

Interacción de Partículas con la Materia

Universidad de los Andes Facultad de Ciencias
Departamento de Física

2024

Workshop on Particle Detectors for
Interdisciplinary Applications.
September 30 – October 2.

Lunes 30 de septiembre de 2024

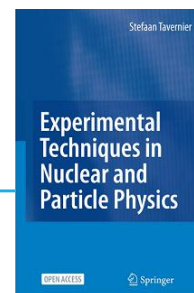
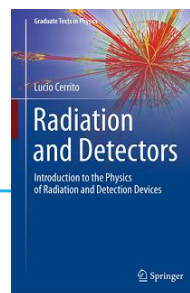
BERNARDO GÓMEZ MORENO (DR.RER.NAT.)
PROFESOR EMÉRITO, DEPARTAMENTO DE FÍSICA
UNIVERSIDAD DE LOS ANDES, COLOMBIA

1

Interacción de Partículas con la Materia

Referencias a materiales utilizados en la preparación de la conferencia:

- Particle Data Group, PDG, "The Review of Particle Physics (2017)", <http://pdg.lbl.gov>
[S. Navas et al. \(Particle Data Group\), Phys. Rev. D 110, 030001 \(2024\)](#)
34. Passage of Particles Through Matter:
https://pdg.lbl.gov/2024/reviews/experimental_methods_and_colliders.html
- Lucio Cerrito, School of Physics and Astronomy, Queen Mary University of London.
Radiation and Detectors:
Introduction to the Physics of Radiation and Detection Devices
Graduate Texts in Physics, Springer International Publishing AG, 2017.
- Stefaan Tavernier, Vrije Universiteit Brussel, Bruxelles, Belgium
Experimental Techniques in Nuclear and Particle Physics
For master students in physics and in engineering, Springer Science,



2

Interacción de Partículas con la Materia

Profesor Bernardo Gómez Moreno (Dr.rer.nat.)
2024 Workshop on Particle Detectors for Interdisciplinary Applications

Conferencia basada en las conferencias "The Physics of Particle Detectors"
de la Universidad de Heidelberg / DESY / CERN (CERN Summer Student Program):

- Prof. Hans-Christian Schulz-Coulon / Prof. Johanna Stachel, Univ. Heidelberg, SS 2011.
- Prof. Erika Garutti, Univ. Heidelberg, SS 2012.
- Prof. Johanna Stachel, Univ. Heidelberg, SS 2014.
- Prof. Isabelle Wingerter-Seez, LAPP-CNRS, CERN Summer Students Program, July 2016
y CERN Summer Students Program, July 2017.

30 de septiembre de 2024

3

Temas...

- Introducción:
 - Detectando e identificando partículas.
- Interacción electromagnética Partícula – Materia:
 - Partículas pesadas ($M \gg m_e$)
 - Partículas livianas (electrones y positrones).
 - Fotones.
- Detectando partículas neutras:
 - Neutrones.
 - Neutrinos.
- Conclusiones.

4

Con los detectores de partículas
 queremos
DETECTAR e IDENTIFICAR las partículas que cruzan el detector.

Por interacción de las partículas con el material del detector
 depositan allí energía: dE/dx .
 Esta energía lleva a señal
 que da información sobre la partícula.

Partículas cargadas	Ionización, radiación de transición, Bremsstrahlung, efecto Cherenkov,
Fotones	Efecto fotoeléctrico, efecto Compton, producción de pares
Hadrones	Interacciones nucleares
Neutrinos	Interacciones débiles

13

Partículas que deben poderse detectar: **MEDIR e IDENTIFICAR**.

e^\pm $m_e = 0.511 \text{ MeV}$	}	Interacción Electromagnética
μ^\pm $m_\mu = 105.7 \text{ MeV} \approx 200 m_e$		
γ $m_\gamma = 0$ $Q = 0$		

π^\pm $m_\pi = 139.6 \text{ MeV} \approx 270 m_e$	}	Interacciones Electromagnética y Fuerte
K^\pm $m_K = 493.7 \text{ MeV} \approx 1000 m_e$		
p^\pm $m_p = 938.3 \text{ MeV} \approx 2000 m_e$		

K^0 $m_{K^0} = 497.7 \text{ MeV}$ $Q = 0$	}	Interacción Fuerte
n $m_n = 939.6 \text{ MeV}$ $Q = 0$		

ν_e $\bar{\nu}_e$ ν_μ $\bar{\nu}_\mu$ ν_τ $\bar{\nu}_\tau$	}	Solo Interacción Débil
-----------------------------------------------------------------------------	---	------------------------

14

Aprovechamos todo efecto de interacción de partículas o radiación con la materia para los detectores de partículas:

Para registrar el paso de las partículas, por dónde y cuándo pasó por el detector, cuál su momento y su energía.

Para identificar la partícula: qué carga eléctrica tiene, cuál es su masa.

Para esto ...

Requerimos conocimiento de precisión sobre la interacción de las diversas partículas con diversos materiales:

La interacción de las partículas con la materia.

15

Diferencias en

MASA, CARGA ELÉCTRICA, INTERACCIÓN

son claves para IDENTIFICAR las partículas.

16

Detectando partículas

Medimos:

ENERGÍA

por la energía depositada por la partícula en el detector.

MOMENTO y CARGA ELÉCTRICA

por desviación en campo magnético uniforme conocido.

MASA

se determina luego de medir energía y momento.

Otras propiedades como SPIN, tiempo de vida media ...
se obtienen indirectamente, correlacionando las diversas mediciones directas,
o mediante mediciones especiales,
como desviación en campo magnético inhomogeneo (para spin), como Stern-Gerlach.

17

Detectando partículas

UNIDADES prácticas más utilizadas:

ENERGÍA	eV	$eV = 1.6 * 10^{-19} J$
MOMENTO	eV / c	$c = 299\,792\,458 \text{ m/s}$
MASA	eV / c ²	
CARGA ELÉCTRICA	e	$e = 1.602\,176\,487 * 10^{-19} C$

Utilizamos cinemática relativista.

18

Detectando partículas

Utilizamos cinemática relativista:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} = \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)^{-1/2} = 1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} - \frac{3}{8} \frac{v^4}{c^4} + \dots$$

$$E = \gamma m_0 c^2 = m_0 c^2 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{v^2}{c^2} - \frac{3}{8} \frac{v^4}{c^4} + \dots\right)$$

$$E = m_0 c^2 + \underbrace{\frac{1}{2} m_0 v^2 - \frac{3}{8} m_0 \frac{v^4}{c^2} + \dots}_{E_{cinetica}}$$

$$E = m_0 c^2 + E_{cinetica}$$

$$E^2 = p^2 c^2 + (m_0 c^2)^2$$

$m = \gamma m_0 = \frac{m_0}{\sqrt{1-\beta^2}}$

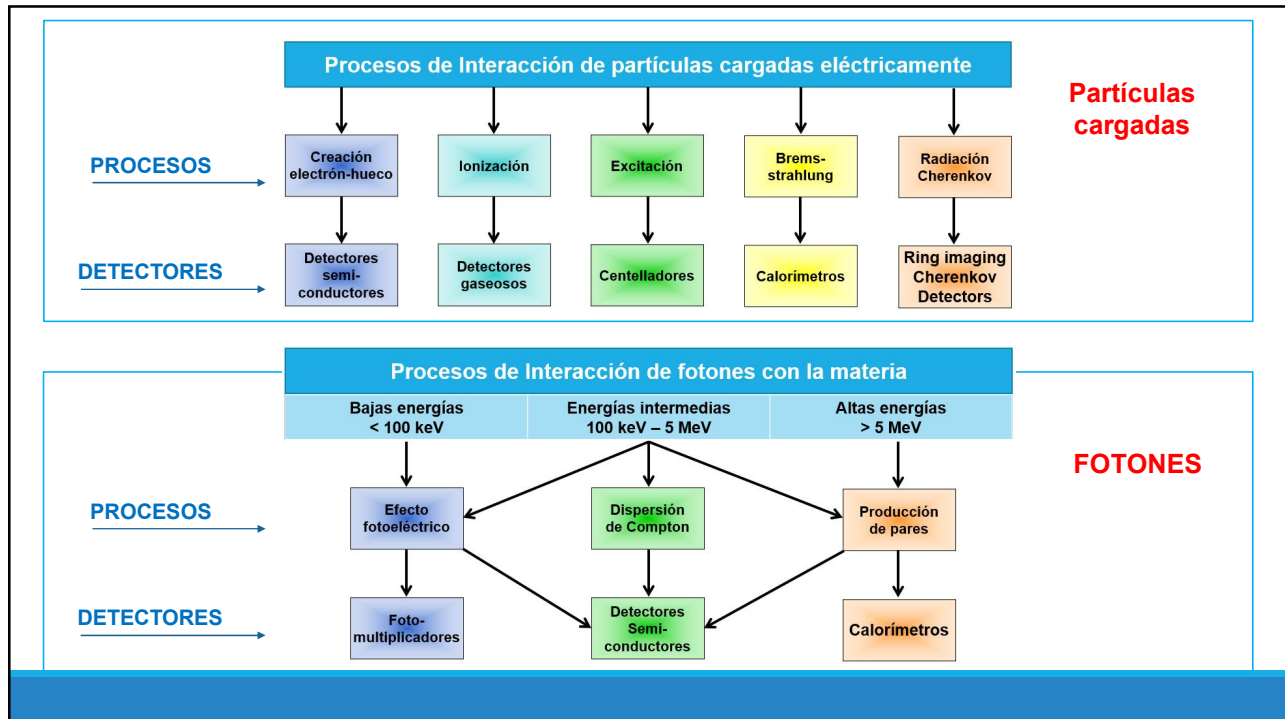
$$\beta = \frac{v}{c} \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$$

$$E = m c^2 = \gamma m_0 c^2 = m_0 c^2 + E_{cinetica}$$

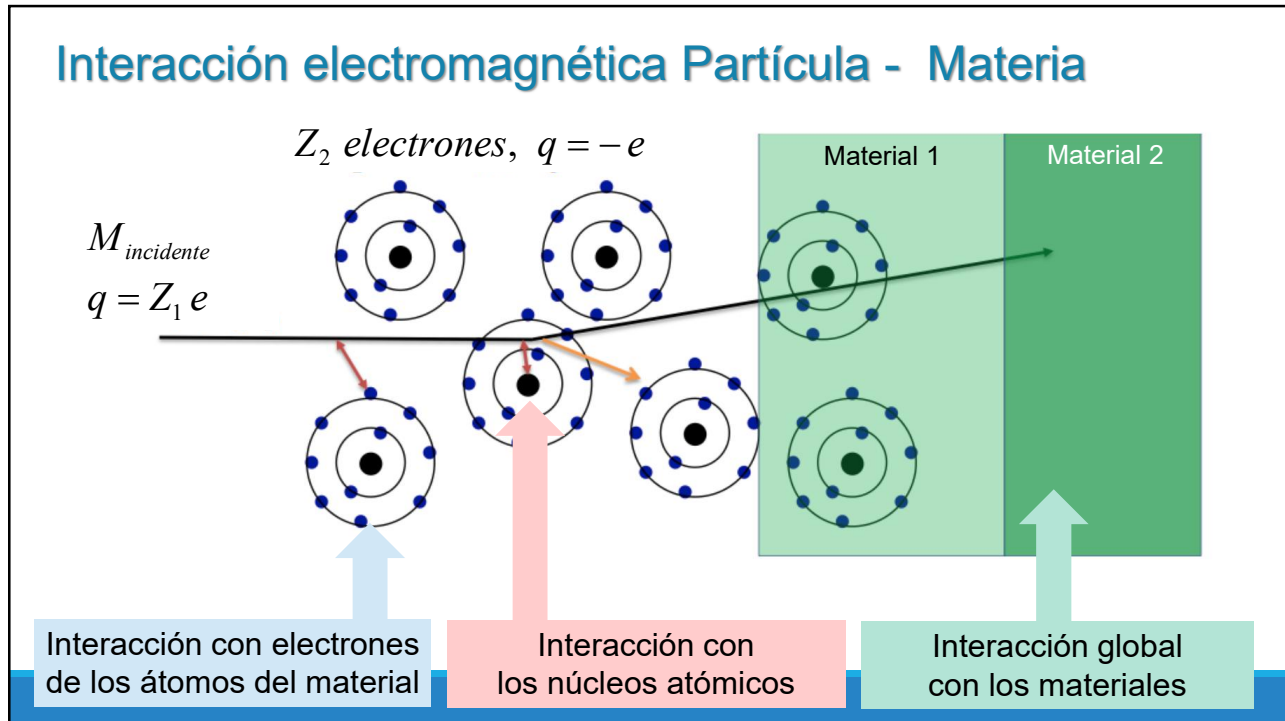
$$\vec{p} = m \vec{v} = \gamma m_0 \vec{v} = \gamma m_0 \left(\frac{\vec{v}}{c}\right) c = \gamma m_0 \vec{\beta} c$$

$$\vec{\beta} = \frac{\vec{p}}{\gamma m_0 c} = \frac{\vec{p} c}{\gamma m_0 c^2} = \frac{\vec{p} c}{E}$$

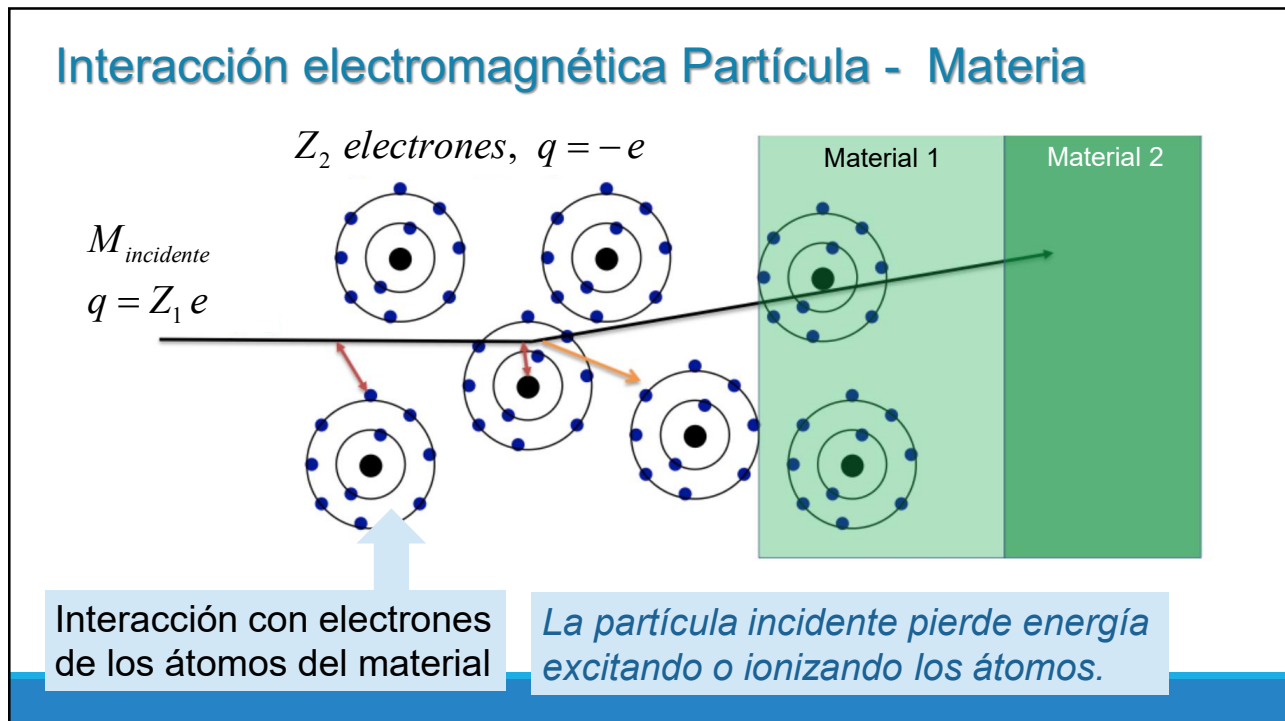
19



20

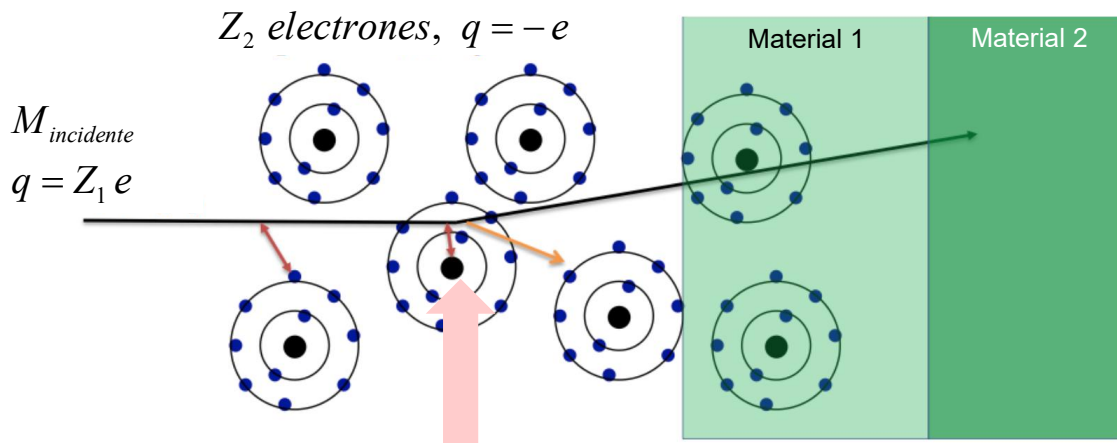


21



22

Interacción electromagnética Partícula - Materia

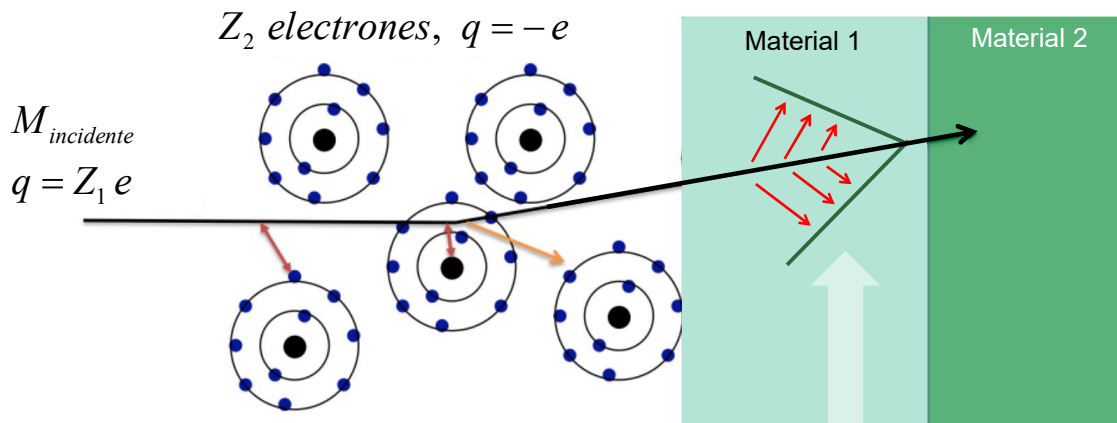


Interacción con
los núcleos atómicos

La partícula incidente se defleca. Hay multiple scattering en el material.
Con la dispersión puede emitir fotón de **Bremsstrahlung**.

23

Interacción electromagnética Partícula - Materia



Si la velocidad de la partícula incidente
es mayor que la velocidad de la luz en el medio:

Radiación de Cherenkov
si ... $\beta > \frac{1}{n}$

24

Interacción electromagnética Partícula - Materia

Z_2 electrones, $q = -e$

$M_{incidente}$
 $q = Z_1 e$

Material 1 Material 2

Cuando la partícula cruza el límite entre dos medios diferentes puede emitir: **Radiación de Transición**

25

Pérdida de energía por ionización

Fórmula de Bethe - Bloch:

Interacción dominada por colisiones elásticas con electrones

Pérdida de energía para partículas pesadas cargadas

$Mc^2 \gg m_e c^2$

Electrón

Partícula cargada

· ρ
densidad

Del material del detector, del medio donde partícula ioniza.

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K \frac{Z}{A} \cdot \frac{z^2}{\beta^2} \cdot \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_{cin_{max}}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \cdot \rho$$

De la partícula que entra al material.

I : Potencial medio de excitación atómica

Corrección de Densidad

Corrección de Capa $-\frac{C}{Z}$

26

Pérdida de energía por ionización

Fórmula de Bethe - Bloch:

Pérdida de energía para partículas pesadas cargadas

$$Mc^2 > m_\mu c^2$$

$$0.05 < \beta\gamma < 500$$

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle = K \frac{Z}{A} \cdot \frac{z^2}{\beta^2} \cdot \left[\frac{1}{2} \ln \left(\frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 E_{cin_max}}{I^2} \right) - \beta^2 - \frac{\delta(\beta\gamma)}{2} \right] \cdot \rho$$

Para la partícula incidente:

M Masa
 $z \cdot e$ carga eléctrica
 $\beta \cdot c$ Velocidad
 $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ Factor de Lorentz

Para el medio (material):

Z carga eléctrica
 A número de masa atómica
 I potencial medio de excitación atómica
 $\delta(\beta\gamma)$ corrección de densidad

$\frac{C}{Z}$ Corrección de Capa

$$E_{cin_max} = 2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 / (1 + 2\gamma m_e / M + (m_e / M)^2) \quad K = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0.307 \text{ MeV g}^{-1} \text{ cm}^2$$

Máxima energía transferida en una colisión

27

Deducción clásica de la Fórmula de Bethe-Bloch

por Niels Bohr en 1913

Partícula de masa M , carga eléctrica ze incide con velocidad v en el material, que tiene densidad de electrones n .

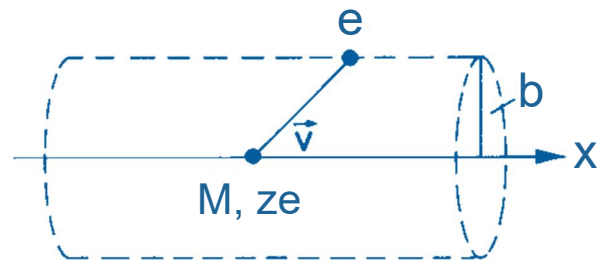
Se suponen los electrones libres, inicialmente en reposo.

Hay transferencia de momento:

$$\Delta p_\perp = \int F_\perp dt = \int F_\perp \frac{dt}{dx} dx = \int F_\perp \frac{dx}{v}$$

$$= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{ze^2}{(x^2 + b^2)} \cdot \frac{b}{\sqrt{x^2 + b^2}} \cdot \frac{1}{v} dx = \frac{ze^2 b}{v} \left[\frac{x}{b^2 \sqrt{x^2 + b^2}} \right]_{-\infty}^{\infty} = \frac{2ze^2}{bv}$$

Interacción de una partícula pesada M con un electrón de un átomo dentro del material.



Δp_\parallel : En promedio CERO por simetría.

28

Deducción clásica de la Fórmula de Bethe-Bloch

por Niels Bohr en 1913

Partícula de masa M , carga eléctrica ze incide con velocidad v en el material, que tiene densidad de electrones n .

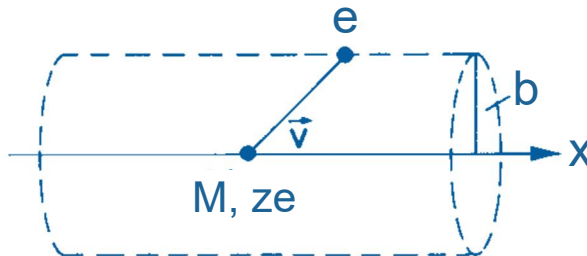
Se suponen los electrones libres, inicialmente en reposo.

Hay transferencia de momento:

Más elegante aplicando la ley de Gauss:

$$\int E_{\perp} (2\pi b) dx = 4\pi (ze) \rightarrow \int E_{\perp} dx = \frac{2ze}{b}$$

Interacción de una partícula pesada M con un electrón de un átomo dentro del material.



$$\begin{cases} F_{\perp} = e E_{\perp} \\ \Delta p_{\perp} = e \int E_{\perp} \frac{dx}{v} = \frac{2ze^2}{bv} \end{cases}$$

29

Deducción clásica de la Fórmula de Bethe-Bloch

por Niels Bohr en 1913

Transferencia de energía a un electrón para parámetro de impacto b :

$$\Delta E(b) = \frac{\Delta p^2}{2m_e}$$

En la envoltura cilíndrica de radio b , de espesor db , longitud dx hay un número de electrones igual a densidad n de electrones * volumen:

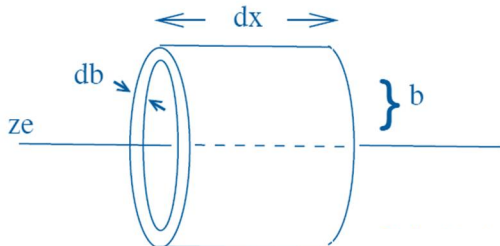
$$N_e = n \cdot (2\pi b) \cdot db dx$$

Para la partícula incidente la pérdida de energía por paso dx , entregando la energía a los electrones del material en el cilindro entre b y $b+db$:

$$-dE(b) = \frac{\Delta p^2}{2m_e} \cdot 2\pi n b db dx = \frac{4z^2 e^4}{2b^2 v^2 m_e} \cdot 2\pi n b db dx = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_e v^2} \frac{db}{b} dx$$

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}$$

Envoltura cilíndrica de radio b , espesor db longitud $dx = 1$ paso de la partícula M , ze .



Diverge para $b \rightarrow 0$.
Por eso integración solo para $[b_{\min}, b_{\max}]$ razonable

30

Deducción clásica de la Fórmula de Bethe-Bloch

por Niels Bohr en 1913

Envoltura cilíndrica de radio b , espesor db
 longitud $dx = 1$ paso de la partícula M , ze .

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_e v^2} \cdot \int_{b_{\min}}^{b_{\max}} \frac{db}{b} = \frac{4\pi n z^2 e^4}{m_e v^2} \ln \frac{b_{\max}}{b_{\min}}$$

Para el intervalo de integración razonable $[b_{\min}, b_{\max}]$
 Niels Bohr propone para transferencia de energía significativa:

- b_{\min} : longitud de onda de de Broglie
- b_{\max} : dado por tiempo de interacción \ll período del electrón.

$$b_{\min} = \lambda_e = \frac{h}{p} = \frac{2\pi\hbar}{\gamma m_e v}$$

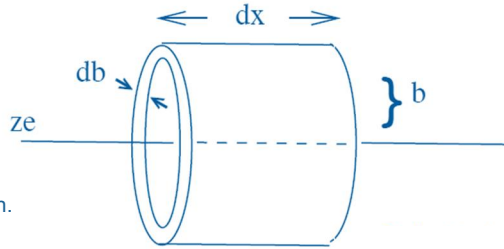
$$b_{\max} = \frac{\gamma v}{\langle v_e \rangle}; \quad \left[\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \right]$$

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi e^4}{m_e c^2} \cdot \frac{z^2}{\beta^2} \cdot n \cdot \ln \left[\frac{m_e c^2}{2\pi\hbar \langle v_e \rangle} \cdot \beta^2 \gamma^2 \right]$$

Niels Bohr en 1913

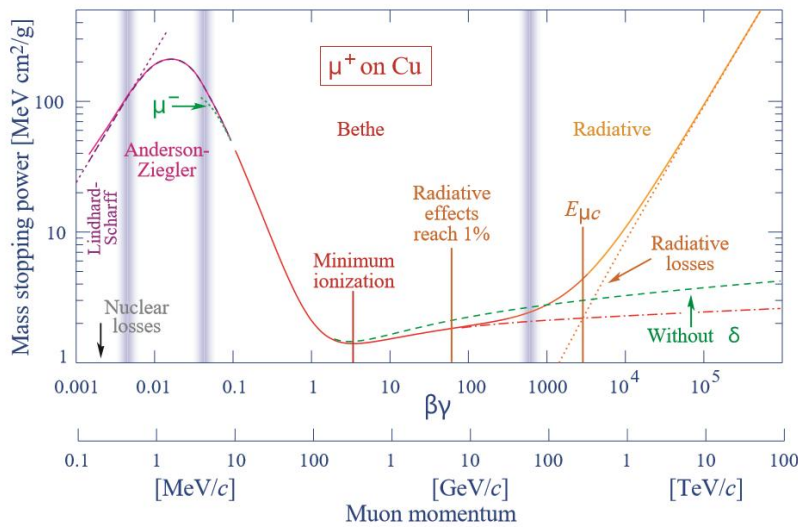
$n = N_A \cdot \rho \cdot Z/A$ $\leftarrow n$: Densidad de electrones

$h \langle v_e \rangle \rightarrow I$ $\leftarrow I$: Potencial medio de excitación atómica



31

Muones incidiendo sobre Cobre: Resumen pérdidas de energía



32

Pérdida de energía de Piones en Cobre

Para $\beta\gamma < 1$

dE/dx decae como: $\sim \beta^{-2}$

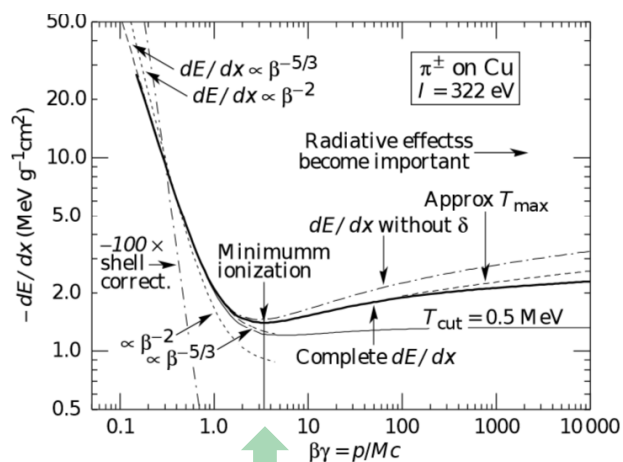
Dependencia exacta: $\sim \beta^{-5/3}$

Partículas Mínimo Ionizantes (PMI):

$$\beta\gamma = 3 \rightarrow 4$$

Para $\beta\gamma > 10$

dE/dx aumenta como: $\sim \ln(\beta\gamma)^2$
 (crecimiento relativista)
 y sigue luego para valores grandes:
 Saturación debido al efecto de densidad
 (corrección δ , por polarización del medio).



$\beta\gamma = 3 \rightarrow 4$

PMI pierde ~ 13 MeV/cm
 Densidad Cu es 8.94 g/cm²

33

Entendiendo la fórmula de Bethe-Bloch

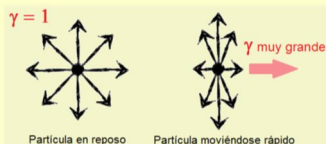
Para $\beta\gamma < 1$ dependencia: $\sim \beta^{-2}$

Recordemos:

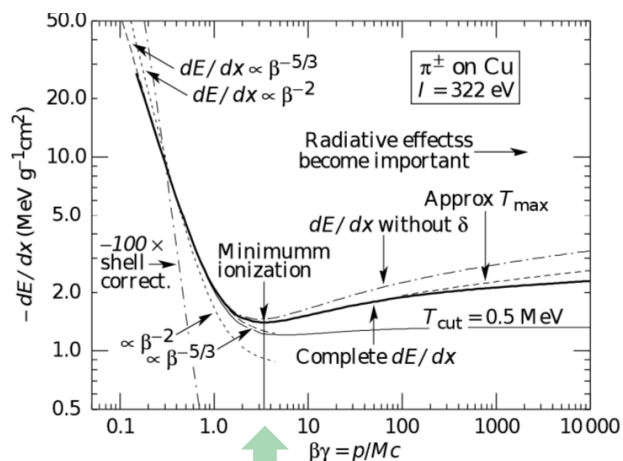
$$\Delta p_{\perp} = \int F_{\perp} dt = \int F_{\perp} \frac{dx}{v}$$

Sobre partículas lentas
 actúa la fuerza eléctrica del electrón del átomo
 por tiempo más prolongado.

Para $\beta\gamma > 10$ crecimiento relativista:



El campo eléctrico transversal aumenta $E'_y = \gamma E_y$
 Para interacción aumenta sección transversal.



$\beta\gamma = 3 \rightarrow 4$

PMI pierde ~ 13 MeV/cm
 Densidad Cu es 8.94 g/cm²

34

Pérdida de energía de partículas cargadas

Dependencia de ...

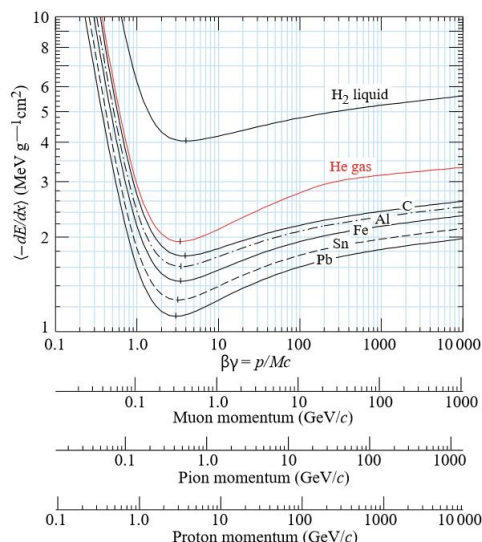
- Masa A
- Carga Z

de los núcleos atómicos del material (target).

Ionización mínima ...

- aproximadamente $1 \rightarrow 2 \text{ MeV / g cm}^{-2}$

dependiendo del material (target).
 (Para H_2 : $4 \text{ MeV / g cm}^{-2}$)



35

Stopping Power para ionización mínima

Dependencia de ...

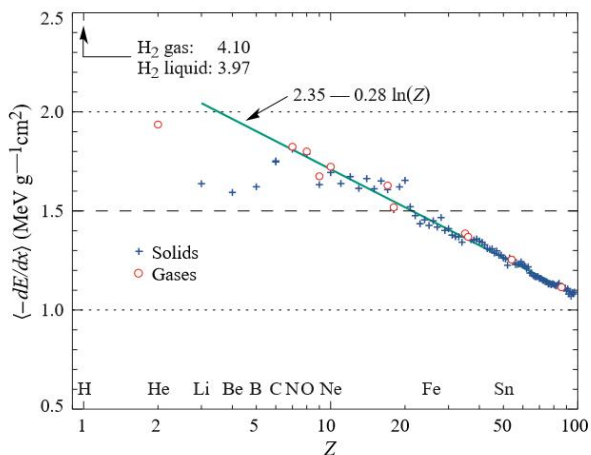
- Masa A
- Carga Z

de los núcleos atómicos del material (target).

Ionización mínima ...

- aproximadamente $1 \rightarrow 2 \text{ MeV / g cm}^{-2}$

dependiendo del material (target).
 (Para H_2 : $4 \text{ MeV / g cm}^{-2}$)



El ajuste (fit) se realizó para $Z > 6$.
 No es una función simple de Z ,
 por la dependencia de diversas otras variables.

36

Identificando partículas con dE/dx vs. p

La pérdida de energía como función del momento $p = \gamma m_0 \beta c$ depende de la masa de la partícula.

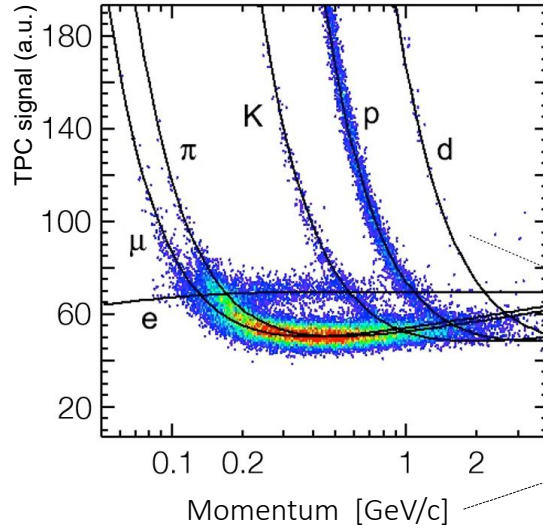
Se mide:

- momento de la partícula (deflexión en campo magnético)

y

- pérdida de energía

ScatterPlots ΔE vs. p permiten identificar partículas.



Measured energy loss
 [ALICE TPC, 2009]

Bethe-Bloch

Recordemos: dE/dx depende de β .

37

Identificando partículas con dE/dx vs. p

La pérdida de energía como función del momento $p = \gamma m_0 \beta c$ depende de la masa de la partícula.

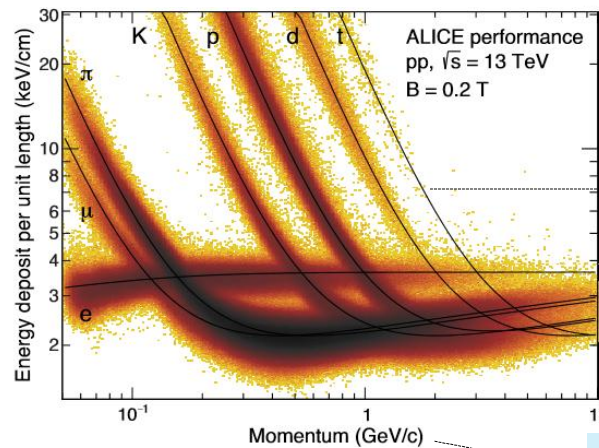
Se mide:

- momento de la partícula (deflexión en campo magnético)

y

- pérdida de energía

ScatterPlots ΔE vs. p permiten identificar partículas.



Bethe-Bloch

Recordemos: dE/dx depende de β .

38

Alcance medio de las partículas en diversos materiales

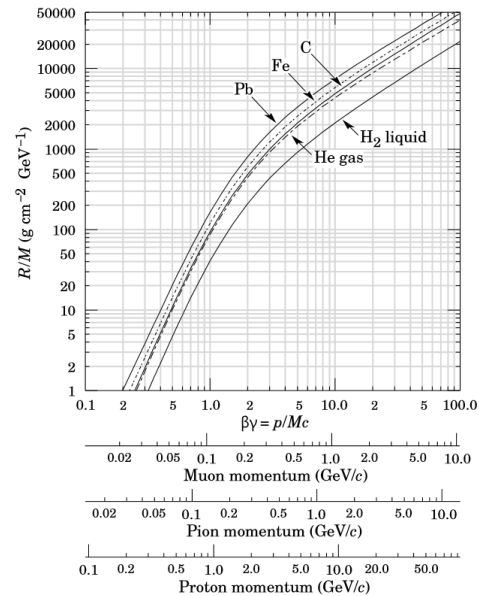
Se integran lo stopping powers dE/dx sobre la pérdida de energía dE desde la energía inicial (incidente) hasta cero de energía (donde alcanza a llegar):

ALCANCE:

$$R = \int_E^0 \left[\frac{dE}{dx} \right]^{-1} \cdot dE$$

Ejemplo:

Protones de $p = 1 \text{ GeV}$ en plomo Pb con $\rho = 11.34 \text{ g/cm}^3$
 $R/M = 200 \text{ g cm}^{-2} \text{ GeV}^{-1}$
 $\rightarrow R = [(200 \text{ g cm}^{-2} \text{ GeV}^{-1}) / 11.34 \text{ g/cm}^3] * M = 16.5 \text{ cm}$



39

Distribución de pérdida de energía al atravesar material absorbente de espesor finito

Pérdida de energía por ionización está distribuida estadísticamente:
 \rightarrow "energy loss straggling".

La fórmula de Bethe-Bloch describe la pérdida media de energía.
 Hay fuertes fluctuaciones alrededor del valor medio.

En un detector con granularidad limitada, se mide $\Delta E / \Delta x$ y no $\langle dE / dx \rangle$.

$$\Delta E = \sum_{n=1}^N \delta E_n$$

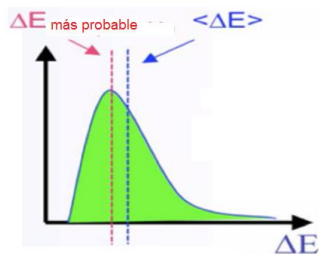
ΔE es medición de pérdida de energía de la partícula que atraviesa el material.

Resulta de la suma de un gran número N de colisiones individuales, donde se pierde δE_n en cada colisión.

40

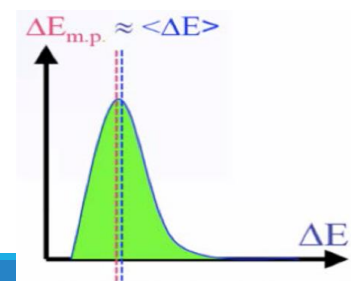
Distribución de pérdida de energía al atravesar material absorbente de espesor finito

En material delgado de espesor pequeño, y para densidad del material pequeña: dE/dx presenta fluctuaciones grandes hacia pérdidas altas:



Distribución Tipo Landau

En material grueso de espesor grande, y para densidad del material grande: dE/dx presenta distribución de tipo gaussiano (por muchas colisiones, todas independientes, con diversas pérdidas de energías δE_n).



Distribución Tipo Gauss

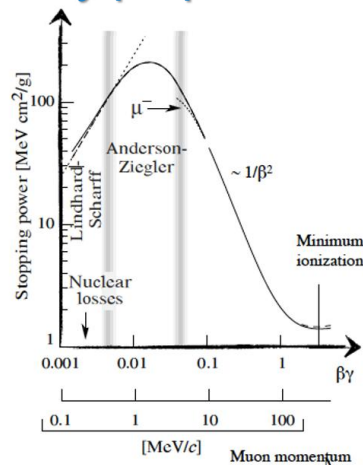
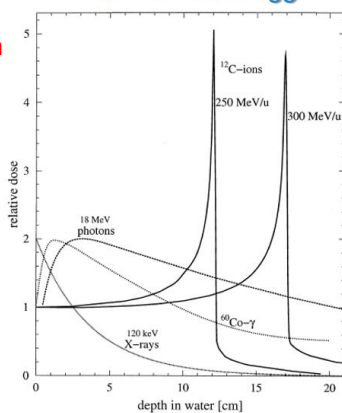
41

Pérdida de energía para momento muy pequeño

dE/dx aumenta para $\beta\gamma$ pequeño, al disminuir $\beta\gamma$.

→ Pico de Bragg

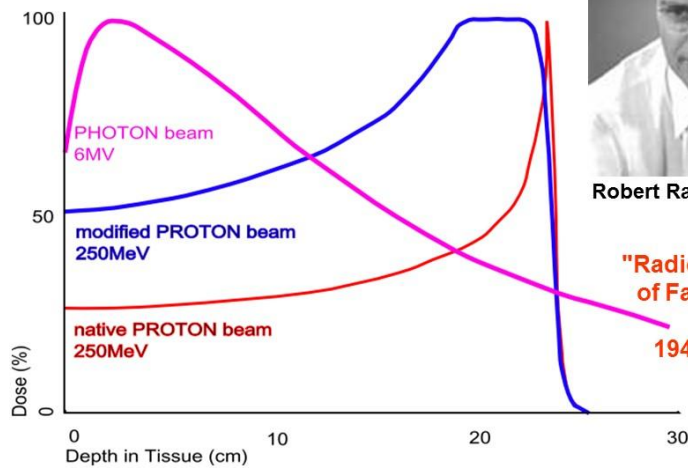
Las partículas depositan la mayor parte de su energía al final de su recorrido en el material, al llegar al ALCANCE.



→ Importante aplicación para la TERAPIA del cáncer, para destruir tumores.

42

Aplicación en la medicina: Terapia hadrónica



Robert Rathbun Wilson
en 1946

"Radiological Use
of Fast Protons"
Radiology
1946:47:487-91

43

Interacción de partículas con la materia

- Introducción:
 - Detectando e identificando partículas.
- Interacción electromagnética Partícula – Materia:
 - Partículas pesadas ($M \gg m_e$)
 - Partículas livianas (electrones y positrones).
 - Fotones.
- Detectando partículas neutras:
 - Neutrones.
 - Neutrinos.
- Conclusiones.

44

Electrones: Pérdida de energía en el material

La fórmula de Bethe-Bloch requiere modificación para electrones incidentes en el material, Porque NO se cumple $Mc^2 \gg m_e c^2$.

Tenemos partícula incidente y electrón del target de IGUAL masa: m_e . Interacción entre partículas idénticas, indistinguibles.

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{ionizacion}} \propto \ln(E)$$

Para energías del electrón incidente $E_e > 10 \rightarrow 30 \text{ MeV}$ el proceso dominante es

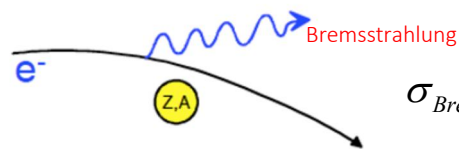
BREMSSTRAHLUNG: Emisión de fotón por electrón incidente acelerado en el campo de Coulomb del núcleo atómico: $-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{Bremsstrahlung}} \propto \frac{E}{m^2}$

45

Electrones: Emisión de Bremsstrahlung

Para energías del electrón incidente $E_e > 10 \rightarrow 30 \text{ MeV}$ el proceso dominante es

BREMSSTRAHLUNG: Emisión de fotón por electrón incidente acelerado en el campo de Coulomb del núcleo atómico: $-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{Bremsstrahlung}} \propto \frac{E}{m^2}$



$$\sigma_{\text{Bremsstrahlung}} \propto \frac{Z^2 \alpha^3}{(m_e c^2)^2}$$

$$-\left\langle \frac{dE}{dx} \right\rangle_{\text{Bremsstrahlung}} = \frac{E}{X_0}$$

X_0 es Longitud de Radiación en $[\text{g} / \text{cm}^2]$

A la profundidad x

la energía del electrón incidente (radiante) es: $E(x) = E_0 \cdot \exp(-x / X_0)$

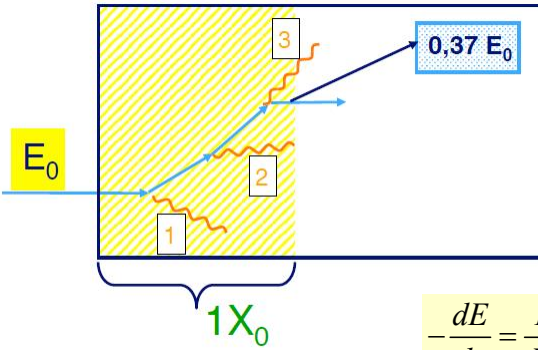
Como dE/dx es proporcional a $1/m^2$ es relevante para electrones, o para muones ultrarrelativistas.

Luego de recorrer X_0 en el material, la energía del electrón ha disminuido a $1/e$ de su valor inicial.

$(1/e) = 37\% \rightarrow$

46

Electrones: Longitud de radiación X_0



La longitud de radiación X_0 es una distancia "universal", muy útil para describir showers electromagnéticos (chubascos de fotones, electrones y positrones).

X_0 es la distancia recorrida por el electrón incidente, después de la cual ha radiado $(1 - 1/e)$, esto es, ha radiado el 63% de su energía inicial.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{E}{X_0} \rightarrow \frac{dE}{E} = -\frac{dx}{X_0} \rightarrow E(x) = E_0 \cdot \exp(-x/X_0)$$

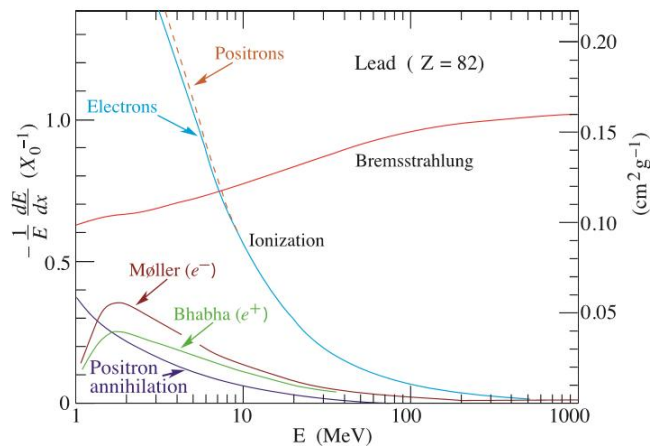
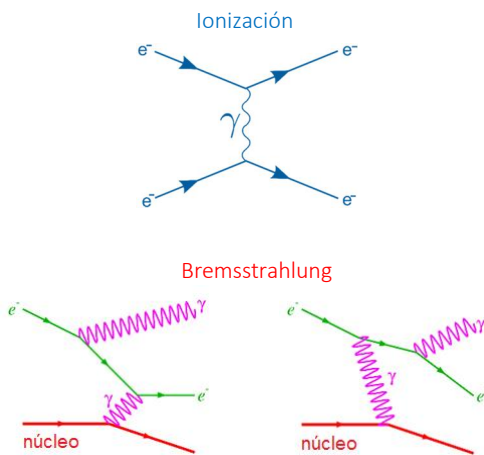
Tabla de Longitudes de Radiación X_0 :

	Air	H ₂ O	Al	LAr	Fe	Pb	PbWO ₄	LAr/Pb
Z	-	-	13	18	26	82	-	-
X_0 (cm)	30420	36	8,9	14	1,76	0.56	0.89	1.9

47

Electrones: Todos los procesos de pérdida de energía

Procesos dominantes, que compiten:

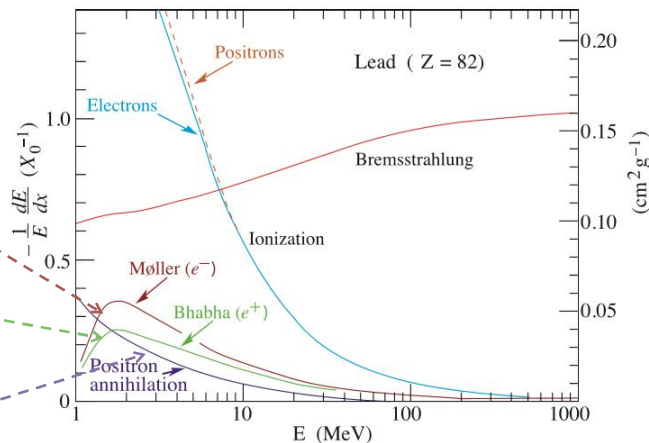
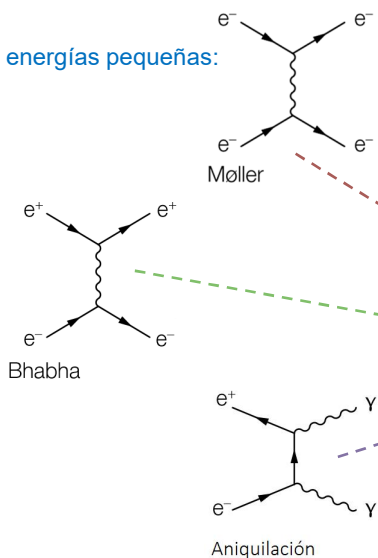


Pérdida fraccional de energía por longitud de radiación como función de la energía del electrón o del positrón

48

Electrones: Todos los procesos de pérdida de energía

Para energías pequeñas:



Pérdida fraccional de energía por longitud de radiación como función de la energía del electrón o del positrón

49

Electrones: Energía crítica E_c

La energía E_c del electrón en el medio para la cual vale ...

$$\left. \frac{dE}{E} (E_c) \right|_{\text{Bremsstrahlung}} = \left. \frac{dE}{E} (E_c) \right|_{\text{Ionizacion}}$$

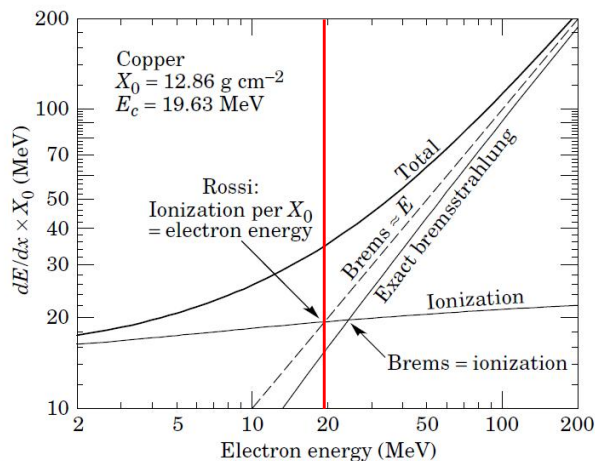
... es la **energía crítica**.

Aproximaciones: (Fórmulas empíricas)

$$E_c^{\text{Gas}} = \frac{710 \text{ MeV}}{Z + 0.92}$$

$$E_c^{\text{Sol/Liq}} = \frac{610 \text{ MeV}}{Z + 1.24}$$

Ejemplo:
 Para cobre Cu: $Z=29$
 $E_c = \frac{610 \text{ MeV}}{29 + 1.24} = 20.2 \text{ MeV}$

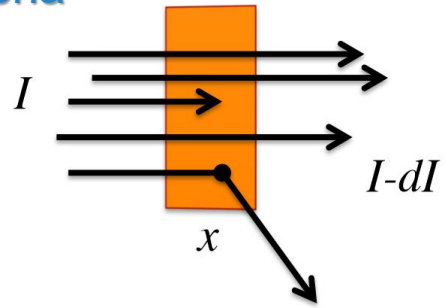


$$\left(\frac{dE}{E} \right)_{\text{Total}} = \left(\frac{dE}{E} \right)_{\text{Ionizacion}} + \left(\frac{dE}{E} \right)_{\text{Bremsstrahlung}}$$

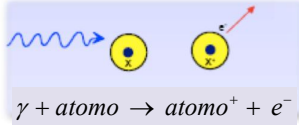
50

Fotones: Interacciones con la materia

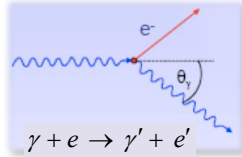
Característico en las interacciones de fotones con la materia:
 Un fotón es removido del haz de fotones, luego de un proceso de interacción, solo si hay **absorción total** o si hay **dispersión (scattering)**:



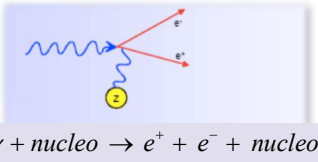
1.) Efecto Fotoeléctrico



2.) Dispersión de Compton



3.) Producción de Pares



Recorrido libre medio:

$$\lambda = \frac{1}{\mu} \longrightarrow$$

Longitud de atenuación

$$\frac{dI}{dx} = -\mu \cdot I \qquad \frac{dI}{I} = -\mu \cdot dx$$

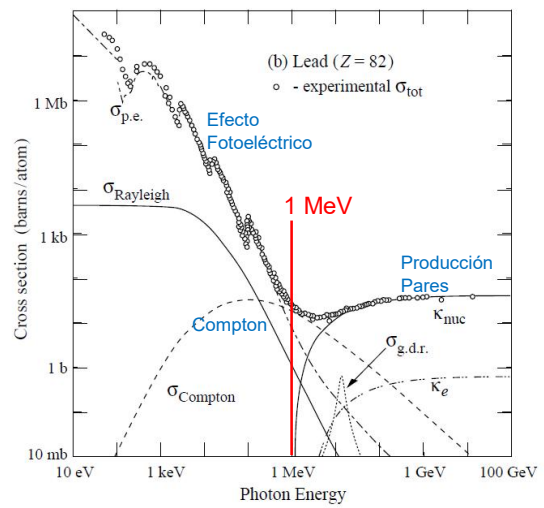
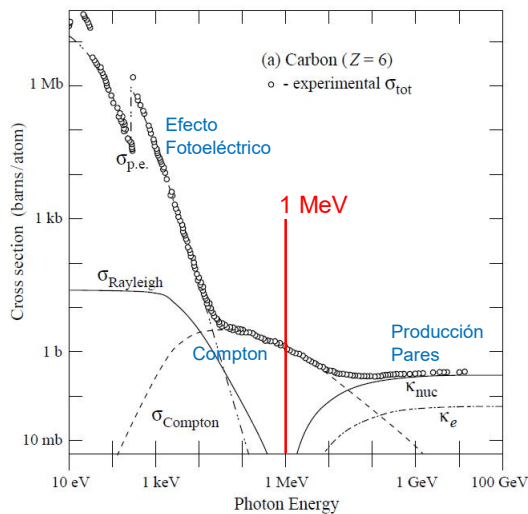
$$\ln\left(\frac{I(x)}{I_0}\right) = -\mu \cdot x$$

$$I(x) = I_0 e^{-\mu x}, \quad \mu = w_i \sum_{i=1}^3 \sigma_i$$

51

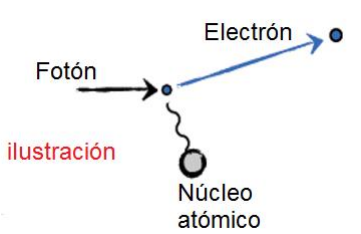
Fotones: Interacciones con la materia

Secciones transversales totales para fotones en Carbono y Plomo



52

Fotones: Efecto fotoeléctrico



ilustración

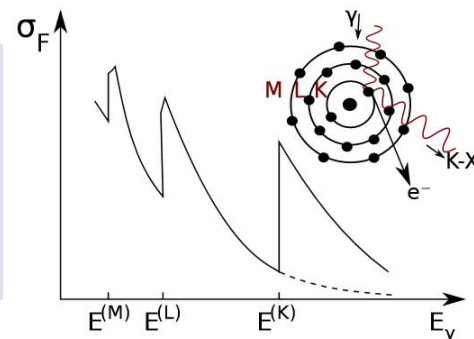
Núcleo atómico

$$E_{cin\ electron} = h\nu - I_{enlace}$$

$h\nu$ Energía del Fotón

I_{enlace} Energía enlace del electrón en átomo

“Absorption edges”
 en $E^{(K)}$, $E^{(L)}$, $E^{(M)}$, corresponden a las diversas energías de enlace acordes con las capas K, L, M del átomo del material.



Hay una alta dependencia de Z del material en la sección transversal del efecto fotoeléctrico.

$\gamma + atomo \rightarrow atomo^+ + e^-$

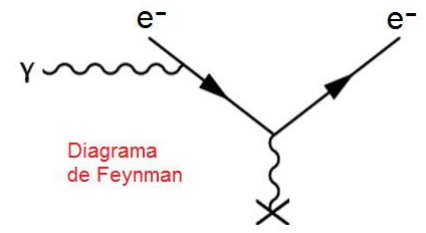


Diagrama de Feynman

53

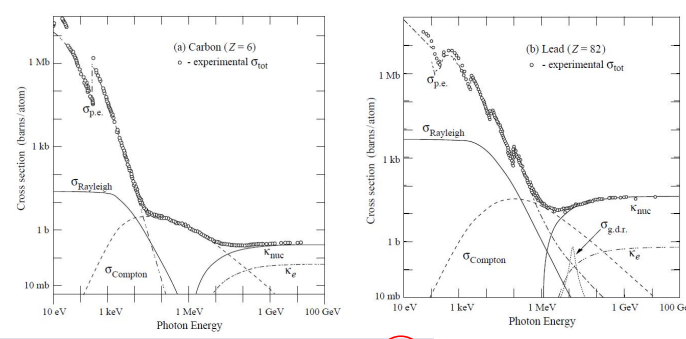
Fotones: Efecto fotoeléctrico

$\gamma + atomo \rightarrow atomo^+ + e^-$

$$E_{cin\ electron} = h\nu - I_{enlace}$$

$h\nu$ Energía del Fotón

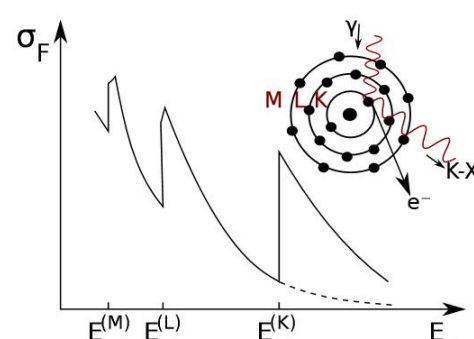
I_{enlace} Energía enlace del electrón en átomo



Para $I_0 < E_\gamma < m_e c^2$: $\sigma_F \propto \frac{Z^5}{E_\gamma^{7/2}}$
 $I_0 = 13.6\ eV$

Para $E_\gamma > m_e c^2$: $\sigma_F \propto \frac{Z^5}{E_\gamma}$

Hay una alta dependencia de Z del material en la sección transversal del efecto fotoeléctrico.



54

Fotones: Efecto fotoeléctrico

$\gamma + \text{atomo} \rightarrow \text{atomo}^+ + e^-$

$E_{\text{cin} \text{ electron}} = h\nu - I_{\text{enlace}}$

$h\nu$ Energía del Fotón
 I_{enlace} Energía enlace del electrón en átomo

El átomo excitado emite ...

Rayos-X: $\text{atomo}_K^{+*} \rightarrow \text{atomo}_{LM}^{+*} + \gamma$ — Puede hacer nuevo efecto fotoeléctrico

Electrones Auger: $\text{atomo}_K^{+*} \rightarrow \text{atomo}_{LM}^{+*} + e^-$ — Baja energía, que deposita localmente

55

Fotones: Dispersión de Compton

ilustración

De la conservación de momento y energía se obtiene la energía E'_γ del fotón dispersado:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \varepsilon(1 - \cos\theta)} \quad \text{donde} \quad \varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$$

La energía cinética del electrón luego del proceso:

$$T'_e = E_\gamma - E'_\gamma = E_\gamma \cdot \frac{\varepsilon \cdot (1 - \cos\theta)}{1 + \varepsilon \cdot (1 - \cos\theta)}$$

La energía cinética máxima del electrón, cuando $\theta = \pi$:

$$T'_{\text{max}} = E_\gamma \cdot \frac{2\varepsilon}{1 + 2\varepsilon}$$

La máxima transferencia de energía es:

$$\Delta E = E_\gamma - T'_{\text{max}} = E_\gamma \cdot \frac{1}{1 + 2\varepsilon}$$

$\gamma + e^- \rightarrow (\gamma)' + (e^-)'$

Diagrama de Feynman

56

Fotones: Dispersión de Compton

$\gamma + e^- \rightarrow (\gamma)' + (e^-)'$

ilustración

De la conservación de momento y energía se obtiene la energía E'_γ del fotón dispersado:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \varepsilon(1 - \cos\theta)} \quad \text{donde} \quad \varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$$

Espectro de electrones
Dispersión Compton $E_\gamma = 400 - 1400$ keV

La energía cinética del electrón luego del proceso:

$$T'_e = E_\gamma - E'_\gamma = E_\gamma \cdot \frac{\varepsilon \cdot (1 - \cos\theta)}{1 + \varepsilon \cdot (1 - \cos\theta)}$$

La energía cinética máxima del electrón, cuando $\theta = \pi$:

$$T'_{\max} = E_\gamma \cdot \frac{2\varepsilon}{1 + 2\varepsilon}$$

La máxima transferencia de energía es:

$$\Delta E = E_\gamma - T'_{\max} = E_\gamma \cdot \frac{1}{1 + 2\varepsilon}$$

57

Fotones: Dispersión de Compton

$\gamma + e^- \rightarrow (\gamma)' + (e^-)'$

Para $E_\gamma < m_e c^2$: $\sigma_C \propto \sigma_{Th} \cdot (1 - 2\varepsilon)$

$$\varepsilon = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$$

$$\sigma_{Th} = \frac{8\pi}{3} \cdot r_e^2 = 0.66 \text{ barn}$$

Para $E_\gamma > m_e c^2$: $\sigma_C \propto \frac{\ln(\varepsilon)}{\varepsilon} \cdot Z$

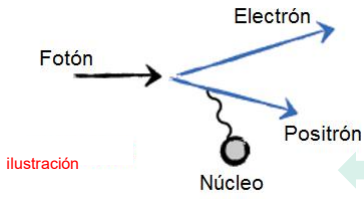
Diagrama de Feynman

(a) Carbon (Z = 6)
o - experimental σ_{tot}

58

25

Fotones: Producción de pares



ilustración

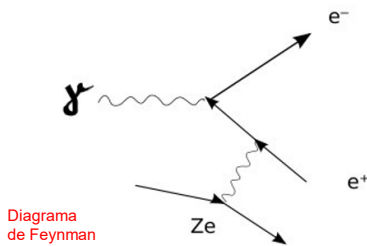
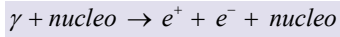
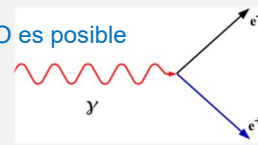


Diagrama de Feynman

Por conservación de momento NO es posible en el espacio vacío libre.



Pero **SÍ** se da en el campo de Coulomb del Núcleo Atómico. El núcleo absorbe el momento de retroceso, se conserva el momento.

La Energía Umbral para el proceso de Producción de Pares es:

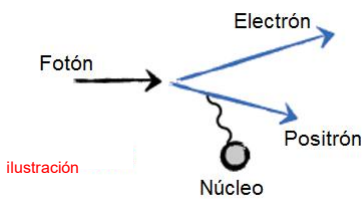
$$E_\gamma = 2m_e c^2 \cdot \left(1 + \frac{m_e}{m_{\text{Nucleo}}} \right)$$

Suma de masas del par electrón + positrón

Energía cinética que se transfiere al núcleo

59

Fotones: Producción de pares



ilustración

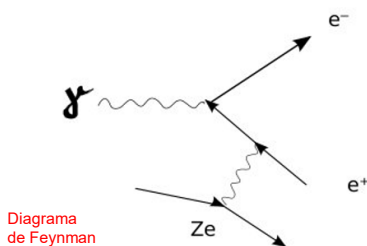
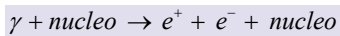


Diagrama de Feynman

Para ... $E_\gamma \gg m_e c^2$: $\sigma_{par} = 4\alpha r_e^2 Z^2 \left(\frac{7}{9} \ln \frac{183}{Z^{1/3}} - \frac{1}{54} \right) \text{ [cm}^2 / \text{atomo]}$

Utilizando la Longitud de Radiación X_0 : $X_0 = \frac{A}{4\alpha r_e^2 N_A Z^2 \ln \frac{183}{Z^{1/3}}}$

se obtiene para la SECCIÓN TRANSVERSAL de PRODUCCIÓN DE PARES

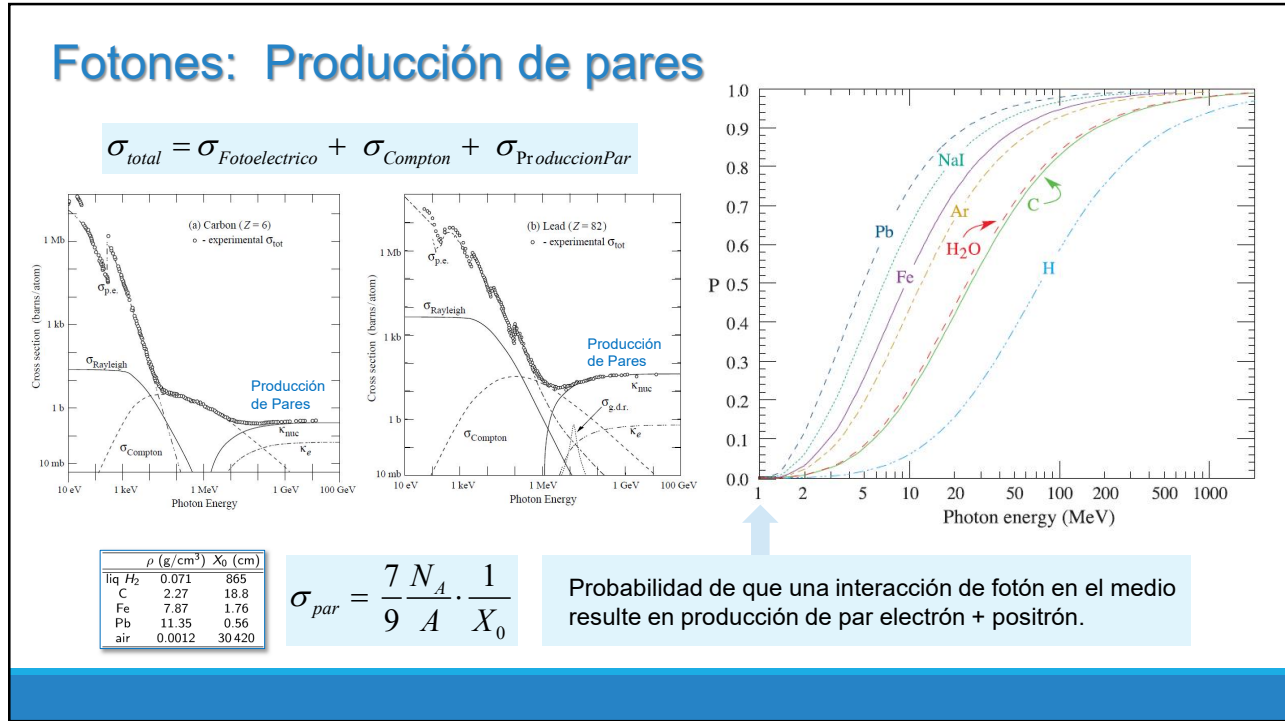
$$\sigma_{par} = \frac{7}{9} \frac{N_A}{A} \cdot \frac{1}{X_0}$$

	ρ (g/cm ³)	X_0 (cm)
liq H ₂	0.071	865
C	2.27	18.8
Fe	7.87	1.76
Pb	11.35	0.56
air	0.0012	30 420

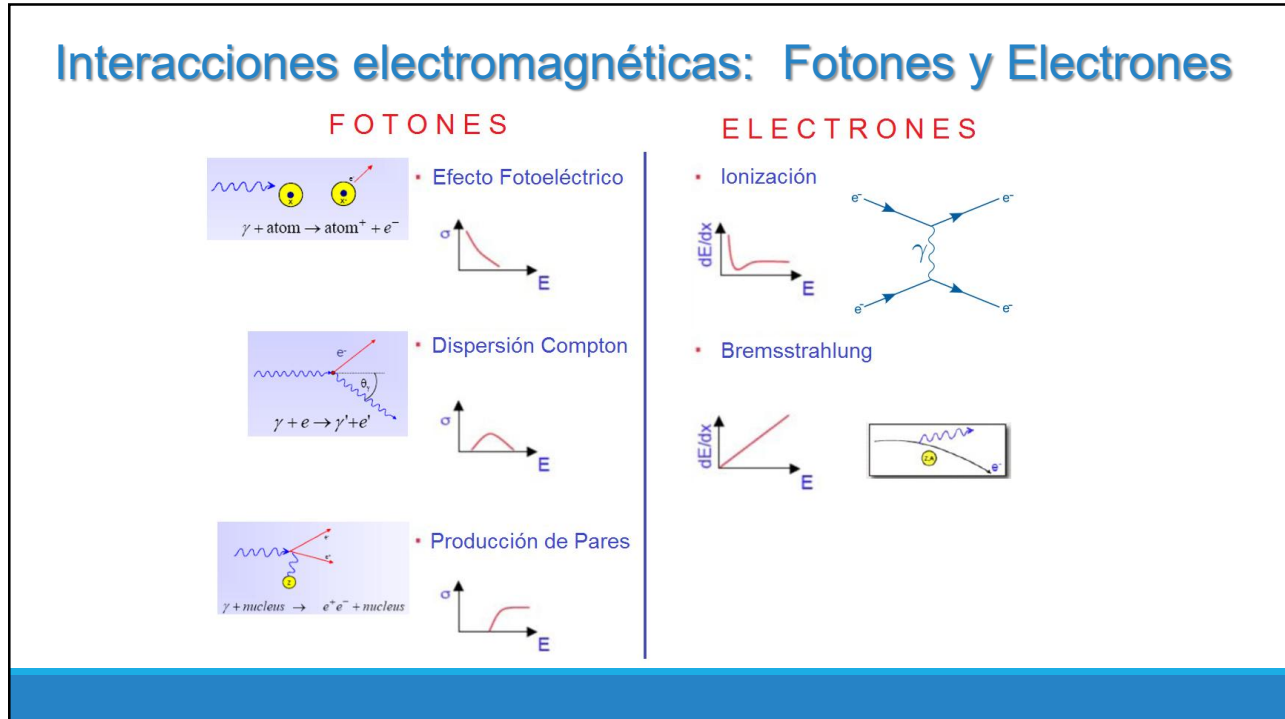
Distribución angular en producción de pares electrón positrón:

En cono estrecho con ángulo de apertura: $\theta = \frac{m_e c^2}{E_\gamma}$

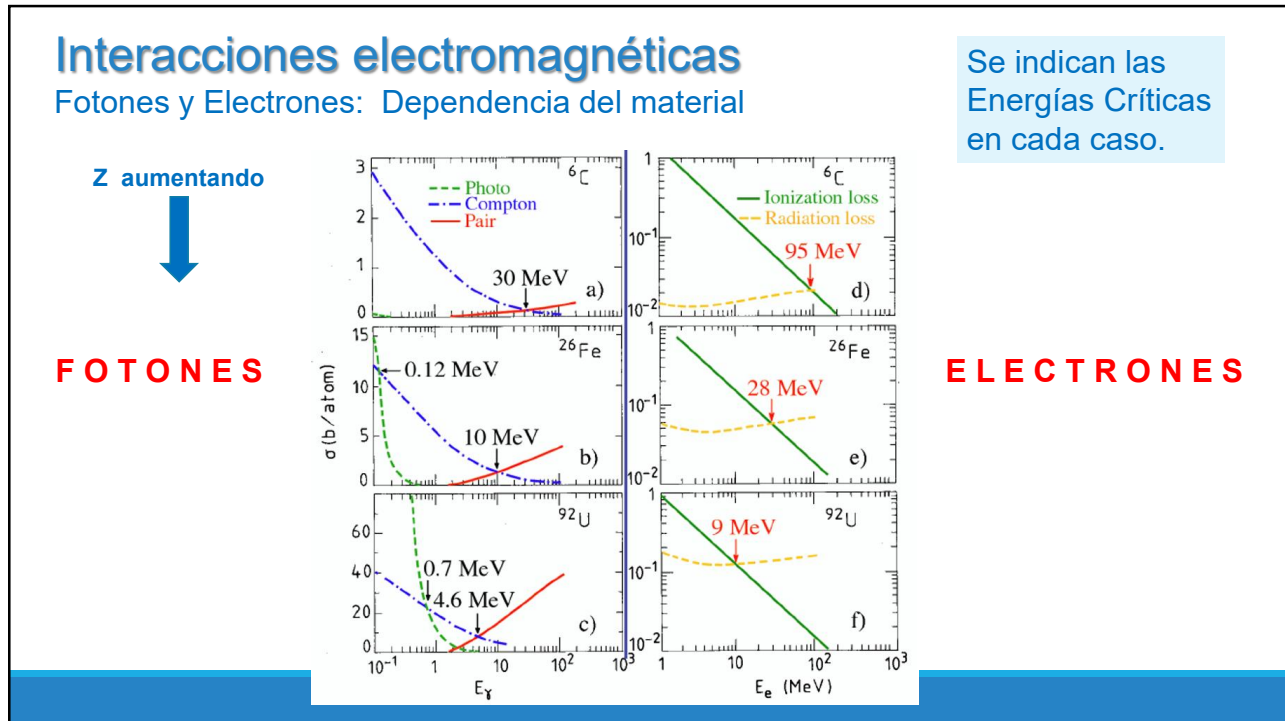
60



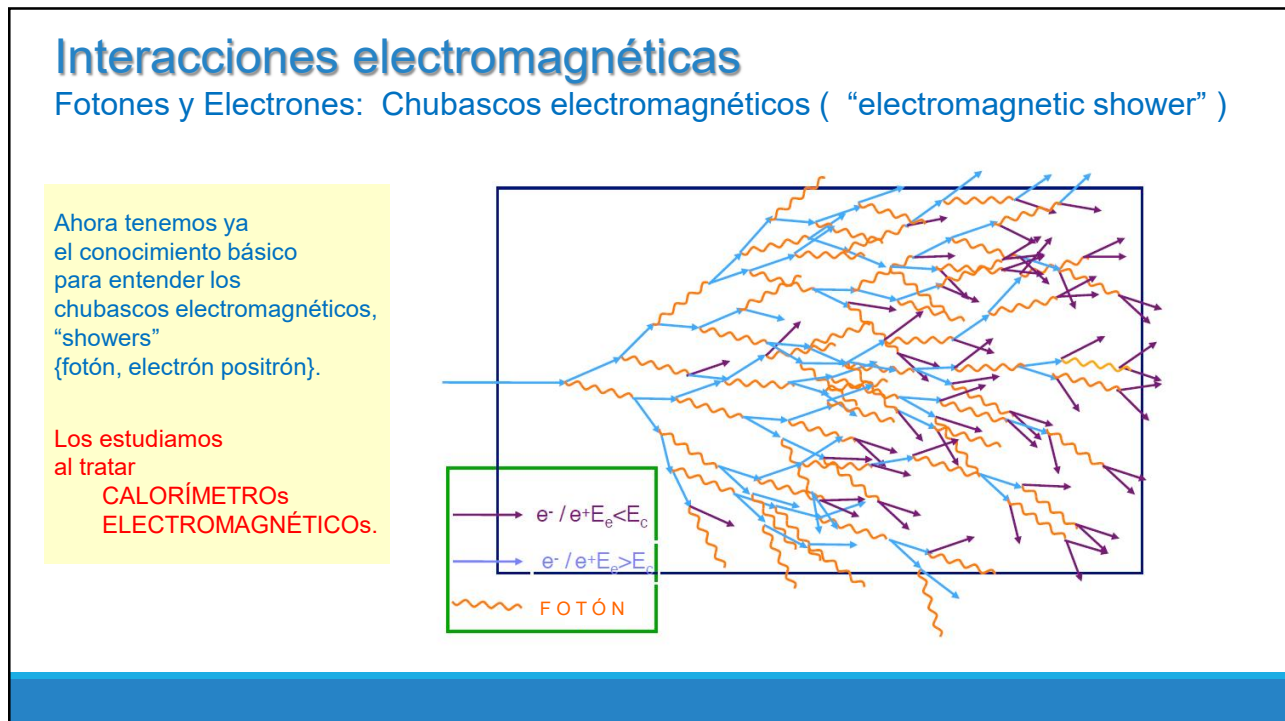
61



62



63



64

Interacción de partículas con la materia

- **Introducción:**
 - Detectando e identificando partículas.
- **Interacción electromagnética Partícula – Materia:**
 - Partículas pesadas ($M \gg m_e$)
 - Partículas livianas (electrones y positrones).
 - Fotones.
- **Detectando partículas neutras:**
 - Neutrones.
 - Neutrinos.
- **Conclusiones.**

65

Hemos visto cómo interactúan con el medio del detector las partículas cargadas eléctricamente, lo que nos permite detectarlas, seguir sus trazas, medir sus energías, momentos e identificar estas partículas.

Pero ... si las partículas son neutras ...

¿Podemos detectarlas?

66

Detección de partículas neutras

Partículas neutras no presentan interacción electromagnética con el material.

Entonces:

Se recurre a proceso físico que **CONVIERTE** la partícula neutra en partícula cargada y se detecta la partícula cargada eléctricamente.

Lo usual para partículas cargadas:
Por interacción electromagnética con materiales del detector.

Se requiere material **CONVERTIDOR**.

Ejemplos:	Fotones:	Por energía depositada en chubasco electromagnético en calorímetro electromagnético. Se complementa con ausencia de traza en detector de trazas.
	Neutrones:	Por energía en calorímetro o centellador que contienen material convertidor (Li, B, ^3He). Se complementa con ausencia de traza en detector de trazas.
	K^0, Λ...	Por reconstrucción de masas invariantes
	Neutrinos:	Por identificación de productos de corrientes cargadas y corrientes neutras en interacción débil.

67

Detección de neutrones

Interacciones nucleares de neutrones en el medio del detector.

Dependen de la energía de los neutrones.

→ Inician procesos que llevan a efectos que **SÍ** se pueden medir y generan **SEÑAL**.

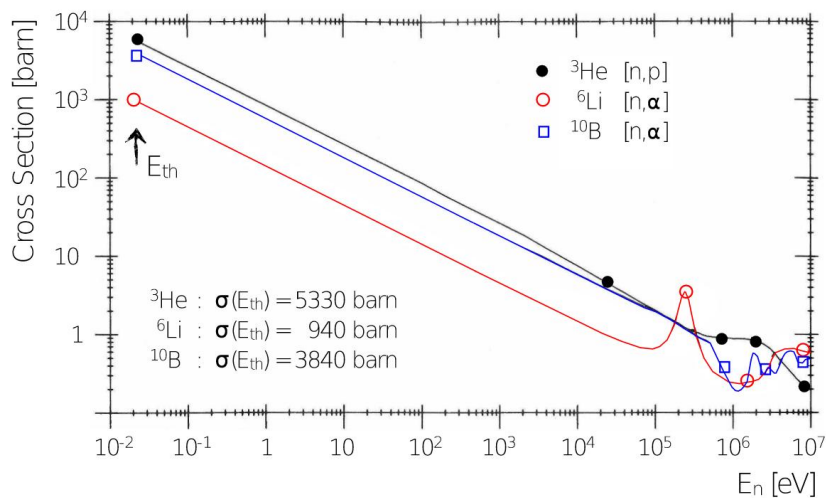
Según la energía de los neutrones:

Alta energía:	Mediante calorímetro hadrónico. Medición de energía depositada en chubascos hadrónicos.
Energía media:	Mediante dispersión de neutrones en material que contiene cantidades significativas de hidrógeno. Se detectan los protones que reciben momento transferido por el neutrón.
Baja energía:	Mediante material convertidor, que por procesos nucleares, con alta sección transversal, capturan neutrones, resultando núcleos excitados, núcleos inestables, que decaen y sus productos dan señal detectable en el medio.

68

Detección de neutrones

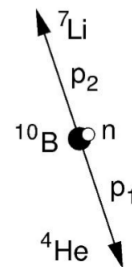
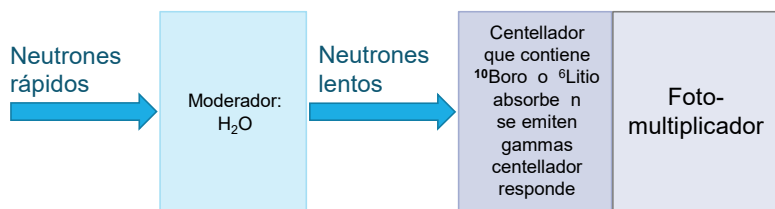
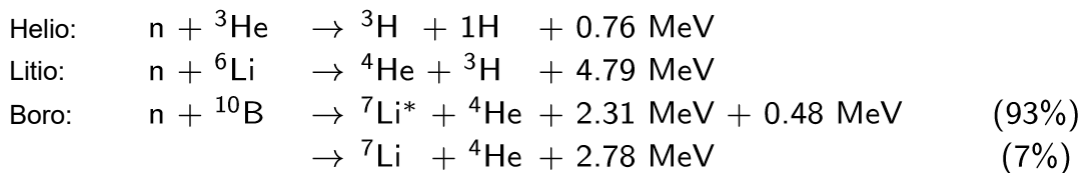
Secciones transversales de captura de neutrones:



69

Detección de neutrones

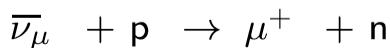
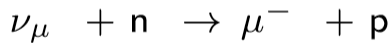
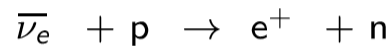
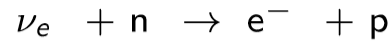
Reacciones nucleares adecuadas para detección de neutrones:



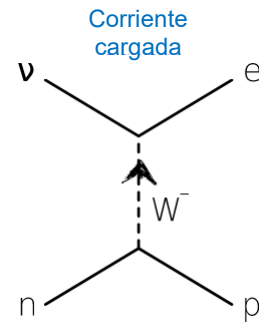
70

Detección de neutrinos

Aprovechando procesos de interacción débil: Procesos de corrientes cargadas



Se detectan e identifican los productos de estos procesos.



71

Referencias de textos sobre el tema de los detectores

- K. Kleinknecht, Detectors for Particle Radiation (Cambridge Univ. Press, 2008)
- C. Grupen, Particle Detectors (Cambridge Univ. Press, 2008)
- W.R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments (Springer, 1992)
- W. Blum, W. Riegler, G. Rolandi, Particle Detection with Drift Chambers (Springer, 2008)
- F. Sauli, Gaseous Radiation Detectors: Fundamentals and Applications (Cambridge Monographs, July 2014)
- R.K. Bock, A. Vasilescu, The Particle Detector Brief Book (Springer, 1998)
- R. Wigmans, Calorimetry: Energy Measurements in Particle Physics (Oxford Univ. Press, 2000)
- F. Sauli, Instrumentation in High Energy Physics (World Scientific, 1992)
- C. W. Fabjan und J.E. Pilcher, Instrumentation in elementary particle physics (World Scientific, 1988)
- T. Ferbel, Experimental Techniques in High Energy Physics
(Frontiers in Physics Lect. Note Series, Addison Wesley Publishing Corp. 1992)
- T. Ferbel, Techniques and concepts of high energy physics, Vol. III
(Nato Advanced Study Institute Series, Plenum Press)

75

