

AGA 315 – Aula 2

# *Partículas Elementares e Interações da Natureza*

## Vol. 2

J.E. Horvath,  
IAG – USP  
São Paulo, Brasil





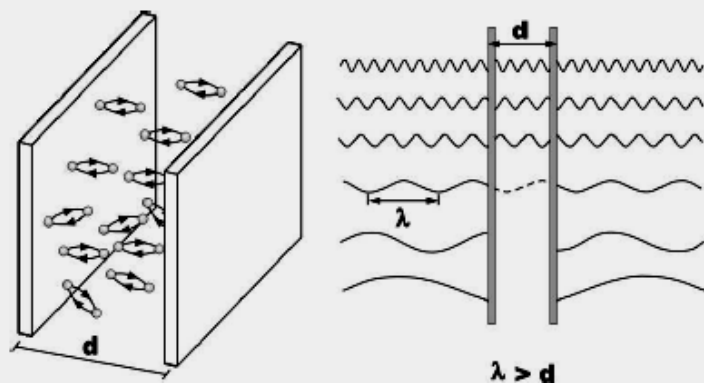


FIGURA 2.2 O efeito Casimir. Duas placas metálicas descarregadas colocadas a uma distância  $d$  uma da outra se atraem segundo uma expressão calculada na teoria quântica de campos. Esta força medida é produto dos pares de partícula-antipartícula que “pipocam” no vácuo. Um efeito análogo deveria produzir uma energia de vácuo no Universo (vide Capítulos 12 e 19).

O vácuo quântico é uma expressão do caráter das interações elementares

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$$



"But you can't go through life applying Heisenberg's Uncertainty Principle to everything."



# Como se veem estas interações elementares nesse nível?

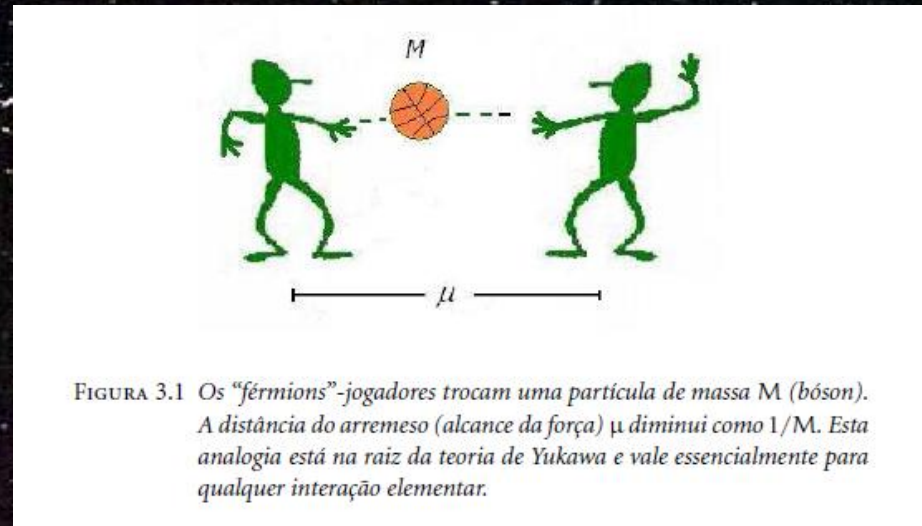
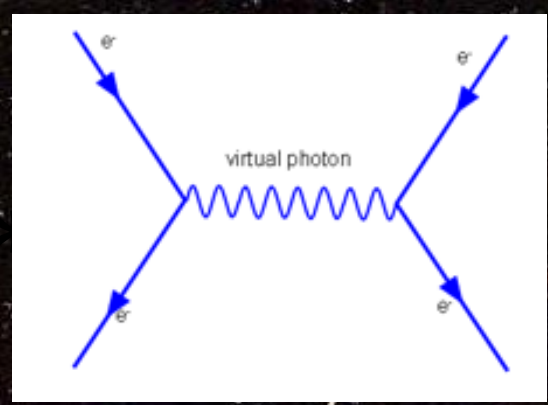


FIGURA 3.1 Os "férmions"-jogadores trocam uma partícula de massa  $M$  (bóson). A distância do arremeso (alcance da força)  $\mu$  diminui como  $1/M$ . Esta analogia está na raiz da teoria de Yukawa e vale essencialmente para qualquer interação elementar.

## Nível de árvore (clássico)

## Boneco análogo

3 — INTERAÇÕES ELEMENTARES, FORÇAS E POTENCIAIS

Interação	Carga	Mediador	Alcance	Intensidade
Gravitação	massa	gráviton	$\infty$	$\alpha_G = 5,9 \times 10^{-39}$
Fraca	Sabor	$W^\pm, Z^0$	$\approx m_W^{-1}$	$G_{\text{Fermi}} = 10^{-5} m_p^{-2}$
Eletromag.	Carga elétrica	$\gamma$	$\infty$	$\alpha \approx 1/137$
Forte	Cor	8 glúons	$\approx m_\pi^{-1} \approx 1,5 \text{ fm}$	$\alpha_S \approx 1$

TABELA 3 As interações elementares da natureza



Uma partícula de massa  $m$  com energia  $E = mc^2$  pode violar momentaneamente a conservação da energia se

$$\Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$$



$$\Delta E \Delta t \approx mc^2 \Delta t > \frac{\hbar}{2}$$

Fala-se de *partículas virtuais*. Como sua velocidade máxima é  $c$ , o alcance da interação resulta

$$L \approx c \Delta t = \frac{\hbar}{2mc}$$

O qual justifica a imagem da bola de basquete. Daqui também decorre que quanto maior for a energia, mais a “fundo” vamos enxergar o objeto, ou seja para “ver” bem fundo precisamos enviar projétis de energia muito grande (Rutherford !, quarks).

Todo como resultado de

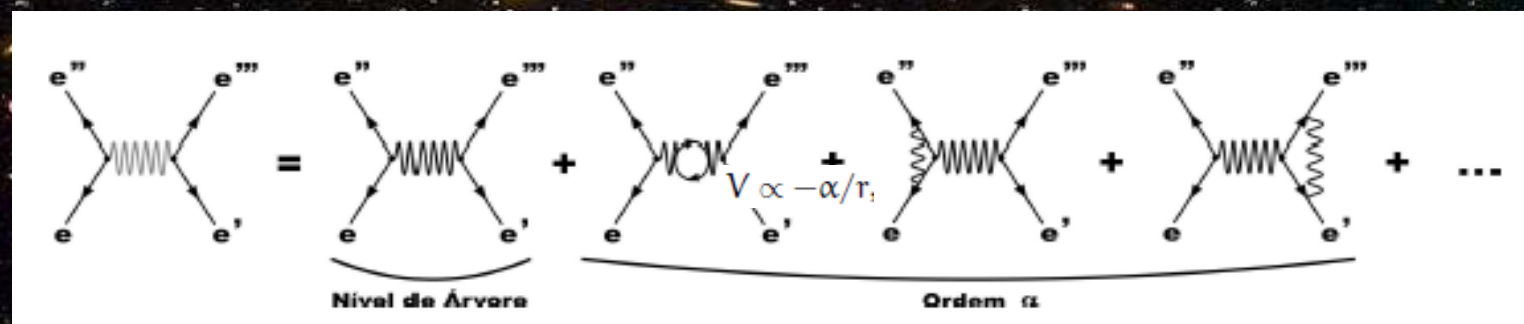
$$\Delta x \Delta p \geq \frac{\hbar}{2}$$



A forma gráfica de escrever todas as interações com as trocas virtuais (Feynman). Não vamos aprofundar nas expressões Matemáticas, somente reteremos a idéia gráfica

Raias: férmions

Cobrinhas: mediadores (fótons etc)



Série que começa com o diagrama mais simples (clássico) e vai somando contribuições quânticas cada vez menos importantes

A série não converge !!!, é somente uma série assintótica  
E ainda serve somente se o  $\alpha < 1$  ...



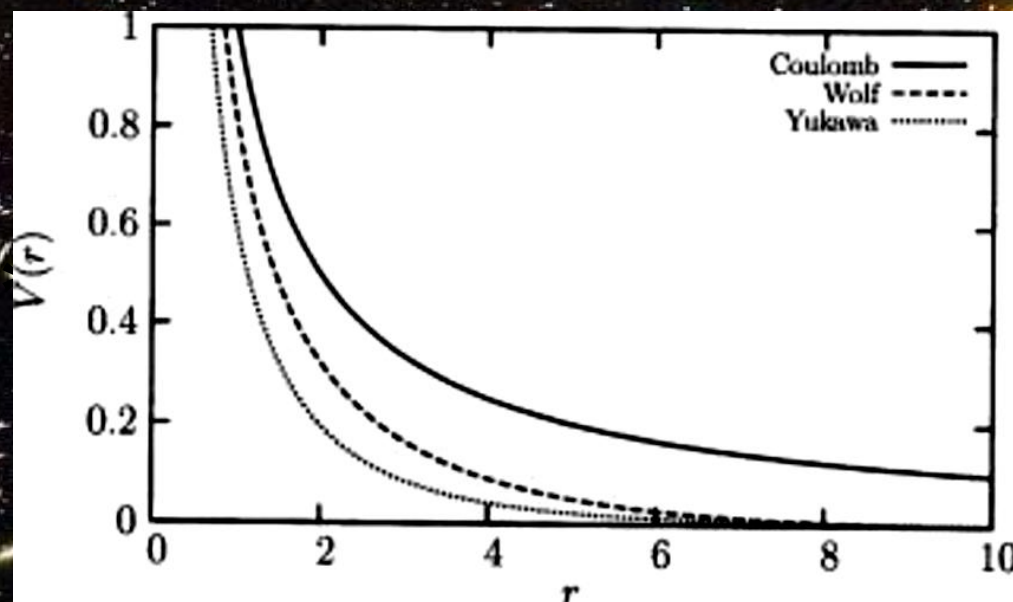
Os potenciais (limite estático)

Coulomb (eletrostático)

$$V \propto -\alpha/r$$

Yukawa (núcleon-núcleon)

$$V_{\text{yuk}} \propto +(\alpha_S/r) \exp(-\mu r)$$



$$\mu = 1/M$$



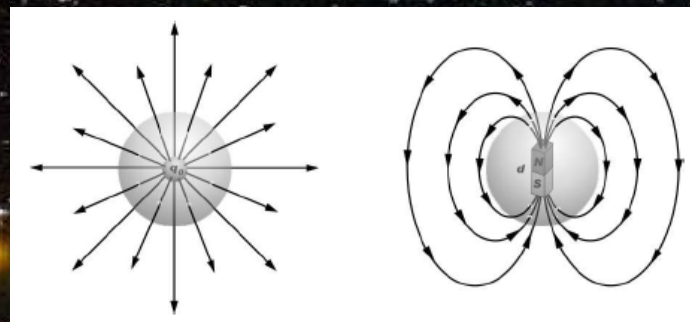
## O eletromagnetismo (Faraday, Maxwell e outros...)

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

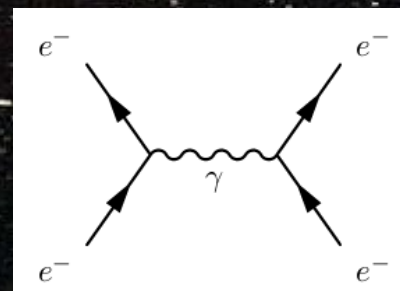
$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \vec{j}$$



A versão quantizada (Feynman, Tomonaga, Schwinger e outros...)  
É denominada QED e permite enxergar as interações elementares  
que levam aos fenômenos observados (ímãs, ondas, etc.)

A QED prediz seções de choque com  
Até 20 casas decimais !! (menos que  
os relógios cósmicos, mas bastante  
acuradas)





## Por dentro dos hádrons: quarks e gluons

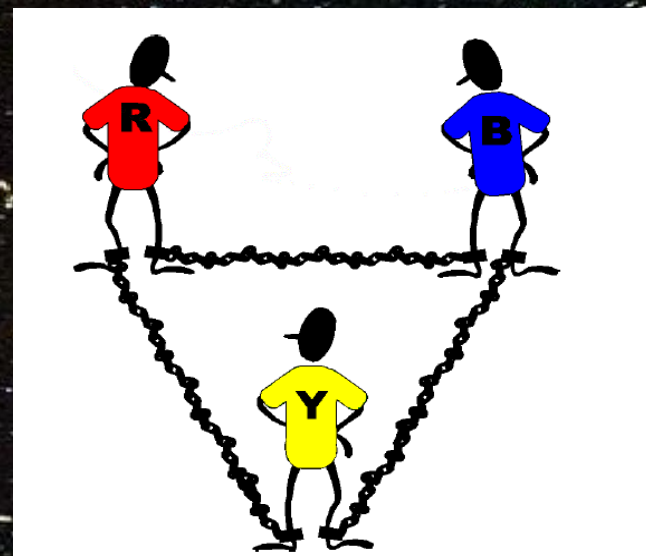
Os quarks nunca foram observados fora dos hádrons, uma possível razão para este confinamento seria que o potencial cresce com a distância

$$V(r) = -\frac{\alpha_s(r)}{r} + kr$$

Se enviarmos projetis de alta energia,  
As distâncias examinadas serão  
pequenas e aí eles estarão livres

Escravidão infravermelha (pequeno  
 $p$  transferido)

Liberdade assintótica (grande  $p$  transferido)



$$E \sim p \quad \text{e} \quad \text{alcance} \propto \frac{1}{E}$$

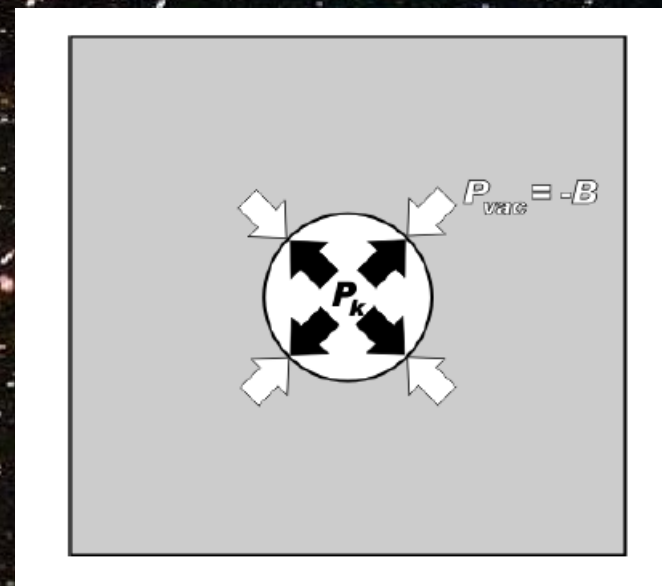


A QCD é muito não linear e muito difícil de resolver (mesmo com simulações de petabytes !)

Isto levou a construir modelos que simulem o confinamento, tal como a sacola do MIT

Os quarks habitam uma bolha (sacola) do vácuo falso no mar de vácuo real. Esta bolha precisa de uma densidade de energia B

$$E_{\text{tot}} = E_k + E_{\text{vac}} = \frac{2,04N}{R} + \frac{4}{3}\pi R^3 B$$



Assim, fazendo

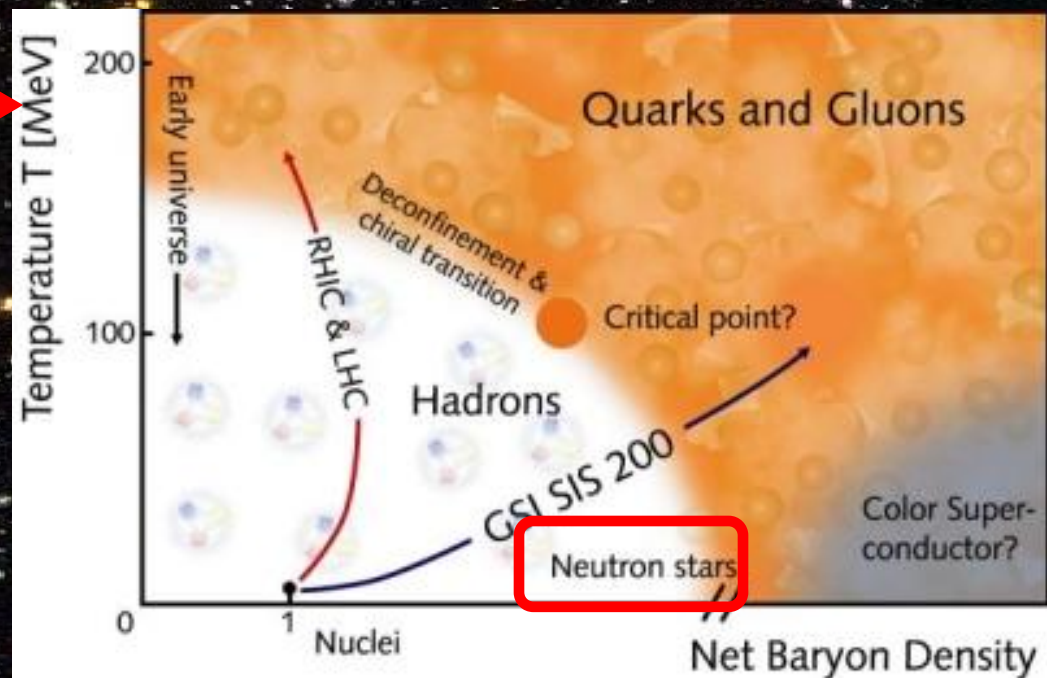
$$\frac{\partial E_{\text{tot}}}{\partial R} = -\frac{2,04N}{R^2} + 4\pi R^2 B = 0$$

Obtemos o raio de equilíbrio

$$R = \left( \frac{2,04N}{4\pi} \right)^{1/4} \frac{1}{B^{1/4}} = 1,13 \left( \frac{B}{145 \text{ MeV}^4} \right)^{-1/4} \text{ fm}$$



Mas se comprimirmos ou esquentarmos a matéria hadrônica...  
as saclas vão se dissolver e os quarks finalmente serão livres





Embora ainda ninguém trabalhou com a Mecânica Quântica, é importante apontar que boa parte dos resultados fundamentais podem ser obtidos com argumentos muito básicos

Exemplo: o “raio” do átomo de hidrogênio

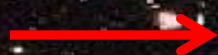
$$E = \frac{1}{2m_e} \frac{1}{r^2} - \frac{\alpha}{r}$$

já que

$$\vec{p} \approx \frac{1}{r}$$

Fazendo

$$\frac{\partial E}{\partial r} = 0$$



$$r = \frac{1}{m_e \alpha} = 5 \times 10^{-9} \text{ cm}$$

Três quantidades com dimensões de comprimento:

Raio de Bohr

$$\frac{1}{m_e \alpha}$$

Comprimento Compton

$$\frac{1}{m_e}$$

Raio “clássico” do elétron

$$\frac{\alpha}{m_e}$$

Raio de um hádron

$$r_{\text{hadron}} \approx \frac{1}{m_\pi}$$



$$\sigma_{p-p} = \pi m_\pi^{-2} \approx 30 \text{ mb}$$



INTERVALOOO...





Se precisarmos lidar com um conjunto de partículas

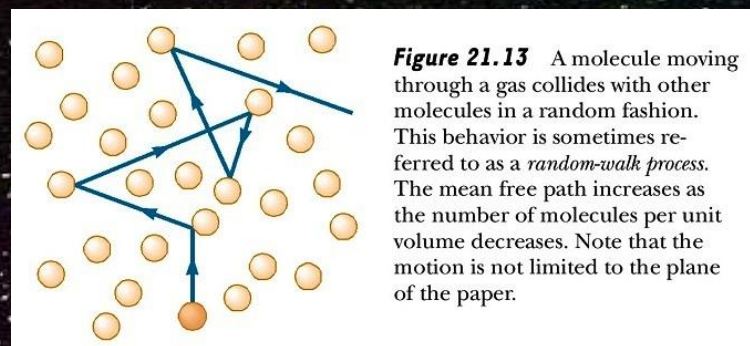
*função de distribuição  $f(E)$*

$$f(E) = A \times g(E) \times e^{-\frac{E}{k_B T}}$$

Maxwell-Boltzmann (gás clássico)  
Mas às vezes os férmions e bósons  
mostram as unhas... Lembrem disto...

Livre caminho médio

$$\ell = 1/n_A(E)\sigma(E)$$



**Figure 21.13** A molecule moving through a gas collides with other molecules in a random fashion. This behavior is sometimes referred to as a *random-walk process*. The mean free path increases as the number of molecules per unit volume decreases. Note that the motion is not limited to the plane of the paper.

Seção de choque: área efetiva  
para que aconteça a colisão

Número de colisões por unidade de tempo para um intervalo  
de energia  $E$

$$N(E) = n_A(E)n_B(E)v\sigma(E)$$

O número total (todas as energias) é obtido somando

$$N_{\text{total}} = \int_0^{\infty} n_A(E)n_B(E)v\sigma(E)$$

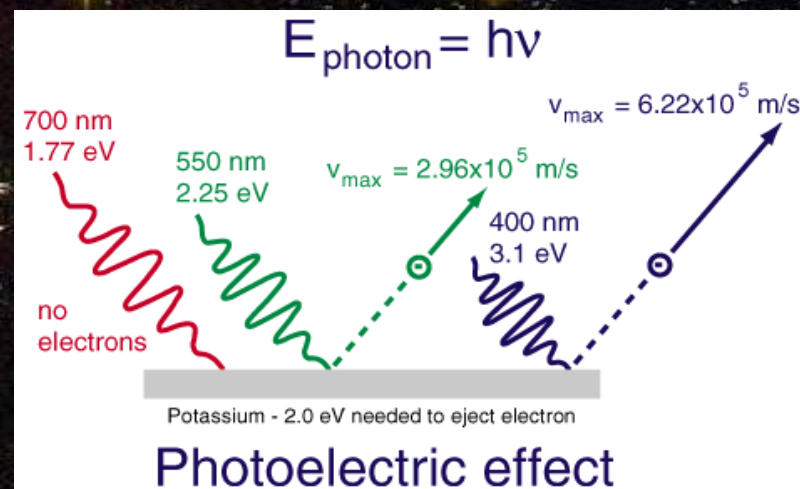


# Processos importantes para os fótons de alta energia

$$E = h\nu$$

- 1) Efeito fotoelétrico (Einstein 1905)  
Primeira aplicação direta do quantum de Max Planck

Wunderbar!





Para arrancar um elétron do metal

$$E = h\nu - W$$

Função trabalho  
do metal (eletrostática)

Por outro lado, os elétrons terão uma energia máxima e  $V_{max}$  medida em um amperímetro, assim

$$e V_{max} = h\nu - W$$

Variando a frequência da luz incidente e medindo  $V_{max}$   
A inclinação deve ser  $h/e$

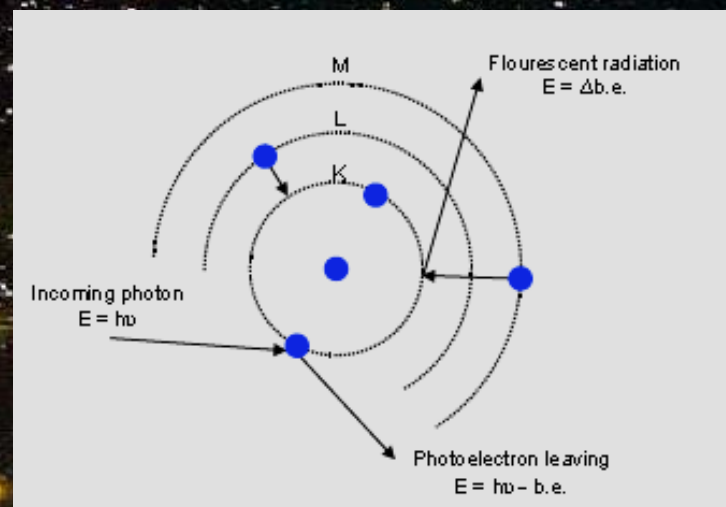
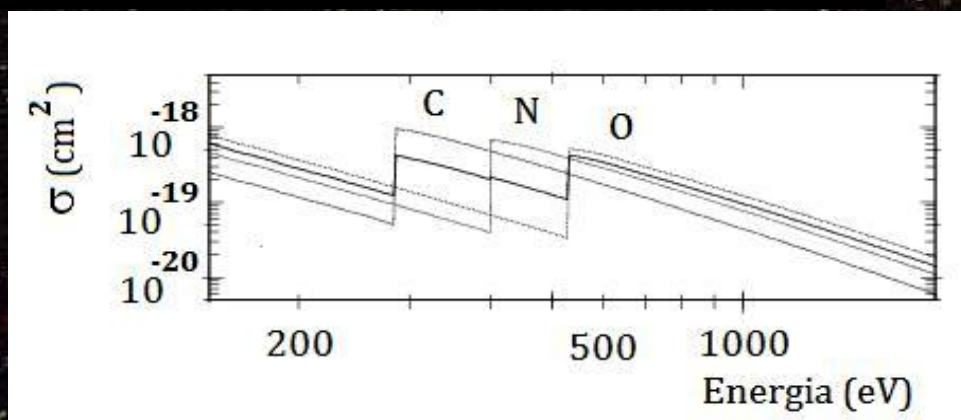
Millikan mediu a constante de Planck com precisão de 0.5% usando vários metais, e ganhou o Premio Nobel por isso (não pelo “experimento de Millikan”)



Para fótons com energia próximas a  $W$  e materiais de alto  $Z$  o efeito fotoelétrico é dominante, já que

$$\tau = \int \sigma N_A dl \propto \frac{Z^4}{(h\nu)^3}$$

Probabilidade de absorção

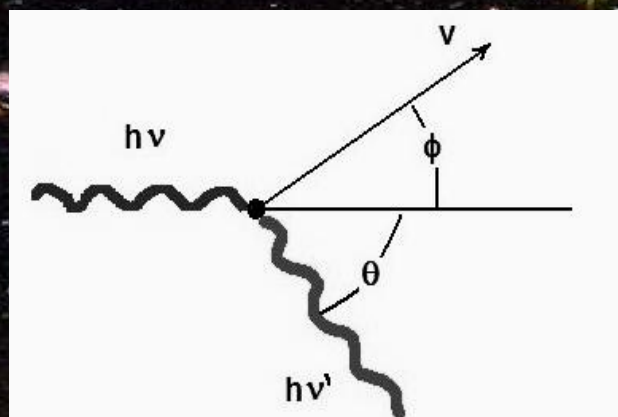


Daqui vemos que para blindar contra raios gamma ( $E > 100$  keV), o melhor é usar chumbo. Quando a  $E$  é grande a photoabsorção é seguida de fluorescência porque os elétrons arrancados são das camadas K e logo após outros caem no “buraco”

Na astrofísica a denominação é processo ligado-livre



## 2) Efeito Compton



Conservação de:

$$m_e c^2 + h\nu = E' + h\nu'$$

Energia

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{h\nu'}{c} \cos\theta + m_e \gamma v \cos\phi$$

Momentum  $\parallel$

$$0 = \frac{h\nu'}{c} \sin\theta - m_e \gamma v \sin\phi$$

Momentum  $\perp$

Resolvendo para  $\nu, \nu', \theta, \phi$  e com  $\lambda = c/\nu$  chegamos a

$$\frac{c}{h} \left( \frac{1}{\nu'} - \frac{1}{\nu} \right) = \frac{1 - \cos\theta}{m_e c} \quad \rightarrow \quad \lambda - \lambda' = 2\lambda_C \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

onde  $\lambda_C = h/m_e c$   
(lembrem?)



E daí ? Numericamente  $\lambda_c \approx 2.4 \times 10^{-4} \text{ \AA}$  então o comprimento de onda da luz muda pouco; ou seja, a transferência de momentum é pequena (espalhamento quase-elástico)

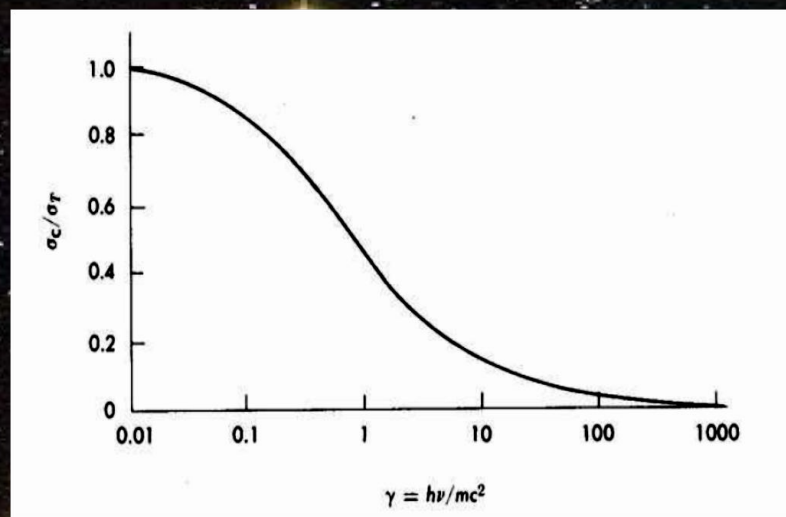
Podemos considerar o limite de baixas  $E_\gamma \ll m_e c^2$  e altas  $E_\gamma \gg m_e c^2$  energias. No primeiro o fóton verá o alvo com um “raio”  $\approx r_e^2$  e como o raio clássico do elétron está vinculado ao comprimento Compton como  $r_e = \alpha \lambda_c$ , a seção de choque deve ser  $\sigma \approx r_e^2$  independente da energia (limite de Thomson), isto é

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} \left( \frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2$$

Este coeficiente sai somente no cálculo completo



No limite ultrarrelativístico a coisa é muito mais complexa e precisamos da QED completa. A seção de choque depende da energia do fóton e acaba sendo *menor* que o limite de Thomson (Klein-Nishina)



Na astrofísica muitas vezes temos que lidar com o Compton Inverso, onde um elétron ultrarrelativístico colide com um fóton de baixa energia. As expressões são análogas e podem ser obtidas com uma transformação de Lorentz.

Esta emissão gamma do Compton Inverso é observada (difusa) do centro da nossa galáxia em  $E > 100$  MeV (elétrons acelerados !!!)

