

Fótons – Propriedades Corpusculares da Radiação

2-1 INTRODUÇÃO 51

interação da radiação com a matéria

2-2 O EFEITO FOTOELÉTRICO 51

potencial de corte; limiar de frequências; ausência de retardamento

2-3 A TEORIA QUÂNTICA DE EINSTEIN DO EFEITO FOTOELÉTRICO 54

fótons; quantização da energia dos fótons; função trabalho; reobtenção da constante de Planck; o espectro eletromagnético; conservação da quantidade de movimento

2-4 O EFEITO COMPTON 59

o deslocamento Compton; obtenção da equação de Compton; o comprimento de onda Compton; espalhamento Thomson; competição entre os espalhamentos Thomson e Compton

2-5 A NATUREZA DUAL DA RADIAÇÃO ELETROMAGNÉTICA 66

difração; dupla personalidade da radiação eletromagnética; atitude contemporânea dos físicos

2-6 FÓTONS E A PRODUÇÃO DE RAIOS X 67

produção de raios x; bremsstrahlung; relação do bremsstrahlung com o efeito fotoelétrico

2-7 PRODUÇÃO E ANIQUILAÇÃO DE PARES 69

pósitrons; produção de pares elétron-pósitron; aniquilação de pares; positrônio; teoria de Dirac dos pósitrons

2-8 SEÇÕES DE CHOQUE PARA ABSORÇÃO E ESPALHAMENTO DE FÓTONS 75

definição de seção de choque; dependência na energia das seções de choque de espalhamento, fotoelétrica, de produção de pares, e total; atenuação exponencial; coeficiente de atenuação e comprimentos

QUESTÕES 79

PROBLEMAS 81

2

Fótons - Propriedades Corpusculares da Radiação

2-1 INTRODUÇÃO

Neste capítulo examinaremos processos nos quais a radiação interage com a matéria. Três processos (o efeito fotoelétrico, o efeito Compton e a produção de pares) envolvem o espalhamento ou a absorção de radiação pela matéria. Dois processos (bremsstrahlung* e aniquilação de pares) envolvem a produção de radiação. Em cada caso obteremos evidências experimentais de que a radiação se comporta como uma partícula em sua interação com a matéria, diferentemente do comportamento ondulatório que apresenta quando se propaga. No próximo capítulo estudaremos uma generalização desse resultado, devida a de Broglie, que leva diretamente à mecânica quântica. Algum material destes dois capítulos pode ser uma revisão de tópicos que o estudante já encontrou ao estudar física elementar.

2-2 O EFEITO FOTOELÉTRICO

Foi em 1886 e 1887 que Heinrich Hertz realizou as experiências que pela primeira vez confirmaram a existência de ondas eletromagnéticas e a teoria de Maxwell sobre a propagação da luz. É um desses fatos paradoxais e fascinantes na história da ciência que Hertz tenha notado, no decorrer de suas experiências, o efeito que Einstein mais tarde usou para contradizer outros aspectos da teoria eletromagnética clássica. Hertz descobriu que uma descarga elétrica entre dois eletrodos ocorre mais facilmente quando se faz incidir sobre um deles luz ultravioleta. Lenard, seguindo alguns experimentos de Hallwachs, mostrou logo em seguida que a luz ultravioleta facilita a descarga ao fazer com que elétrons sejam emitidos da superfície do catodo. A emissão de elétrons de uma superfície, devida à incidência de luz sobre essa superfície, é chamada *efeito fotoelétrico*.

A figura 2-1 mostra um aparelho usado para estudar o efeito fotoelétrico. Um invólucro de vidro encerra o aparelho em um ambiente no qual se faz vácuo. Luz monocromática, inci-

* Como explicado mais adiante, esta expressão, de origem alemã, denota a radiação emitida por uma carga elétrica em desaceleração. Manteve-se a expressão original alemã, de uso corrente também entre os físicos brasileiros. (N. do T.)

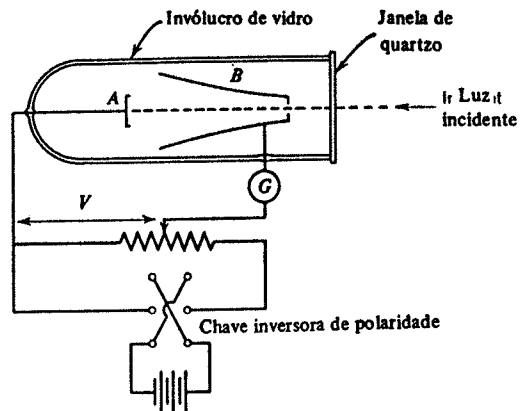


FIGURA 2-1. Aparelho usado para estudar o efeito fotoelétrico. A magnitude da voltagem V pode ser variada continuamente, e seu sinal pode ser trocado pela chave inversora.

dente através de uma janela de quartzo, cai sobre a placa de metal A e libera elétrons, chamados *fotóelétrons*. Os elétrons podem ser detectados sob a forma de uma corrente se forem atraídos para o coletor metálico B através de uma diferença de potencial V estabelecida entre A e B . O amperímetro G mede essa corrente fotoelétrica.

A curva a na figura 2-2 é um gráfico da corrente fotoelétrica, em um aparelho como o da figura 2-1, em função da diferença de potencial V . Se V é muito grande, a corrente fotoelétrica atinge um certo valor limite (ou de saturação) no qual todos os fotóelétrons emitidos por A são coletados por B .

Se o sinal de V é invertido, a corrente fotoelétrica não cai imediatamente a zero, o que sugere que os elétrons são emitidos de A com alguma energia cinética. Alguns alcançarão o coletor B apesar do campo elétrico opor-se ao seu movimento. Entretanto, se essa diferença de potencial torna-se suficientemente grande, um valor V_0 chamado *potencial limite* ou *de corte* é

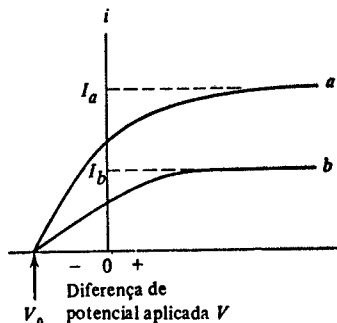


FIGURA 2-2. Gráficos da corrente i em função da voltagem V , de dados obtidos com o aparelho da figura 2-1. A diferença de potencial aplicada V é dita positiva quando o coletor B na figura 2-1 está a um potencial maior que a superfície fotoelétrica A . Na curva b a intensidade da luz incidente foi reduzida à metade daquela da curva a . O potencial limite V_0 é independente da intensidade da luz, mas as correntes de saturação I_a e I_b são diretamente proporcionais a ela.

atingido, e a corrente fotoelétrica cai a zero. Essa diferença de potencial V_0 , multiplicada pela carga do elétron, mede a energia cinética K_{\max} do mais rápido fotóeltron emitido. Isto é

$$K_{\max} = eV_0 \quad (2-1)$$

Experimentalmente nota-se que a quantidade K_{\max} é independente da intensidade da luz incidente, como é mostrado na curva b da figura 2-2, na qual a intensidade da luz foi reduzida à metade do valor usado para obter a curva a .

A figura 2-3 mostra o potencial V_0 para o sódio em função da frequência da luz incidente. Note que há um *limiar de frequência* ou frequência de corte ν_0 (também chamado *limiar fotoelétrico*), abaixo do qual o efeito fotoelétrico deixa de ocorrer. Estes dados foram obtidos em 1914 por Millikan, cujo árduo trabalho no efeito fotoelétrico valeu-lhe o prêmio Nobel em 1923. Devido ao fato do efeito fotoelétrico ser basicamente um fenômeno de superfície para a luz na região do visível ou próximo, é necessário nas experiências evitar-se filmes de óxidos, gorduras e outros contaminantes de superfícies.

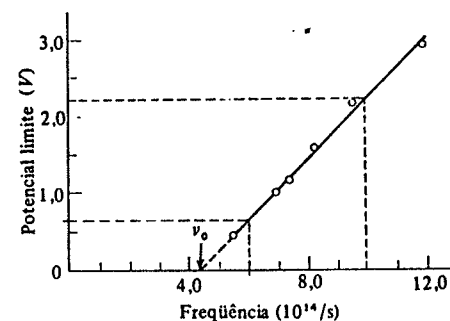


FIGURA 2-3. Um gráfico das medidas de Millikan do potencial limite no sódio em várias frequências. O limiar de frequências ν_0 é $4,39 \times 10^{14}$ Hz.

Há três aspectos principais do efeito fotoelétrico que não podem ser explicados em termos da teoria ondulatória clássica da luz:

1. A teoria ondulatória requer que a amplitude do campo elétrico oscilante E da onda luminosa cresça se a intensidade da luz for aumentada. Já que a força aplicada ao elétron é eE , isto sugere que a *energia cinética* dos fotóelétrons deveria também crescer ao se aumentar a intensidade do feixe luminoso. Entretanto, a figura 2-2 mostra que K_{\max} , que é igual a eV_0 , *independe da intensidade da luz*. Isto foi testado para variações de intensidade da ordem de 10^7 .

2. De acordo com a teoria ondulatória, o efeito fotoelétrico deveria ocorrer para qualquer frequência da luz, desde que esta fosse intensa o bastante para dar a energia necessária à ejeção dos elétrons. Entretanto a figura 2-3 mostra que existe, para cada superfície, um *limiar de frequências* ν_0 característico. *Para frequências menores que ν_0 o efeito fotoelétrico não ocorre, qualquer que seja a intensidade da iluminação.*

3. Se a energia adquirida por um fotóeltron é absorvida da onda incidente sobre a placa metálica, a "área de alvo efetiva" para um elétron no metal é limitada, e provavelmente não é muito maior que a de um círculo de raio aproximadamente igual ao raio atômico. Na teoria clássica, a energia luminosa está uniformemente distribuída sobre a frente de onda. Portanto, se a luz é suficientemente fraca, deveria haver um intervalo de tempo mensurável, que vamos esti-

mar no exemplo 2-1, entre o instante em que a luz começa a incidir sobre a superfície e o instante da ejeção do fotoelétron. Durante esse intervalo, o elétron deveria estar absorvendo energia do feixe, até que tivesse acumulado o bastante para escapar. *No entanto, nenhum retardamento detectável foi jamais medido.* Esta discordância é particularmente marcante quando a substância fotoelétrica for um gás; nestas circunstâncias, mecanismos de absorção coletiva podem ser ignorados e a energia do fotoelétron emitido deve certamente ter sido extraída do feixe luminoso por um único átomo ou molécula.

EXEMPLO 2-1

Uma placa de potássio é colocada a 1 m de uma fonte luminosa pouco intensa, cuja potência é 1 W = 1 joule/s. Suponha que um fotoelétron ejetado possa ter coletado sua energia em uma área circular da placa, cujo raio r é, digamos, um raio atômico: $r \approx 1 \times 10^{-10}$ m. A energia necessária para remover um elétron da superfície de potássio é cerca de 2,1 eV = $3,4 \times 10^{-19}$ joule. (Um elétron-volt = 1 eV = $1,60 \times 10^{-19}$ joule é a energia ganha por um elétron, cuja carga é $1,60 \times 10^{-19}$ Coulomb, ao passar através de uma diferença de potencial de 1 V.) Quanto tempo levaria o elétron para absorver essa quantidade de energia da fonte luminosa? Suponha que a energia está uniformemente distribuída sobre a frente de onda.

A área de alvo é $\pi r^2 = \pi \times 10^{-20}$ m². A área de uma esfera com 1 m de raio centrada na fonte é $4\pi(1 \text{ m})^2 = 4\pi \text{ m}^2$. Se a fonte irradia uniformemente em todas as direções (isto é, se a energia está uniformemente distribuída sobre frentes de onda esféricas que se afastam da fonte, de acordo com a teoria clássica) a taxa R segundo a qual a energia incide sobre o alvo é

$$R = 1 \text{ joule/s} \times \frac{\pi \times 10^{-20} \text{ m}^2}{4\pi \text{ m}^2} = 2,5 \times 10^{-21} \text{ joule/s}$$

Supondo que toda essa potência é absorvida, podemos calcular o tempo necessário a um elétron para adquirir energia suficiente para escapar; e encontramos

$$t = \frac{3,4 \times 10^{-19} \text{ joule}}{2,5 \times 10^{-21} \text{ joule/s}} = 1,4 \times 10^2 \text{ s} \approx 2 \text{ min}$$

É claro que poderíamos diminuir o tempo calculado supondo uma área efetiva maior. A hipótese mais favorável, que a energia é transmitida por um processo de ressonância da onda luminosa para o elétron, leva a uma área de alvo igual a λ^2 , onde λ é o comprimento de onda da luz, mas ainda obteríamos um retardamento finito que estaria bem dentro de nossas possibilidades de medida experimental. (Para a luz ultravioleta de $\lambda = 100 \text{ \AA}$, por exemplo, $t \approx 10^{-2} \text{ s}$.) Entretanto, não foi detectado nenhum retardamento em quaisquer circunstâncias, as primeiras experiências fixando um limite superior de 10^{-9} s para qualquer retardamento possível.

2-3 A TEORIA QUÂNTICA DE EINSTEIN SOBRE O EFEITO FOTOELÉTRICO

Em 1905 Einstein colocou em questão a teoria clássica da luz, propôs uma nova teoria, e citou o efeito fotoelétrico como uma aplicação que poderia testar qual teoria estava correta. Isto aconteceu vários anos antes do trabalho de Millikan, mas Einstein foi influenciado pela experiência de Lenard. Como já mencionamos, Planck originalmente restringiu seu conceito de quantização de energia aos elétrons nas paredes de um corpo negro. Planck acreditava que a energia eletromagnética, uma vez irradiada, se espalhava pelo espaço da mesma forma que ondas de água se espalham na água. Em vez disso, Einstein propôs que a energia radiante está quantizada em pacotes concentrados, que mais tarde vieram a ser chamados *fótons*.

Einstein argumentou que as experiências óticas bem conhecidas de interferência e difração da radiação eletromagnética haviam sido feitas apenas em situações que envolviam um número muito grande de fótons. Estas experiências fornecem resultados que são médias do comportamento dos fótons individuais. A presença dos fótons nessas experiências não é mais aparente do que a presença de gotas d'água isoladas em um jato de água de uma mangueira de jardim, se o número de gotas é muito grande. Evidentemente, as experiências de interferência e

difração mostram definitivamente que os fótons não vão de onde são emitidos até onde são absorvidos da mesma maneira simples que partículas clássicas, como gotas d'água, o fazem. Eles se propagam como ondas clássicas, no sentido que cálculos baseados neste tipo de propagação clássico (e, em particular, na maneira que duas ondas se superpõem, reforçando-se ou anulando-se dependendo de sua fase relativa) explicam corretamente em média como os fótons viajam.

Einstein não concentrou sua atenção na forma ondulatória familiar com que a luz se propaga, mas sim na maneira corpuscular com que ela é emitida e absorvida. Ele argumentou que a exigência de Planck de que a energia das ondas eletromagnéticas de frequência ν irradiadas por uma fonte (por exemplo, uma fonte de luz ultravioleta numa experiência fotoelétrica) fosse apenas 0, ou $h\nu$, ou $2h\nu$, . . . , ou $nh\nu$, . . . implicava que no processo de ida de um estado de energia $nh\nu$ para um estado de energia $(n-1)h\nu$ a fonte emitiria um pulso discreto de radiação eletromagnética com energia $h\nu$.

Einstein supôs que um tal pacote de energia está inicialmente localizado em um pequeno volume do espaço, e que permanece localizado à medida que se afasta da fonte com velocidade c . Ele supôs que a energia E do pacote, ou fóton, está relacionada com sua frequência ν pela equação

$$E = h\nu \quad (2-2)$$

Supôs também que no processo fotoelétrico um fóton é completamente absorvido por um elétron no fotocátodo.

Quando um elétron é emitido da superfície do metal, sua energia cinética é

$$K = h\nu - w \quad (2-3)$$

onde $h\nu$ é a energia do fóton incidente absorvido e w é o trabalho necessário para remover o elétron do metal. Esse trabalho é necessário para superar os campos atrativos dos átomos na superfície e as perdas de energia cinética devidas às colisões internas do elétron. Alguns elétrons estão mais fortemente ligados do que outros; alguns perdem energia por colisões em sua trajetória. **No caso da ligação mais fraca e nenhuma perda interna, o fotoelétron vai emergir com a energia cinética máxima, K_{max} . Portanto**

$$K_{\text{max}} = h\nu - w_0 \quad (2-4)$$

onde w_0 , uma energia característica do metal chamada *função trabalho*, é a energia mínima necessária para um elétron atravessar a superfície do metal e escapar às forças atrativas que normalmente ligam o elétron ao metal.

Vejamos agora como a hipótese de Einstein resolve as três objeções levantadas contra a interpretação ondulatória do efeito fotoelétrico. Quanto à objeção 1 (o fato de que K_{max} não depende da intensidade da iluminação), a teoria do fóton concorda integralmente com a experiência. Dobrar a intensidade da luz meramente dobra o número de fótons e portanto duplica a corrente fotoelétrica; isto não muda a energia $h\nu$ de cada fóton ou a natureza do processo fotoelétrico descrita por (2-3).

A objeção 2 (a existência de um limiar de frequências) é removida imediatamente por (2-4). Se K_{max} é igual a zero, temos

$$h\nu_0 = w_0 \quad (2-5)$$

que significa que um fóton de frequência ν_0 tem exatamente a energia necessária para ejetar os fotoelétrons, e nenhum excesso que possa aparecer como energia cinética. Se a frequência for menor que ν_0 , os fótons, não importando quantos eles sejam (isto é, quão intensa seja a iluminação), não terão individualmente a energia necessária para ejetar fotoelétrons.

A objeção 3 (a ausência de retardamento) é eliminada pela hipótese do fóton, pois a energia necessária é fornecida em pacotes concentrados. Ela não se espalha uniformemente sobre uma área extensa, como supusemos no exemplo 2-1, suposição esta baseada na hipótese de que a teoria ondulatória clássica seja verdadeira. Se houver luz incidindo sobre o catodo, haverá pelo menos um fóton que o atinge; este fóton será imediatamente absorvido por algum átomo, causando a imediata emissão de um fotoelétron.

Vamos reescrever a equação fotoelétrica de Einstein, (2-4), substituindo eV_0 por K_{\max} segundo (2-1). Isto dá

$$V_0 = \frac{h\nu}{e} - \frac{w_0}{e}$$

Portanto a teoria de Einstein prevê uma relação linear entre o potencial limite V_0 e a frequência ν em completa concordância com resultados experimentais como os mostrados na figura 2-3. A inclinação da curva experimental da figura deve ser h/e , portanto

$$\frac{h}{e} = \frac{2,20 \text{ V} - 0,65 \text{ V}}{10,0 \times 10^{14} / \text{s} - 6,0 \times 10^{14} / \text{s}} = 3,9 \times 10^{-15} \text{ V}\cdot\text{s}$$

Podemos determinar h multiplicando esta razão pela carga eletrônica e . Portanto $h = 3,9 \times 10^{-15} \text{ V}\cdot\text{s} \times 1,6 \times 10^{-19} \text{ C} = 6,2 \times 10^{-34} \text{ j}\cdot\text{s}$. De uma análise muito mais cuidadosa destes e de outros dados, inclusive dados obtidos com superfícies de lítio, Millikan achou o valor $h = 6,57 \times 10^{-34} \text{ j}\cdot\text{s}$, com uma precisão de aproximadamente 0,5%. Esta medida estava bem próxima do valor de h deduzido da fórmula da radiação de Planck. A concordância numérica das duas determinações de h , usando fenômenos e teorias completamente diferentes, é notável. Um valor moderno de h , deduzido de diversas experiências, é

$$h = 6,6262 \times 10^{-34} \text{ j}\cdot\text{s} = 4,136 \times 10^{-15} \text{ eV}$$

Citando Millikan: "O efeito fotoelétrico . . . fornece uma prova independente da fornecida pela radiação de corpo negro, da exatidão da hipótese fundamental da teoria quântica, ou seja, a hipótese da emissão descontínua ou explosiva da energia que é absorvida das ondas pelos constituintes eletrônicos dos átomos. Ele materializa, por assim dizer, a quantidade h descoberta por Planck em seu estudo da radiação de corpo negro e, como nenhum outro fenômeno, nos faz acreditar que o conceito físico básico que está por trás do trabalho de Planck corresponde à realidade".

EXEMPLO 2-2

Obter a função trabalho para o sódio da figura 2-3.

A interseção da linha reta na figura 2-3 com o eixo horizontal é o limiar de frequências, $\nu_0 = 4,39 \times 10^{14} / \text{s}$. Substituindo em (2-5) temos

$$\begin{aligned} w_0 &= h\nu_0 = 6,63 \times 10^{-34} \text{ j}\cdot\text{s} \times 4,39 \times 10^{14} / \text{s} \\ &= 2,92 \times 10^{-19} \text{ j} \times \frac{1 \text{ eV}}{1,60 \times 10^{-19} \text{ j}} \\ &= 1,82 \text{ eV} \end{aligned}$$

O mesmo valor é obtido na figura 2-3 para o módulo da interseção da reta com o eixo vertical. Entretanto, experiências modernas dão o valor mais alto 2,27 eV.

Para a maioria dos metais o valor da função trabalho é da ordem de poucos elétrons-volt. É igual ao valor da função trabalho para a emissão termoiónica desses metais.

EXEMPLO 2-3

A que taxa por unidade de área os fótons atingem a placa metálica do exemplo 2-1? Suponha que a luz seja monocromática, de comprimento de onda 5890 Å (luz amarela).

A taxa por unidade de área segundo a qual a energia incide sobre uma placa metálica a 1 m de distância de uma fonte luminosa de 1 W (vide exemplo 2-1) é

$$\begin{aligned} R &= \frac{1 \text{ j/s}}{4\pi(1 \text{ m})^2} = 8,0 \times 10^{-2} \text{ j/m}^2\cdot\text{s} \\ &= 5,0 \times 10^{17} \text{ eV/m}^2\cdot\text{s} \end{aligned}$$

Cada fóton tem uma energia de

$$\begin{aligned} E = h\nu &= \frac{hc}{\lambda} = \frac{6,63 \times 10^{-34} \text{ j}\cdot\text{s} \times 3,00 \times 10^8 \text{ m/s}}{5,89 \times 10^{-7} \text{ m}} \\ &= 3,4 \times 10^{-19} \text{ j} \\ &= 2,1 \text{ eV} \end{aligned}$$

Portanto a taxa R segundo a qual os fótons atingem uma unidade de área da placa é

$$R = 5,0 \times 10^{17} \text{ eV/m}^2\cdot\text{s} \times \frac{1 \text{ fóton}}{2,1 \text{ eV}} = 2,4 \times 10^{17} \frac{\text{fótons}}{\text{m}^2\cdot\text{s}}$$

O efeito fotoelétrico pode ocorrer porque a energia do fóton é exatamente igual à função trabalho de 2,1 eV para a superfície de potássio (vide exemplo 2-1). Note que se o comprimento de onda for ligeiramente aumentado (isto é, se ν for ligeiramente diminuída) o efeito fotoelétrico deixará de ocorrer, não importando quão grande seja a taxa R .

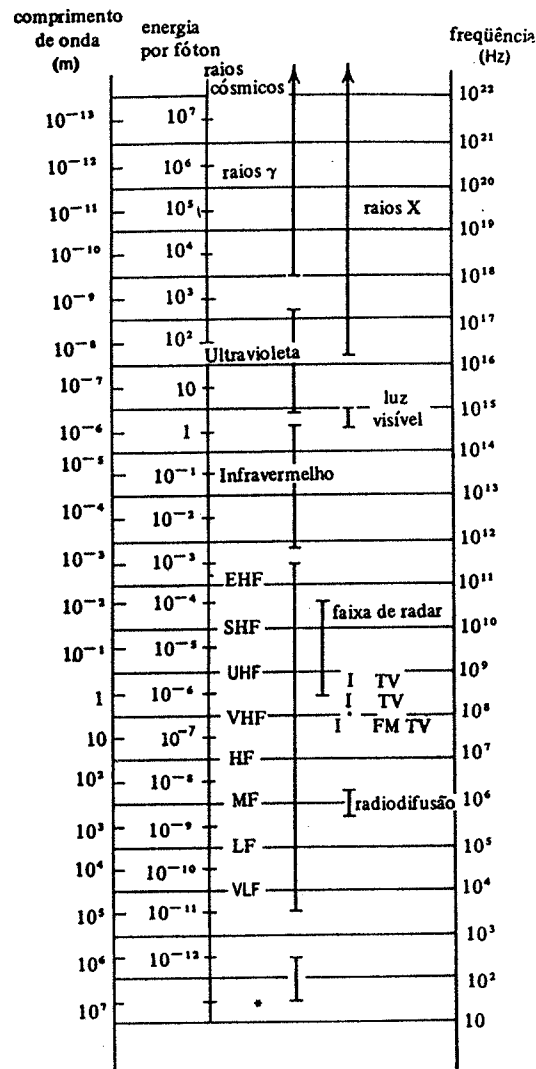
Este exemplo sugere que a intensidade I da luz pode ser interpretada como o produto de N , o número de fótons por unidade de área por unidade de tempo, por $h\nu$, a energia de um único fóton. Vemos aqui que mesmo a intensidades relativamente pequenas ($\approx 10^{-1} \text{ W/m}^2$) o número N é extremamente grande ($\approx 10^{17}$ fótons/m²·s) de modo que a energia de um único fóton é muito pequena. Isto explica a extrema granulosidade da radiação, e indica por que normalmente é tão difícil detectá-la. Isto é análogo a tentar detectar a estrutura atômica de uma porção de matéria que, para a maioria dos fins, pode ser considerada contínua, sua granulosidade sendo revelada apenas em circunstâncias especiais.

Em 1921 Einstein recebeu o Prêmio Nobel por ter previsto teoricamente a lei do efeito fotoelétrico. Antes que Millikan validasse experimentalmente essa lei em 1914, Einstein foi indicado para membro da Academia Prussiana de Ciências por Planck e outros. A atitude negativa inicial perante a hipótese do fóton é revelada por eles em sua declaração, elogiando Einstein, na qual escreveram: "Em resumo, podemos dizer que dificilmente haverá um grande problema, dos quais a física moderna é tão rica, ao qual Einstein não tenha dado uma importante contribuição. Que ele tenha algumas vezes errado o alvo em suas especulações, como por exemplo em sua hipótese dos quanta de luz (fótons), não pode ser realmente colocado contra ele, pois é impossível introduzir idéias fundamentalmente novas, mesmo nas ciências mais exatas, sem ocasionalmente correr um risco".

Hoje a hipótese do fóton é usada em todo o espectro eletromagnético, não apenas na região visível (veja a figura 2-4). Pode-se dizer, por exemplo, que uma cavidade de microondas contém fótons. Com $\lambda = 10 \text{ cm}$, um comprimento de onda típico de microondas, pode-se calcular, da mesma forma que anteriormente, que a energia do fóton é $1,20 \times 10^{-5} \text{ eV}$. Esta energia é muito pequena para ejetar fotoelétrons de superfícies metálicas. Para raios X, ou para raios γ tais como os que são emitidos por núcleos radioativos, a energia do fóton pode ser de 10^6 eV , ou mais. Estes fótons podem extrair de átomos pesados elétrons fortemente ligados por ener-

gias da ordem de 10^5 eV. Os fótons na região visível do espectro eletromagnético não têm energia suficiente para fazer isto, e os fotoelétrons que eles ejetam são os chamados elétrons de *condução*, que estão ligados ao metal por energias de alguns elétrons-volt.

Observe que os fótons são absorvidos no processo fotoelétrico. Isto requer que os elétrons estejam ligados a átomos, ou sólidos, pois um elétron completamente livre não pode absorver um fóton e conservar simultaneamente a energia e o momento relativísticos totais. Devemos ter um elétron ligado para que as forças de ligação transmitam momento para o átomo ou sólido.



* Faixa utilizada na distribuição de eletricidade.

FIGURA 2-4. O espectro eletromagnético, mostrando o comprimento de onda, a frequência e a energia por fóton em escala logarítmica.

Devido a grande massa de um átomo, ou sólido, comparada com a do elétron, o sistema pode absorver uma grande quantidade de momento sem adquirir uma quantidade significativa de energia. Nossa equação para a energia fotoelétrica permanece válida, e o efeito é possível apenas porque existe uma partícula pesada que recua além do elétron ejetado. O efeito fotoelétrico é uma maneira importante pela qual fótons, com energias que vão até às dos raios X (inclusive), são absorvidos pela matéria. A energias mais altas, outros processos de absorção de fótons, que logo discutiremos, tornam-se mais importantes.

Finalmente, devemos enfatizar aqui que no modelo de Einstein um fóton de frequência ν tem exatamente a energia $h\nu$, e não múltiplos inteiros de $h\nu$. Evidentemente, pode haver n fótons de frequência ν de modo que a energia nessa frequência seja $nh\nu$. Ao tratar a radiação de uma cavidade de corpo negro com o modelo de Einstein, lidamos com um "gás de fótons", pois a energia radiante está localizada no espaço em pacotes em vez de estar espalhada em ondas estacionárias. Anos depois de Planck ter deduzido sua fórmula para a radiação de cavidade, Bose e Einstein obtiveram a mesma fórmula baseados em um gás de fótons.

2-4 O EFEITO COMPTON

A natureza corpuscular da radiação foi dramaticamente confirmada em 1923 pelas experiências de Compton. Ele fez com que um feixe de raios X de comprimento de onda λ incidisse sobre um alvo de grafite, como é mostrado na figura 2-5. Mediu-se a intensidade dos raios X espalhados como função de seu comprimento de onda, para vários ângulos de espalhamento. A figura 2-6 mostra seus resultados experimentais. Vemos que, embora o feixe incidente consista essencialmente de um único comprimento de onda λ , os raios X espalhados têm máximos de intensidade em dois comprimentos de onda; um deles é o mesmo que o comprimento de onda incidente, e o outro, λ' , é maior que λ por uma quantidade $\Delta\lambda$. Este é o chamado *deslocamento Compton* $\Delta\lambda = \lambda' - \lambda$, e varia com o ângulo segundo o qual os raios X espalhados são observados.

A presença do comprimento de onda λ' não pode ser compreendida se os raios X incidentes forem encarados como uma onda eletromagnética clássica. No modelo clássico o campo elétrico oscilante com frequência ν da onda incidente age sobre os elétrons livres do alvo fazendo-os oscilar com a mesma frequência. Esses elétrons, como cargas oscilando em uma pequena antena de rádio, irradiam ondas eletromagnéticas com a mesma frequência ν . Portanto, no mo-

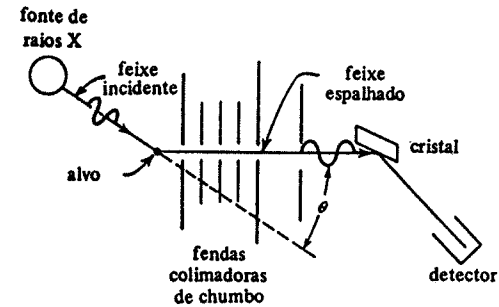


FIGURA 2-5. O esquema da experiência de Compton. Raios X monocromáticos de comprimento de onda λ incidem sobre um alvo de grafite. A distribuição da intensidade em função do comprimento de onda é medida para os raios X espalhados em qualquer ângulo θ . Os comprimentos de onda espalhados são medidos observando-se a reflexão de Bragg em um cristal (veja a figura 3-3). Suas intensidades são medidas por um detector como por exemplo uma câmara de ionização.