MHD, por sus siglas en inglés), considera tan solo los efectos colectivos de las partículas como si de un fluido sometido a un campo magnético se tratase.

#### 3.1 Distribuciones estadísticas típicas

Antes de continuar con la descripción de los plasmas, es preciso introducir varias distribuciones estadísticas típicas que se pueden dar en algunos de estos modelos. Algunas de ellas ya se mencionaron en la sección anterior concerniente a los láseres.

- Distribución de Maxwell-Boltzmann

Determina la distribución de energías de un conjunto de partículas según la expresión

$$dn = n_0 \sqrt{E} e^{-E/K_B T} dE, \quad (3.1)$$

donde  $n_0$  es una constante de normalización asociada a la densidad de partículas,  $E$  es la energía de las mismas,  $K_B$  la constante de Boltzmann y  $T$  la temperatura característica de la distribución. Si para la energía sólo se considera la energía cinética, según la conocida fórmula

$$E = \frac{1}{2} m v^2 \quad (3.2)$$

con  $v$  la velocidad de las partículas y  $m$  su masa, se recupera la expresión mostrada en (2.24) de la sección anterior para la distribución de velocidades

$$dn = n_0 m^{3/2} e^{-m v^2 / 2 K_B T} v^2 dv \quad (3.3)$$

Las diferencias entre ambas se deben a que en la expresión (2.24) tan solo se consideraba una dimensión (la única relevante para efecto Doppler, aquella que une la partícula con el observador) mientras que en este caso, (3.3), se consideran las tres dimensiones espaciales.

- Distribución de Boltzmann

Determina la distribución de los electrones en los niveles de excitación de átomos o moléculas para un sistema a una temperatura  $T$  dada. Su forma es

$$N_i = \frac{N g_i}{Q(T)} e^{-E_i / K_B T}, \quad (3.4)$$

donde  $N$  corresponde al número total de electrones,  $N_i$  y  $g_i$  la población y la degeneración del nivel  $i$ ésimo, respectivamente, y  $Q(T)$  es la denominada función de partición, definida como

$$Q(T) = \sum_i g_i e^{-E_i / K_B T}. \quad (3.5)$$

Se puede ver que considerando dos estados cercanos  $N_1$  y  $N_2$ , se puede obtener la ecuación de Boltzmann empleada en (2.7) al efectuar el cociente  $N_2/N_1$ .

- Distribución de Planck

Determina la distribución de densidad de energía electromagnética emitida por un cuerpo negro. Un cuerpo negro es un objeto físico que absorbe toda la radiación incidente, de tal forma que en su emisión no hay ninguna componente debida a la reflexión de otra fuente. Esta distribución sigue la expresión

$$\rho_\nu d\nu = \frac{8\pi h \nu^3}{c^3} \frac{1}{e^{h\nu/K_B T} - 1} d\nu. \quad (3.6)$$

que coincide con la fórmula (2.9) bajo las condiciones dadas en (2.10). En esta expresión  $c$  corresponde nuevamente a la velocidad de la luz y  $\nu$  a la frecuencia de la radiación emitida.

- Distribución de Saha

Determina la distribución de estados de ionización para un sistema a una temperatura  $T$

dada. Como se ha mencionado, en el seno de un plasma existen diferentes especies: electrones libres, átomos neutros e iones en distintos grados de ionización. Asumiendo equilibrio termodinámico entre todas ellas de modo que tengan una única temperatura, la ecuación de Saha permite calcular la proporción entre las diferentes especies. Así, sea la reacción



donde  $q$  corresponde al grado de ionización del elemento  $A$ , e  $I_{q \rightarrow q+1}$  es el potencial de ionización entre los niveles atómicos involucrados, el cociente entre las poblaciones de estas especies viene determinado por

$$\frac{N_{q+1}}{N_q} = \frac{2(2\pi m_e K_B T)^{3/2}}{N_e h^3} \frac{Q_{q+1}}{Q_q} e^{-I/K_B T} = 4,83 \cdot 10^{21} \frac{T^{3/2}}{N_e} \frac{Q_{q+1}}{Q_q} e^{-I/K_B T} \quad . \quad (3.8)$$

$N_e$  corresponde al número de electrones, calculado como la suma de todos los iones multiplicados por cada respectivo grado de ionización;  $m_e$  es la masa del electrón y  $Q_q$  es de nuevo la función de partición según (3.5).

### 3.2 Parámetros básicos de los plasmas

A partir de las magnitudes principales mencionadas anteriormente, la temperatura y la densidad de electrones, es posible definir una serie de parámetros básicos que caracterizan varias propiedades fundamentales de los plasmas.

La primera de ellas es el llamado apantallamiento de Debye, mediante el cual el plasma, pese a contener partículas con cargas de diversos signos y valores, es capaz de mantenerse cuasi-neutro tanto local como globalmente. Cuando se crea un desbalance de carga en alguna región del plasma, debido a la aparición de un nuevo ión o al movimiento aleatorio de las partículas, se genera un campo electrostático a su alrededor. Gracias a la reducida masa de los electrones éstos son capaces de reaccionar rápidamente a este campo y colocarse en torno al desbalance de carga, apantallándolo de manera eficaz.

Para una descripción cualitativa del proceso, se parte de la condición de equilibrio termodinámico, en el cual se tiene una única temperatura general para cada especie. Esta suposición implica que los cambios producidos en el plasma son muy lentos comparados con el ritmo colisional y por tanto no hay una variación significativa de la temperatura en diferentes puntos del medio. La existencia de diferentes temperaturas para los electrones y los iones se debe a que las colisiones electrón-electrón e ión-ión son mucho más rápidas y eficaces que las colisiones ión-electrón, por lo que cada especie se considera en equilibrio termodinámico consigo misma.

De esta manera, la distribución de los electrones y los iones es de tipo Boltzmann con expresiones

$$n_e = n_0 e^{-q\phi/K_B T_e} ; \quad Z n_i = n_0 e^{-q\phi/K_B T_i} \quad , \quad (3.9)$$

donde  $n_0$  es una constante de normalización y  $Z$  el número atómico de los iones. En este caso la energía de las partículas viene dada por el potencial electrostático  $\phi$ , siendo la carga  $q$  dependiente de la especie:  $-e$  para el caso de los electrones y  $Ze$  para los iones, con  $e$  la carga elemental. Para obtener la expresión del potencial generado por el plasma en la inhomogeneidad local, es necesario resolver la ecuación de Poisson

$$\Delta \phi = -\rho/\epsilon_0 \quad (3.10)$$

para la que  $\epsilon_0$  es la permitividad del vacío y la densidad de carga es

$$\rho = e(Z n_i - n_e) \quad . \quad (3.11)$$

Suponiendo que  $q\phi \ll K_B T$ , es decir, que las perturbaciones dadas por el potencial en el plasma sean mucho menos energéticas que la temperatura general, es posible expandir las ecuaciones (3.9) mediante un desarrollo de Taylor, que da como resultado

$$n_e \approx n_0(1 + e\phi/K_B T_e); \quad Z n_i \approx n_0(1 - Z e\phi/K_B T_i) \quad . \quad (3.12)$$

Combinando las ecuaciones (3.10), (3.11) y (3.12) y tomando simetría esférica se llega a

$$4\pi \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{d\phi}{dr} \right) \approx \frac{n_0 e^2}{\epsilon_0 T_e} \phi + \frac{n_0 Z e^2}{\epsilon_0 T_i} \phi = \frac{\phi}{\lambda_{De}^2} + \frac{\phi}{\lambda_{Di}^2} \quad . \quad (3.13)$$

Integrando esta expresión bajo la condición de que el potencial electrostático tienda a anularse al aumentar el radio y que se reduzca al potencial coulombiano para radios muy pequeños se obtiene finalmente que dicho potencial es de la forma

$$\phi(r) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^{-r/\lambda_D}}{r} \quad . \quad (3.14)$$

A  $\lambda_D$  se le denomina el radio de Debye y corresponde al alcance del campo generado por una carga antes de apantallarse por las demás, en el seno del plasma. Se define como

$$\lambda_D = \left( \frac{\epsilon_0 K_B T}{n_0 e^2} \right)^{1/2}; \quad \lambda_{Ds} = \left( \frac{\epsilon_0 K_B T_s}{n_{0s} Z_s e^2} \right)^{1/2} \quad (3.15)$$

tal que

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \sum_s \frac{1}{\lambda_{Ds}^2} \quad . \quad (3.16)$$

De la expresión (3.14) se puede ver que para distancias  $r \ll \lambda_D$  el potencial es equivalente al que produciría una partícula libre en el vacío, mientras que si  $r \gg \lambda_D$  la exponencial tiende a anularse rápidamente y el potencial queda completamente apantallado. Este razonamiento estadístico solo es válido si hay un suficiente número de partículas en el entorno cercano a la carga eléctrica, es decir, que se cumpla  $4/3 \pi \lambda_D^3 n_0 \gg 1$ . A esta cantidad se le conoce como parámetro del plasma o número de Debye

$$\Gamma = \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 n_0 \quad , \quad (3.17)$$

y permite distinguir entre plasmas ideales (los que satisfacen la condición) y plasmas no ideales.

El radio de Debye posee más interpretaciones físicas que la mencionada. Se puede considerar también la profundidad de penetración que es capaz de alcanzar un campo externo en el interior del plasma, y separa la regiones en las que la interacción entre partículas se rige por efectos individuales o colectivos. Cabe señalar que para que este proceso sea relevante, el tamaño del plasma debe ser superior a la longitud de Debye.

Otro parámetro característico de los plasmas es la denominada frecuencia del plasma. Corresponde a la frecuencia de oscilación colectiva de los electrones en su desplazamiento, bien sea por un campo externo o por un desbalance de carga en el medio, en torno al punto de equilibrio resultante. Es una magnitud que determina los tiempos característicos de los plasmas. Su expresión puede obtenerse a partir de la longitud de

penetración de los campos en el medio, dada por  $\lambda_D$ , y la velocidad térmica media de los electrones, que puede tomarse como

$$\bar{v}_e \approx (K_B T / m_e)^{1/2} . \quad (3.18)$$

Así,

$$\omega_p = \frac{\bar{v}_e}{\lambda_D} = \sqrt{\frac{n_0 e^2}{m_e \epsilon_0}} , \quad (3.19)$$

donde  $n_0$  corresponde a la densidad de electrones no ligados en el medio.

Si un campo electromagnético oscilante penetra en el plasma con una frecuencia  $\omega < \omega_p$ , los electrones del medio pueden reaccionar a él lo suficientemente rápido como para anularlo. Por el contrario, si  $\omega > \omega_p$ , los electrones no pueden seguirlo y es posible la propagación del campo. Se puede hablar entonces de un índice de refracción del plasma,

$$n_p = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} , \quad (3.20)$$

tal que si  $\omega < \omega_p$  se vuelve imaginario puro y se tiene absorción (el medio se vuelve opaco a la radiación), mientras que la transmisión es posible si  $\omega > \omega_p$ . Como se verá más adelante, esta condición es necesaria en la interacción láser-plasma, dado que el pulso láser debe ser capaz de atravesar el medio para generar el haz de electrones de interés.

Es posible definir también una frecuencia de oscilación del plasma para los iones empleando sus parámetros correspondientes. Su expresión análoga resulta

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{n_{0i} Z e^2}{m_i \epsilon_0}} \quad (3.21)$$

para la que  $n_{0i}$  representa la densidad de iones y  $m_i$  su masa. Debido a la diferencia de masa con respecto a los electrones, de varios órdenes de magnitud (decenas de GeV frente a  $\sim 0,5$  MeV) la frecuencia del plasma para iones es considerablemente más baja. Por consiguiente, la condición  $\omega > \omega_{pi}$  se satisface mucho antes que para los electrones. Los iones son demasiado lentos como para anular el campo externo, por lo que rara vez se tienen en cuenta.

Existen otros parámetros con significado físico que se pueden definir sobre un plasma. El radio de Wigner-Seitz corresponde a la distancia media entre electrones. El radio al que la energía cinética de los electrones es comparable a la interacción electrostática se le denomina radio de Landau. Las expresiones de ambas magnitudes, respectivamente, son

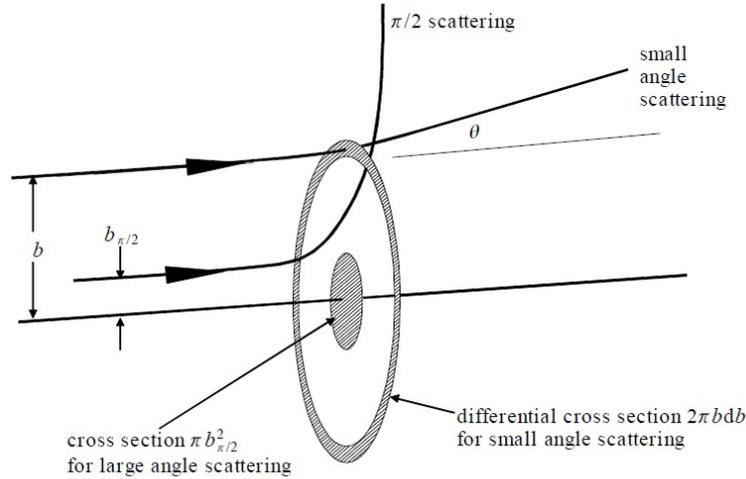
$$\frac{4}{3} \pi \lambda_{WS}^3 = \frac{1}{n_0} \quad (3.22)$$

$$\frac{Z e^2}{4 \pi \epsilon_0 \lambda_L} = K_B T \quad (3.23)$$

### 3.3 Mecanismos colisionales

Como se ha mencionado anteriormente, para mantener equilibrio termodinámico para cada especie es necesario que los ritmos colisionales de las partículas sean altos. Sin embargo, para que puedan darse efectos colectivos (como las oscilaciones del plasma

comentadas) es preciso que las colisiones sean lo suficientemente débiles para que no sean capaces de destruirlos.



**Fig. Pls2:** Secciones eficaces a bajo y alto ángulo para colisiones entre partículas, junto con el parámetro de impacto  $b$ .

Para caracterizar las colisiones entre partículas se debe definir en primer lugar el parámetro de impacto: la distancia entre la partícula proyectil y la paralela a su trayectoria que pasa por el centro del blanco (**Fig. Pls2**). Las colisiones más relevantes en el interior de un plasma serán aquellas entre partículas cargadas (electrón-electrón, ión-ión o ión-electrón) por lo que la interacción será de tipo coulombiana. A medida que el proyectil se acerque al blanco, experimentará una fuerza de atracción o repulsión que le dispersará en una dirección determinada en función de su parámetro de impacto. Al ángulo que forman las trayectorias del proyectil antes y después de la colisión se le denomina ángulo de deflexión, y en este caso se puede obtener según

$$\tan(\theta/2) \approx \frac{\text{energía potencial coulombiana}}{\text{energía cinética}} = \frac{q_p \cdot q_b}{4 \pi \epsilon_0 b \mu v_0^2}, \quad (3.24)$$

donde  $q_p$  y  $q_b$  son las cargas del proyectil y el blanco, respectivamente (con valor  $-e$  para electrones y  $Ze$  para iones),  $b$  el parámetro de impacto,  $v_0$  la velocidad relativa inicial y  $\mu$  la masa reducida del sistema, dada por

$$1/\mu = 1/m_p + 1/m_b, \quad (3.25)$$

con  $m_p$  y  $m_b$  las masas de proyectil y blanco. Nótese que para colisión electrón-ión, si se expresa la energía cinética en términos de la temperatura como  $K_B T$ , para el caso en que el ángulo de dispersión es  $90^\circ$  se tiene

$$1 = \frac{Z e^2}{4 \pi \epsilon_0 b_{\pi/2} K_B T}. \quad (3.26)$$

Despejando el parámetro de impacto se puede ver que coincide con la definición del radio de Landau dada en (3.23). A partir de esta cantidad se puede obtener la sección eficaz de dispersión para ángulos grandes ( $\geq 90^\circ$ ), según

$$\sigma_{\pi/2} = \pi b_{\pi/2}^2 = \pi \left( \frac{Z e^2}{4 \pi \epsilon_0 K_B T} \right)^2. \quad (3.27)$$

En el caso de los gases, la frecuencia colisional puede obtenerse a partir de la densidad de partículas, la velocidad térmica media de las mismas y la sección eficaz a 90° a través de

$$v_c = n_0 \sigma_{\pi/2} \bar{v} \quad . \quad (3.28)$$

Para los plasmas, esta expresión sigue siendo válida sustituyendo la sección eficaz por la correspondiente a la dispersión coulombiana (obtenida en (3.27)). Así, para las colisiones electrón-ión se obtiene

$$v_{ei} = \frac{n_0 \pi Z^2 e^4 m_e^{1/2}}{(4\pi \epsilon_0)^2 (K_B T)^{3/2}} \quad . \quad (3.29)$$

Esta frecuencia colisional está incompleta, no obstante, pues en su desarrollo no se han considerado las dispersiones a ángulos pequeños. Debido a la naturaleza de largo alcance de las fuerzas coulombianas este tipo de procesos a parámetros de impacto mayores ( $b > \lambda_L$ ) son mucho más frecuentes que las colisiones a ángulos grandes. El efecto acumulativo de estas interacciones puede incluirse en (3.29) mediante un término adicional en la sección eficaz [15]

$$\sigma_{eff} = \sigma_{\pi/2} \ln \Lambda \quad , \quad (3.30)$$

con  $\Lambda = \langle \lambda_D / \lambda_L \rangle \approx 4\pi n \lambda_D^3$ . A  $\ln \Lambda$  se le denomina logaritmo de Coulomb. Finalmente, la frecuencia colisional electrón-ión resulta

$$v_{ei} = \frac{n_0 \pi Z^2 e^4 m_e^{1/2} \ln \Lambda}{(4\pi \epsilon_0)^2 (K_B T)^{3/2}} = \frac{3Z}{4} \omega_p \frac{\ln \Lambda}{\Lambda} \quad , \quad (3.31)$$

donde la velocidad media de los electrones se ha expresado despejando en (3.19) en lugar de  $K_B T$ . Mediante un desarrollo similar es posible determinar las frecuencias colisionales entre electrones y entre iones:

$$v_{ee} = \frac{3}{2} \omega_p \frac{\ln \Lambda}{\Lambda} ; \quad v_{ii} = Z^4 \left( \frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \left( \frac{T_e}{T_i} \right)^{3/2} v_{ee} \quad . \quad (3.32)$$

Comparando los órdenes de magnitud de las masas y las temperaturas de electrones e iones, es posible comprobar que la frecuencia de colisiones ión-ión es mucho menor que aquellas que involucran electrones. Además, debido a la dependencia inversa de la frecuencia con la velocidad se puede ver que, si una determinada especie se encuentra en equilibrio termodinámico y con una distribución de tipo Boltzmann o Maxwell-Boltzmann, aquellas partículas con mayor energía poseerán una frecuencia colisional menor que aquellas que se mueven a velocidad más baja. Todas ellas se encontrarán en torno al valor medio dado por la velocidad media dependiente de la temperatura de la distribución.

En cuanto a las colisiones con átomos neutros la distancia característica a la que las interacciones coulombianas son lo suficientemente intensas como para producir una colisión es del orden de las dimensiones atómicas (tal como se estimaba en (3.23)). De esta forma, la sección eficaz viene determinada por el radio de Bohr ( $a_0 \sim 1 \text{ \AA}$ ) en lugar de por el radio de Landau, mucho más grande, según  $\sigma_n = \pi a_0^2$ . Dado que la frecuencia colisional depende proporcionalmente de esta sección eficaz, se concluye que las colisiones entre cargas eléctricas son mucho más frecuentes que aquellas con átomos neutros. Para plasmas poco ionizados, sin embargo, estos procesos deben ser considerados debido a la mayor densidad relativa de átomos neutros respecto de partículas cargadas.

Además de la dispersión elástica (en la que se conserva momento y energía del sistema) considerada hasta ahora, en las colisiones con átomos neutros pueden tener lugar otros procesos. En la dispersión inelástica los proyectiles, tanto iones como electrones, alteran la estructura interna de los átomos, pudiendo provocar excitación e ionización de sus niveles energéticos o, en el caso de los iones, intercambio de carga.

Estos mecanismos mencionados, salvo el de excitación, alteran el grado de ionización de plasma al generar nuevos iones y/o electrones. Frente a estos procesos colisionales también son posibles algunos procesos radiativos. Un fotón del medio con una energía determinada es capaz de arrancar electrones de un átomo, o promocionarlos a niveles superiores. A su vez, un electrón y un ión pueden recombinarse para dar lugar a un átomo o un ión menos ionizado dando lugar a un fotón. Todos estos procesos tienen su contraparte inversa en el tiempo de tal manera que, si no hay perturbaciones externas, se mantiene el grado de ionización general del plasma.

Conociendo la frecuencia colisional es posible calcular el recorrido libre medio de las partículas en el medio, esto es, la distancia media que recorren antes de experimentar una colisión. Para electrones en las de tipo electrón-ión se tiene

$$\lambda = \frac{\bar{v}_e}{v_{ee}} = \frac{\lambda_D \omega_p}{3 Z \omega_p \ln \Lambda} = \lambda_D \frac{4 \Lambda}{3 Z \ln \Lambda} \quad (3.33)$$

Por último, se puede hablar de otro parámetro característico de los plasmas relevante en la propagación de los campos, la resistividad. Cuando se aplica un campo eléctrico en el interior de un plasma las partículas cargadas se ven arrastradas por él. Los iones lo harán en su misma dirección y sentido mientras que los electrones, de carga negativa, se moverán en sentido opuesto. De esta forma se crea una diferencia de momento relativo que da lugar a una corriente eléctrica. Las colisiones coulombianas entre las especies cargadas, sin embargo, tienden a destruir este efecto colectivo, en mayor medida cuanto mayor sea el momento relativo. Si el campo se mantiene llegará un momento en que se alcance un estado estacionario en el que la aceleración coulombiana se compense con la disipación colisional. Este balance se puede representar mediante la ecuación

$$\frac{-e}{m_e} \mathbf{E} - v_{ei} \mathbf{v}_0 = 0 \quad (3.34)$$

donde  $\mathbf{E}$  representa al campo eléctrico,  $v_{ei}$  la frecuencia colisional electrón-ión y  $v_0$  la velocidad relativa entre electrones e iones. Sabiendo que la corriente eléctrica puede definirse como

$$\mathbf{j} = -n_0 e \mathbf{v}_0 \quad (3.35)$$

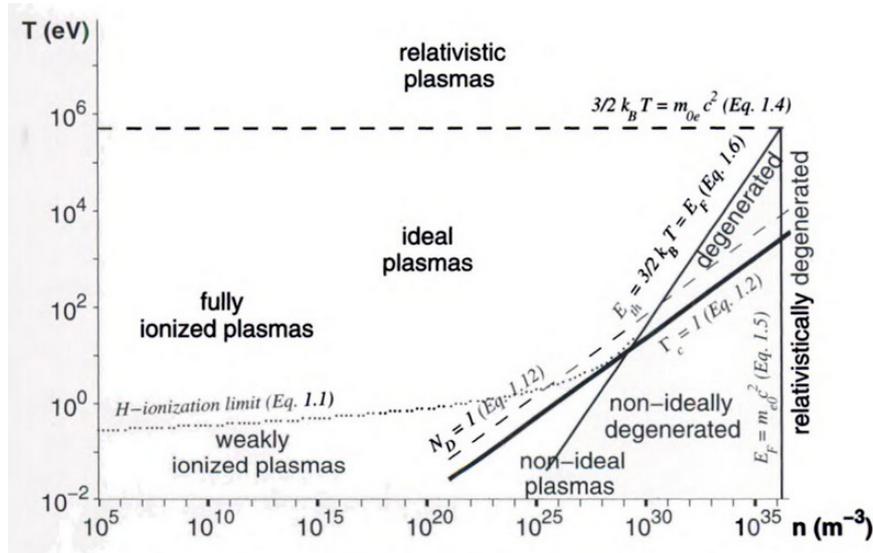
es posible reescribir (3.34) como una relación de proporcionalidad entre el campo y la corriente  $\mathbf{E} = \eta \mathbf{j}$  para la que la constante

$$\eta = \frac{m_e v_{ei}}{n_0 e^2} \quad (3.36)$$

corresponde a la resistividad del plasma comentada. Para la frecuencia colisional electrón-ión obtenida en (3.31), la resistividad reescrita en términos de los parámetros básicos del plasma resulta

$$\eta = \frac{3 Z \ln \Lambda}{4 \epsilon_0 \omega_p \Lambda} \quad (3.37)$$

### 3.4 Tipos de plasmas



**Fig. Pls3:** Tipos de plasma de acuerdo a su temperatura y su densidad de electrones. También se muestran las expresiones de algunos de sus parámetros característicos en las fronteras entre cada tipo.

En base a los parámetros básicos de un plasma, su temperatura y densidad de partículas, y a los calculados en los apartados anteriores es posible clasificar a los plasmas en varias categorías:

- Plasmas relativistas: Son aquellos para los que la energía cinética media de sus partículas es comparable o mayor a la masa de las mismas, es decir,  $K_B T_S > m_S c^2$ . Dado que cada especie S posee una temperatura asociada si se encuentra en equilibrio termodinámico y una masa distinta, puede suceder que un plasma sea relativista para un tipo de partículas mientras que para otro u otros, no. Debido a la reducida masa de los electrones frente a los iones, entrarán mucho antes en este régimen.
- Plasmas degenerados: Son aquellos para los que la energía cinética media es menor que la energía de Fermi del sistema. La energía de Fermi corresponde a la energía del mayor estado energético ocupado de un sistema a 0 K. En este caso se cumple

$$K_B T_s < E_{FS} = \frac{\hbar^2 (3\pi^2 n_s)^{2/3}}{2m_s} ; \quad (3.38)$$

las partículas ya han ocupado los niveles más bajos acordes a su temperatura, delimitado por el principio de incertidumbre, y debido al principio de exclusión de Pauli se ven obligadas a ocupar estados de mayor energía de la que les corresponde. Aparece así una presión adicional denominada presión de degeneración producida por estas partículas con velocidades mayores. De nuevo, cada especie tendrá su energía cinética media y su nivel de Fermi correspondiente.

- Plasmas relativistas degenerados: Son aquellos que cumplen con las dos condiciones anteriores, es decir  $m_S c^2 < E_{FS}$ . Esta condición puede darse para

aquellos plasmas relativistas en los que la densidad de partículas, de la que depende la energía de Fermi, sea muy elevada.

- Plasmas acoplados: Un plasma puede estar fuertemente o débilmente acoplado. El acoplamiento caracteriza la movilidad de las partículas en el medio a partir de la interacción coulombiana y las colisiones. Se puede definir una constante de acoplamiento según

$$\Gamma_{ac} \approx \frac{\text{energía potencial coulombiana}}{\text{energía cinética}} \approx \frac{Z_S e^2}{4\pi \epsilon_0 \lambda_{WS} \cdot K_B T} = \frac{\lambda_L}{\lambda_{WS}}, \quad (3.39)$$

donde  $\lambda_{WS}$  y  $\lambda_L$  corresponden a los radios de Wigner-Seitz y Landau, definidos en (3.22) y (3.23). En función de este valor los plasmas pueden estar fuertemente acoplados, si  $\Gamma_{ac} \geq 1$ , o tratarse de plasmas ideales si  $\Gamma_{ac} \ll 1$ .

Además, los plasmas pueden ser categorizados en función de su grado de ionización, determinado por su temperatura y siguiendo la distribución de Saha descrita en (3.8). La **Fig. Pls3** muestra, en un diagrama densidad-temperatura, las posiciones de los diferentes tipos de plasmas mencionados.

Para la elaboración de esta sección se ha consultado las referencias [15-18].

## 4. Mecanismos de la interacción láser-plasma

Tras exponer las características principales tanto de los láseres como de los plasmas es el momento de explicar la interacción entre ambos, en concreto, aquellos procesos que pueden tener lugar cuando se emplea un láser ultraintenso.

Debido a sus elevadas potencia e intensidad, al incidir con uno de estos láseres sobre un blanco sólido son capaces de generar un plasma sobre su superficie. Lo mismo sucede cuando el pulso se desplaza a través de un gas. Como se mostraba en la **Fig. Ls6**, en una escala de nanosegundos precediendo al pulso principal se encuentra la contribución de la emisión espontánea amplificada del láser, el ASE. Esta componente posee una intensidad de unos  $10^9$ - $10^{12}$  W/cm<sup>2</sup> ( $10^{-7}$ - $10^{-4}$ % de la intensidad del pulso principal, dependiendo de la construcción del láser). Aún siendo mucho menos intensa que la contribución principal, el orden de magnitud en el que nos situamos permite que sea suficiente para ionizar el blanco gaseoso o la superficie del blanco sólido sobre la que incide. De esta forma la contribución de la ASE genera un preplasma de baja (blanco gaseoso) o alta (sólido) densidad compuesto principalmente por electrones y varias especies de iones del material, de una cierta extensión. En este y los apartados siguientes se considerará tan solo el caso en el que el blanco es sólido, debido a que se corresponde con la situación experimental.

Un haz láser no es más que un campo electromagnético oscilante con la particularidad de que es coherente y todos los fotones que lo componen están en fase. Como tal, para que sea posible su propagación en el seno de un plasma debe cumplir la condición mostrada en la sección anterior por la que su frecuencia debe ser mayor que la del plasma  $\omega_L > \omega_p$  y por consiguiente el índice de refracción (3.20) real.

La interacción entre el campo electromagnético oscilante del láser y los electrones del plasma se da principalmente a través de las llamadas fuerzas ponderomotrices, de carácter no lineal. En el seno del plasma el pulso electromagnético genera un gradiente de intensidad de campo eléctrico muy pronunciado. Debido a ello, el pulso actúa como una colina de potencial para los electrones no ligados, que experimentan una fuerza debida al gradiente de campo eléctrico. A esta fuerza se le denomina fuerza ponderomotriz y produce una repulsión de los electrones cercanos en la dirección radial desde su centro. Su expresión, para cada electrón del medio, puede tomarse como [19-21]:

$$F_p = \frac{-e^2}{2 m_e \omega_L^2} \cdot \nabla (E_L)^2 \quad , \quad (4.1)$$

donde  $\omega_L$  corresponde a la frecuencia del pulso láser y  $E_L$  a la amplitud de campo eléctrico. En términos de la intensidad del láser, dada por la expresión

$$I_L = \frac{\epsilon_0 c}{2} |E_L|^2 \quad (4.2)$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz, se tiene que

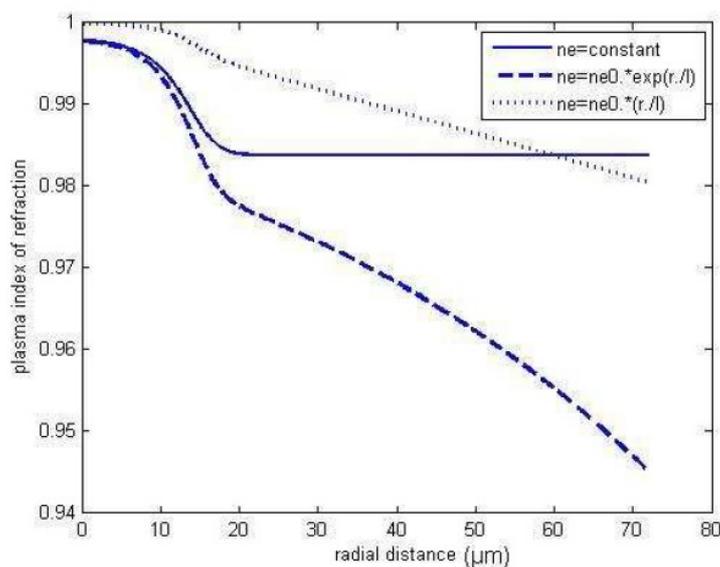
$$F_p = \frac{-e^2}{m_e \omega_L^2 \epsilon_0 c} \cdot \nabla I_L \quad . \quad (4.3)$$

La fuerza ponderomotriz acelera a los electrones hasta energías relativistas. Aquellos situados en el eje de movimiento del pulso, al encontrarse con la pendiente del gradiente comienzan a aumentar su velocidad. Si la intensidad es lo suficientemente alta, son capaces de alcanzar la velocidad de grupo del pulso,  $v_{gL}$ , y escapar antes de verse

sobrepasados por el pico. En caso contrario, al descender por la parte posterior de la perturbación la fuerza ponderomotriz (de sentido opuesto ahora) ejerce una desaceleración sobre ellos. Sin embargo, la intensidad que experimentan los electrones en la aceleración es mayor que la intensidad en la deceleración, y por tanto obtienen una energía neta. Además, si el preplasma tiene una anchura óptima, antes de que los electrones acelerados sean rebasados por la onda pueden alcanzar el sólido y propagarse en su interior, al tiempo que el pulso láser se refleja en la frontera.

Los electrones que no se encuentran en el eje experimentan intensidades menores y durante menor tiempo, ya que la fuerza ponderomotriz les expulsa en dirección radial a su paso. Por tanto, las energías que consiguen al permanecer este menor tiempo en el pulso son menores, y más pequeñas cuanto más estén inicialmente alejadas del eje de movimiento de la perturbación.

Debido a este movimiento de los electrones inducido por la fuerza ponderomotriz la densidad local de los mismos,  $n_0$ , varía durante el paso del pulso láser. Así, sucede que los parámetros característicos del plasma dependientes de esta magnitud también varían. El índice de refracción del medio, cuya expresión (3.20) contiene la frecuencia del plasma (3.19), se ve afectado por el paso de la onda y como consecuencia de esto, la propagación del pulso en el interior del onda se ve alterada. Este proceso de autointeracción recibe el nombre de efecto Kerr, y se desarrollará más adelante en esta sección. La **Fig. LP0** muestra la variación del índice de refracción con la distancia al pulso láser para varias distribuciones de la densidad de electrones del plasma. Se puede ver que en la región en la que se encuentra la onda las tres curvas presentan un comportamiento similar, mientras que a medida la distancia aumenta, recuperan su expresión correspondiente.



**Fig. LP0:** Variación del índice de refracción en función de la distancia radial al pulso láser para tres distribuciones iniciales de densidad de electrones. Simulaciones: [19].

Para un plasma colisional en equilibrio térmico para cada especie, la densidad de electrones depende tanto de la magnitud de la fuerza ponderomotriz como de la presión térmica de los mismos. De esta manera, considerando que el sistema se encuentra en estado estacionario en el que el perfil de electrones mantiene la misma forma en el tiempo, se puede tomar un equilibrio entre ambas fuerzas [19]

$$\frac{-n_0 e^2}{2 m_e (\omega_L^2 + \nu_{ei}^2)} \cdot \nabla (E_L)^2 = T_e \nabla n_0 \quad . \quad (4.4)$$

En esta expresión se ha extendido la fuerza ponderomotriz introducida en (4.1) a todos los electrones multiplicando por la densidad de los mismos,  $n_0$ , y se ha incluido la frecuencia colisional electrón-ión calculada en (3.31). La fuerza debida a la presión colisional se ha tomado como la temperatura de los electrones por el gradiente de densidad de los mismos. Tomando  $\omega_0^2 = \omega_L^2 + \nu_{ei}^2$  e integrando la expresión anterior (4.4), se obtiene

$$n_0(z) = n_{0e} \exp\left(\frac{-e^2 |E_L(z)|^2}{2 m_e T_e \omega_0^2}\right) \quad , \quad (4.5)$$

donde  $n_{0e}$  corresponde a la densidad inicial de electrones en el medio y se ha considerado  $z$  como la dirección de propagación del pulso. Se puede ver que esta expresión presenta una forma de tipo Boltzmann, correspondiente al caso central de la **Fig. LP0**, y depende de parámetros tanto del láser como del propio plasma. Esta distribución se puede introducir en (3.20) y (3.19) para dar las expresiones de la frecuencia del plasma y el índice de refracción dependientes de la distancia, respectivamente.

Para la interacción entre el láser y un blanco sólido, como ya se ha mencionado, es la contribución del ASE la que genera el preplasma antes de la llegada del pulso principal. Este tipo de plasmas presentan una extensa región de alta densidad en la que la condición de propagación del campo  $\omega > \omega_p$  no se satisface y una región en las fronteras con el medio exterior de baja densidad en la que sí se cumple, denominada corona. Esta última presenta un perfil de densidad que se anula en los límites exteriores del plasma y va aumentando hasta alcanzar la denominada densidad crítica  $n_c$  en la que la condición de propagación deja de cumplirse y el plasma pasa a ser de alta densidad. Se han desarrollado diversos modelos para describir esta distribución como por ejemplo a través de una función parabólica [22], una dependencia lineal [23] o una curva exponencial [24]. De esta forma, se puede considerar una interfase en las regiones del plasma en los que la densidad es la crítica y pasa de ser de baja a alta densidad. Bajo diversas circunstancias, en esta superficie el campo incidente del pulso principal del láser sufrirá reflexión.

Bajo el supuesto de perfil de densidad exponencial para el plasma, es posible escribir una expresión en términos de la densidad crítica y otro parámetro de la interacción láser-plasma denominado longitud de escala de densidad (*density scale length* en inglés)  $L$  según [25]

$$n_0(z) = n_c \exp(z/L) \quad , \quad (4.6)$$

donde

$$L = c_i \tau_L \quad , \quad (4.7)$$

siendo  $c_i$  la velocidad del sonido de los iones en el medio y  $\tau_L$  la duración del pulso láser. Este parámetro caracteriza el tamaño de la corona del plasma. En la expresión (4.6) se ha situado la interfase de la región de alta densidad en en plano  $z = 0$ , siendo el eje  $Z$  la dirección del gradiente de densidad.

Un perfil lineal de densidad, en función de los mismos parámetros, puede ser representado mediante una expresión de la forma

$$n_0(z) = n_c z/L \quad . \quad (4.8)$$

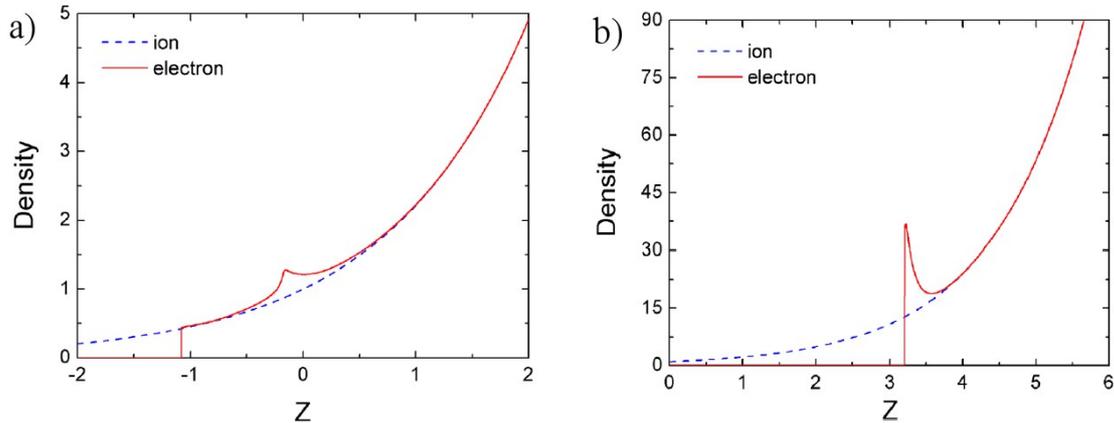
En este caso la interfase de alta densidad se encuentra en  $z = L$  mientras que la frontera entre el plasma y el medio toma lugar en  $z = 0$  (para la situación exponencial ésta se sitúa en  $z = -\infty$ ).

Ahora bien, cuando el pulso principal penetra en esta zona de baja densidad, se crean en su interior ondas de densidad de carga producidas por el paso del mismo en un proceso denominado *Laser Wakefield Acceleration* (LWFA) [26]. La distribución de carga en forma de onda es producida por la fuerza ponderomotriz, al empujar a los electrones fuera de su camino. Tras su paso, los iones, de carga positiva que se encuentran dispersos por el medio, ejercen una fuerza recuperadora que aglomera a los electrones en la parte posterior del pulso. A estas oscilaciones de densidad del plasma se les conoce como ondas de Langmuir o *wakefield*, y se mueven a velocidades cercanas a la de la luz con una frecuencia de oscilación igual a la del láser,  $\omega_L$ .

Existen varios regímenes, en función de tanto de los parámetros del láser como los del plasma, en los que diferentes procesos pueden tener lugar en la aceleración de electrones. Los principales de ellos se exponen en los apartados siguientes. Se pueden clasificar, en primera instancia, en aquellos que predominan en el régimen relativista y aquellos que lo hacen en el caso no relativista del láser. Ambos regímenes se pueden discernir en función del valor que tome el denominado parámetro del láser, cuya expresión es

$$a_L^2 = \frac{2e^2}{\pi m_e^2 c^5} I_L \lambda_0 = \frac{I_L [\text{W/cm}^2] \cdot \lambda_0^2 [\mu\text{m}]}{1,37 \cdot 10^{18}}, \quad (4.9)$$

donde  $I_L$  es de nuevo la intensidad del láser y  $\lambda_0$  su longitud de onda (no se ha empleado el subíndice  $L$  para diferenciarlo del radio de Landau definido en la sección 3 en (3.23)). Para valores de intensidad para los que se cumple  $a_L < 1$  se tiene el caso no relativista, mientras que si  $a_L > 1$  se entra en el régimen relativista. En un láser típico con longitud de onda de 800 nm se tiene que el valor de intensidad en el que  $a_L = 1$  es  $\sim 2 \cdot 10^{18}$  W/cm<sup>2</sup>.



**Fig. LP2:** Perfiles de densidad electrónico resultado de la actuación de la fuerza ponderomotriz, para el caso a) no relativista con  $a_L = 1$ , y b) relativista con  $a_L = 5$ . Para ambos casos el ángulo de incidencia son  $45^\circ$  y la longitud de escala de densidad  $L = 0,2\lambda_0$ . Simulaciones: [24].

Como se ha expuesto en los párrafos anteriores, la acción de la fuerza ponderomotriz en el paso del pulso láser por el medio genera un apilamiento de los electrones en la zona de densidad crítica del plasma (donde el campo deja de poder propagarse). Ésto se traduce en una distribución exponencial de densidad de la forma dada por (4.5) en la mencionada interfase. La **Fig. LP2** muestra, para dos valores relativista (b) y no relativista (a) del parámetro del láser, el perfil de densidad producido por la interacción del pulso. En ambos

casos se ha considerado una distribución exponencial para la corona, aunque ninguna de ellas sigue la parametrización dada (4.6). Se puede ver que al aumentar la intensidad de láser la fuerza ponderomotriz arrastra más electrones a la zona de densidad crítica hasta que se produce una inhomogeneidad abrupta para el caso fuertemente relativista. Estas características favorecerán, en una situación o en otra, diversos mecanismos de aceleración de electrones tal como se exponen a continuación.

#### 4.1 Absorción resonante

La absorción resonante constituye el principal mecanismo de absorción no colisional para intensidades no relativistas. En él, el campo electromagnético del pulso láser genera una onda de densidad de electrones (Langmuir) y le cede energía en un proceso resonante en las zonas del plasma con densidad cercana al valor crítico  $n_c$  [27].

Para su descripción se considerará un preplasma producto de la interacción del ASE de un láser y un blanco sólido. Como se ha expuesto en el apartado anterior, este plasma tendrá una región de alta densidad cercana al blanco y una zona exterior con una distribución creciente de baja densidad (corona). Se supone que este gradiente se sitúa en la dirección del eje  $Z$  (esto es,  $n_0=n_0(z)$ ) mientras que a lo largo de los ejes  $X$  e  $Y$  la densidad se mantendrá constante.

Un haz láser que incida sobre el plasma de manera oblicua con un ángulo  $\theta$ , si posee polarización de tipo P, es decir, que el campo eléctrico esté contenido en el plano de incidencia, tendrá una componente de su oscilación en la dirección del gradiente de densidad del plasma (eje  $Z$ ). Esta oscilación generará fluctuaciones en la densidad de electrones que darán lugar a la onda de Langmuir con la frecuencia característica del láser, debido a la actuación de la fuerza ponderomotriz. Así, se tiene la ecuación de Poisson

$$\nabla \cdot (\mathbf{D}) = \nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{E}) = 0 \quad , \quad (4.10)$$

donde  $\mathbf{D}$  es el desplazamiento eléctrico y  $\varepsilon$  es la permitividad dieléctrica del medio, que en este caso puede tomarse como [28]

$$\varepsilon(z) \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2} \left( 1 + \frac{i v_{ei}}{\omega_L} \right)^{-1} \quad . \quad (4.11)$$

De nuevo  $\omega_p$  es la frecuencia del plasma para los electrones,  $\omega_L$  la frecuencia del láser y  $v_{ei}$  la frecuencia colisional electrón-ión. La dependencia de la permitividad con la distancia proviene de la densidad del plasma, que como se muestra en (3.19) depende de la densidad de electrones que haya en cada punto de la distribución. Este proceso de absorción resonante es no-colisional y se considera que la frecuencia del láser es mucho mayor que la debida a las colisiones. Por ello, el cociente  $v_{ei}/\omega_L$  de la expresión tiende a anularse.

De la ecuación (4.10) puede derivarse

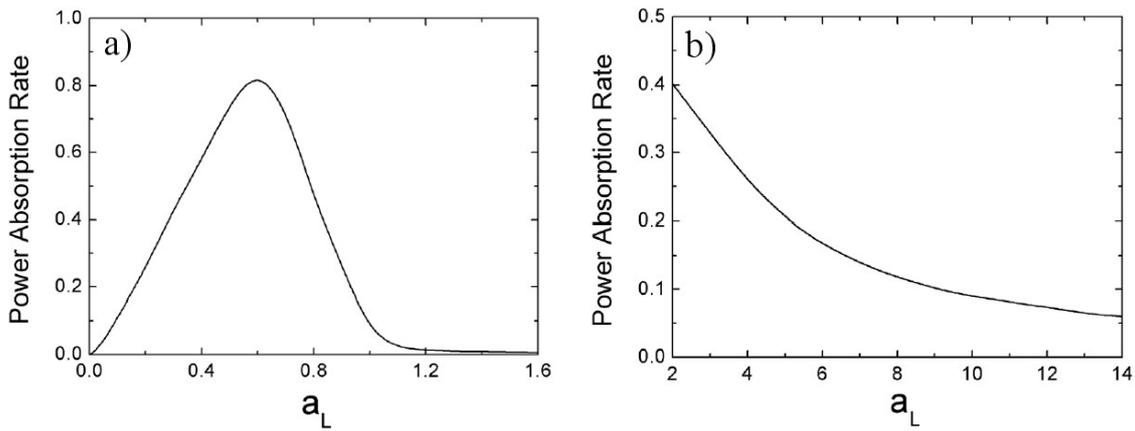
$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial \varepsilon}{\partial z} E_z \quad . \quad (4.12)$$

Se puede ver que aparece una singularidad cuando  $\varepsilon(z)=0$ . Esto sucede, una vez despreciados los procesos colisionales frente a la interacción del pulso, cuando se satisface que  $\omega_p=\omega_L$  en (4.11), condición de resonancia entre el láser y el plasma. En este punto, dado que la permitividad es nula (o lo que es lo mismo, el índice de refracción deja de ser real de acuerdo a (3.20)), se alcanza la denominada densidad crítica y el campo electromagnético no es capaz de propagarse en la región de alta densidad. Mientras que

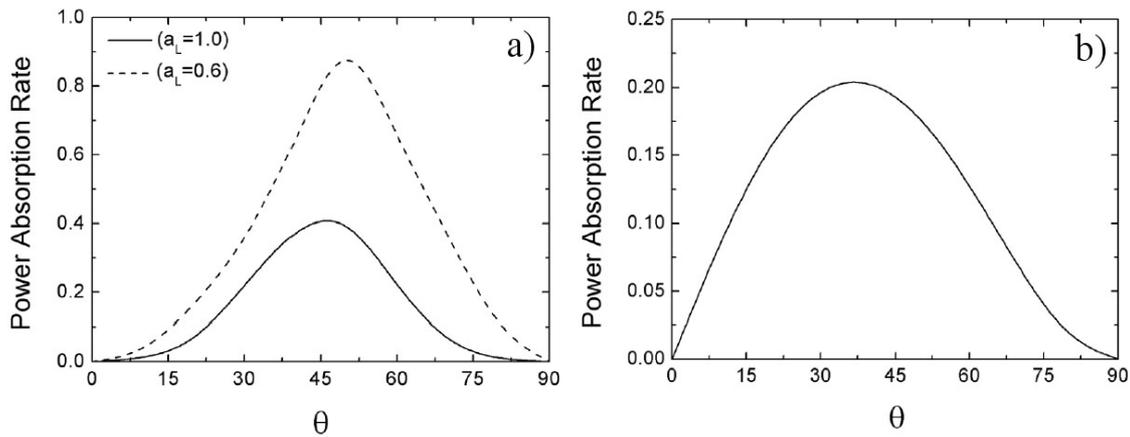
éste se refleja en la interfase, la oscilación del plasma se ve fuertemente amplificada por la resonancia con el pulso luminoso y se propaga en la dirección de incidencia. En la práctica este no es un proceso puntual, sino que a medida que la frecuencia del plasma se va acercando a la frecuencia del láser ( $\varepsilon(z) \rightarrow 0$ ) la absorción por parte de la onda de Langmuir se va haciendo más eficiente y los electrones van adquiriendo mayor energía.

En el caso en que el campo electromagnético incidente posea polarización de tipo S, esto es, el campo eléctrico sea perpendicular al plano de incidencia, no se tiene ninguna componente del pulso en la dirección del gradiente. Por ello, no se producirán fluctuaciones en la densidad de electrones tras su paso y no se podrá alcanzar la condición de resonancia  $\omega_p = \omega_L$  que favorezca la creación de las ondas de Langmuir.

Este mecanismo de aceleración de electrones predomina principalmente para el régimen no relativista de la interacción, aunque bajo ciertas condiciones se puede dar en el caso relativista. La **Fig. LP3a** muestra la tasa de absorción de este proceso respecto a distintos valores del parámetro del láser  $a_L$  (4.9) en incidencia a  $45^\circ$ . Se recuerda que el valor para el cual el sistema pasa de ser clásico a relativista es  $a_L = 1$ . Para estos casos se suele satisfacer que la longitud de escala de densidad es mayor que la longitud de onda del láser incidente,  $L > \lambda_0$ , aunque existen varios estudios que indican que puede tener lugar a escalas de longitud mucho menores [29-30] si la intensidad es lo suficientemente alta.



**Fig. LP3:** Tasa de absorción en función del parámetro del láser para: a) absorción resonante, y b) *vacuum heating*. Para ambos casos  $\theta = 45^\circ$  y  $L = 0.2\lambda_0$ . Simulaciones: [24].



**Fig. LP4:** Tasa de absorción en función del ángulo de incidencia del láser para: a) absorción resonante con  $a_L = 0.6$  y  $a_L = 1$ , y b) *vacuum heating* con  $a_L = 5$ . Para ambos casos  $L = 0.2\lambda_0$ . Simulaciones: [24].

En la **Fig. LP4a** se puede ver que, en función del ángulo de incidencia, la tasa de absorción de este mecanismo se ve favorecida para diversos ángulos. El ángulo para el que la absorción resonante es más eficiente se puede estimar a partir de la expresión [25][31]

$$\theta_{AR} \approx \arcsin[0,68(\omega_L L/c)^{-1/3}] \quad , \quad (4.13)$$

dependiente de parámetros del láser, como su frecuencia  $\omega_L$ , y del plasma a través de la longitud de escala de densidad  $L$ . Típicamente, como se puede extraer de la figura, este ángulo ronda los  $\theta_{AR} \approx 45^\circ$ .

## 4.2 Vacuum heating

El *vacuum heating*, de acuerdo al modelo propuesto por F. Brunel [32], constituye un proceso de absorción no resonante que predomina a altas intensidades del láser. Al igual que la absorción resonante se trata de un mecanismo no colisional. Para su explicación se partirá del mismo escenario que el caso anterior: un plasma originado en la interacción del ASE con el blanco sólido sobre el que incide el pulso principal oblicuamente. De nuevo se exige que el campo electromagnético posea polarización de tipo P.

En este caso se supone un gradiente de densidad de electrones muy empinado en la zona exterior del plasma de tal manera que se pueda considerar que la región de alta densidad esté en contacto con el vacío (o aire) del medio (**Fig. LP2b**). Una zona de baja densidad no es necesaria en este formalismo. Estas condiciones pueden tener lugar si la intensidad del láser es lo suficientemente elevada como para que la propia fuerza ponderomotriz comprima los electrones de la zona más externa alcanzándose la densidad crítica en distancias muy reducidas. También pueden darse para tiempos muy cortos en los que el preplasma no se ha podido extender lo suficiente como para generar un perfil de densidad suave en sus límites. En esta situación, la longitud de escala de densidad del plasma  $L$  es muy pequeña, alcanzando valores mucho menores que la longitud de onda del pulso láser.

Como se ha expuesto en el apartado anterior, cuando se alcanza la densidad crítica en el plasma la condición de propagación para los campos deja de cumplirse. La permitividad dieléctrica se anula y el plasma pasa a ser un conductor perfecto. Por consiguiente, el campo neto en la superficie de densidad crítica debe ser cero. Cuando el pulso láser incide sobre ella la componente perpendicular del campo eléctrico arrastra a los electrones hacia el vacío. Se crea además un campo electrostático debido al desbalance de carga entre estos electrones y los iones que han quedado en el plasma. En la segunda parte de la oscilación del campo incidente éste apunta en la dirección de la superficie de densidad crítica. La combinación de estos dos campos, el procedente del láser y el inducido en el medio, acelera a los electrones de vuelta al plasma [32-33] absorbiendo gran cantidad de energía en el proceso.

Para obtener las ecuaciones de movimiento de los electrones se considerará un campo eléctrico incidente de la forma  $E_{inc} = E_{L0} \sin \omega_L t$  con  $E_{L0} = 2 E_L \sin \theta$ , siendo  $E_L$  y  $\omega_L$  la amplitud y la frecuencia del láser, respectivamente, y  $\theta$  el ángulo de incidencia. Se supondrá también una superficie de densidad crítica homogénea colocada perpendicular al eje  $Z$ , como en el apartado anterior, en el punto  $z=0$ .  $E_{L0}$  corresponde por tanto a la componente normal del campo incidente a dicha superficie. Sea un electrón  $s$  arrancado en un tiempo  $t_s$  tras la incidencia del pulso, experimentará un campo

$$E(z_s) = E_{inc} + \Delta E_s \quad , \quad (4.14)$$

donde  $z_s$  corresponde a la posición de la partícula  $s$  (en el vacío) para un tiempo posterior a  $t_s$  y  $\Delta E_s$  es el campo electrostático debido a los  $s-1$  electrones anteriores que han sido

arrancados de la superficie. Este campo se puede obtener, a partir de la Ley de Gauss para el campo eléctrico, como

$$\Delta E_s = -4\pi e \int_{z_i(t)}^{z_s(t)} n_e(z) dz \quad . \quad (4.15)$$

Para cada electrón arrancado este campo se puede considerar constante en el tiempo. Imponiendo la condición de que en la superficie de densidad crítica el campo neto debe ser nulo (por tratarse de un conductor perfecto), se obtiene que

$$\Delta E_s = -E_{inc}(t_s) \quad . \quad (4.16)$$

De la conocida expresión de la fuerza de Lorentz,  $F_e = dp/dt = -eE$ , se puede extraer la ecuación de movimiento del electrón  $s$  según

$$\frac{dv_s}{dt} = -e \frac{E}{m_e} \quad (4.17)$$

para el campo dado por (4.14). Integrando esta expresión es posible obtener la velocidad y la posición de dicha partícula en función del tiempo, que dan como resultado:

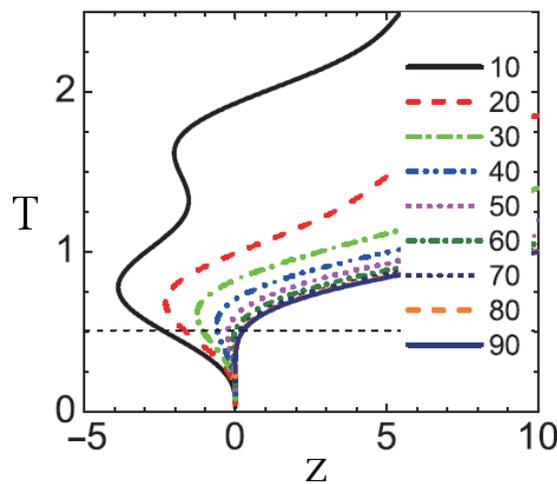
$$v_s(t) = v_L (\cos \omega_L t - \cos \omega_L t_s) + \omega_L v_L (t - t_s) \sin \omega_L t_s \quad (4.18a)$$

$$z_s(t) = v_L / \omega_L (\sin \omega_L t - \sin \omega_L t_s) + v_L (t - t_s) \cos \omega_L t_s + 1/2 \omega_L v_L (t - t_s)^2 \sin \omega_L t_s \quad , \quad (4.18b)$$

donde  $v_L$  es la velocidad de deriva de los electrones en el pulso láser y corresponde a

$$v_L = \frac{e E_{L0}}{m_e \omega_L} \quad . \quad (4.19)$$

La **Fig. LP5** muestra las trayectorias de los electrones, de acuerdo a (4.18a) y (4.18b), situados a distintas profundidades desde la superficie del plasma por efecto del campo incidente. Como se puede ver, los electrones más externos son arrastrados una mayor distancia en el vacío y se mantienen allí más tiempo, pudiendo permanecer durante más de una oscilación del campo antes de reentrar en el plasma.



**Fig. LP5:** Trayectorias de los electrones acelerados mediante vacuum heating a lo largo de varios periodos  $T$ . Cada curva representa una profundidad inicial en la superficie de densidad crítica situada en  $z = 0$ . Simulaciones: [25].

Considerando estas trayectorias, y a partir de las expresiones (4.18) se puede calcular la energía ganada por los electrones en el proceso. Para ello se necesita la velocidad de los electrones en el momento de reentrada en el plasma, denotada  $v(t_s')$ . Esta cantidad se puede obtener resolviendo (4.18b) para el momento ( $t > t_s$ ) en que la partícula se encuentra de nuevo en la superficie de densidad crítica, esto es,  $z_s(t = t_s') = 0$  y despejando este valor en (4.18a). Así, dado que la velocidad inicial de los electrones al ser arrancados es nula,  $v_s(t < t_s) = 0$ , la energía ganada en un período  $T$  se obtiene según

$$E_{VH} \approx \int_T \frac{1}{2} m_e v(t_s')^2 n_e(t) dt, \quad (4.20)$$

donde  $n_e(t)$  corresponde a densidad de electrones en el vacío, obtenida de las ecuaciones anteriores como

$$n_e(t) = \frac{2n_c}{(\omega_L t - \omega_L t_s)^2} \quad (4.21)$$

con  $n_c$  de nuevo la densidad crítica del plasma. Efectuando la integral en (4.20) para la velocidad y la densidad dadas por las expresiones (4.18a) y (4.21) se llega al resultado final

$$E_{VH} = \eta \frac{1}{2} N m_e v_L^2, \quad (4.22)$$

para el que se ha definido la constante  $N = E_{L0}/4\pi e$  como el número máximo de electrones arrancados por ciclo del pulso láser. La constante  $\eta$ , por resolución numérica [32][34-35], toma un valor de  $\sim 1,57$ . La densidad superficial de electrones acelerados en cada ciclo se puede obtener, de igual manera, efectuando la integral

$$N_s = \frac{1}{\omega_L} \int_T n_e(t) v(t_s') dt = \gamma N, \quad (4.23)$$

donde  $\gamma$  es nuevamente una constante cuyo valor es de  $\sim 0,77$  [34-35].

Debido a que existe una dependencia del módulo del campo incidente perpendicular con el ángulo de incidencia del láser, aparece una distribución angular en la tasa de absorción mediante este mecanismo, la cual se muestra en la **Fig. LP4b**. Se puede ver que el ángulo óptimo es  $\sim 45^\circ$ . Por otro lado, y a diferencia del proceso de absorción resonante, el *vacuum heating* predomina principalmente en el régimen relativista del sistema. En la **Fig. LP3b** se representa la curva de absorción para distintos valores del parámetro del láser.

### 4.3 Bremsstrahlung inverso

A diferencia de los procesos anteriores, el bremsstrahlung inverso constituye un mecanismo de absorción colisional. Consiste en la absorción de un fotón por parte de un electrón durante una colisión. Su descripción cualitativa es la siguiente: en presencia de un campo eléctrico, que en este caso corresponde al del pulso láser, los electrones que sufran alguna colisión de tipo electrón-ión experimentarán un cambio abrupto en su fase y en su movimiento. La energía que poseían en las oscilaciones del campo, procedente del mismo, se convierte entonces en energía térmica. Este proceso tiene lugar en la corona, región en la que es posible la propagación del pulso. Adicionalmente, en la zona de alta densidad el número de Debye (definido en la sección anterior como el número de partículas contenidas en un radio de Debye) es mucho mayor que en la corona, luego los efectos colisionales son mucho menos relevantes.

Durante la propagación del pulso en el seno del plasma éste va perdiendo energía y atenuándose. Por conservación de la energía esta atenuación puede representarse mediante un tiempo de amortiguación característico  $\tau_c$  según [36]

$$\frac{E_L^2 \epsilon_0}{2 \tau_c} = \nu_{ei} n_0 \frac{1}{2} m_e v_L^2 . \quad (4.24)$$

$E_L$  corresponde a la amplitud del pulso láser y  $v_L$  a la velocidad de oscilación de los electrones en su interior indicada en (4.19). Sabiendo que la frecuencia del plasma es de la forma (3.19), esta expresión se puede simplificar como

$$\nu_c = \frac{1}{\tau_c} = \nu_{ei} \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2} . \quad (4.25)$$

Como se puede ver, la dependencia en la frecuencia colisional introduce una proporcionalidad inversa, de acuerdo a (3.31), de la tasa de atenuación  $\nu_c$  respecto de la temperatura de los electrones del medio. Por consiguiente, conforme la temperatura aumenta la tasa será menor y el pulso láser se verá menos atenuado. Así, este mecanismo será más eficiente para los electrones menos energéticos, para los cuales la interacción colisional es más relevante que para aquellos a altas energías. Como se verá más adelante, este efecto alterará sobremanera la forma de la distribución de electrones resultante respecto a los procesos no colisionales.

Para obtener el coeficiente de absorción de este mecanismo, el desarrollo parte de la ecuación de Helmholtz [23][25] derivada de las ecuaciones de Maxwell para los campos eléctrico y magnético incidentes:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) + \frac{\omega_L^2}{c^2} \epsilon \mathbf{E} = 0 . \quad (4.26)$$

A partir de la expresión para la permitividad dada en (4.11) es posible reescribir esta ecuación en términos de las frecuencias del plasma y del láser, así como la colisional, resultando

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \frac{\omega_L^2}{c^2} \left[ 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2} \left( 1 + \frac{i \nu_{ei}}{\omega_L} \right)^{-1} \right] \mathbf{E} , \quad (4.27)$$

donde se ha considerado además  $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ , ecuación de Poisson para el campo eléctrico en ausencia de fuentes. De esta ecuación diferencial para el campo eléctrico se puede extraer, suponiendo un carácter sinusoidal para el mismo, la relación de dispersión

$$k^2 = \frac{\omega_L^2}{c^2} \left[ 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2} \left( 1 + \frac{i \nu_{ei}}{\omega_L} \right)^{-1} \right] \quad (4.28a)$$

$$\omega_L^2 = k^2 c^2 + \frac{\omega_p^2}{(1 + i \nu_{ei}/\omega_L)} , \quad (4.28b)$$

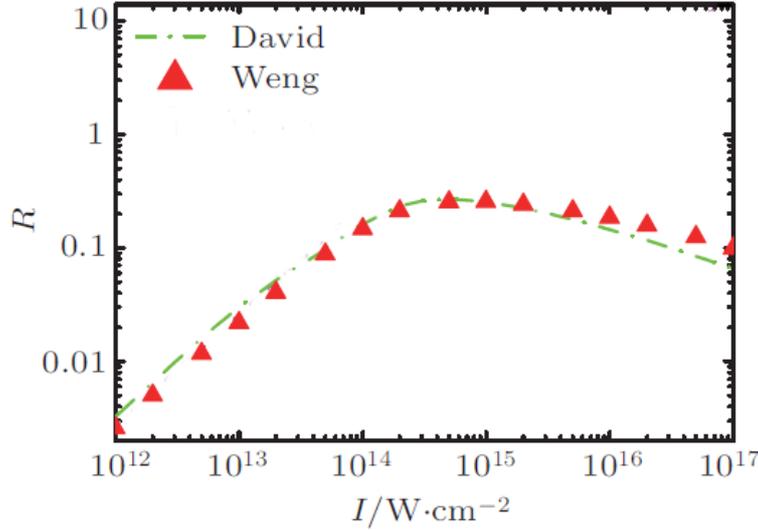
donde  $k$  corresponde al vector de onda del pulso láser ( $\mathbf{E}(z) \propto \exp(i \mathbf{k} \cdot \mathbf{z}) \hat{\mathbf{x}}$ ).

La absorción del medio vendrá dada por la parte imaginaria de (4.28a). Para obtener el coeficiente de absorción colisional, mediante un desarrollo de Taylor a primer orden en  $i \nu_{ei}/\omega_L \rightarrow 0$  esta expresión resulta

$$k = \frac{\omega_L}{c} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}\right)^{1/2} \left[1 + \frac{i\nu_{ei}}{2\omega_L} \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}\right)^{-1} + O^2\left(i\frac{\nu_{ei}}{\omega_L}\right)\right], \quad (4.29)$$

luego

$$a_c = \frac{\nu_{ei}}{c} \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2} \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}\right)^{-1/2}. \quad (4.30)$$



**Fig. LP6:** Tasa de absorción en función de la intensidad del láser del proceso de Bremsstrahlung inverso, de acuerdo a los resultados obtenidos por David *et al.* [37] y Weng *et al.* [38].

Como se comentó anteriormente, durante la propagación del pulso en la corona la fuerza ponderomotriz repele a su paso a los electrones creando inhomogeneidades en la dirección del gradiente de densidad. Así, se tiene una distribución que altera propiedades del medio tales como las frecuencias del plasma y colisional. Debido a esta dependencia, el coeficiente de absorción colisional calculado depende de la densidad de electrones en cada punto. Tomando un perfil exponencial como el indicado en (4.6) la tasa de absorción total se obtiene integrando (4.30) en toda la corona del plasma, esto es [25]

$$A_c = 1 - \exp\left[-2 \int_{-\infty}^0 a_c(z) dz\right] = 1 - \exp\left[\frac{-8\nu_{ei}(n_c)L}{3c}\right], \quad (4.31)$$

con  $L$  la longitud de escala de densidad y  $\nu_{ei}(n_c)$  el valor de la frecuencia colisional para la densidad crítica  $n_c$ . La **Fig. LP6** muestra, en función de la intensidad inicial del láser, la variación de la tasa de absorción en el plasma de acuerdo a los resultados obtenidos por [37] y [38]. Se puede apreciar que alcanza su máximo valor para intensidades cercanas a  $10^{15} \text{ W/cm}^2$ . Para intensidades mayores la longitud de escala de densidad se hace mucho más pequeña hasta alcanzar, en el caso relativista, valores menores que la longitud de onda del láser, como en el proceso de *vacuum heating*, por la compresión debida a la fuerza ponderomotriz. Como resultado de la dependencia en este parámetro de la tasa de absorción en (4.31) esto se traduce en un comportamiento decreciente al aumentar la intensidad. Adicionalmente, a mayores temperaturas del plasma la frecuencia colisional decrece, como ya se mencionó.

## 4.4 Absorción $J \times B$

La absorción  $J \times B$  es un mecanismo que se da principalmente en el régimen relativista del láser, esto es, para intensidades muy elevadas. Tal como se indica en [39], cuando la intensidad del pulso es lo suficientemente elevada el factor magnético de la conocida ley de Lorentz, proporcional a  $e v \times B = J \times B$ , deja de ser despreciable y es capaz de acelerar electrones eficientemente. Esta aceleración viene dada por las oscilaciones de la fuerza ponderomotriz, ocasionadas por la variación de los campos. Mientras que la denominada componente de frecuencia cero de la fuerza es la responsable de generar el perfil de densidad exponencial, tal como se mostraba en la Fig. LP2, estas oscilaciones transfieren energía a los electrones del medio en armónicos de mayor orden [40].

A diferencia de los procesos anteriores en los que los electrones acelerados se emitían en la dirección del gradiente de densidad, en la absorción  $J \times B$  éstos se desplazan en la dirección de propagación del pulso. Por consiguiente permite incidencia normal a la superficie del blanco, lo cual no era posible en los casos anteriores al no haber componente del campo eléctrico paralela al gradiente de densidad.

Partiendo de un campo eléctrico incidente de forma sinusoidal,  $\mathbf{E}_{inc} = E_L(z) \sin \omega_L t \hat{x}$ , en la dirección del eje  $Z$  a  $0^\circ$  respecto a la normal, la fuerza ponderomotriz resulta, a partir de la expresión dada en (4.1)

$$F_p = \frac{-e^2}{2 m_e \omega_L^2} \cdot \frac{\partial E_L^2(z)}{\partial z} \sin^2 \omega_L t \quad . \quad (4.32)$$

En función de la velocidad de oscilación de los electrones (4.19) se tiene

$$F_p = \frac{-m_e}{4} \cdot \frac{\partial v_L^2(z)}{\partial z} (1 - \cos 2 \omega_L t) \quad , \quad (4.33)$$

donde se ha empleado la igualdad trigonométrica  $\sin^2 x = 1/2(1 - \cos 2x)$ . Esta fuerza, de carácter magnético, puede ser representada mediante un campo electrostático [41] de acuerdo a la ley de Lorentz, de la forma

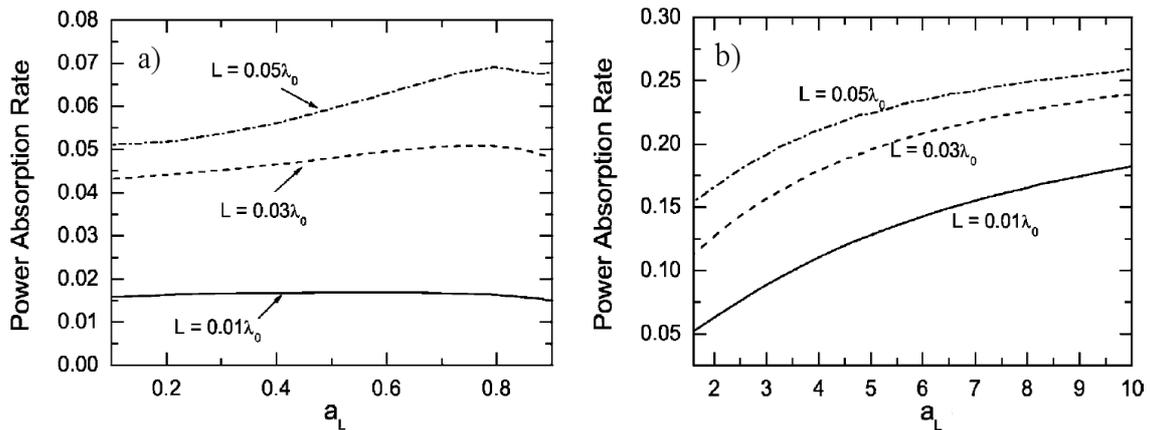
$$\mathbf{E}_p = \frac{-m_e}{2e} v_L \frac{\partial v_L(z)}{\partial z} (1 - \cos 2 \omega_L t) \hat{z} \quad . \quad (4.34)$$

Se puede ver que el campo resultante oscila al doble de la frecuencia del pulso láser inicial (segundo armónico), y así lo hará el haz de electrones (onda de Langmuir) acelerado de esta manera.. Al igual que en el mecanismo de absorción resonante, cuando la frecuencia del plasma de la oscilación alcance este valor,  $2\omega_L$ , se cumplirá la condición de resonancia y los electrones serán acelerados más eficientemente. Despejando la densidad de las expresiones (3.19) y (3.20) se puede ver que este proceso puede tener lugar en aquellos casos en los que en la interfase del plasma la densidad tome un valor  $n_0(z_c) \leq 4 n_c$ , con  $n_c$  la densidad crítica, siendo la igualdad la situación de resonancia. Si la fuerza ponderomotriz es lo suficientemente intensa el apilamiento de electrones producido en este punto puede superar con creces la densidad crítica, bien sea suavemente a intensidades moderadas, bien en un salto abrupto a altas intensidades, de forma similar a lo mostrado en la Fig. LP2a y la Fig. LP2b, respectivamente.

En aquellos casos en los que la densidad en la interfase sea  $n_0(z_c) > 4 n_c$  no se podrá producir la resonancia  $2\omega_L$ , y en su lugar tendrá lugar un proceso similar al *vacuum heating* explicado en apartados anteriores. El campo procedente de la oscilación de la

fuerza ponderomotriz, en el régimen relativista en el que se encuentra, será capaz de arrancar electrones de la interfase del plasma y lanzarlos al vacío (o aire) para posteriormente volverlos a acelerar hacia el plasma en conjunción con el campo eléctrico inducido por el desbalance de carga.

La **Fig. LP7** muestra la tasa de absorción de este proceso en función del parámetro del láser  $a_L$ , para distintos valores de la longitud de escala de densidad, tanto para el caso no relativista (a) como para el relativista (b). En el primero de ellos tiene lugar, junto con la absorción resonante, el mecanismo de resonancia  $2\omega_L$ , mientras que en el segundo compiten el *vacuum heating* y el  $J \times B$  heating.



**Fig. LP7:** Tasa de absorción en función del parámetro del láser para varios valores de la longitud de escala de densidad del proceso de absorción  $J \times B$ , para el caso no relativista (a) y relativista (b). Simulaciones: [ref].

## 4.5 Efecto Kerr

A diferencia de los procesos anteriores, el efecto Kerr no es un mecanismo de aceleración de electrones. Se trata de un proceso de autoenfocado del haz láser, en su desplazamiento a través de un medio transparente, debido a la variación del índice de refracción del mismo con la intensidad del pulso [42-45]. Esta variación, como se ha comentado, proviene de la acción de la fuerza ponderomotriz al repeler a los electrones a su paso por el medio, alternando la densidad. Así, el propio pulso láser altera el índice de refracción del medio, que actúa como una lente y enfoca del campo en el seno del plasma.

En la práctica se tiene un sistema de lentes mediante el cual se concentra la radiación láser para alcanzar las intensidades necesarias en un punto en la superficie del blanco. El efecto Kerr se traduce en este caso como una perturbación a la posición de la cintura de haz, pudiendo suceder que el plasma se genere en un punto focal distinto al esperado, como por ejemplo en el aire anterior a la superficie del blanco. Como se verá en la sección sobre el montaje experimental, este hecho debe ser tenido en cuenta y corregido a la hora de realizar los experimentos

La descripción más sencilla para este proceso se da considerando una expresión dependiente de la intensidad de la forma

$$n(I_L) = n_0 + n_2 I_L \quad , \quad (4.35)$$

donde  $I_L$  es la intensidad del láser,  $n_0$  corresponde al índice de refracción lineal típico y  $n_2$  determina la componente no lineal. En diversos modelos se consideran además términos

de mayor orden en la intensidad con coeficientes  $n_4, n_6, n_8...$  [44], pero en el marco de este trabajo no se tendrán en cuenta por no ser relevantes.

Para que este proceso tenga lugar se requieren altas intensidades, suficientes para que la fuerza ponderomotriz sea capaz de compensar la divergencia natural del haz. Un haz luminoso con una cintura de haz  $w_0$  que se propaga por un medio refractivo experimenta un proceso de difracción con un ángulo  $\theta = 1,22\lambda_0/n_0 w_0$ . Si el campo eléctrico es lo suficientemente intenso, se puede dar que las fronteras del haz actúen como una interfase debido a la disparidad entre los índices de refracción de fuera y dentro del haz (representados por  $n_0$  y  $n_2$ , respectivamente). Así, se puede alcanzar la situación en la que el ángulo crítico de reflexión absoluta sea mayor que  $\theta$  y se compense o supere la divergencia. La potencia del láser necesaria (umbral) para que se dé esta situación depende de parámetros del láser y del medio, según [44-45]

$$P_u = \alpha \frac{\lambda_0^2}{4\pi n_0 n_2}, \quad (4.36)$$

donde  $n_0$  y  $n_2$  son los índices de refracción lineal y no lineal, y  $\alpha$  es una constante que depende del tipo de distribución espacial del haz. Para haces gaussianos toma un valor de  $\alpha \approx 1,8962$ .

Existen además otros procesos que pueden tener lugar en la interacción láser-plasma, como la dispersión Ramman [46], la dispersión de Brillouin [47], efectos de superficie anómalos [48] o el denominado *beam loading* [49]. Sin embargo, no se considerarán en este trabajo por ser menos relevantes que los descritos en el régimen experimental en el que se encuadra este proyecto.

## 4.6 Propiedades del haz de electrones

Una vez descritos los mecanismos principales de aceleración que pueden tener lugar en el seno del plasma, es momento de exponer las características del haz de electrones resultante. Debido a los numerosos procesos que coexisten en la interacción láser-plasma es complicado dar una expresión que considere a todos ellos. Generalmente se les suele aproximar mediante distribuciones de tipo Maxwell o Boltzmann, caracterizadas por un decaimiento exponencial [34-35][50][51] con una temperatura  $T$  asociada, de la forma

$$dn_e(E) = n_0 E^{D/2-1} (K_B T)^{-D/2} e^{-E/K_B T} dE. \quad (4.37)$$

La constante  $D$  corresponde al número de dimensiones o grados de libertad considerados, mientras que  $n_0$  representa una constante de normalización (idealmente el número de electrones a energía nula). Se puede ver que para tres dimensiones se tiene la expresión (3.1) dada en la sección 3, tras absorber el término  $K_B T$  en la normalización allí dada. En el caso relativista, esta distribución recibe el nombre de distribución de Maxwell-Jüttner y su expresión es

$$dn_e(E) = n_0 \frac{E^2}{K_B T} e^{-E/K_B T} dE. \quad (4.38)$$

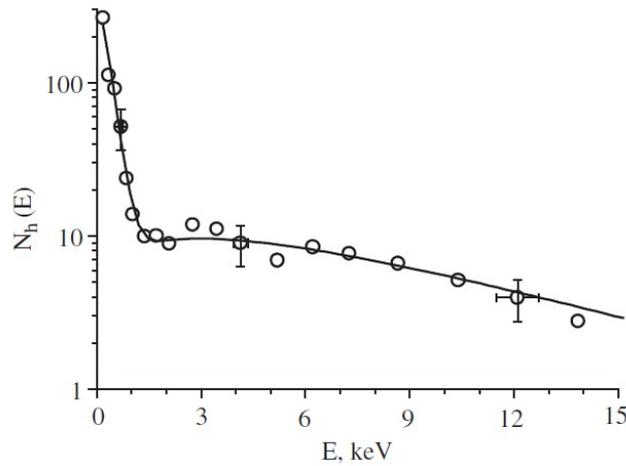
Una buena descripción del espectro resultante de electrones en las intensidades típicas es considerar una distribución de tipo bi-maxwelliana [52-53], es decir, dos funciones de tipo Maxwell-Boltzmann superpuestas cada una con su temperatura. A estas temperaturas, de distinto orden de magnitud y con origen en diferentes mecanismos, se les suele categorizar como temperatura térmica y temperatura caliente (*hot*) de los electrones. La segunda de

ellas, de mayor energía, procede de los principales mecanismos no colisionales descritos en los apartados anteriores: absorción resonante, *vacuum heating* y absorción J×B. Bajo ciertos regímenes de la interacción, sin embargo, es posible que más de uno de estos procesos tenga lugar en el seno del plasma y la distribución de electrones caliente resultante se divida en varias temperaturas, cada una para cada uno de ellos [53]. La Fig. LP8 muestra los resultados obtenidos por [52] que claramente muestran esta doble distribución.

En función de los parámetros del láser es posible estimar la temperatura caliente de los electrones a partir de una conocida relación de escala de la forma [25][31]

$$K_B T_{hot} \propto (I_L \lambda_0^2)^\alpha, \quad (4.39)$$

donde  $I_L$  y  $\lambda_0$  son de nuevo la intensidad y longitud de onda del láser, respectivamente, y  $\alpha$  es un coeficiente que depende del proceso y el régimen que tiene lugar.



**Fig. LP8:** Espectro de electrones bi-maxwelliano característico de la interacción láser-plasma. Los resultados procedentes de [52] dan unas temperaturas:  $T_{th} = 200 \pm 50$  eV y  $T_{hot} = 6 \pm 3$  KeV.

Cuando el mecanismo predominante es la absorción resonante, lo cual sucede a intensidades moderadas (Fig. LP3a) y a ángulos cercanos a  $23^\circ$  (Fig. LP4a) el coeficiente  $\alpha$  resulta  $\alpha = 1/3$  y la relación de escala (4.39) toma la forma [54][55]

$$K_B T_{hot} [KeV] = 215 \left( \frac{I_L \lambda_0^2}{10^{18} \text{ W cm}^{-2} \mu\text{m}^2} \right)^{1/3}, \quad (4.40)$$

donde  $I_L$  debe introducirse en  $\text{W/cm}^2$  y  $\lambda_0$  en  $\mu\text{m}$ . Tal como indican en [31], variaciones respecto a este ángulo de incidencia y el parámetro  $L$  pueden dar lugar a ligeras modificaciones del coeficiente general y de  $\alpha$  en (4.39).

Como se ha mencionado, en incidencia normal del láser los procesos de absorción resonante y *vacuum heating* no son posibles y tiene lugar exclusivamente la absorción J×B. Para este mecanismo, que se produce principalmente a altas intensidades, la relación de escala toma la forma [35][54]

$$K_B T_{hot} = 2 m_e \left[ \left( 1 + \frac{I_L \lambda_0^2}{1,37 \cdot 10^{18} \text{ W cm}^{-2} \mu\text{m}^2} \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (4.41)$$

donde las unidades de la temperatura vienen dadas por las unidades en las que se

introduzca la masa del electrón. Esta expresión es extensible a aquellos mecanismos de aceleración debidos a la acción de la fuerza ponderomotriz.

En el caso del *vacuum heating*, la temperatura de los electrones se puede estimar a partir de la energía absorbida por los mismos en el proceso  $E_{VH}$ , calculada en (4.22) y la densidad superficial  $N_S$  (4.23). Así, la energía media de los electrones durante un ciclo se puede expresar como

$$E_e = \frac{E_{VH}}{N_S} = \frac{\eta}{2\gamma} m_e v_L^2 . \quad (4.42)$$

La temperatura de la distribución de electrones calientes (de tipo Maxwell-Boltzmann) se obtiene de esta expresión según [35][56]

$$K_B T_{hot} = \frac{2}{D} E_e , \quad (4.43)$$

siendo  $D$  de nuevo el número de dimensiones consideradas. Para una maxwelliana en una dimensión se tiene que  $K_B T_{hot} = 2 E_e$  mientras que para tres dimensiones  $K_B T_{hot} = 2/3 E_e$ . Diversos estudios [31][57] arrojan resultados que determinan valores de  $\alpha > 1$  para la relación de escala de este proceso bajo diferentes valores del ángulo de incidencia.

El proceso de Bremsstrahlung inverso, a diferencia de los anteriores, da lugar a una distribución de tipo no maxwelliana y por tanto su tratamiento será distinto. De acuerdo al estudio realizado por A. Langdon [58] la distribución de electrones resultante se verá deformada respecto al caso maxwelliano en función de un parámetro  $\alpha$  definido como

$$\alpha = Z \cdot v_L^2 / v_{th}^2 , \quad (4.44)$$

que caracteriza la relación entre la interacción del láser a través de la velocidad de oscilación de los electrones en su seno,  $v_L$ , y los efectos colisionales mediante la velocidad térmica  $v_{th}$ .  $Z$  corresponde al número atómico del blanco. En términos de otros parámetros, de acuerdo a las definiciones de las velocidades dadas en (4.19) y (2.30),  $\alpha$  puede reescribirse como

$$\alpha = Z \frac{I_L \lambda_0^2 m_e}{1,367 \cdot 10^{15} K_B T} . \quad (4.45)$$

Así, la forma general de la distribución será la de una supergaussiana, cuya expresión resulta [38][59]

$$dn_m(E) = \frac{n_0}{4\pi} \left( \frac{m_e a_m}{2 K_B T} \right)^{3/2} \frac{m}{\Gamma(3/m)} \exp\left[ -\left( \frac{E a_m}{K_B T} \right)^{m/2} \right] dE , \quad (4.46)$$

donde

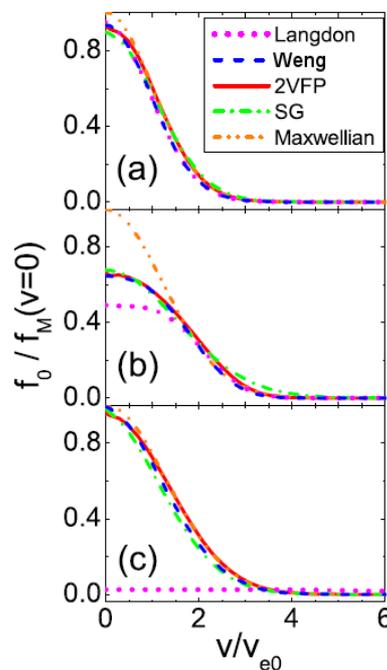
$$a_m = \frac{2 \Gamma(5/m)}{3 \Gamma(3/m)} ; \quad m(\alpha) = 2 + 3 / (1 + 1,66 / \alpha^{0,724}) . \quad (4.47)$$

Aquí  $\Gamma(x)$  representa la función gamma y el parámetro  $m$  puede variar entre  $2 \leq m \leq 5$ .

Para bajas intensidades el parámetro  $\alpha \rightarrow 0$  y se da el caso en que  $m = 2$ . Sustituyendo este valor en la supergaussiana toma la forma

$$dn_2(E) \propto e^{(-E/K_B T)} \quad (4.48)$$

y comparándola con la expresión (4.37) se puede comprobar que se reduce a una distribución de tipo Maxwell-Boltzmann. Esto se debe a que, en este régimen de baja intensidad, las colisiones de tipo electrón-electrón son lo suficientemente relevantes (o rápidas) como para compensar las perturbaciones electrón-ión e imponen el perfil típico maxwelliano que caracteriza a los procesos resonantes. A medida que aumenta la intensidad del láser el parámetro  $\alpha$  se va incrementando hasta alcanzar el caso límite  $\alpha \rightarrow \infty$  en el que  $m=5$ . Este caso corresponde a la deformación máxima de la distribución en la que la absorción del Bremsstrahlung inverso es más eficiente, y sucede a intensidades cercanas a las del pico de máxima absorción mostrado en la **Fig. LP6**. A partir de este valor, el proceso vuelve a decaer debido a la disminución de la tasa de absorción y se tiende a recuperar el aspecto maxwelliano. La **Fig. LP9** muestra la evolución de la distribución de electrones emitido para tres valores de intensidad inicial del láser según los resultados obtenidos por [38]. Se puede apreciar en ella la desviación respecto de la maxwelliana en el caso a intensidades moderadas.



**Fig. LP9:** Evolución de la densidad de electrones producida por el Bremsstrahlung inverso para tres valores de intensidad: a)  $10^{12}$  W/cm<sup>2</sup>; b)  $10^{14}$  W/cm<sup>2</sup>; c)  $10^{16}$  W/cm<sup>2</sup>. Simulaciones: [38].

En este apartado se ha descrito la forma general de los haces de electrones resultantes en la interacción láser-plasma, atendiendo a los diferentes procesos y los regímenes en los que pueden tener lugar. Cuando estos electrones penetran en la zona de alta densidad del plasma, y más adelante en el resto del blanco sólido, son capaces de generar mediante diversos mecanismos haces de rayos X [55][60-61]. Las características de estos fotones se podrán inferir de aquellas que poseían los electrones, así como de las del medio en que se producen. En el apartado siguiente se tratarán los procesos que pueden dar lugar a la generación de rayos X y sus propiedades.

Mediante una buena elección de los parámetros del láser y del blanco es posible, a través de la aceleración de electrones descrita, generar haces de otras partículas tales como protones o iones, tal como atestiguan los experimentos [62] y [63], respectivamente. En estas técnicas intervienen otros muchos procesos que los mencionados, y tienen aplicaciones tanto en medicina nuclear [64] como en experimentos de fisión [65].

## 4.7 Propiedades del haz de fotones

En el desplazamiento de los electrones en el interior del blanco sólido intervienen dos principales procesos que pueden dar lugar a rayos X, lo que dará lugar a dos componentes del espectro de fotones resultante.

El primero y el más simple de ellos consiste en la generación de los rayos X característicos del material del blanco. Éstos se pueden producir en la zona de alta densidad del plasma, donde la mayoría de los átomos se encuentran en estado de parcial ionización (de acuerdo a la distribución de Saha explicada en (3.8)), o en el interior del blanco sólido. Como se comentaba en la secciones anteriores, la materia atómica se encuentra cuantizada en niveles energéticos en los que se sitúan los electrones. Un electrón acelerado por el láser que posea la energía adecuada, al toparse con uno de estas especies iónicas, puede ser absorbido en una de sus líneas energéticas vacías emitiendo un fotón (rayo X) de la energía correspondiente. Alternativamente, uno de los electrones del haz puede excitar, a costa de su propia energía, un electrón en uno de los niveles atómicos a otro de mayor energía. Poco después este electrón excitado decaerá a su nivel inicial (o a otro que esté desocupado) emitiendo un fotón característico en el proceso.

En el caso de la interacción con el blanco sólido, un electrón, si posee la suficiente energía, es capaz de arrancar uno de los electrones atómicos durante una colisión. Al quedar un hueco en uno de los niveles energéticos, los electrones de las capas superiores decaerán al estado de menor energía, dando lugar a una cascada de fotones de energía correspondiente a la de la diferencia de los niveles. En función de la capa inicial y final, estas transiciones reciben una nomenclatura concreta. Si el nivel final es el de más baja energía (el más interno o fundamental) las transiciones serán de tipo K, si es el segundo, L, y así M, N... Asimismo, si la transición corresponde a un salto de un nivel de diferencia recibirá el apellido  $\alpha$ , para dos niveles será  $\beta$  y para los siguientes  $\gamma$ ,  $\delta$ ... De esta manera se pueden tener líneas espectrales  $K_\alpha$ ,  $K_\beta$ ,  $L_\alpha$ , etc.

Dado que cada material posee una estructura de niveles atómicos diferente, los rayos X resultantes conformarán un espectro con unas líneas energéticas características. En los experimentos de interacción láser-plasma, en el rango de intensidades en el que se opera la mayoría de los electrones tendrá energía suficiente como para arrancar los electrones más internos, y por tanto las transiciones de tipo  $K_\alpha$  y  $K_\beta$  serán las más intensas. Idealmente, el espectro de fotones resultante está compuesto por líneas discretas a las energías de las transiciones. Sin embargo, debido a los diversos mecanismos de ensanchamiento de línea desarrollados en la sección 2, en la práctica se obtienen distribuciones de tipo gaussiano o lorentziano centradas en este valor de energía. Debido a que la emisión se produce cuando los electrones de las capas superiores decaen a las inferiores este proceso tiene lugar con un cierto retardo temporal, determinado por los tiempos de decaimiento de los niveles energéticos. Se han realizado estudios para caracterizar este tiempo de retardo en función de parámetros del láser, como su intensidad o longitud de onda, y del blanco, como su grosor [66].

Para cada tipo de transición que dé lugar a una línea, es posible estimar el número de fotones generados a partir del espectro de electrones incidente y la sección eficaz de conversión. Así, para una línea espectral ( $K_\alpha$ ,  $K_\beta$ , etc) se tiene [35][67]

$$N_K = N l w_K P_K \int_0^{E_c} \frac{dn_e(E)}{dE} \sigma_K(E) dE \quad (4.49)$$

con

$$N = N_A \frac{\rho}{A}, \quad (4.50)$$

donde  $N$  es la densidad atómica, dependiente del número de Avogadro  $N_A$ , la densidad material  $\rho$  y el número másico  $A$ ;  $l$  es la anchura del blanco,  $w_K$  es la probabilidad de desexcitación a través de emisión radiativa y  $P_K$  es la probabilidad de transición de la línea considerada. El límite de integración  $E_c$  corresponde a la energía de corte del haz de electrones, esto es, la energía máxima que presenta. La sección eficaz  $\sigma_K$  representa la probabilidad de ionización del nivel energético correspondiente por un electrón de energía  $E$ , y  $n_e$  caracteriza la distribución de los electrones incidentes, de acuerdo a (4.37) o (4.46). Por tanto, para las líneas  $K_\alpha$  y  $K_\beta$ , más intensas, se empleará la sección eficaz de ionización del nivel fundamental y las probabilidades correspondientes a las transiciones  $\alpha$  y  $\beta$ , respectivamente

El segundo proceso que puede tener lugar es la emisión de radiación de frenado o Bremsstrahlung. Al desplazarse por el material en presencia de los campos eléctricos atómicos, los electrones experimentarán colisiones inelásticas y perderán energía. Estas pérdidas darán lugar a una desaceleración que se traducirá en la emisión de radiación (rayos X).

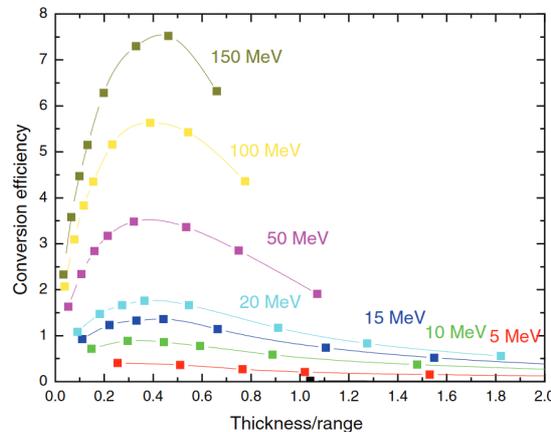
Debido a la alta dependencia de la generación de Bremsstrahlung con el número atómico  $Z$  del medio, como se puede apreciar en el poder de frenado radiativo (cantidad de energía depositada en el medio por medios radiativos, por unidad de distancia recorrida) según la fórmula de Bethe-Bloch

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \frac{r_0^2 N E Z (Z+1)}{137} \left(4 \ln \frac{2E}{m_e c^2} - \frac{4}{3}\right), \quad (4.51)$$

con

$$r_0 = \frac{e^2}{m_e c^2}, \quad (4.52)$$

– donde  $r_0$  es el radio clásico del electrón y  $N$  de nuevo la densidad atómica del medio–, será más eficiente la elección de materiales con alto  $Z$ . De esta forma, los electrones se frenarán más rápidamente en el material. Sin embargo, si los electrones son demasiado energéticos conseguirán traspasarlo con poca interacción, motivo por el cual el Bremsstrahlung decae a altas energías.



**Fig. LP10:** Eficiencia de generación de Bremsstrahlung en función del espesor de un blanco de Ta para distintas energías del haz de electrones. Simulaciones: [68].

Como se ha visto, la radiación Bremsstrahlung depende de la energía del electrón y de las propiedades del material, pero también queda determinado por la anchura del blanco en el que se genera. Se puede estimar la anchura óptima como la mitad del alcance de los electrones en el medio [68]. El alcance, definido como la distancia que recorre una partícula cargada en el interior de un material hasta que su energía se anula, se puede obtener de

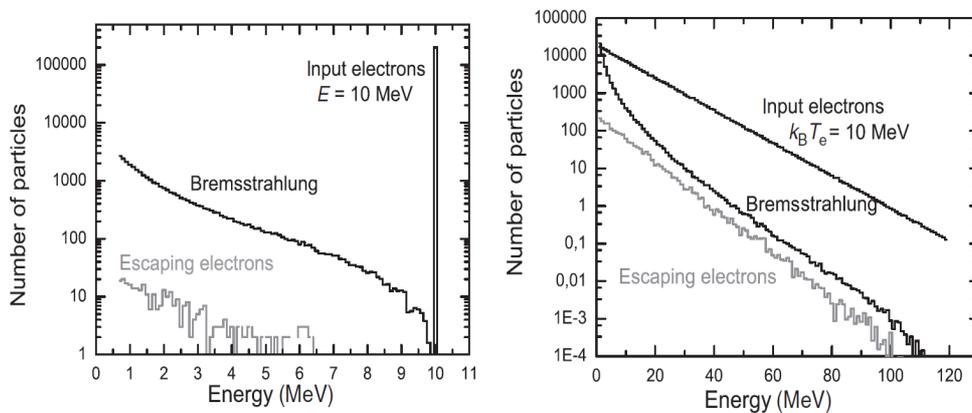
$$X(E_e) = X_0 + \int_{E_0}^{E_e} (dE/dx)^{-1} dE, \quad (4.53)$$

siendo  $E_0$  el valor mínimo de energía para el que es válida la fórmula de Bethe-Bloch y  $X_0$  la distancia recorrida desde  $E_0$  hasta que la partícula se detiene.  $(dE/dx)$  representa en (4.53) tanto al poder de frenado radiativo (4.51) como al colisional, mediante el cual las pérdidas de energía no se emiten en forma de rayos X sino que se transmiten al medio (átomos) mediante colisiones. En la **Fig. LP10** se exponen los resultados de una simulación Monte Carlo [68] en los que se puede apreciar que, para varios valores de energía del haz de electrones, la máxima eficiencia de fotones emitidos se consigue para anchuras de 0,4 – 0,5 veces el alcance de los electrones en el blanco material.

A diferencia del espectro de fotones discreto de los rayos X característicos, en el caso del Bremsstrahlung éste es continuo. Tanto si el haz de electrones incidente es cuasi-monoenergético como si posee las distribuciones de tipo maxwelliano comentadas, el espectro Bremsstrahlung puede considerarse en buena aproximación como un decaimiento exponencial de tipo Boltzmann [61]

$$dn_\gamma(E_\gamma) = n_{\gamma 0} e^{-E_\gamma/K_B T_\gamma}. \quad (4.54)$$

La constante  $n_{\gamma 0}$  corresponde a la normalización, mientras que  $E_\gamma$  y  $T_\gamma$  representan la energía y la temperatura de los fotones. La **Fig. LP11** muestra los resultados de una simulación Monte Carlo [26] para ambos casos. Para un espectro monoenergético de electrones el flujo o el número de fotones decae conforme aumenta la energía de los mismos (la sección eficaz diferencial es mayor para bajas energías de salida [68]), siendo la energía máxima posible la del haz de electrones. Por ello, en un perfil Maxwell-Boltzmann electrónico, para cada valor de energía inicial aparece un decaimiento de este tipo. La superposición al continuo de todas las energías del perfil da lugar a un nuevo espectro Maxwell-Boltzmann para los fotones gamma (**Fig. 5**).



**Fig. LP11:** Espectro Bremsstrahlung para un blanco de Ta de 5 mm de espesor para dos distribuciones de electrones: monoenergética  $E_e = 10$  MeV (izquierda) y tipo Maxwell-Boltzmann con  $K_B T = 10$  MeV (derecha). Simulaciones: [26].

Esta distribución, al igual que para los rayos X característicos, puede estimarse a partir de la distribución de electrones y la sección eficaz asociada al proceso. En la mayoría de los experimentos [69], sin embargo, el planteamiento se realiza a la inversa: se ajusta el espectro de fotones medido a una función de tipo (4.54) y a partir de él se calculan características del espectro de electrones y la interacción láser-plasma. Mediante la fórmula [61][69]

$$dn_{\gamma} = dE_{\gamma} N l \int_{E_{\gamma}}^{E_c} \frac{dn_e(E)}{dE} \frac{\sigma_{\gamma}(E, E_{\gamma})}{dE_{\gamma}} dE \quad (4.55)$$

se puede obtener una expresión para la distribución de fotones resultante. En ella,  $\sigma_{\gamma}$  representa ahora la sección eficaz diferencial de generación de Bremsstrahlung, es decir, la probabilidad de que un electrón de energía  $E$  produzca, a través de este proceso, un fotón de energía  $E_{\gamma}$ . En [68] J. Galy indica que esta magnitud posee una dependencia cuadrática con el número atómico, lo cual es coherente con lo mencionado en los párrafos anteriores. La anchura del blanco  $l$ , en este caso, puede tomarse como el valor óptimo calculado a partir de (4.53) y que se mostraba en la **Fig. LP10**. Tal como se ha indicado, el resultado de este cálculo puede ajustarse a una función de tipo Boltzmann, para el que la temperatura de los fotones dependerá de la de los electrones y diversos parámetros, cumpliéndose  $T_{\gamma} < T_{hot}$ . El número total de fotones Bremsstrahlung producidos puede obtenerse integrando la expresión (4.55) a todas las energías de los mismos, según

$$N_{\gamma} = \int_0^{E_c} \frac{dn_{\gamma}}{dE_{\gamma}} dE_{\gamma} \quad (4.56)$$

En este caso  $E_c$  corresponde también a la energía de corte de los fotones, ya que un electrón con  $E_c$ , valor máximo, no es capaz de generar fotones de energía mayor.

De esta manera concluyen las secciones sobre los fundamentos de la interacción láser-plasma, partiendo de las características que definen los láseres y los plasmas hasta llegar a los espectros de electrones y fotones que generan y que se pueden medir en los laboratorios. En lo sucesivo, se expondrán los resultados de los experimentos y las simulaciones realizados, así como su tratamiento y análisis, con el fin de determinar algunas de las propiedades mencionadas. Finalmente se compararán con una estimación realizada en base a los fundamentos aquí desarrollados y de ello se extraerá su validez.

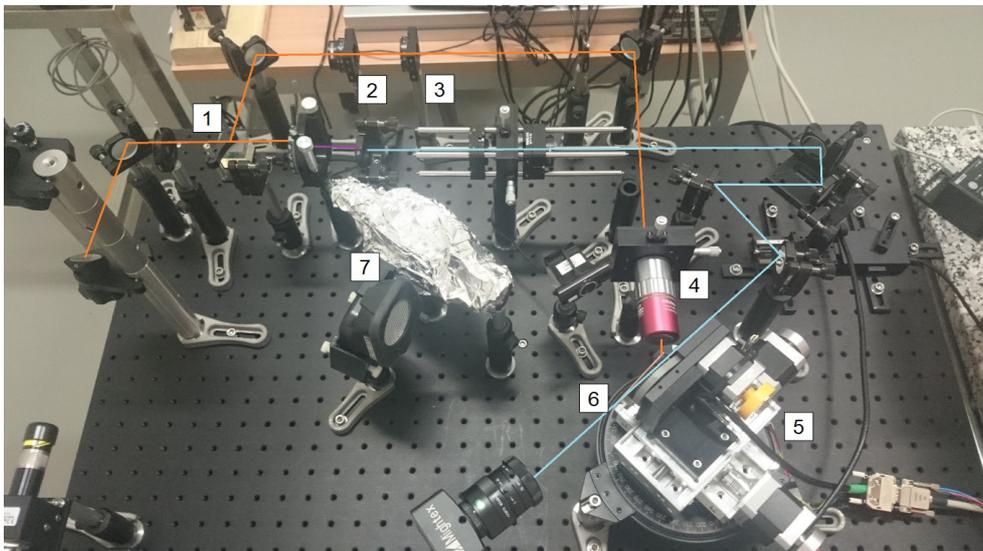
## 5. Medidas experimentales

### 5.1 Montaje experimental

Los experimentos se han llevado a cabo en el laboratorio L2A2 de la Facultad de Física de la Universidad de Santiago de Compostela (USC). En ellos, se han medido los espectros de rayos X resultantes de incidir con un láser ultraintenso sobre láminas de diversos materiales: zinc (Zn), níquel (Ni), molibdeno (Mo), cobre (Cu) y aluminio (Al).

El montaje experimental utilizado se muestra en la **Fig. Exp1**. El haz láser principal naranja que proviene de la izquierda, según la perspectiva de la imagen, incide en primer lugar sobre un divisor de haz (1) de tipo 10T:90R, que lo divide en dos componentes secundarias. Una de ellas (azul), correspondiente al 10% del haz inicial, se transmite a través del elemento y se redirige mediante un sistema de espejos para pasar rasante a la lámina. Tras esto es recogida por una cámara. Este haz constituye una línea de retardo y además de no intervenir en la interacción no está presente durante los experimentos, por lo que no se tendrá en cuenta.

El haz secundario reflejado (naranja), que contiene el 90% del haz principal, se redirige entonces a una lámina de media onda (2) o  $\lambda/2$  y un polarizador P (3). Una lámina de media onda es un elemento óptico que introduce un desfase de  $\pi$  en una de las componentes de polarización de una onda electromagnética. Un polarizador de tipo P, por otro lado, sólo permite el paso de aquellas ondas con polarización lineal de tipo P. Así, variando el ángulo en la lámina  $\lambda/2$  es posible regular el estado de polarización del haz, y junto con el polarizador constituye un mecanismo para controlar la potencia del mismo, entre unos valores máximo y mínimo.



**Fig. Exp1:** Elementos del montaje experimental: divisor de haz (1), lámina de media onda (2), polarizador P (3), microscopio (4), mecanismo de rotación (5), lámina blanco (6) y detector (7).

A continuación el haz se dirige a un microscopio (4) que focaliza el haz láser en un punto de la lámina blanco (6) de tamaño micrométrico. Dado que los experimentos no se limitan a un pulso del láser sino que tienen lugar en un intervalo de tiempo con una tasa de repetición, tras cada pulso la superficie del blanco queda horadada y la interacción con los siguientes no se produce en las mismas condiciones geométricas. Si el blanco es lo suficientemente fino, al cabo de varias repeticiones es capaz de atravesarlo. Por ello, dicha lámina se encuentra equipada sobre un mecanismo de rotación (5) impulsado por un motor

que la va haciendo girar de tal forma que el láser incide a cada instante sobre la superficie plana sin deteriorar del blanco. De esta manera en todo momento el preplasma que se genera presenta las mismas propiedades.

Así, en el punto focal del láser sobre la lámina se genera el plasma que emite, por los diversos mecanismos comentados, rayos X. Éstos fotones son recogidos por el detector (7), que se encuentra a una distancia y ángulo determinados del blanco.

En cuanto al láser empleado en los experimentos, sus parámetros se muestran en la **Tabla E1**. Mediante la lámina de media onda y el polarizador se logra una onda P-polarizada cuya potencia promediada por segundo puede variar entre 70 y 650 mW en función del ángulo con el que se coloque la lámina  $\lambda/2$ . Conociendo la tasa de repetición del láser, la energía contenida en cada pulso se puede calcular fácilmente como

$$E_p = \frac{70-650 \text{ mJ}}{\text{s}} \cdot \frac{1}{1000 \text{ s}^{-1}} = 0,07-0,65 \text{ mJ} \quad . \quad (5.1)$$

Para una duración del pulso de 35 fs, la potencia máxima (para 0,65 mJ) que puede producir cada uno de ellos resulta ser  $P_p = 1,857 \cdot 10^{10} \text{ W}$ , mientras que la mínima (0,07 mJ),  $P_p = 2,0 \cdot 10^9 \text{ W}$ .



**Fig. Exp2:** Elementos del sistema de detección: atenuador (1), colimador (2) y detector (3). Se muestran separados (arriba) y en la configuración de medida (abajo).

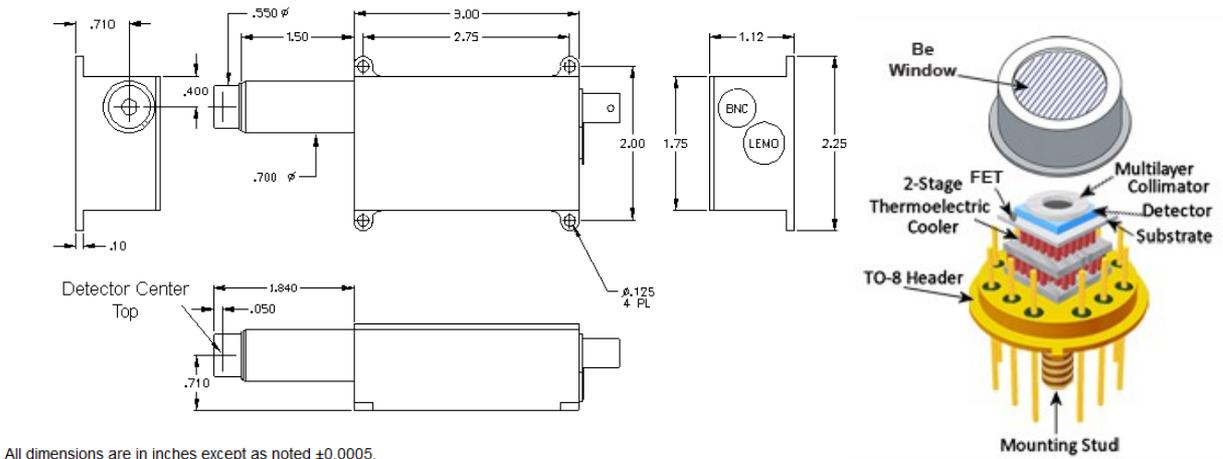
El microscopio empleado focaliza el haz láser sobre la lámina en un punto de unos  $4 \mu\text{m}$  de diámetro. Dado que el blanco se ha situado en todos los experimentos de tal forma que la incidencia suceda a  $45^\circ$  respecto la normal, el tamaño efectivo del punto de incidencia es una elipse de radios  $a = 5,66 \mu\text{m}$  y  $b = 4 \mu\text{m}$ . Por tanto, la intensidad del haz en el punto focal oscila entre  $2,81 \cdot 10^{15}$  y  $2,61 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$  en cada pulso.

**Tabla E1:** Parámetros del láser empleado.

Longitud de onda	800 nm
Duración del pulso	35 fs
Tasa de repetición	1 KHz
Ancho de banda	80 nm

El sistema de detección empleado para registrar los rayos X está compuesto por varios elementos, tal como se muestra en la **Fig. Exp2**. Éstos son:

1. Atenuador de aluminio de 0,3 mm de espesor. Se coloca delante del detector para reducir la llegada de fotones, principalmente aquellos que poseen bajas energías, ya que los más energéticos son capaces de atravesarlo sin sufrir atenuación apreciable.
2. Colimador de aluminio de 15 mm de diámetro y 4,95 mm de espesor. Posee una abertura circular en su centro de 1,5 mm de diámetro. Se coloca entre el detector y el atenuador y homogeneiza las direcciones de los fotones que llegan al detector. Permite el paso de la radiación a través de su abertura central y bloquea los fotones que inciden en el resto de su superficie.
3. Detector Amptek XR-100T-CdTe [70]. Consta de un preamplificador, un sistema de enfriamiento y una lámina detectora de fotones de CdTe de 3x3x1 mm. En la **Fig. Exp3** se muestra un esquema de su construcción.



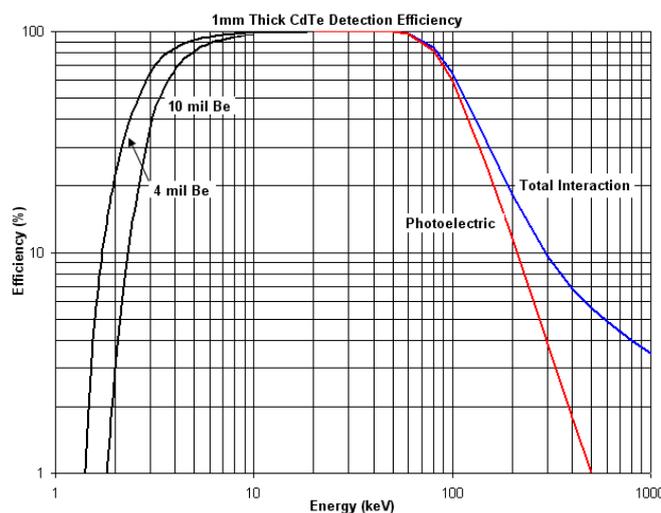
**Fig. Exp3:** Esquema geométrico del Ampek XR-100T-CdTe (izquierda) y de su cabezal (derecha) que contiene la lámina detectora CdTe.

La inclusión del atenuador permite reducir la saturación del detector en el rango de bajas energías así como problemas de *pile-up*. El *pile-up* tiene lugar cuando dos o más partículas llegan al detector y son detectadas en el mismo instante de tiempo. En la práctica corresponde a un intervalo de tiempo denominado *dead time* o tiempo muerto tras la primera detección durante el cual, si incide otra u otras partículas sobre el detector, éste no es capaz de diferenciarlas y dará una señal correspondiente a la suma parcial o total de las individuales de cada partícula. Pueden tener lugar *pile-ups* dobles, triples, etc siendo menos probables con cada partícula adicional que se considera. En los experimentos realizados la escala de tiempos es del orden de los femtosegundos, mucho menor que el tiempo muerto del detector empleado, por lo que es frecuente que tengan lugar estos

procesos de apilamiento. Bajo unas condiciones experimentales concretas se pueden ver en los espectros como picos al doble, triple, etc de la energía de las líneas características de rayos X. En los experimentos realizados, sin embargo, se han tratado de minimizar al máximo y por simplicidad no serán considerados.

El detector Amptek XR-100T-CdTe es un detector de tipo semiconductor, lo cual lo convierte en una buena opción para la detección de rayos X por su buena resolución energética. Gracias a su alto número atómico  $Z$  favorecen considerablemente el efecto fotoeléctrico, mecanismo en el que se basa la detección. Su rango de detección comprende desde los pocos KeV hasta varias centenas de KeV. La curva de eficiencia que presentan se muestra en la **Fig. Exp4**. Como se puede ver, en el rango de los experimentos realizados (10-130 KeV) la eficiencia es máxima [70-71]. La resolución energética en este intervalo es inferior a 1,2 KeV de FWHM (anchura a media altura, por sus siglas en inglés).

En la **Fig. Exp1** del montaje experimental se ve que el detector se ha recubierto, manteniendo abierta la ventana del atenuador, con una capa de papel de aluminio, principalmente para reducir el ruido electrónico y una parte del fondo que podría alcanzar el detector.



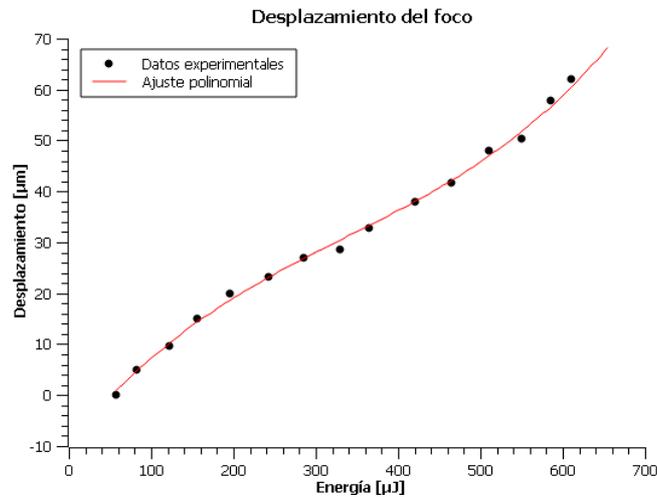
**Fig. Exp4:** Curva de eficiencia del detector Amptek XR-100T-CdTe empleado en función de la energía de los fotones incidentes [70].

Retomando la configuración experimental realizada, el detector se sitúa a una distancia de entre  $d = 10 - 20$  cm respecto al punto de incidencia del láser sobre la lámina. Esta distancia se cuenta entre este punto y el colimador, colocándose posteriormente el atenuador delante del mismo. El ángulo con respecto a la normal de la lámina puede variar entre  $\theta = 5 - 50^\circ$ .

Como se expuso en la sección 4, en el rango de altas intensidades en el que tiene lugar la interacción láser-plasma, la posición de la cintura de haz del sistema sobre la que se enfoca el láser mediante el microscopio puede variar debido al efecto Kerr óptico, dependiente de la intensidad. Puede darse el caso en el que, debido a este autoenfocado, el plasma se genere sobre el aire anterior a la lámina y no se genere el haz de rayos X buscado. Por ello, ha de ser corregido variando la posición de la lámina en función de la intensidad (o energía) de láser, regulada mediante la lámina de media onda. Para este propósito el motor encargado de la rotación del blanco es capaz de desplazarse además, con precisión de décimas de micrómetro, en la dirección normal a la lámina en ambos sentidos.

**Tabla E2:** Valores del desplazamiento del punto focal  $\Delta x_F$  del láser en función de su energía por pulso  $E_p$  y la apertura de la lámina  $\lambda/2$ .

$\lambda/2$ [°]	$E_p$ [ $\mu\text{m}$ ]	$\Delta x_F$ [ $\mu\text{m}$ ]
24	654	66,43
30	610	62,09
33	585	57,86
35	550	50,37
38	510	48,12
40	465	41,77
42	420	37,95
44	365	32,73
46	330	28,68
48	285	26,96
50	242	23,23
52	196	19,85
54	156	15,04
56	122	9,73
58	83	4,95



**Fig. Exp5:** Curva de desplazamiento del punto focal del láser en función de su energía por pulso. Los datos experimentales se han ajustado a un polinomio de tercer grado.

La **Tabla E2** muestra el desplazamiento del foco para varios valores de intensidad incidente, dados como energía por pulso del haz para una cierta apertura de la lámina  $\lambda/2$ . Estos valores se ha representado en la **Fig. Exp5**. Como se puede ver, la curva resultante admite un ajuste polinomial de tercer grado

$$\Delta x_F = A E_p^3 + B E_p^2 + C E_p + D \quad , \quad (5.2)$$

cuyos parámetros dan como resultado

$$A = (3,5 \pm 0,6) \cdot 10^{-7} \mu\text{m}/\mu\text{J}^3 ; \quad B = (-3,6 \pm 0,7) \cdot 10^{-4} \mu\text{m}/\mu\text{J}^2$$

$$C=0,20\pm 0,02\mu\text{m}/\mu\text{J}; D=-9,7\pm 1,8\mu\text{m}.$$

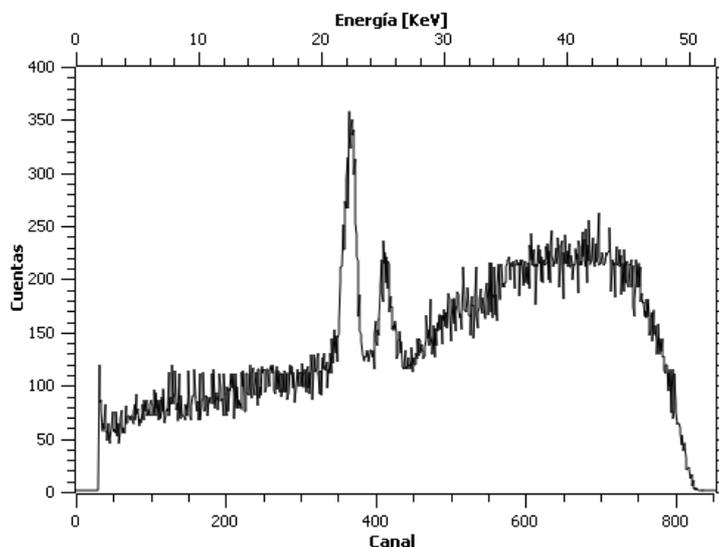
De esta manera, en los experimentos para la medida de rayos X se ha corregido este mecanismo desplazando el motor en función del ángulo de la lámina de media onda con que se ha realizado.

La posición inicial del blanco se ha colocado de tal manera que el punto focal (o cintura de haz) no se encuentre en su superficie sino ligeramente en su interior, manteniendo dicha superficie dentro de la longitud de Rayleigh del sistema (La **Fig. Ls5** mostraba un esquema geométrico del foco de un sistema de lentes con sus parámetros, útil para visualizar esta situación). De no ser así, las fluctuaciones en la energía producidas por el láser serían lo suficientemente intensas como para ionizar el aire en las inmediaciones de la cintura de haz dando lugar a malos resultados.

## 5.2 Resultados experimentales

Empleando los elementos y la configuración expuestas en el apartado anterior, se han medido los espectros de rayos X producidos en el plasma por la incidencia del láser sobre láminas de distintos materiales: Mo, Zn, Ni, Al y Cu. Las dimensiones de las láminas son 6x6cm y un grosor de 1 mm para las de Mo y Cu, 0,25 mm para las de Ni y Zn, y 900 nm para la de Al. En todas las medidas, el tiempo de exposición es de 200 s.

En primer lugar se ha realizado una calibración del sistema experimental empleando una muestra de plata (Ag) de la que se conocen dos de sus líneas de emisión atómicas a 22,16 y 24,94 KeV. Con ello se pretende asociar a cada uno de los 2048 *bines* (canales) del espectro el valor de energía correspondiente. La **Fig. Exp6** muestra el espectro registrado en el que se pueden apreciar los picos mencionados en los canales 365,45 y 412,92, respectivamente. Es posible tomar como tercer punto el punto de corte del espectro, a 50 KeV y en el canal 819. La calibración resultante, de tipo lineal, corresponde a una recta con pendiente  $m = 0,0615 \pm 0,0003$  KeV/canal y una ordenada en el origen  $n = -0,4 \pm 0,2$  KeV.



**Fig. Exp6:** Espectro de fotones medido para un blanco de plata (Ag). A partir de sus picos a 22,16 KeV y 24,94 KeV y el punto de corte a 50 KeV se ha realizado la calibración energética.

Para la lámina de Molibdeno (Mo), los datos de las medidas realizadas, así como los espectros obtenidos, se muestran en la **Tabla E3** y la **Fig. Exp7**, donde  $\lambda/2$  representa de nuevo la apertura de la lámina de media onda,  $P$  la potencia promediada en un segundo

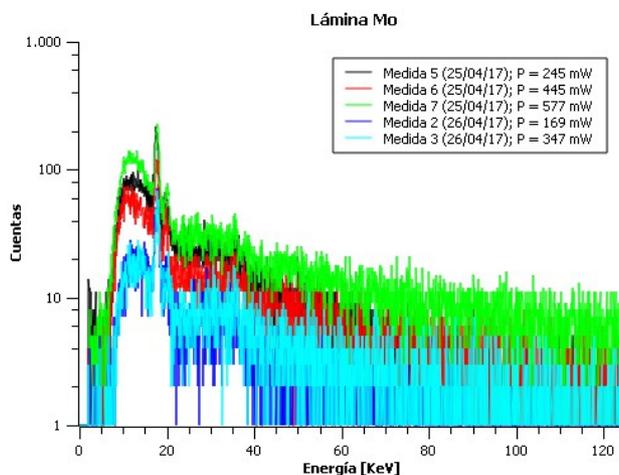
alcanzada por el láser para dicha apertura,  $I_p$  la intensidad por pulso en el punto focal y  $\theta$  y  $d$  el ángulo y la distancia blanco – detector, respectivamente.

Los mismos resultados para el blanco de zinc (Zn) se recogen en la **Tabla E4** y en la **Fig. Exp8**. La **Tabla E5** y la **Fig. Exp9** engloban los datos tomados para la lámina de níquel (Ni) mientras que para el caso con aluminio (Al) éstos se muestran en la **Tabla E6** y la **Fig. Exp10**. Finalmente, los espectros procedentes del cobre (Cu) y sus parámetros quedan recogidos en la **Tabla E7** y la **Fig Exp11**. En este último caso en lugar del colimador mencionado en el apartado anterior se ha empleado uno de 2,12 mm de espesor y un orificio central de 1,3 mm de diámetro.

En los espectros obtenidos se pueden observar los picos de los rayos X característicos de cada material, salvo en el caso del aluminio para el que son demasiado poco energéticos y el detector no es capaz de resolverlos. Comparándolos con los valores teóricos recogidos en la **Tabla E8** se puede ver que coinciden con buena aproximación con las transiciones de tipo  $K_\alpha$  y  $K_\beta$ , de mayor intensidad, de cada blanco.

**Tabla E8:** Energías de las transiciones K de los materiales empleados en los experimentos.

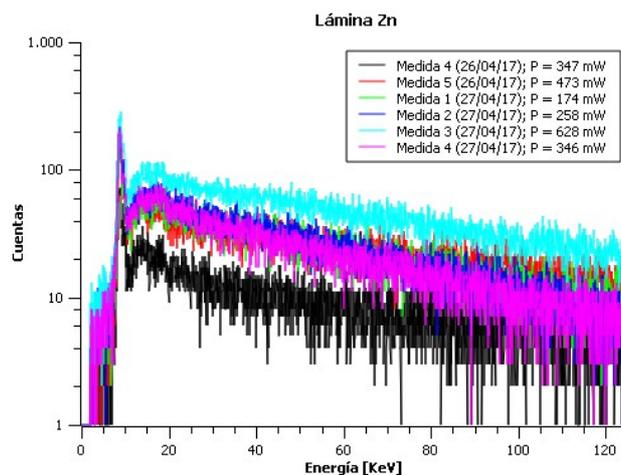
Material	$K_\alpha$ [KeV]	$K_\beta$ [KeV]
Mo	17,478	19,607
Zn	8,638	9,571
Ni	7,477	8,264
Al	1,487	1,553
Cu	8,047	8,904



**Fig. Exp7:** Espectros de rayos X obtenidos para la lámina de Mo para cada una de las medidas realizadas.

**Tabla E3:** Parámetros de cada medida tomada para la lámina de molibdeno (Mo).

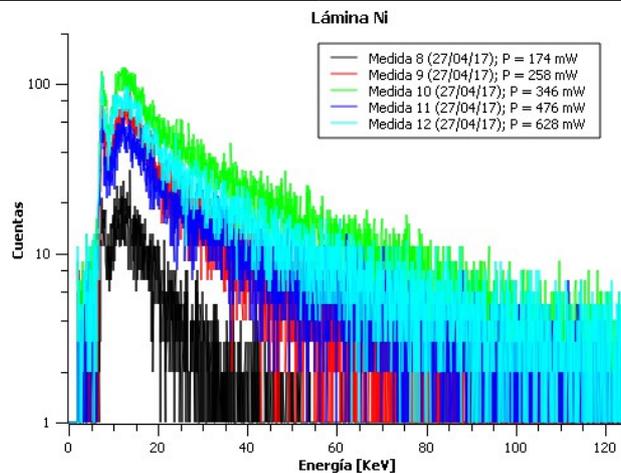
Medida	$\lambda/2$ [°]	P [mW]	$\theta$ [°]	d [cm]	I [W/cm <sup>2</sup> ]
5 (25/04/17)	40	245	49,29	17,5	$9,8 \cdot 10^{15}$
6 (25/04/17)	50	445	49,29	17,5	$1,8 \cdot 10^{16}$
7 (25/04/17)	63	577	49,29	17,5	$2,3 \cdot 10^{16}$
2 (26/04/17)	36	169	20,87	17,5	$6,8 \cdot 10^{15}$
3 (26/04/17)	44	347	20,87	17,5	$1,4 \cdot 10^{16}$



**Fig. Exp8:** Espectros de rayos X obtenidos para la lámina de Zn para cada una de las medidas realizadas.

**Tabla E4:** Parámetros de cada medida tomada para la lámina de zinc (Zn).

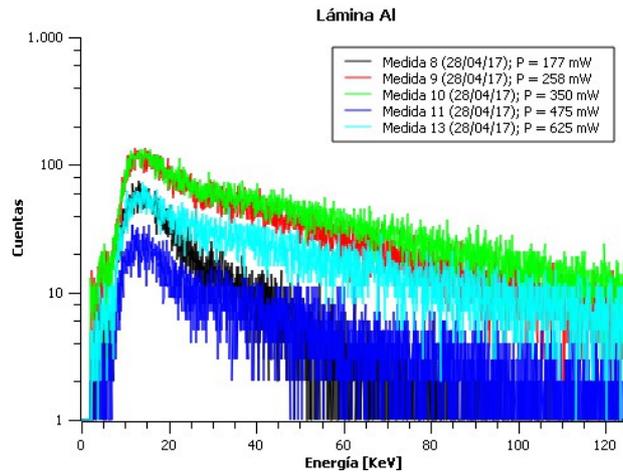
Medida	$\lambda/2$ [°]	P [mW]	$\theta$ [°]	d [cm]	I [ $W/cm^2$ ]
4 (26/04/17)	44	347	20,87	17,5	$1,4 \cdot 10^{16}$
5 (26/04/17)	50	473	20,87	17,5	$1,9 \cdot 10^{16}$
1 (27/04/17)	36	174	20,87	17,5	$7,0 \cdot 10^{15}$
2 (27/04/17)	40	258	20,87	17,5	$1,0 \cdot 10^{16}$
3 (27/04/17)	63	628	20,87	17,5	$2,5 \cdot 10^{16}$
4 (27/04/17)	44	346	20,87	17,5	$1,4 \cdot 10^{16}$



**Fig. Exp9:** Espectros de rayos X obtenidos para la lámina de Ni para cada una de las medidas realizadas.

**Tabla E5:** Parámetros de cada medida tomada para la lámina de níquel (Ni).

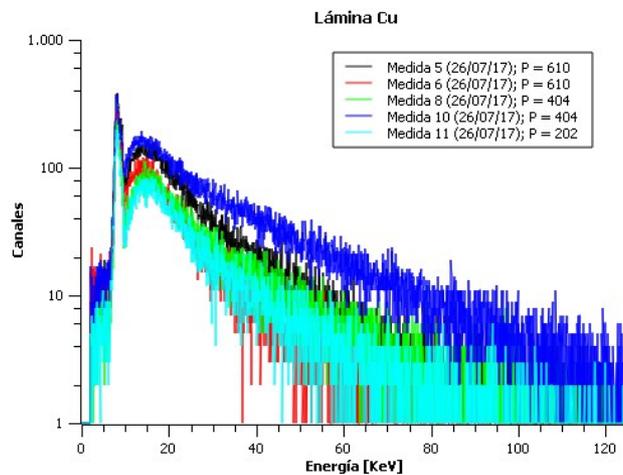
Medida	$\lambda/2$ [°]	P [mW]	$\theta$ [°]	d [cm]	I [ $W/cm^2$ ]
8 (27/04/17)	36	174	20,87	17,5	$7,0 \cdot 10^{15}$
9 (27/04/17)	40	258	20,87	17,5	$1,0 \cdot 10^{16}$
10 (27/04/17)	44	346	20,87	17,5	$1,4 \cdot 10^{16}$
11 (27/04/17)	50	476	20,87	17,5	$1,9 \cdot 10^{16}$
12 (27/04/17)	63	628	20,87	17,5	$2,5 \cdot 10^{16}$



**Fig. Exp10:** Espectros de rayos X obtenidos para la lámina de Al para cada una de las medidas realizadas.

**Tabla E6:** Parámetros de cada medida tomada para la lámina de aluminio (Al).

Medida	$\lambda/2$ [°]	P [mW]	$\theta$ [°]	d [cm]	I [W/cm <sup>2</sup> ]
8 (28/04/17)	36	177	20,87	17,5	$7,0 \cdot 10^{15}$
9 (28/04/17)	40	258	20,87	17,5	$1,0 \cdot 10^{16}$
10 (28/04/17)	44	350	20,87	17,5	$1,4 \cdot 10^{16}$
11 (28/04/17)	50	475	20,87	17,5	$1,9 \cdot 10^{16}$
13 (28/04/17)	63	625	20,87	17,5	$2,5 \cdot 10^{16}$



**Fig. Exp11:** Espectros de rayos X obtenidos para la lámina de Cu para cada una de las medidas realizadas.

**Tabla E7:** Parámetros de cada medida tomada para la lámina de cobre (Cu).

Medida	$\lambda/2$ [°]	P [mW]	$\theta$ [°]	d [cm]	I [W/cm <sup>2</sup> ]
5 (26/07/17)	24	610	15,98	19,7	$2,5 \cdot 10^{16}$
6 (26/07/17)	24	610	15,98	19,7	$2,5 \cdot 10^{16}$
8 (26/07/17)	40	404	15,98	19,7	$1,6 \cdot 10^{16}$
10 (26/07/17)	40	404	15,98	19,7	$1,6 \cdot 10^{16}$
11 (26/07/17)	50	202	15,98	19,7	$8,1 \cdot 10^{15}$

Además de estas líneas energéticas, en los espectros aparece un continuo debido al Bremsstrahlung, con un comportamiento apreciable de exponencial decreciente (distribución de tipo Boltzmann). Como se comentaba en las secciones anteriores, distintos valores de intensidad de láser darán lugar a distintas temperaturas de la distribución maxwelliana de electrones, que a su vez generarán un espectro de fotones con una temperatura diferente, según los desarrollos explicados. Este es el origen de las distintas pendientes que presentan los espectros experimentales para cada material.

## 6. Simulaciones

Se han realizado simulaciones Monte Carlo mediante PenEasy, versión del código PENELOPE [72-74], de la configuración experimental expuesta. Este código, programado en FORTRAN77, emplea algoritmos de tipo Monte Carlo para realizar simulaciones de la propagación e interacción de fotones, electrones y positrones con la materia. Para ello cuenta con una serie de subprogramas con los que es posible generar una determinada geometría (la del experimento, en este caso), definir los materiales con sus propiedades correspondientes, asignarlos a los distintos elementos del montaje y personalizar la fuente emisora de partículas, atendiendo a su posición, tamaño, distribuciones angular y energética y tipo de partícula. El rango de energías permitido para estas partículas es desde los pocos KeV hasta aproximadamente 1 GeV, lo cual es compatible con las posibilidades experimentales. La interacción radiación-materia se simula a través de la generación de números aleatorios (Monte Carlo) considerando todos los procesos que pueden tener lugar: efecto fotoeléctrico, creación de pares, efecto Compton... para fotones; radiación Bremsstrahlung, pérdidas colisionales, aniquilación de pares... para electrones y positrones. Tras cada paso (*step*) de la simulación, se genera una ristra de números aleatorios que determina, en base a unas probabilidades dadas por unas secciones eficaces, si la partícula experimenta algún tipo de interacción y de qué tipo, y magnitudes como su dirección y energía.

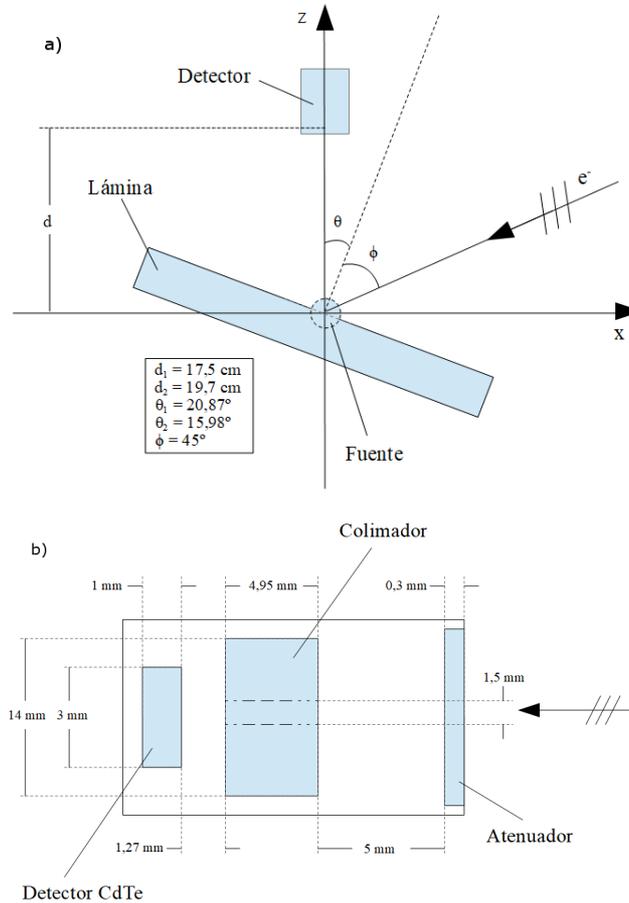
Mediante estas simulaciones se intentarán obtener unos espectros equivalentes a los experimentales para haces de electrones monoenergéticos. Posteriormente, empleando el algoritmo genético desarrollado en el apartado 6.3, se tratarán estos espectros y se compararán con los medidos, comprobando si a través de una combinación de los primeros se pueden obtener los segundos. Para ello se partirá de la configuración experimental inicial, de la que se harán modificaciones con el objetivo de optimizar las simulaciones en tiempo y resultados. En esta sección se pretenderá justificar las simulaciones realizadas, así como analizar los resultados obtenidos.

### 6.1 Geometrías

La geometría inicial empleada se muestra en **Fig. Sim1a** y **Fig. Sim1b** (no a escala). Sus elementos, generados sobre un entorno de aire, se enumeran a continuación:

- Una lámina del material correspondiente (Mo, Zn, Ni, Al o Cu) de 6x6cm situada de tal manera que el centro de una de sus superficies sea el origen de coordenadas del espacio de la simulación. El espesor de la misma se ha escogido para coincidir con los experimentales (1 mm para Mo y Cu, 0,25 mm para Ni y Zn y 900 nm para Al). En cuanto a su orientación, colocada inicialmente con el eje Z como vector normal, se ha rotado respecto a éste un ángulo  $\theta = 15,98^\circ$  para el Cu y  $\theta = 20,87^\circ$  para el resto.
- Una fuente de electrones monoenergética esférica de 4  $\mu\text{m}$  de diámetro colocada en el origen de coordenadas. En el código PenEasy se ha impuesto que tan solo se emitan partículas en aquellos puntos de la fuente situados en el interior del material de la lámina. Por tanto, la fuente real constituye la semiesfera en la que ambos intersectan. En la superficie de la lámina ésto resulta en un círculo de 4  $\mu\text{m}$  de diámetro, muy similar al punto focal alcanzado en los experimentos.
- El conjunto del detector situado en el eje Z a una distancia  $d$  del origen de coordenadas y orientado hacia éste. Este parámetro se ajustará para coincidir con el experimental (17,5 cm o 19,7 cm) aunque posteriormente se variará para estudiar la respuesta del sistema a estos cambios. El conjunto (**Fig. Sim1b**) estará

compuesto por un prisma de 3x3x1 mm de CdTe (detector) antecedido por un disco de 4,95 mm de espesor de Al (colimador) de 1,5 cm de diámetro con una abertura en el centro de 1.5 mm de diámetro, y por una lámina de Al de 0,3 mm de grosor (atenuador). El colimador se situará a 1,27 mm del detector y el atenuador a 5 mm del colimador. Se recuerda que la distancia  $d$  estará comprendida entre el centro del la fuente emisora y el colimador.



**Fig. Sim1:** Geometría inicial empleada en las simulaciones (no a escala) del sistema completo (a) y del conjunto del detector (b). En la primera figura la distancia  $d_2$  y  $\theta_2$  corresponden al Cu y  $d_1$  y  $\theta_1$  al resto de materiales.

Además de estos elementos se ha generado un espacio de fases entre el detector de CdTe y el colimador. Un espacio de fases es un cuerpo geométrico que registra todas las partículas que lo atraviesan, así como sus propiedades principales (momento, posición y energía). Debe de tratarse de una superficie muy fina de un material muy ligero ( $H_2$ , aire, vacío, etc), de tal forma que las partículas que lo traspasen no interactúen con él y no se alteren sus propiedades. El código de PenEasy también permite generar un espectro contando las partículas que se detienen por completo en un elemento de la geometría, en este caso el detector de CdTe, y clasificarlas por la cantidad de energía que han depositado en su interior (una aproximación de su energía inicial). Por la limitación a 100 canales de energía de este método, no se usará.

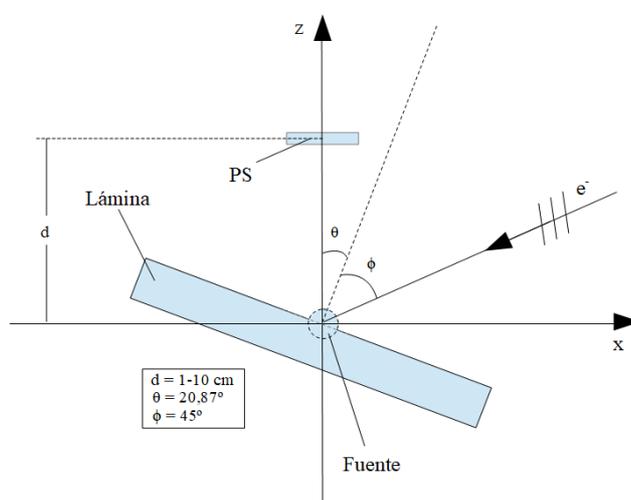
## 6.2 Resultados de las simulaciones

Para las primeras simulaciones se ha empleado un haz de electrones de 100 KeV en incidencia a  $45^\circ$  respecto a la normal de la lámina hacia su interior, emulando la dirección del láser en los experimentos, y con ángulo de semiapertura del haz de  $3^\circ$ . De las  $10^8$

historias (partículas primarias) lanzadas, tan sólo unas centenas de fotones han conseguido alcanzar el espacio de fases y el detector, lo cual no genera un espectro útil sino ruido. Esto se debe a la baja eficiencia geométrica que presenta el montaje experimental. El ángulo sólido del detector con respecto a la fuente es de aproximadamente  $0,23 \cdot 10^{-3}$  srad, estimado a partir de

$$\Omega = \frac{S}{d^2}, \quad (6.1)$$

con  $S$  la superficie de detección y  $d$  la distancia a la que se encuentra. La eficiencia geométrica, que se define como la fracción de las partículas que llegan al detector respecto al total de las emitidas, puede expresarse a partir de la proporción equivalente entre el ángulo sólido total ( $4\pi$  srad) y el correspondiente al detector. El cálculo arroja un valor de  $\varepsilon_{geo} = 1,8 \cdot 10^{-5}$ . En los experimentos reales, a pesar de este valor tan bajo, se tienen intensidades muy elevadas que dan lugar a muchos más fotones en cada pulso láser y tiempos de exposición muy prolongados ( $\sim 200$  s).

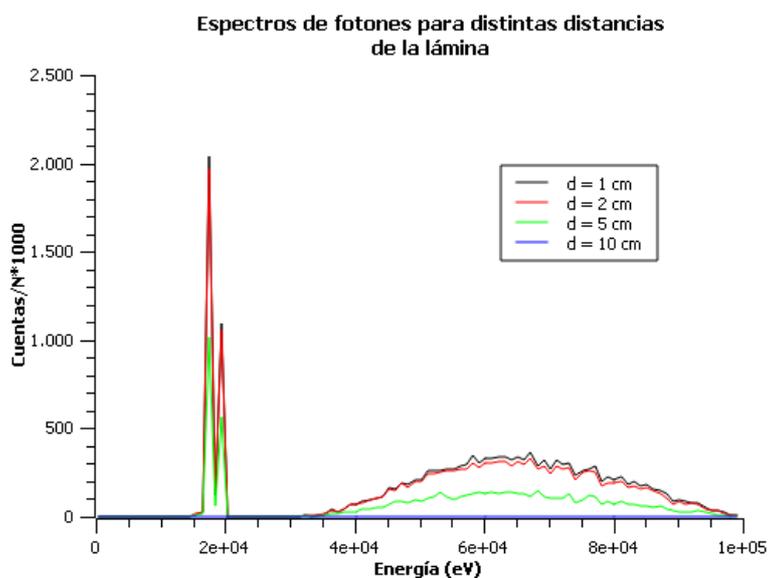


**Fig. Sim2:** Geometría empleada en las simulaciones realizadas colocando el espacio de fases (PS) a varias distancias: 1, 2, 5 y 10 cm.

Existen dos estrategias para tratar de solucionar este inconveniente: aumentar el número de historias lanzadas en la simulación o el ángulo sólido de detección. La primera de ellas supone un incremento notable de tiempo y recursos de simulación. En cuanto a la segunda, se ha llevado a cabo un estudio para determinar su validez. Se han lanzado cuatro simulaciones reduciendo la distancia entre el detector y la fuente con el fin de comprobar cómo afecta este factor a la forma de los espectros obtenidos. Así, para el caso del molibdeno, se han considerado las distancias 1, 2, 5 y 10 cm en lugar de los 17,5 cm del caso experimental. Además, el conjunto del detector se ha sustituido por un disco de 4 cm de radio y 0,1 mm de espesor como espacio de fases. De esta manera aumenta el ángulo sólido buscado y se reducen los elementos (colimador y atenuador) que puedan afectar a la medida de este factor. La **Fig. Sim2** muestra un esquema de este montaje. Para un haz de electrones de 100 KeV en las mismas condiciones que las simulaciones anteriores, se muestran los espectros de fotones obtenidos en la **Fig. Sim3**. En ellos se puede apreciar nuevamente los picos de los rayos X característicos así como el continuo debido al Bremsstrahlung. Dado que cada simulación ha llegado a un número distinto de historias totales generadas, las cuentas de cada caso se han normalizado por este número y multiplicadas por un factor 1000. En la **Tabla S1** se muestran las eficiencias totales obtenidas para cada distancia.

**Tabla S1:** Resultados de las simulaciones realizadas colocando el espacio de fases a varias distancias para el blanco de Mo.

Distancia [cm]	Historias simuladas	Fotones detectados	Eficiencia [%]
1	$8 \cdot 10^7$	15791	0,020
2	$8 \cdot 10^7$	14689	0,018
5	$7 \cdot 10^7$	6656	0,009
10	$5 \cdot 10^7$	1785	0,004

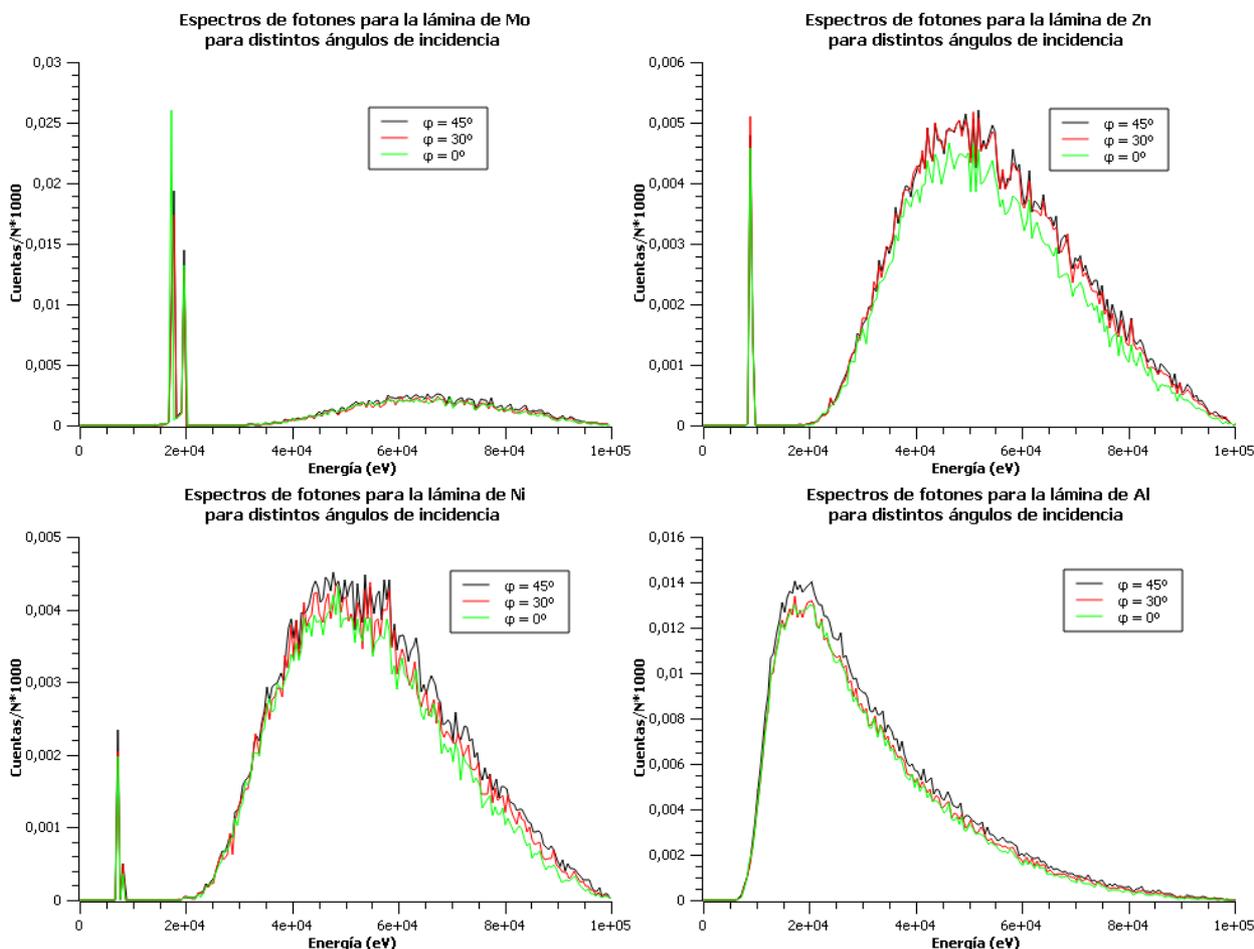


**Fig. Sim3:** Espectros obtenidos de las simulaciones realizadas colocando el espacio de fases a varias distancias, para el blanco de Mo.

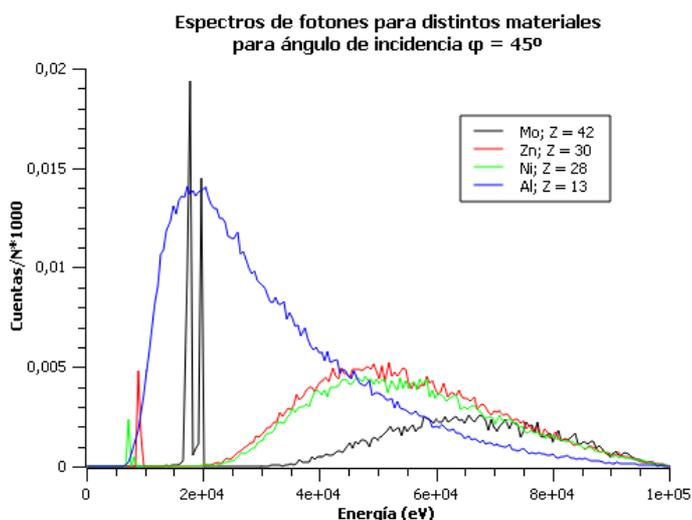
Se puede ver que la variación de la distancia detector-fuente no introduce ninguna componente adicional en los espectros obtenidos, sino que afecta exclusivamente al número de cuentas obtenido. Dado que la eficiencia geométrica va siendo cada vez menor (la fracción de ángulo sólido cubierta va disminuyendo con la distancia), el caso más favorable es aquel en que el espacio de fases está más cerca de la lámina. Para las posteriores simulaciones se mantendrá, por tanto, el tamaño del detector y la posición correspondientes al caso  $d = 1$  cm.

En las siguientes simulaciones realizadas se ha estudiado cómo afecta a los espectros resultantes el ángulo de incidencia  $\varphi$  del haz de electrones respecto a la lámina. Para las láminas de Mo, Zn, Ni y Al se ha probado los ángulos  $0^\circ$ ,  $30^\circ$  y  $45^\circ$  hacia el interior del blanco, siendo el primero de ellos incidencia normal y el último el caso real del experimento. Los resultados obtenidos se engloban en la **Fig. Sim4**, para los que se ha vuelto a emplear un haz monoenergético de 100 KeV. De nuevo las cuentas para cada distribución se han normalizado al número total de historias generadas y multiplicado por 1000. Se puede apreciar que no hay una diferencia significativa en la forma de los espectros y el número de cuentas para cada ángulo. Para  $\varphi = 45^\circ$  son ligeramente superiores, y dado que coincide con la situación experimental, se mantendrá en las siguientes simulaciones. Para este caso la **Fig. Sim5** recoge los espectros de los cuatro materiales. De ella se puede extraer que al aumentar el número atómico del blanco el continuo Bremsstrahlung se hace más energético, lo cual es coherente con la fórmula de Bethe-Bloch dada en (4.51). A costa de que los fotones resultantes sean más energéticos,

se produce un menor número de ellos y la distribución es más baja. En el rango de bajas energías las pérdidas radiativas son mucho menores y todos los fotones producidos se deben a la generación de rayos X característicos. Si por el contrario el número atómico es bajo, los electrones producen muchos más fotones de baja energía y ambos procesos compiten entre sí.

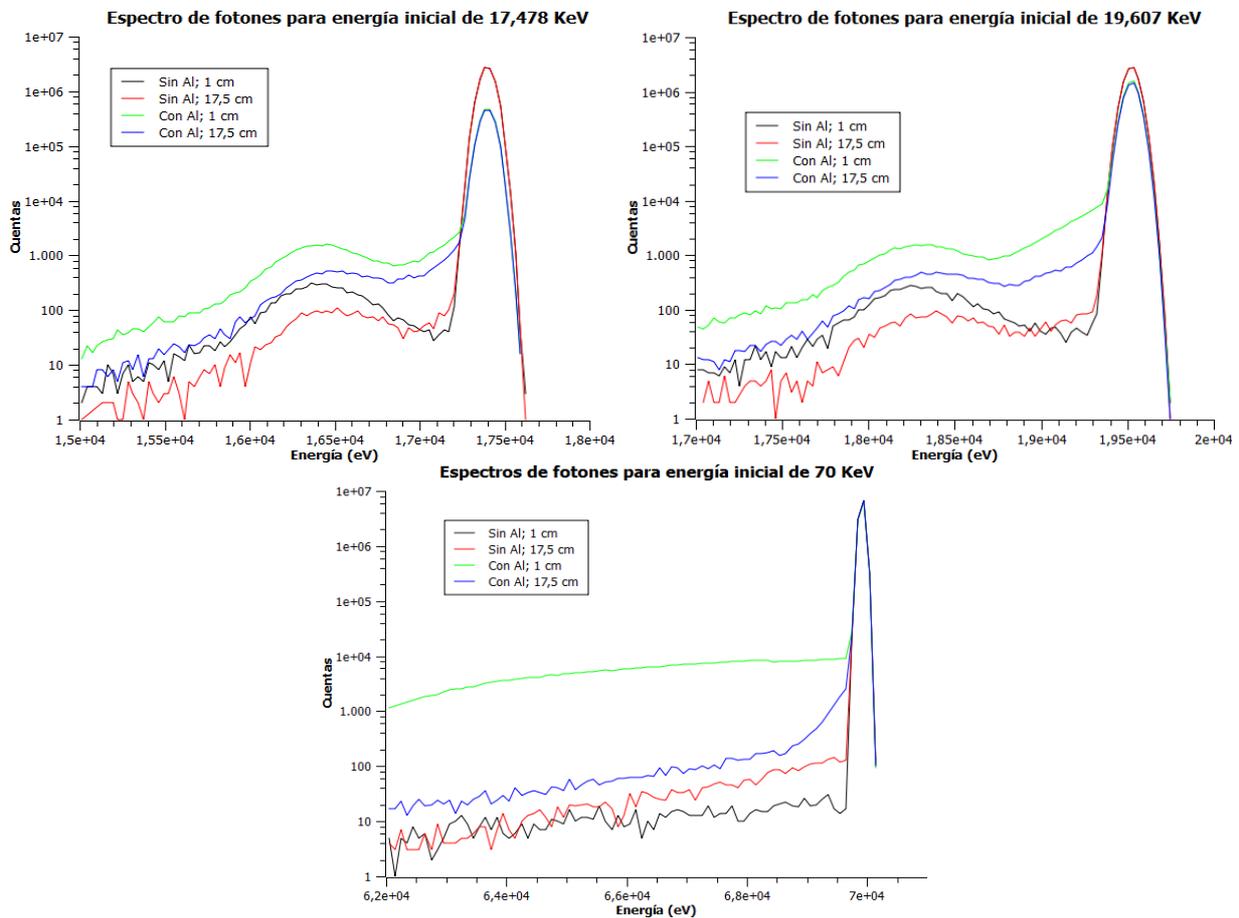


**Fig. Sim4:** Espectros obtenidos en las simulaciones realizadas variando el ángulo de incidencia de los electrones sobre el blanco, para Mo, Zn, Ni y Al.



**Fig. Sim5:** Espectros de los distintos materiales del blanco obtenidos en las simulaciones a ángulo de incidencia  $45^\circ$  de los electrones.

El siguiente elemento del montaje a estudiar es la contribución que puedan generar el colimador y el atenuador de aluminio sobre los espectros. En cuanto al colimador, su función es la de homogeneizar la dirección de las partículas incidentes permitiendo el paso a aquellas que pasan por su orificio y bloqueando el resto. Su única contribución es la reducir el número de cuentas totales que alcanzan el detector y por tanto no se tendrá en cuenta en las siguientes simulaciones. El atenuador, por su parte, afecta principalmente a los fotones que no son los suficientemente energéticos como para atravesarlo. Por ende, reduce el número de cuentas para la zona menos energética del espectro (rayos X característicos y para algunos casos una parte del Bremsstrahlung).



**Fig. Sim6:** Espectros obtenidos en las simulaciones realizadas en diferentes configuraciones: con y sin atenuador de aluminio de 0,3 mm de espesor; y para un espacio de fases a 1 cm y 17.5 cm de la fuente, para los picos característicos del molibdeno y otro valor de energía perteneciente al continuo Bremsstrahlung.

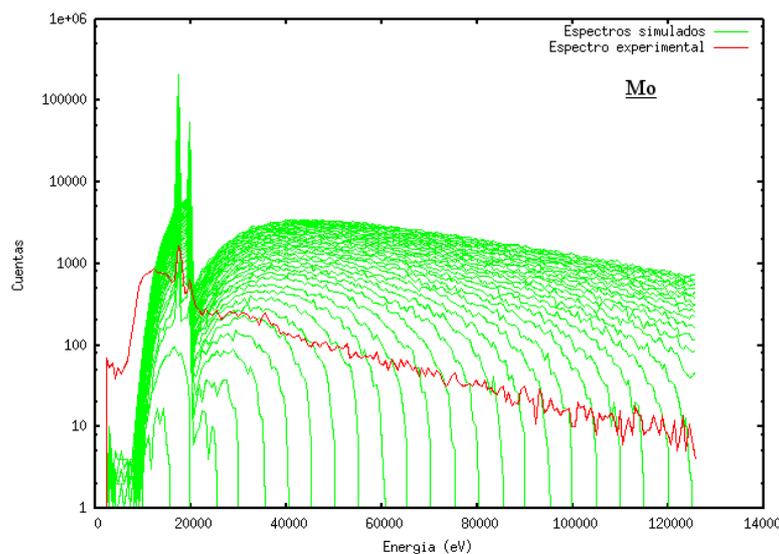
Para el estudio exclusivo de este elemento se han realizado simulaciones con una nueva geometría. La fuente se corresponde ahora con una lámina de 6x6x0,5 cm que lanza fotones en la dirección del eje Z y está colocada en el plano XY en el origen de coordenadas. El resto de elementos también se han colocado perpendiculares a lo largo del eje Z, y son una lámina de 6x6x0,3 cm de aluminio situada a 0,5 cm de la fuente y un espacio de fases de 6x6x0,01 cm a una distancia variable. Para haces de  $10^8$  fotones de energías 17,478 KeV, 19,607 KeV (correspondientes a los dos picos de rayos X característicos del Mo) y 70 KeV (perteneciente al continuo Bremsstrahlung del espectro experimental) se han registrado los espectros de fotones resultantes a través de un espacio de fases en los siguientes casos:

- a) Espacio de fases a 1 cm de la fuente sin atenuador de Al.
- b) Espacio de fases a 17,5 cm de la fuente sin atenuador de Al.
- c) Espacio de fases a 1 cm de la fuente con atenuador de Al.
- d) Espacio de fases a 17,5 cm de la fuente con atenuador de Al.

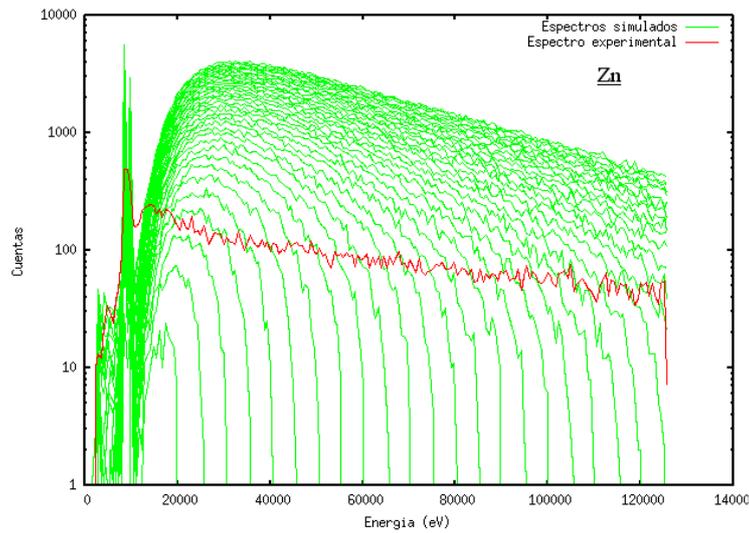
Mediante estas simulaciones se puede determinar, en los diferentes rangos de energía, cómo afectan el atenuador y la propagación de los fotones a través del aire (de manera similar al primer conjunto de simulaciones) a los espectros. Los resultados obtenidos se muestran en la **Fig. Sim6**. Como se puede ver en las tres figuras, en la parte del espectro correspondiente al pico la contribución del aire entre los casos a 1 y 17,5 cm no es apreciable. Además, conforme se aumenta la energía del haz inicial, la diferencia en el número de cuentas entre los casos con y sin lámina de aluminio se va reduciendo notablemente. La principal diferencia entre los espectros en cada caso tiene lugar en las colas a bajas energías. Al introducir aluminio o mayor distancia de aire, el número de fotones dispersados es mayor y aparecen más cuentas a bajas energías. Sin embargo, el número de cuentas se encuentra tres órdenes de magnitud por debajo que en el pico, por lo que no afectan al resto del espectro.

Tras haber estudiado como los diferentes elementos y configuraciones afectan a los resultados de las simulaciones es momento de preparar los espectros con los que se compararán los datos experimentales. En el montaje final el espacio de fases del detector corresponde a un disco de 4 cm de radio y 0,1 mm de espesor colocado a 1,5 cm de la fuente. Un disco de aluminio del mismo radio y 0,3 mm de grosor (igual al caso experimental) situado a 1 cm de la fuente hace las veces de atenuador. En cuanto a la fuente, se han lanzado 40 simulaciones para haces de  $10^8$  electrones entre 5 y 200 KeV en incidencia a  $45^\circ$  respecto a la normal de la lámina hacia el interior de la misma. Los resultados obtenidos para cada material del blanco se muestran en las **Fig. Sim7-11**, junto con uno de los espectros experimentales dados en las **Fig. Exp7-11**.

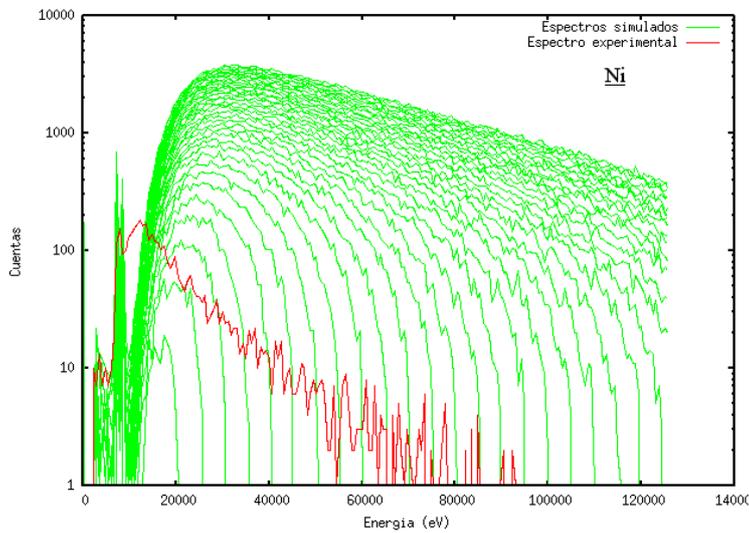
Comparando ambos resultados se puede ver que los espectros, sin considerar factores de escala, no presentan la misma forma en la mayoría de los casos. Más adelante se tratará de dar una explicación a este hecho.



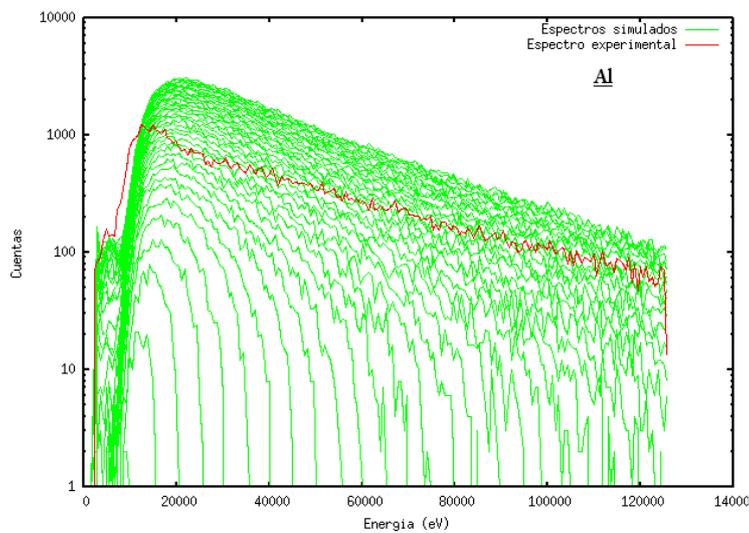
**Fig. Sim7:** Espectros obtenidos en las simulaciones para 40 haces de electrones monoenergéticos de 5-200 KeV para el blanco de molibdeno (Mo), junto con uno de sus espectros experimentales.



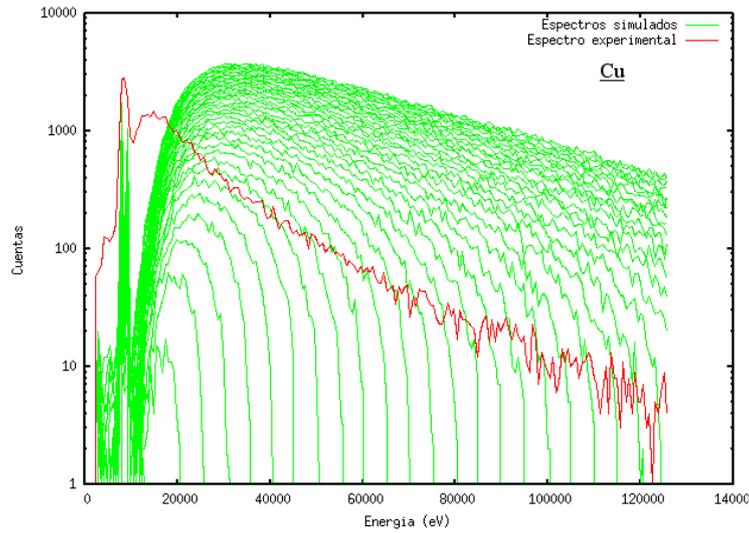
**Fig. Sim8:** Espectros obtenidos en las simulaciones para 40 haces de electrones monoenergéticos de 5-200 KeV para el blanco de zinc (Zn), junto con uno de sus espectros experimentales.



**Fig. Sim9:** Espectros obtenidos en las simulaciones para 40 haces de electrones monoenergéticos de 5-200 KeV para el blanco de níquel (Ni), junto con uno de sus espectros experimentales.



**Fig. Sim10:** Espectros obtenidos en las simulaciones para 40 haces de electrones monoenergéticos de 5-200 KeV para el blanco de aluminio (Al), junto con uno de sus espectros experimentales.



**Fig. Sim11:** Espectros obtenidos en las simulaciones para 40 haces de electrones monoenergéticos de 5-200 KeV para el blanco de cobre (Cu), junto con uno de sus espectros experimentales.

Las posiciones de los picos característicos no coinciden exactamente y en algunos casos (como en el Ni) el detector no ha sido capaz de resolver las dos líneas cercanas, a diferencia de las simulaciones, y ha generado un pico en la zona intermedia. Para que el algoritmo genético, en la próxima sección, pueda generar un buen ajuste es necesario en primera instancia que estas bandas energéticas coincidan lo máximo posible.

Se debe, por tanto, emborronar los espectros procedentes de las simulaciones para que presenten la misma resolución energética que los experimentales. En las especificaciones del detector Ampek utilizado, indicadas en el apartado anterior, figura que la resolución de éste es del orden de 1,2 KeV de FWHM. Considerando que las líneas espectrales presentan una distribución gaussiana, el número de cuentas para una cierta energía tras el proceso de emborronado  $N_f$  puede calcularse a partir de

$$N_f(E) = \frac{\int_{-4\sigma}^{4\sigma} N_o(E') \exp[-4 \ln 2 (E - E')^2 / FWHM^2] dE'}{\int_{-4\sigma}^{4\sigma} \exp[-4 \ln 2 (E - E')^2 / FWHM^2] dE'} , \quad (6.2)$$

con

$$\sigma = \frac{FWHM}{2\sqrt{2 \ln 2}} . \quad (6.3)$$

$N_o$  corresponde al número de cuentas a un valor de energía del espectro original y  $\sigma$  es la desviación típica de la distribución, relacionada con la anchura a media altura según (6.3). Mediante esta expresión se suma, para cada valor de energía  $E$ , las cuentas del espectro comprendidas en  $[-4\sigma, 4\sigma]$ , con valores de energía  $E'$ . El denominador corresponde a una normalización que mantiene la altura del pico en el mismo orden de magnitud. Expresada en forma de suma discreta, la expresión (6.2) resulta

$$N_f(E) = \frac{\sum_e^{\pm s} N_{oe} \exp[-4 \ln 2 (E - E_e)^2 / FWHM^2]}{\sum_e^{\pm s} \exp[-4 \ln 2 (E - E_e)^2 / FWHM^2]} , \quad (6.4)$$

con  $s$  siendo el número de canales contenido en el intervalo  $[0, 4\sigma]$  y  $e$  el índice de cada uno. A partir de esta fórmula se ha creado un programa en FORTRAN que emborrona los espectros procedentes de las simulaciones para un FWHM dado (en este caso 1,2 KeV, para el que la desviación típica resulta  $\sigma = 0,51$  KeV).

Además de ensanchamiento debido a la resolución energética del detector, es preciso considerar otros mecanismos de ensanchamiento de línea, como los mencionados en la sección 2. Debido a la naturaleza de los experimentos, en los que se genera un plasma con haces de electrones muy energéticos resultado de la incidencia de altas intensidades, el más relevante de todos ellos será el ensanchamiento Doppler. Los fotones, debido al movimiento de los electrones respecto al detector, ven alterada su energía en base a una distribución de tipo loretziana. Empleando la expresión (2.28)

$$\delta E_D = 7,16 \cdot 10^{-7} E \sqrt{\frac{T}{m}} \quad (6.5)$$

para las energías de los rayos X característicos del Mo (17,478 KeV y 19,607 KeV), sabiendo que la masa de las partículas emisoras es  $m_e \approx 0,0005$  uma, se ha calculado el ensanchamiento para temperaturas del orden de las alcanzadas en el plasma. Los resultados se recogen en la **Tabla S2**. Se puede ver que los resultados son significativamente inferiores a la propia resolución del detector, luego no se tendrá en cuenta este proceso.

**Tabla S2:** Ensanchamiento térmico debido al efecto Doppler de las líneas características del molibdeno (Mo) para dos temperaturas del orden de las alcanzadas en el plasma.

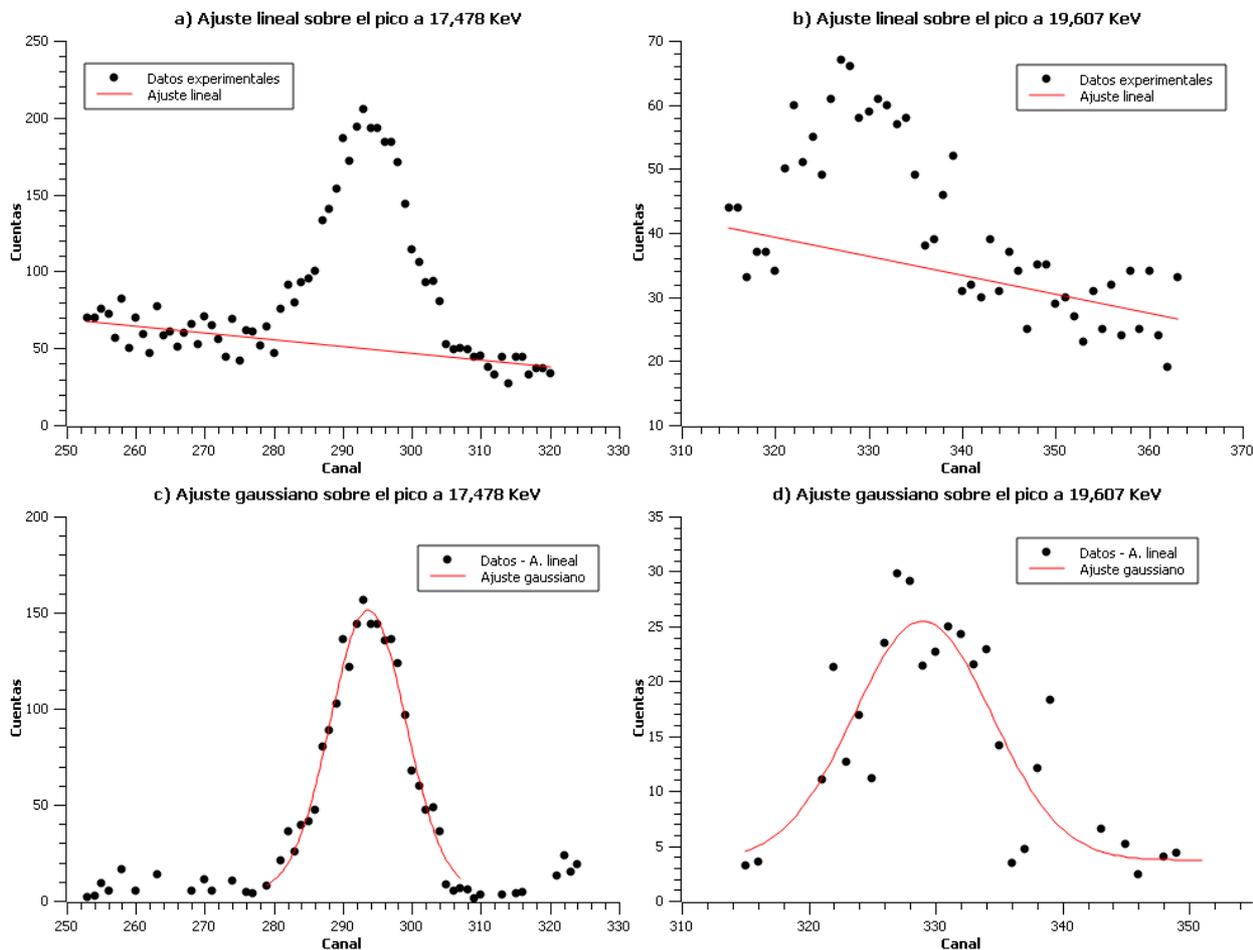
	<b>E = 19,478 KeV</b>	<b>E = 19,607 KeV</b>
<b>T = 4000 K</b>	35,4 eV	39,7 eV
<b>T = 40000 K</b>	111,9 eV	125,6 eV

En lo concerniente a la posición de los picos característicos, es necesario hacer una recalibración de los espectros experimentales. Para ello se tomarán como referencia las energías de los espectros simulados, coincidentes con los valores teóricos dados en la **Tabla E3**, que se harán coincidir con los centroides de las distribuciones gaussianas de las líneas experimentales. Éstos se determinarán mediante ajustes gaussianos ejecutados tras restar a los espectros las cuentas debidas al fondo y a otros procesos. Efectuando un ajuste lineal para algunos puntos a ambos lados de cada pico de rayos X es posible determinar la pendiente que posee el espectro en dicha zona. Las **Fig. Sim12 a** y **b** muestran los resultados obtenidos para el blanco de molibdeno. Posteriormente, al restar a los datos experimentales las rectas calculadas en el ajuste se obtienen unas distribuciones correspondientes exclusivamente a las transiciones características, sobre las que se puede realizar un nuevo ajuste gaussiano (**Fig. Sim12 b** y **c**) de la forma.

$$f(x) = f_0 + A \sqrt{\frac{2}{\sigma^2 \pi}} \exp\left[-2 \frac{(x - x_c)^2}{\sigma^2}\right] \quad (6.6)$$

Los parámetros de todos ellos se engloban en la **Tabla S3**. Los centroides corresponden a los valores del parámetro  $x_c$ . A partir de estos dos valores, canales de los que ahora se conocen los equivalentes en energía, es posible realizar la calibración final mediante un ajuste lineal. La pendiente de la recta resultante es  $m = 0,060 \pm 0,001$  y su ordenada en el origen  $n = -0,2 \pm 0,1$ . Para el resto de elementos se pueden obtener las calibraciones correspondientes mediante un tratamiento análogo.

Tras efectuar estas correcciones en los espectros, se obtiene una buena concordancia en cuanto a los picos de las transiciones K entre los simulados y los experimentales. Además, se ha impuesto para ambos casos el mismo número de *bines* (200) y en el mismo rango de energías (entre 0 y 126 KeV, punto aproximado en el que acaban los espectros experimentales), de tal forma que los histogramas coincidan en todas sus subdivisiones. Esta situación facilitará enormemente al algoritmo genético realizar los ajustes correspondientes, tal como se verá en el apartado siguiente.



**Fig. Sim12:** Resultados de los ajustes realizados para la calibración energética del espectro de Mo a partir de los centroides de sus picos característicos. Se muestran los ajustes lineales empleados para restar el fondo del espectro y los ajustes gaussianos empleados para hallar el centroide.

**Tabla S3:** Parámetros de los ajustes lineal y gaussiano realizados para la calibración energética del espectro de Mo.

Ajuste	Parámetro	E = 19,478 KeV	E = 19,607 KeV
Lineal	m	-0,45	-0,30
	n	182,48	134,13
Gaussiano	$f_0$	4,17	3,71
	A	2016	297
	$\sigma$	10,94	10,89
	$x_c$	293,7	329,0

### 6.3 Algoritmo genético

Se ha empleado un algoritmo genético [75-77] para comparar y ajustar los espectros obtenidos en las simulaciones con los experimentales. Los algoritmos genéticos constituyen una herramienta de resolución de problemas basada en los procesos evolutivos que tienen lugar en la naturaleza. Tomando una muestra inicial de soluciones posibles o población, se hace evolucionar el sistema a base de introducir mutaciones aleatorias en los parámetros de estos individuos. Los valores iniciales de estos parámetros suelen ser determinados al azar, y a partir de ellos el sistema evoluciona iterativamente introduciendo las mutaciones aleatorias a lo largo de varias generaciones. Bajo unos criterios prefijados se comparan las nuevas soluciones obtenidas y se clasifican en función de su aptitud en un mecanismo similar a la selección natural. Posteriormente estas soluciones pueden ser cruzadas entre sí generando nuevas combinaciones de parámetros, las cuales son reintroducidas de nuevo en el proceso iterativo.

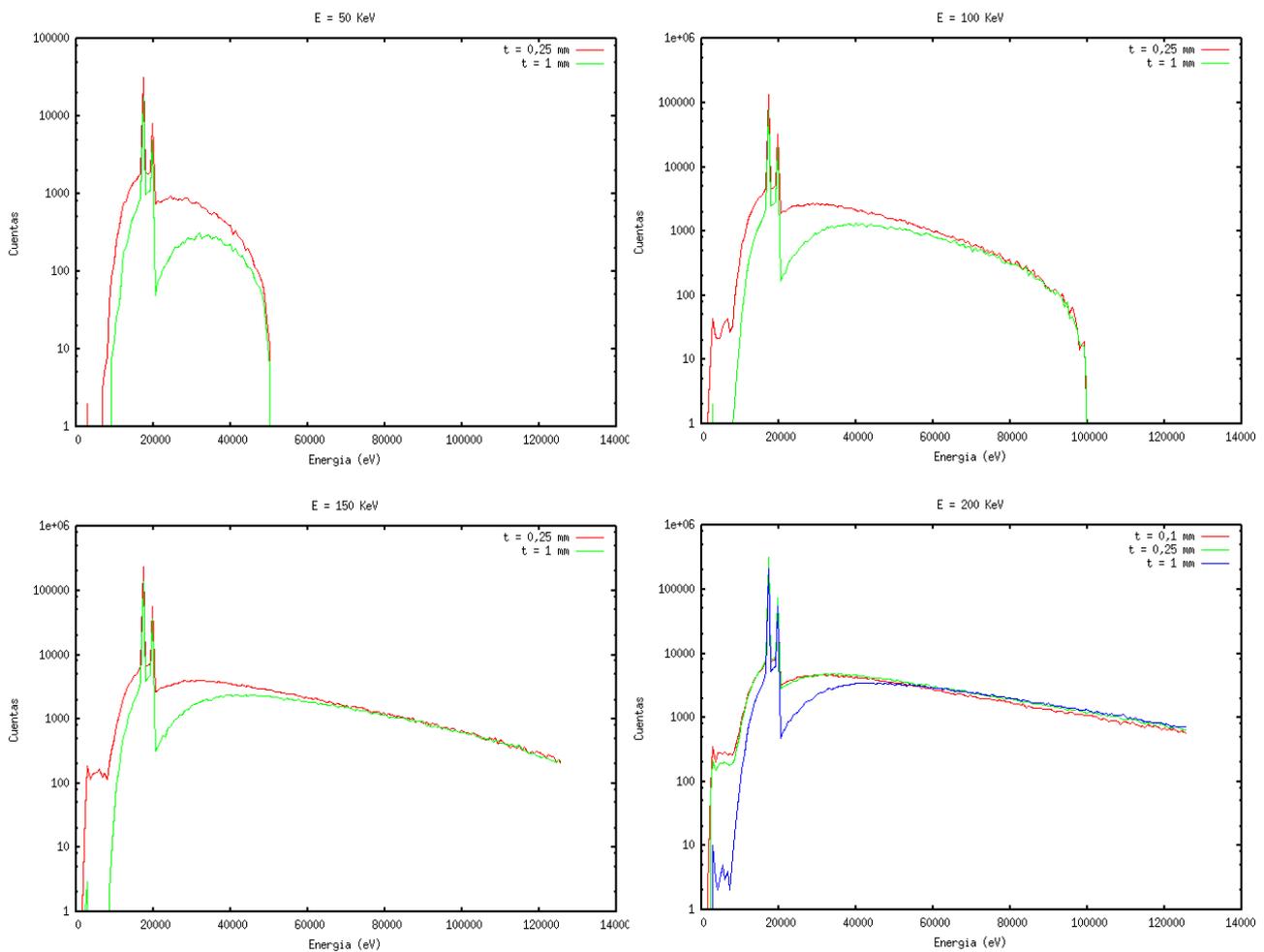
En el marco de este trabajo, el algoritmo genético se ha empleado para comprobar si es posible construir alguna combinación de haces de electrones monoenergéticos equivalente a la distribución generada por la interacción láser-plasma. Partiendo de una función de ajuste, el algoritmo tratará de encajar a los espectros experimentales una combinación de los 40 espectros simulados a diferentes energías del haz de electrones en base a los pesos estadísticos dados por dicha función. Esta función de ajuste corresponde a la distribución de electrones generada en el seno del plasma comentada en la sección 4, de tipo Maxwell-Boltzmann. Los parámetros que podrá variar el genético, dentro de unos límites plausibles indicados, serán las temperaturas asociadas a la distribución mencionada y su normalización.

Antes de lanzar el algoritmo, es preciso terminar de tratar los resultados obtenidos. Como se veía en las **Fig. Sim7-11**, existen rangos de energía, obviando factores de escala, en los que los espectros experimentales y los simulados no coinciden. Se han llevado a cabo diversos estudios para comprobar si la variación de algún factor que no se halla considerado puede dar la contribución a bajas energías que los diferencia. Al igual que en el apartado anterior, se realizarán las pruebas iniciales para el molibdeno, extendiéndose al resto de materiales si dan buenos resultados.

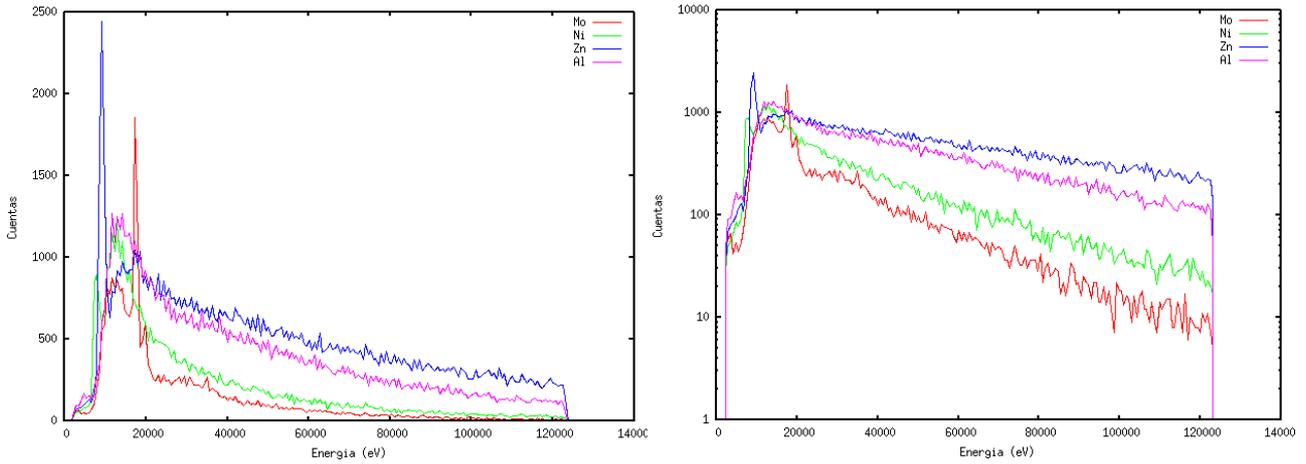
En primer lugar se ha probado a variar el grosor del blanco. En las simulaciones realizadas se tiene de nuevo un disco de 4 cm de radio y 0,1 mm de grosor como espacio de fases situado a 1,5 cm de la fuente y un atenuador de 0,3 mm de grosor de las mismas dimensiones a 1 cm del origen de coordenadas. El haz de electrones se genera de nuevo en incidencia a 45° respecto a la normal de la lámina hacia el interior de la misma, en este caso a cuatro valores de energía distintos: 50, 100, 150 y 200 KeV. En cuanto al grosor del blanco de molibdeno, se ha considerado 1 mm como en el experimento real, 0,25 mm y adicionalmente 0,1 mm para el caso a 200 KeV. Los resultados obtenidos se muestran en la **Fig. Gen1**. En ellos se puede observar que aumenta notablemente el número de cuentas en el rango a bajas energías en torno a los picos característicos. Sin embargo, la forma del espectro es la misma y no introduce ninguna nueva contribución. El aumento de cuentas se debe a que para grosores más finos el número de fotones Bremsstrahlung de bajas energías que consigue escapar del blanco y llegar al detector es mayor. En los resultados a 200 KeV se puede ver que los espectros con espesor 0,25 y 0,1 mm son muy similares, lo que induce a pensar que ya para el primer caso el máximo de fotones generados ha conseguido abandonar el blanco, y por lo tanto para el segundo, más fino, también ha sido así.

Representando en la misma gráfica (**Fig. Gen2**) uno de los espectros experimentales de cada material utilizado (Mo, Al, Ni y Zn) se puede ver que para todos ellos, en la región a bajas energías, aparece en la misma posición aproximada la componente que no está

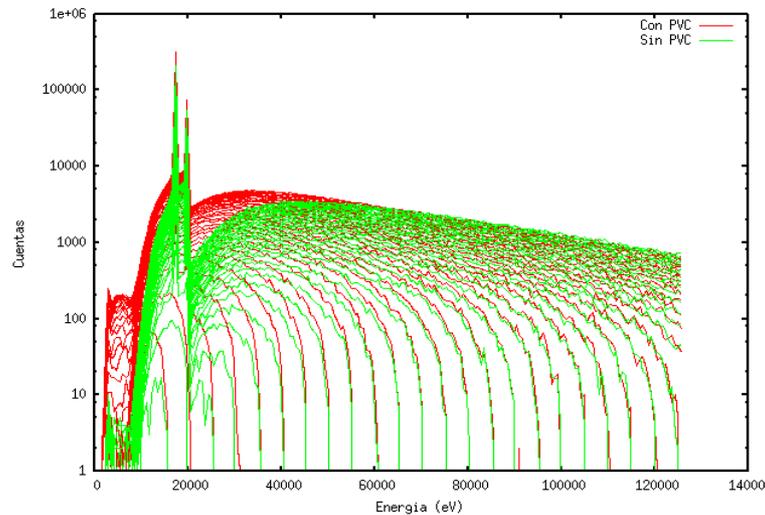
presente en los espectros simulados (**Fig. Sim5**). Dado que no se trata de algo producido por el blanco, una hipótesis es considerar que esta “montaña” en los espectros tiene como origen otro material presente durante las medidas. El más inmediato corresponde a la cinta adhesiva de doble cara con la que se ha fijado las láminas al motor (en el caso del aluminio, debido a su grosor micrométrico, se ha situado sobre una lámina de vidrio la cual se ha fijado al motor). Los electrones generados en el plasma, de ser lo suficientemente energéticos, habrían podido atravesar el blanco de interés y haber alcanzado la cinta adhesiva, generando radiación Bremsstrahlung en su interior. Para comprobar la validez de esta afirmación se ha procedido a lanzar varias simulaciones PenEasy añadiendo una lámina de materiales de bajo número atómico, similares al de la cinta, tras el blanco. Es necesario que su número atómico sea bajo pues de esta forma generarán radiación de frenado a bajas energías, como ya se comentó sobre la **Fig. Sim5**. El material empleado ha sido un plástico de tipo PVC, y se ha dispuesto como una lámina de 0,1 cm de grosor en la misma orientación que el blanco e inmediatamente después (en la superficie opuesta a la más cercana al detector). La **Fig. Gen3** muestra los resultados obtenidos para energías del haz de electrones de 100 y 200 KeV para los casos con PVC y sin él. Al igual que la simulación anterior, aparecen más cuentas a bajas energías pero no las suficientes como para justificar los resultados experimentales.



**Fig. Gen1:** Espectros obtenidos en las simulaciones al variar el grosor de la lámina blanco, de molibdeno (Mo) para cuatro haces de electrones de energías 50, 100, 150 y 200 KeV. Los espesores empleados son 0,25 mm y 1 mm. Adicionalmente se ha considerado 0,1 mm para el caso a energía 200 KeV.



**Fig. Gen2:** Espectros experimentales para blancos de distintos materiales: molibdeno (rojo), níquel (verde), zinc (azul) y aluminio (violeta).



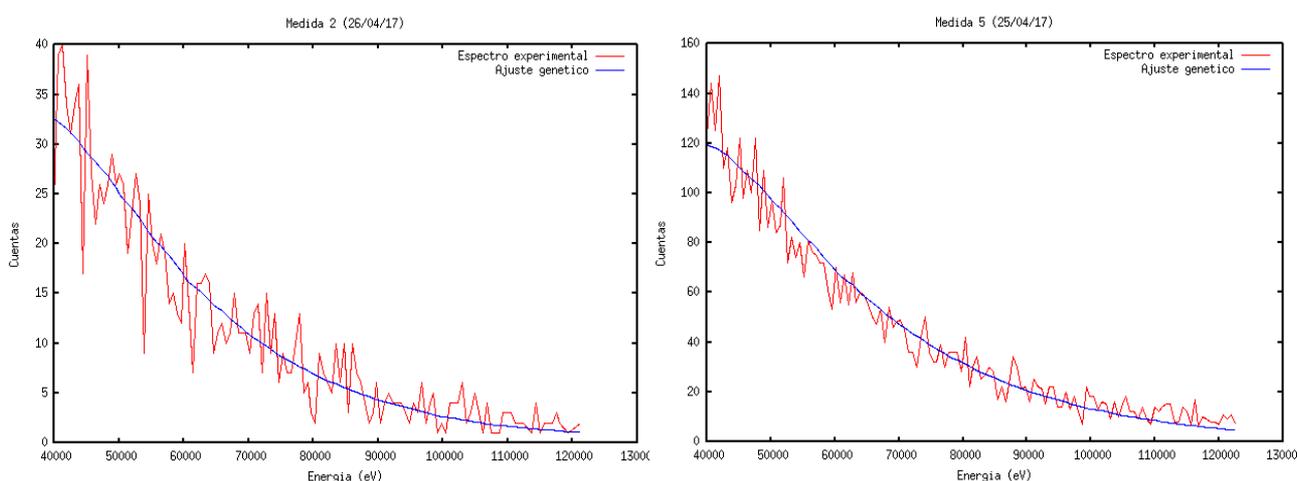
**Fig. Gen3:** Espectros obtenidos de las simulaciones realizadas añadiendo una lámina de PVC de 1 mm de espesor tras el blanco de Mo (rojo) y sin ella (verde).

Dado que no se ha podido dar cuenta de esta contribución experimental bajo las suposiciones realizadas, los ajustes mediante el algoritmo genético se realizarán para las colas a altas energías, caracterizadas por un decaimiento exponencial de tipo Boltzmann. Antes de ejecutarlo, es necesario caracterizar la función de ajuste que empleará. En base a los procesos descritos en la sección 4, una buena aproximación para dicha función es una distribución de tipo maxwelliano o una combinación de varias, si más de un mecanismo de aceleración de electrones entra en juego. Para determinar en qué régimen de la interacción láser-plasma se encuentra el experimento, es útil calcular el parámetro del láser  $a_L$  dado en (4.9). Para los valores mínimo y máximo de intensidad alcanzables por el láser, calculados en los apartados anteriores como  $I_{min}=2,81 \cdot 10^{15} \text{ W/cm}^2$  y  $I_{max}=2,61 \cdot 10^{16} \text{ W/cm}^2$  respectivamente, y sabiendo que la longitud de onda del mismo son 800 nm, se obtiene que  $0,0013 \leq a_L \leq 0,0122$ . En todos los casos, por tanto, se tiene que el parámetro del láser es menor que la unidad y pertenece al régimen no relativista de la interacción. En este rango de intensidades el mecanismo de aceleración predominante es la absorción resonante, cuya ley de escala de la temperatura venía dada por (4.40)

$$K_B T_{hot} [KeV] = 215 \left( \frac{I_L \lambda_0^2}{10^{18} \text{ W cm}^{-2} \mu\text{ m}^2} \right)^{1/3} \quad (6.7)$$

A partir de esta expresión es posible dar una estimación para la temperatura esperada de la distribución maxwelliana de electrones. Para una intensidad incidente de  $10^{16} \text{ W/cm}^2$ , se obtiene una temperatura de en torno a 40 KeV. Debido a que solo se considerará la parte más energética de los espectros para el ajuste, se puede suponer que la temperatura que presentarán las colas corresponderá a esta temperatura caliente (*hot*) de los electrones. La componente térmica estará presente a bajas energías y se puede asumir que tendrá una temperatura menor, de hasta unos pocos KeV.

Así, se han cortado los espectros experimentales para energías mayores que 40 KeV y considerado una distribución maxwelliana tridimensional de acuerdo a (4.37) dependiente de un único parámetro, la temperatura, que podrá variar el algoritmo genético entre unos límites establecidos de 10 a 100 KeV. En cuanto a la normalización de la distribución, el propio código genera un factor de escala general que ajusta al mejor resultado posible. Los espectros simulados que se han introducido en el genético han sido emborronados y corresponden al caso sin lámina de PVC y con atenuador de aluminio de 0,3 mm de espesor. Para el blanco de molibdeno, la **Fig. Gen4** muestra los resultados de dos de los ajustes. En la **Tabla G1** se recogen, para cada espectro, los parámetros finales del ajuste así como las estimaciones calculadas a partir de la expresión (6.7) de la absorción resonante. Se puede ver que los resultados obtenidos, aunque no coinciden del todo, sí son del mismo orden de magnitud y muy cercanos, lo cual permite confirmar la predominancia de este mecanismo de aceleración de electrones. Respecto a los procesos de *vacuum heating* y absorción  $J \times B$ , aunque tengan lugar principalmente en el régimen relativista, es posible estimar a partir de sus expresiones (4.43) y (4.41) la temperatura que presentarían. Los cálculos dan unos valores del orden de 850 KeV y 6 KeV, respectivamente, lo cual se aleja notablemente de los resultados obtenidos mediante el genético. En la **Tabla G1** aparecen algunos espectros sin valor de temperatura  $T_{gen}$ , lo cual se explicará en el párrafo siguiente junto con el resto de resultados.

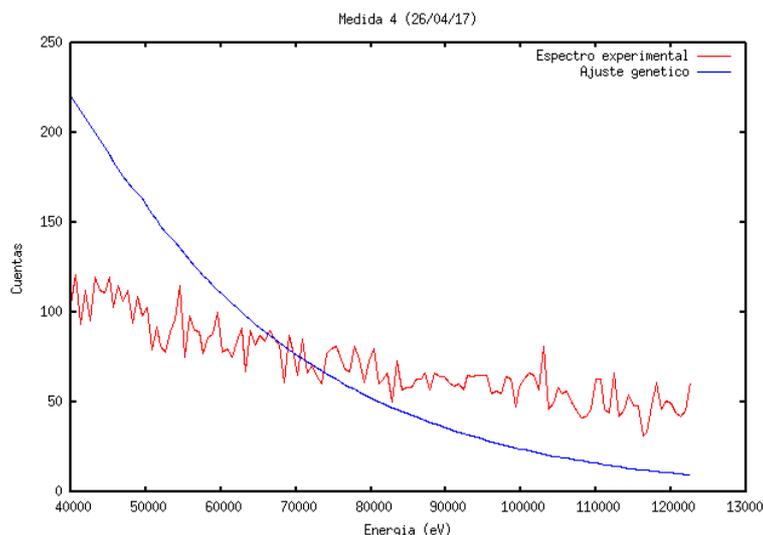


**Fig. Gen4:** Resultados de los ajustes realizados (azul) mediante el algoritmo genético para los dos espectros experimentales (rojo) del molibdeno (Mo) que han convergido: Medida 2 (26/04/17) a la izquierda y Medida 5 (25/04/17) a la derecha. Los espectros se han cortado a 40 KeV de tal forma que el ajuste sólo se efectúa sobre las colas a altas energías.

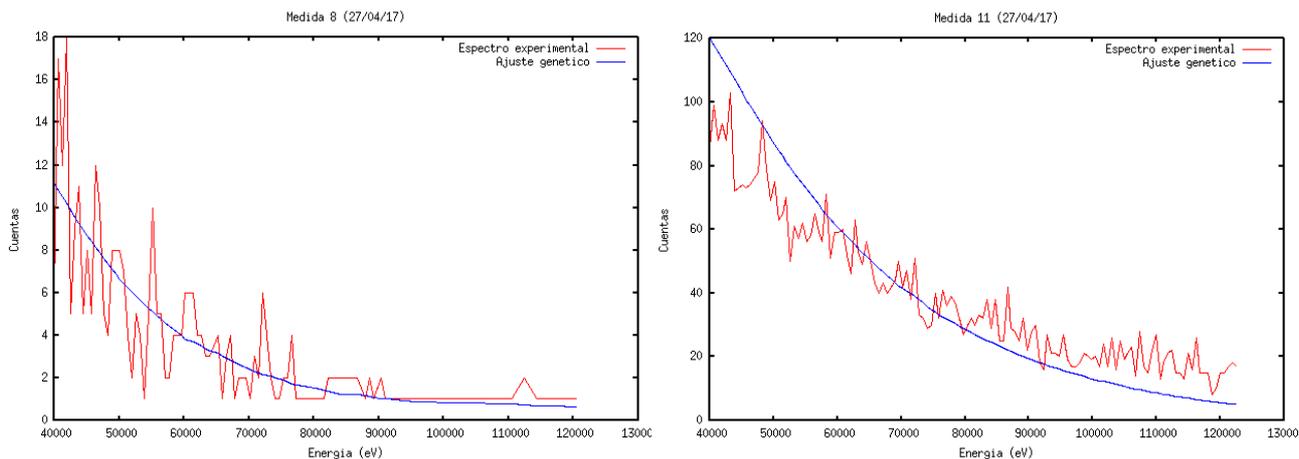
**Tabla G1:** Resultados del ajuste del genético a los espectros experimentales del Mo. Se muestra, para cada medida, su intensidad y temperaturas calculadas, y la temperatura y el factor de escala de la función de ajuste dados por el algoritmo.

Medida	I [W/cm <sup>2</sup> ]	T <sub>teo</sub> [KeV]	T <sub>gen</sub> [KeV]	N <sub>0</sub>
2 (26/04/17)	6,8·10 <sup>15</sup>	35,10	33,13	0,15
3 (26/04/17)	1,4·10 <sup>16</sup>	44,66	--	--
5 (25/04/17)	9,8·10 <sup>15</sup>	39,65	42,40	0,36
6 (25/04/17)	1,8·10 <sup>16</sup>	48,56	--	--
7 (25/04/17)	2,3·10 <sup>16</sup>	52,69	--	--

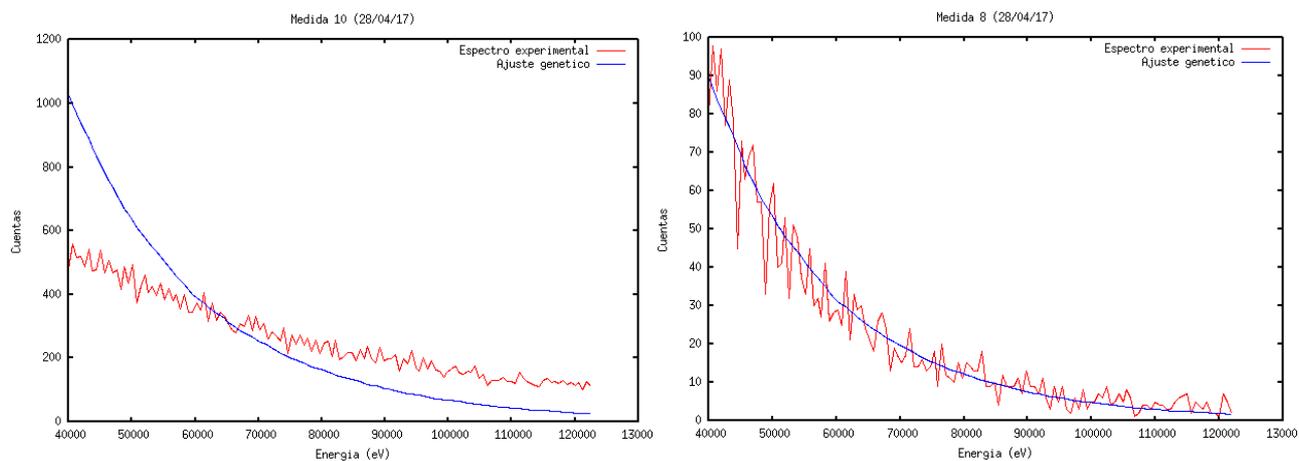
Para el resto de materiales (Ni, Zn, Al y Cu) algunos de los ajustes realizados se muestran en las **Fig. Gen5-8**. Como se puede ver, en muchos casos los resultados obtenidos son peores que para el blanco de molibdeno, y la curva de ajuste no se ciñe al espectro experimental. Analizando las **Fig. Sim7-11** en las que se mostraba tanto las distribuciones experimentales como las simuladas se puede ver que, en los casos de peor ajuste, las segundas decaen más rápidamente que las primeras (su pendiente es mayor). El algoritmo, en base a los pesos estadísticos dados por la función de ajuste, no es capaz de generar más cuentas de alta energía y un decaimiento más lento mediante combinaciones de espectros. Comprobando la evolución de los parámetros (la temperatura) durante las iteraciones se puede ver que satura al valor de la cota superior dada (100 KeV, o más si se amplía). El algoritmo genético intenta aumentar la temperatura para que el espectro resultante llegue más lejos, pero no hay cuentas suficientes en los espectros simulados para que pueda suceder. El resultado es que a altas energías la curva del ajuste decae más rápido que la experimental, para cualquier valor de temperatura introducido. En la **Tabla G2** se muestran los parámetros resultantes de los ajustes que sí han convergido, así como las estimaciones realizadas a las temperaturas. De nuevo, los resultados no coinciden, salvo en algunos casos, pero sí son del mismo orden de magnitud.



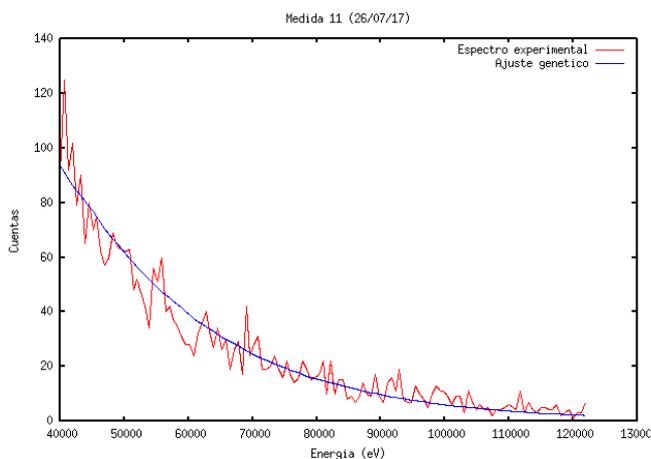
**Fig. Gen5:** Resultados del ajuste realizado (azul) mediante el algoritmo genético para uno de los espectros experimentales (rojo) del zinc (Zn). Para ninguno de los espectros medidos de este material ha convergido el ajuste, motivo por el cual sólo se representa uno de ellos. Los espectros se han cortado a 40 KeV de tal forma que el ajuste sólo se efectúa sobre las colas a altas energías.



**Fig. Gen6:** Resultados del ajuste realizado (azul) mediante el algoritmo genético para uno de los espectros experimentales (rojo) del níquel (Ni). En las figuras se muestra uno de los espectros que ha convergido (izquierda) y otro que no (derecha). Los espectros se han cortado a 40 KeV de tal forma que el ajuste sólo se efectúa sobre las colas a altas energías.



**Fig. Gen7:** Resultados del ajuste realizado (azul) mediante el algoritmo genético para uno de los espectros experimentales (rojo) del aluminio (Al). En las figuras se muestra uno de los espectros que ha convergido (izquierda) y otro que no (derecha). Los espectros se han cortado a 40 KeV de tal forma que el ajuste sólo se efectúa sobre las colas a altas energías.

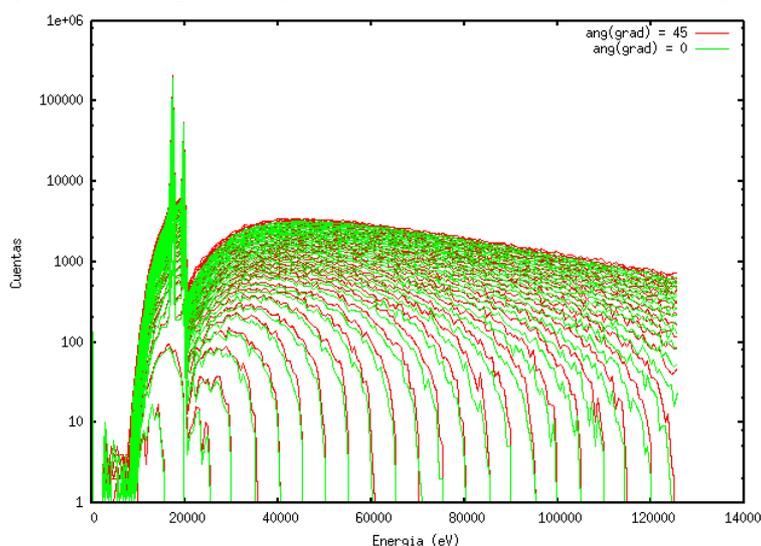


**Fig. Gen8:** Resultados del ajuste realizado (azul) mediante el algoritmo genético para uno de los espectros experimentales (rojo) del cobre (Cu). Para todos los espectros medidos de este material ha convergido el ajuste, motivo por el cual sólo se representa uno de ellos. Los espectros se han cortado a 40 KeV de tal forma que el ajuste sólo se efectúa sobre las colas a altas energías.

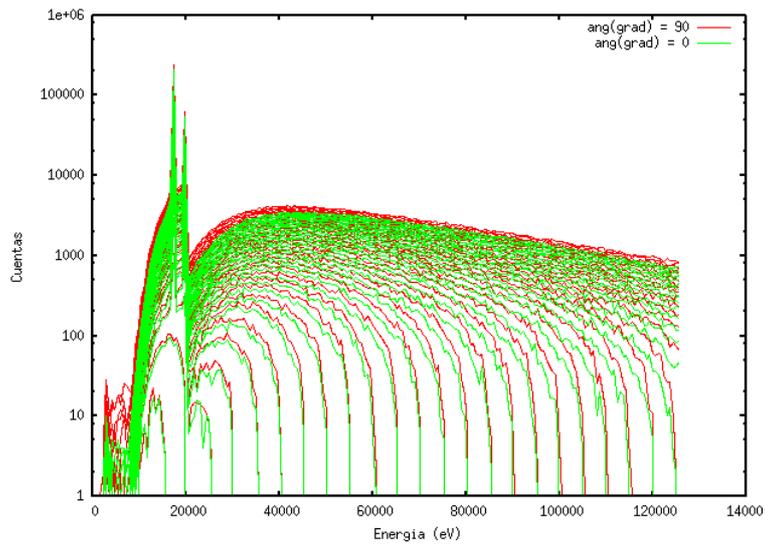
**Tabla G2:** Resultados del ajuste del genético a los espectros experimentales de Zn, Ni, Al y Cu que han convergido. Se muestra, para cada medida, su intensidad y temperaturas calculadas, y la temperatura y el factor de escala de la función de ajuste dados por el algoritmo.

Material	Medida	I [W/cm <sup>2</sup> ]	T <sub>teo</sub> [KeV]	T <sub>gen</sub> [KeV]	N <sub>0</sub>
Cobre	5 (26/07/17)	2,5·10 <sup>16</sup>	54,18	36,82	0,64
	6 (26/07/17)	2,5·10 <sup>16</sup>	54,18	35,38	0,27
	8 (26/07/17)	1,6·10 <sup>16</sup>	46,69	54,91	0,26
	10 (26/07/17)	1,6·10 <sup>16</sup>	46,69	84,70	0,52
	11 (26/07/17)	8,1·10 <sup>15</sup>	37,21	40,87	0,29
Aluminio	8 (28/04/17)	7,0·10 <sup>15</sup>	35,44	59,23	0,37
Níquel	8 (27/04/17)	7,0·10 <sup>15</sup>	35,44	29,26	0,07
	9 (27/04/17)	1,0·10 <sup>16</sup>	39,91	58,06	0,16

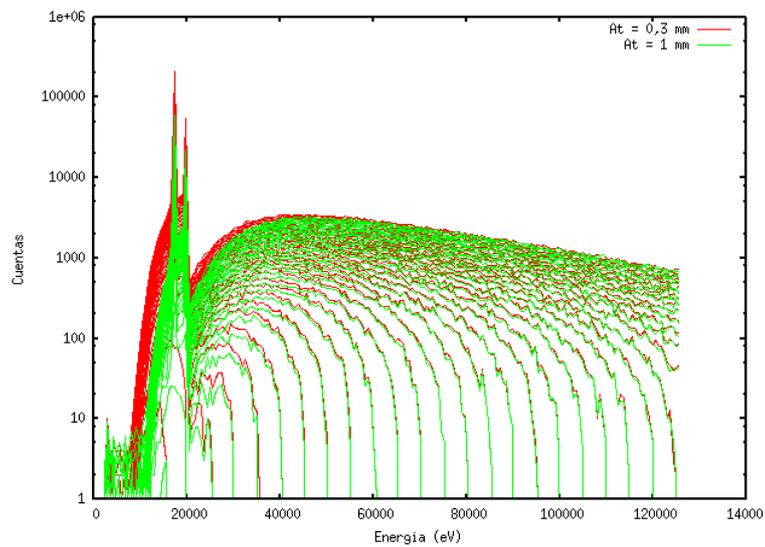
Para tratar de mejorar estos resultados, se han realizado nuevas simulaciones PenEasy con el objetivo de comprobar si algún factor o elemento del montaje es capaz de cambiar la pendiente de las colas a altas energías de los espectros experimentales. Para la misma configuración geométrica que los casos anteriores (sin PVC) se ha probado a variar la dirección de los haces monoenergéticos de electrones y a variar el grosor del atenuador de aluminio. En la **Fig. Gen9** se muestran los resultados al considerar incidencia normal sobre la lámina, mientras que para la **Fig. Gen10** se ha considerado que los electrones se desplazan paralelamente a la superficie de la misma. En ambos casos se puede ver que la pendiente de los espectros no varía, aunque sí se puede intuir una dependencia en el número de cuentas obtenido con el ángulo de incidencia de los electrones. En la **Fig. Gen11**, por último, se muestran los resultados de considerar un atenuador de 1 mm de espesor, frente a los 0,3 mm del resto de simulaciones. Aunque la atenuación a bajas energías es significativa, la pendiente de la cola a altas energías no varía apreciablemente de tal forma que pueda dar lugar a mejores resultados en los ajustes del genético.



**Fig. Gen9:** Resultados obtenidos en las simulaciones realizadas para incidencia normal (0°) del haz de electrones sobre el blanco (verde). Se representan además los resultados previamente calculados para incidencia a 45° (rojo). Las simulaciones se han realizado para los 40 haces de electrones monoenergéticos (5-200 KeV).



**Fig. Gen10:** Resultados obtenidos en las simulaciones realizadas para incidencia paralela ( $90^\circ$ ) del haz de electrones respecto la superficie del blanco (verde). Se representan además los resultados previamente calculados para incidencia a  $45^\circ$  (rojo). Las simulaciones se han realizado para los 40 haces de electrones monoenergéticos (5-200 KeV).



**Fig. Gen11:** Resultados obtenidos en las simulaciones realizadas en las que se ha aumentado el grosor del atenuador de aluminio a 1 mm (verde). Se representan además los resultados previamente calculados para 0,3 mm de espesor (rojo). Las simulaciones se han realizado para los 40 haces de electrones monoenergéticos (5-200 KeV).

## 7. Conclusiones

En este trabajo se han desarrollado los principales mecanismos de aceleración de electrones que tienen lugar en la interacción láser-plasma. A partir de los resultados obtenidos en las simulaciones con distribuciones monoenergéticas de electrones, se han intentado ajustar mediante un algoritmo genético a los datos experimentales medidos y de esta manera determinar las propiedades de la distribución real. Por el camino, se han estudiado diversas contribuciones a los espectros como la influencia de elementos del montaje, distancias relativas, ángulo de incidencia del haz electrónico o el grosor del blanco.

En cuanto a la comparación entre los espectros experimentales y simulados para cada material, el hecho de que no casen entre sí para algunas energías (**Fig. Sim 7-11**) induce a pensar que existen elementos que no se han considerado que pueden estar afectando a los experimentos. Uno de ellos es la posible saturación del detector. Debido a la alta tasa de repetición y la duración de cada pulso láser ( $\sim$  fs), combinado con las altas intensidades alcanzadas, los procesos involucrados suceden en grandes abundancias y en escalas de tiempo muy pequeñas. Por cada pulso le están llegando al detector un gran número de señales prácticamente simultáneas, lo cual, además de los problemas de *pile-up* comentados, puede dar lugar a la saturación del mismo. Esto puede intuirse comprobando las **Fig. Exp7-1**. Para cada material, en ellas se puede ver que, incluso para las mismas o unas muy parecidas condiciones experimentales (potencia del pulso, ángulo y distancia del detector), los espectros presentan disparidades en cuanto a la pendiente a altas energías y la altura de los espectros. Más aún, en algunos casos se han registrado espectros con mayor número de cuentas que otros en los que la potencia es notablemente mayor.

Estas incertidumbres en las pendientes afectan posteriormente a las temperaturas obtenidas en los ajustes mediante el genético, por los motivos comentados en la sección anterior. Por consiguiente, no están ordenadas de forma creciente con la intensidad incidente en cada caso (Tabla G1 y G2) tal como sí ocurre con las temperaturas calculadas teóricamente. Sin embargo, todas ellas son del mismo orden de magnitud que el proceso más relevante en este rango de energías: la absorción resonante, lo cual indica que las suposiciones no han sido del todo erróneas.

Es posible que exista, además, alguna dependencia de las leyes de escala de las temperaturas con el número atómico del material, tal como sugieren Z. L. Chen *et al.* en [53], que no se ha considerado. Esto podría dar lugar a un ajuste más fino de las temperaturas teóricas al compararlas con las procedentes del algoritmo, una vez solucionados los problemas descritos.

Una vez que se consigan caracterizar y entender completamente todos los procesos que intervienen en la interacción láser-plasma, será posible utilizar este mecanismo de aceleración como herramienta para otros propósitos y aplicaciones. Como se comentaba en la introducción, recientemente se ha empezado a emplear este tipo de sistemas experimentales como alternativa a los grandes aceleradores para la generación de haces de partículas, sean fotones [79], electrones [80], protones e incluso iones [62-63]. Respecto a éstos, presentan algunas ventajas como su versatilidad, su tamaño compacto, mucho más accesible para grupos de trabajo en laboratorios pequeños, y su facilidad relativa de operación. En estos años se han ido desarrollando aplicaciones de estos sistemas, como la transmutación de productos de fisión nuclear a través de fotorreacciones, o la generación de radioisótopos para fines médicos.

## 8. Agradecimientos

En primer lugar me gustaría agradecer la ayuda prestada por los dos directores de este trabajo, Luis Mario Fraile y José Manuel Udías, del Grupo de Física Nuclear, que me han guiado en todo momento durante estos meses. A Paula Ibañez, del mismo grupo, por introducirme e instruirme en el manejo de FORTRAN y PenEasy. Finalmente a José Benlliure y Lucía Martín, a cargo del laboratorio L2A2 de la Facultad de Física de la Universidad de Santiago de Compostela, por permitirme realizar allí los experimentos y facilitarme todos los datos que he necesitado.

## 9. Bibliografía

- [1] D. Li et al. *J. Phys.: Conf. Ser.* 112 042075 (2008)  
[2] S. Banerjee et al. *Phys. of Plasmas* 19, 5 (2012)  
[3] M. Feldman & R. Chiao, *Phys. Rev. A* 4, 1 (1971)  
[4] T. Tajima & J. Dawson *Phys. Rev. Lett.* 43, 4 (1979)  
[5] S. Cipiccia et al. *J. Appl. Phys.* 111 063302 (2012)  
[6] M. Günther et al. *Phys of Plasmas* 18, 8 (2011)  
[7] S.A. Reed et al. *Appl. Phys. Lett.* 89 231107 (2006)  
[8] L. Robson et al. *Lect. Notes Phys.* 694, 191-203 (2006)  
[9] W.T. Silfvast *Laser Fundamentals*, 1996  
[10] E.S.R. Gopal *Statistical Mechanics and Properties of Matter*, 1974  
[11] L.L. Yu et al. *New J. Phys* 12, 045021 (2010)  
[12] [https://en.wikipedia.org/wiki/Chirped\\_pulse\\_amplification](https://en.wikipedia.org/wiki/Chirped_pulse_amplification)  
[13] K. Thyagarajan & A. Ghatak *Laser Fundamentals*, 2010  
[14] M.L. Calvo Padilla *Óptica Avanzada*, 2002  
[15] R.J. Goldston & P. H. Rutherford, *Introduction to Plasma Physics*, 1995  
[16] P.M. Bellan *Fundamentals of Plasma Physics*, 2004  
[17] A. Rubenchik *Handbook of Plasma Physics (Vol.3)*, 1991  
[18] T.J.M. Boyd & J.J. Sanderson *The Physics of Plasmas*, 2003  
[19] M. Mahdavi & S.F. Ghazizadeh *African. Rev. Phys* 8, 0047 (2013)  
[20] M. Ettehad et al. *Plasma Phys. Ctrl. Fusion* 57, 085001 (2015)  
[21] A.J. Castillo et al. *Tech. Phys.* 59, 9 (2014)  
[22] S.J. Pestehe et al. *Plasma Phys. Ctrl. Fusion* 52, 065012 (2010)  
[23] W.L. Kruer *The Physics of Laser Plasma Interactions* 1988  
[24] Z.Y. Ge et al. *Phys. of Plasmas* 20, 073301 (2013)  
[25] Z.M. Sheng *Chin. Phys. B* 24, 1 015201 (2015)  
[26] H. Schwoerer, *Lect. Notes Phys.* 694, 7-23 (2006)  
[27] N.G. Denisov *Soviet Phys. JETP* 4, 4 1957  
[28] J.P. Freidberg et al. *Phys. Rev. Lett.* 28, 13 (1972)  
[29] M.K. Grimes et al. *Phys. Rev. Lett.* 85, 4010 (1999)  
[30] J.C. Kieffer et al. *Phys. Rev. Lett.* 62, 760 (1989)  
[31] Y.Q. Cui *Plasma Phys. Ctrl. Fusion* 55, 085008 (2013)  
[32] F. Brunel *Phys. Rev. Lett.* 59, 1 (1987)  
[33] Q. Dong *Science in China G* 45, 1 (2003)  
[34] O.F. Kostenko et al. *Phys. Scr.* 81, 055505 (2010)  
[35] O.F. Kostenko et al. *Phys. Scr.* 89, 075605 (2014)  
[36] W.L. Kruer *Bull. Am. Phys. Soc.* 35, 2079 (1990)  
[37] N. David et al. *Phys. Rev. E* 70, 056411 (2004)  
[38] S.M. Weng et al. *Phys. Rev. E* 80, 056406 (2009)  
[39] H.B. Cai et al. *Phys. of Plasmas* 13, 113105 (2006)  
[40] H. Popescu et al. *Phys. of Plasmas* 12, 063106 (2005)  
[41] W.L. Kruer et al. *Phys. Fluids* 28, 1 (1985)  
[42] M. Moshkelgosha et al. *IEEE Trans. Plasma Sc.* 41, 5 (2013)  
[43] M. Nurhuda et al. *New J. Phys.* 10, 053006 (2008)  
[44] L. Wang et al. *Eur. Phys. J. D.* 69, 72 (2015)  
[45] R.Y. Chiao et al. *Phys. Rev. Lett.* 13, 15 (1964)  
[46] S.C. Wilks et al. *SPIE Vol.* 1413, 131 (1991)  
[47] R.Y. Chiao et al. *Phys. Rev. Lett.* 12, 592 (1964)  
[48] T.Y.B. Yang et al. *Phys. of Plasmas* 2, 3146-54 (1995)  
[49] C. Rechatin et al. *Phys. Rev. Lett.* 103, 194804 (2009)  
[50] D. Batani & A. Morace *Nuc. Instr. Meths. Phys. Res. A* 623, 699-703 (2010)  
[51] G.H. McGall *J. Phys. D Appl. Phys.* 15, 823-831 (1982)  
[52] V.M. Gordienko et al. *Plasma Phys. Ctrl. Fusion* 44, 2555-2568 (2002)  
[53] Z.L. Chen et al. *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys* 37, 539-546 (2004)  
[54] M.G. Haines et al. *Phys. Rev. Lett.* 102, 045008 (2009)  
[55] C.D. Chen *Phys. of Plasmas* 16, 082705 (2009)  
[56] O.F. Kostenko & N.E. Andreev *Contrib. Plasma Phys.* 51, 5 (2011)  
[57] M. Chen et al. *Chin. J. Comput. Phys.* 25, 43 (2008)  
[58] A.B. Langdon *Phys. Rev. Lett* 44, 9 (1980)  
[59] J.P. Matte et al. *Plasma Phys. Ctrl. Fusion* 30, 12 (1988)  
[60] J.C. Kieffer et al. *Acad. Sci. Paris* 1, IV (2000)  
[61] S. Hasegawa et al. *Rev. Sci. Intrs.* 82, 033301 (2011)  
[62] V. Malka et al. *Lasers and Nuclei*, Chpt 6 (2006)  
[63] P. McKenna et al. *Lasers and Nuclei*, Chpt 7 (2006)  
[64] L. Robson et al. *Lasers and Nuclei*, Chpt 12 (2006)  
[65] C.D. Bowman et al. *Lasers and Nuclei*, Chpt 11 (2006)  
[66] L.M. Chen et al. *Phys. of Plasmas* 11, 4439 (2004)  
[67] C.H. Reich et al. *Laser and Part. Beams* 19, 147-150 (2001)  
[68] C.N. Danson et al. *Nucl. Fusion* 44, S239 (2004)  
[69] O.F. Kostenko *Quantum Electronics* 44, 5 (2014)  
[70] <http://amptek.com/products/xr-100t-cdte-x-ray-and-gamma-ray-detector/>  
[71] A. Tomal et al. *Appl. Rad. Isotopes* 100, 32-57 (2015)  
[72] F. Salvat et al. *Inf. Técnicos CIEMAT* 799, (1996)  
[73] F. Salvat et al. *Workshop Proceed.* 7, (2006)  
[74] J. Sempau et al. *Med. Phys.* 38, 11 (2011)  
[75] C. Fernández-Ramírez et al. *Phys. Rev. C* 77, 065212 (2008)  
[76] P. Ibañez et al. *Radiotherapy and Oncology* 115, S278-S279 (2015)  
[77] P. Ibañez et al. *Radiotherapy and Oncology* 119, S269-S270 (2016)