



Universidade Federal do ABC

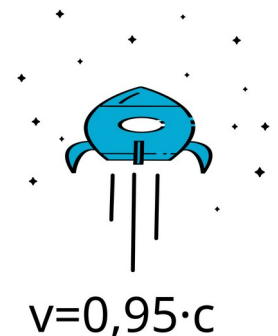
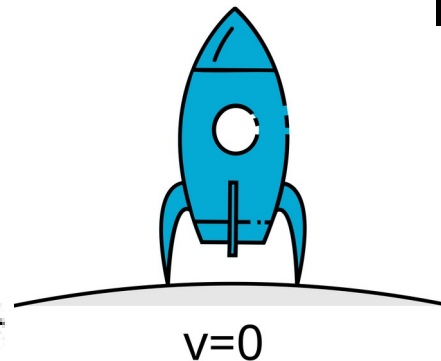
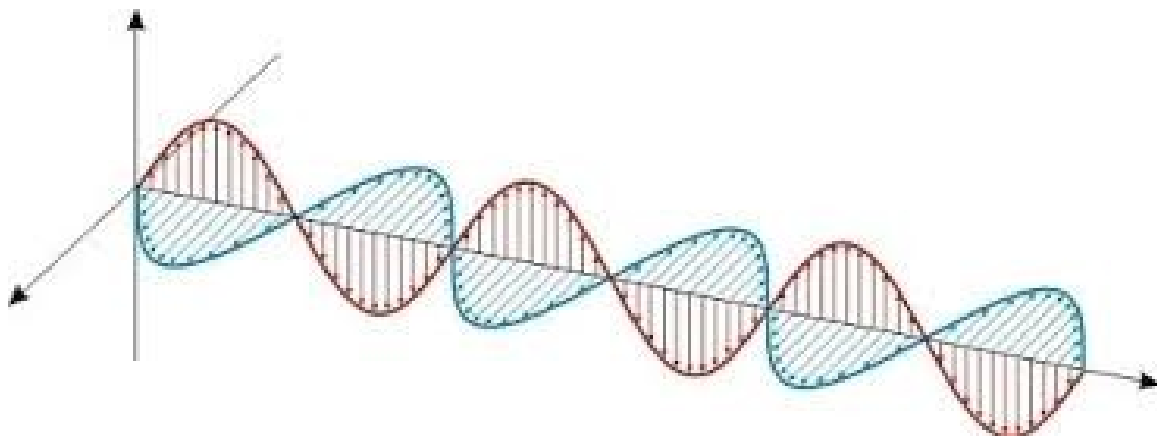
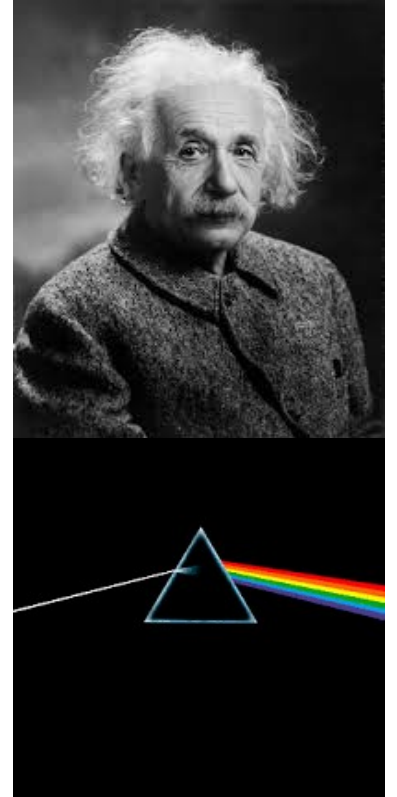
Ótica e Relatividade

18. Colisões Relativísticas: Criação/Aniquilação de Partículas, Efeito Compton

Prof. Pieter Westera

pieter.westera@ufabc.edu.br

<http://professor.ufabc.edu.br/~pieter.westera/OtRel.html>



Criação e Aniquilação de Partículas

A criação e aniquilação de partículas são fenômenos fundamentais na física de partículas, naqueles partículas e antipartículas podem surgir do vácuo ou desaparecer, transformando-se em energia.

Para entender esses processos, precisamos considerar a Teoria Quântica de Campos (TQC), que unifica a Mecânica Quântica e a Relatividade Especial.

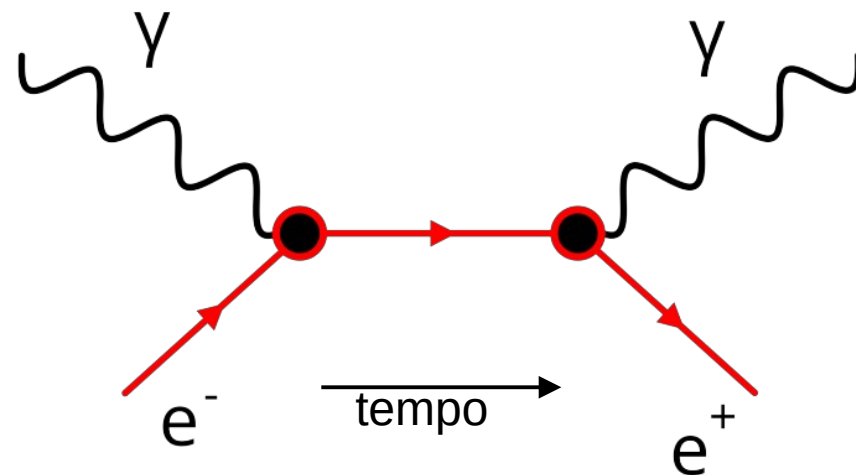
É importante notar que o "vácuo" na física quântica não é realmente vazio. Ele é um "mar" de energia onde pares de partículas e antipartículas virtuais surgem e desaparecem constantemente em flutuações quânticas. Sob certas condições, essas partículas virtuais podem se tornar "reais" e serem observadas.

Criação e Aniquilação de Partículas

Os Diagramas de Feynman são uma ferramenta visual e matemática desenvolvida por Richard Feynman na década de 1940 para simplificar o cálculo e a visualização de interações

entre partículas na Teoria Quântica de Campos (TQC), especialmente na Eletrodinâmica Quântica (QED). Eles são essenciais para entender como as partículas elementares interagem, decaem e se transformam.

Em nossa disciplina, não usaremos os diagramas de Feynman, mas são uma ferramenta interessante neste contexto de partículas elementares.



Criação e Aniquilação de Partículas

Alguns comentários

A **relação** entre **massa** e **energia** da **Relatividade Restrita**, é **fundamental** para compreender a **criação** e **aniquilação** de **partículas**. Ela estabelece que **massa** e **energia** são **intercambiáveis**. Isso significa que:

- **Criação de Partículas**: Em **colisões** de **alta energia**, como as que ocorrem em **aceleradores** de **partículas** (CERN), a **energia cinética** das **partículas** que **colidem** pode ser **convertida** em **massa**, dando origem a **novas partículas** e **anti-partículas**.

Por exemplo, **dois fótons** de **alta energia** podem colidir e criar um **par elétron-pósitron**.



Criação e Aniquilação de Partículas

Alguns comentários

- **Aniquilação de Partículas**: O inverso também é verdadeiro. Quando uma **partícula** e sua **anti-partícula** se **encontram**, elas se **aniquilam**, e suas **massas** são **convertidas** em **energia**, geralmente na forma de **fótons** (luz) ou outras **partículas** mais **leves**. Um exemplo clássico é a **aniquilação** de um **elétron** e um **pósitron**, resultando em **dois fótons gama**.

Nesta aula, veremos alguns casos elementares deste processo, contudo um **estudo** mais **adequado** pode ser feito no contexto de **Teoria Quântica de Campos** (TQC) que **contabiliza** tanto a **mecânica quântica** quanto a **Relatividade** nestes processos.

Criação e Aniquilação de Partículas

Elétron e Posítron se aniquilando e gerando 2 fótons

Se um **elétron** e um **pósitron** (e^+ , a antipartícula do elétron) se **encontram**,

eles **espiralarão** em torno do **centro de massa** deles, configuração chamada de **átomo positrônico**, e se **aproximam** no processo.

Após um tempinho, eles se **aniquilarão**, emitindo **2 fótons**.



Criação e Aniquilação de Partículas

Elétron e Posítron se aniquilando e gerando 2 fótons

Pelas **leis** de **conservação**, estes fótons devem ter, no

sistema do **centro de massa** do **par inicial**,

- **momentos lineares opostos** (i.e., devem ter a **mesma energia/frequência/comprimento de onda** e se propagarem em **direções opostas**), e

- **energias** $\leq \frac{1}{2} \cdot 2 m_e c^2 = m_e c^2$

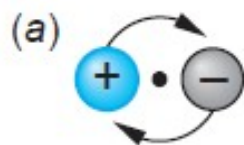
($\leq$, já que o "**átomo positrônico**" tinha energia **menor** que as **massas** das **duas partículas**, por ter sido um **estado ligado**, i.e. com **energia de ligação negativa**).



Criação e Aniquilação de Partículas

Elétron e Posítron se aniquilando e gerando 2 fótons

Na prática, esta **energia** de **ligação** é **desprezível** e os dois **fótons** terão uma



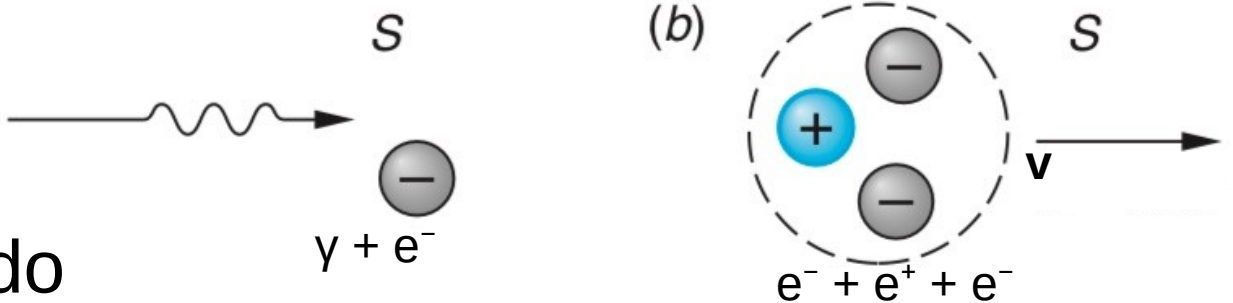
energia de $m_e c^2 = 0.511 \text{ MeV}$, ou um **comprimento** de **onda** de $\lambda = 2.4 \cdot 10^{-6} \text{ nm}$, o que se encontra na faixa dos **raios gama**.

Quando se detecta **radiação** com **este comprimento** de **onda**, é um **claro sinal** de que provém de um **ambiente**, naqueles **pósitrons** são gerados, como na **tomografia pósitron-elétron** (PET), e em **ambientes energéticos** no **espaço**, como **pulsares**, **quasares**, em **choques de raios cósmicos** com a **matéria interestelar**, e na vizinhança do **Buraco Negro central da Via Láctea**.

Criação e Aniquilação de Partículas

Fóton se chocando com um e^- e gerando em par e^-e^+

Tomando o $1^o e^-$ (a) como em **repouso**, e supondo que o **trio** $e^- +$ o par e^-e^+ gerado **dividem** entre eles o **momento linear** do **fóton**, a situação será mais ou menos como nesta figura.



Estado inicial: $E_i = E_\gamma + m_e c^2$, $p_i = E_\gamma / c$

Estado final: $E_f = 3\gamma_v m_e c^2 = E_i$, $p_f = 3\gamma_v m_e c = p_i$

Pro trio vale: $(3m_e c^2)^2 = 9m_e^2 c^4 = E_f^2 - (p_f c)^2 = E_i^2 - (p_i c)^2$
 $= (E_\gamma + m_e c^2)^2 - (cE_\gamma / c)^2 = \cancel{E_\gamma^2} + 2E_\gamma m_e c^2 + m_e^2 c^4 - \cancel{E_\gamma^2}$
 $\Rightarrow E_\gamma m_e c^2 = 4m_e^2 c^4 \Rightarrow E_\gamma = 4m_e c^2$

Criação e Aniquilação de Partículas

Fóton se chocando com um e^- e gerando em par e^-e^+

$$E_\gamma = 4m_e c^2$$

Tinha que ser

pelo menos $2m_e c^2$

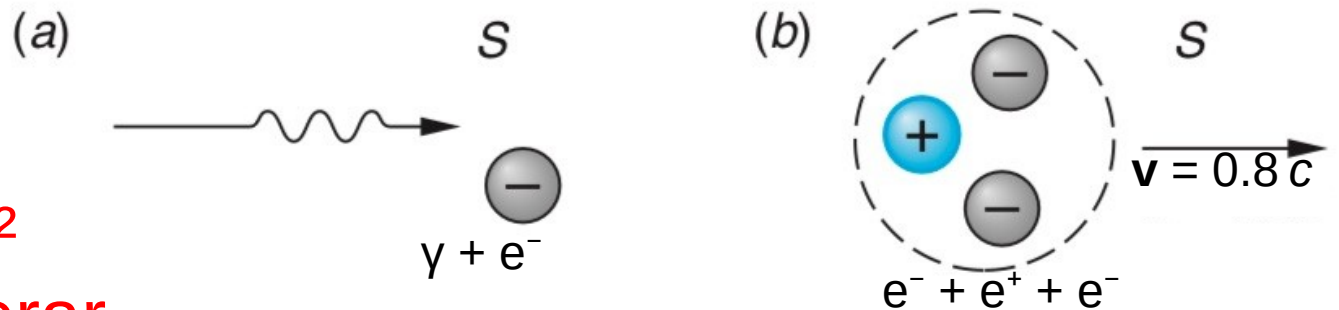
para conseguir gerar

um par e^-e^+ , mas pela conservação do momento, os produtos finais têm que estar em movimento, fazendo como que a energia do fóton tem que ser mais que este valor, no caso o dobro.

$$\Rightarrow E_i = 5m_e c^2 = E_f = 3\gamma_v m_e^2 \Rightarrow \gamma_v = 5/3$$

$$\Rightarrow \beta = \sqrt{1 - \gamma_v^{-2}} = 4/5$$

O trio se movimenta com $0.8 c$.



Dinâmica Relativística

Momento linear e Energia Relativísticos

Já que $m^2c^4 = E^2 - p^2c^2$ é uma **invariante** de **Lorentz**, isto também vale para **conjuntos** de **partículas**:

$I := P^2c^2 - E^2$ é **invariante**,

onde P é o **momento linear total** das partículas,

$P = |\mathbf{P}| = |\sum_i \mathbf{p}_i|$,

e E , a **energia total**, $E = \sum_i E_i$.

Estas grandezas também são **conservadas** em processos físicos (espalhamentos, choques, decaimentos, reações, ...), tal que I é **ambos**,

- **invariante** de **Lorentz**, e

- **conservado** em **reações** / no tempo.

Dinâmica Relativística

Momento linear e Energia Relativísticos

$I := P^2 c^2 - E^2$ é

- **invariante** de **Lorentz**, e
- **conservado** em **reações** / no **tempo**.

Isto torna I uma **ferramenta** muito prática para **cálculos** de processos:

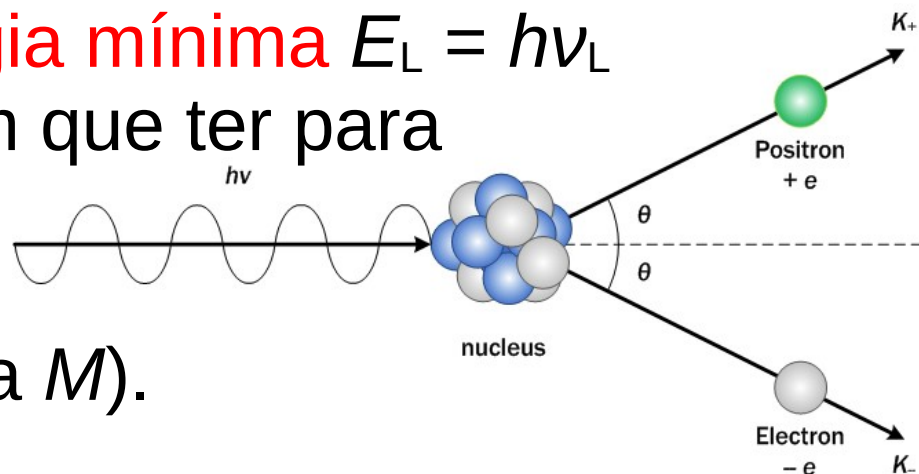
- Escolhe um **referencial** prático para calcular I **antes** do processo na física de partículas,
- e um (outro ou o mesmo) **referencial** prático para calcular I **depois** do processo,
- **Iguala** os dois termos para I , e explicita/calcula a grandeza incógnita de interesse.

(O problema anterior podia ter sido resolvido deste jeito.)

Dinâmica Relativística

Momento linear e Energia Relativísticos

Exemplo: Calculando a **energia mínima** $E_L = h\nu_L$ (L de limiar) que um **fóton** tem que ter para conseguir **produzir** um par $e^- - e^+$ na vizinhança de um **núcleo** atômico (de massa M).



O núcleo é necessário para **absorver** parte do **momento linear** do **fóton**, isto é, para a **conservação** do **momento linear** poder ocorrer.

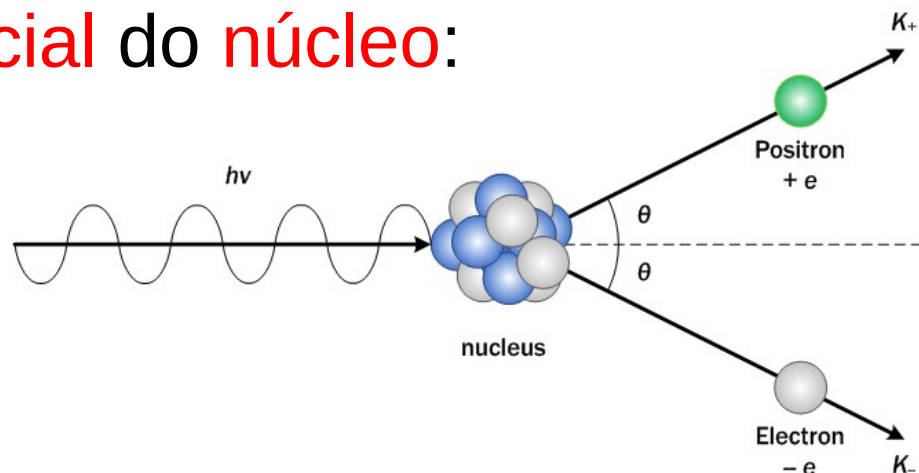
Sem o **núcleo**, no sistema do centro de massa do par $e^- - e^+$, P seria 0, o que **não** é **possível** para o fóton antes do processo.

Dinâmica Relativística

Momento linear e Energia Relativísticos

Antes: Escolhemos o **referencial** do **núcleo**:

$$\begin{aligned}P &= 0 + E_L/c, \quad E = Mc^2 + E_L \\ \Rightarrow I &= c^2 E_L^2 / c^2 - (Mc^2 + E_L)^2 \\ &= -2E_L Mc^2 - M^2 c^4\end{aligned}$$



Depois:

Referencial do **centro de massa**, $P = 0$, e, já que queremos o caso de **energia mínima**, calculamos o limite de as três partículas terminarem **sem energia cinética**:

$$I = -E^2 = -(M + 2m_e)^2 c^4$$

Igualando (e dividindo por c^2):

$$-2E_L M - M^2 c^2 = -M^2 c^2 - 4m_e M c^2 - 4m_e c^2$$

$$\Rightarrow E_L = 2m_e c^2 (1 + m_e/M), \quad \nu_L = E_L/h = 2m_e c^2/h \cdot (1 + m_e/M)$$

Dinâmica Relativística

Momento linear e Energia Relativísticos

Outro exemplo: **Decaimento** (i. e. de núcleos atômicos)

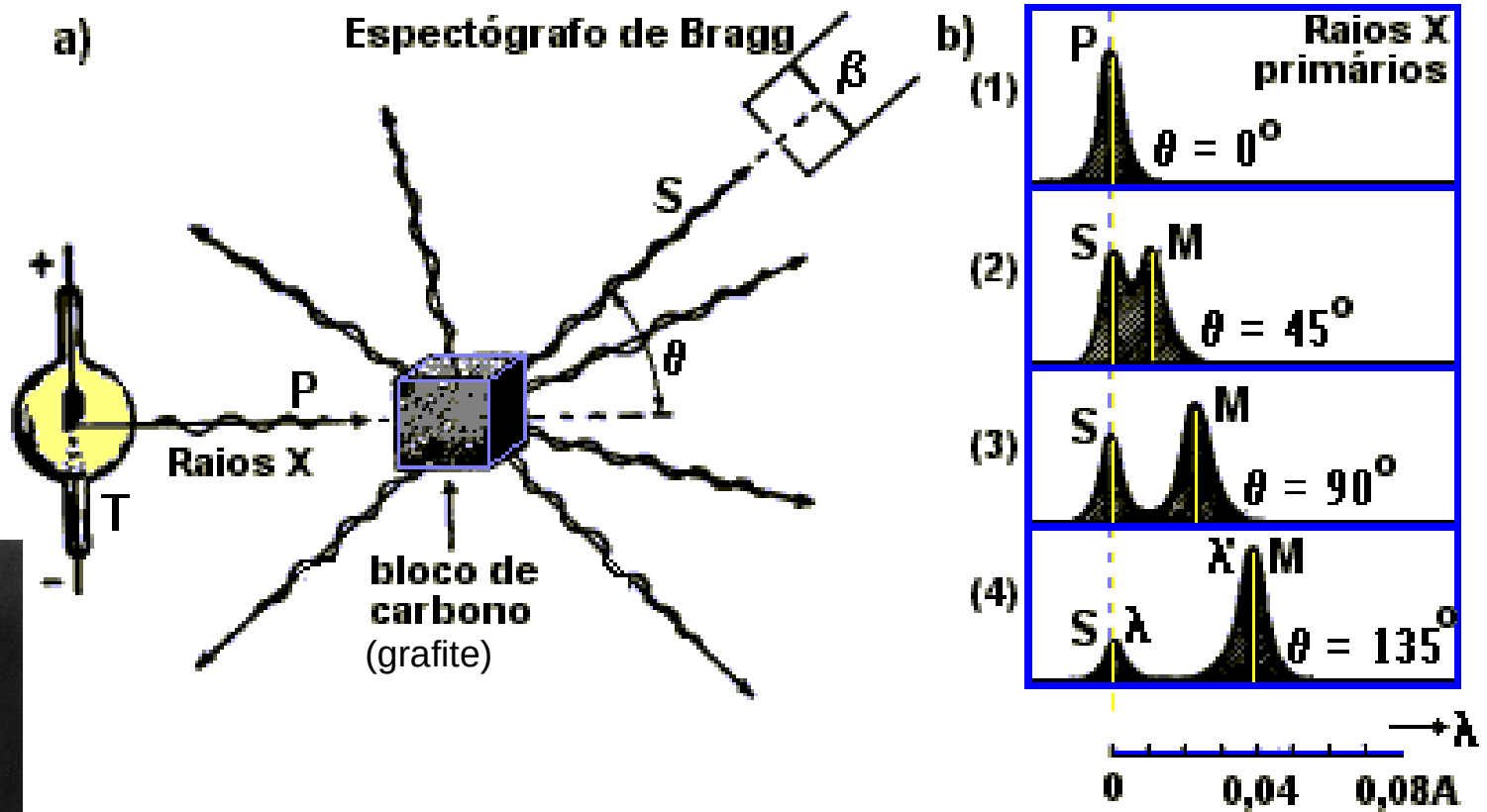
Usando para **antes** e **depois** do **decaimento** o **referencial** de **repouso** da **partícula** que está **decaindo** (que também é o referencial do centro de massa), é fácil mostrar que a **massa total** dos **produtos** do decaimento deve ser **menor** que a **massa** da **partícula** que **decaiu**:

Neste referencial, **P** é **nulo** (conservado) **antes** e **depois**, então a **energia total** deve ser **conservada** (também). **Antes** do decaimento, isto é a **massa** da **partícula inicial** ($\cdot c^2$).

Depois do decaimento, se **distribui** sobre as **massas** ($\cdot c^2$) e **energias cinéticas** dos **produtos** do decaimento. Já que as **energias cinéticas** são **positivas**, a **soma** das **massas** dos **produtos** deve ser **menor** que a da **partícula inicial**.

Efeito Compton

1923: Compton fez incidir um feixe de **raios X** num bloco de carbono e mediu o **ângulo** de **espalhamento** e o **comprimento de onda** da radiação espalhada pelo carbono.



Arthur Holly Compton (1892-1962)

Efeito Compton

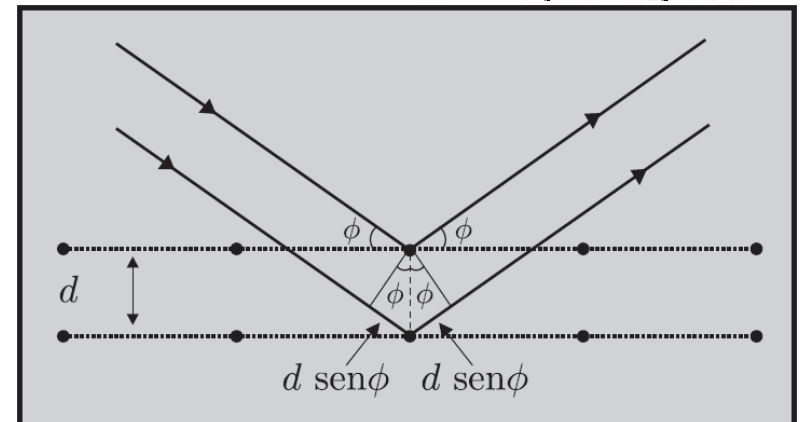
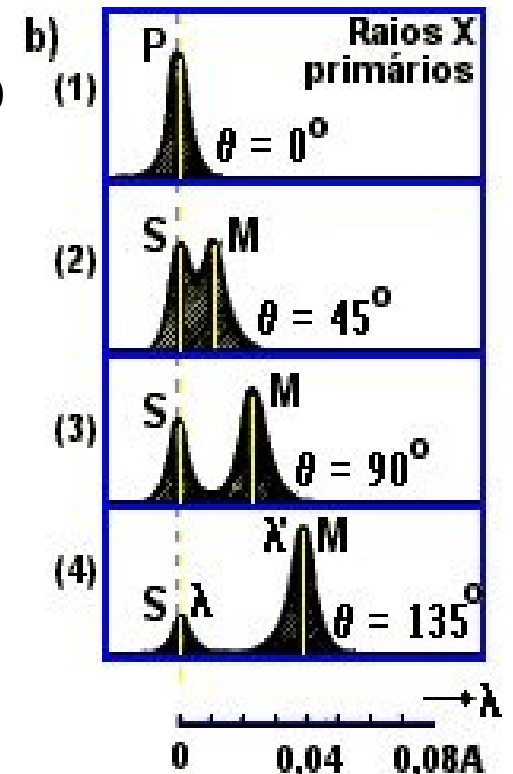
1º resultado: **Parte** dos raios X passa pelo bloco de carbono **sem** ser **espalhado** (os raios X primários), o resto é espalhado apenas em **certas direções** (por certos ângulos).

=> **Difração**

Fenômeno esperado se raios X são **ondas**:
É a **interferência** da radiação espalhada pelos átomos das diferentes **camadas** do **cristal**, ocorre quando o comprimento de onda da luz incidente é da mesma ordem de tamanho do alvo, neste caso da **estrutura cristalina** do carbono.

Lei de Bragg (=> aula Difração):

$$2d \sin \varphi = n\lambda$$

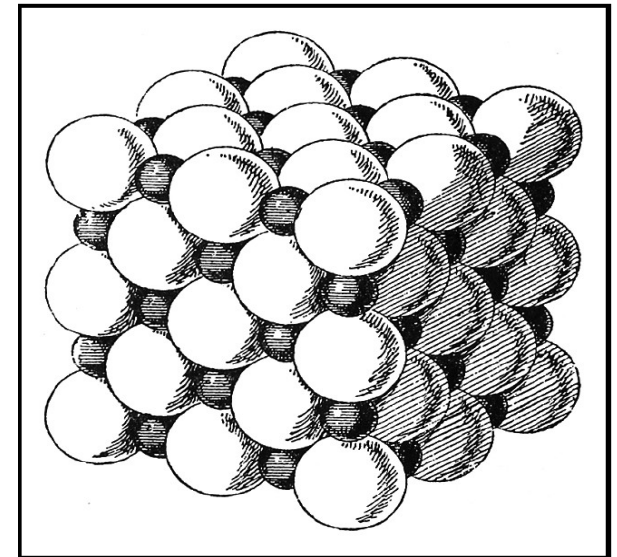
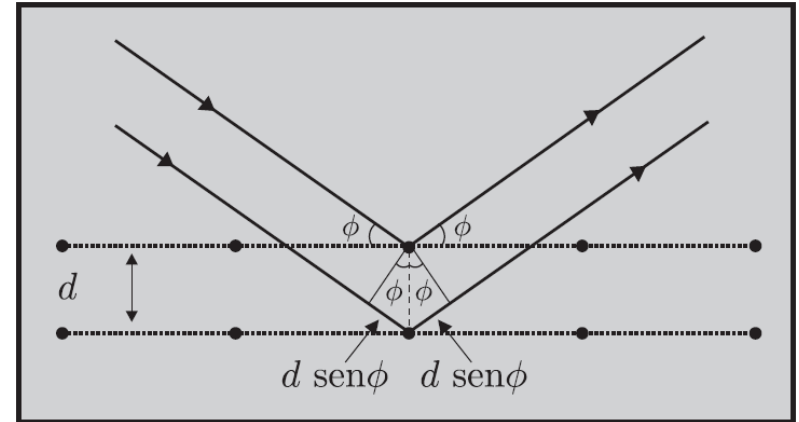


Efeito Compton

Raios X: $\lambda \sim 10^{-9}$ cm, **estrutura cristalina** tem dimensões da ordem de 10^{-8} cm.

Pelo espectro de ângulos de espalhamento pode-se determinar a estrutura cristalina do carbono.

Tudo bem, **raios X** são **ondas**, como já sabíamos.



Efeito Compton

Tudo bem?

Não tudo, ainda há um segundo resultado do experimento de Compton:

Os **comprimentos de onda** dos **raios espalhados** são **maiores**, resp. as **frequências/energias** são **menores**, do que aqueles do **raio incidente** (e dos raios X primários)!

Quanto maior o ângulo de espalhamento, tanto maior é o comprimento de onda, e tanto menor a frequência.

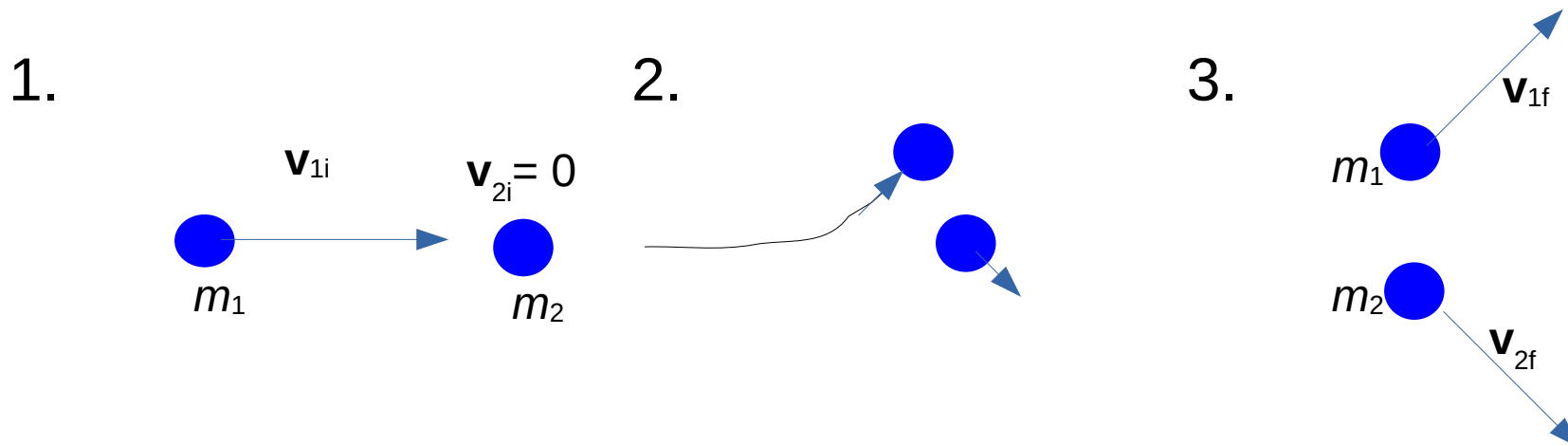
Isto **não** é esperado para **ondas** clássicas. Na teoria clássica, a onda incidente agita o material com a frequência ν , e a radiação emitida teria a mesma frequência.

Obviamente, a frequência (ou **energia**) dos raios X é **reduzida** quando eles são **espalhados**.

Efeito Compton

Como explicar isto?

Poderia ser algo parecido como o espalhamento de duas partículas:



Conservação de energia ($E_{2i} = \frac{1}{2}mv_{2i}^2 = 0$):

$$E_{1i} + 0 = E_{1f} + E_{2f} \Rightarrow E_{1f} = E_{1i} - E_{2f} < E_{1i}$$

A partícula 1 perde energia cinética para a partícula 2 quando é espalhado por esta. A partícula 2 ganha energia $\Rightarrow \mathbf{v}_{2f} \neq 0$.

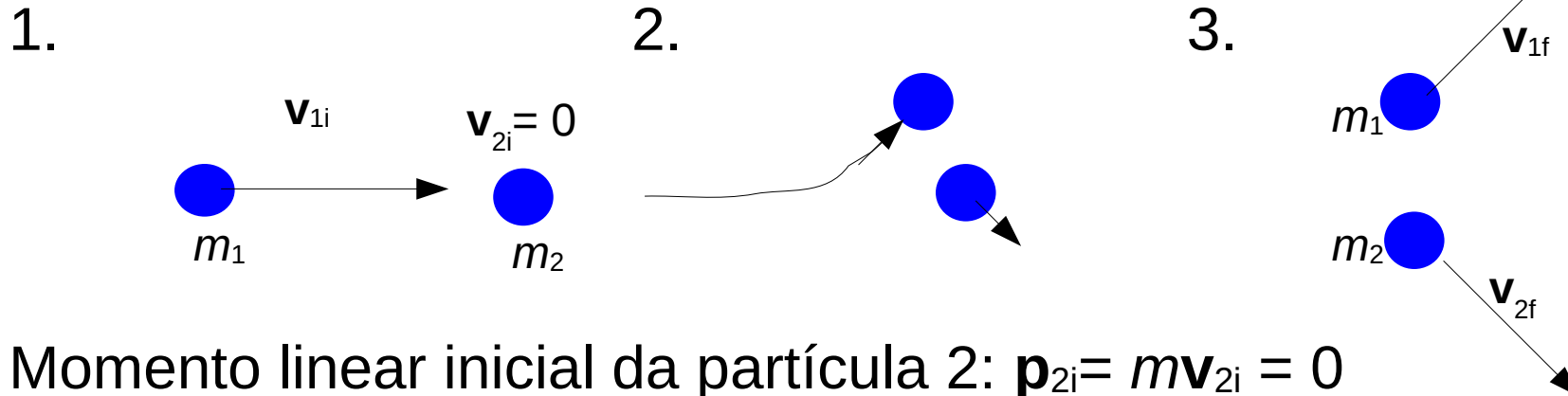
Análogo: No efeito Compton, os raios X perdem energia ($h \cdot \nu$) para os elétrons do material quando são espalhados por estes.

Isto só é possível, se os raios X consistem de partículas, ou fótons.

Efeito Compton

Como explicar isto?

Mas no espalhamento de partículas também há **conservação de momento linear**!



Momento linear inicial da partícula 2: $\mathbf{p}_{2i} = m\mathbf{v}_{2i} = 0$

Momento linear final da partícula 2: $\mathbf{p}_{2f} = m\mathbf{v}_{2f} \neq 0$

O momento linear da partícula 2 muda (aumenta).

=> **Momento linear** é **transferido** entre as partículas.

Análogo: No **efeito Compton**, **momento linear** é **transferido** entre os **fótons** e os **elétrons** do material.

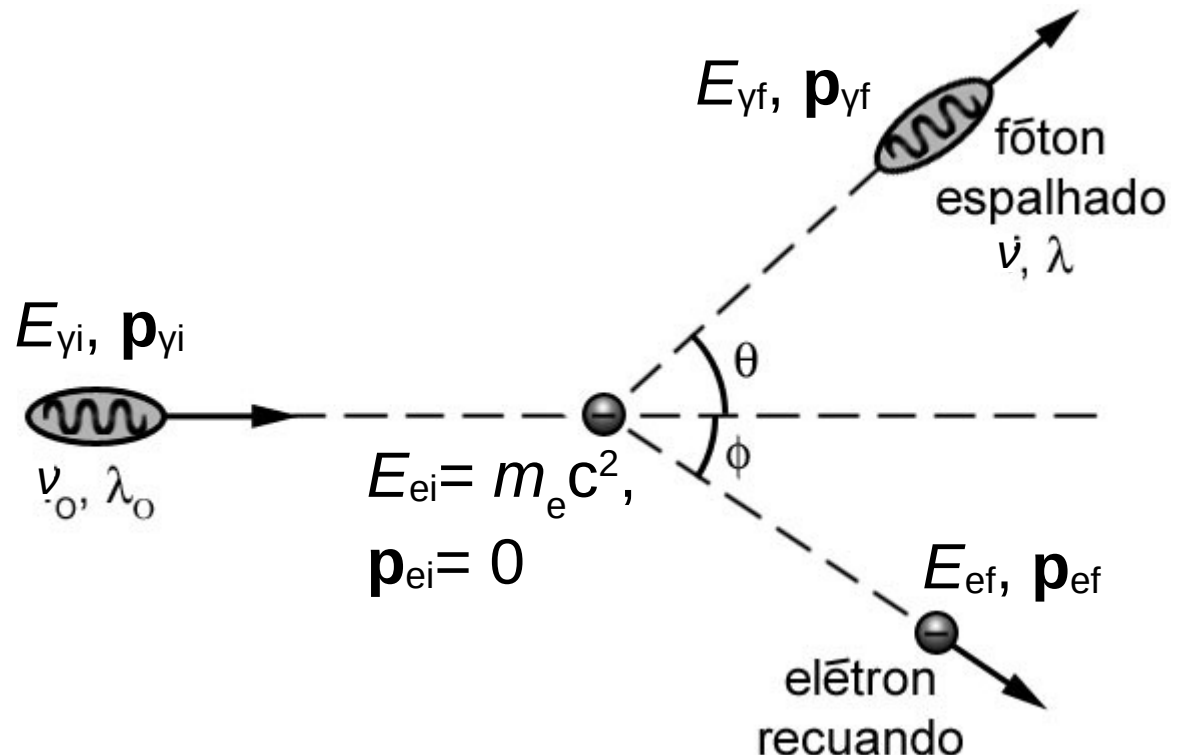
Efeito Compton

Usando os termos de deBroglie, respectivamente, os relativísticos para os **momentos lineares** e **energias** iniciais e finais do **fóton** e do **elétron**, e aplicando as **leis de conservação**:

$$E_{\gamma i} + E_{ei} = E_{\gamma f} + E_{ef}$$

$$\mathbf{p}_{\gamma i} + \mathbf{p}_{ei} = \mathbf{p}_{\gamma f} + \mathbf{p}_{ef}$$

pode se calcular a **variação** do **comprimento de onda** do **fóton** em função do **ângulo** de **espalhamento** θ :



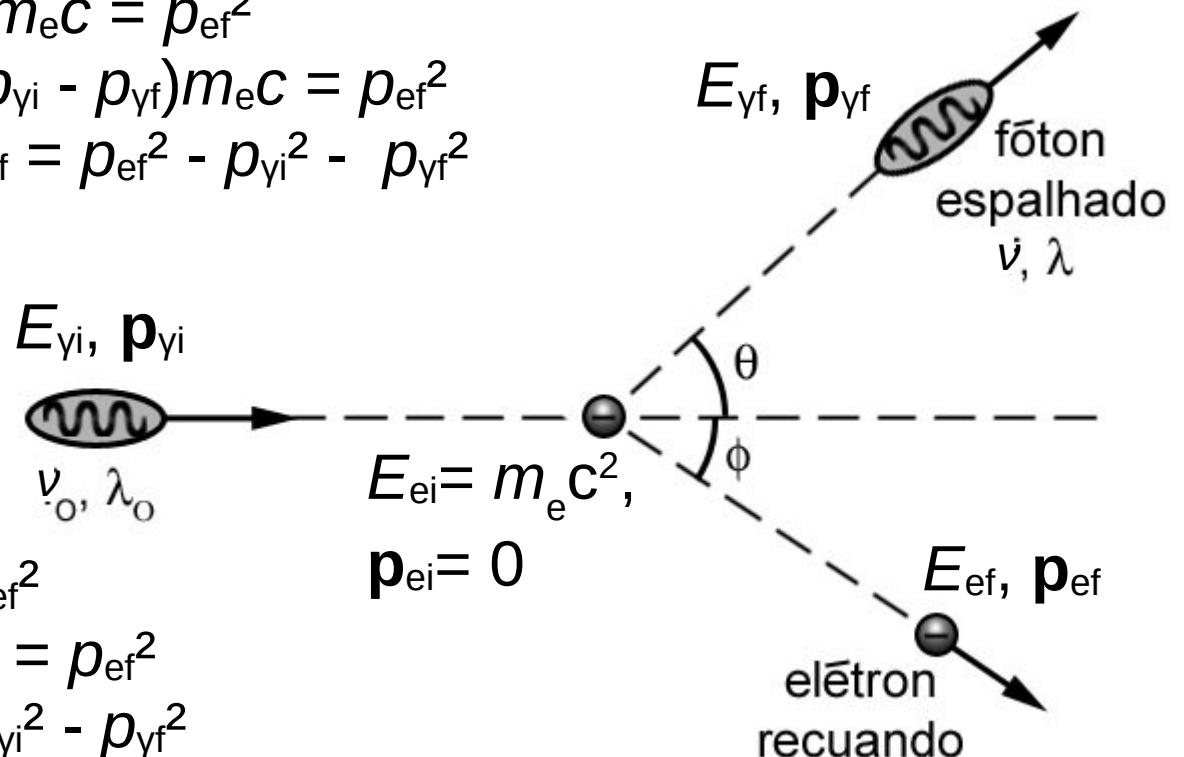
Efeito Compton

Conservação da energia:

$$\begin{aligned}
 p_{\gamma i}c + m_e c^2 &= p_{\gamma f}c + \sqrt{(p_{ef}c)^2 + (m_e c^2)^2} \\
 \Rightarrow (p_{\gamma i} - p_{\gamma f})c + m_e c^2 &= \sqrt{(p_{ef}c)^2 + (m_e c^2)^2} \quad | \cdot^2 \\
 \Rightarrow (p_{\gamma i} - p_{\gamma f})^2 c^2 + 2(p_{\gamma i} - p_{\gamma f})m_e c^3 + (m_e c^2)^2 &= p_{ef}^2 c^2 + (m_e c^2)^2 \\
 \Rightarrow (p_{\gamma i} - p_{\gamma f})^2 + 2(p_{\gamma i} - p_{\gamma f})m_e c &= p_{ef}^2 \\
 \Rightarrow p_{\gamma i}^2 - 2p_{\gamma i} p_{\gamma f} + p_{\gamma f}^2 + 2(p_{\gamma i} - p_{\gamma f})m_e c &= p_{ef}^2 \\
 \Rightarrow 2(p_{\gamma i} - p_{\gamma f})m_e c - 2p_{\gamma i} p_{\gamma f} &= p_{ef}^2 - p_{\gamma i}^2 - p_{\gamma f}^2
 \end{aligned}$$

Conservação de $\mathbf{p}$:

$$\begin{aligned}
 \mathbf{p}_{\gamma i} + 0 &= \mathbf{p}_{\gamma f} + \mathbf{p}_{ef} \\
 \Rightarrow \mathbf{p}_{\gamma i} - \mathbf{p}_{\gamma f} &= \mathbf{p}_{ef} \quad | \cdot^2 \\
 \Rightarrow \mathbf{p}_{\gamma i}^2 - 2\mathbf{p}_{\gamma i} \cdot \mathbf{p}_{\gamma f} + \mathbf{p}_{\gamma f}^2 &= \mathbf{p}_{ef}^2 \\
 \Rightarrow p_{\gamma i}^2 - 2p_{\gamma i} p_{\gamma f} \cos\theta + p_{\gamma f}^2 &= p_{ef}^2 \\
 \Rightarrow -2p_{\gamma i} p_{\gamma f} \cos\theta &= p_{ef}^2 - p_{\gamma i}^2 - p_{\gamma f}^2
 \end{aligned}$$



Efeito Compton

Igualando as duas equações:

$$2(p_{yi} - p_{yf})m_e c - 2p_{yi} p_{yf} = -2p_{yi} p_{yf} \cos \theta$$

$$\Rightarrow (p_{yi} - p_{yf})m_e c = p_{yi} p_{yf} - p_{yi} p_{yf} \cos \theta = (1 - \cos \theta) p_{yi} p_{yf} \quad | \cdot h/m_e c p_{yi} p_{yf}$$

$$\Rightarrow (p_{yi} - p_{yf})h/p_{yi} p_{yf} = (1 - \cos \theta)h/m_e c \quad | \text{ usando } p = E/c = h\nu/c = h/\lambda$$

$$\Rightarrow (h/\lambda_{yi} - h/\lambda_{yf})h/(h^2/\lambda_{yi}\lambda_{yf}) = (1 - \cos \theta)h/m_e c$$

$$\text{Já que } \lambda_{yi} = \lambda_0 \text{ e } \lambda_{yf} = \lambda : (1/\lambda_0 - 1/\lambda)/(1/\lambda_0\lambda) = (1 - \cos \theta)h/m_e c$$

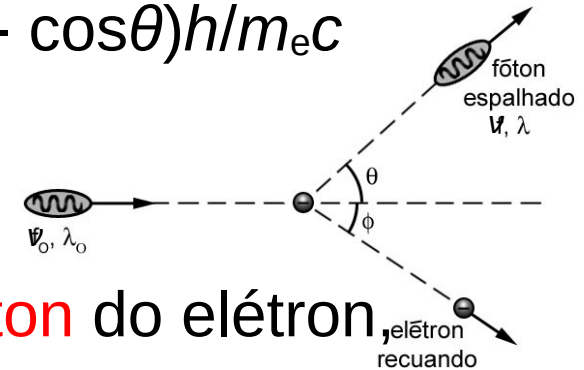
$$\Rightarrow \lambda - \lambda_0 = (1 - \cos \theta)h/m_e c, \text{ que é a}$$

Equação de Compton: $\lambda - \lambda_0 = \lambda_c \cdot (1 - \cos \theta)$,

onde $\lambda_c = h/(m_e c)$ **comprimento de onda Compton** do elétron,

o que bate com as medidas de Compton.

$\Rightarrow$ **Fótons** têm **momento linear** e podem trocá-lo com partículas ou outros fótons.



Uffa, isto foi um trabalhão!

Será que, usando quadrivetores, os cálculos ficam menos laborosos?

Efeito Compton

Deduzindo a Equação de Compton por Quadrivetores

Lembrete: **quadrimento** de uma **partícula** com **massa**

$$P = \gamma_v m(c, \mathbf{v}), \quad P^2 = m^2 c^2$$

- do **fóton** (sem massa): $P = h\nu/c \cdot (1, \mathbf{n}), \quad P^2 = 0$

Para fazer pleno uso do formalismo de **quadrivetores**, temos que achar **expressões** para o **produto escalar** dos **quadrimentos** de:

- **2 partículas** com **massa**
- **1 partícula** com **massa** e **1 fóton**
- **2 fótons**

Já que são produtos escalares de quadrivetores, todos são **invariantes** de **Lorentz**.

Efeito Compton

Deduzindo a Equação de Compton por Quadrivetores

Produto escalar dos quadrimomentos de 2 partículas com massa, $P_1 = \gamma_{v_1} m_1(c, \mathbf{v}_1)$, $P_2 = \gamma_{v_2} m_2(c, \mathbf{v}_2)$:

Já que o produto escalar é uma invariante de Lorentz, podemos calculá-lo num referencial mais conveniente S' , por exemplo no de repouso de m_1 :

$$P_1' = m_1(c, \mathbf{0}), P_2' = \gamma_u m_2(c, \mathbf{u}),$$

onde $\mathbf{u}$ é a velocidade de m_2 no referencial de m_1

$$\Rightarrow P_1 \cdot P_2 = P_1' \cdot P_2' = \gamma_u m_1 m_2 c^2$$

Efeito Compton

Deduzindo a Equação de Compton por Quadri vetores

Produto escalar dos quadrimomentos de 1 partícula com massa e 1 fóton, $P_1 = \gamma_{v_1} m_1 (c, \mathbf{v}_1)$, $P_2 = h\nu_2/c \cdot (1, \mathbf{n}_2)$:

De novo, usando $S' =$ referencial de repouso de m_1 :

$P_1 \cdot P_2 = P_1' \cdot P_2' = m_1 (c, \mathbf{0}) \cdot h\nu_2'/c \cdot (1, \mathbf{n}_2') = h\nu_2' m_1$,
onde ν_2' é a frequência do fóton no referencial de m_1

Produto escalar dos quadrimomentos de 2 fótons,
 $P_1 = h\nu_1/c \cdot (1, \mathbf{n}_1)$, $P_2 = h\nu_2/c \cdot (1, \mathbf{n}_2)$:

$P_1 \cdot P_2 = (h/c)^2 \nu_1 \nu_2 \cdot (1 - \mathbf{n}_1 \cdot \mathbf{n}_2) = (h/c)^2 \nu_1 \nu_2 \cdot (1 - \cos \theta)$,
onde θ é o ângulo entre as duas direções de propagação

Efeito Compton

Deduzindo a Equação de Compton por Quadri vetores

Resumo:

- partícula com massa: $P = \gamma_v m(c, \mathbf{v})$, $P^2 = m^2 c^2$
- fóton: $P = h\nu/c \cdot (1, \mathbf{n})$, $P^2 = 0$

Produto escalar dos quadrimomentos de:

- 2 partículas com massa: $P_1 \cdot P_2 = \gamma_u m_1 m_2 c^2$
- 1 partícula com massa e 1 fóton: $P_1 \cdot P_2 = h\nu_2' m_1$
- 2 fótons: $P_1 \cdot P_2 = (h/c)^2 \nu_1 \nu_2 \cdot (1 - \cos \theta)$

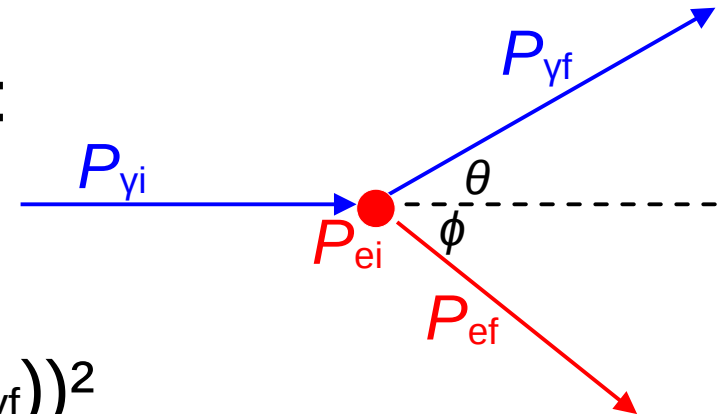
Já que são produtos escalares de quadri vetores, todos são invariantes de Lorentz.

Efeito Compton

Deduzindo a Equação de Compton por Quadrivetores

De novo, supondo que o **elétron inicialmente** está em **repouso** e "**livre**" (fóton: **azul**, elétron: **vermelho**):

Conservação do quadrimomento:



$$P_{yi} + P_{ei} = P_{yf} + P_{ef}$$

$$\Rightarrow P_{yi} + P_{ei} - P_{yf} = P_{ef}$$

$$\Rightarrow (P_{yi} + P_{ei} - P_{yf})^2 = (P_{yi} + (P_{ei} - P_{yf}))^2$$

$$= P_{yi}^2 + 2P_{yi} \cdot (P_{ei} - P_{yf}) + (P_{ei} - P_{yf})^2$$

$$= 0 + 2P_{yi} \cdot P_{ei} - 2P_{yi} \cdot P_{yf} + P_{ei}^2 - 2P_{ei} \cdot P_{yf} + P_{yf}^2$$

$$= 2P_{yi} \cdot P_{ei} - 2P_{yi} \cdot P_{yf} + (m_e c)^2 - 2P_{ei} \cdot P_{yf} + 0$$

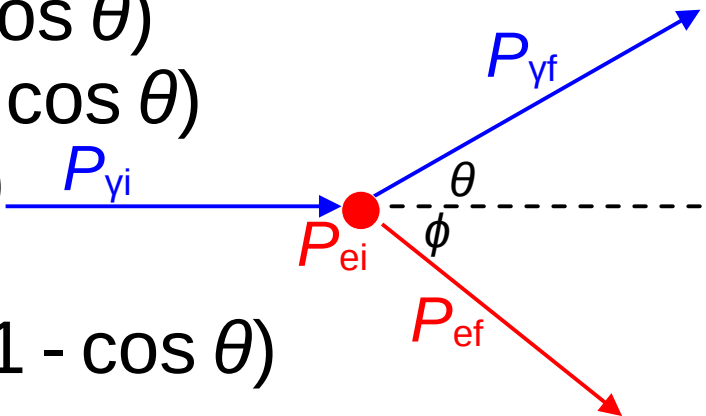
$$= (m_e c)^2 + 2P_{yi} \cdot P_{ei} - 2P_{yi} \cdot P_{yf} - 2P_{ei} \cdot P_{yf} = P_{ef}^2 = (m_e c)^2$$

$$\Rightarrow P_{ei} \cdot P_{yi} - P_{ei} \cdot P_{yf} = P_{yi} \cdot P_{yf}$$

Efeito Compton

Deduzindo a Equação de Compton por Quadrivetores

$$\begin{aligned}P_{ei} \cdot P_{\gamma i} - P_{ei} \cdot P_{\gamma f} &= P_{\gamma i} \cdot P_{\gamma f} \\ \Rightarrow h\nu_{\gamma i} m_e - h\nu_{\gamma f} m_e &= (h/c)^2 \nu_{\gamma i} \nu_{\gamma f} \cdot (1 - \cos \theta) \\ \Rightarrow h m_e (\nu_{\gamma i} - \nu_{\gamma f}) &= (h/c)^2 \nu_{\gamma i} \nu_{\gamma f} \cdot (1 - \cos \theta) \\ \Rightarrow (\nu_{\gamma i} - \nu_{\gamma f}) / \nu_{\gamma i} \nu_{\gamma f} &= (h/c)^2 / h m_e \cdot (1 - \cos \theta) \\ \Rightarrow 1/\nu_{\gamma f} - 1/\nu_{\gamma i} &= h/m_e c^2 \cdot (1 - \cos \theta) \\ \Rightarrow \lambda_{\gamma f}/c - \lambda_{\gamma i}/c &= h/m_e c^2 \cdot (1 - \cos \theta) \\ \Rightarrow \lambda_{\gamma f} - \lambda_{\gamma i} = \lambda - \lambda_0 = \Delta\lambda &= h/m_e c \cdot (1 - \cos \theta) \\ &= \lambda_c \cdot (1 - \cos \theta)\end{aligned}$$



*Nos dois casos, se trata da frequência do fóton no referencial do e^- no seu estado inicial (já que surgem de produtos escalares com P_{ei}), o que é o do bloco de grafite.

Chegamos ao **mesmo resultado**, mas com um **método** mais **elegante** (e algebricamente mais simples?).

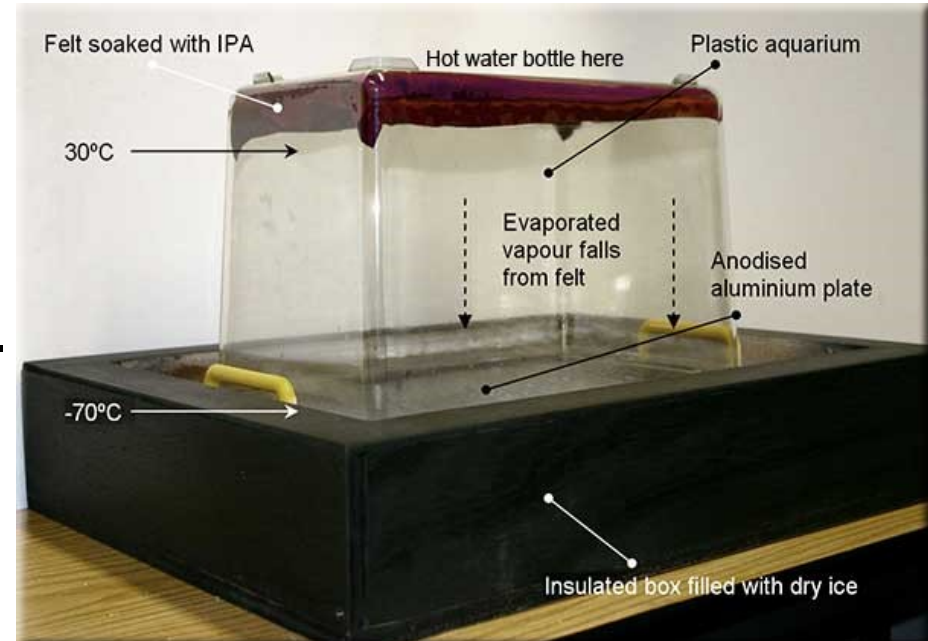
Efeito Compton

E os elétrons espalhados?

Com uma câmara de nuvens, Charles Thomson Rees Wilson conseguiu verificar o **espalhamento** do **elétron**, de acordo com o efeito Compton

Essa explicação só faz sentido se considerarmos a **onda eletromagnética** como sendo uma **partícula (fóton)** com **energia cinética** ($h \cdot \nu$) e **momento linear** ($E/c = h \cdot \nu/c = h/\lambda$).

=> **Natureza dual** da **radiação eletromagnética** (onda e partícula)



Efeito Compton



Prêmio Nobel em 1927, para **Compton** e **Wilson**, não pela descoberta do **efeito Compton**, mas pelos resultados para **visualizar** o **caminho** das **partículas** eletricamente **carregadas**!



Compton também teve um papel fundamental no **projeto Manhattan**, coordenando o "Laboratório Metalurgico", e **desenvolvendo** com sucesso **reatores nucleares** e **enriquecimento** de **urânio** e **plutônio**.

Ele alcançou grande popularidade (para um físico) em seu tempo.

Radiação Tcherenkov

Efeito/Radiação (Vavilov-)Tcherenkov
(Вавилов-Черенков) - 1934



Prêmio Nobel 1958

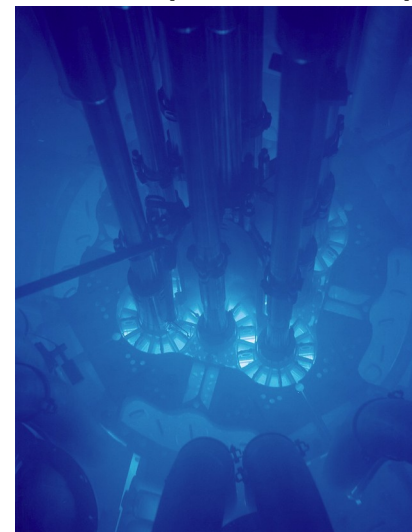
Não é bem um **efeito relativístico**, mas envolve **partículas** em **velocidades relativísticas**.

É uma **radiação** (normalmente azul), que surge, quando uma **partícula** (carregada) passa por um **meio** com **velocidade acima** da velocidade da **luz naquele meio**.

É aproveitado para **detectar partículas** com **velocidades relativísticas**, por exemplo, raios cósmicos, e **determinar** as suas **velocidades**.



Павел Алексеевич
Черенков (1904-1990)



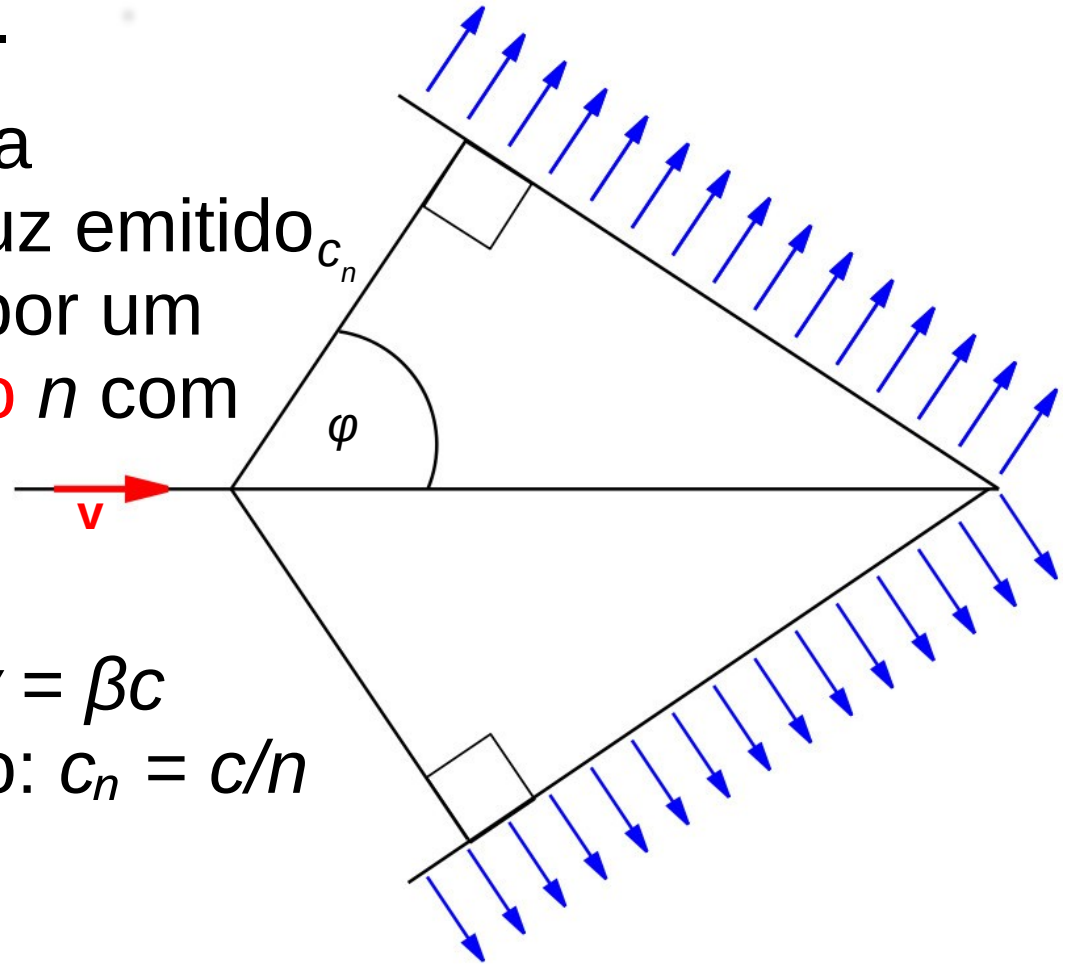
Radiação Tcherenkov

É o análogo **ótico** ao **estrondo sônico** ($\Rightarrow$ aula Ondas Sonoras).

A radiação Tcherenkov é a mesma coisa, mas com luz emitido por **partículas** passando por um **meio** com **índice refratário** n com **velocidade acima** da **luz no meio**.

velocidade da partícula: $v = \beta c$
velocidade da luz no meio: $c_n = c/n$

$\cos \varphi = c_n/v = c/nv = 1/n\beta$
 $\Rightarrow v = c/n \cdot \cos \varphi$



Eletromagnetismo Relativístico

O tratamento do eletromagnetismo no espaço de Minkovskij, chamado formulação covariante do eletromagnetismo, é fora do escopo desta disciplina, mas é importante mencioná-lo, já que foram justamente problemas para encaixar o eletromagnetismo no princípio de invariância de Galileu, que serviam como motivação para desenvolver a Relatividade Restrita.

Eletrromagnetismo Relativístico

Alguns Pontos

É definido o **quadrivetor densidade de carga-corrente**.
Pela **contração de comprimentos**, a **densidade de carga** **depende** do **referencial**, e a **densidade de corrente** também.

Já que são **cargas e correntes** que **geram** os **campos elétrico e magnético**, dá para suspeitar que estes também **dependem** do **referencial**.

Eletromagnetismo Relativístico

Alguns Pontos

Não há **quadrivetores** **campo elétrico** e **magnético**, mas um **tensor** antissimétrico de **segunda ordem** (representado por uma matriz 4×4), cujos **elementos** são as **componentes** dos **campos** **$\mathbf{E}$** e **$\mathbf{B}$** , chamado **tensor eletromagnético** ou **tensor de Faraday** **F** .

Na **troca** de **referencial**, este tensor sofre uma **transformação** de **Lorentz**: $F' = \Lambda F \Lambda^T$

=> Na **troca** de **referencial**, os **campos elétrico** e **magnético** **mudam** (e se misturam)!

Nesta transformação há **invariantes** também, muito práticos para alguns cálculos: $E^2 - c^2 B^2$ e **$\mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$**

Eletromagnetismo Relativístico

Alguns Pontos

As **Leis** de **Maxwell** surgem naturalmente como resultado de **identidades diferenciais** para **tensores** no **espaço** de **Minkovskij**, e mantêm a **forma** que **conhecemos** (vide a aula sobre Leis de Maxwell e Ondas Eletromagnéticas da primeira parte da disciplina).

=> As **Leis** do **eletromagnetismo** são as **mesmas** para **todos** os **referenciais** (Não é preciso fazer correções para referenciais outros que o "éter").

O que **muda** na **troca** de **referencial** são as densidades de carga e corrente e os **campos elétrico** e **magnético**.

=> O **princípio** da **Relatividade** é **satisfeito**.



Universidade Federal do ABC

Ótica e Relatividade

FIM PRA HOJE

