

EFEITO FOTOELÉTRICO

J.R. Kaschny

Histórico

1886-1887

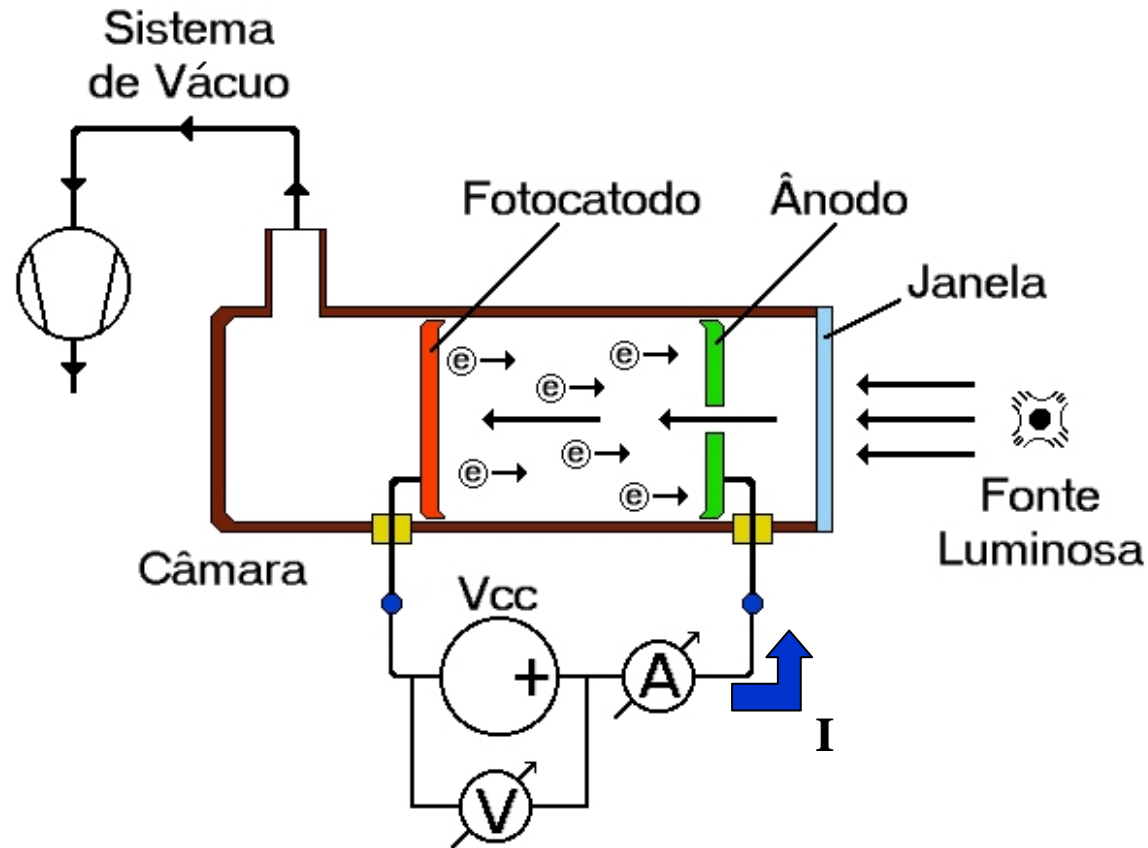
Heinrich Hertz realizou experimentos que pela primeira vez confirmaram a existência de ondas eletromagnéticas e a teoria de Maxwell sobre a propagação da luz. Hertz descobriu que uma descarga elétrica entre dois eletrodos ocorre mais facilmente quando se faz incidir sobre um deles luz ultravioleta.

1897-1899

Lenard e Hallwachs mostraram que a luz ultravioleta facilita a descarga ao fazer com que elétrons (fotoelétrons) sejam emitidos da superfície do cátodo (fotocatodo).

“A emissão de elétrons de uma superfície, devida a incidência de luz sobre essa superfície, é chamado EFEITO FOTOELÉTRICO.”

Estudos Experimentais



Construção experimental típica.

A corrente I , devida aos elétrons (fotoelétrons) emitidos pelo cátodo (fotocatodo), é denominada corrente fotoelétrica.

A figura ao lado ilustra o comportamento $I \times V_{cc}$, obtido ao fazermos incidir luz com comprimento de onda λ (fixo), frequência $\nu = c/\lambda$ e intensidade Γ_a e Γ_b distintas ($\Gamma_a > \Gamma_b$). Olhando este gráfico podemos concluir:

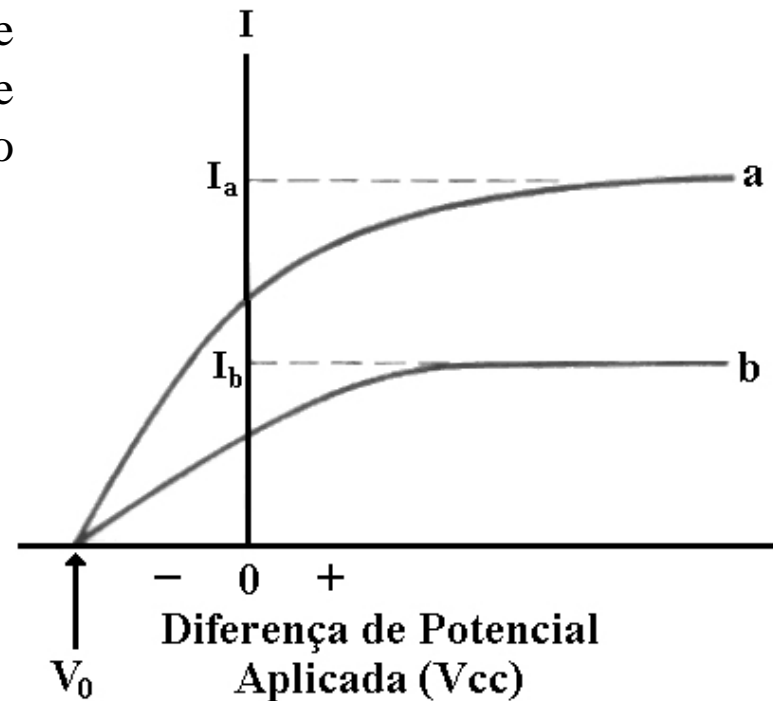
- Quando aumentamos V_{cc} (ânodo positivo com relação ao fotocatodo) I atinge um máximo (ou valor de saturação), onde todos os fotoelétrons são coletados pelo ânodo. Cabe salientar que V_{cc} não pode assumir valores arbitrariamente elevados devido ao surgimento de descargas elétricas dentro da câmara.

- O valor de saturação (I_a e I_b) depende de Γ .

- A corrente I não é nula quando $V_{cc} = 0$. Esta corrente se anula somente quando desligarmos a fonte de luz e, de maneira similar, $I(V_{cc}=0)$ depende de Γ .

- Ao invertermos a polaridade de V_{cc} (ânodo negativo com relação ao catodo), I decai progressivamente até atingir o valor zero quando $V_{cc} = V_0$ (potencial de corte ou potencial limite).

- O valor de V_0 **não** depende da intensidade da luz incidente Γ .

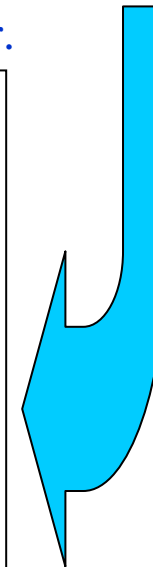
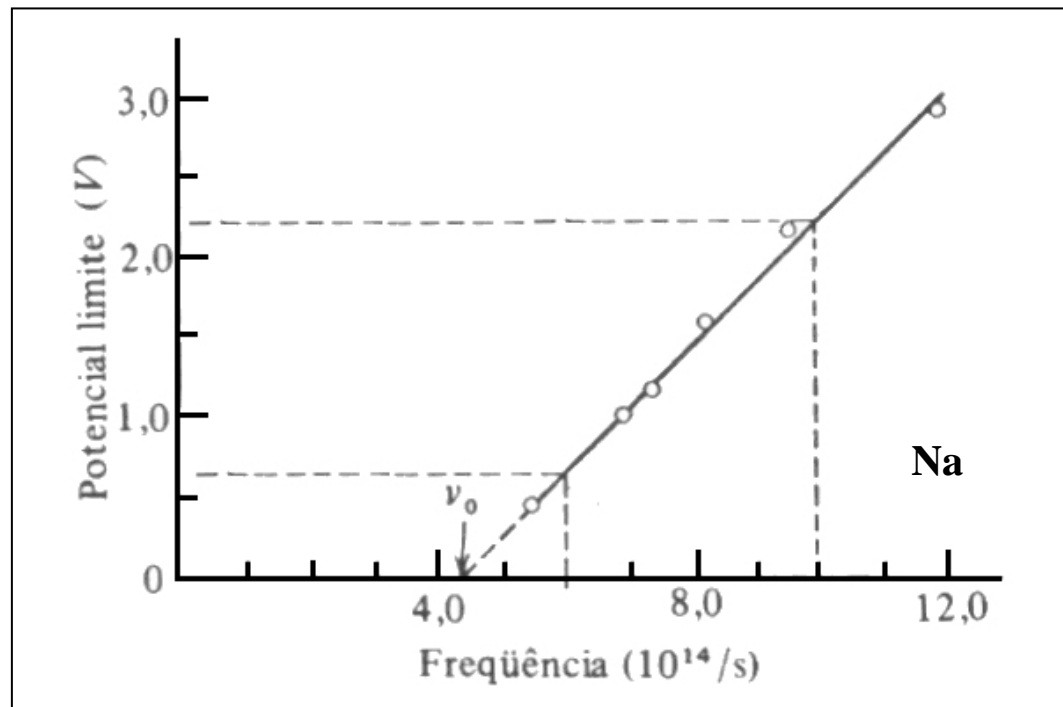


A diferença de potencial V_0 , multiplicada pela carga do elétron ($e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$), mede a energia cinética K_{max} do mais rápido fotoelétrion emitido, ou seja:

$$K_{\text{max}} = e \cdot V_0$$

⇒ Experimentalmente observa-se que K_{max} é independente da intensidade da luz Γ .

Millikan (1914), estudando a dependência de V_0 em função da frequência da luz incidente, constatou a existência de um limiar de frequência, ν_0 , também chamado limiar fotoelétrico, abaixo do qual o efeito fotoelétrico deixa de ocorrer.



Discordância com Teorias Clássicas

- **O potencial de corte não depende da intensidade da luz incidente.**

De acordo com teoria ondulatória (clássica), a amplitude do campo elétrico \mathbf{E} , correspondente à onda eletromagnética (luz) incidente, cresce com sua intensidade (Γ) aplicando uma força $\mathbf{F}=e\cdot\mathbf{E}$ sobre os elétrons do fotocátodo. Então os fotoelétrons deveriam apresentar uma energia cinética proporcional a amplitude deste campo. Desta forma deveríamos ter $K_{\max} \propto |\mathbf{E}|$, ou seja, deveríamos ter $V_0 \propto |\mathbf{E}| \propto \Gamma$, o que **não** ocorre. Isto foi largamente testado variando-se a intensidade Γ em até 10^7 !

- **Existência de uma frequência limiar ou limiar fotoelétrico.**

De acordo com teoria ondulatória (clássica), o efeito fotoelétrico deveria ocorrer para qualquer frequência da luz incidente, desde que sua intensidade fosse suficiente. A existência do limiar fotoelétrico (ν_0) foi amplamente comprovado. Para frequências abaixo de ν_0 o efeito **não** ocorre, qualquer que seja a intensidade da iluminação!

A única influência comprovada que a intensidade da luz, Γ , possui sobre o efeito, é encontrada no valor absoluto da corrente $I(V_{cc}=0)$ e de saturação.

- **Inexistência do atraso entre incidência de luz e ejeção do elétron.**

Se a energia adquirida por um fotoelétron é absorvida da onda incidente sobre o fotocatodo, a área de absorção efetiva para um elétron no material é da ordem da área de um círculo com raio aproximadamente igual ao raio atômico.

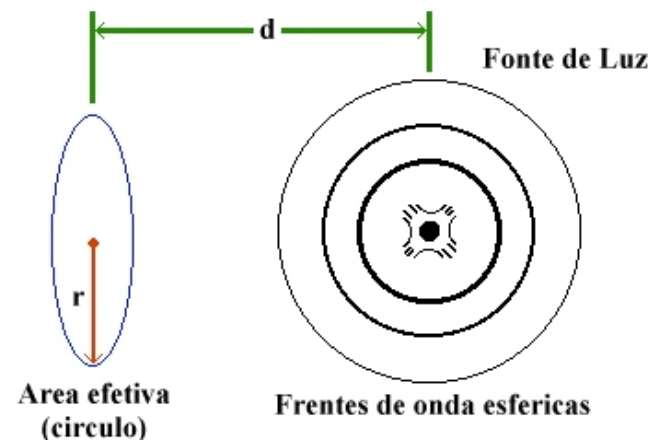
EXEMPLO:

Área efetiva: $A_K = \pi \cdot r^2 \approx \pi \times 10^{-20} \text{ m}^2$ ($r \approx 1 \text{ \AA}$)

Área da frente de onda: $A_F = 4\pi \cdot d^2 = 4\pi \text{ m}^2$ ($d = 1 \text{ m}$)

Para uma fonte de luz, com potência de $P = 1 \text{ W}$, a taxa de absorção será:

$$R = P \cdot (A_K / A_F) \approx 2.5 \times 10^{-21} \text{ J/s}$$



Se a luz fosse suficientemente fraca, deveria haver um atraso entre o instante que a luz começa a incidir sobre o material e a ejeção do fotoelétron. Durante este intervalo de tempo, o elétron estaria absorvendo energia do feixe de luz, até que ele acumulasse energia suficiente para escapar da superfície do material.

EXEMPLO:

Para o K um elétron necessita de $W_0 = 3.4 \times 10^{-14} \text{ J}$ para ser ejetado $\Rightarrow \Delta t = W_0 / R \approx 2 \text{ min}$.

Isto seria perfeitamente mensurável, mas **nunca** foi observado!

Teoria Quântica de Einstein

Einstein (1905) propôs que, de maneira distinta da teoria clássica, a radiação emitida pela fonte luminosa está quantizada em pequenos pacotes localizados que se deslocam com velocidade c . Ele supôs que a energia do pacote, ou **fóton**, está relacionado com sua frequência via a equação:

$$E = h \cdot \nu$$

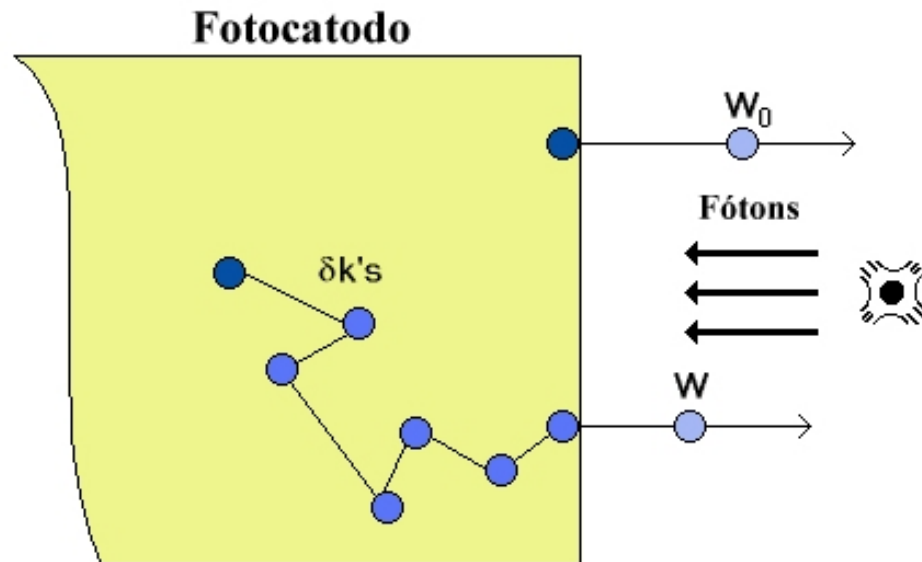
Baseado na hipótese de que no efeito fotoelétrico o fóton é completamente absorvido por um elétron no fotocátodo, Einstein concluiu que a energia cinética de um elétron emitido seria:

$$K = h \cdot \nu - W$$

onde W seria a parcela de energia necessária (ou gasta) para remove-lo do material.

O valor de W irá depender da energia de ligação do elétron (em particular) aos átomos do material e da energia dissipada, via colisões, até este elétron atingir a superfície do fotocatodo.

Cabe salientar que o efeito ocorre predominantemente na superfície e regiões próximas da superfície.



No caso dos elétrons mais fracamente ligados (camadas atômicas mais externas) e localizados diretamente na superfície do fotocátodo, a energia cinética K assumiria seu valor máximo, dado por:

$$K_{\max} = h \cdot \nu - W_0$$

onde W_0 é a chamada função trabalho, característica de cada material, e corresponde a energia mínima necessária para que o elétron vença as forças atrativas que o mantém ligado ao material.

Esta teoria concorda inteiramente a experiência!

- Dobrar a intensidade da luz iria meramente dobrar o número de fótons, e portanto aumentaria a magnitude da corrente fotoelétrica. Isto não altera a energia de cada fóton e portanto não afetando a natureza do processo fotoelétrico. Portanto:

$$K_{\max} = e \cdot V_0$$

$$\Rightarrow V_0 = (h \cdot \nu - W_0) / e$$

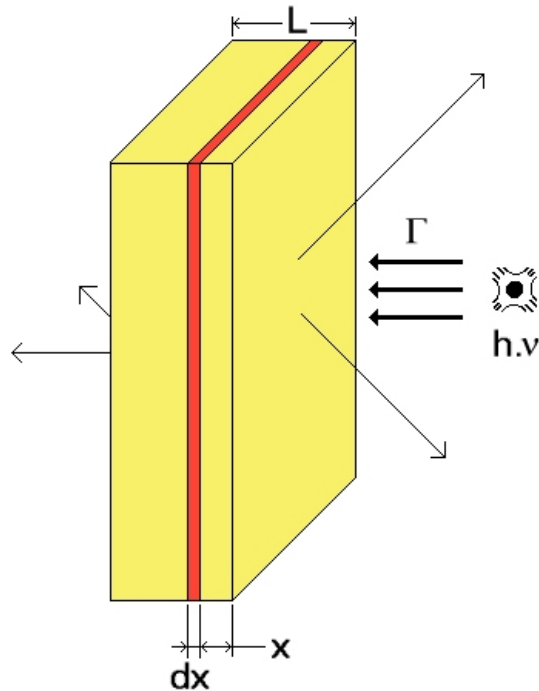
- A existência de um limiar fotoelétrico corresponde a situação onde:

$$K_{\max} = 0$$

$$\Rightarrow h \cdot \nu_0 = W_0$$

- O problema causado pela inexistência de um atraso na emissão dos fotoelétrons é imediatamente removida.

Probabilidade de Ocorrência



Quando incidimos luz (radiação eletromagnética / fótons) sobre um material, um grande número de fenômenos podem ocorrer simultaneamente. Os fótons podem ser espalhados, transmitidos ou absorvidos, provocando por exemplo a ejeção de um elétron (efeito fotoelétrico).

No caso específico deste efeito, o número de fótons, N , absorvidos será proporcional à intensidade da radiação incidente, Γ , e ao número de átomos por unidade de volume, ρ (densidade do material - fotocátodo), ou seja:

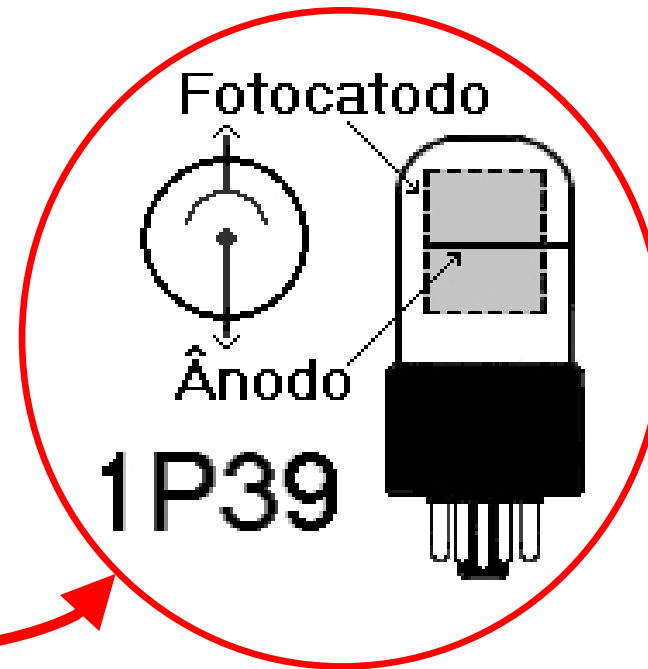
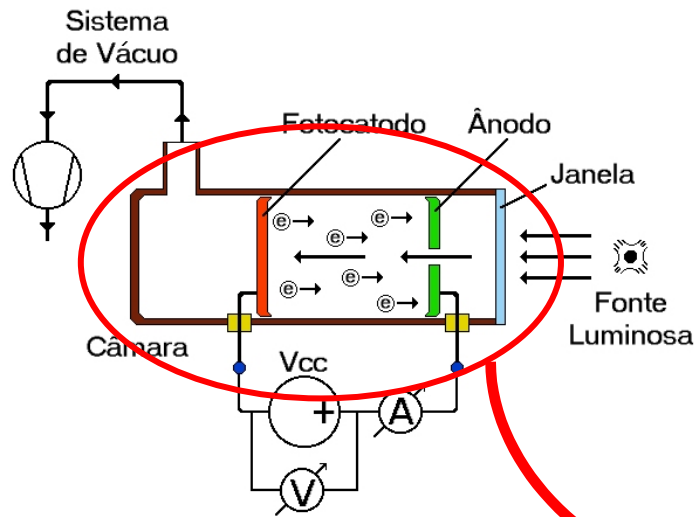
$$N = \sigma_{FE} \cdot \Gamma \cdot \rho$$

onde σ_{FE} é a chamada seção de choque para ocorrer o efeito fotoelétrico. Esta seção de choque avalia a probabilidade de absorção do fóton por um elétron do material gerando efeito fotoelétrico. A determinação de σ_{FE} é um pouco complexa. Em linhas gerais temos:

$$\sigma_{FE} \propto Z^4 / (h \cdot \nu)^3$$

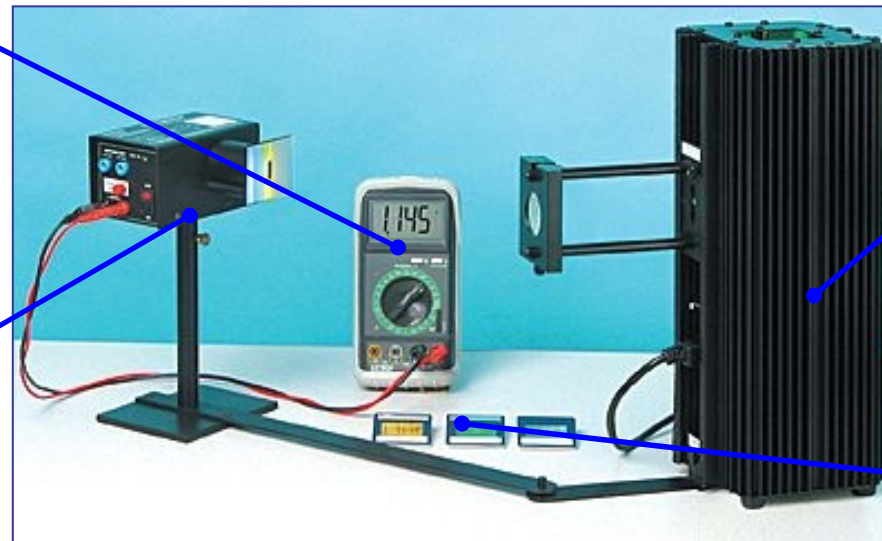
sendo Z o número atômico do elemento que compõem o fotocátodo e $h \cdot \nu$ a energia do fóton. Assim podemos concluir que o efeito fotoelétrico é mais provável para frequências ν baixas.

Atividade Experimental



**Voltímetro
(mede Vcc)**

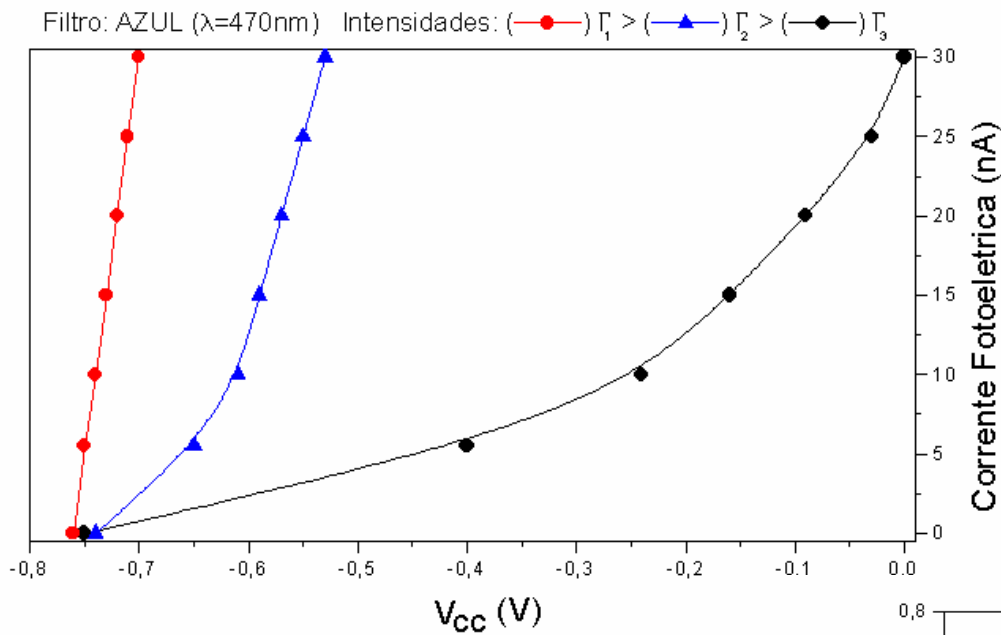
**Foto-Célula e
amperímetro
(para medir I)**



**Fonte de
Luz**

**Lâmpada
comum, vapor
de Hg, etc ...**

Filtros

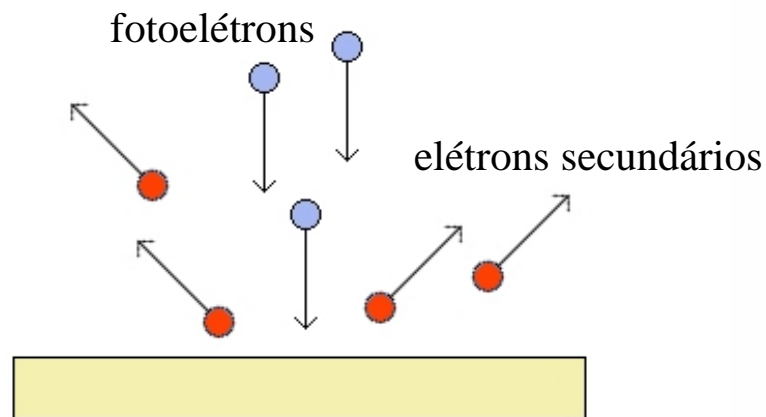


Usando esta instrumentação podemos, a partir de medidas de V_{cc} e I , explorar os diversos aspectos do efeito fotoelétrico (aqui $V_{cc} < 0$).

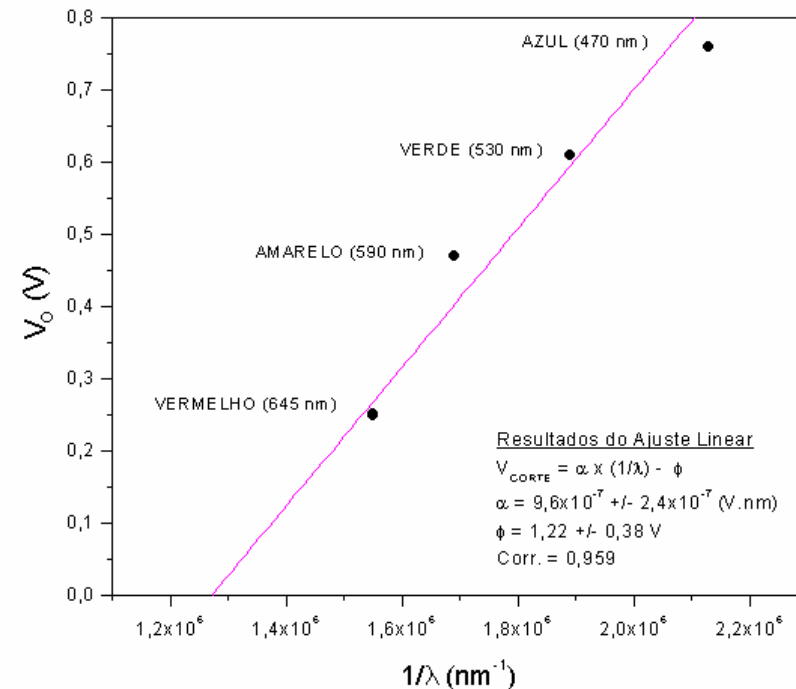
CUIDADO!

Filtros apresentam sempre uma banda de passagem.

Enquanto isto no ânodo



(*). Isto será mais provável para V_{cc} 's > 0 .

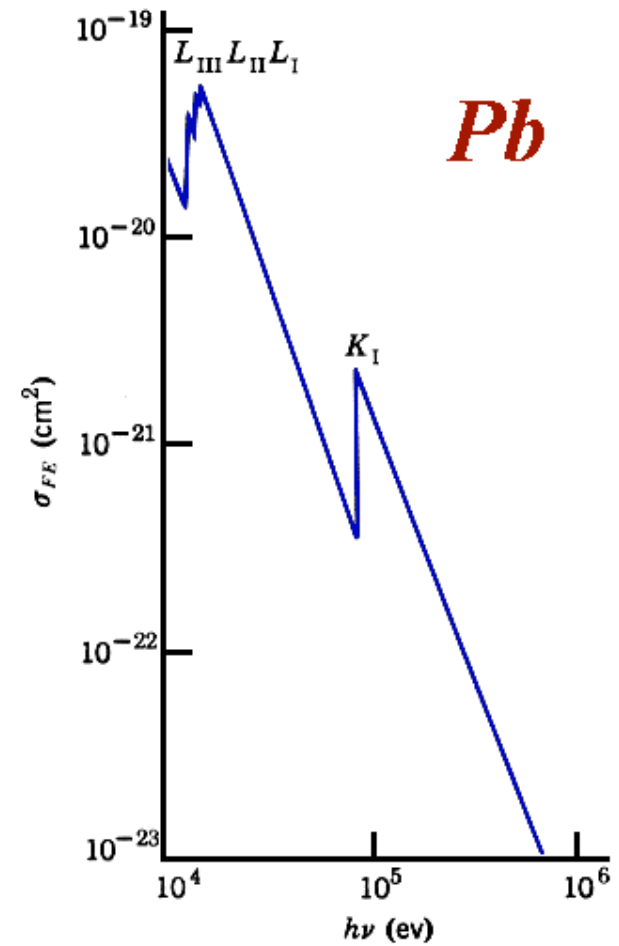


Comentários Adicionais

→ A apresentação até o momento, inclusive a atividade experimental proposta, trata do efeito fotoelétrico para a faixa de baixas energias, ou seja, comprimentos de onda na faixa do visível.

→ Nesta situação, a energia do fóton é comparável à energia de ligação dos elétrons nas camadas externas do átomo, sendo, porém, muito menor do que a energia de ligação dos elétrons das camadas internas. Desta forma, o efeito fotoelétrico “óptico” pode provocar a emissão apenas de elétrons “opticamente ativos”.

→ No caso de radiação eletromagnética na faixa dos raios-x e γ 's, como a energia dos fótons é significativamente maior, podemos ter também a ejeção de elétrons de camadas atômicas mais internas. Isto se reflete diretamente na seção de choque, tal como ilustrado no gráfico ao lado.



Referencias Bibliográficas

- Física Quântica, R. Eisberg e R. Resnick.
- Fundamentos da Física Moderna, R. Eisberg.
- Manual de Laboratório PASCO, veja kit AP-9368 e AP-9369 em www.pasco.com