

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
 INSTITUTO DE FÍSICA DE SÃO CARLOS
 Laboratório Avançado de Física

**DETERMINAÇÃO DA RELAÇÃO e/k , CARGA ELETRÔNICA À CONSTANTE DE
 BOLTZMANN**

É uma prática comum fazer experiências de medidas de constantes fundamentais tanto nos laboratórios de física avançados como introdutórios. As constantes fundamentais que freqüentemente são determinadas incluem a relação e/m , usando as bobinas de Helmholtz ou o método de Busch, a relação h/e do efeito fotoelétrico; a velocidade da luz c , usando o aparelho de espelho rotante de Michelson, e a carga eletrônica e , usando o aparelho da gotícula de óleo de Millikan. Uma constante fundamental que é menos freqüentemente medida é a constante de Boltzmann, k . A presente experiência nos dará um método simples para determinar a relação e/k . Combinando os resultados desta experiência com uma determinação independente de e , podemos obter o valor para a constante de Boltzmann. Essa experiência é uma sugestão baseada em F.W. Inman e C.E. Miller¹.

A experiência se fundamenta no fato de que a corrente de coletor em curto circuito em muitos transistores de silício comerciais, operados no modo de base comum, é uma função exponencial da voltagem base-emissor, V_{EB} , num intervalo grande de corrente^{2,3,4}

$$I_C = I_o \exp (eV_{EB}/kT) \quad (1)$$

Portanto, um gráfico de I_C vs V_{EB} num papel mono-log é uma linha reta com inclinação e/kT . Se a temperatura também for medida, determinar-se-á e/k . De fato, podem ser feitas várias vezes a experiência para diferentes temperaturas para mostrar o efeito da temperatura sobre o coeficiente angular da reta.

As curvas características de corrente-voltagem de diodos e transistores encontram-se extensivamente discutido na literatura^{4,5}.

Numa junção $p-n$ a condução elétrica envolve vários mecanismos incluindo (1) a corrente de difusão, (2) corrente de geração e (3) correntes superficiais. Cada uma destas três componentes da corrente total possui uma dependência diferente sobre a voltagem da junção.

A fim de familiarizar o aluno, apresentamos uma discussão semiquantitativa das propriedades e do funcionamento de uma junção $p-n$. Na região p existe uma concentração N_a de aceitadores ionizados (equivalente a uma concentração N_a de buracos dentro da banda de valência) e na região n uma concentração N_d de doadores ionizados (equivalente a uma concentração N_d de elétrons na banda de condução). Se os dois semicondutores estão separados no espaço, o diagrama de bandas de energia fica da maneira como descrito na figura 1. O nível de vácuo corresponde à energia requerida para remover um elétron do fundo da banda de condução para o vácuo. Ele é o mesmo para os dois lados.

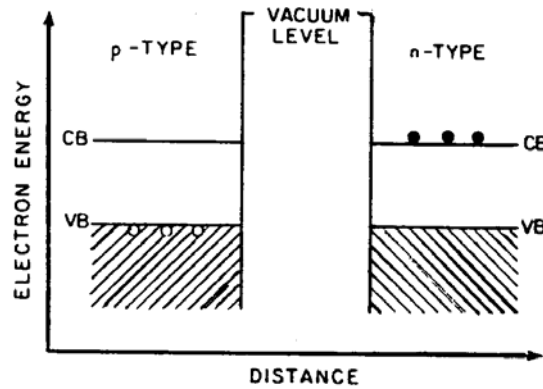


Fig. 1 - Diagrama de banda de energia quando os dois semicondutores estão separados no espaço.

Quando os dois semicondutores estão juntos, teremos o seguinte diagrama (fig. 2)

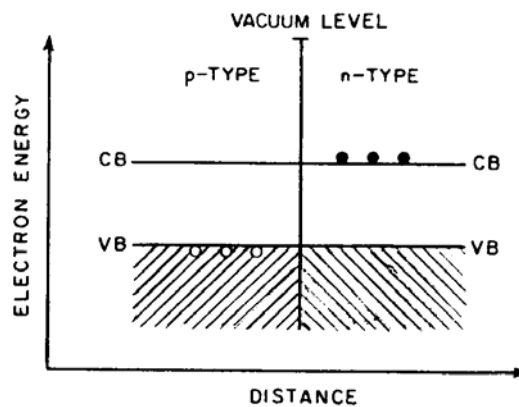


Fig. 2 - Diagrama de banda de energia quando os dois semicondutores estão juntos no espaço (junção ideal)

Depois do contato, o lado n tem um excesso de elétrons com respeito ao lado p e similarmente o lado p tem um excesso de buracos com relação ao lado n . Portanto existe um gradiente de concentração na junção. Assim para atingir um equilíbrio, os elétrons e os buracos devem difundir através da junção, movimentam-do-se por causa de seus gradientes de concentração respectivos. Consideremos a difusão de buracos do lado p para o lado n . Eles vão se combinar com os elétrons livres da região n e se aniquilar. O resultado da difusão é finalmente retirar elétrons livres na região de tipo n , que fica com um excesso de cargas positivas devidas aos doadores ionizados. Desde que esses doadores ficam em posições fixadas no cristal, a região n , perto da junção, torna-se uma região de carga espacial positiva com uma concentração N_d por unidade de volume.

Numa maneira semelhante, os elétrons da região n vão difundir na região p , e a região p perto da junção, torna-se uma região de carga espacial negativa. Fora dessas regiões de carga espaciais, a neutralidade elétrica continua a se manter entre elétrons e doadores carregados positivamente (na região n) e entre buracos e aceitadores carregados

negativamente na região p . Também nós vemos que a estrutura inteira do semiconductor permanece eletricamente neutra desde que nenhuma carga foi criada ou destruída.

A criação de duas regiões de cargas espaciais de sinais opostos resulta na presença de um campo elétrico \vec{E} dirigido da região n para a região p . A força elétrica que age sobre as cargas opõe-se à difusão dos elétrons fora da região n e dos buracos fora da região p . Em termos de energia elétrica nós temos agora a figura seguinte (fig. 3).

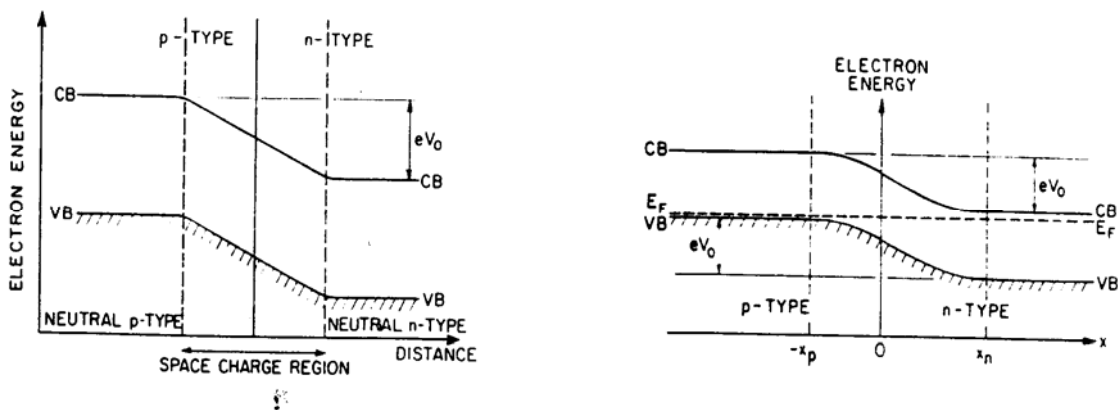


Fig. 3 - Energia eletrônica em função da distância na junção p - n .

Como a energia potencial de um elétron colocado num potencial V é $-eV$, nós vemos que a presença do campo elétrico muda a energia potencial na região n de uma quantidade

$$-e(V_n - V_p) = -eV_0 \quad (2)$$

com respeito aos elétrons da região neutra p . V_0 é chamado de potencial de contato ou de potencial de difusão. Em outros termos, os níveis de energia dos elétrons dentro da região neutra n são abaixados numa quantidade eV_0 . O fluxo de elétrons devido à difusão produz um campo elétrico que se opõe a este fluxo, reduzindo a energia dos elétrons na região n . Existe agora uma barreira de potencial eV_0 para os fluxos de elétrons da região n para a região p .

De uma maneira semelhante existe a mesma barreira de potencial eV_0 entre os buracos da banda de valência da região p e a banda de valência da região n . Em um diagrama de energia dos elétrons os buracos tendem a "flutuar".

Uma outra maneira bastante útil de discutir o importante problema do equilíbrio entre semicondutores p e n é considerar o nível de Fermi ou o potencial químico. A mecânica estatística disse que dois sistemas que podem intercambiar energia e partículas estão em equilíbrio quando as temperaturas e os potenciais químicos são iguais. A figura 4 mostra as posições dos níveis de Fermi antes e depois do equilíbrio.

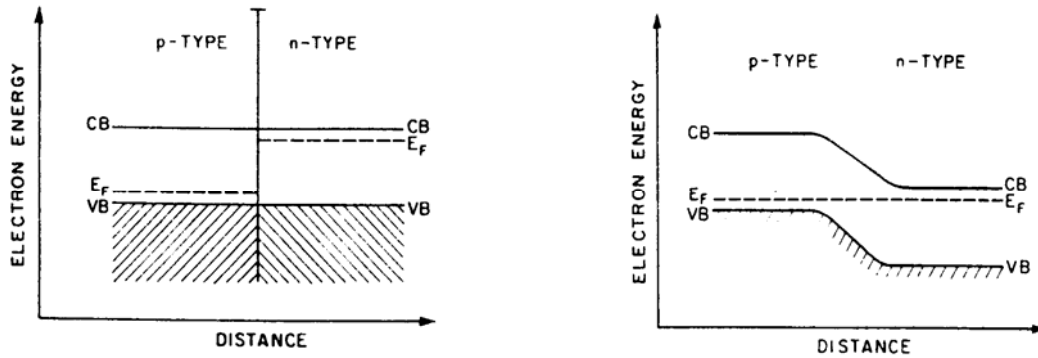


Fig. 4 - Posições dos níveis de Fermi (linhas tracejadas) antes e depois do equilíbrio para uma junção p - n .

O deslocamento em energia entre os lados n e p , quando os níveis de Fermi são iguais é exatamente a diferença entre as energias de Fermi dos dois lados $E_F(n)$ e $E_F(p)$. Assim temos

$$e V_o = E_F(n) - E_F(p) \quad (3)$$

O tratamento quantitativo da junção p - n em equilíbrio mostra que quando existe um equilíbrio, existe um fluxo igual e oposto dos dois portadores de carga. Para os elétrons, temos:

I_{n1} = densidade de corrente dos elétrons do lado n para o lado p devido a difusão (corrente de difusão).

I_{n2} = densidade de corrente dos elétrons do lado p ao lado n devido a presença do campo elétrico (corrente de geração).

No equilíbrio

$$\vec{I}_n = \vec{I}_{n1} + \vec{I}_{n2} = 0 \quad (4)$$

Da mesma forma nós temos densidades de corrente para os buracos de tal maneira que

$$\vec{I}_p = \vec{I}_{p1} + \vec{I}_{p2} = 0 \quad (5)$$

É relativamente fácil mostrar que nessas condições

$$\frac{P_n}{P_p} = \frac{n_p}{n_n} = \exp\left(-\frac{eV_o}{kT}\right) \quad (6)$$

onde p_n, p_p são as concentrações dos buracos na região n e na região p e n_n e n_p são as concentrações dos elétrons nas regiões respectivas.

A aplicação de um potencial externo irá modificar as posições dos níveis de energia. Esta modificação acontecerá somente dentro da região da junção que é uma região pobre em

portadores livres e conseqüentemente de alta resistência elétrica comparado com as regiões fora da junção onde a concentração dos portadores de carga é alta. Em outras palavras o potencial aplicado aparecerá somente através da região das cargas espaciais. Com o potencial externo as condições de equilíbrio (4) e (5) não existe mais, resultando como conseqüência uma corrente através da junção. A figura 5 mostra da esquerda para a direita as posições das bandas de energia.

- sem potencial externo;
- com potencial externo $V_a > 0$ aplicado no sentido positivo (forward biased);
- com potencial externo $V_a < 0$, aplicado no sentido inverso (reverse biased).

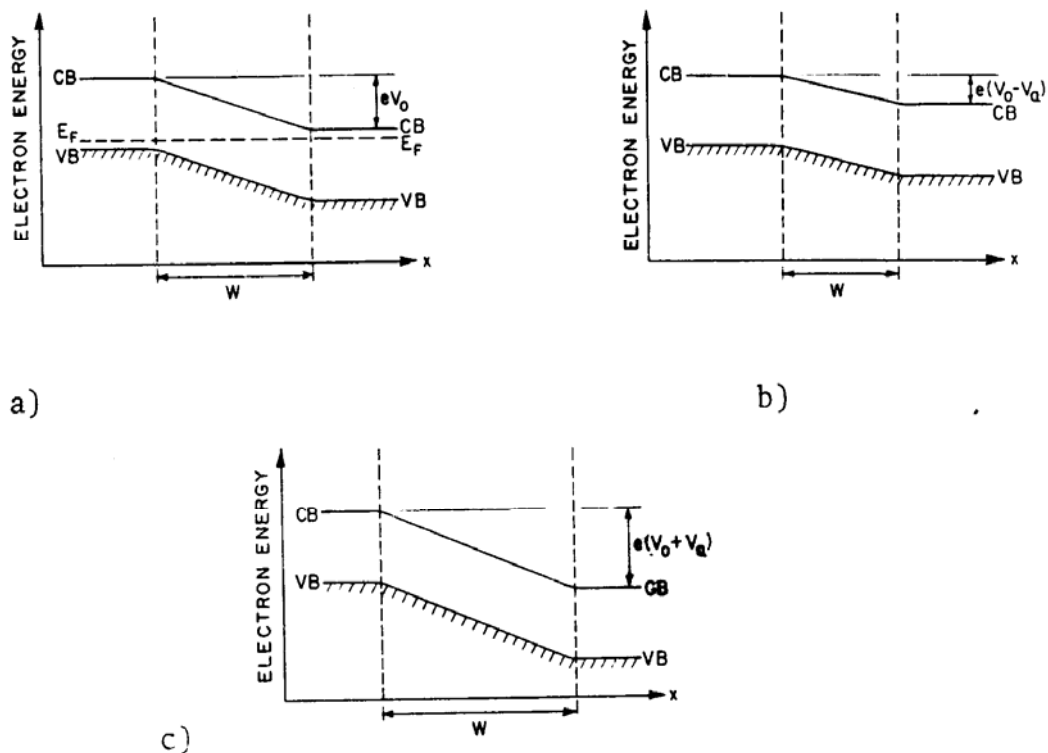


Fig. 6 – Posição das bandas de energia em função do potencial externo aplicado: a) $V_a = 0$, b) $V_a > 0$ e c) $V_a < 0$.

No caso do sentido positivo a diferença de potencial entre os lados n e p diminui a $V_a - V_a$ de tal maneira que diminui a altura da barreira de potencial para $e(v_0 - v_a)$. No outro caso (reverse biased) a diferença de potencial aumenta igual $v_0 + v_a$ e a barreira de potencial aumenta para $e(v_0 + v_a)$.

Esses resultados são fundamentais para compreender o comportamento e a operação de uma junção $p-n$.

Se consideramos somente as correntes dos elétrons, nós já sabemos que a corrente de difusão \vec{I}_{n1} é devido a uma pequena fração dos elétrons majoritários da região n que tem uma energia suficiente para passar a barreira potencial. Quando a barreira de potencial é abaixada com a aplicação de um potencial externo no sentido positivo, a corrente de difusão I_{n1} da região n para a região p aumenta conseqüentemente. A corrente I_{n2} de p para n é devido a todos os elétrons minoritários que difundem a junção do lado p .

O número é pequeno mas eles não têm uma barreira de potencial "eles descem o topo da energia". Essa corrente é portanto independente da altura da barreira de potencial. Nós obtemos assim um fluxo resultante de elétrons do lado n para o lado p . Na mesma barreira nós obtemos também um fluxo resultante de buracos do lado p para o lado n . A corrente total resultante aumentará com o aumento do potencial aplicado no sentido positivo (forward bias). Um raciocínio similar mostrará que no caso da aplicação de um potencial no sentido negativo as correntes de difusão dos elétrons e dos buracos vão diminuir e tenderão para zero, porém, as correntes de geração ficam mais ou menos sem modificação porque eles são praticamente independente da altura da barreira de potencial.

Nós esperamos uma curva corrente-voltagem similar à curva mostrada na fig. 7.

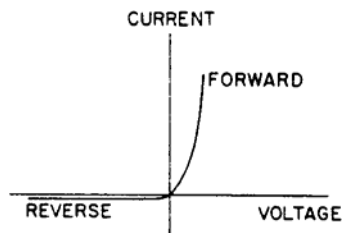


Fig. 7 - Diagrama corrente-voltagem de uma junção $p-n$ com potencial externo.

O tratamento quantitativo mostra que a corrente total

$$\vec{I} = \vec{I}_n + \vec{I}_p \quad \text{é dada por}$$

$$I = e \left(\frac{D_n}{L_n} n_{po} + \frac{D_p}{L_p} p_{no} \right) [\exp(eV_a / kT - 1)] \quad (7)$$

$$= I_o \exp (eV_a/kT-1)$$

onde

D_n é o coeficiente de difusão para os elétrons

D_p é o coeficiente de difusão para os buracos

L_n é o comprimento de difusão dos elétrons

L_p é o comprimento de difusão dos buracos

N_{po} é densidade em equilíbrio dos elétrons minoritários na região p

P_{no} é a densidade em equilíbrio dos buracos minoritários na região n

Esta relação é a relação famosa de Shockley que dá a corrente total I através de uma junção ideal em função do potencial aplicado e dos parâmetros dos semicondutores dos dois lados da junção⁷.

Um transistor bipolar consiste no acoplamento de duas junções. A figura 8 mostra por exemplo um transistor do tipo pnp que consiste em uma junção $p-n$ acoplado a uma junção $n-p$. Essas junções podem ser polarizadas. No caso da figura a junção à esquerda é polarizada positivamente e é chamado "emissor" (E) enquanto a junção à direita é polarizada negativamente e é chamado "coletor" (C). A região n entre as duas junções é chamada a "base" (B) do transistor. O tratamento do transistor é baseado sobre a física do diodo $p-n$ que nos descrevemos acima. Deixamos ao aluno o tratamento quantitativo^{2,3,4} para mostrar que para um transistor operado no modo de base comum, a corrente do coletor é predominantemente devido aos portadores de carga que se difundem através da junção emissor-base dentro da região do coletor. Assim a corrente do coletor possui essencialmente a mesma dependência sobre a voltagem emissor-base como a corrente de difusão do emissor-base, e para valores $V_{EB} > \frac{kT}{e}$ temos:

$$I_C = I_o(T) \exp(eV_{EB}/kT) \quad (8)$$

Para muitos transistores de silício, esta relação se cumpre dentro de 1% sobre seis ou mais décadas de corrente de coletor. A medida de I_C em função de V_{EB} permitirá assim determinar $\frac{e}{k}$.

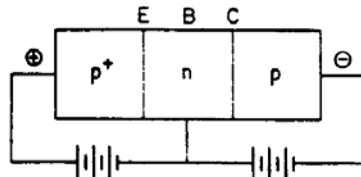


Fig. 8 - Representação esquemática de um transistor pnp (ver texto)

Procedimento

Aparelhagem

- 1 transistor
- 1 beacker com óleo
- 1 beacker com água
- 1 aquecedor elétrico (fogareiro)
- 1 variac
- 1 termômetro ou termopar
- 1 microamperímetro
- 1 voltímetro (0-3V)
- 1 fonte de tensão regulável 0 – 2V (pilha) IFSC

O transistor de potência RCA 40389 ou equivalente é usado para a experiência. O transistor é suspenso pelos fios de ligação de maneira que a parte correspondente ao dissipador de calor do transistor fique mergulhada num banho de óleo (beacker de óleo) e este à vez fica mergulhado dentro de um banho de água (beacker de água). O banho de água pode ser resfriado com gelo ou aquecido com o fogareiro.

Monte o esquema elétrico da figura 9.

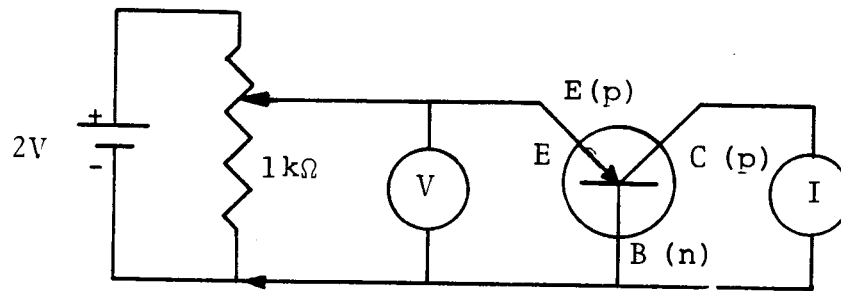


Fig. 9 - Circuito esquemático para medir e/k

(Nota: Verifique se o transistor é do tipo pnp. Se for do tipo npn inverta a polaridade da pilha.)

Tome para as temperaturas $t=0, 20, 40, 60$ e 80°C , os dados de voltagem (passo de 0,1 V) e corrente ($I_{\text{max}}=2,0\text{mA}$) e faça os gráficos sobre um papel mono-log. Determine pelo método de mínimos quadrados o coeficiente angular da reta e calcule o valor de e/kT . Escreva seus resultados numa tabela e repita a experiência para as outras temperaturas. Calcule o desvio padrão e compare seus resultados com aqueles encontrados na literatura.

Perguntas:

1. Determine quantitativamente a equação de Shockley para um diodo isto é, calcule a densidade da corrente total I através de uma junção ideal $p-n$ em função do potencial aplicado V_a e os diferentes parâmetros da junção.
2. Compare um diodo de silício com um diodo a vácuo. Faça um paralelismo entre os diferentes elementos.
3. Explique (sem fazer cálculos!) os fluxos de corrente ocorrendo em um transistor bipolar de junção pnp.

Bibliografia

1. F.W.Inmani; C.E.Miller. 41 Am.J.Phys. 41 , 349 (1978).
2. C.Kittel - "Introduction to Solid State Physics", cap. 10 J.Wiley, 5th edition (1976) Biblioteca IFSC - 530.41 K 62125
3. A..J.Decker "Solid State Physics" Prentice-Hall, N.J. (1957)
4. R.Dalven, Introduction to Aplnied Solid State Physics, Plenurn Press, (1980), cap. 3, N.Y., Biblioteca IFSC
5. Ver referência 4, cap. 2.
6. C.Kittel, Therrnal Physics, John Wiley, N.Y. (1969), p.73, Biblioteca IFSC.
7. W.Shockley, Bell Syst. Tech. J. 28, 435 (1949).