

Técnicas IV

Daniel Vázquez Lago

Colaboradores:

Elisa Casal

Nerea Arosa

12 de mayo de 2025

Índice general

Índice general	I
Prefacio	III
1 Nuclear	1
1.1 Estadística	1
1.2 Interacción radiación materia	1
1.2.1 Introducción	1
1.2.2 Origenes de la ionización	2
1.2.3 Interacciones de las partículas cargadas	3
1.2.4 Interacciones de los fotones	5
1.2.5 Interacciones de los neutrones	9
1.3 Detectores	9
1.3.1 Detectores de ionización	9
1.3.2 Detectores electrónicos: semiconductores	11
1.3.3 Detectores de Centelleo	12
1.3.4 Montaje electrónico	13
1.3.5 Características de los detectores	13
2 Solido	17
2.1 Práctica 1:	17
2.2 Práctica 2:	17
2.3 Práctica 3:	17
2.4 Práctica 4:	17
2.5 Práctica 5:	17
2.6 Práctica 6:	17
2.7 Práctica 7:	17
2.8 Práctica 8:	17
<i>Exámenes resueltos</i>	18
2024	18
Mayo 2015	27
Referencias	33

Prefacio

Estos apuntes han sido elaborados con el propósito de servir como guía de estudio y consulta para la asignatura de Física. Su contenido intenta recoger, de forma clara y estructurada, los principales conceptos, desarrollos teóricos, ejercicios y aplicaciones que conforman el temario de la materia.

Sin embargo, lejos de considerarse un material cerrado o definitivo, estos apuntes están pensados como un proyecto abierto y en continua evolución. He creado un repositorio en [github](#), donde se encuentra todo el contenido en formato editable. Cualquier persona interesada puede contribuir: ya sea corrigiendo errores, ampliando explicaciones, añadiendo ejemplos, mejorando las figuras o proponiendo nuevas secciones. Las aportaciones pueden ser compartidas conmigo para seguir mejorando colectivamente estos apuntes o, si lo prefieres, puedes trabajar de forma independiente y adaptarlos a tus propias necesidades. El objetivo es construir entre todos unos buenos apuntes de Física, accesibles, claros y útiles.

Espero que este material te resulte útil, y te animo a colaborar o a utilizarlo como base para tus propios proyectos. ¡Buen estudio!

Capítulo 1

Nuclear

1.1. Estadística

1.2. Interacción radiación materia

1.2.1. Introducción

Radiación ionizante y no ionizante

La radiación se puede clasificar según sus efectos al interaccionar con la materia:

- **Radiación no ionizante:** la de menor energía que la necesaria para ionizar la materia, esto es, por debajo de unos pocos eVs.
- **Radiación directamente ionizante:** puede ionizar la materia mediante interacciones de Coulomb producidas por la carga eléctrica de la radiación incidente (electrones, protones, iones pesados, muones...) con los electrones de los átomos del medio o con los núcleos atómicos.
- **Radiación indirectamente ionizante:** corresponde a partículas neutras (fotones, neutrones,...) que utilizan una interacción en dos pasos: primero transfieren energía cinética a una partícula cargada en el medio, que en un segundo paso ioniza directamente los electrones o núcleos atómicos.

Lógicamente, para que exista radiación ionizante la energía de la partícula debe superar el potencial de ionización del material, por lo que es posible que una partícula sea ionizante en un material y no en otro.

Cuantificación de la radiación

Las unidades y magnitudes que nos permiten cuantificar la interacción de la radiación son:

- **Actividad:** número de desintegraciones por unidad de tiempo. Se mide en bequerelios (Bq).

- **Exposición:** se define como la capacidad de ionización del aire por un campo de radiación. Es el cociente del valor absoluto de la carga total ΔQ dividido por la masa Δm de aire donde se produce esta carga, esto es $\Delta Q/\Delta m_{aire}$. Su unidad es el roentgen (R).
- **Dosis:** valor medio de la energía absorbida por unidad de masa del material. Su unidad es el gray (Gy), esto es, $\Delta E_{ab}/\Delta m$. La dosis equivalente es la dosis multiplicada por un factor de peso en función del tipo de radiación. Su unidad es el sievert (Sv).

1.2.2. Orígenes de la ionización

Para producir una vacante electrónica en un átomo, es decir, ionizarlo, existen varios fenómenos, que dependen tanto del tipo de radiación como del material.

- **Efecto fotoeléctrico.** Ocurre cuando un fotón con energía mayor que la de la ligadura del electrón interacciona con este expulsándolo.
- **Dispersión de Compton.** En esta el fotón transfiere parte de su energía a un electrón ligado.
- **Producción de triplete.** Este fenómeno se produce cuando un fotón de rayos gamma interactúa con un electrón (normalmente libre o débilmente ligado) y genera un par electrón-positrón, además del electrón inicial, que también queda en el estado final. La energía debe ser más grande que 2 veces la masa del electrón.
- **Interacción de Coulomb de una partícula cargada.**
- **Conversión interna.** En este caso el núcleo del átomo, excitado, interacciona con uno de los electrones, expulsándolo. Genera picos de energía muy concretos, ya que los estados excitados solo son unos pocos. Compite con la desexcitación mediante fotones.
- **Captura electrónica.** Sucede cuando un protón captura un electrón del átomo para convertirse en un neutrón (proceso alternativo a la β^+).
- **Aniquilación de un positrón.** El positrón interacciona con un electrón de un átomo, produciéndose dos fotones.
- **Efecto Auger.** El efecto Auger es un proceso no radiativo mediante el cual un átomo excitado se desexcita expulsando un electrón, en lugar de emitir un fotón. Un electrón de una capa más externa (por ejemplo, de la capa L) cae al nivel energético inferior (el hueco en la capa K) expulsando la energía o con rayos X (fluorescencia) o expulsando un electrón (electrón Auger). la energía cinética de los electrones emitidos será la correspondiente a la transición menos la energía de ligadura del electrón emitido.

Bremmstrahlung

Las partículas cargadas que sufren una modificación de su velocidad (aceleración o frenado) emiten radiación/fotones denominada **radiación de Bremmstrahlung**. La intensidad de la radiación emitida a una distancia r y un ángulo θ , en el caso relativista:

$$I(r, \theta) = \frac{1}{16\pi\epsilon_0} \frac{q^2 a^2}{c^3 r^2} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \beta \cos \theta)^2} \quad a = \frac{zZe^2}{4\pi\epsilon_0 r^2 m} \quad (1.2.1)$$

siendo m la masa de la partícula y a el valor aproximado de la aceleración por Coulomb. Por tanto esta emisión de Bremsstrahlung es mucho más intensa en partículas ligeras que en partículas pesadas (recordamos que la masa del proton es 200 veces superior a la del electrón y 10 veces la del muón).

Radiación Čerenkov

Una partícula que se mueve en un material dieléctrico transparente a mayor velocidad que la velocidad de fase de la luz en el medio c_n emitirá parte de su energía cinética en forma de radiación electromagnética, que se denomina radiación Čerenkov. No viene de la partícula cargada, sino del gran número de átomos del medio dieléctrico que quedan polarizados, emitiendo luz de forma coherente. Solo depende de la carga y velocidad de la partícula. Su energía corresponde al visible o regiones cercanas al visible, favoreciéndose emisiones de mayor energía (color azul de las piscinas nucleares).

1.2.3. Interacciones de las partículas cargadas

La interacción de Coulomb entre las partículas cargadas es lo que origina la interacción entre estas.

Poder de frando de las partículas cargadas

El **poder de frenado lineal** dE/dx es el parámetro que describe la pérdida de energía gradual que sufren las partículas cargadas cuando penetran en un medio absorbente. Se define como el cociente de energía perdida por unidad de camino recorrido en el medio. Puede deberse a:

- **Colisiones** en las interacciones con los electrones del medio.
- **Procesos radiativos** que resultan de la interacción con los núcleos del absorbente.

Las interacciones pueden ser de tipo duro cuando el parámetro de impacto es del orden del tamaño del átomo, de tipo blando cuando son mayores que el tamaño del átomo o de tipo bremsstrahlung cuando son menores que el tamaño del átomo

El poder de frenado es una propiedad del material en el que se propaga la partícula cargada, y normalmente se evalúa el poder de frenado másico:

$$S = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \quad (1.2.2)$$

Este se debió en dos términos: el poder de frenado debido al bremsstrahlung, llamado frenado másico radiativo, y al producido por la colisión, tal que:

$$S_{tot} = S_{rad} + S_{col} \quad (1.2.3)$$

Tenemos pues que:

- El **poder de frenado radiativo** es proporcional al número atómico del material absorbente y la energía total inicial de la partícula:

$$S_{rad} = N_a \sigma_{rad} E_i = \alpha r_e Z^2 \frac{N_A}{A} B_{rad} E_i \quad (1.2.4)$$

donde $\alpha = zZe^2/4\pi\epsilon_0 r^2 m$.

- El **poder de frenado másico** es proporcional al cuadrado del número atómico del proyectil e inversamente proporcional al cuadrado de la velocidad inicial del proyectil:

$$S_{col} = 4\pi \frac{ZN_A}{A} \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{z^2}{m_e v_\infty^2} \log \left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}} \right) \quad (1.2.5)$$

donde el cociente de los parámetros de impacto máximo y mínimo depende de si hacemos la aproximación clásica; cuántica, la cual se conoce como **ecuación de Bethe**; o cuántica relativista (que es mucho más largo y no vamos a poner). Así pues, tenemos que:

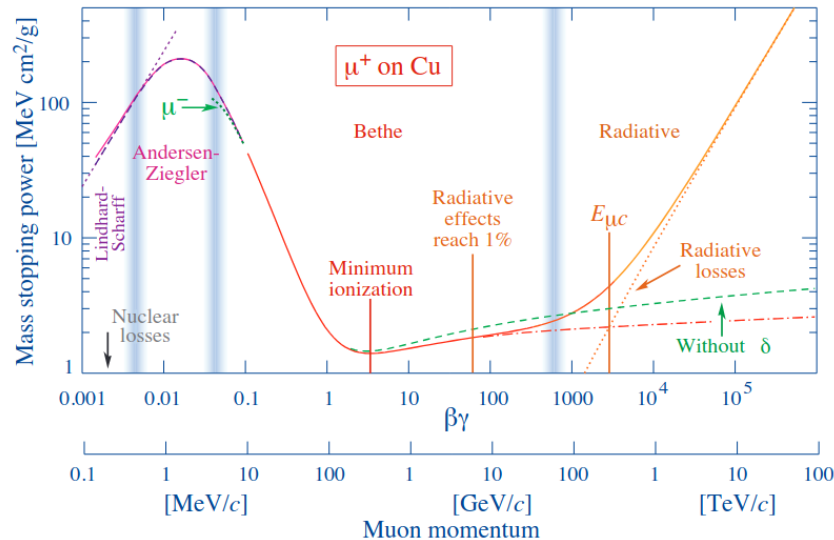
$$\left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}} \right)_{\text{clasico}} = \sqrt{\frac{2m_e v_\infty^2}{I}} \quad \left(\frac{b_{\max}}{b_{\min}} \right)_{\text{cuantico}} = \frac{2m_e v_\infty^2}{I} \quad (1.2.6)$$

siendo I el *potencial medio de ionización o excitación* que corresponde a la cantidad mínima de energía que puede transferirse en promedio a un átomo del absorbente en una interacción de Coulomb de una partícula cargada con el medio:

$$I = 2 \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \right)^2 \frac{z^2}{m_e v_\infty^2 b_{\max}^2} \quad (1.2.7)$$

Existirían más correcciones, como aquella que tiene en cuenta los electrones muy ligados que reducen el poder de frenado a bajas energías (capa K o orbital s), o el efecto de la densidad o polarización del medio (rebaja el poder de frenado en sólidos y líquidos por la perturbación dipolar que introducen las partículas cargadas rápidas, debilitando el campo de Coulomb de otros átomos lejanos).

En la siguiente imagen vemos como depende el poder de frenado de la energía inicial.



las partículas cargadas incrementan su poder de frenado drásticamente antes de frenarse en el medio, resultando en una gran deposición de energía antes de pararse, denominada **pico de Bragg**. Esto no ocurre en partículas ligeras (electrón) ni en el caso de radiación electromagnética.

Alcance de las partículas cargadas

El **alcance** de una partícula corresponde al grosor medio que la partícula atraviesa antes de detenerse, y existen varias posibles definiciones de alcance:

- El denominado **alcance CSDA** (Continuous Slowing Down Approximation) o camino recorrido por la partícula con su energía perdida:

$$R_{\text{CSDA}} = \int_0^{E_x(\text{inicial})} \frac{dE}{S_{\text{tot}}(E)} \quad (1.2.8)$$

En el caso de las partículas pesadas es una buena aproximación, no para los electrones en los que el alcance real en el medio se hace mayor debido a su camino curvado.

- El **alcance medio** es una profundidad para la que se reduce la mitad la cantidad de partículas, o grosor de una material que permite la transmisión del 50 % del haz incidente a esa energía.
- El **alcance extrapolado** se obtiene por la extrapolación de la sección recta de la fracción de partículas transmitidas de una energía constante para un grosor determinado.
- El **alcance máximo** es el grosor del material para el que no se transmite ninguna partícula de una energía dada.
- El **alcance promedio** se puede definir si se conoce la curva de frenado en detalle, y si fuera simétrica (la curva) coincide con el alcance medio.

1.2.4. Interacciones de los fotones

Los fotones son radiación indirectamente ionizante, pudiendo transferir energía al medio a través de las siguientes interacciones:

- Mediante la interacción con un núcleo atómico (fotoabsorción, fotodesintegración) o con su campo eléctrico (producción de pares).
- Mediante la interacción con electrones orbitales poco ligados o libres (ej. efecto de Compton) o fuertemente ligados (efecto fotoeléctrico).
- Mediante la energía depositada por las partículas cargadas liberadas en esas interacciones.

Las interacciones van a depender de la energía de los fotones incidentes y del número atómico del material absorbente. El fotón que sufre la interacción puede desaparecer (como el efecto fotoeléctrico) o sufrir una dispersión elástica o inelástica, con transferencia de energía. Estas

interacciones *están dominadas estadísticamente por su probabilidad de interacción por unidad de longitud recorrida, que depende del medio y de la energía.*

Para caracterizar la atenuación de los fotones en un medio se usa el **coeficiente de atenuación lineal** μ o **coeficiente de atenuación másico** μ/ρ . Utilizando una geometría en la que se define un haz monocromático bien coliado, con una intensidad de $I(0)$ partículas por segundo, se puede calcular cuantos fotones atraviesan una longitud determinada x de un absorbente homogéneo:

$$I(x) = I(0)e^{-\mu x} \quad (1.2.9)$$

La relación entre el coeficiente de atenuación μ y la sección eficaz total de interacción es trivial:

$$\mu = \frac{N_a}{V} \sigma_T = \rho \frac{N_A}{M_A} \sigma_T \quad (1.2.10)$$

donde N_a es el número de átomos, V el volumen, N_A el número de Avogadro, ρ la densidad y M_A la masa atómica. El coeficiente de atenuación se corresponde con la sección eficaz macroscópica.

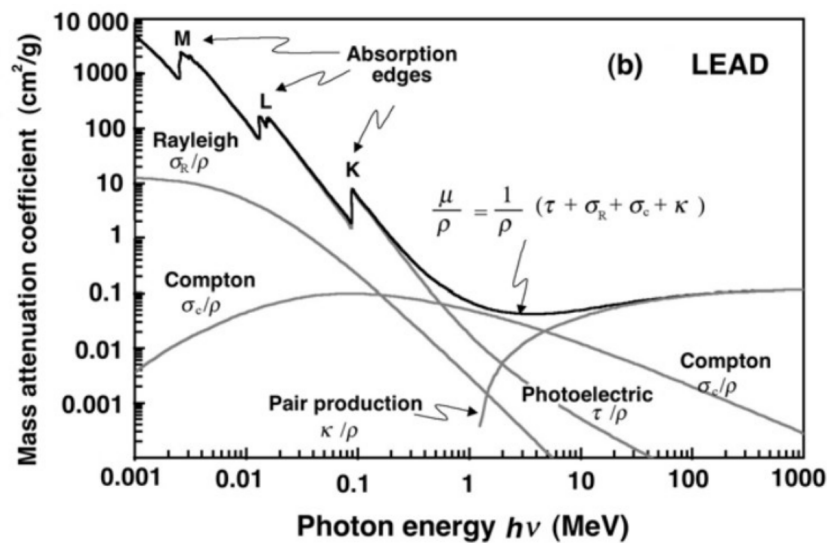
Se denomina **recorrido libre medio** \bar{x} al grosor del absorbente para el que se atenúa el haz original un factor $1/e$, es decir, se define como $\bar{x} = 1/\mu$. Estadísticamente se corresponde con la distancia media que un fotón de una energía determinada viaja a través de un medio sin tener una interacción.

El coeficiente de atenuación (o coeficiente de atenuación másico) se calcula a partir de las distintas interacciones que pueda sufrir el fotón:

$$\mu = \tau + \sigma_R + \sigma_c + \kappa \quad (1.2.11)$$

y el coeficiente para un material mezcla se obtiene como la suma pesada de los coeficientes de los componentes.

Figura 1.1: atenuación másica en función de la energía incidente, junto con las diferentes interacciones.



Veamos entonces cuales son las interacciones que tendremos en cuenta (resumen):

- **Compton:** es este el fotón interacciona con el electrón expulsándolo, y modificando su longitud de onda con la transferencia de momento:

$$Z + \gamma \longrightarrow Z^+ + e^- + \gamma \quad (1.2.12)$$

a diferencia del efecto fotoeléctrico, en el que el fotón desaparece. Tras esto pueden ocurrir tanto el efecto Auger, en el que la vacante dejada hace que caiga un electrón que transmite su energía de ligadura a otro y lo expulsa, o bien se emite un fotón.

- **Thomson:** Thomson es un efecto Compton a baja energía (mucho menos que Compton), en los que el fotón interacciona con el electrón expulsándolo (le transfiere momento), pero tan poco energético que no produce vacantes.

$$Z + \gamma \longrightarrow Z^+ + e^- + \gamma \quad (1.2.13)$$

- **Rayleigh:** en este caso el electrón interacciona directamente con el átomo, sin producir nada más, para luego volver a ser dispersado con la misma frecuencia, aunque no con la misma dirección.

$$Z + \gamma \longrightarrow Z^* \longrightarrow Z + \gamma \quad (1.2.14)$$

- **Efecto fotoeléctrico:** el fotón interacciona con el electrón (en general fuertemente ligado) tal que este es completamente absorbido y el electrón expulsado:

$$Z + \gamma \longrightarrow Z^+ + e^- \quad (1.2.15)$$

- **Producción de pares y tripletes:** el fotón interacciona con un átomo, produciendo un par de electrón positrón o también produciendo un par electrón positron y dispersando un electrón. Entonces tenemos:

$$\text{Producción pares: } Z + \gamma \longrightarrow Z + e^+ + e^- \quad (1.2.16)$$

$$\text{Producción triplete: } Z + \gamma \longrightarrow Z^+ + e^+ + e^- + e^- \quad (1.2.17)$$

las energías mínimas del fotón son diferentes (pares $E_\gamma > 2m_e c^2$, tripletes $E_\gamma > 4m_e c^2$) debido a que se debe conservar energía y momento lineal.

- **Fotodesintegración:** los fotones interaccionan con el núcleo atómico desparaciendo y cediéndole toda su energía al mismo, quedando excitado. La sección eficaz es pequeña con resonancias y umbrales en función del átomo.

Thomson

Ocurre a baja energía por electrones libres o fotoligados, y se puede describir en la mecánica no relativista. Se corresponde con el límite de baja energía de la dispersión Compton, en el que no se modifica la energía del fotón dispersado. Se obtiene una sección eficaz

$$\frac{d\sigma_{Th}}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2}(1 + \cos^2 \theta) \quad \sigma_{Th} = 8\pi r_e^2 \quad (1.2.18)$$

donde r_e es el radio del electrón (clásicamente está definido con radio, 2.8 fm). Como vemos no depende de la energía del fotón.

Compton

La dispersión de fotones de electrones poco ligados se denomina dispersión Compton, y para el cálculo de su sección eficaz cinemática se considera la interacción con un electrón libre en reposo. La sección eficaz correspondiente se denomina **sección eficaz de Klein-Nishina**:

$$\left(\frac{d\sigma_C^{KN}}{d\Omega} \right) = \frac{r_e^2}{2} \left(\frac{\nu'}{\nu} \right)^2 \left(\frac{\nu'}{\nu} + \frac{\nu}{\nu} - \sin^2 \theta \right) \quad (1.2.19)$$

Al incrementarse la energía se reduce la probabilidad de retrodispersión. También se puede deducir la sección eficaz en función del espectro de energía:

$$\left(\frac{d\sigma_C^{KN}(E_k)}{dE_k} \right) = \frac{\pi r_e^2}{c h \nu} \left(2 - \frac{2E_k}{E(h\nu - E_k)} + \frac{E_k^2}{E^2(h\nu - E_k)^2} + \frac{E_k^2}{h\nu(h\nu - E_k)} \right) \quad (1.2.20)$$

La sección eficaz total por electrón es independiente del número atómico del absorbente, ya que se desprecian los efectos de la ligadura electrónica en su cálculo.

Rayleigh

La **dispersión de Rayleigh** corresponde a interacciones de fotones con electrones ligados en los que no se produce excitación electrónica de ningún tipo. No se transfiere energía a los electrones. El átomo completo absorbe el momento transferido con un mínimo cambio de energía cinética. Es importante solo a baja energía y a alto Z del absorbente, donde puede superar la dispersión incoherente de Compton, aunque siempre por debajo de la probabilidad del fotoeléctrico.

La sección eficaz es la sección de eficaz de Thomson ponderada por el factor de forma:

$$\frac{d\sigma_R}{\Omega} = \frac{d\sigma_{Th}}{\Omega} \left[F \left(\sin \frac{\theta}{2\lambda}, Z \right) \right]^2 = \frac{r_e^2}{2} (1 + \cos^2 \theta) \cdot \left[F \left(\sin \frac{\theta}{2\lambda}, Z \right) \right]^2 \quad (1.2.21)$$

donde $F(x, Z)$ es una función de forma dependiente del momento transferido y del Z absorbente. Determinar esta función requiere cálculos complejos asociados con las funciones de onda atómicas. Tiende a cero cuando crece el ángulo de dispersión.

Efecto fotoeléctrico**Producción de pares****Producción de triplete****Fotodesintegración****1.2.5. Interacciones de los neutrones****1.3. Detectores**

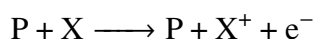
En esta parte nos focalizaremos en la interacción de una partícula/radiación con el detector. Dicha interacción supone un efecto, en general la transferencia de energía al medio. La forma en la que se trasfiere, y la conversión de esa transferencia en una señal útil es en lo que se diferencian los detectores.

Los observables más interesantes son: conteo, tipo de partícula, energía depositada (espectroscopía), posición (tracking)... Y todos ellos en cierto modo dependen de la energía depositada en el medio, ya que es esta transferencia de información la que puede decirnos que tipo de partícula es (por ejemplo, los electrones depositarán diferente energía que los protones en un medio), la posición de la interacción (ya que por ejemplo se generarán fotones y se podrá obtener a través de extrapolación), conteo...

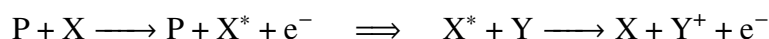
En función de las formas de observación de la transferencia de en la señal útil tendremos observaciones ópticas u observaciones electrónicas. Los mecanismos de interacción son: ionización, interacción con semiconductores, centelleo y reacción nuclear (captura, fisión, transferencia...). Nosotros estudiaremos los detectores en función de la interacción, viendo en cada uno de estos que tipo de formas de observación hay.

1.3.1. Detectores de ionización

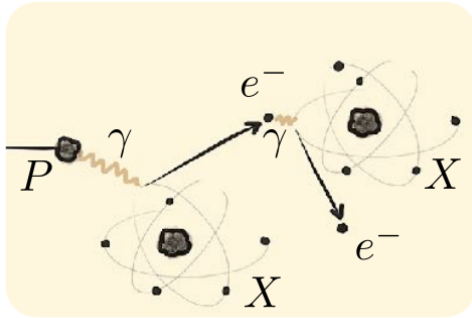
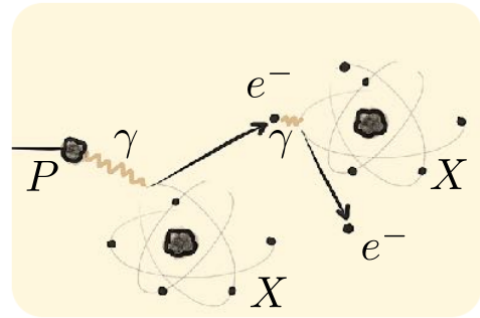
Un detector de ionización es un gas formado por moléculas/átomos X tal que el paso de una partícula P (por ejemplo un núcleo, un electrón o un fotón) provoca que un electrón del núcleo X se libere, tal que:



También es posible que en la interacción P-X la molécula X se excite, y luego esta en la interacción con otra molécula la ionice, tal que:

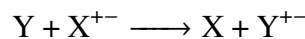


a lo primero lo llamamos **ionización primaria**, y a lo segundo **ionización secundaria**. Este proceso podría repetirse para una ionización terciaria, cuaternaria... En la siguiente imagen tratamos de ilustrar mejor el concepto:

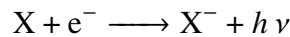
Figura 1.2: Radiación ionizante primaria [3].**Figura 1.3:** Radiación ionizante secundaria [3].

El valor de interés aquí será el número de pares creados, pues depende de la energía depositada. Una vez se produce estos pares, y se ioniza el medio, es posible que aparezcan *nuevos mecanismos de ionización*:

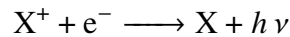
- La *transferencia de carga* tal que:



- El *attachment*, en el que:



- La *recombinación*:



En función del tipo de gas X que tengamos un mecanismo prevalecerá más que otro. tenemos básicamente 3 tipos de gases:

- Los **gases electronegativos**, que atrapan electrones (es decir, favorecen el proceso attachment). No se usan solos en detectores donde necesitas recoger electrones (ej. TPCs), pero sí pueden usarse para controlar descargas. Ejemplos: O₂, H₂O, CO₂, CCl₄, SF₆.
- Los **gases “quencher”** que atrapan o interaccionan con fotones, en general absorben fotones UV emitidos en procesos de excitación o recombinación. Evitan que esos fotones vuelvan a ionizar el gas, i.e. controlan descargas secundarias. Son en general gases orgánicos CH₄, C₄H₁₀, CO₂, CCl₄, SF₆.
- Los **gases electropositivos** (“suelta electrones”). Son fáciles de ionizar, liberan electrones con poca energía, muy usados como gases base en detectores. No hacen attachment, por lo que presentan buena recolección de carga y resolución. Son en general *gases nobles*: He, Ne, Ar, Xe, etc.

Para el correcto funcionamiento de los detectores de ionización es necesario un proceso que aumente el número de iones y que se muevan para ser recogidos por otro detector que transfiera la información. Para esto tenemos dos procesos: la creación de avalanchas y multiplicación:

- En las **avalanchas** la energía de los electrones primarios es suficiente para ionizar el gas exponencialmente. Se pierde información acerca del número de electrones primarios.

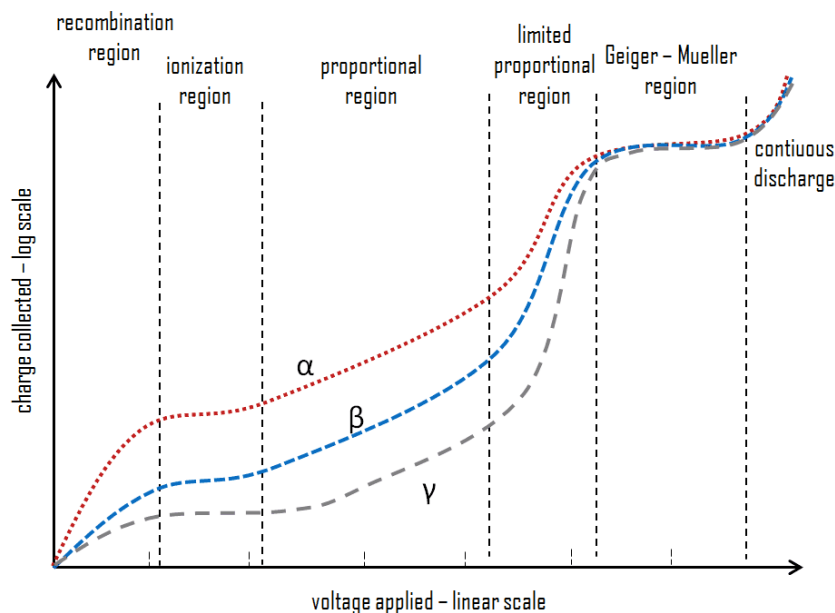
- Cuando el fenómeno es la **multiplicación**, el campo aumenta gradualmente acelerando los electrones y creando multiplicación de las cargas. El número de electrones primarios es proporcional a los recogidos.

Existen varios tipos de detectores por ionización:

- La **camara de ionización** contiene gases nobles, que producen una señal con carga proporcional a la energía perdida en el gas.
- El **contador proporcional** es un mezclado de gases “quencher” y/o electronegativos. La forma del campo eléctrico acelera los electrones y produce ionización secundaria, siendo la señal proporcional al número de electrones (de ahí el nombre).
- El **Geiger-Müller** es un mezclado de gases “quencher” y nobles, de tal modo que los gases “quencher” extinguen ionizaciones pequeñas. El campo eléctrico altísimo produce avalanchas en cadena, con señales independientes de la energía depositada y del tipo de partícula (se pierde esta información, solo existe detección, con muy alta eficiencia). Esta eficiencia depende de la partícula: para iones es del 100 %, para electrones muy alta y para fotones baja, < 10 %.

Como podemos ver, los diferentes detectores se ubican en regiones diferentes de la siguiente imagen:

Figura 1.4: Producción de pares de iones en función del voltaje aplicado.



1.3.2. Detectores electrónicos: semiconductores

Los detectores electrónicos basados en semiconductores, aprovechan la estructura de bandas y de valencia (Si, Ge) lógicamente dopados, formando uniones PN. El principio es sencillo: cuando

una partícula ioniza el material, crea pares de electrón-hueco, que son llevados en direcciones opuestas y recolectados en los bordes del detector.

La creación de huecos-electrones será más eficiente si ocurre en la zona de vaciamiento de una unión PN, ya que en esta región el alto campo eléctrico que hay (siempre y cuando apliquemos voltaje inverso en los extremo) hará que rápidamente se muevan y no se puedan recombinar. Uno puede deducir que la polarización en la que queremos la unión será inversa: región de vaciamiento más ancha y campo más alto. La señal se forma con la recolección de la carga, por lo que aparecerán dos componentes, una para los huecos y otra para los electrones.

1.3.3. Detectores de Centelleo

El principio es sencillo: convierte la energía cinética de las partículas en luz (fotones), cuya intensidad es proporcional a la energía depositada. Esto se produce porque el material absorbe parte de la energía de la partícula incidente (quedando “excitado” durante un tiempo determinado) y la reemite en forma de un corto destello de luz, típicamente en el rango de la luz visible. El medio será transparente a la longitud de onda de su propia emisión, ya que en caso contrario se producirá dispersión de la luz.

En función del tiempo de excitación del material:

- La **fluorescencia** tiene tiempos de exctiación (medios) tal que $\tau_{1/2} < \text{ps}$, siendo transiciones atómicas.
- La **fosforescencia** tiene tiempos de exctiación (medios) tal que $\tau_{1/2}$ de μs a h .

Pueden ser ópticos (espintariscopio, Geiger Marsden) o eléctricos, en los que se usan dispositivos multiplicadores para aumentar la señal. Esto último es lo más usado, ya que proporcionan una mayor sensibilidad a la energía, respuesta rápida (ns) y la posibilidad de análisis de pulsos. Distinguimos dos clases de materiales de los que puede estar hecho el centelleador:

- Los materiales **inorgánicos**, como estructuras cristalinas (NaI(Tl), CsI(Tl,Na)...), cristales amorfos o gases nobles. Estos presentan mejor respuesta lumínica (correspondencia lineal con la energía) pero son más lentos.
- Los materiales **orgánicos** que pueden ser líquidos o sólidos (cristales o plásticos). Son más rápidos pero emiten menos cantidad de luz.

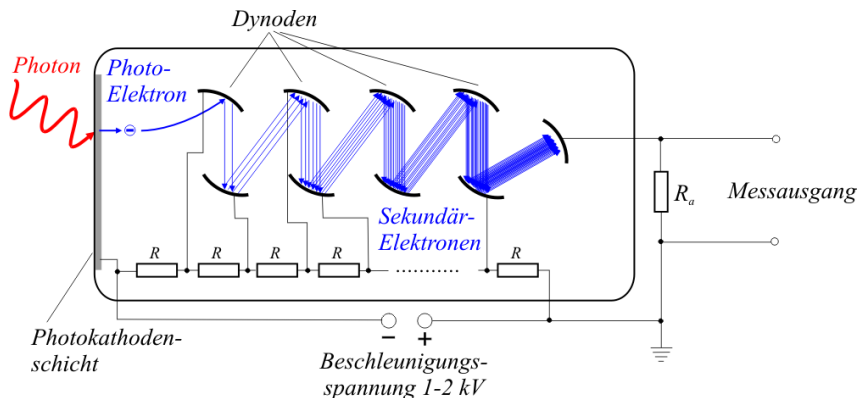
Los tubos fotomultiplicadores están formados por:

- **Fotocátodos:** sería un semiconductor junto con un metal alcalino, capaz de convertir la radiación dentro del rango útil del espectro en electrones.
- **Sistema de entrada electro-óptica:** recolección electrónica eficiente. Es independiente de la posición y posee buena resolución en tiempo.

- **Sección de multiplicación electrónica:** compuesta por varios **dínodos**¹, el potencial se incrementa con cada dinodo hasta el ánodo. La multiplicación en cada etapa resulta en una ganancia neta.

Luego además existen los **fotomultiplicadores de avalancha**, que aprovechan las características de un semiconductor para crear un campo eléctrico de deriva y multiplicación.

Figura 1.5: fotomultiplicador de avalancha, donde se ven los dinodos (*dynoden*).



1.3.4. Montaje electrónico

En el montaje, una vez ocurre la detección y se produce la señal, esta debe ser amplificada, tratada, y/o discriminada. Luego, debe codificarse para que sea digital y se muestre de la manera adecuada. Las partes son:

1. **Preamplificación:** sensible a la carga, voltaje o intensidad (básicamente la señal que llega), filtrando la parte del ruido y frecuencias no deseadas.
2. **Amplificación:** segunda amplificación, tratando la señal y modifica su forma en función de sus características.
3. **Discriminador:** envía una señal lógica cuando la señal de entrada supera un cierto umbral.
4. **Codificación en canales** cada medida es una cuenta que se puede acumular en un histograma.

1.3.5. Características de los detectores

Las condiciones de funcionamiento dependen de las características del detector: tipo de detector, material, presión, temperatura... Así pues, tenemos varias características que nos pueden

¹Un dínodo es el nombre que reciben cada uno de los electrodos de un tubo fotomultiplicador. Cada dínodo está cargado más positivamente unos 100 voltios que su predecesor, de tal forma que cuando el fotocátodo del tubo recibe un fotón y consecuentemente emite un electrón, este se dirige al primer dínodo, el cual recibe el impacto del electrón en su superficie, emitiendo en un proceso secundario, a su vez más electrones que se dirigen al siguiente dínodo. Y así sucesivamente hasta llegar al ánodo receptor. De esta forma, son capaces de aumentar hasta un millón de veces la pequeña corriente emitida por el fotocátodo, produciéndose de 10^5 a 10^7 electrones por cada fotón incidente. [4].

ayudar a discernir (buena resolución, calibración amplia y duradera, buena eficiencia...) un buen detector de un mal detector:

- **Calibración:** puede ser en energía, tiempo o posición. En el caso de la energía se traducen los canales a unidades de energía, haciendo una correspondencia lineal con una fuente que emita a energías bien definidas.
- **Resolución:** en general se refiere a la relación entre el ruido del detector y la electrónica asociada con el valor dado. En particular podemos distinguir: en energía ($\Delta E/E$), asociada a fluctuaciones estadísticas en la formación de portadores de carga/deposición de energía o la colección incompleta de la carga producida; en tiempo ($\Delta t/t$), asociada a la formación del pulso y el proceso de discriminación; o a la posición ($\Delta x/x$) asociado al tamaño y geometría de las celdas.
- **Eficiencia total:** para tener buena eficiencia la partícula debe alcanzar el medio activo del detector, transferir la energía al medio activo o convertir la información en señal útil. La definimos como

$$\varepsilon_{tot} = \frac{\text{nº de sucesos detectados}}{\text{nº de sucesos emitidos}} \quad (1.3.1)$$

Depende de la geometría, probabilidad de interacción y tipo de radiación. Así pues distinguimos:

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon_{intr} \cdot \varepsilon_{geo} \quad (1.3.2)$$

definiendo:

$$\varepsilon_{geo} = \frac{\text{nº de sucesos que llegan al detector}}{\text{nº de sucesos emitidos}} \quad (1.3.3)$$

$$\varepsilon_{intr} = \frac{\text{nº de sucesos detectados}}{\text{nº de sucesos que llegan al detector}} \quad (1.3.4)$$

- **Tiempo muerto:** es el tiempo mínimo entre dos señales discernibles, dependiendo de la respuesta del detector y la cadena electrónica. Es fundamental estudiar que significa que nuestro detector sea paralizante o no paralizante. Sea τ el tiempo muerto, n la tasa real y m la tasa detectada.

- **Detector paralizante:** como indica su palabra, reinicia la detección cada vez que hay una nueva detección. sea t_0 el instante de la detección y sea t_1 es la de la segunda detección. Si $t_1 < t_0 + \tau$, entonces el detector paralizante reiniciará la cuenta y solo realizará una detección, siempre y cuando otra detección t_3 verifique que $t_3 < t_2 + \tau$, porque en ese caso volverá a reiniciarse. En este caso:

$$m = \frac{n}{1 + n\tau} \quad (1.3.5)$$

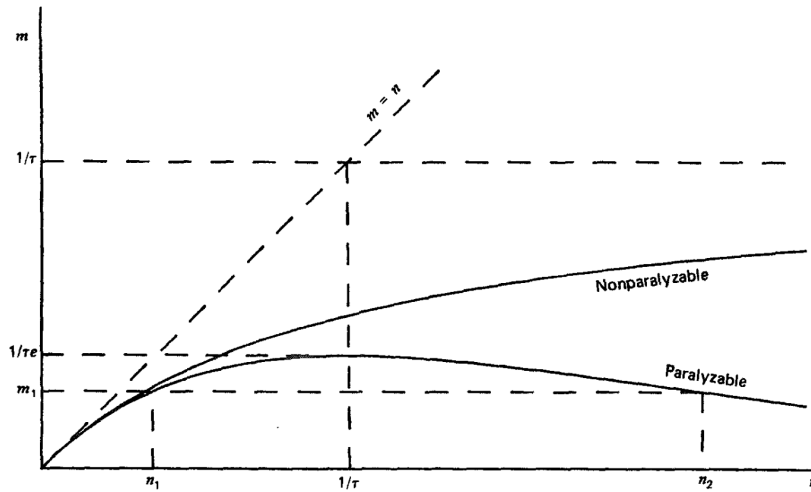
- **Detector no paralizante:** como indica su palabra, no reinicia la detección cada vez que hay una nueva detección. Sea t_0 el instante de la detección y sea t_1 es la de la segunda detección. Si $t_1 < t_0 + \tau$, entonces el detector no paralizante no detectará la

cuenta, y solo realizará una detección, sin embargo en este caso si hay una tercera detección será detectado siempre que $t_3 < t_1 + \tau$.

$$m = ne^{-n\tau} \quad (1.3.6)$$

Como podemos ver la tasa detectada del no paralizable es mayor que la del paralizable:

Figura 1.6: tasa de detecciones vs evento reales para detectores no paralizables y paralizables [2].



Capítulo 2

Solido

2.1. Práctica 1:

2.2. Práctica 2:

2.3. Práctica 3:

2.4. Práctica 4:

2.5. Práctica 5:

2.6. Práctica 6:

2.7. Práctica 7:

2.8. Práctica 8:

Exámenes resueltos

Mayo 2024

Difracción de rayos X (Elisa Casal)

Preguntas

- Se tiene una muestra policristalina en polvo de un material con estructura bcc de parámetro de red 4 Å. Si se realiza un difractograma de rayos X con una longitud de onda $\lambda = 1.540$ Å, ¿a qué ángulos θ aparecen los tres primeros picos de difracción?
- Si los ángulos de todos los picos de difracción estuviesen sobreestimados en aprox. 1° , ¿las constantes de red que se obtienen estarán sobreestimadas o subestimadas?

Solución

- La ecuación que tenemos que usar es la siguiente:

$$\sin(\theta) = \frac{\lambda}{2a} \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} \quad (2.8.1)$$

No obstante, es necesario particularizarla según el criterio de selección de (h,k,l) para una FCC que es que h+k+l ha de ser par. Teniendo esto en cuenta para las tres primeras ternas que verifican el criterio de selección tenemos:

- (1,1,0) $\rightarrow \theta_1 = 15.80^\circ$
 - (2,0,0) $\rightarrow \theta_2 = 22.64^\circ$
 - (2,1,1) $\rightarrow \theta_3 = 32.98^\circ$
- Si todos los ángulos medidos están sobreestimados tenemos $\theta_{\text{medida}} > \theta_{\text{real}}$. Para los ángulos de arriba ello implica: $\sin(\theta_{\text{medida}}) > \sin(\theta_{\text{real}})$. Considerando que $a \propto 1/\sin(\theta)$ obtendríamos $a_{\text{medida}} < a_{\text{real}}$, es decir, obtenemos un valor infraestimado para la constante de red.

Fotoconductividad

Preguntas

- Confirma o refuta la siguiente afirmación: “La conductividad de exceso, que se define como la conductividad por encima de la ambiental, resulta seguir una ley no lineal (en concreto, potencial) con la irradiancia recibida por el fotorreceptor, con un exponente ligeramente mayor que la unidad”.
- ¿Cómo mediste la conductancia intrínseca G_0 ? ¿Es mayor o menor que la que se obtiene con la luz de la bombilla incidiendo sobre la fotocélula?

Solución:

- a) La conductividad de exceso se define como la conductividad por encima de la intrínseca, es decir:

$$\Delta G(\Phi) = G(\Phi) - G_0$$

siendo Φ la irradiancia. Además, en todo caso, la relación no es lineal, es efectivamente potencial (con la raíz cuadrada), tal y como vamos a demostrar aquí. La relación con el número de portadores n del exceso de conductividad es tal que

$$\Delta G \propto n(\Phi) - n_0$$

y, el número de portadores $n(\Phi)$, a su vez, una relación no lineal con la irradiancia

$$\gamma n(\Phi)^2 = \beta \Phi$$

Es decir, la relación de la conductividad de exceso y la irradiancia se relacionan a través de la raíz cuadrada:

$$\Delta G \propto \sqrt{\Phi}$$

en general, al no tener una fuente monocromática, en realidad

$$\Delta G \propto \Phi^{m/2}$$

siendo m un valor que debería rondar sobre 1. Experimentalmente se obtuvo (Daniel Vázquez Lago) un valor $m \approx 1.06$, mientras que en otras prácticas (Raquel Alfonso) se obtuvo $m \approx 1.3 - 1.6$.

- b) La conductancia intrínseca que es la conductancia que tiene el el fotodiodo cuando está aislado (no recibe ningún tipo de irradiancia ambiental o externa). Para medirla estudiamos I frente a V , tal que la ley de Ohm y una regresión lineal nos dará el valor de G_0 :

$$V = G_0 I$$

Es menor que la que se obtiene con la luz de la bombilla incidiendo sobre la fotocélula, ya que la luz genera un exceso de portadores al excitar electrones en la banda de valencia del semiconductor.

Conductividad eléctrica de placa dentada

Preguntas

- En la imposición de condiciones de contorno sobre la corriente de entrada, *Agros2D* pide la densidad de corriente. ¿Cómo se obtiene la sección para determinar dicha densidad de corriente a partir de la intensidad?
- Indica y explica brevemente la regla de proporcionalidad que se aplica para la determinación de σ a partir de los resultados de la simulación.

Solución:

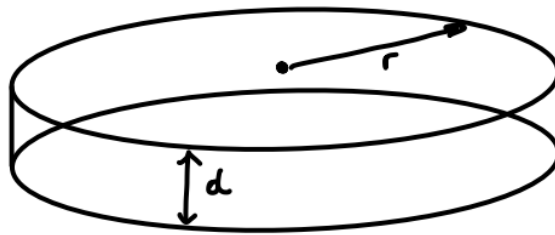
- a) La densidad de corriente de entrada J y la intensidad que medimos en el laboratorio se relacionan de la siguiente manera:

$$J = \frac{I}{A}$$

siendo este área el área que está alrededor del tornillo, véase

$$A = 2\pi r \cdot d \quad (2.8.2)$$

siendo r el radio del borne y d el espesor de la placa.



- b) La relación entre σ_{exp} y σ_{sim} básicamente nos dice que:

$$V_{\text{exp}}\sigma_{\text{exp}} = V_{\text{sim}} \cdot \sigma_{\text{sim}}$$

donde σ es la conductividad y $\rho = 1/\sigma$ sería la resistividad. El funcional de resistencia $R(\rho)$ depende de la resistividad del metal y de la forma geométrica, que por definición dependerá linealmente de la resistividad $R(\rho) \propto \rho$ (piensa en las unidades, debe ser necesariamente lineal ya que R va con Ω y ρ va con $\Omega \cdot m$), y por tanto entre 2 metales con la misma forma:

$$\frac{R_{\text{sim}}}{R_{\text{exp}}} = \frac{\rho_{\text{sim}}}{\rho_{\text{exp}}} \quad (2.8.3)$$

Y si ambos tienen la misma intensidad entonces la ley de Ohm (que en un metal se cumple siempre)

$$V = R(\rho)I \longrightarrow I = \frac{V}{R(\rho)}$$

Finalmente, si $\rho = 1/\sigma$, efectivamente:

$$V_{\text{exp}}\sigma_{\text{exp}} = V_{\text{sim}} \cdot \sigma_{\text{sim}}$$

Resumen: en el caso de que la geometría de dos objetos sea igual, ambos sean óhmicos y que les atraviese la misma corriente por los bordes, entonces la relación voltaje x conductividad será igual en ambos.

Conductividad eléctrica de placa perforada (Elisa Casal)**Preguntas**

- a) ¿A qué puntos se les impuso la condición de contorno de voltaje nulo? Discute brevemente por qué.
- b) En la simulación por elementos finitos, ¿de qué modo y dónde entraba el espesor de la placa metálica?

Solución

- a) El voltaje nulo se le puso como condición de contorno al terminal de salida.
- b) El espesor entra en juego para establecer la J_0 en la condición de contorno sobre el terminal de entrada.

Nosotros lo que hemos medido previamente a la simulación es I_0 , que es la corriente que establecimos en las medidas experimentales y el V_{exp} al que da lugar esta corriente. Como para introducir en el *Agros2d* lo que necesitamos es una densidad de corriente habrá que dividir I_0 entre el área transversal que atraviesa. Este es un método que puede introducir mucha incertidumbre. El área transversal que atraviesa la corriente será la longitud, L , del terminal multiplicada por el espesor, d , de la placa. Esa longitud, en principio, debería de ser la de los tres lados que forman el terminal. De esta manera la densidad de corriente para introducir como condición de contorno en el terminal de entrada es:

$$J_0 = \frac{I_0}{L \cdot d} \quad (2.8.4)$$

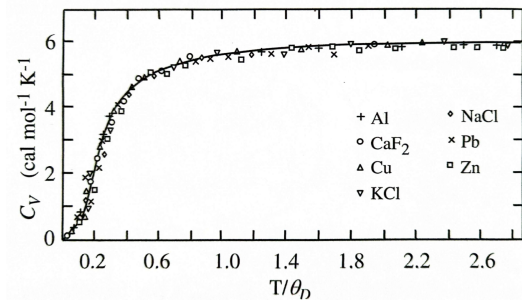
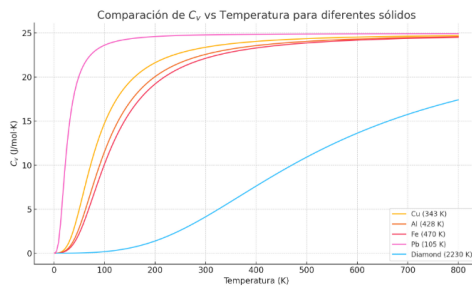
Temperatura de Debye**Preguntas**

- a) Si tenemos en cuenta el intercambio de calor entre nuestro sistema (vaso con agua más muestra) con el ambiente durante el proceso de enfriamiento que experimenta el agua al introducir la muestra de cobre, ¿la temperatura final del agua es mayor o menor que la medida experimentalmente? ¿Y qué sucede con Θ_D ? ¿Aumenta o disminuye?
- b) Teniendo en cuenta el procedimiento experimental que seguimos en la práctica, ¿con qué tipo de material sería más “fácil” (en el sentido de precisa) la determinación de Θ_D ? ¿Con uno de Θ_D muy baja (digamos $\Theta_D \approx 50$ K) o con otro de Θ_D muy alta (digamos $\Theta_D \approx 600$ K)? ¿Y con respecto a la masa de la muestra? ¿Es mejor que sea más ligera o más pesada?

Solución:

- a) Si consideramos el intercambio de calor entre nuestro sistema (vaso con agua + muestra) y el ambiente, la temperatura final del agua *medida experimentalmente será mayor que la real*. Esto ocurre porque, durante el proceso, el agua gana energía del ambiente al estar mas frío que este. Por tanto, la medida de T_f será algo mayor que si el sistema estuviese perfectamente aislado, de tal modo que ΔT_{agua} es menor (valor absoluto), ya que en el agua $T_i \approx 17^\circ\text{C}$ y $T_f \approx 13^\circ\text{C}$. consecuentemente, el valor ΔU_{exp} será menor también que en el caso aislado.

Ahora, veamos que la siguiente gráfica en la que representamos C_V frenet T y T/θ_D respectivamente.



Dado que ΔU entre entre dos valores de T/Θ_D es la integral debajo de la curva de C_V :

$$\Delta U_{\text{teo}} = \int_{T_i}^{T_f} C_V(T)_{\text{cobre}} dT$$

Y por tanto tenemos que efectivamente cuando mas alto T/θ_D aumenta el valor de ΔU . Si aumentamos $T_f \uparrow$ (recordamos que $T_i = 73\text{ K}$ es fijo, el valor del nitrógen líquido), tenemos que $\Delta U_{\text{teo}} \uparrow$, sin embargo tenemos experimentalmente que $\Delta U_{\text{exp}} \downarrow$. Así pues, la única forma de obtener un $\Delta U_{\text{teo}} \downarrow$ cuando $T_f \uparrow$ es aumentar $\theta_D \uparrow$. Es decir, θ_D experimental aumentará respecto al valor aislado. De hecho es lo que ocurre experimentalmente, ya que $\theta_D = 343\text{ K}$ (cobre) y experimentalmente en el laboratorio de mide $\theta_D \approx 360\text{ K}$ (Elisa Casal).

- b) Si tenemos un material $\theta_D \approx 600\text{ K}$ estaremos en el límite cuántico ($T < \Theta_D$), mientras que $\Theta_D \approx 50\text{ K}$ estaremos en el límite clásico. Si le echamos un vistazo a la imagen del apartado anterior, con una Θ_D grande ΔU es pequeña, mientras que para Θ_D pequeña ΔU es grande.

Se puede argumentar que con un Θ_D alta, como se tiene que intercambiar menos calor, disminuye el tiempo de exposición al aire, y por tanto el calor intercambiado agua-vaso-aire será mucho menor y por tanto se parecerá mucho más al caso aislado, el cual es la mayor fuente de incertidumbre. De ser esto así, tener menos masa sería mejor.

Respecto a la masa de la muestra, una muestra menos pesada intercambia menos calor con el agua (mayor ΔU), ya que es capaz de “almacenar menos energía en su interior”. Es decir, para el mismo material cobre, menos masa implica menos moles, y menos moles de cobre implican que ΔU será más pequeño, y lo que nos lleva a un menor tiempo expuesto y por tanto menos intercambio con el ambiente, y dado que esta es la mayor fuente de error concluimos que es el resultado correcto.

Los resultados de Brais Méndez confirman este argumento ya que su Θ_D para la masa pequeña es 349 K , mientras que la masa grande es 375.0 K .

Efecto Hall en semiconductores

Preguntas

- a) Supón que, debido por ejemplo a un efecto termoeléctrico, en toda la experiencia las lecturas de caída de voltaje entre los terminales transversales del semiconductor tienen una contribución extra de -0.1 V , y que no la corregimos. ¿Cómo afectaría ello al valor obtenido para el coeficiente Hall R_H ?
 - b) En un montaje experimental dado, con polaridades fijas de las conexiones entre la muestra, fuentes y demás equipamiento, cuando se consideran casos de conductores por electrones o por huecos, ¿las fuerzas de Lorentz tienen igual signo o signos opuestos en un caso frente al otro?
- a) No, no nos afecta, ya que lo que nosotros usamos para calcular el efecto Hall es usar la pendiente de la curva, la cual no se ve afectada al aumentar V uniformemente. Aumentar V uniformemente solo modifica el término independiente. Sería lo mismo para la intensidad: solo depende la pendiente. Mientras el cambio sea uniforme, obtenemos el mismo resultado.
 - b) Las fuerzas de Lorentz actúan en el mismo sentido. Ingenuamente uno podría pensar que cambian ya que

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

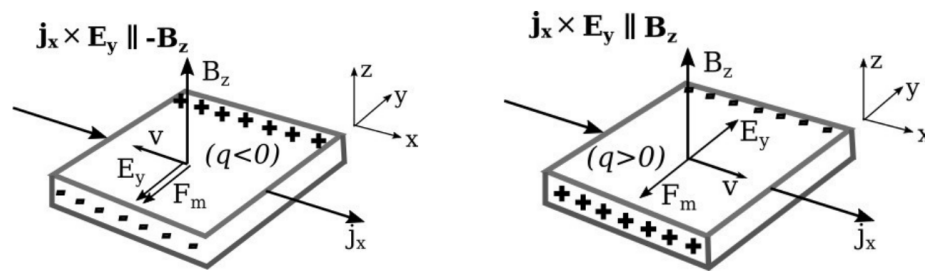
tal que para huecos $q > 0$ y para electrones $q < 0$. Sin embargo, no estamos teniendo en cuenta que la intensidad se relaciona con la velocidad de la siguiente forma:

$$\mathbf{J} = q\rho\langle\mathbf{v}\rangle$$

donde \mathbf{J} es la densidad de carga y ρ la densidad de portadores. Es decir, tenemos que

$$\mathbf{F} = \frac{1}{\rho}(\mathbf{J} \times \mathbf{B})$$

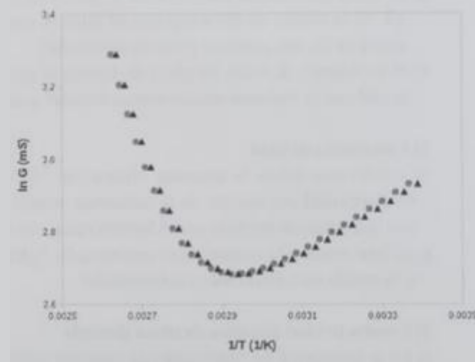
viendo que efectivamente es independiente de la carga, y como nos dicen que las polarizaciones son iguales (mismo sentido de campo magnético y mismo sentido de intensidad) tenemos que \mathbf{F} no depende del signo de la carga. En la imagen siguiente viene representado:



Gap de energía en Ge

Preguntas

- Describe el montaje utilizado para la realización de la práctica.
- ¿Por qué se utiliza una resistencia de carga (resistencia tampón) en el montaje de la práctica?
- Sistemáticamente, se observa una pequeña diferencia entre las curvas conductividad-temperatura a la subida y a la bajada de temperatura. En la gráfica adjunta, ¿qué símbolos corresponden a la bajada y cuáles a la subida?



Solución:

- El montaje experimental consiste en una placa de Ge-n dopada ($20 \times 10 \times 1 \text{ mm}^3$), colocada sobre una baquelita portamuestras con calefactor y termómetro incorporados. La corriente que atraviesa el Ge se regula desde el convertidor digital-analógico DAC1 del LabJack U6-PRO, y se mantiene en torno a 5 mA mediante una resistencia tampón de 332Ω colocada en serie.

El sistema mide tres voltajes clave:

- V_{Rt} : caída de tensión en la resistencia tampón, que permite calcular la corriente I_{Ge}
- V_{Ge} : caída de tensión en el propio germanio
- V_{Pt} : voltaje del termómetro de resistencia Pt-100, proporcional a la temperatura de la muestra

La temperatura se regula aplicando corriente al calefactor (resistencia $R_{cal} \approx 3.5 \Omega$), controlado manualmente. El software registra los datos automáticamente y permite observar en tiempo real la gráfica $G(T)$, donde $G = I_{Ge}/V_{Ge}$.

- La resistencia de carga (o resistencia tampón) de 332Ω se coloca en serie con la muestra de germanio por dos razones fundamentales:

- **Proteger el germanio:** limita la corriente máxima que puede circular, evitando que se supere el valor recomendado ($I_{\max} \approx 10 \text{ mA}$) y previniendo daños térmicos por sobrecorriente.
- **Medir la corriente indirectamente:** la caída de tensión V_{Rt} sobre esta resistencia permite calcular fácilmente la corriente usando la ley de Ohm:

$$I_{Ge} = \frac{V_{Rt}}{R_t}$$

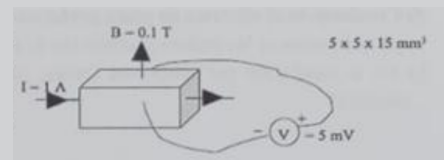
Esto permite obtener la conductancia del germanio sin necesidad de insertar un amperímetro, manteniendo el circuito simple y preciso.

- c) En el guión se nos indica, que debemos graficar $\ln G$ vs $1/T$, subiendo y bajando para verificar si hay error asociado a la inercia térmica o al sensor, como podemos ver. La “inercia térmica” básicamente es el proceso por el cual durante la subida de temperatura, el sensor va retrasado respecto la muestra (es decir, se calienta más rápido de lo que el sensor muestra), y durante la bajada, se enfría más lento de lo que el sensor lo indica. Consecuentemente la bajada respecto la curva real está desplazada hacia la derecha y la subida está desplazada hacia la izquierda del valor real: gris círculo subida, negro triángulo bajada.

Efecto Hall en metales

Preguntas

- a) Supongamos que la placa del metal no estuviese a escuadra con el sistema de bobinas, sino que el campo \vec{H} formase un ángulo de 5° con la normal a la placa. ¿Induciría esto que se obtuviese un valor absoluto del coeficiente Hall R_H mayor o menor que el real?
- b) Una muestra se somete a un campo magnético de 0.1 T y una corriente eléctrica de 1 A como se indica en la figura. A partir del voltaje resultante, determina el signo de los portadores. Suponer que los contactos de voltaje están perfectamente alineados.



Solución:

- a) Como sabemos el coeficiente Hall es el la relación que hay entre el voltaje transversal que se produce por el efecto del campo magnético sobre una corriente, tal que:

$$\frac{1}{R_H} \mathcal{E} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$$

tal que, si efectivamente $\mathbf{J} = J_x \hat{x}$ y $\mathbf{B} = B_z \hat{z}$, siempre y cuando midamos tenemos que:

$$R_H = \frac{E_y}{J_x B_z}$$

podemos usar el voltaje que aparece entre las terminales $E_y = -V_H d$ donde d es el tamaño de la placa en la dirección. Como podemos ver, esto es deducible a partir de las ecuaciones de Lorentz, en las cuales:

$$R_H = \frac{1}{qn}$$

Como podemos ver no depende del ángulo de J_x o B_z , es una propiedad intrínseca del metal. Si cambiáramos el ángulo tal que $\mathbf{J} = J(\cos(\theta)\hat{\mathbf{x}} + \sin(\theta)\hat{\mathbf{y}})$ tendríamos que simplemente mediríamos un \mathcal{E} más pequeño, es decir, tendríamos un voltaje más pequeño, no un R_H más pequeño.

b) Como en el apartado anterior, definimos

$$R_H = \frac{E_y}{J_x B_z}$$

donde $\hat{\mathbf{y}} = \hat{\mathbf{x}} \times \hat{\mathbf{z}}$. Usando las ecuaciones anteriores, tenemos que $E_y = -\Delta V d$, siendo $\Delta V = V_H(d) - V_H(0)$ la diferencia de voltaje entre la placa en 0 y en d . Como podemos ver, en este caso $V_H(0) = 0$ y $V_H(d) = -5$ mV, es decir, R_H es positivo y por tanto, por definición esto implica que el signo de los portadores es positivos.

Mayo 2015**Difracción de rayos X (Elisa Casal)****Preguntas**

- a) Sea una sustancia policristalina del sistema cúbico con parámetro de red $a = 0.5 \text{ nm}$. Utilizando un difractómetro de rayos X similar al del laboratorio, ¿en qué ángulo 2θ aparecen los tres primeros picos de difracción si la muestra fuese *fcc*? ($\lambda = 1.54 \text{ \AA}$)
- b) En el difractómetro utilizado, ¿qué efecto tiene la no monocromaticidad del haz de rayos X?

Solución

- a) La ecuación que tenemos que usar es la siguiente:

$$\sin(\theta) = \frac{\lambda}{2a} \sqrt{h^2 + k^2 + l^2} \quad (2.8.5)$$

No obstante, es necesario particularizarla según el criterio de selección de (h,k,l) para una BCC que es que (h,k,l) deben tener la misma paridad. Teniendo esto en cuenta para las tres primeras ternas que verifican el criterio de selección tenemos:

- $(1,1,1) \rightarrow 2\theta_1 = 30.94^\circ$
- $(2,0,0) \rightarrow 2\theta_2 = 35.88^\circ$
- $(2,2,0) \rightarrow 2\theta_3 = 51.64^\circ$

- b) La no monocromaticidad da lugar a la dispersión de los datos en torno ángulo dado por la λ "que más peso tiene".

Efecto Hall**Preguntas**

- a) Lorem ipsum dolor sit amet, consectetur adipiscing elit. Ut purus elit, vestibulum ut, placerat ac, adipiscing vitae, felis. Curabitur dictum gravida mauris. Nam arcu libero, nonummy eget, consectetur id, vulputate a, magna. Donec vehicula augue eu neque. Pellentesque habitant morbi tristique senectus et netus et malesuada fames ac turpis egestas. Mauris ut leo. Cras viverra metus rhoncus sem. Nulla et lectus vestibulum urna fringilla ultrices. Phasellus eu tellus sit amet tortor gravida placerat. Integer sapien est, iaculis in, pretium quis, viverra ac, nunc. Praesent eget sem vel leo ultrices bibendum. Aenean faucibus. Morbi dolor nulla, malesuada eu, pulvinar at, mollis ac, nulla. Curabitur auctor semper nulla. Donec varius orci eget risus. Duis nibh mi, congue eu, accumsan eleifend, sagittis quis, diam. Duis eget orci sit amet orci dignissim rutrum.

Solución:

- a) Dada la configuración experimental el valor del coeficiente es trivial, ya que solo hay que aplicar la ecuación:

$$\frac{1}{R_H} \mathcal{E}_z = J_x B_y$$

donde, como podemos ver, si definimos $\hat{\mathbf{x}}$ la dirección de \mathbf{J} en el dibujo, y $\hat{\mathbf{y}}$ la dirección de \mathbf{B} en el dibujo, recordamos que $\hat{\mathbf{z}} = \hat{\mathbf{x}} \times \hat{\mathbf{y}}$, por lo que iría de abajo hacia arriba. Entonces claramente tendríamos que

$$\mathcal{E}_z = -V_2 d$$

siendo $d = 1$ mm. Así pues tenemos que

$$R_H = \frac{V_H d}{J_x B_y} = \frac{V_H d}{d^2 I_x B_y}$$

tal que

$$R_H = 5 \times 10^{-6} \text{ m}^3/\text{C}$$

Y como podemos ver, al ser positivo tenemos huecos.

- b) La única necesaria es realmente la anchura en este caso (la distancia en $\hat{\mathbf{y}}$). Como podemos ver que es positivo, por lo que son huecos.

Fotoconductividad

Preguntas

- a) Ordena de menor a mayor las siguientes conductancias del fotorreceptor CdSe: la conductancia a irradiancia cero, G_0 ; la conductancia de fondo, G_f (con los polarizadores cruzados); la conductancia debida solo a la lámpara, G_l .
- b) Escribe la ley a que obedece la conductancia medida, G , en función de la irradiancia, Θ , sobre la célula fotorreceptora. ¿Qué valor del exponente obtuviste? ¿Crees que es un valor coherente?

Solución:

- a) Lógicamente tenemos que la conductancia, ordenada, es:

$$G_0 < G_f < G_l$$

- b) La ley de conductancia medida G en función de la irradiancia sigue la ley:

$$G = G_0 + a\sqrt{\phi^m}$$

donde a es una constante general la cual no sabemos de que depende (al menos completamente) y $m \approx 1$, que sería igual para luz monocromática. Nosotros obtuvimos $m \approx 1.06$ y si, lo consideramos un valor coherente.

Solución:

- a) Lógicamente tenemos que la conductancia, ordenada, es:

$$G_0 < G_f < G_l$$

- b) La ley de conductancia medida G en función de la irradiencia sigue la ley:

$$G = G_0 + a\sqrt{\phi^m}$$

donde a es una constante general la cual no sabemos de que depende (al menos completamente) y $m \approx 1$, que sería igual para luz monocromática. Nosotros obtuvimos $m \approx 1.06$ y si, nos parece coherente, ya que la generación de portadores debe seguir una ley parecida.

Placa metálica perforado

- Describe las etapas básicas de la simulación por elementos finitos en la determinación de la resistividad de la placa.
- ¿Obtuviste un valor de la resistividad típico de metales (puros)?
- ¿De qué modo y dónde entra el espesor de la placa metálica en la resolución de la práctica?
- ¿Cómo crees que cambiarían tus resultados si te apercibes de que has usado equivocadamente un espesor el doble del valor real?

Solucion:

- Las etapas básicas son: medida de voltaje-intensidad, creación de la geometría de la placa, especificación de que es metal y que es aire, colocación de las condiciones de contorno (valor de la densidad de corriente obtenido experimentalmente para el borne positivo, tierra para el borne negativo de la intensidad y aislante para el resto de la superficie), solución y cálculo de la diferencia de voltaje simulada a través de un puntero, para luego calcular σ_{exp} a partir de σ_{sim} , ΔV_{exp} y ΔV_{sim} .
- Obtuvimos un valor de resistividad típico de metales tal que $\rho = 2.22 \times 10^{-6} \Omega \cdot \text{cm}$ (en particular plomo).
- El espesor se tiene en cuenta cuando introducimos el valor de la densidad de corriente.
- Pues lo más probable es que la densidad de corriente introducida sea menor lo que hará que el voltaje simulado sea menor, y como $\sigma_{\text{teo}} \propto V_{\text{sim}}$ entonces tenemos que nuestra conductividad bajará, obteniendo un valor más pequeño de la conductividad que si tuvieramos en cuenta el espesor real.

Temperatura de Debye

- a) ¿Cómo comparan los resultados que obtuviste para las temperaturas de Debye Θ_D con los valores tabulados?
 - b) ¿Dónde crees que estuvieron las mayores fuentes de error?
 - c) ¿Fue necesario conocer el peso molecular del N_2 ?
 - d) De haber hecho el experimento con un refrigerante a temperatura de, digamos, 200 K, ¿hubiera mejorado la precisión en la obtención de Θ_D ?
- a) Pues obtenemos valores de Θ_D mayores, porque no estamos teniendo en cuenta el ΔU que perdemos en la interacción de agua-vaso-aire.
- b) Las fuentes de error más grandes son: no estamos en el caso aislado, y existe un cambio de temperatura en el cobre desde que sacamos el cobre del nitrógeno líquido y el agua.
- c) No, no fue necesario conocerlo.
- d) Depende de cuanto ΔT podamos generar en el agua. En principio un ΔU muy pequeño no es viable a la hora de obtener resultados, ya que la precisión del termómetro de la temperatura del agua (décimas de grado) se haría cada vez más significativa. Por otro lado, una ΔU más pequeña hace que tengamos menos tiempo en contacto el agua con el aire y por tanto un comportamiento más parecido al aislado. La respuesta es complicada, pero en cualquier caso dado que este último es el factor con mayor incertidumbre, diríamos que darán resultados mejores, a expensas de posteriores cálculos.

Gap de energía en semiconductores

Preguntas:

- a) ¿Cuántos aparatos, contando fuentes, polímetros, voltímetros, etc., necesitaste para llevar a cabo tus medidas?
- b) ¿Cómo comparan los valores que obtuviste para la energía del gap ε_g con los tabulados?
- c) ¿Qué cambios en el procedimiento crees que te habrían permitido acercarte más?
- d) ¿Qué crees que hubieras medido de tratarse de un semiconductor fuertemente dopado?

Solución

- a) Tenemos varios aparatos, entre los que encontramos:

- Un termómetro.
- Tres fuentes: una para la el calentador, otra para la intensidad y otra que circula a través del semiconductor.
- Tres medidores de voltaje: uno para medir V_{Pt} (que nos dará información acerca T) otro V_{Ge} que nos dice el valor del voltaje entre un extremo y otro del semiconductor y V_{Rt} que nos da información acerca I_{Ge} necesaria para calcular $G = I_{Ge}/V_{Ge}$.
- Resistencia tampón: necesaria para obtner I_{Ge} en función de V_{Ge} y prar pttroger el Germanio.

en total son 8 aparatos.

- b) Obtuvimos valores del gap más bajos porque no se penetra bien en el régimen intrínseco (Alberto Rivadulla obtiene 0.99 eV con ajustes no lineales, 0.4-0.6 eV con lineales, Victor García 0.61 ± 0.06 eV, Carlos Nogueira 0.605 eV).
- c) Amplificar el rango de T
- d) Que al ser dopado grande, te quedas siempre en el extrínseco al no llegar a suficientes T altas, por lo que no puedes sacar el gap.

Bibliografía

- [1] Carlota Carrillo. “Resumen de Seminarios”. En: (2024).
- [2] Glenn F Knoll. *Radiation detection and measurement; 4th ed.* New York, NY: Wiley, 2010. URL: <https://cds.cern.ch/record/1300754>.
- [3] Francesc Yassid Ayyad Limonge Manuel Caamaño. “Detectores Técnicas IV”. En: (2024).
- [4] Wikipedia contributors. *Dinodo*. Consultado el 11 de mayo de 2025. 2024. URL: <https://es.wikipedia.org/wiki/D%C3%ADnodo>.