

2 Revisão teórica

À temperatura ambiente, um objeto emite a maior parte da sua energia na forma de radiação infravermelha. Portanto, na observação de objetos e atividades terrestres sem reflexão de luz, a radiação infravermelha é um dos mais importantes aspectos a serem monitorados. Entretanto, encontrar um material adequado para detecção de infravermelho é sempre um desafio. Para se detectar radiação de um comprimento de onda particular, são pesquisados compostos semicondutores com várias larguras de banda para que se obtenha a absorção óptica desejada. Problemas surgem se o material é instável, não uniforme ou não é semi-isolante. Em tais casos, a capacidade de detecção fica seriamente comprometida.

A fotocondutividade de um semicondutor é um ramo clássico da Física. Os princípios físicos relacionados têm sido amplamente estudados ao longo dos anos. As estruturas dos detectores, normalmente na forma de um fotodiodo, também estão bem estabelecidas. Portanto, a melhoria no desempenho do detector normalmente depende mais da otimização da qualidade do material do que do projeto do detector. A pesquisa em fotodetectores de infravermelho atualmente é mais bem caracterizada como um ramo da Ciência dos Materiais do que como um ramo da Física. Isso é particularmente verdadeiro para os detectores de materiais mais complexos, tais como HgCdTe. Para esses materiais, um melhor conhecimento da correlação entre os procedimentos de preparação do material e as propriedades do detector resultante é mais essencial na melhoria do desempenho do detector.

A situação é diferente para os fotodetectores de infravermelho de poços quânticos (QWIP). Esses detectores são baseados na transição óptica dentro de uma única banda e são, portanto, independentes do tamanho natural da banda proibida do material detector. Baseado nesse novo conceito de detector, um material pode ser usado para detectar uma radiação com energia muito menor do que seria possível pela separação entre a banda de valência e a de condução.

Dessa forma, a escolha do material detector se torna muito mais ampla, e na maioria dos casos, o material convencional pode ser substituído por um sistema de materiais mais conhecido e com melhor desempenho. Nos QWIPs, a absorção de infravermelho ocorre via transições intrabanda. A energia de transição é determinada pelos níveis de energia em cada poço quântico, e pode ser “sintonizada” através da modificação da sua estrutura. Um bom exemplo é o sistema composto de GaAs/Al_xGa_{1-x}As. Visto que a tecnologia do GaAs está bem estabelecida, o desempenho do detector não é significativamente limitado pela qualidade do material mas preferencialmente pelas propriedades optoeletrônicas intrínsecas do QWIP. Portanto, para melhorar o desempenho do detector, é mais importante nesse caso compreender melhor a física básica do detector.

Diferente de um semiconductor *bulk* no qual as propriedades do material são fixas por natureza, um QWIP consiste de uma estrutura artificial de materiais cujos parâmetros podem ser praticamente definidos de acordo com a vontade do cliente. Visto que existem inúmeras combinações de diferentes parâmetros dos materiais, atualmente não existem estruturas de QWIPs definitivas que sejam adequadas para todas as aplicações. Uma estrutura de detector otimizada depende de uma variedade de fatores, incluindo o espectro da fonte, a temperatura de operação, as características da eletrônica de leitura, o esquema de acoplamento da luz e as condições de preparação dos materiais. O desafio da pesquisa em QWIPs é encontrar a melhor combinação de parâmetros dos materiais para uma aplicação em particular.

2.1. Radiação do corpo negro e transferência de fluxo

Os detectores de infravermelho são usados para detectar a radiação emitida por um alvo. A intensidade da radiação é determinada por fatores tais como temperatura do alvo, distância e tamanho do alvo, assim como sua emissividade. Além da intensidade da fonte, o sinal óptico recebido por um detector também depende da transmissão do meio e do projeto óptico do sistema de detecção. Nesta seção serão revisados os conceitos físicos relacionados à radiação emitida pelo corpo negro, assim como ao fluxo recebido por um detector em um sistema óptico simples.

a) Radiação do corpo negro

Assumindo a emissividade do objeto como sendo unitária, isto é, como se fosse um corpo negro perfeito, a quantidade de radiação emitida por esse objeto é determinada pela temperatura T , sendo governada pela equação de Plank:

$$L(T, \lambda) = \frac{2c}{\lambda^4} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1}, \left[\frac{\text{fótons}}{s} \frac{1}{\text{cm}^2} \frac{1}{\text{sr}} \frac{1}{\mu\text{m}} \right] \quad (2.1)$$

onde $L(T, \lambda)$ é a radiância espectral, definida como sendo o fluxo de fótons por unidade de área projetada por unidade de ângulo sólido por unidade de comprimento de onda. Na equação (2.1), λ é o comprimento de onda, $h = 6,6262 \times 10^{-34}$ Js é a constante de Plank, $c = 2,9979 \times 10^8$ m/s é a velocidade da luz no vácuo, $k = 1,3806 \times 10^{-23}$ J/K é a constante de Boltzmann. Se a radiação é Lambertiana, i.e., isotrópica, a exitância espectral (fluxo de radiação por unidade de área por comprimento de onda emitida por uma superfície) em um cone de meio ângulo θ , $M_\theta(T, \lambda)$, de um sistema com simetria circular, é dada por

$$\begin{aligned} M_\theta(T, \lambda) &= \int_0^\theta \int_0^{2\pi} L(T, \lambda) \sin\theta \cos\theta d\phi d\theta, \left[\frac{\text{fótons}}{s} \frac{1}{\text{cm}^2} \frac{1}{\mu\text{m}} \right] \\ &= L(T, \lambda) \pi \sin^2\theta. \end{aligned} \quad (2.2)$$

A exitância, $M(T, \lambda)$, dentro de um hemisfério inteiro pode ser obtida fazendo-se $\theta = 90^\circ$.

$$M(T, \lambda) = \pi L(T, \lambda). \left[\frac{\text{fótons}}{s} \frac{1}{\text{cm}^2} \frac{1}{\mu\text{m}} \right] \quad (2.3)$$

A figura 2.1 mostra $M(T, \lambda)$ para diferentes temperaturas e comprimentos de onda. O comprimento de onda λ_{max} no pico da curva pode ser obtido fazendo-se $dM(T, \lambda)/d\lambda = 0$, resultando na seguinte expressão:

$$\lambda_{\text{max}} T = 3670 \mu\text{mK} \quad (2.4)$$

Em $T = 300\text{K}$, $\lambda_{\text{max}} = 12,2\mu\text{m}$. O fluxo de fótons total emitido pelo corpo negro é

$$\begin{aligned}
 M &= \int_0^{\infty} M(T, \lambda) d\lambda, \\
 &= \frac{4\pi k^3 T^3}{c^2 h^3} \text{Zeta}(3), \quad \left[\frac{\text{fótons}}{\text{s}} \frac{1}{\text{cm}^2} \right] \\
 &= 1,52023 \times 10^{11} T^3.
 \end{aligned} \tag{2.5}$$

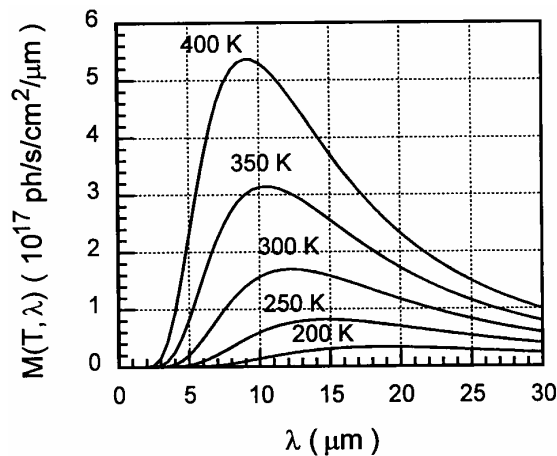


Figura 2.1 – A emitância espectral de um corpo negro em diferentes temperaturas (Choi, 1997).

Para $T = 300\text{K}$, $M = 4,105 \times 10^{18}$ fótons/s/cm². Para imageamento térmico, existem duas “janelas” atmosféricas de interesse. Uma está localizada na banda de 3 a 5μm, e a outra está na banda de 8 a 12μm. A emitância, $M(T, \lambda_1, \lambda_2)$, entre dois comprimentos de onda λ_1 e λ_2 é dada por

$$\begin{aligned}
 M(T, \lambda_1, \lambda_2) &= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} M(T, \lambda) d\lambda, \\
 &= 6,3235 \times 10^{11} T^3 \int_{x_2}^{x_1} \left(\frac{x^2 dx}{e^x - 1} \right), \quad \left[\frac{\text{fótons}}{\text{s}} \frac{1}{\text{cm}^2} \right]
 \end{aligned} \tag{2.6}$$

onde $x \equiv hc/(kT\lambda)$. A figura 2.2 mostra $M(T, \lambda_1, \lambda_2)$ em diferentes temperaturas para duas faixas de comprimento de onda, de 3 a 5μm e de 8 a 10μm.

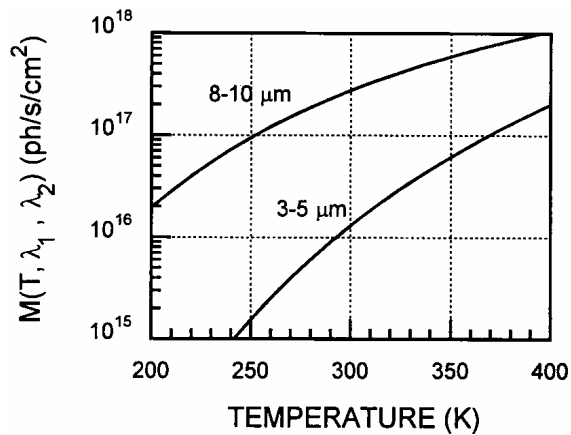


Figura 2.2 – A exitância entre 3 a 5 μm e 8 a 12 μm em função da temperatura (Choi, 1997).

Em 300K, o fluxo de fótons entre 8 e 10 μm é $2,771 \times 10^{17}$ fótons/s/cm², o que corresponde a 6,75% do fluxo total de fótons emitido pelo corpo negro, e maior que o emitido entre 3 e 5 μm por um fator de 21,1. A maior intensidade da radiação emitida na região de 8 a 10 μm favorece a detecção de infravermelho nessa faixa de comprimento de onda. Um objeto em temperatura ambiente será mais “brilhante” nesses comprimentos de onda, portanto é mais fácil de ser detectado. Isso ocorre ainda para temperaturas abaixo de 300K, onde a diferença entre os dois fluxos de fótons chega a ser maior. Por outro lado, a curva para comprimentos menores (figura 2.2) tem uma derivada mais inclinada. Em $T = 643\text{K}$, as duas curvas eventualmente se interceptam, de modo que a radiação emitida na região de 3 a 5 μm passa a ser mais intensa. Um detector para comprimentos de onda menores é, portanto, mais adequado para detectar objetos em uma faixa de temperatura maior.

Quando a intensidade do alvo é suficiente, a maior dependência de $M(T, 3\mu\text{m}, 5\mu\text{m})$ com relação a temperatura fornece uma vantagem adicional no imageamento térmico. Quando a radiação de fundo do cenário está em uma temperatura semelhante à do objeto a ser alvejado, a identificação do alvo depende do contraste entre o alvo e o cenário. Nesse caso, é mais importante avaliar $\partial M(T, \lambda_1, \lambda_2) / \partial T$. Assumindo-se que a energia dos fótons hc/λ é muito maior que a energia térmica kT ,

$$\begin{aligned}
\frac{\partial M(T, \lambda_1, \lambda_2)}{\partial T} &= \frac{\partial}{\partial T} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{2\pi}{\lambda^4} e^{-hc/\lambda kT} d\lambda, \\
&= \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \frac{2\pi c}{\lambda^4} e^{-hc/\lambda kT} \frac{hc}{\lambda kT^2} d\lambda, \quad \left[\frac{\text{fótons}}{s} \frac{1}{\text{cm}^2} \frac{1}{\text{K}} \right] \\
&= \frac{hc}{\bar{\lambda} kT^2} M(T, \lambda_1, \lambda_2),
\end{aligned} \tag{2.7}$$

onde $\bar{\lambda}$ é o comprimento de onda médio. Portanto, definindo-se o contraste C como sendo $\Delta M/M$ quando ΔT é 1K, então

$$C = \frac{hc}{\bar{\lambda} kT^2} \tag{2.8}$$

Para $\bar{\lambda} = 9\mu\text{m}$, $C = 0,0178$, e quando $\bar{\lambda} = 4\mu\text{m}$, $C = 0,040$ em $T = 300\text{K}$. Portanto, o contraste de um cenário será duas vezes maior quando for observado na região de 3 a $5\mu\text{m}$ do que na de 8 a $10\mu\text{m}$. A figura 2.3 mostra o contraste para diferentes temperaturas de cenário.

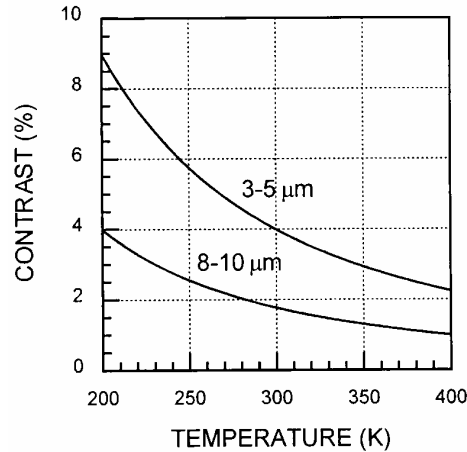


Figura 2.3 – O contraste do cenário detectado em duas faixas de comprimentos de onda (Choi, 1997).

Além das características da fonte, a transmissão da radiação infravermelha através da atmosfera também exerce um papel importante na detecção na faixa do infravermelho distante. As condições climáticas que normalmente afetam a propagação do infravermelho são névoa (*haze*), chuva, umidade e nevoeiro (*fog*).

A névoa (*haze*) é causada por uma suspensão de pequenas partículas no ar dispersadas no aerosol atmosférico (sistema de partículas dispersas e suspensas em um gás), que espalham a radiação. São pequeninos cristais de sal, poeira extremamente fina ou produtos de combustão e tendo raios variando até $0,5\mu\text{m}$. Em regiões de alta umidade, a mistura pode condensar e crescer bastante. Quando a condensação ocorre a partícula é dita um “núcleo de condensação”. Esses núcleos são essenciais antes que a condensação possa ocorrer na atmosfera. O núcleo mais importante é o de sal já que ele é hidróscópico.

O nevoeiro (*fog*) é formado quando o núcleo de condensação cresce em gotículas de água ou cristais de gelo com raio maior que $1\mu\text{m}$. Os comprimentos de onda maiores sofrerão menos espalhamento e, portanto são mais favoráveis neste caso. Por outro lado, o vapor de água absorve um pouco mais a radiação na região de 8 a $12\mu\text{m}$ do que em 3 a $5\mu\text{m}$. Portanto, em condição de alta umidade, a região de 3 a $5\mu\text{m}$ é a melhor escolha. Em caso de chuva ou neblina, a radiação em ambas as regiões do infravermelho são igualmente atenuadas devido à combinação de espalhamento e absorção. Em um dia ensolarado, a reflexão da luz do sol entre 3 e $5\mu\text{m}$ afeta a detecção nesses comprimentos de onda mais adversamente.

b) Transferência de fluxo

Assumindo que a fonte de radiação seja isotrópica, a radiação será diretamente proporcional à projeção do ângulo sólido Ω da fonte, conforme ilustrado na figura 2.4. Ele está relacionado com um cone de meio-ângulo θ através da seguinte expressão:

$$\begin{aligned}\Omega &= \int_0^{2\pi} \int_0^\theta \sin \theta \cos \theta d\theta d\phi = \pi \sin^2 \theta \\ \Omega &= \int_0^{2\pi} \int_0^\theta \sin \theta \cos \theta d\theta d\phi \\ &= \pi \sin^2 \theta .\end{aligned}\tag{2.9}$$

[sr]

Em contraste, o ângulo sólido ω é igual a

$$\begin{aligned}\omega &= \int_0^{2\pi} \int_0^\theta \sin \theta d\theta d\phi \\ &= 2\pi(1 - \cos \theta).\end{aligned}\quad [sr] \quad (2.10)$$

Para um hemisfério completo ($\theta = 90^\circ$), $\omega = 2\pi$ corresponde a 1/2 da área de uma esfera unitária, enquanto que $\Omega = \pi$ é a área da base de uma esfera unitária conforme ilustrado na figura 2.4.

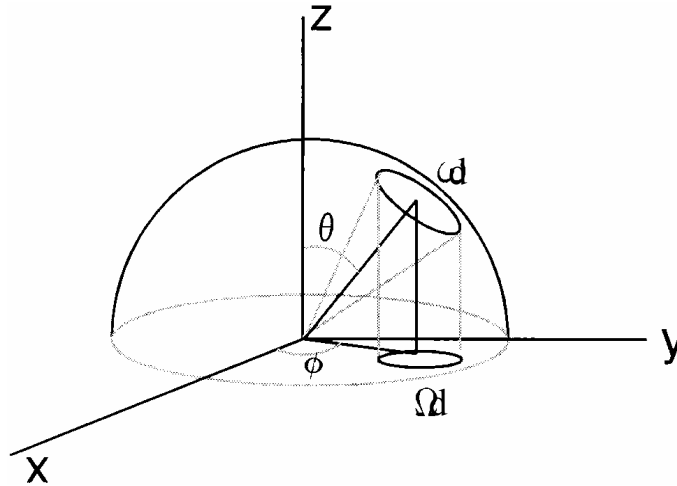


Figura 2.4 – A relação entre o ângulo sólido $d\omega$ e o ângulo sólido projetado $d\Omega$ (Choi, 1997).

Considerando agora dois discos, D_1 e D_2 , com respectivas áreas A_1 e A_2 separados por uma distância s entre seus centros de modo que s seja muito maior do que as dimensões lineares de D_1 e D_2 . Suas orientações espaciais estão ilustradas na figura 2.5. O primeiro disco pode representar a fonte de radiação, e o segundo representa o detector. Nesse caso, o fluxo Φ irradiado por D_1 e entrando em D_2 é dado por

$$\begin{aligned}\Phi &= \int_\lambda \int_{A_1} \int_{\omega_1} L(\lambda) \cos \theta_1 d\omega_1 dA_1 d\lambda \\ &= \left(\int_\lambda L(\lambda) d\lambda \right) \left(\cos \alpha_1 \int_{A_1} dA_1 \right) \left(\int_{\omega_1} d\omega_1 \right) \\ &= LA_1 (\cos \alpha_1) \omega_1 \quad [fótons/s] \quad (2.11) \\ &= LA_1 \cos \alpha_1 \frac{A_2 \cos \alpha_2}{s^2} \\ &= L \frac{A_1 \cos \alpha_1}{s^2} A_2 \cos \alpha_2\end{aligned}$$

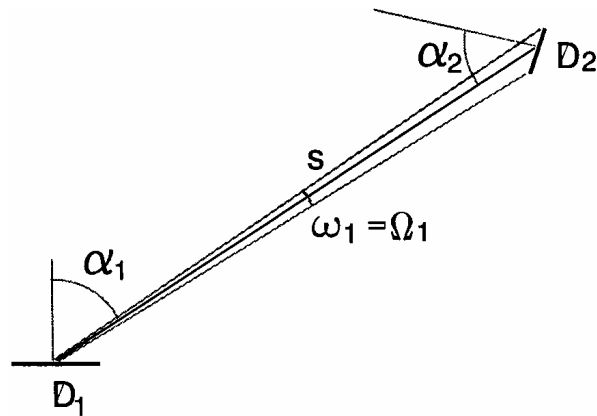


Figura 2.5 – As orientações de dois discos circulares.

Na equação (2.11), L é a abreviatura de $L(T, \lambda_1, \lambda_2) = M(T, \lambda_1, \lambda_2)/\pi$, e foi assumido que a variável θ_1 é aproximadamente constante e igual a α_1 . ω_1 é o ângulo sólido de D_2 mantido sobre D_1 . Visto que A_2 não é normal à linha de visão em D_1 , ω_1 é dado por $A_2 \cos \alpha_2 / s^2$ e é igual ao ângulo sólido projetado Ω_1 de D_2 sobre D_1 . A última passagem da equação (2.11) enfatiza a simetria da expressão entre os dois discos, o que pode ser obtido considerando-se a radiação recebida em D_2 em vez da radiação emitida por D_2 . Define-se portanto uma quantidade chamada de vazão (*throughput*) Υ de um sistema óptico, por meio da expressão a seguir:

$$\Upsilon = A_p \Omega, \quad [\text{cm}^2 \text{sr}] \quad (2.12)$$

onde A_p é a área projetada e Ω é o ângulo sólido projetado. Aparentemente, a partir da equação (2.11), Υ pode ser calculado em D_1 ou D_2 .

Considerando agora dois sistemas ópticos simples conforme ilustrado na figura 2.6. A figura 2.6a mostra um detector D_2 diante de uma fonte luminosa extensa. O campo de visão FOV, caracterizado pelo ângulo de meio-cone θ , é limitado por um furo circular D_1 numa tela opaca (*field stop*), sendo $D_1 \gg D_2$. O fluxo Φ recebido pelo detector é

$$\begin{aligned} \Phi &= L\Upsilon \\ &= LA_d \pi \sin^2 \theta \quad [\text{fótons/s}] \end{aligned} \quad (2.13)$$

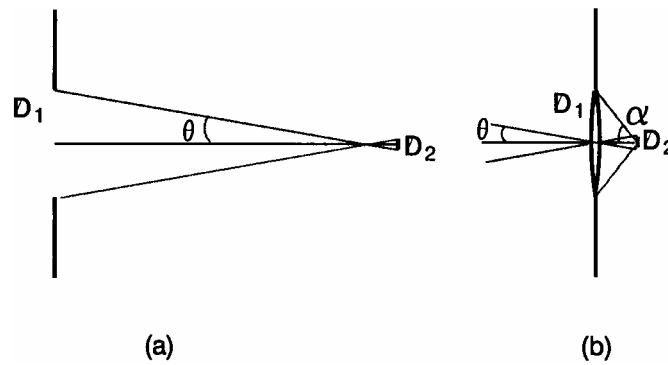


Figura 2.6 – (a) Um arranjo típico de um detector e um furo circular numa tela opaca (*field stop*), e (b) um arranjo típico de um detector e uma lente.

Agora, se uma lente é instalada no *field stop* conforme ilustrado na figura 1.6b, o detector pode ser movido na direção da lente e posicionado no foco f da lente. A lente aumenta a vazão do sistema, e o fluxo Φ_L do detector com a lente é

$$\Phi_L = LA_d \pi \sin^2 \alpha \quad [\text{fótons/s}] \quad (2.14)$$

Observa-se que o campo de visão, que é definido pelos feixes de luz passando através do centro da lente, não necessita ser modificado, e pode ainda ser igual a θ . Se esse for o caso, $\Upsilon_L (=A_L \pi \sin^2 \theta)$ calculado na lente deve ser igual a $\Upsilon_d (=A_d \pi \sin^2 \alpha)$ calculado no detector. A equação (2.14) se torna então

$$\Phi_L = LA_L \pi \sin^2 \theta \quad [\text{fótons/s}] \quad (2.15)$$

Comparando-se as equações (2.13) e (2.15), verifica-se que Φ_L/Φ é igual a A_L/A_d , o que é esperado visto que todo o fluxo incidente na lente dentro de um ângulo θ é focalizado no detector. A capacidade de acumulação de fluxo em um sistema óptico é caracterizada normalmente pelo número- f , F , que é definido como

$$F = \frac{1}{2 \sin \alpha} \quad (2.16)$$

Portanto,

$$\Phi_L = \frac{\pi LA_d}{4F^2} = \frac{A_d M(T, \lambda_1, \lambda_2)}{4F^2} \quad (2.17)$$

O fluxo sobre o detector é aumentado quando o número- f da lente decresce. Quando F é grande, a aproximação usual é

$$F \cong \frac{f}{D} \quad (2.18)$$

onde f é o comprimento focal e D é o diâmetro da lente ou da abertura de entrada.

Por outro lado, se a lente é removida na figura 2.6b sem mudança na posição do detector, o fluxo incidindo sobre o detector permanecerá o mesmo visto que a vazão não é modificada. Nesse caso, o efeito da lente é reduzir o campo de visão de α para θ , melhorando a resolução espacial do detector sem sacrificar a quantidade de fluxo óptico sobre o detector.

2.2. Sinal e ruído em fotodetecção

Considerando que exista um fluxo de fótons Φ_s incidindo sobre um detector que gera fotoelétrons, e que o número médio de elétrons coletados no intervalo de tempo τ_d é \bar{n} , então a eficiência quântica η pode ser definida pela seguinte expressão:

$$\frac{\bar{n}}{\tau_d} \equiv \eta \Phi_s \quad [\text{e}^-/\text{s}] \quad (2.19)$$

A fotocorrente i_s medida é

$$i_s = e \frac{\bar{n}}{\tau_d} = e \eta \Phi_s \quad (2.20)$$

onde e é a carga do elétron. O processo de geração é assumido como aleatório, devido à chegada aleatória de fótons e à natureza espontânea do processo de absorção, de modo que o processo de fotoemissão obedece à estatística de Poisson (Choi, 1997). Baseando-se nessa estatística, a flutuação média quadrática em \bar{n} é

$$\overline{(n - \bar{n})^2} = \bar{n} \quad (2.21)$$

e a flutuação média quadrática da corrente é

$$i_n^2 = \overline{(i - \bar{i})^2} = \frac{e^2}{\tau_d^2} \overline{(n - \bar{n})^2} = \frac{e^2}{\tau_d^2} \bar{n} = \frac{e}{\tau_d} i_s \quad (2.22)$$

Em termos de η e Φ_s ,

$$i_n^2 = \frac{e^2}{\tau_d} \eta \Phi_s \quad (2.23)$$

i_n é a corrente de ruído mínima ou intrínseca associada com a detecção óptica (ruído fotônico). Para que a potência de sinal seja maior que a potência de ruído quando $i_s^2 > i_n^2$, comparando a equação (2.20) com a equação (2.23) obtém-se

$$\eta \Phi_s \tau_d = \bar{n} > 1 \quad (2.24)$$

A equação (2.24) estabelece que o sinal será maior que o ruído se, na média, mais do que um fotoelétron for coletado em cada intervalo de amostra. Esta condição é o requisito mínimo para se produzir um sinal dc. Definindo-se o fluxo equivalente de ruído Φ_{SL} como sendo o fluxo de sinal para o qual a relação sinal-ruído $(S/N)_p$ é igual a 1, então nesse caso de limitação-sinal-ruído, temos

$$\Phi_{SL} = \frac{1}{\eta \tau_d} \quad (2.25)$$

Considerando agora a situação em que, além do fluxo de fótons Φ_s oriundo do alvo, existe também um fluxo de fundo (*background*) Φ_b . A corrente de ruído é então dada por

$$\overline{i_n^2} = \frac{e^2}{\tau_d} \eta (\Phi_s + \Phi_b), \quad (2.26)$$

e o fluxo equivalente de ruído NEF é

$$NEF = \frac{1}{2\eta\tau_d} + \frac{1}{2\eta\tau_d} \sqrt{1 + 4\eta\tau_d\Phi_b} = \frac{\Phi_{SL}}{2} + \frac{\Phi_{SL}}{2} \sqrt{1 + 4\frac{\Phi_b}{\Phi_{SL}}} \quad (2.27)$$

Quando Φ_b é maior que Φ_{SL} , a detecção é limitada pelo *background*, e o fluxo equivalente de ruído Φ_{BL} correspondente é

$$\Phi_{BL} = \Phi_{SL}^{1/2} \Phi_b^{1/2}. \quad (2.28)$$

a) Sinal óptico de um fotocondutor

Visto que detectores de poços quânticos são fotocondutivos, é interessante conhecer as propriedades gerais de um fotocondutor. Será considerado um detector com área A_d e espessura L e um fluxo óptico Φ_s incidindo perpendicularmente sobre a sua superfície, conforme mostrado na figura 2.7.

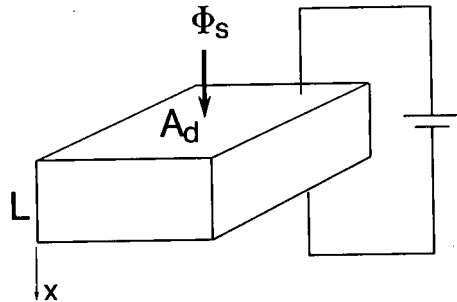


Figura 2.7 – A geometria do detector.

Devido à absorção óptica, a intensidade do fluxo decresce com a profundidade de penetração x :

$$\Phi(x) = \Phi_s (1 - r) e^{-\alpha x} \quad (2.29)$$

onde r é a reflexão na superfície, e α é o coeficiente de absorção. A taxa de geração $G(x)$ por unidade de volume é

$$G(x) = -\frac{1}{A_d} \frac{d\Phi(x)}{dx} \quad (2.30)$$

Em estado de equilíbrio, a densidade de elétrons $\rho(x)$ é independente do tempo, de modo que

$$\frac{\partial \rho(x)}{\partial t} = G(x) - \frac{\rho(x)}{\tau} = 0 \quad (2.31)$$

onde τ é o tempo de vida de recombinação dos elétrons. A equação (2.31) resulta em

$$\rho(x) = G(x)\tau \quad (2.32)$$

A densidade média de fotoelétrons $\bar{\rho}$ ao longo da espessura da amostra é

$$\begin{aligned} \bar{\rho} &= \frac{1}{L} \int_0^L G(x)\tau dx = \left[(1-r)\alpha \int_0^L e^{-\alpha x} dx \right] \frac{1}{A_d L} \Phi_s \tau = \\ &= \left[(1-r)(1-e^{-\alpha L}) \right] \frac{1}{A_d L} \Phi_s \tau = \\ &= \eta \frac{\Phi_s \tau}{A_d L} \end{aligned} \quad (2.33)$$

onde verifica-se que a eficiência quântica $\eta = (1-r)(1-e^{-\alpha L})$ aumenta com L .

Se uma tensão elétrica for aplicada entre as superfícies superior e inferior, a fotocorrente i_s gerada será

$$i_s = A_d \bar{\rho} e v = (\eta \Phi_s) e \left(\frac{v\tau}{L} \right) \equiv (\eta \Phi_s) e g \quad (2.34)$$

onde v é a velocidade de deriva dos fotoelétrons, e $g = v\tau/L$ é o ganho fotocondutivo. g pode ser interpretado como a razão entre o livre caminho médio dos elétrons e a espessura da amostra, ou a razão entre o tempo de vida dos fotoelétrons e o tempo de trânsito (L/v) através da amostra.

Visto que $\eta \Phi_s$ é o número de fotoelétrons gerados no detector por segundo e i_s é o número de cargas elétricas coletadas no contato elétrico por segundo, a

equação (2.34) sugere que a carga efetiva de cada fotoelétron é ge em um fotocondutor, em vez do valor esperado e . Isto ocorre porque cada fotoelétron, devido ao seu tempo de vida finito, pode completar apenas uma parte do circuito antes da recombinação, o que resulta numa redução das cargas coletadas no contato. Naturalmente, g não pode ser menor do que 1. A partir da definição de g , quando τ é longo, ou v é grande, ou L é pequeno, enquanto η é mantido constante, a taxa de elétrons coletados no contato pode ser maior que a taxa de fotoelétrons gerados. Essa situação é possível porque na derivação, a densidade de fotoelétrons é assumida como sendo a mesma com ou sem um fluxo de corrente, o que significa que quando um fotoelétron deixa a amostra, um outro elétron de mesma energia será injetado a partir do contato oposto para manter a densidade de fotoelétrons constante. Tal fenômeno pode ser visualizado como sendo o mesmo fotoelétron recirculando o circuito um número de vezes até que ele se recombine. Durante o seu tempo de vida τ , um fotoelétron teria deixado a amostra ($v\tau/L=g$) vezes, resultando numa carga total ge sendo coletada no contato para cada fotoelétron criado.

Para detectores finos, mecanismos adicionais de recombinação de elétrons nas camadas de contato podem reduzir o tempo de vida dos fotoelétrons (Choi, 1997). Considerando-se que a fotogeração seja uniforme como uma função de x , na presença de recombinação superficial, a variação temporal da densidade de fotoelétrons $\rho(x)$ obedece à seguinte expressão:

$$\frac{\partial \rho(x)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \rho(x)}{\partial x^2} - \frac{\rho(x)}{\tau} + G(x) = 0 \quad (2.35)$$

onde D é o coeficiente de difusão dos fotoelétrons. A equação (2.35) possui solução exata, a partir da qual $\bar{\rho}$ pode ser obtida. Entretanto, será obtida a seguir uma solução aproximada e mais intuitiva, procurando-se determinar o tempo de vida efetivo de um fotoelétron na presença de recombinação na superfície. Considerando-se que o detector esteja sob iluminação, e que após um certo tempo a iluminação seja interrompida, a distribuição do transiente é dada por

$$\frac{\partial \rho(x,t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 \rho(x,t)}{\partial x^2} - \frac{\rho(x,t)}{\tau} \quad (2.36)$$

Para resolver a equação acima, $\rho(x,t)$ será expresso da seguinte forma:

$$\rho(x,t) = \rho_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{ef}}\right) \cos\left[\xi\left(x - \frac{L}{2}\right)\right] \quad (2.37)$$

onde ρ_0 e ξ são parâmetros a serem determinados, e τ_{ef} é o tempo de vida efetivo. Em um tempo t qualquer, os fotoelétrons difundidos oriundos do corpo do detector são recombinados nos contatos. As condições de contorno sob continuidade da corrente são

$$\begin{aligned} D \frac{\partial \rho(x)}{\partial x} &= v_s \rho(x), & \text{em } x = 0 \\ -D \frac{\partial \rho(x)}{\partial x} &= v_s \rho(x), & \text{em } x = L \end{aligned} \quad (2.38)$$

onde v_s é a velocidade de recombinação na superfície. Quando v_s é pequeno, substituindo a equação (2.37) na (2.38), obtém-se que $\xi^2 = 2v_s/DL$. Quando v_s é grande, $\rho = 0$ nos contatos, resultando em $\xi = \pi/L$.

Por outro lado, substituindo a equação (2.37) na (2.36), obtém-se

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_{ef}} &= D\xi^2 + \frac{1}{\tau}, \\ &= \frac{2v_s}{L} + \frac{1}{\tau} \text{ para } v_s \text{ pequeno,} \\ &= \frac{D\pi^2}{L^2} + \frac{1}{\tau} \text{ para } v_s \text{ grande,} \end{aligned} \quad (2.39)$$

τ_{ef} em qualquer local é reduzido com a presença de recombinação superficial porque, além do processo de recombinação no corpo do detector, o processo de difusão dirigido pela recombinação na superfície também reduzirá a densidade de fotoelétrons nesse local. Sob uma potência óptica em equilíbrio, a densidade espacial média de elétrons $\bar{\rho}$ e portanto i_s são os mesmos conforme as equações (2.32) e (2.33) respectivamente, exceto que τ é substituído por τ_{ef} . Para pequenos valores de v_s , a solução aproximada é idêntica à solução exata. Entretanto, quando v_s é grande, a constante π^2 na equação (2.39) precisa ser substituída pelo valor numérico 12.

Visto que a dependência no tempo de $i_s(t)$ é da forma

$$i_s(t) = i_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{ef}}\right), \quad (2.40)$$

a resposta em frequência será

$$i_s(\omega) = \int_0^{\infty} i_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau_{ef}}\right) e^{-i\omega t} dt = \frac{i_0 \tau_{ef}}{1 + i\omega \tau_{ef}}, \quad (2.41)$$

e

$$|i_s(\omega)|^2 = \frac{i_0^2 \tau_{ef}^2}{1 + \omega^2 \tau_{ef}^2} \quad (2.42)$$

A frequência de corte f_c do detector, definida por $2\pi f_c \tau_{ef} = 1$, é inversamente proporcional ao tempo de vida efetivo dos fotoelétrons, e portanto o produto da frequência de corte e do ganho de um material detector é uma constante. Nas discussões futuras, o subscrito *ef* será omitido do símbolo para tempo de vida efetivo, considerando que o tempo de vida mencionado é sempre o efetivo, a menos que seja especificado de outra maneira.

O sinal de um detector normalizado pela potência óptica incidente P_s é conhecido como responsividade R . Para um detector de banda estreita,

$$P_s = \Phi_s h\nu, \quad [W] \quad (2.43)$$

onde $h\nu$ é a energia média do fóton. R é então dado por

$$R = \eta \frac{e}{h\nu} g, [A/W] \quad (2.44)$$

b) Ruído em um fotocondutor

Foi discutido anteriormente o ruído de um detector sob a hipótese de que todos os portadores no detector são gerados opticamente, oriundos do alvo ou do cenário. Para um fotocondutor, entretanto, existem mecanismos adicionais que podem aumentar o nível de ruído. Embora o ruído associado a cada mecanismo físico geralmente tem um nome específico, as fontes básicas de ruído podem ser relacionadas com dois diferentes tipos de aleatoriedade. Um tipo é a flutuação na velocidade dos portadores, chamando-se o ruído associado de *ruído Johnson*. Um outro tipo é a flutuação no número de portadores. Conforme discutido anteriormente, a natureza aleatória do processo de emissão óptica quântica da fonte de luz e o processo de absorção do detector podem causar flutuação na densidade de portadores. Além disso, o processo de emissão termiônica em um fotocondutor também pode aumentar a densidade de portadores móveis e, portanto, a sua flutuação estatística. O ruído associado com a geração de portadores móveis é chamado de *ruído de geração*. Em um fotocondutor, o processo aleatório de recombinação de portadores móveis também contribui para a flutuação na densidade de portadores e, portanto, aumenta o ruído. O *ruído de geração-recombinação (GR)* então descreve coletivamente o ruído causado pela flutuação na densidade de portadores de um fotocondutor.

Além desses componentes de ruído, existem outros processos físicos em um fotocondutor que causam ruído. Por exemplo, a presença de estados de impurezas pode causar flutuação em ambas as densidades de elétrons móveis e imóveis, com uma frequência característica para cada estado de impureza. A combinação de diferentes respostas em frequência é a fonte do *ruído 1/f*.

Para o ruído Johnson, será apresentado simplesmente a expressão usual, que é

$$i_n = \sqrt{\frac{4kT\Delta f}{\mathfrak{R}}} \quad (2.45)$$

onde \mathfrak{R} é a resistência do detector, e $\Delta f = 1/(2\tau_d)$ é a largura de banda da medida.

Para o ruído GR, inicialmente observa-se a partir da equação (2.34) que em cada segundo existem $\bar{n} = \eta\Phi_s$ eventos de absorção de luz, e cada evento produz uma carga de ge . Essa afirmação é diferente de dizer que existem $\eta\Phi_s g$ elétrons coletados por segundo e cada elétron tem uma carga de e . Isso acontece porque após cada absorção de fóton, as coletas subsequentes de g elétrons não são eventos independentes. Portanto, utilizando a equação (2.22), temos

$$i_n^2 = \frac{g^2 e^2}{\tau_d^2} \bar{n} = \frac{ge}{\tau_d} I = 2geI\Delta f \quad (2.46)$$

onde I é a corrente total gerada por excitação óptica ou térmica. Na equação acima, o valor de g é considerado constante. Entretanto, na presença de processo de recombinação aleatória, g é um valor médio. Esse é o valor do ganho quando um elétron recombina no tempo τ , o tempo de vida médio de um fotoelétron ou um elétron térmico. Se um elétron particular recombina no tempo t , a carga efetiva será $(gt/\tau)e$. A probabilidade $p(t)$ de um elétron recombinar no tempo t é

$$p(t) = \frac{1}{\tau} \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (2.47)$$

A contribuição para o fluxo de corrente pelos elétrons recombinados entre t e $t + dt$ é

$$dI = \left(\frac{t}{\tau}\right) I p(t) dt \quad (2.48)$$

A corrente de ruído total causada pelos fotoelétrons e elétrons térmicos é

$$\begin{aligned}
i_n^2 &= \int_0^\infty 2\Delta f \left(\frac{gt}{\tau} e \right) \left(\frac{t}{\tau} I \right) p(t) dt = \\
&= 2egI\Delta f \int_0^\infty \left(\frac{t^2}{\tau^3} \right) \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) dt = \\
&= 4egI\Delta f
\end{aligned} \tag{2.49}$$

$$i_n^2 = 4egI\Delta f, \quad I = i_s + i_b + i_{th} = \eta ge \left(\Phi_s + \Phi_b + \frac{i_{th}}{\eta ge} \right)$$

Portanto, comparando as equações (2.49) e (2.46), a flutuação de g devido ao processo de recombinação aumenta a potência de ruído por um fator de 2.

Visto que I é dado por

$$I = i_s + i_b + i_{th} = \eta ge \left(\Phi_s + \Phi_b + \frac{i_{th}}{\eta ge} \right) \tag{2.50}$$

onde i_s , i_b e i_{th} são respectivamente as correntes geradas pelo alvo, pelo cenário e termicamente, a relação sinal-ruído de um fotocondutor é

$$\left(\frac{S}{N} \right)_p = \frac{i_s^2}{i_n^2} = \frac{\eta}{4\Delta f} \frac{\Phi_s^2}{\Phi_s + \Phi_b + \frac{i_{th}}{\eta ge}} \tag{2.51}$$

Na dedução da expressão acima não foi incluído o ruído Johnson, visto que o mesmo é muito menor que o ruído GR para uma polarização finita. Quando a detecção é limitada pelo sinal, o fluxo equivalente de ruído Φ_{SL} é

$$\Phi_{SL} = \frac{4\Delta f}{\eta} = \frac{2}{\eta\tau_d} \tag{2.52}$$

Comparando as equações (2.52) e (2.25), Φ_{SL} para um fotocondutor é um fator de 2 maior que para um detector com o valor constante de $g = 1$. No caso presente, é necessário aguardar dois eventos de absorção e coletar $2g$ elétrons em cada

medida para produzir uma $(S/N)_p = 1$, quando o detector é limitado pelo background,

$$\Phi_{BL} = \sqrt{\frac{4\Delta f}{\eta}} \Phi_b = \sqrt{\Phi_{SL} \Phi_b} \quad (2.53)$$

onde Φ_{SL} é definido na equação (2.52). Comparando as equações (2.53) e (2.28), Φ_{SL} para um fotocondutor é um fator de $\sqrt{2}$ maior do que para um detector com g constante. Quando o mesmo é limitado pela corrente de emissão termiônica,

$$\Phi_{THL} = \sqrt{\frac{4\Delta f}{\eta} \frac{i_{th}}{\eta e g}} = \sqrt{\Phi_{SL} \frac{i_{th}}{\eta e g}} \quad (2.54)$$

Para cada fluxo equivalente de ruído, pode-se definir também a potência equivalente de ruído NEP , que é a potência incidente sobre o detector que gera na saída um sinal igual ao ruído rms:

$$NEP = \frac{i_n}{R} \quad (2.55)$$

Pode-se definir a NEP também como sendo o nível de sinal que produz uma relação sinal-ruído unitária. Jones (1952) verificou que a NEP é diretamente proporcional a $\sqrt{A_d \Delta f}$, que é independente das propriedades do material. Portanto, é mais conveniente comparar diferentes detectores utilizando a quantidade definida como detectividade D^* :

$$D^* = \frac{\sqrt{A_d \Delta f}}{NEP} = \frac{\sqrt{A_d \Delta f}}{i_n} R \quad (2.56)$$

A importância de D^* é que esta figura de mérito permite a comparação entre detectores do mesmo tipo, mas com áreas diferentes, sendo definida como a relação sinal-ruído rms (para uma largura de banda de 1Hz) por unidade rms de potência de radiação incidente, sendo expressa em $\text{cmHz}^{1/2}\text{W}^{-1}$. Uma D^* maior

significa uma NEP menor e, portanto, um detector mais sensível. No caso limitado pelo background,

$$D_{BL}^* = \frac{\sqrt{\eta}}{2h\nu} \frac{1}{\sqrt{\Phi_b/A_d}} = \frac{\sqrt{\eta}}{2h\nu \sin \theta} \frac{1}{\sqrt{M(T_b, \lambda_1, \lambda_2)}} \quad (2.57)$$

onde θ é o ângulo de meio-cone, e $M(T_b, \lambda_1, \lambda_2)$ é a exitância expressa pela equação (2.6) para a temperatura de cenário T_b . Visto que o único parâmetro do material na equação acima é a eficiência quântica η , D_{BL}^* pode ser aumentado somente através do aumento de η . Por outro lado, se a detecção é limitada pela corrente de emissão termiônica,

$$D_{THL}^* = \frac{\eta}{2} \sqrt{\frac{eg}{J_{th}}} \quad (2.58)$$

onde J_{th} é a densidade de corrente de emissão termiônica. Um D_{THL}^* maior significa um η maior, um g maior e uma corrente termiônica menor.

D^* é uma figura de mérito importante na comparação entre diferentes detectores, pois engloba os efeitos de η , g e J_{th} de um detector na sua sensibilidade. Entretanto, o valor de D^* apenas pode não ser suficiente para avaliação de um detector. Diferentes combinações de parâmetros de detectores podem resultar em valores idênticos de D^* , mas nem todos podem ser adequados para uma determinada aplicação. Mais do que isso, a detectividade não cobre outros fatores que também são importantes em detecção de infravermelho. Por exemplo, ela não faz referência sobre a uniformidade e a qualidade do material detector, e também não indica a impedância, a velocidade, a linearidade de resposta, e o nível de corrente do detector. Em imageamento térmico moderno de alta resolução, esses fatores são tão importantes quanto o valor de D^* .

A figura 2.8 mostra D_{BL}^* para dois fotocondutores ideais, sensíveis de 3 a 5 μm e 8 a 10 μm , respectivamente. η é assumido como sendo 1 nas duas regiões espectrais especificadas. O ângulo de meio-cone θ é assumido como sendo 14° e 90° respectivamente. $M(T_b, \lambda_1, \lambda_2)$ na equação (2.57) é dado pela equação (2.6). em $T_b = 300\text{K}$, D_{BL}^* na banda de 4 μm é $3,62 \times 10^{11} \text{cmHz}^{1/2}/\text{W}$, que é

aproximadamente duas vezes maior que D_{BL}^* ($= 1,79 \times 10^{11} \text{ cmHz}^{1/2}/\text{W}$) na banda de $9\mu\text{m}$.

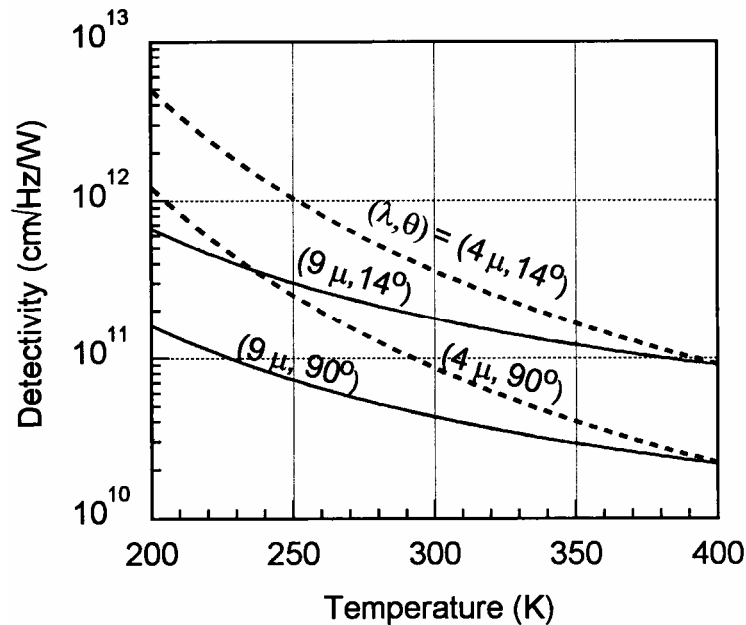


Figura 2.8 – A detectividade D^* de um fotocondutor ideal em duas bandas de comprimentos de onda.

Em temperaturas mais baixas, a diferença é até maior. O menor valor de D^* ocorrido na banda de $9\mu\text{m}$ indica um nível maior de ruído nessa banda por causa da radiação de fundo ser mais intensa (figura 2.1). Se um alvo emite o mesmo nível de radiação nas duas bandas, então é mais vantajoso detectar o objeto na faixa de comprimentos de onda menores. Entretanto, se o objeto tem uma temperatura similar com a do cenário, então o oposto é verdadeiro. Isto ocorre porque a detecção não depende somente da NEP , mas também do nível de sinal do alvo, que é mais forte na banda de $9\mu\text{m}$ abaixo de $T = 643\text{K}$. Na verdade, substituindo a expressão de D^* em ambos os casos limitados pelo background e pela emissão termiônica na equação (2.51), obtém-se que

$$\left(\frac{S}{N}\right)_p = (D^* E_s)^2 \frac{A_d}{\Delta f} \quad (2.59)$$

onde E_s é a irradiância média da fonte, e é dada por

$$E_s = \frac{P_s}{A_d} = L_s h\nu \Omega_s = \pi L_s h\nu \sin^2 \theta_s = M_s h\nu \sin^2 \theta \quad (2.60)$$

onde Ω_s é o ângulo sólido projetado da fonte, e L_s é a radiância da fonte dentro da respectiva banda. M_s é a abreviatura de $M(T, \lambda_1, \lambda_2)$ dado pela equação (2.6). A razão entre as relações $(S/N)_p$ dessas duas bandas para o caso limitado pelo background é

$$\frac{(S/N)_{9\mu m}}{(S/N)_{4\mu m}} = \left(\frac{D_{BL}^*(9\mu m) M(T_s, 8\mu m, 10\mu m) h\nu_{9\mu m}}{D_{BL}^*(4\mu m) M(T_s, 3\mu m, 5\mu m) h\nu_{4\mu m}} \right)^2 = 21 \quad (2.61)$$

onde foi assumida a temperatura da fonte como sendo $T_s = 300K$. Embora tanto a D_{BL}^* de um detector ideal quanto o contraste do cenário sejam menores na banda de $9\mu m$ por um fator de 2, a relação sinal-ruído pode ser 21 vezes maior, dependendo da temperatura da fonte. Portanto, é mais provável obter uma imagem térmica livre de ruído na banda de $9\mu m$. Observa-se que no exemplo acima, T_b é assumido com sendo igual a T_s . Pode-se na prática tratar o cenário de fundo como a fonte, sendo a detecção limitada pelo sinal. Embora Φ_{SL} seja diretamente proporcional a Δf e independente de A_d , e, portanto, D^* não possa ser definido neste caso, a razão entre as relações $(S/N)_p$ das duas bandas pode ser mostrada como sendo a mesma da equação (2.61).

Além da NEP e D^* , uma outra figura de mérito útil é a diferença de temperatura equivalente de ruído $NE\Delta T$, que é definida como a diferença de temperatura do cenário que produz uma diferença de potência igual à NEP do detector, sendo a menor diferença de temperatura do cenário que o detector pode detectar. Por definição,

$$NE\Delta T = \frac{NEP}{dP_b/dT} = \sqrt{\frac{\Delta f}{A_d}} \frac{1}{D^* \sin^2 \theta} \frac{1}{k_B M_b} \left(\frac{k_B T_b}{h\nu} \right)^2 \quad (2.62)$$

Quando o detector for limitado pelo background, substituindo-se a equação (2.57) na (2.62), obtém-se que

$$(NE\Delta T)_{BL} = \frac{\sqrt{2}}{C} \frac{1}{\sqrt{\eta\Phi_b\tau_d}} = \frac{\sqrt{2}}{C} \frac{1}{\sqrt{N_e/g}} \quad (2.63)$$

onde C é o contraste definido na equação (2.8), Φ_b é o fluxo do cenário sobre o detector, τ_d é o tempo de duração ou o tempo de integração da medida, N_e é o número de fotoelétrons do cenário coletados em τ_d , e g é o ganho fotocondutivo. A partir da equação (2.63), embora o contraste do cenário na banda de $9\mu\text{m}$ seja menor que na de $4\mu\text{m}$, o fluxo de fótons muito maior na banda de $9\mu\text{m}$ compensa o contraste menor, e a $NE\Delta T$ de um cenário a 300K na banda de $9\mu\text{m}$ é 1,84 vezes menor do que na banda de $4\mu\text{m}$, assumindo os mesmos parâmetros do detector nas duas bandas. A menor diferença de temperatura resolvida é devido à melhor relação sinal-ruído, apesar do contraste menor.

2.3. Teoria de poços quânticos

Quando camadas semicondutoras são crescidas de maneira que a camada do material com menor gap, suficientemente fina, fique entre as camadas do material com maior gap de energia, obtemos poços quânticos. Dessa forma há confinamento de portadores em níveis de energia bem definidos dentro do poço, tanto para a banda de condução quanto para a banda de valência. As energias dos estados de elétrons (buracos) na banda de condução (valência) dos poços quânticos são obtidas a partir da solução da equação de Schroedinger.

Mas qual largura de poço L_w é suficientemente pequena para produzir efeitos de confinamento quântico? Se a largura do poço for próxima ao comprimento de onda de de Broglie do elétron (Λ), então o confinamento quântico forma um poço de potencial. A expressão para o comprimento de onda de de Broglie é

$$\Lambda = \frac{h}{2\pi p} = \frac{\hbar}{p} \quad (2.64)$$

onde h é a constante de Planck, $\hbar = h/2\pi$ é a constante de Dirac, e p é o momento do elétron no material. Para o GaAs, os comprimentos de onda de de Broglie variam entre 10\AA e 500\AA (Dereniak *et al*, 1996).

Considerando um poço quântico retangular com uma altura de barreira V_0 , no caso unidimensional, a equação de Schrödinger independente do tempo é

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) \right) \phi(z) = E\phi(z) \quad (2.65)$$

a) Modelo de barreira infinita

Esse modelo é a forma mais simplificada para resolver o problema quântico em questão. Assumindo-se que V_0 é infinito, a função de onda vai a zero nas bordas. A solução para o modelo de barreira infinita satisfazendo as condições de contorno $\phi_n(0) = \phi_n(L_w) = 0$ é

$$\phi_n(z) = \sqrt{\frac{2}{L_w}} \sin\left(\frac{n\pi}{L_w} z\right) \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2.66)$$

com energia e número de onda correspondentes

$$E_n = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{n\pi}{L_w}\right)^2 \quad k_z = \frac{n\pi}{L_w} \quad (2.67)$$

isto é, a energia E_n e o número de onda k_z na direção z são quantizados. A função de onda é normalizada $\int_0^{L_w} |\phi_n(z)|^2 dz = 1$.

Considerando que a origem da coordenada $z = 0$ esteja no centro do poço, $V(+z) = V(-z)$, a solução pode ser apresentada em termos de funções pares ou ímpares através da consideração de paridade

$$\phi_n(z) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{L_w}} \sin\left(\frac{n\pi}{L_w} z\right), & n \text{ par} \\ \sqrt{\frac{2}{L_w}} \cos\left(\frac{n\pi}{L_w} z\right), & n \text{ ímpar} \end{cases} \quad (2.68)$$

que podem ser obtidas a partir da equação (2.66) substituindo-se z por $z + L/2$ e desconsiderando os sinais de menos, visto que pode-se escolher livremente a fase da função de onda. A consideração de paridade é útil visto que as propriedades de simetria do sistema estão empregadas; assim, as funções de onda têm propriedades de simetria associadas.

Em geral, se $V(+z) = V(-z)$, para qualquer solução $\phi_n(z)$ da equação de Schrödinger (2.65), $\phi_n(z)$ também será uma solução com a mesma auto-energia, conforme pode ser observado substituindo-se z por $-z$ na equação (2.65). Conseqüentemente, combinações lineares de $\phi_n(z)$ e $\phi_n(-z)$ também serão soluções. Especificamente,

$$\phi_e(z) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\phi(z) + \phi(-z)] \quad (2.69)$$

$$\phi_o(z) = \frac{1}{\sqrt{2}} [\phi(z) - \phi(-z)] \quad (2.70)$$

onde $\phi_e(z)$ é uma função par e $\phi_o(z)$ é uma função ímpar.

A solução completa para o poço de potencial $V(z)$ em um espaço tridimensional é obtida a partir de

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(z) \right] \psi(x, y, z) = E\psi(x, y, z) \quad (2.71)$$

A função de onda normalizada é

$$\psi(x, y, z) = \frac{e^{i(k_x x + k_y y)}}{\sqrt{A}} \phi_n(z) \quad (2.72)$$

com a energia correspondente

$$E = \frac{\hbar^2}{2m} \left[k_x^2 + k_y^2 + \left(\frac{n\pi}{L_w} \right)^2 \right] \quad (2.73)$$

onde $\phi_n(z)$ é a mesma da equação (2.66), e A é a área da seção transversal no plano x - y . A figura 2.9b apresenta o diagrama de dispersão de energia E vs k_x ou k_y para $n = 1$ e 2. Nos semicondutores, m deve ser substituído pela massa efetiva m^* dos portadores.

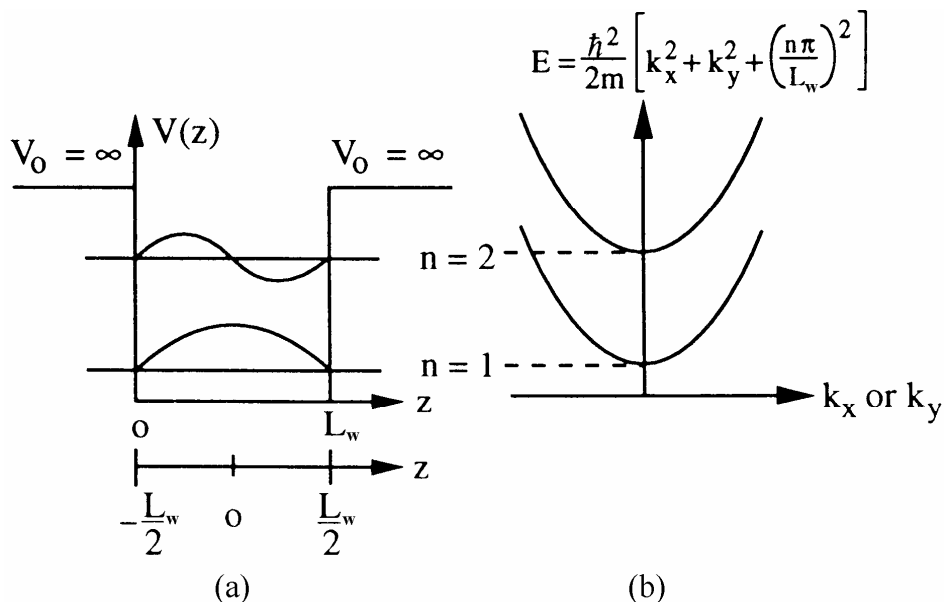


Figura 2.9 – (a) Poço quântico com largura L_w e barreira infinita $V_0 = \infty$. (b) A dispersão de energia no espaço k_x ou k_y usando a equação (2.73).

b) Modelo de barreira finita

Para um poço quântico com barreira finita, conforme mostrado na figura 2.10,

$$V(z) = \begin{cases} V_0, & |z| \geq \frac{L_w}{2} \\ 0, & |z| < \frac{L_w}{2} \end{cases} \quad (2.74)$$

Resolvendo a equação de Schrödinger

$$\left[-\frac{d}{dz} \frac{1}{m^*} \frac{d}{dz} + V(z) \right] \phi(z) = E\phi(z) \quad (2.75)$$

onde $m^* = m_w^*$ no poço e m_b^* na região da barreira. Deseja-se determinar as soluções de estados ligados, cujas energias estão entre 0 e V_0 .

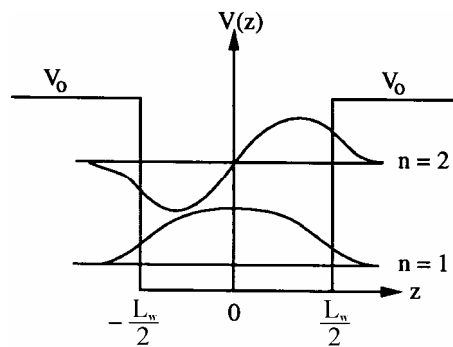


Figura 2.10 – Poço quântico com largura L_w é barreira finita com altura V_0 . Estão representados os níveis de energia para $n = 1$ e $n = 2$ e suas respectivas funções de onda.

Para as funções de onda pares, a solução é da forma

$$\phi(z) = \begin{cases} C_1 e^{-\alpha(|z|-L_w/2)}, & |z| \geq \frac{L_w}{2} \\ C_2 \cos kz, & |z| < \frac{L_w}{2} \end{cases} \quad (2.76)$$

onde

$$k = \frac{\sqrt{2m_w^* E}}{\hbar} \quad (2.77)$$

$$\alpha = \frac{\sqrt{2m_b^* (V_0 - E)}}{\hbar}$$

Usando as condições de contorno nas quais a função de onda ϕ e sua derivada dividida pela massa efetiva $(1/m^*)(d\phi/dz)$ são contínuas na interface entre a barreira e o poço, isto é,

$$\phi\left(\frac{L_w^+}{2}\right) = \phi\left(\frac{L_w^-}{2}\right) \quad (2.78)$$

e

$$\frac{1}{m_b^*} \frac{d}{dz} \phi\left(\frac{L_w^+}{2}\right) = \frac{1}{m_w^*} \frac{d}{dz} \phi\left(\frac{L_w^-}{2}\right) ,$$

obtem-se

$$\begin{aligned} C_1 &= C_2 \cos k \frac{L_w}{2} \\ \frac{\alpha}{m_b^*} C_1 &= \frac{k}{m_w^*} C_2 \sin k \frac{L_w}{2} \end{aligned} \quad (2.79)$$

Eliminando C_1 e C_2 , obtém-se a auto-equação (ou, condição de quantização)

$$\alpha = \frac{m_b^* k}{m_w^*} \tan k \frac{L_w}{2} \quad (2.80)$$

A auto-energia E pode ser encontrada a partir da equação acima através da substituição de k e α , definidos nas equações (2.77), na equação (2.80). Analogamente, para as funções de onda ímpares, obtém-se soluções na forma

$$\phi(z) = \begin{cases} C_1 e^{-\alpha(z-L_w/2)} , & z > \frac{L_w}{2} \\ C_2 \sin kz , & |z| \leq \frac{L_w}{2} \\ -C_1 e^{+\alpha(z+L_w/2)} , & z < -\frac{L_w}{2} \end{cases} \quad (2.81)$$

Aplicando as condições de contorno (2.78), obtém-se

$$\begin{aligned} C_1 &= C_2 \sin k \frac{L_w}{2} \\ -\frac{\alpha}{m_b^*} C_1 &= \frac{k}{m_w^*} C_2 \cos k \frac{L_w}{2} \end{aligned} \quad (2.82)$$

Assim, obtém-se a auto-equação dada por

$$\alpha = -\frac{m_b^* k}{m_w^*} \cot k \frac{L_w}{2}, \quad (2.83)$$

que determina a auto-energia E para a função de onda ímpar, novamente usando k e α , definidos nas equações (2.77). Em geral, as soluções para as auto-energias quantizadas podem ser obtidas localizando-se $(\alpha L_w/2)$ e $(kL_w/2)$ diretamente a partir de uma aproximação gráfica, visto que, a partir das equações (2.77), obtém-se

$$\left(k \frac{L_w}{2}\right)^2 + \frac{m_w^*}{m_b^*} \left(\alpha \frac{L_w}{2}\right)^2 = \frac{2m_w^* V_0}{\hbar^2} \left(\frac{L_w}{2}\right)^2 \quad (2.84)$$

e

$$\alpha \frac{L_w}{2} = \frac{m_b^*}{m_w^*} k \frac{L_w}{2} \tan k \frac{L_w}{2} \quad \text{soluções pares} \quad (2.85)$$

$$\alpha \frac{L_w}{2} = -\frac{m_b^*}{m_w^*} k \frac{L_w}{2} \cot k \frac{L_w}{2} \quad \text{soluções ímpares}$$

As equações acima podem ser resolvidas construindo-se um gráfico de $(\alpha L_w/2)$ vs $(kL_w/2)$, conforme mostrado na figura 2.11. Se $m_w^* = m_b^*$, a equação (2.84) é um círculo com raio $\sqrt{2m_w^* V_0} (L_w/2\hbar)$. Se $m_w^* \neq m_b^*$, define-se então $\alpha' \equiv \alpha \sqrt{m_w^*/m_b^*}$, e as equações (2.85) são reescritas da seguinte forma:

$$\alpha' \frac{L_w}{2} = \sqrt{\frac{m_b^*}{m_w^*}} k \frac{L_w}{2} \tan k \frac{L_w}{2} \quad (2.86)$$

$$\alpha' \frac{L_w}{2} = -\sqrt{\frac{m_b^*}{m_w^*}} k \frac{L_w}{2} \cot k \frac{L_w}{2}$$

Construindo-se o gráfico $(\alpha' L_w/2)$ vs $(kL_w/2)$, a equação (2.84) ainda é um círculo com o mesmo raio $\sqrt{2m_w^* V_0} (L_w/2\hbar)$. As soluções para α' e k são obtidas a partir

dos pontos de intersecção entre o círculo (2.84) e a curva tangente (2.86)a ou a curva cotangente (2.86)b, conforme ilustrado na figura 2.11.

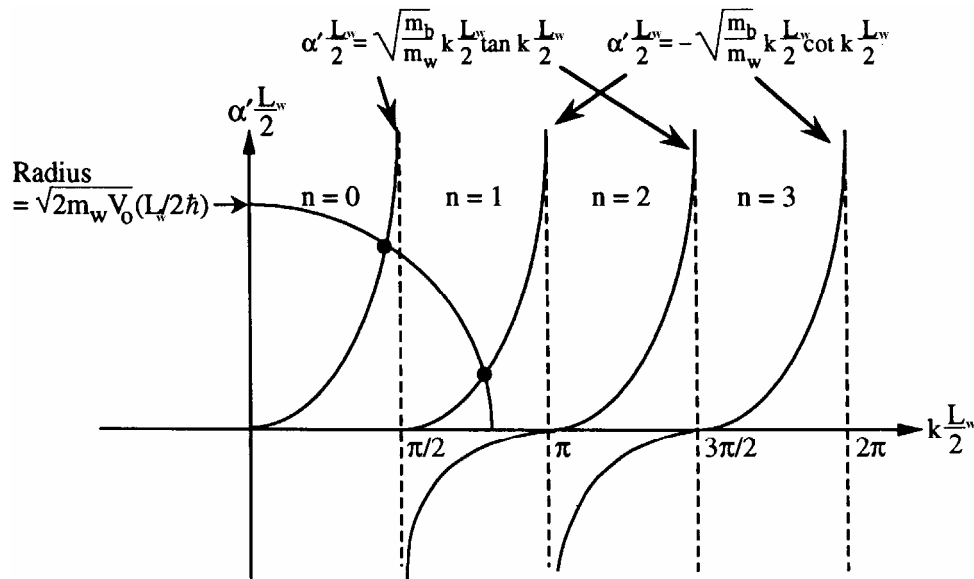


Figura 2.11 – Solução gráfica para a constante de decaimento α e o número de onda k de um poço quântico finito.

Observa-se que, se o raio do círculo está na região

$$(N - 1) \frac{\pi}{2} \leq \sqrt{2m_w^* V_0} \left(\frac{L_w}{2\hbar} \right) < N \frac{\pi}{2}, \quad (2.87)$$

então existem N soluções. Após resolver as auto-equações para α e k , obtém-se a energia quantizada E .

A solução de estado ligado ($E < V_0$) para funções pares, após a normalização

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\phi(z)|^2 dz = 1 \text{ é}$$

$$\phi(z) = \begin{cases} C \cos k \frac{L_w}{2} e^{-\alpha(|z|-L_w/2)} & |z| > \frac{L_w}{2} \\ C \cos kz & |z| < \frac{L_w}{2} \end{cases} \quad (2.88)$$

onde

$$C = \sqrt{\frac{2}{L_w + \frac{2}{\alpha} \left(\cos^2 k \frac{L_w}{2} + \frac{m_b^*}{m_w^*} \sin^2 k \frac{L_w}{2} \right)}} \quad (2.89)$$

Se $m_w^* = m_b^*$, obtém-se $C = \sqrt{2/(L_w + 2/\alpha)}$. O comprimento $L + (2/\alpha)$ é a largura do poço mais duas vezes a profundidade de penetração $1/\alpha$ sobre cada lado do poço. O fator de normalização C é semelhante ao caso do poço infinito (2.66), definindo-se uma largura de poço efetiva $L_w^{eff} = L_w + (2/\alpha)$. Para soluções ímpares, a solução é

$$\phi(z) = \begin{cases} C \sin k \frac{L_w}{2} e^{-\alpha(z-L_w/2)}, & z \geq \frac{L_w}{2} \\ C \sin kz, & |z| \leq \frac{L_w}{2} \\ -\sin k \frac{L_w}{2} e^{+\alpha(z+L_w/2)}, & z < -\frac{L_w}{2} \end{cases} \quad (2.90)$$

onde

$$C = \sqrt{\frac{2}{L_w + \frac{2}{\alpha} \left(\sin^2 k \frac{L_w}{2} + \frac{m_b^*}{m_w^*} \cos^2 k \frac{L_w}{2} \right)}} \quad (2.91)$$

Novamente C é reduzido na expressão $C = \sqrt{2/(L_w + 2/\alpha)}$ quando $m_w^* = m_b^*$.

Alternativamente, pode-se definir uma largura de poço efetiva L_w^{eff} usando a auto-energia E do estado fundamental obtida a partir da solução da auto-equação (2.86)a e definindo-a como sendo igual à energia do estado fundamental ($n = 1$) em um poço infinito:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\pi}{L_w^{eff}} \right)^2 \quad (2.92)$$

As funções de onda apropriadas ficam então da seguinte forma:

$$\phi_n(z) = \sqrt{\frac{2}{L_w^{eff}}} \sin \left(\frac{n\pi}{L_w^{eff}} z \right), \quad (2.93)$$

considerando a origem localizada na borda esquerda do poço infinito.

c) Cálculo da energia dos QWIPs

Baseado no modelo de barreira finita, Studart (2004) calculou a energia de transição entre o primeiro e o segundo nível na banda de condução ($E_2 - E_1$) em função da espessura do poço e da composição de alumínio na liga, originando o gráfico da figura 2.12. Considerando poços quânticos de GaAs-Al_xGa_{1-x}As, foram assumidos os seguintes parâmetros (Chuang, 1995), válidos a temperatura ambiente:

$$\begin{aligned} m_e^* &= (0,0665 + 0,0835x)m_0 & m_{hh}^* &= (0,34 + 0,0835x)m_0 \\ m_{lh}^* &= (0,094 + 0,043x)m_0 & E_g(x) &= 1,424 + 1,247x \text{ (eV)} \end{aligned} \quad (2.94)$$

$$\Delta E_g(x) = 1,247x \text{ (eV)} \quad \Delta E_c(x) = 0,67\Delta E_g \quad \Delta E_v(x) = 0,33\Delta E_g$$

onde m_0 é a massa do elétron livre, $0 < x < 0,45$ m_e^* , m_{hh}^* , e m_{lh}^* são as massas efetivas de elétrons, buracos pesados e buracos leves, respectivamente.

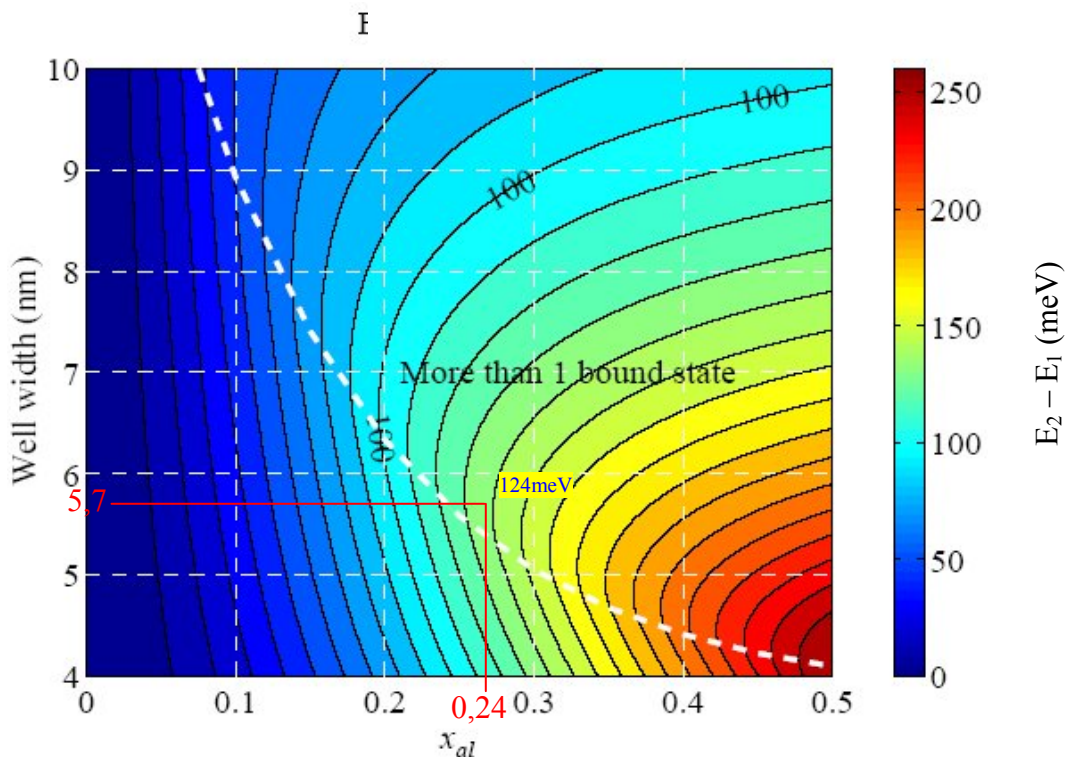


Figura 2.12 – Gráfico teórico da energia da transição intrabanda $E_2 - E_1$, em função da largura do poço e da proporção de Al na barreira (Studart, 2004)

A linha tracejada determina os valores para os quais o nível E_2 está no topo da barreira, caracterizando uma transição tipo B-Q (*bound-to-quasibound*) (a ser

explicada na seção 2.6 item c), estando o nível E_1 ligado ao poço. À direita da linha, o nível E_2 diminui e passa a estar dentro do poço, situação em que a transição ocorre totalmente entre estados ligados, denominada transição B-B (*bound-to-bound*). À esquerda da linha, o nível E_2 aumenta e ultrapassa o topo da barreira, passando a estar no contínuo de energia, caracterizando uma transição B-C (*bound-to-continuum*). Por exemplo, para detecção em $10\mu\text{m}$ (i.e., $E_2 - E_1 = 1,24/10 = 124\text{meV}$) e transição tipo B-Q, os valores correspondentes no gráfico são $x = 0,24$ e $L_w = 57\text{\AA}$. Quanto à barreira, esta não é determinante nos níveis de energia dentro do poço, mas deve ser suficientemente espessa para não haver tunelamento de elétrons entre os poços (o que invalidaria o modelo usado na elaboração do gráfico). Sendo assim, foi definido $L_b = 300\text{\AA}$. Quanto à quantidade de períodos (pares poço-barreira) na estrutura MQW, foi definida a quantidade típica de 50 períodos, conforme observado na literatura.

2.4. Poços quânticos múltiplos

Quando vários poços são crescidos, separados entre si por barreiras, temos uma estrutura de poços quânticos múltiplos (MQW). Se as barreiras forem suficientemente largas, os poços se comportarão como poços isolados e a estrutura será totalmente bidimensional, isto é, os portadores estarão confinados em apenas uma direção. É o caso de barreiras maiores que 50\AA no sistema AlGaAs/GaAs (Andrews *et al*, 1988). Para estruturas com barreiras estreitas, chamadas de super-redes, ocorre a superposição das funções de onda dentro dos poços, formando minibandas de energia.

Um requisito importante para a qualidade da estrutura MQW é o casamento das redes cristalinas dos dois materiais que estão sendo crescidos. Essa condição naturalmente é uma restrição na seleção dos materiais que podem ser usados para formar estruturas de poços quânticos. Entretanto, a natureza nos deu um razoável grau de liberdade. A figura 2.13 mostra um gráfico da energia da banda proibida na temperatura de $4,2\text{K}$ em função do parâmetro de rede, para vários semicondutores de estrutura cristalina do tipo *zinc-blende*, juntamente com o Si e o Ge. As linhas representam ligas ternárias exceto para Si-Ge, GaAs-Ge e InAs-GaSb. As regiões hachuradas englobam diversas famílias de semicondutores com

parâmetros de rede semelhantes. Os semicondutores MnSe e MnTe não aparecem nesse gráfico porque não possuem estruturas cristalinas do tipo zinc-blende. As estruturas estudadas mais intensamente estão baseadas no sistema de materiais GaAs/Al_xGa_{1-x}As, cujo casamento de redes é quase perfeito para quaisquer valores de x.

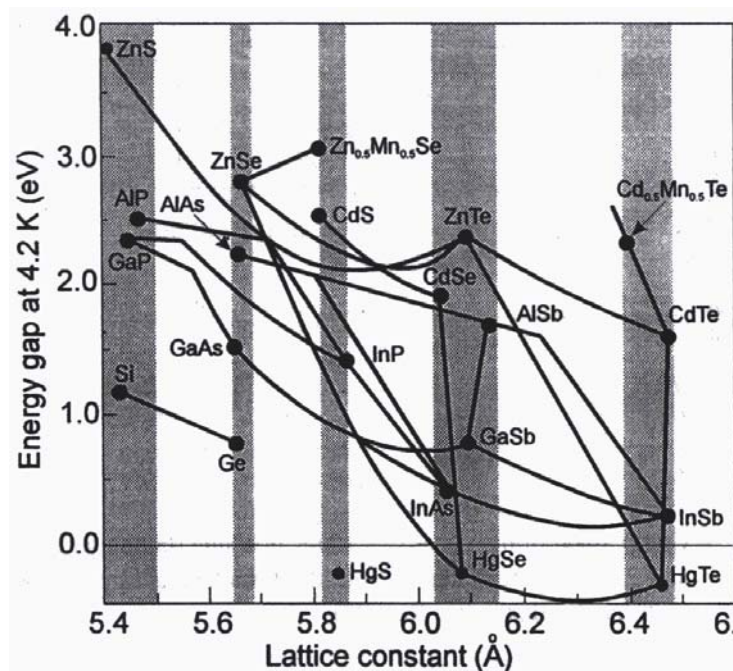


Figura 2.13 – Gráfico da energia da banda proibida em baixa temperatura de semicondutores com estrutura cristalina do tipo zinc-blende e diamante versus parâmetro de rede. (Esaki, 1986)

2.5. Transições intrabanda em estruturas MQW

Na presença de radiação infravermelha, o espaçamento intrabanda de uma estrutura de poços quânticos determina a energia de absorção e, portanto, o comprimento de onda de pico de detecção da estrutura. Além do comprimento de onda de detecção, outro parâmetro de interesse é o coeficiente de absorção $\alpha(\hbar\omega)$, que representa a fração de fótons absorvidos por unidade de distância:

$$\alpha = \frac{\text{número de fótons absorvidos por unidade de volume por segundo}}{\text{número de fótons injetados por unidade de área por segundo}} \quad (2.95)$$

Para obter $\alpha(\hbar\omega)$, é necessário calcular o momento de dipolo óptico. Considerando a transição intrabanda do estado fundamental

$$\psi_a(\mathbf{r}) = \frac{e^{i\mathbf{k}_t \cdot \boldsymbol{\rho}}}{\sqrt{A}} \phi_1(z) \quad (2.96)$$

para o primeiro estado excitado

$$\psi_b(\mathbf{r}) = \frac{e^{i\mathbf{k}'_t \cdot \boldsymbol{\rho}}}{\sqrt{A}} \phi_2(z) \quad , \quad (2.97)$$

onde $\mathbf{r} = x\hat{x} + y\hat{y} + z\hat{z}$ é o vetor posição, $\mathbf{k}_t = k_x\hat{x} + k_y\hat{y}$ e $\mathbf{k}'_t = k'_x\hat{x} + k'_y\hat{y}$ são os vetores de onda transversais, e $\boldsymbol{\rho} = x\hat{x} + y\hat{y}$ é o vetor posição no plano do poço quântico, o momento de dipolo óptico $\boldsymbol{\mu}_{ba}$ é expresso por (Chuang, 1995):

$$\boldsymbol{\mu}_{ba} = \langle \psi_b | e\mathbf{r} | \psi_a \rangle = \left\langle \frac{e^{i\mathbf{k}'_t \cdot \boldsymbol{\rho}}}{\sqrt{A}} \phi_2 | e\mathbf{r} | \frac{e^{i\mathbf{k}_t \cdot \boldsymbol{\rho}}}{\sqrt{A}} \phi_1 \right\rangle = \delta_{\mathbf{k}_t, \mathbf{k}'_t} \langle \phi_2 | ez | \phi_1 \rangle \hat{z} \quad , \quad (2.98)$$

possuindo somente a componente z , devido à condição ortonormal $\langle \phi_2 | \phi_1 \rangle = 0$.

O coeficiente de absorção $\alpha(\hbar\omega)$, é dado pela seguinte expressão (Chuang, 1995):

$$\alpha(\hbar\omega) = \left(\frac{\omega}{n_r c \varepsilon_0} \right) \frac{|\mu_{21}|^2 (\Gamma/2)}{(E_2 - E_1 - \hbar\omega)^2 + (\Gamma/2)^2} (N_1 - N_2) \quad (2.99)$$

onde $\mu_{21} = \langle \phi_2 | ez | \phi_1 \rangle = \int \phi_2^*(z) ez \phi_1(z) dz$ é o momento de dipolo intrabanda, Γ é a largura de linha Lorentziana, ε_0 é a permissividade no vácuo, E_i é a energia na subbanda i e N_i é o respectivo número de elétrons por unidade de volume, expresso por

$$N_i = \frac{m_e^* k_B T}{\pi \hbar^2 L_w} \ln \left(1 + e^{(E_F - E_i)/k_B T} \right). \quad (2.100)$$

Portanto, $\alpha(h\omega)$ só é não nulo para $\hat{e} = \hat{z}$ (polarização TM) visto que as componentes x e y de μ_{2l} são zero.

2.6. Tipos de QWIPs de GaAs/AlGaAs

a) QWIPs tipo B-B

O primeiro QWIP onde a transição ocorre entre dois estados ligados, também chamado de *bound-to-bound* (B-B) foi demonstrado por Levine *et al* (1987b), o qual consistia de 50 períodos de GaAs com $L_w = 65\text{\AA}$ e barreiras de $\text{Al}_{0,25}\text{Ga}_{0,75}\text{As}$ com $L_b = 95\text{\AA}$, inseridos entre camadas de GaAs de contato superior ($0,5\mu\text{m}$ de espessura) e inferior ($1\mu\text{m}$ de espessura). Os poços de GaAs foram dopados com $N_D = 1,4 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$ e as camadas de contato foram dopadas com $N_D = 4 \times 10^{18}\text{cm}^{-3}$. Essa estrutura foi crescida por epitaxia de feixe molecular (MBE). Essas espessuras e composições foram escolhidas para produzir somente dois estados dentro do poço quântico com espaçamento de energia resultando em um comprimento de onda de pico de $10\mu\text{m}$. O espectro de absorção medido (Levine *et al*, 1987b) apresentou pico em $\lambda_p = 10,9\mu\text{m}$, com largura a meia altura de $\Delta\nu = 97\text{cm}^{-1}$.

Após a absorção dos fótons de infravermelho, os portadores fotoexcitados podem ser transportados ao longo do plano dos poços quânticos (com um campo elétrico ao longo dos poços quânticos) ou perpendicular aos poços (com um campo elétrico perpendicular às camadas epitaxiais). O transporte perpendicular é superior ao paralelo (Wheeler e Goldberg, 1975) visto que a diferença entre as mobilidades de estado-excitado e estado fundamental é muito maior no segundo caso, conseqüentemente o transporte perpendicular aos poços quânticos (i.e., à direção de crescimento), gera uma fotocorrente substancialmente alta. Além disso, as barreiras bloqueiam o transporte de portadores no estado fundamental nos poços quânticos, diminuindo assim a corrente de escuro. Por essas razões, QWIPs são baseados no escape e transporte perpendicular dos portadores fotoexcitados, conforme ilustrado na figura 2.14.

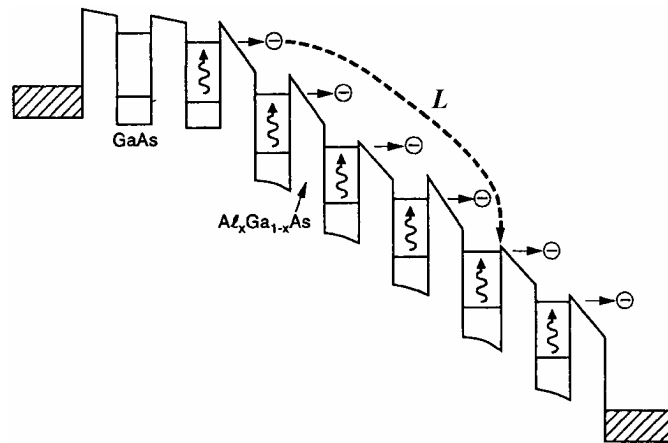


Figura 2.14 – Diagrama de bandas de condução para um QWIP B-B, mostrando a fotoexcitação (transição intrabanda) e tunelamento para fora do poço. L é o livre caminho médio percorrido pelo elétron antes de absorvido (Levine, 1993).

b) QWIPs tipo B-C

Conforme mencionado anteriormente, os QWIPs B-B contém dois estados ligados. Através da redução da largura do poço quântico, é possível empurrar a forte absorção intrabanda B-B para dentro do contínuo, resultando em uma forte absorção intrabanda entre um estado ligado e um estado “virtual” no contínuo, denominada *bound-to-continuum* (B-C). A principal vantagem do QWIP deste tipo é que o elétron fotoexcitado pode escapar do poço quântico para os estados de transporte contínuo sem tunelamento através da barreira, conforme ilustrado na figura 2.15. Como resultado, a polarização requerida para coletar eficientemente os fotoelétrons pode ser reduzida sensivelmente, diminuindo assim a corrente de escuro.

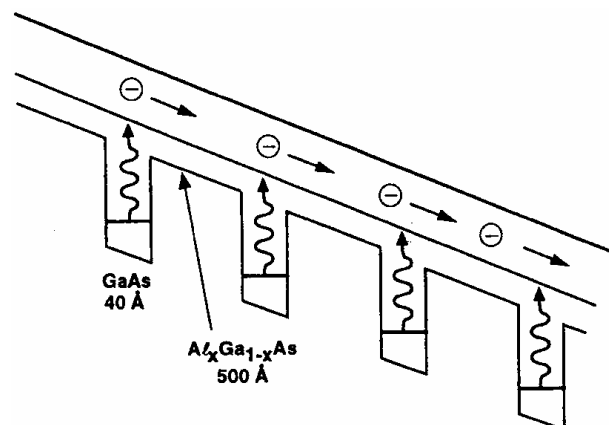


Figura 2.15 – Diagrama de bandas de condução para um QWIP B-C, mostrando a fotoexcitação e o processo de transporte de elétrons quentes (Levine, 1993).

Devido ao fato de que os fotoelétrons não precisam sofrer tunelamento através das barreiras, a espessura da barreira de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ do QWIP B-C pode ser aumentada sem que haja redução da eficiência de coleta dos fotoelétrons. Aumentando a largura da barreira de algumas dezenas de ângstrons para 500\AA pode-se reduzir o tunelamento no estado fundamental por uma ordem de grandeza. Através dessas melhorias, Levine *et al* (1990) demonstrou com sucesso o primeiro QWIP B-C com um desempenho significativamente superior (detectividade de $3 \times 10^{10} \text{cm}\sqrt{\text{Hz}}/W$ em 68K para um QWIP que tinha comprimento de onda de corte de $10\mu\text{m}$).

c) QWIPs tipo B-Q

A melhoria do desempenho de um QWIP depende bastante da minimização da corrente parasita (corrente de escuro) que prejudica os fotodetectores em geral. A corrente de escuro é a corrente que flui através de um detector polarizado no escuro, isto é, sem fótons incidindo sobre o mesmo. Em temperaturas acima de 45K (típica para $\lambda < 14\mu\text{m}$), a corrente de escuro do QWIP é dominada pela emissão termiônica clássica dos elétrons no estado fundamental diretamente de dentro do poço para o contínuo de energia (Gunapala e Bandara, 1995). A minimização da corrente de escuro é crítica para o sucesso comercial do QWIP, pois possibilita a operação do detector em temperaturas mais elevadas.

Portanto, Gunapala e Bandara (1995) desenvolveram o poço quântico com transição entre um estado ligado e um “quase ligado”, denominada *bound-to-quasibound* (B-Q) através do posicionamento do primeiro nível excitado exatamente no topo do poço, conforme ilustrado na figura 2.16.

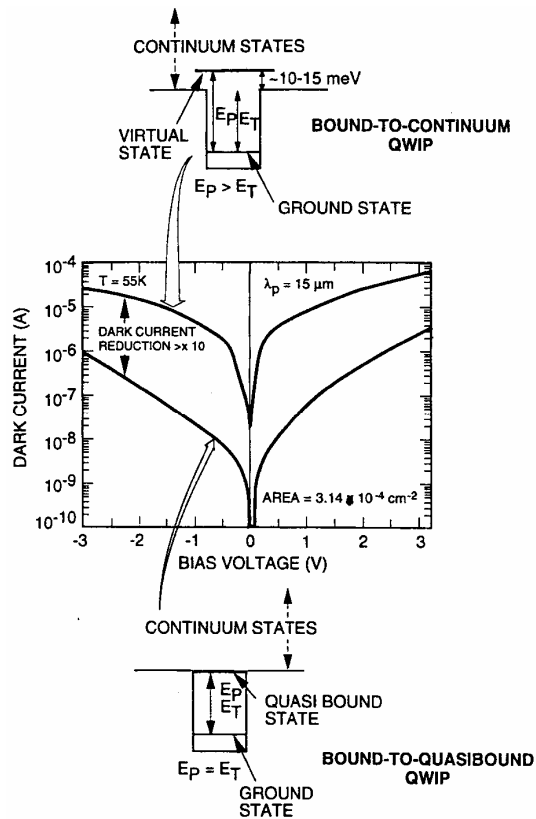


Figura 2.16 – Comparação entre as correntes de escuro de dois QWIPs VLWIR, um B-C e outro B-Q, em função da tensão de polarização em $T = 45\text{K}$ (Gunapala *et al*, 1997).

Os QWIPs com melhor desempenho até então tinham sido desenvolvidos por Levine *et al* (1988) na AT&T Bell Laboratories, e eram do tipo B-C, nos quais o primeiro estado excitado estava na banda contínua de energia acima do topo do poço quântico (tipicamente 10meV). Descendo o primeiro estado excitado para o topo do poço quântico, a barreira para emissão termiônica (aproximadamente a altura de energia a partir do estado fundamental até o topo do poço) é $\sim 10\text{meV}$ maior no QWIP B-Q do que no tipo B-C, reduzindo significativamente a corrente de escuro em temperaturas de operação elevadas. A vantagem do QWIP B-Q sobre o B-C é que no primeiro tipo a barreira de energia para emissão termiônica é igual à barreira para fotoionização, como ilustrado na figura 2.16. No caso de um QWIP B-C a barreira de energia para emissão termiônica é $10\text{-}15\text{meV}$ menor do que para fotoionização. Assim, a corrente de escuro do tipo B-Q é reduzida em uma ordem de grandeza, conforme ilustrado na figura 2.16.

d) QWIPs de banda larga

Uma estrutura MQW de banda larga pode ser feita através da repetição periódica de um conjunto de poços quânticos com parâmetros ligeiramente diferentes, tais como largura de poço e altura da barreira. O primeiro dispositivo baseado nesse tipo de estrutura (mostrado na figura 2.17), demonstrado por Bandara *et al* (1998), tem 33 conjuntos de três poços de GaAs, com barreiras de AlGaAs de 575\AA de espessura separando os conjuntos entre si. As espessuras dos três poços foram projetadas para responder em torno de 13, 14 e $15\mu\text{m}$, respectivamente. Esses poços quânticos são separados por barreiras de AlGaAs com 75\AA de espessura. A fração molar de Al nas barreiras ao longo da estrutura foi escolhida de tal modo que o poço de $13\mu\text{m}$ opere no modo B-Q. O alargamento do nível de energia do estado excitado foi melhorado devido à superposição das funções de onda associadas aos estados excitados dos poços quânticos separados pelas barreiras finas. Cálculos mostram o espalhamento dos níveis de energia de estados excitados em torno de 28meV (Gunapala *et al*, 2000). Uma curva experimental de responsividade em $V_B = -3\text{V}$ apresentou alargamento da resposta espectral de até $\Delta\lambda \sim 5,5\mu\text{m}$ (i.e., FWHM de $10,5$ para $16\mu\text{m}$). Esse alargamento $\Delta\lambda/\lambda_p \sim 42\%$ representa um aumento de aproximadamente 400% comparado com um QWIP B-Q típico.

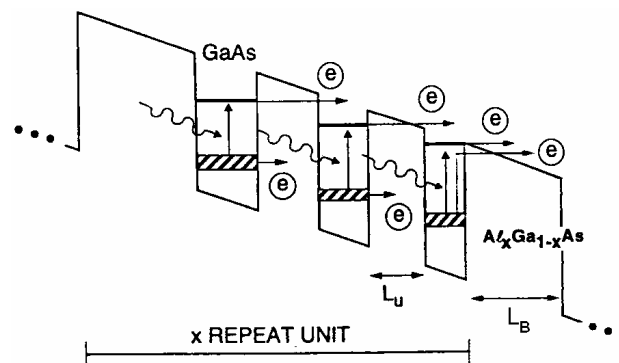


Figura 2.17 – Diagrama de bandas de condução em um QWIP de banda larga sob a aplicação de um campo elétrico externo (Bandara *et al*, 1998b).

e) QWIPs tipo BM-BM

Quando o comprimento de onda de de Broglie do portador se torna comparável à espessura da barreira na super-rede, as funções de onda dos poços

individuais tendem a se superpor devido ao tunelamento, e minibandas de energia são formadas. As minibandas ocorrem quando a tensão de polarização através de um período da super-rede se torna menor que a largura da minibanda (Capasso *et al*, 1986).

O detector baseado em uma super-rede com minibandas usa o conceito de fotoexcitação de infravermelho entre minibandas (estado fundamental e primeiro estado excitado) e o transporte desses elétrons fotoexcitados ao longo da minibanda de estados excitados.

Os primeiros trabalhos experimentais sobre detectores de infravermelho envolvendo o conceito transição entre minibandas foram desenvolvidos por Kastalsky *et al* (1988). A resposta espectral dos detectores de GaAs–AlGaAs produzidos estava na faixa de 3,6 a 6,3 μm e indicava que era possível obter uma detecção com baixo ruído sem o uso de um potencial externo (tensão de polarização). Foram publicadas por O *et al* (1990) observações experimentais e uma análise teórica relacionada com esse tipo de detector com pico de absorção na região do infravermelho distante (8 – 12 μm). Ambos os detectores mencionados são baseados em uma transição entre dois estados ligados, cada um pertencente a uma minibanda (duas minibandas abaixo do topo da barreira) e uma barreira plana entre a super-rede e a camada coletora para bloquear a corrente de escuro devido ao tunelamento na minibanda do estado fundamental.

Para reduzir ainda mais a corrente de escuro devido ao tunelamento na minibanda do estado fundamental, Bandara *et al* (1992) usaram uma barreira de passo quadrada no final da super-rede. Essa estrutura, ilustrada na figura 2.18, foi crescida por MBE e consiste de 50 períodos de poços quânticos de GaAs com 90Å de espessura e barreiras de Al_{0,21}Ga_{0,79}As com 45Å de espessura. Uma barreira de bloqueio de Al_{0,15}Ga_{0,85}As com 600Å foi projetada de modo a possuir duas minibandas abaixo do topo da barreira, com o degrau sendo menor que a base da primeira minibanda de estado excitado, mas maior do que o topo da minibanda de estado fundamental. A resposta espectral foi medida a 20K com uma tensão de polarização de 240mV ao longo do detector, e a 60K com 240mV de polarização. A banda de resposta experimental desse detector estava com pico de resposta em 14,5 μm . A queda rápida na fotocorrente para tensões de

polarização maiores foi observada a atribuída ao desacoplamento progressivo da minibanda assim como o decréscimo rápido na impedância do detector.

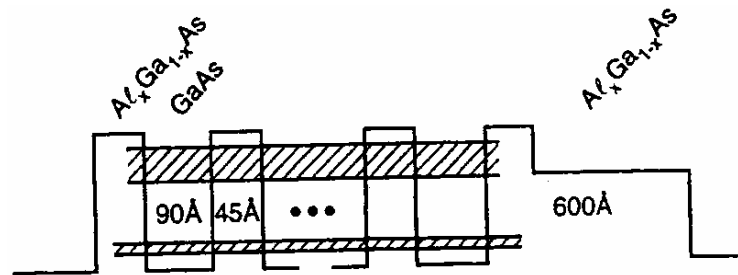


Figura 2.18 – Parâmetros e diagrama de bandas de condução para detector de GaAs/ $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ baseado em uma super-rede com minibandas com $\lambda_p \sim 15\mu\text{m}$ (Bandara *et al*, 1988).

O pico de responsividade desse detector a 20 e 60K são 97 e 86mA/W para luz não polarizada. Baseado nesses valores e medidas de ruído, a detectividade estimada a 20 e 60K são $1,5 \times 10^9$ e $9 \times 10^8 \text{cm}\sqrt{\text{Hz}}/\text{W}$, respectivamente. Embora esse detector opere sob condições modestas de polarização e potência, a detectividade demonstrada é relativamente menor do que para QWIPs usuais. Isto ocorre principalmente devido à baixa eficiência de coleta. Embora exista absorção suficiente entre as minibandas, somente elétrons fotoexcitados em poucos poços quânticos próximos ao contato do detector contribuem para a fotocorrente.

f) QWIPs tipo BM-CM

Pode-se imaginar que, posicionando a minibanda de estados excitados dentro do contínuo, o transporte dos elétrons fotoexcitados (i.e., a responsividade do detector) poderia ser melhorado, semelhante ao caso dos detectores B-C de barreira larga discutidos anteriormente (item b). É esperado que um detector baseado na fotoexcitação a partir de uma minibanda abaixo do topo das barreiras para outra acima apresente um desempenho superior. Gunapala *et al* (1991) propôs e demonstrou esse tipo de fotocondutor com transição entre uma minibanda ligada e outra no contínuo, (*bound-to-continuum miniband* – BM-CM) baseado em super-rede de GaAs– $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ operando na faixa espectral de 5 a $9\mu\text{m}$ (ilustrado na figura 2.19). A estrutura deles apresentou uma melhoria de mais

de uma ordem de magnitude no transporte de elétrons e no desempenho do detector, comparada com os detectores BM-BM. Entretanto, embora a responsividade seja melhorada por meio do posicionamento da minibanda de estados excitados dentro do contínuo, também ocorre o aumento da corrente de escuro termiônica devido à menor altura da barreira.

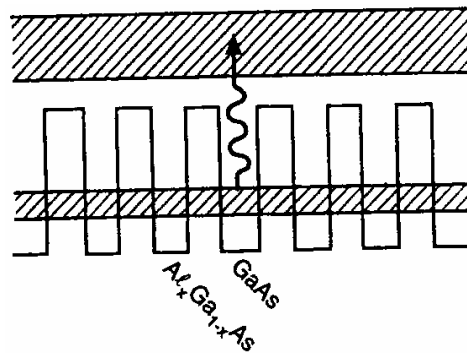


Figura 2.19 – Estrutura de dispositivo BM-CM (Gunapala *et al*, 1991).

g) QWIPs tipo B-M

Yu e Li (1991) e Yu *et al* (1991) propuseram e desenvolveram um QWIP de transporte em minibanda que contém dois estados ligados, com o de maior energia em ressonância com a minibanda fundamental nas barreiras da super-rede (figura 2.20a). Nessa aproximação, a radiação IR é absorvida nos poços quânticos dopados, excitando um elétron para a minibanda. Esse elétron é transportado dentro da minibanda até ser coletado ou então recapturado em outro poço quântico. Dessa forma, a operação dessa estrutura é análoga à de um QWIP B-C (os estados contínuos acima das barreiras são substituídos pela minibanda ao longo das barreiras da super-rede). O QWIPs B-M apresenta um ganho fotocondutivo inferior ao do B-C porque o transporte dos elétrons fotoexcitados ocorre dentro da minibanda, na qual os elétrons precisam atravessar muitas barreiras finas de potencial, resultando numa mobilidade baixa (Gunapala *et al*, 2000). A largura de banda do espectro de absorção é controlada pela posição da minibanda, relativa ao topo da barreira, assim como pela largura da minibanda, que varia exponencialmente com a espessura das barreiras da super-rede. Faska *et al* (1992) adotou essa estrutura B-M e apresentou excelentes imagens no IR longo com uma câmera de FPA de 256x256 elementos. Os QWIPs B-M foram demonstrados usando o sistema GaAs/AlGaAs. Yu *et al* (1992) propôs uma

estrutura B-M de passo (*step bound-to-miniband*), com o objetivo de reduzir a corrente de escuro, melhorando o desempenho do detector. Essa estrutura consiste de super-redes com barreiras de GaAs/AlGaAs e, entre cada super-rede, poços quânticos de $\text{In}_{0,07}\text{Ga}_{0,93}\text{As}$ mais profundos são colocados, conforme mostrado na figura 2.20b.

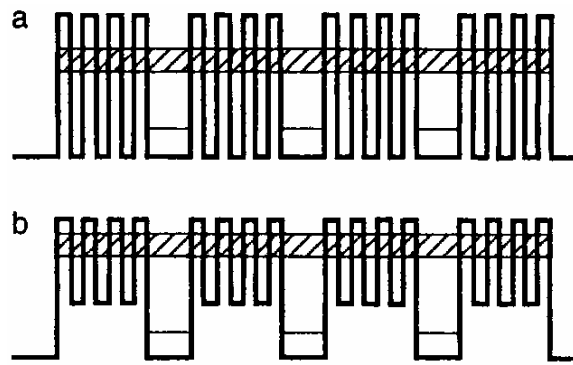


Figura 2.20 – Diagrama de bandas de condução para estruturas QWIP tipo (a) B-M e (b) B-M de passo (Levine, 1993).

2.7. Acoplamento óptico para QWIPs

Um fator chave no desempenho de QWIPs é o esquema de acoplamento da luz. Uma característica dos QWIPs tipo-n é que a força de absorção óptica é proporcional à componente do campo elétrico normal aos poços, i.e., na direção z de crescimento. Conseqüentemente, os fótons com incidência perpendicular ao QWIP, cujo campo elétrico está contido no plano dos poços, não são absorvidos. Portanto, esses detectores devem ser iluminados através de uma face polida a 45° . Para imageamento, é necessário acoplar a luz uniformemente às matrizes FPA 2-D, de modo que uma grade de difração ou estrutura semelhante é fabricada sobre um lado dos detectores para redirecionar a radiação com incidência normal para ângulos de propagação mais favoráveis à absorção. Os diversos mecanismos de acoplamento usados são apresentados na figura 2.21. Os pixels da matriz FPA têm seus substratos polidos para reduzir a espessura de aproximadamente $350\mu\text{m}$ para até $5\mu\text{m}$. Essa redução na espessura tem duas funções: refletir a luz difratada de volta para o detector, num efeito de guia de onda, e acomodar a diferença de expansão térmica com o circuito integrado de leitura (ROIC) à base de Si.

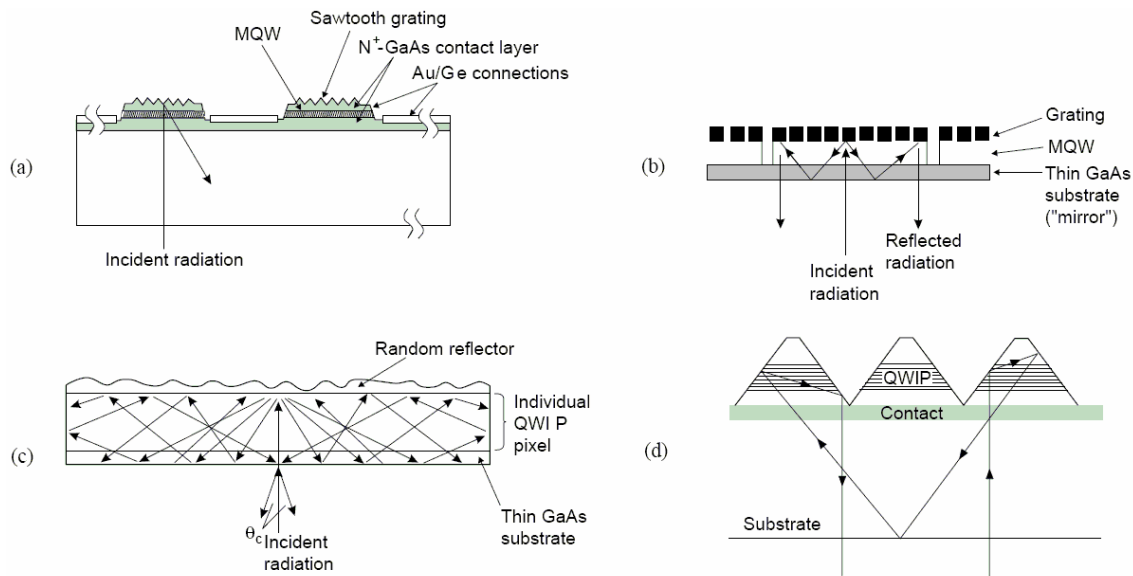


Figura 2.21 – Mecanismos de acoplamento da luz usados em QWIPs: (a) grade de difração linear ou bidimensional sobre cada detector, (b) grade com cavidade óptica, (c) refletor de espalhamento aleatório e (d) poços quânticos com estrutura corrugada (Rogalski, 2003).

No processamento das amostras desenvolvidas neste trabalho, foram utilizados dois tipos de geometria de acoplamento da luz: com incidência a 45° e com grades de difração 2D. No capítulo 3 são apresentadas as diversas etapas do processamento das amostras.

a) Grade de difração

Para redirecionar a luz incidente da direção normal para a paralela, Hasnain *et al* (1989) usaram pela primeira vez uma grade de difração gravada quimicamente em um QWIP. Andersson e Lundqvist (1991a, 1991b e 1992) avançaram bastante no projeto de grades de difração para este fim. Eles propuseram o uso de estruturas de grades com dimensões específicas para uma determinada faixa de comprimentos de onda. A estrutura típica de uma grade de difração pode ser lamelar ou cruzada. Uma grade lamelar consiste em uma disposição de canais (ranhuras) paralelos. Uma grade cruzada possui cavidades quadradas periódicas nas duas direções ortogonais. Essas cavidades são cobertas com metal para que haja reflexão da luz. A figura 2.22 apresenta o diagrama esquemático de uma grade de difração cruzada. A estrutura da grade é fabricada normalmente por corrosão a plasma para reproduzir com precisão as dimensões

desejadas. As grades desenvolvidas neste trabalho foram confeccionadas a partir de corrosão por via úmida, utilizando uma solução ácida de $8\text{H}_2\text{SO}_4:7\text{H}_2\text{O}_2:80\text{H}_2\text{O}$ (mais detalhes no capítulo 3).

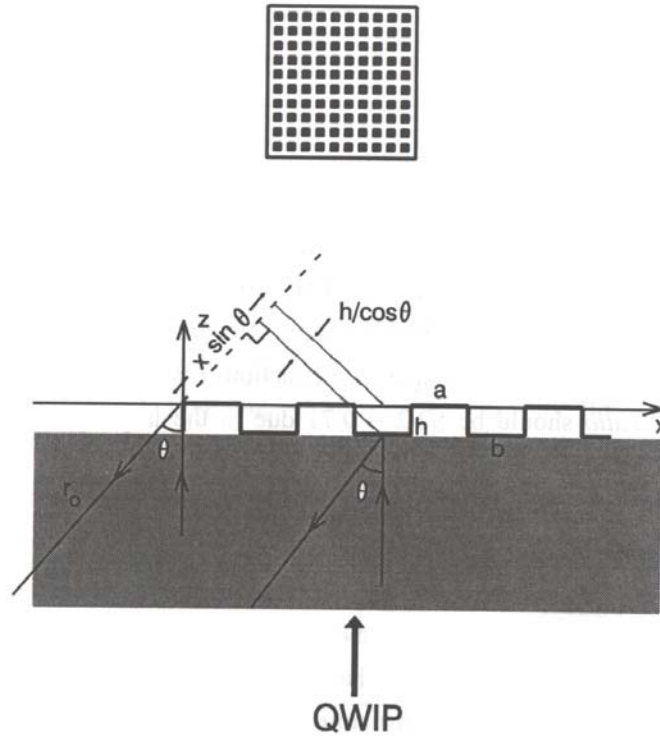


Figura 2.22 – Vistas de topo e lateral de uma grade de difração por reflexão (Choi, 1997).

Para descrever o efeito de difração de uma grade, será utilizada uma versão simplificada da fórmula de Fresnel-Kirchoff:

$$E_p = C \int e^{ikr} dA \quad (2.101)$$

onde E_p é o campo elétrico no ponto p na amostra, C é uma constante, k é o vetor de onda do fóton no material, r é o comprimento do caminho óptico entre a grade e o ponto p , e A é a área da grade. A equação (2.101) estabelece que a distribuição angular da luz difratada é obtida simplesmente através da integração do fator de fase e^{ikr} sobre a área da grade, sendo válida somente para distribuição de campo distante. Começando com grades lamelares e usando as coordenadas na figura 2.22, E_p pode ser expressa por

$$\begin{aligned}
E_p = & C e^{ikr_0} \sum_{n=0}^N \int_{n(a+b)}^{n(a+b)+a} \exp(ikx \sin \theta) L dx + \\
& + C e^{ikr_0} \sum_{n=0}^N \int_{a+n(a+b)}^{(n+1)(a+b)} \exp[ikx \sin \theta - h(1 + \cos \theta)] L dx
\end{aligned} \tag{2.102}$$

onde o primeiro termo é a contribuição das superfícies de topo dos canais e o segundo termo vem das superfícies de base dos canais. Na equação (2.102), a e b são as larguras das superfícies de topo e de base dos canais, h é a profundidade dos canais, L é o tamanho linear da grade, N é o número de canais, e r_0 é o comprimento do caminho do primeiro canal. Simplificando a equação (2.102), obtém-se que

$$\begin{aligned}
E_p = & CLN e^{ikr_0} e^{i(N-1)\gamma} \left(\frac{\sin N\gamma}{N \sin \gamma} \right) \left\{ a e^{i\beta} \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right) + \right. \\
& \left. + b e^{i\beta'} \left(\frac{\sin \beta'}{\beta'} \right) \exp \left\{ ik \left[a \sin \theta - h(1 + \cos \theta) \right] \right\} \right\},
\end{aligned} \tag{2.103}$$

onde

$$\gamma = \frac{1}{2} k (a + b) \sin \theta = \frac{\pi}{\lambda_s} (a + b) \sin \theta \tag{2.104}$$

e

$$\begin{bmatrix} \beta \\ \beta' \end{bmatrix} = \frac{\pi}{\lambda_s} \begin{bmatrix} a \\ b \end{bmatrix} \sin \theta \tag{2.105}$$

onde λ_s é o comprimento de onda da luz dentro da amostra. Assim, a partir da equação (2.103), E_p atinge um máximo local sempre que $\gamma = m\pi$, de onde se obtém a equação da grade:

$$\sin \theta_m = \frac{m\lambda}{nd} \tag{2.106}$$

onde θ_m é o ângulo de difração de ordem m , λ é o comprimento de onda no espaço livre, $d = a + b$ é a periodicidade da grade e n é o índice de refração do MQW em λ . Para girar em 90° a polarização da luz incidente, d é projetado como $d = \lambda/n$ de

modo que a primeira ordem de difração se propague paralela às camadas do material. Por exemplo, assumindo $n = 3,1$, d é $3\mu\text{m}$ para luz de $9,3\mu\text{m}$.

Os fatores $(\sin\beta/\beta)^2$ e $(\sin\beta'/\beta')^2$ são os padrões de difração de fenda simples (*single-slit*) das superfícies dos canais individuais. Eles determinam as magnitudes relativas entre as diferentes ordens. Normalmente, se somente as superfícies de topo dos canais ou as de base refletem a luz, somente uma fração da intensidade luminosa será refletida de volta para a amostra para absorção. Além disso, visto que a difração de ordem zero é sempre mais forte que a difração de primeira ordem, somente uma pequena fração da intensidade luminosa será acoplada na primeira ordem. Entretanto, usando ambas as superfícies dos canais para refletir a luz, a presente grade permite que toda a radiação seja refletida de volta para a amostra, e com a escolha apropriada de a , b e h , a difração de ordem zero pode ser totalmente eliminada para um comprimento de onda particular, resultando em forte difração da luz na primeira ordem. Escolhendo $a = b$, a intensidades refletidas a partir das superfícies de topo e de base são idênticas, interferindo destrutivamente na ordem zero para $h = \lambda_s/4$. Para luz em $9,3\mu\text{m}$, $h = 0,75\mu\text{m}$.

Com $a = b$, a intensidade óptica I , que é proporcional a E^*E , é dada por

$$I = I_0 \left(\frac{\sin N\gamma}{N \sin \gamma} \right)^2 \left(\frac{\sin \beta}{\beta} \right)^2 \left| 1 + \exp \left\{ \frac{2\pi i}{\lambda_s} [a \sin \theta - h(1 + \cos \theta)] \right\} \right|^2 \quad (2.107)$$

onde $I_0 = (CLN\alpha)^2$ é a intensidade da luz de ordem zero de uma grade usual com uma das superfícies do canal não refletora. A figura 2.23 mostra a distribuição angular de luz c para diferentes parâmetros de grade.

A figura 2.23a mostra um projeto otimizado (Choi, 1997) para $\lambda = 9,3\mu\text{m}$ (curva sólida) com parâmetros $d = 3\mu\text{m}$, $a = 1,5\mu\text{m}$, e $h = 0,75\mu\text{m}$, e $N = 10$. Esta figura mostra que a ordem zero foi totalmente suprimida, enquanto que a primeira ordem é refletida em aproximadamente 90° . Se um dos dois tipos de superfície fosse não refletor, o segundo termo dentro do valor absoluto na equação (2.107) não existiria, e I/I_0 seria igual a 0,25 em $\theta = 80^\circ$, ao invés do valor 1 indicado na curva sólida. Portanto, a ausência para ordem zero é acompanhada por um fator de 4 de aumento na potência da primeira ordem. Observa-se que o ângulo de difração

não é único neste exemplo mesmo para luz monocromática. Isso ocorre porque o número de períodos da grade é assumido como sendo finito. Para um período de $3\mu\text{m}$, o número de períodos é tipicamente entre 7 e 14 em cada pixel detector de um FPA.

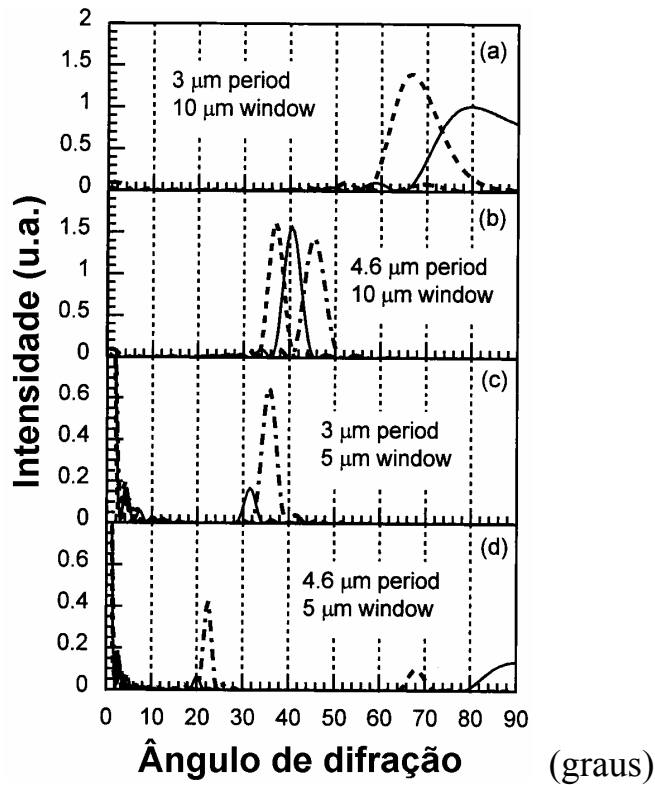


Figura 2.23 – Distribuição angular da intensidade luminosa para diferentes periodicidades de grade e comprimentos de onda incidente. (Choi, 1997).

Na figura 2.23a, além do comprimento de onda de pico $\lambda_p = 9,3\mu\text{m}$, também estão presentes as curvas calculadas de I/I_0 para $\lambda_{on} = 8,5\mu\text{m}$ (curva tracejada) e $\lambda_c = 10,2\mu\text{m}$ (curva ponto-traço). λ_{on} e λ_c correspondem aos comprimentos de onda de início (*cut-on*) e de corte (*cut-off*) na detecção. A figura 2.23a mostra que a ordem zero dos comprimentos de onda vizinhos também foi suprimida. Entretanto, o pico de primeira ordem de λ_c está ausente porque θ_1 é maior que 90° , resultando em um corte mais curto na resposta espectral. Ao mesmo tempo, a luz com λ_{on} é difratada em um ângulo de 66° significativamente menor, o que também reduz a resposta espectral para comprimentos menores. Conseqüentemente, existe um efeito de estreitamento na largura espectral quando a resposta de pico é otimizada. Embora θ_1 seja calculado como sendo 90° para λ_p ,

de acordo com a fórmula da grade, na verdade a difração máxima ocorre em 78° , devido à modificação ocasionada pelo fator de fenda simples $(\sin\beta/\beta)^2$. Esse fator também é responsável pelo fato de a intensidade de λ_{on} ser maior que λ_p nos respectivos ângulos de difração.

A partir das figuras 2.23a e b, a dispersão angular é mais larga quando o ângulo de difração é maior. Portanto, é difícil para uma grade finita acoplar luz exclusivamente em um ângulo grande, mesmo sendo monocromática. A largura angular de uma ordem de difração, que é definida como a separação entre dois mínimos adjacentes, é dada por $N\Delta\gamma = \pi$, ou seja,

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{nNd \cos\theta} \quad (2.108)$$

De acordo com a equação anterior, $\Delta\theta$ aumenta à medida que θ também aumenta. A equação 2.108 mostra também que quando N é pequeno, a difração da luz se torna mais isotrópica.

Dentro da mesma ordem, a dependência de θ com λ é obtida diferenciando-se a fórmula da grade (equação 2.106):

$$\Delta\theta = \frac{m\Delta\lambda}{nd \cos\theta} \quad (2.109)$$

Novamente, a dispersão angular para λ diferentes é mais séria quando θ está próximo de 90° . É esperado que quando um dos comprimentos de onda é difratado no ângulo ótimo, isto é, 90° , os comprimentos de onda serão suprimidos ou difratados em ângulos muito menores, resultando em um estreitamento da resposta espectral.

Enquanto $h = 0,75\mu\text{m}$ produz interferência destrutiva para a ordem zero, a mesma profundidade de grade produz interferência construtiva para $\lambda = 2nh = 4,65\mu\text{m}$. Espera-se que a luz com comprimento de onda menor seja fortemente acoplada na ordem zero, enquanto as outras ordens de difração são anuladas. Nas figuras 2.23c e d, a distribuição de luz é mostrada para os mesmos parâmetros de grade, mas agora elas são usadas para acoplar luz em $\lambda_{on} = 4,4\mu\text{m}$ (curvas

tracejadas), $\lambda_p = 4,8\mu\text{m}$ (curvas sólidas) e $\lambda_c = 5,4\mu\text{m}$ (curvas traço-ponto). As figuras mostram uma anulação quase completa de todas as ordens (com exceção da ordem zero) quando λ está próximo de $4,65\mu\text{m}$. Visto que a anulação em λ_{on} e λ_p é mais forte que λ_c neste exemplo, espera-se uma leve distorção da reposta espectral na direção dos comprimentos de onda mais longos.

No modelo de campo escalar, a polarização TE da luz difratada, cujo campo elétrico é paralelo às camadas de poços quânticos, e a polarização TM, cujo campo elétrico é perpendicular aos poços, não interferem uma na outra. Os ângulos de difração de ambas as polarizações obedecem à mesma fórmula da grade e a intensidade total é a soma das intensidades das polarizações individuais. Visto que somente o modo TM é acoplado em um QWIP, metade da intensidade incidente não é utilizada, e os detectores com grades lamelares acoplam somente uma polarização da luz incidente.

Para grades cruzadas, a área das cavidades deve ser projetada para ser metade da área de uma célula unitária, de modo que a ordem zero possa ser eliminada por interferência destrutiva. Outros parâmetros da grade tais como periodicidade e profundidade permanecem os mesmos. Para esta geometria de grade, a eficiência foi calculada como sendo aproximadamente o dobro comparando com a geometria lamelar (Anderson e Lundqvist, 1991b e 1992). Uma outra vantagem da grade cruzada é a independência angular da polarização incidente (Choi, 1997).

A eficiência quântica pode ainda ser melhorada se uma camada óptica for crescida entre o detector e o substrato, de modo a formar uma estrutura de guia de onda. Fisicamente, a melhoria obtida por meio da estrutura de guia de onda pode ser explicada como sendo devido à reflexão interna total do feixe difratado de volta para o detector, aumentando assim o número de passes da luz, conforme ilustrado na figura 2.24a. Para uma camada de AIAs, caminho percorrido por qualquer feixe difratado com θ maior que o ângulo crítico θ_c (60°) será aumentado. O mesmo aumento do caminho pode ser obtido através do polimento do substrato conforme sugerido por Sarusi *et al* (1994) (figura 2.24b).

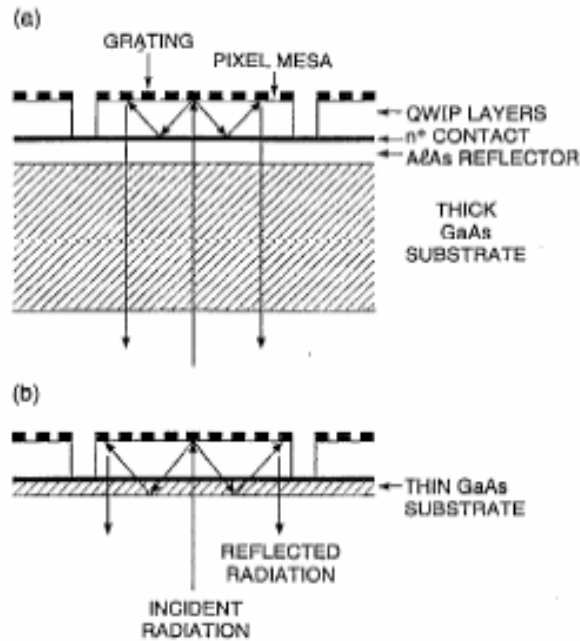


Figura 2.24 – (a) Estrutura de um QWIP tendo uma grade obtida por corrosão no topo de cada pixel e uma camada de AIAs para reflexão interna total abaixo dos pixels. (b) QWIP com grade de difração e com o substrato mais fino para a reflexão interna total. (Levine, 1993).

2.8. Matrizes de detectores

a) Sistemas de imageamento

Existem dois tipos básicos de sistemas de imageamento IR: sistemas de varredura (*scanning systems*) e sistemas fixos (*staring systems*).

Um sistema de varredura utiliza um ou mais espelhos para colher amostras do plano do objeto seqüencialmente e projetá-las sobre o detector. A vantagem é que apenas um único detector é necessário. As dificuldades é que se são necessários componentes optomecânicos de alta precisão, onerando o custo do sistema, e o tempo de resposta do detector precisa ser o mais curto possível. O FPA (*Focal Plane Array*) de varredura linear mais simples consiste de uma linha de detectores (figura 2.25a). Uma imagem é gerada através de uma varredura linear do cenário de um lado a outro, com o auxílio de um scanner mecânico (sistema de espelhos). Com taxas típicas de frames de vídeo, é aplicado um tempo de integração em cada pixel (detector) e as cargas totais são acumuladas.

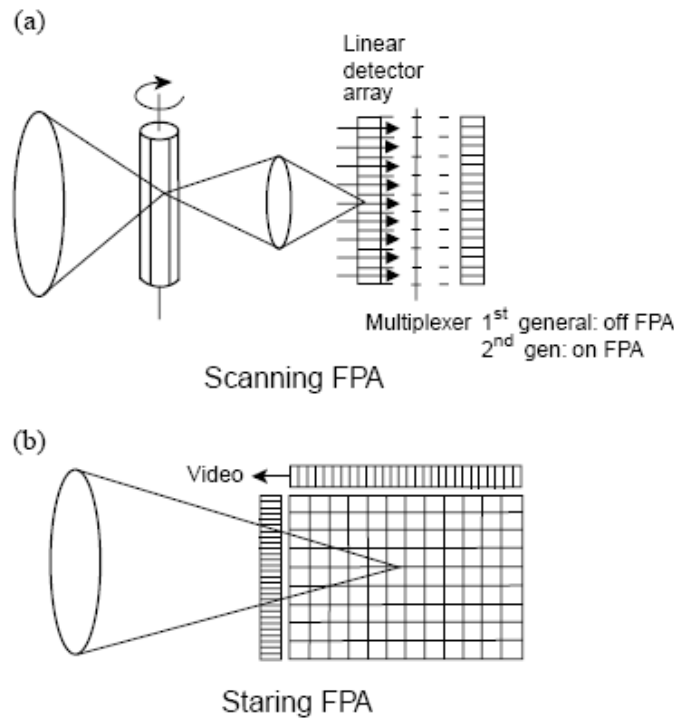


Figura 2.25 – (a) FPA com varredura linear e (b) FPA com sistema fixo (Rogalski, 2003).

Um sistema fixo consiste de uma matriz bidimensional de pixels detectores (figura 2.25b) que são varridos eletronicamente. As vantagens são que não são necessárias partes mecânicas móveis, e a sensibilidade do detector pode ser baixa e sua velocidade mais lenta. Naturalmente, a desvantagem decorre da maior dificuldade em se confeccionar essas matrizes. Entretanto, com a evolução crescente dos métodos de fabricação de semicondutores, o custo unitário dessas matrizes é cada vez menor em virtude da produção em larga escala. A tendência geral é que todos os sistemas de câmeras no infravermelho sejam baseados em FPAs.

A resolução espacial da imagem é determinada pelo número de pixels na matriz. Formatos típicos para detectores comerciais são 320x240 pixels (320 colunas, 240 linhas), e 640x480. Os pitches (passos) típicos entre pixels estão na faixa de 20-50 μm .

O sistema de varredura, que não inclui funções de multiplexação no plano focal, pertence aos sistemas de primeira geração. Um exemplo típico desse tipo de detector é uma matriz fotocondutiva (PbS, PbSe, HgCdTe) na qual um contato elétrico para cada elemento de uma matriz é conduzido do plano focal resfriado criogenicamente para fora, onde existe um canal eletrônico em temperatura

ambiente para cada elemento detector da matriz. Módulos de matrizes de HgCdTe comuns nos EUA empregam 60, 120 ou 180 elementos fotocondutivos dependendo da aplicação.

Os sistemas de segunda geração (sistemas *full-framing*), que estão sendo desenvolvidos atualmente, tem quantidades de elementos sobre o plano focal pelo menos três ordens de grandeza maior ($>10^6$) do que os sistemas de primeira geração e os elementos detectores estão configurados de uma matriz 2D. Essas matrizes fixas são escaneadas eletronicamente por circuitos integrados com as mesmas. Esses circuitos integrados de leitura, ou ROICs (*Read-Out Integrated Circuits*), incluem diversas funções de processamento de sinais e pré-amplificação de saída.

b) Arquiteturas de FPAs

Existem diversas arquiteturas usadas no desenvolvimento de FPAs no IR (Scribner *et al*, 1991). Em geral, elas podem ser classificadas como híbridas ou monolíticas, mas essas diferenças não são tão importantes. As principais questões de projeto envolvem vantagens em desempenho versus reprodutibilidade final. Cada aplicação pode favorecer uma determinada arquitetura, dependendo de requisitos técnicos, custos projetados ou planejamento.

Na aproximação monolítica (figura 2.26), uma parte da multiplexação é feita no próprio material detector, em vez de no circuito de leitura externo. O elemento básico de uma matriz monolítica é uma estrutura metal-isolante-semicondutor (MIS), ilustrada na figura 2.26c. Um capacitor MIS detecta e integra a corrente gerada pela radiação IR. Entretanto, capacitores MIS fabricados com semicondutores de banda estreita (por exemplo, HgCdTe e InSb) apresentam problemas de ruído, efeitos de tunelamento, e outros problemas devido à necessidade de materiais com qualidade muito alta (Rogalski, 2003). Por isso, todo o desenvolvimento de detectores MIS de HgCdTe foi abandonado no final da década de 90. Embora hajam esforços no sentido de desenvolver FPAs monolíticos usando semicondutores de banda estreita, a tecnologia FPA baseada em silício com detectores de barreira Schottky é a única tecnologia bem dominada na prática. A figura 2.26a ilustra um exemplo de uma célula unitária de um projeto de FPA totalmente monolítico em silício. Diversos FPAs de barreira

Schottky de PtSi com resolução de TV estão disponíveis comercialmente, e uma matriz de 1040x1040 já foi desenvolvida (Yutani *et al*, 1991). Visto que a produção de FPAs de barreira Schottky é compatível com a tecnologia VLSI em silício, essa tecnologia fornece FPAs viáveis em termos de custo e reprodutibilidade.

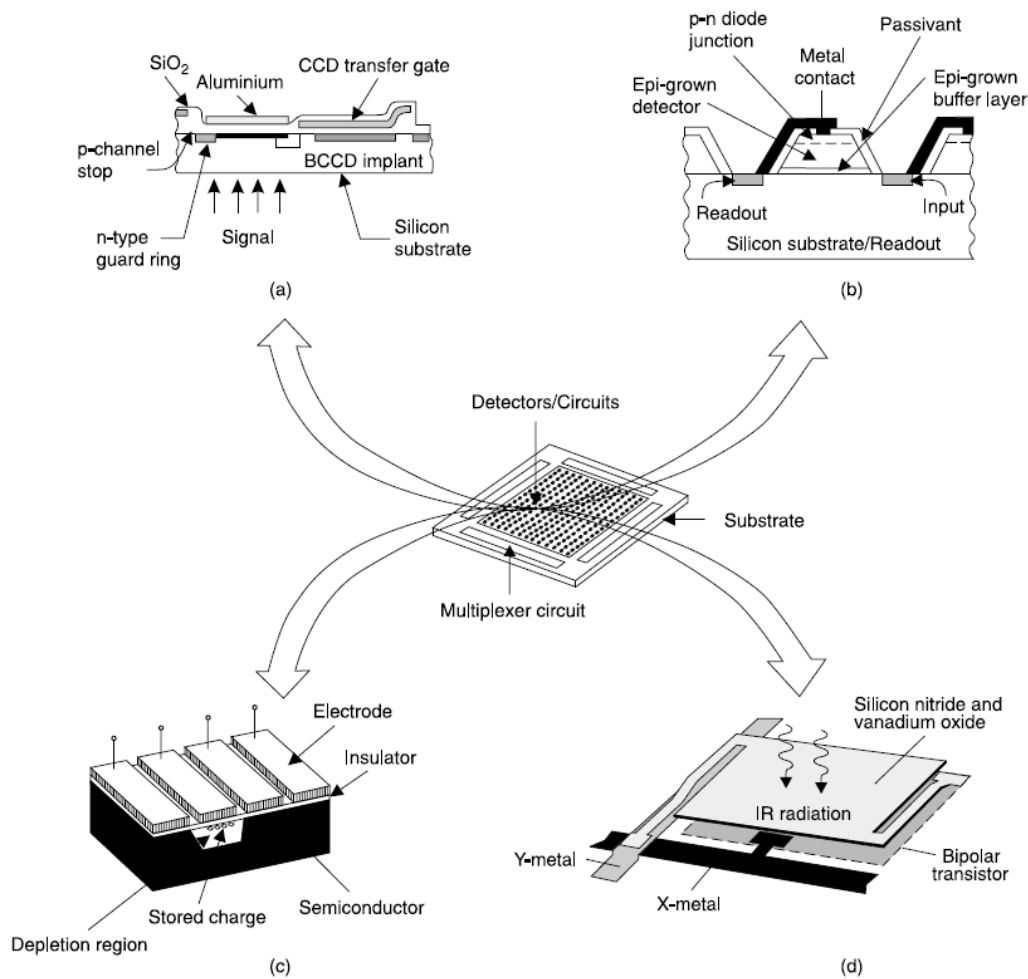


Figura 2.26 – FPAs monolíticos: (a) todo silício, (b) heteroepitaxia sobre silício, (c) não silício (p.e., HgCdTe CCD), (d) microbolômetro. (Rogalski *et al*, 2002).

No caso de FPAs híbridos, detectores e multiplexadores são fabricados sobre substratos diferentes e unidos através de um processo de soldagem conhecido como *flip-chip* (figura 2.27), ou por interconexão *loophole* (por fenda).

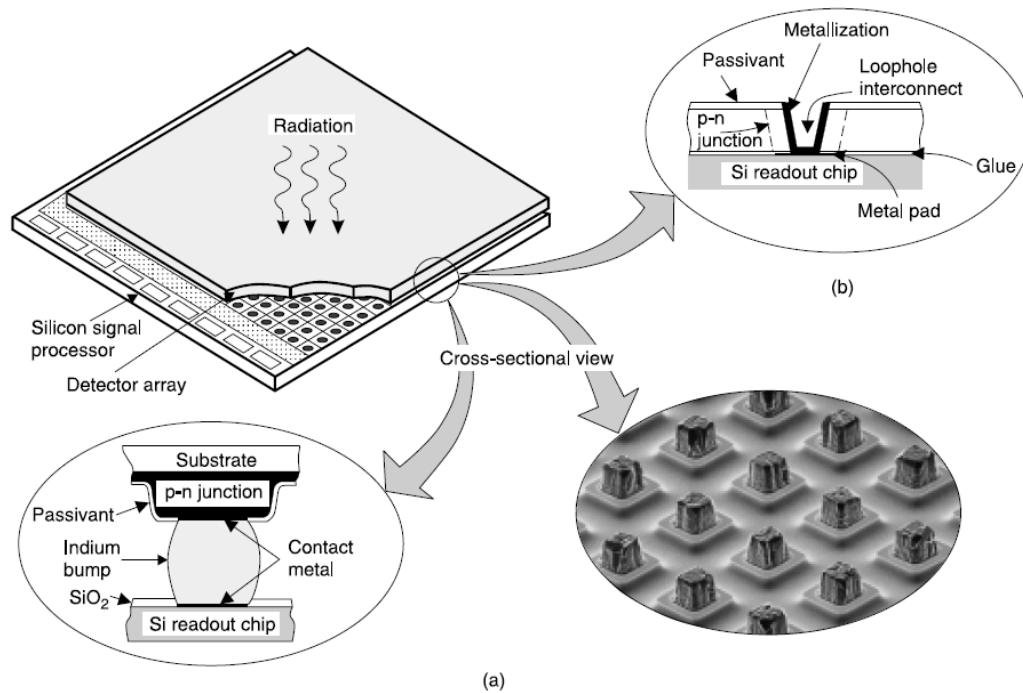


Figura 2.27 – Técnicas de interconexão entre o chip multiplexador de silício (ROIC) e a matriz de detectores, para FPAs híbridos: (a) técnica flip-chip com bumps de índio, e (b) técnica loophole. (Rogalski *et al*, 2002).

A figura 2.28 apresenta um resumo com as diversas etapas de fabricação de uma matriz FPA híbrida. Dois processos de soldagem flip-chip são usados atualmente. Em um tipo, são formados batentes (*bumps*) de índio sobre a matriz de detectores e sobre o chip ROIC. Em seguida, ambos são alinhados e aplica-se uma força suficiente para que haja uma soldagem a frio dos *bumps*. Em outro tipo, os *bumps* de índio são formados apenas sobre o ROIC. Em seguida, a matriz de detectores é aproximada e alinhada com primeiro e a temperatura é elevada para fundir o índio, sendo o contato feito por refluxo.

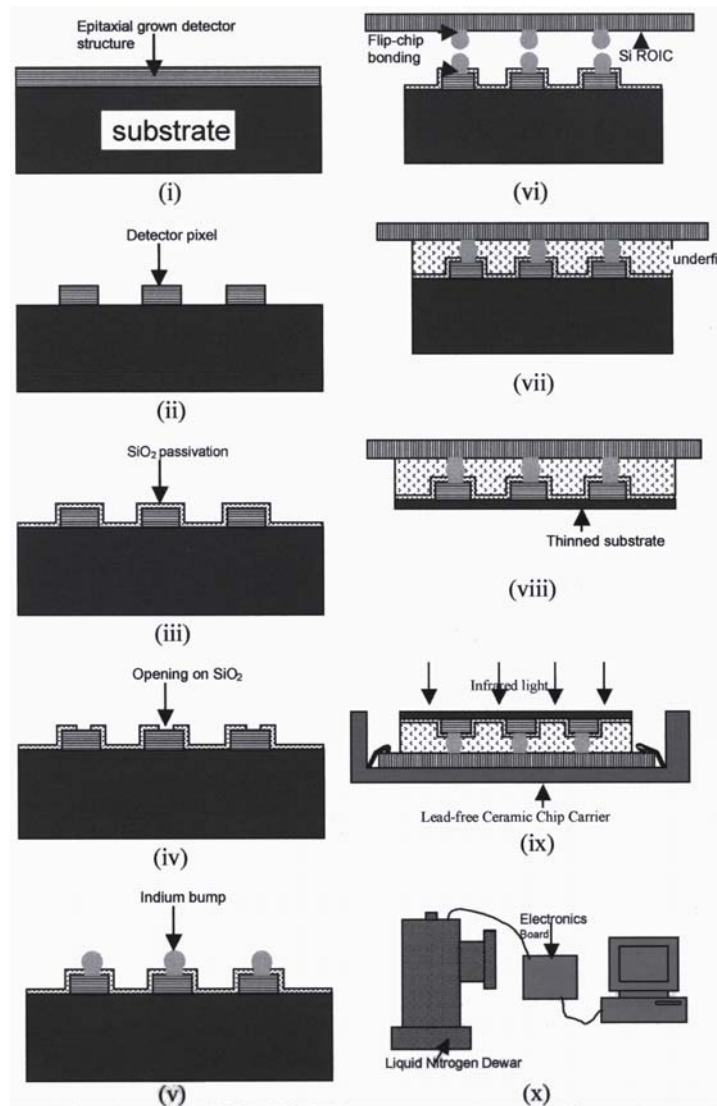


Figura 2.28 – Etapas do processo de fabricação de um FPA no IR híbrido. (Henini *et al*, 2002)

Na interconexão loophole, os chips dos detectores e do circuito de multiplexação são colados para formar um único chip antes da fabricação do detector (Baker *et al*, 1984). O detector é formado por implantação de íons e pequenos buracos (*loopholes*) são gerados por *ion-milling*. A interconexão elétrica é feita através de cada buraco formado em cada detector.

Hoje, milhões de pixels são conectados a milhões de amplificadores/integradores nas células unitárias dos circuitos de leitura. Neste tipo de FPA, pode-se otimizar separadamente o material detector e o multiplexador. Outras vantagens dos FPAs híbridos são o fator de preenchimento próximo a 100% e a maior área de processamento de sinal sobre o ROIC (Rogalski, 2003).

A matriz de detectores pode ser iluminada pela frente (com os fótons atravessando o multiplexador de silício transparente) ou por trás (com os fótons atravessando o substrato transparente da matriz). Em geral, a segunda alternativa é melhor, à medida que o circuito multiplexador normalmente terá áreas metalizadas e outras regiões opacas, que podem reduzir a área óptica efetiva da estrutura.

c) Circuitos de leitura e endereçamento

Existem dois tipos principais de circuitos de leitura e endereçamento em silício: CCDs (*Charge-Coupled Device*) e swiches CMOS (*Complementary Metal-Oxide-Semiconductor*). A tecnologia CCD é usada para matrizes em escala não muito grande e sua tecnologia é mais complicada comparada com a linha de produção CMOS.

A tecnologia CCD é bastante avançada com respeito à reprodutibilidade e obtenção de sensibilidade próxima à teórica. Os portadores fotogerados são primeiramente integrados dentro do poço formado por uma porta fotoelétrica (*photogate* - capacitor MOS exposto à luz), e em seguida são transferidos para os registradores de deslocamento (*shift registers*) verticais e horizontais (Kozlowski *et al*, 1998).

Uma alternativa atrativa para o ROIC CCD é o endereçamento coordenado com swiches CMOS. FPAs no IR híbridos têm usado chips CMOS de leitura desde ~1985 para leitura com baixo ruído de sinais fotogerados. Uma arquitetura típica de multiplexador CMOS consiste de registradores de deslocamento rápidos (colunas) e lentos (linhas) nas extremidades de uma área ativa, e os pixels são endereçados um por um através da seleção de um registrador lento, enquanto o registrador rápido escaneia a coluna, e assim por diante. Cada fotodiodo é conectado em paralelo a um capacitor de armazenamento localizado na célula unitária. Uma coluna de diodos e capacitores de armazenamento é selecionada em cada momento por um registrador digital de varredura horizontal e um barramento de linha é selecionado pelo registrador de varredura vertical. Dessa forma, cada pixel pode ser endereçado e lido individualmente, o que representa uma vantagem em relação à tecnologia CCD. Os multiplexadores CMOS são a melhor escolha para realizar a integração e processamento de sinais para matrizes 2D. Em

comparação com CCDs, os multiplexadores CMOS exibem importantes vantagens devido à alta densidade de empacotamento de circuitos (podendo-se integrar mais funções ao chip), clocks mais curtos e baixo consumo, além de serem fabricados pelos métodos tradicionais de confecção de chips, reduzindo o custo (Rogalski, 2003).