

Figure 2.18 Empirical pseudopotential results for the energy bands of the elemental semiconductors Si and Ge. [After M. L. Cohen and T. K. Bergstresser, *Phys. Rev.* 141, 789 (1966).]

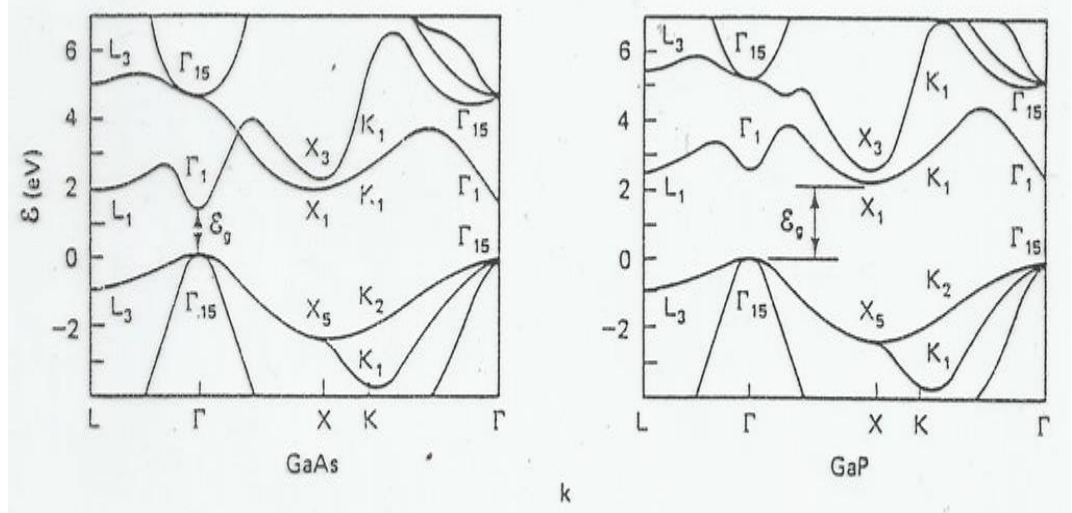
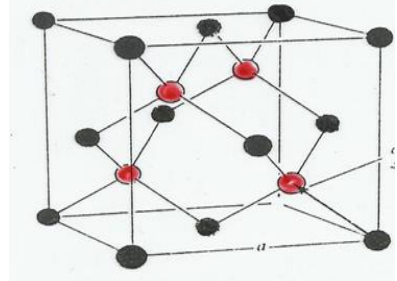


Figure 2.19 Energy bands for the III-V compound semiconductors GaAs and GaP. [After M. L. Cohen and T. K. Bergstresser, *Phys. Rev.* 141, 789 (1966).]



$E_c = \hbar\omega + E_v$ $K_c = \hbar\omega/c + K_v$ direct
 transitions

$E_c = \hbar\omega + E_v + \hbar q$ $K_c = \hbar\omega/c + K_v + Kq$
 indirect

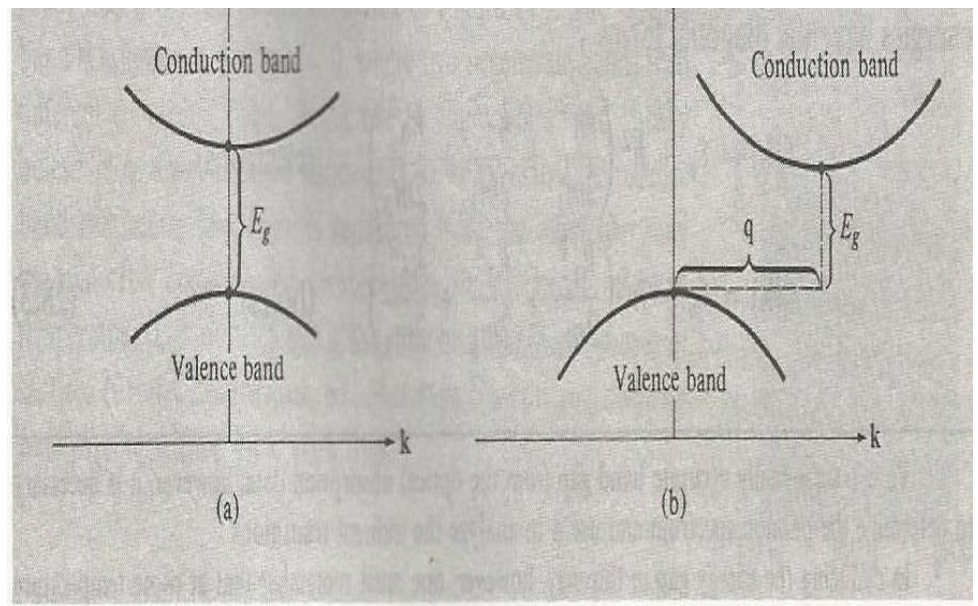
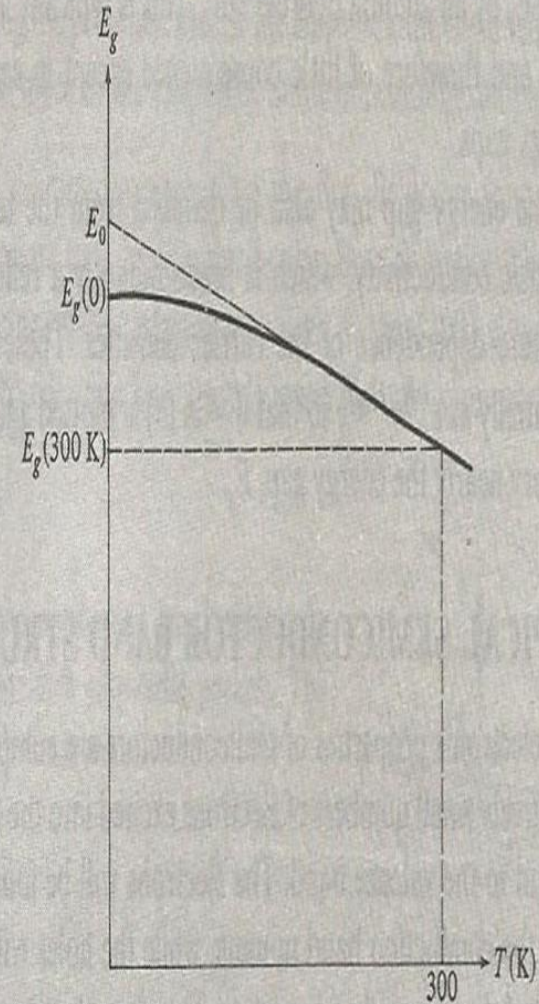


Figure 28.4 Photon absorption via (a) direct and (b) indirect transitions. In (a) the optical threshold is at $\omega = E_g/\hbar$; in (b) it occurs at $E_g/\hbar - \omega(q)$, since the phonon of wave vector q that must be absorbed to supply the missing crystal momentum also supplies an energy $\hbar\omega(q)$.

ENERGY GAPS OF SELECTED SEMICONDUCTORS

MATERIAL	E_g ($T = 300$ K)	E_g ($T = 0$ K)	E_0 (LINEAR EXTRAPOLATION TO $T = 0$)	LINEAR DOWN TO
Si	1.12 eV	1.17	1.2	200 K
Ge	0.67	0.75	0.78	150
PbS	0.37	0.29	0.25	
PbSe	0.26	0.17	0.14	20
PbTe	0.29	0.19	0.17	
InSb	0.16	0.23	0.25	100
GaSb	0.69	0.79	0.80	75
AlSb	1.5	1.6	1.7	80
InAs	0.35	0.43	0.44	80
InP	1.3		1.4	80
GaAs	1.4		1.5	
GaP	2.2		2.4	
Grey Sn	0.1			
Grey Se	1.8			
Te	0.35			
B	1.5			
C (diamond)	5.5			

Typical temperature dependence of the energy gap of a semiconductor. Values of E_0 , $E_g(0)$, and $E_g(300$ K) for several materials are listed in Table 28.1.



This electron concentration is greater than that for the intrinsic case ($1.33 \times 10^{16} \text{ m}^{-3}$, Example Problem 19.1); hence, this material is extrinsically *n*-type.

(b) In this case the conductivity may be determined using Equation 19.16, as follows:

$$\begin{aligned}\sigma &= n|e|\mu_e = (10^{23} \text{ m}^{-3})(1.6 \times 10^{-19} \text{ C})(0.14 \text{ m}^2/\text{V}\cdot\text{s}) \\ &= 2240 (\Omega\cdot\text{m})^{-1}\end{aligned}$$

19.12 THE TEMPERATURE VARIATION OF CONDUCTIVITY AND CARRIER CONCENTRATION

Figure 19.15 plots the logarithm of the electrical conductivity as a function of the logarithm of absolute temperature for intrinsic silicon, and also for silicon that has been doped with 0.0013 and 0.0052 at% boron; again, boron acts as an acceptor in silicon. Worth noting from this figure is that the electrical conductivity in the intrinsic specimen increases dramatically with rising temperature. The numbers of both electrons and holes increase with temperature because more thermal energy is available to excite electrons from the valence to the conduction band. Thus, both the values of *n* and *p* in the intrinsic conductivity expression, Equation 19.15,

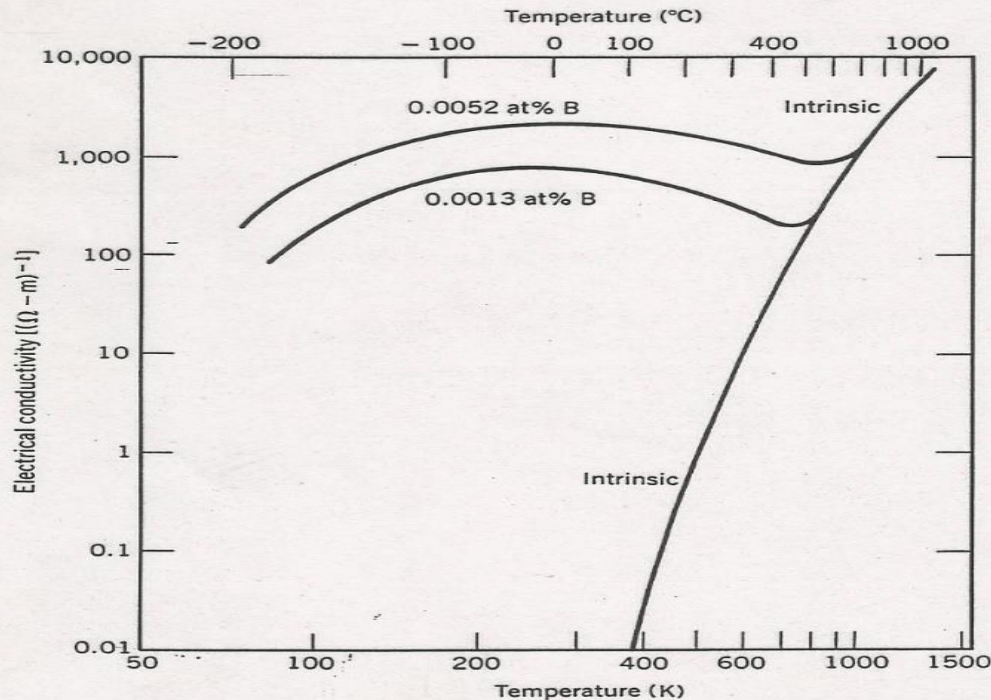


Figure 19.15 The temperature dependence of the electrical conductivity (log-log scales) for intrinsic silicon and boron-doped silicon at two doping levels. [Adapted from G. L. Pearson and J. Bardeen, *Phys. Rev.*, 75, 865 (1949).]

Specimen	Donor concentration (cm^{-3})
1	5.3×10^{14}
2	9.3×10^{14}
5	1.6×10^{15}
7	2.3×10^{15}
8	3.0×10^{15}
10	5.2×10^{15}
12	8.5×10^{15}
15	1.3×10^{16}
17	2.4×10^{16}
18	3.5×10^{16}
20	4.5×10^{16}
21	5.5×10^{16}
22	6.4×10^{16}
23	7.4×10^{16}
24	8.4×10^{16}
25	1.2×10^{17}
26	1.3×10^{17}
27	2.7×10^{17}
29	9.5×10^{17}

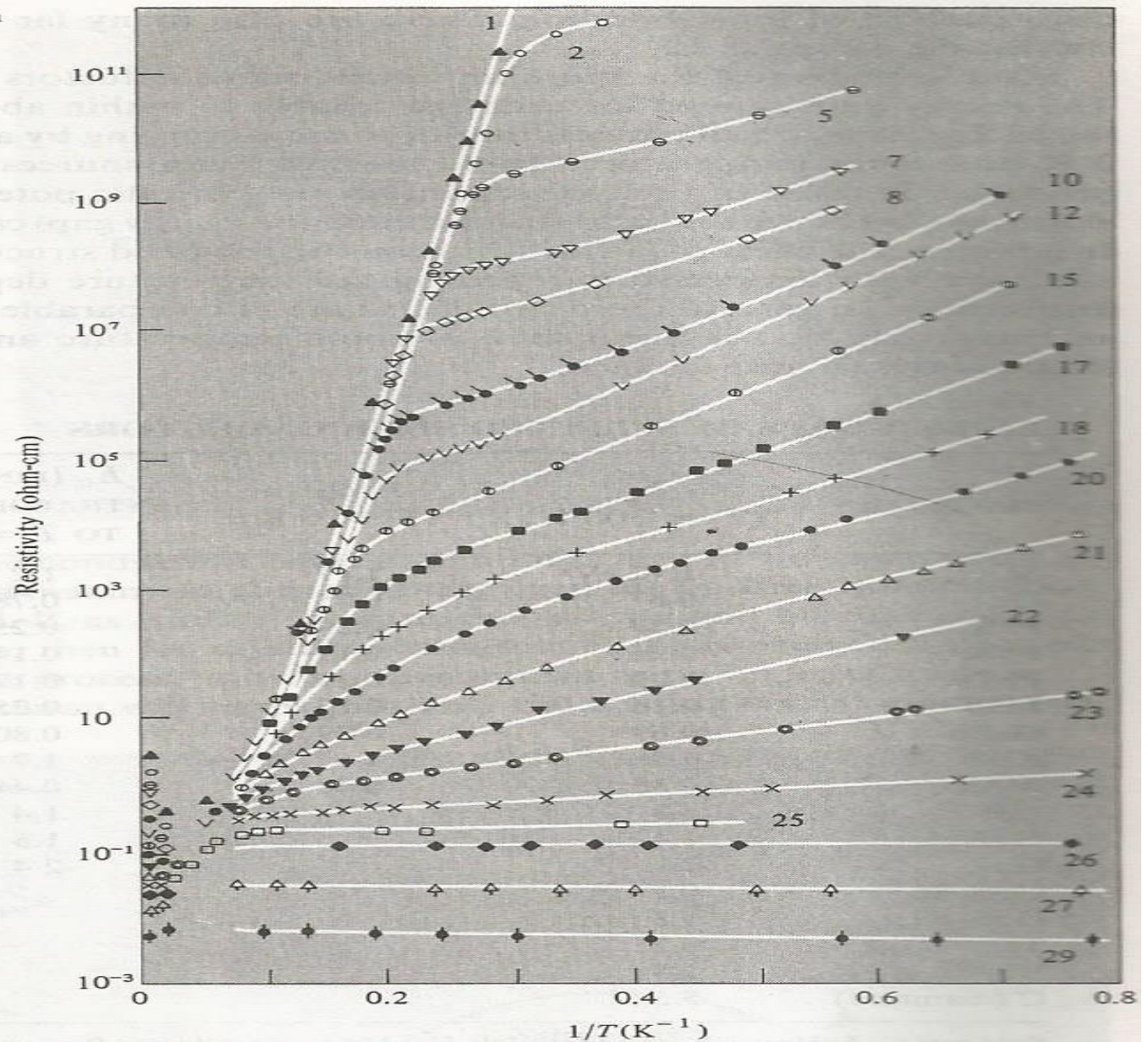


Figure 28.2

The resistivity of antimony-doped germanium as a function of $1/T$ for several impurity concentrations. (From H. J. Fritzsche, *J. Phys. Chem. Solids* 6, 69 (1958).)

n-Type Extrinsic Semiconduction

To illustrate how extrinsic semiconduction is accomplished, consider again the elemental semiconductor silicon. An Si atom has four electrons, each of which is covalently bonded with one of four adjacent Si atoms. Now, suppose that an impurity atom with a valence of 5 is added as a substitutional impurity; possibilities would include atoms from the Group VA column of the periodic table (e.g., P, As, and Sb). Only four of five valence electrons of these impurity atoms can

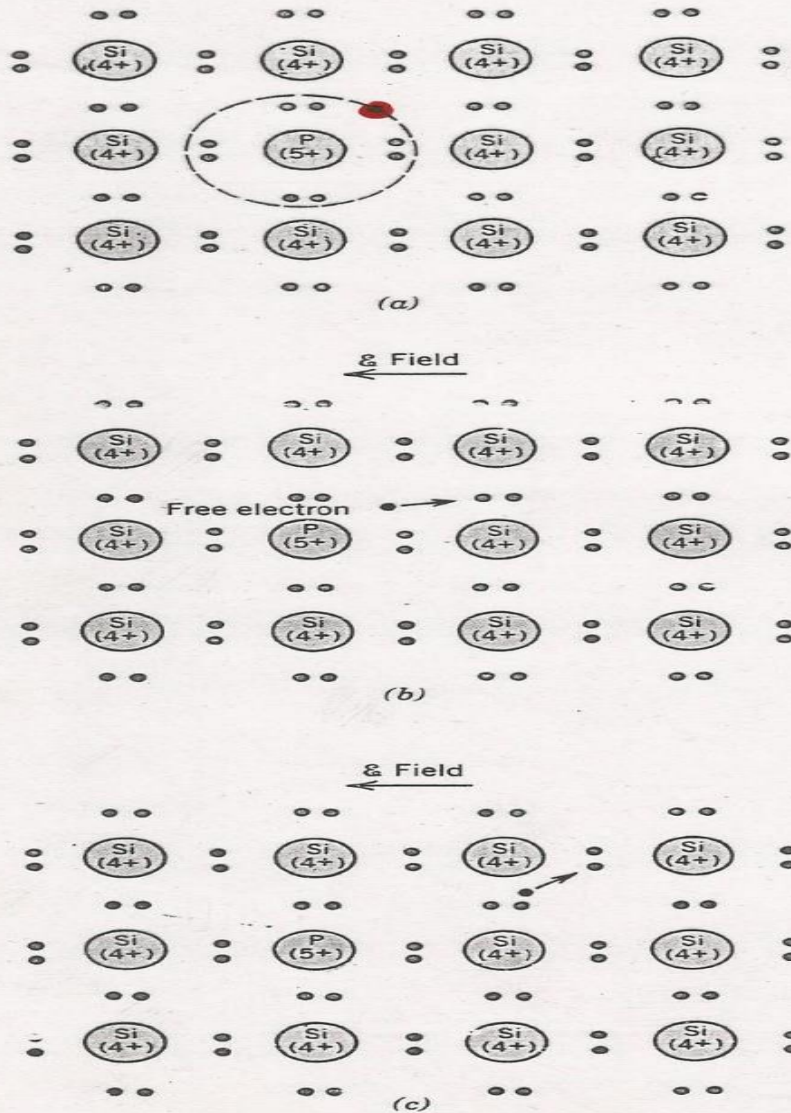


Figure 19.11 Extrinsic *n*-type semiconduction model (electron bonding). (a) An impurity atom such as phosphorus, having five valence electrons, may substitute for a silicon atom. This results in an extra bonding electron, which is bound to the impurity atom and orbits it. (b) Excitation to form a free electron. (c) The motion of this free electron in response to an electric field.

scheme, a vacant electron state in the valence band, as shown in Figure 19.6*b*. Under the influence of an electric field, the position of this missing electron within the crystalline lattice may be thought of as moving by the motion of other valence electrons that repeatedly fill in the incomplete bond (Figure 19.10). This process is expedited by treating a missing electron from the valence band as a positively charged particle called a *hole*. A hole is considered to have a charge that is of the

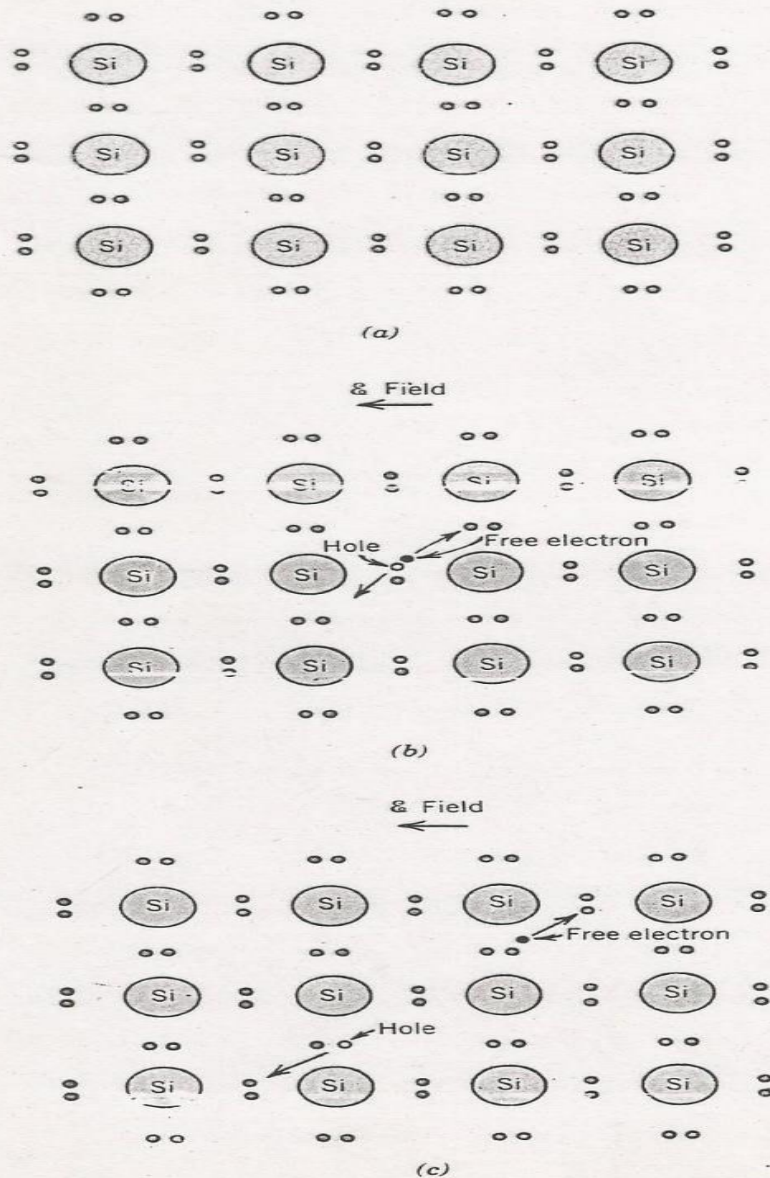


Figure 19.10 Electron bonding model of electrical conduction in intrinsic silicon: (a) before excitation; (b) and (c) after excitation (the subsequent free-electron and hole motions in response to an external electric field).

DISTRIBUZIONE DEGLI ELETTRONI NEGLI ISOLANTI E NEI SEMICONDUCTORI

Le proprietà elettriche dei semiconduttori sono definite fundamentalmente dalle seguenti quantità:

- i) Il numero di elettroni e di buche per unità di volume.
- ii) La mobilità degli elettroni e delle buche.

È quindi conveniente discutere la dipendenza dalla temperatura della densità dei portatori di carica per alcuni casi che si presentano con frequenza prima di proseguire nello studio dettagliato dei diversi tipi di semiconduttori.

12-1. La distribuzione di Fermi

Come si vede dall'Appendice D, il numero di elettroni per unità di volume che occupano degli stati nell'intervallo di energia tra E e $E + dE$, in qualsiasi sistema elettronico in equilibrio termico è dato da

$$n(E) dE = Z(E) F(E) dE \quad (12-1)$$

dove $F(E)$ è la funzione di distribuzione di Fermi,

$$F(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1} \quad (12-2)$$

e $Z(E)$ rappresenta il numero di possibili stati per unità di volume (incluso lo spin). Fino a qui abbiamo avuto occasione di utilizzare questa legge di distribuzione soltanto nella teoria dell'elettrone libero per metalli, dove $Z(E)$ è proporzionale a $E^{3/2}$ quando E è misurato dal fondo del pozzo di potenziale che rappresenta il metallo. In quel caso, il significato fisico di E_F per $T = 0$ era semplicemente quello di rappresentare il più alto stato occupato. Nel caso degli isolanti e dei semiconduttori intrinseci, dove $Z(E)$ può essere una funzione complicata di E che scompare negli intervalli di energia proibiti, il significato fisico di E_F non appare immediatamente chiaro. In genere, naturalmente

Al contrario, la conduttività dei metalli decresce se cresce la temperatura. La ragione di questo è che nei metalli al crescere T , la densità dei portatori di carica rimane costante e decresce la mobilità.

12-3. Modello perfezionato per un isolante ed un semiconduttore intrinseco

È evidente che se la larghezza delle bande di energia permesse diventa confrontabile con quella della regione proibita, non è più possibile considerare una sola energia per una banda completa. In genere, quindi, la (12-4) dovrà essere sostituita dalla

$$n_c = \int_{E_c}^{\text{cima}} Z(E) F(E) dE \quad (12-10)$$

dove E_c rappresenta il fondo della banda di conduzione e $Z(E)$ è la densità degli stati (vedi Fig. 12-2). Siccome dai risultati ottenuti più sopra ci si aspetta

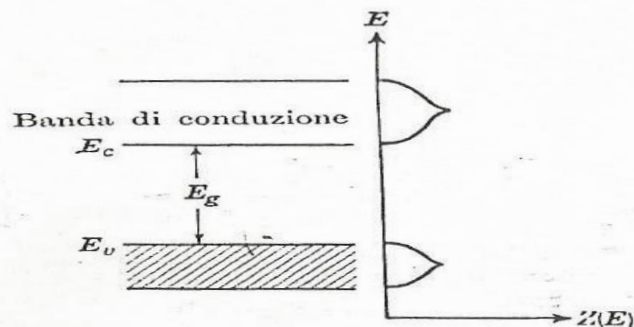


Fig. 12-2. — Rappresentazione schematica della densità degli stati in un isolante. In prossimità del fondo della banda di conduzione, $Z(E)$ è proporzionale ad $(E - E_c)^{1/2}$; in prossimità della cima della banda di valenza $Z(E)$ è proporzionale a $(E_v - E)^{1/2}$.

che E_F sia localizzato grosso modo a metà tra E_v e E_c , la funzione di Fermi $F(E)$ decresce fortemente a misura che si risale verso la banda di conduzione. In altre parole, per calcolare l'integrale (12-10) è sufficiente conoscere $Z(E)$ in prossimità del fondo della banda di conduzione, così da poter integrare da $E = E_c$ a $E = \infty$. In prossimità della banda di conduzione abbiamo, secondo la (10-79),

$$Z(E) dE = (4\pi/h^3) (2m_e^*)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} dE \quad (12-11)$$

dove m_e^* è la massa effettiva di un elettrone vicino ad E_c . La densità degli elettroni nella banda di conduzione è quindi

$$n_c = (4\pi/h^3) (2m_e^*)^{3/2} \int_{E_c}^{\infty} \frac{(E - E_c)^{1/2} dE}{e^{(E - E_F)/kT} + 1} \quad (12-12)$$

Ammettiamo per semplicità che $(E_c - E_F) \gtrsim 4kT$, sicchè in questo caso il termine uno al denominatore può trascurarsi con buona approssimazione ⁽²⁾. L'integrale (12-12) può essere ridotto allora al tipo

$$\int_0^{\infty} x^{1/2} e^{-x} dx = \pi^{1/2}/2$$

e si ha

$$n_c = 2(2\pi m_c^* kT/h^2)^{3/2} e^{(E_F - E_c)/kT} \quad (12-13)$$

Per trovare E_F , che fino a qui è una quantità sconosciuta, utilizziamo il fatto che n_c deve essere uguale al numero di buche nella banda di valenza. Per calcolare questo numero osserviamo che $[1 - F(E)]$ rappresenta la probabilità che uno stato di energia E sia non occupato. La densità delle buche nella banda di valenza può quindi scriversi

$$n_b = \int_{\text{fondo}}^{E_v} Z(E) [1 - F(E)] dE \quad (12-14)$$

dove l'integrazione è estesa alla banda di valenza.

Si prova facilmente che il fattore $[1 - F(E)]$ decresce rapidamente a misura che si scende al di sotto della cima della banda di valenza (ossia, le buche sono localizzate vicino alla cima della banda di valenza). Quindi, per calcolare l'integrale (12-14) ci interessa fondamentalmente $Z(E)$ in prossimità della cima della banda di valenza. Secondo i risultati ottenuti in Cap.10, $Z(E)$ in questa regione varia così:

$$Z(E) dE = (4\pi/h^3) (2m_b^*)^{3/2} (E_v - E)^{1/2} dE \quad (12-15)$$

dove m_b^* rappresenta la massa effettiva di una buca in prossimità della cima della banda di valenza. Se ammettiamo che il livello di Fermi sia situato a più di circa $4kT$ sopra E_v , possiamo utilizzare l'approssimazione

$$1 - F(E) \simeq e^{(E - E_F)/kT} \quad * \quad (12-16)$$

Sostituendo le due ultime espressioni nella (12-14) ed integrando da $-\infty$ a E_v , si ha, allo stesso modo di prima,

$$n_b = 2(2\pi m_b^* kT/h^2)^{3/2} e^{(E_v - E_F)/kT} \quad (12-17)$$

Siccome $n_c = n_b$, ne segue dalla (12-13) e dalla (12-17) che

$$E_F = (E_c + E_v)/2 + \frac{3}{4} kT \log(m_b^*/m_c^*) \quad (12-18)$$

⁽²⁾ Per tabelle numeriche di integrali del tipo della (12-12), vedi J. McDougall e E. C. Stoner, *Phil. Trans.*, A237, 67 (1929).

$$* \quad 1 - F(E) = 1 - \frac{1}{e^{\frac{E - E_F}{kT}} + 1} = \frac{e^{\frac{E - E_F}{kT}}}{e^{\frac{E - E_F}{kT}} + 1} = \frac{1}{1 + e^{-\frac{E - E_F}{kT}}} \approx e^{\frac{E - E_F}{kT}} \quad \text{se } E - E_F \geq 4kT$$

Se $m_b^* = m_e^*$, il livello di Fermi è di nuovo localizzato esattamente a metà tra la cima della banda di valenza ed il fondo della banda di conduzione; la (12-18) è allora identica alla (12-7). In genere $m_b^* > m_e^*$, ed il livello di Fermi si alza lievemente all'incrementare T . Questo è indicato schematicamente nella Fig. 12-5 dal "livello di Fermi intrinseco".

La densità degli elettroni nella banda di conduzione n_c e la densità delle buche nella banda di valenza n_b possono ottenersi sostituendo la (12-18) nella (12-13). Questo dà

$$n_c = n_b = 2 (2\pi kT/h^2)^{3/2} (m_e^* m_b^*)^{3/4} e^{-E_g/2kT} \quad (12-19)$$

dove E_g rappresenta la larghezza della separazione. Si osserva che la dipendenza dalla temperatura è la stessa che nel modello semplificato. La dipendenza dalla temperatura di n_c è schematicamente rappresentata dalla curva indicata come "intrinseca" nella Fig. 12-6. Conviene ricordare che a temperatura ambiente:

$$2 (2\pi m k T/h^2)^{3/2} \simeq 10^{19} \text{ per cm}^3 \quad (12-20)$$

dove m è la massa di un elettrone libero. Si osservi che la costante davanti all'esponenziale della (12-8) è molto maggiore che nella (12-19). Osserviamo nuovamente che la (12-18) e la (12-19) sono delle buone approssimazioni solo se il livello di Fermi si trova più lontano di alcuni kT dal fondo della banda di conduzione e dalla cima della banda di valenza.

12-4. Modelli di un semiconduttore per impurezza

La maggior parte dei semiconduttori debbono la loro conduttività a delle impurezze, cioè, o ad atomi estranei incorporati al reticolo o ad un eccesso stechiometrico di uno dei suoi costituenti. Allo zero assoluto un tale solido può contenere una determinata concentrazione di livelli elettronici occupati che normalmente si trovano nella regione proibita fra le bande di valenza e di conduzione. Questi elettroni sono localizzati in prossimità delle impurezze e non contribuiscono quindi alla conduttività almeno di non essere eccitati alla banda di conduzione. I centri di questo tipo sono chiamati livelli donori. Nello schema dei livelli di energia sono rappresentati da un segmentino, per indicare che sono localizzati (vedi Fig. 12-3a). Per analogia, un semiconduttore per impurezza può contenere una certa densità di buche le quali per $T = 0$ sono intrappolate in livelli localizzati nella separazione proibita. Tali livelli sono chiamati livelli accettori, perchè possono venire occupati da elettroni eccitati dalla banda piena; questi elettroni eccitati lasciano una buca nella banda di valenza e la conduzione diventa possibile in questa banda (vedi Fig. 12-3b). La ragione fisica dell'esistenza e della posizione dei livelli donori ed accettori sarà esaminata nel prossimo Capitolo.

Consideriamo adesso la densità di elettroni liberi e di buche in due modelli semplici.

i) Il modello più semplice per un semiconduttore del tipo n consiste di una banda di conduzione al di sotto della quale ci sono n_d livelli donori per cm^3 di energia E_i (vedi Fig. 12-3a) (3). Trascuriamo per il momento l'effetto della banda di valenza, ossia, il modello sarà valido solo a temperature relativamente

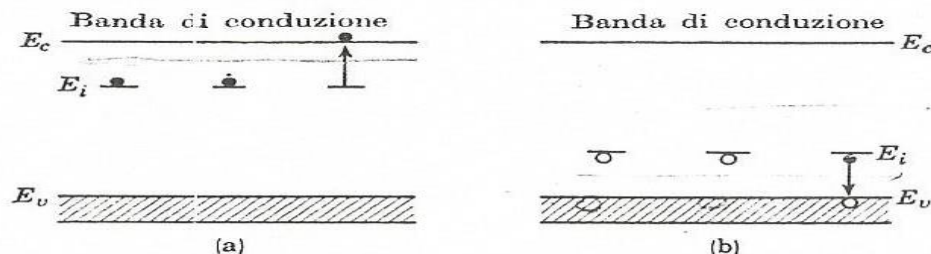


Fig. 12-3. — I livelli donori sono indicati in (a); uno dei donori è ionizzato il che dà luogo ad un elettrone libero nella banda di conduzione. I livelli accettori sono indicati in (b); uno di essi è ionizzato (ossia, occupato da un elettrone proveniente dalla banda di valenza), il che dà luogo ad una buca libera.

basse. Ammettiamo che per $T = 0$ tutti i livelli donori sono pieni di elettroni. A temperature basse, quando solo una frazione piccola di donori è ionizzata, ci si aspetta di trovare il livello di Fermi circa a metà tra i livelli donori ed il fondo della banda di conduzione. Ammettiamo per semplificare che E_F sia situato a più di alcuni kT al di sotto del fondo della banda di conduzione. In questo caso la densità degli elettroni di conduzione n_c è data dalla (12-13). Questo numero deve essere uguale alla densità di donori ionizzati. Se supponiamo che E_F sia situato a più di alcuni kT al di sopra dei livelli donori, la densità di donori vuoti è uguale a

$$n_d [1 - F(E_i)] \simeq n_d e^{(E_i - E_F)/kT} \quad (12-21)$$

Uguagliando la (12-13) e la (12-21) l'espressione che indica la posizione del livello di Fermi sarà

$$E_F = \frac{1}{2} (E_i + E_c) + (kT/2) \log \left[\frac{n_d}{2 (2\pi m_e^* kT/h^2)^{3/2}} \right] \quad (12-22)$$

Quindi per $T = 0$, E_F sta esattamente a metà tra i livelli donori ed il fondo della banda di conduzione. Al crescere T il livello di Fermi scende. Questo è illustrato nella Fig. 12-4 per il caso di $E_c - E_i = 0,2 \text{ ev}$, per tre valori diversi di n_d (4). All'interno della regione triangolare ABC il livello di Fermi è più di-

(3) I semiconduttori nei quali la corrente è trasportata principalmente da elettroni si chiamano semiconduttori del tipo n ($n =$ negativo): un conduttore per buche è denominato un semiconduttore del tipo p ($p =$ positivo).

(4) R. A. Hutner, E. S. Rittner, e F. K. DuPrè, *Philips Research Repts.*, 5, 188, (1950).

stante di $2kT$ dalla banda di conduzione e dai livelli donori; solo in questa regione è applicabile la (12-22) con una precisione di circa 8 per cento. Al di fuori di questa regione il termine uno nella distribuzione di Fermi che si trova nella (12-21) deve essere conservato. Si osservi che per questo modello E_F scende indefinitamente; in un caso reale, tuttavia, la presenza della banda di valenza

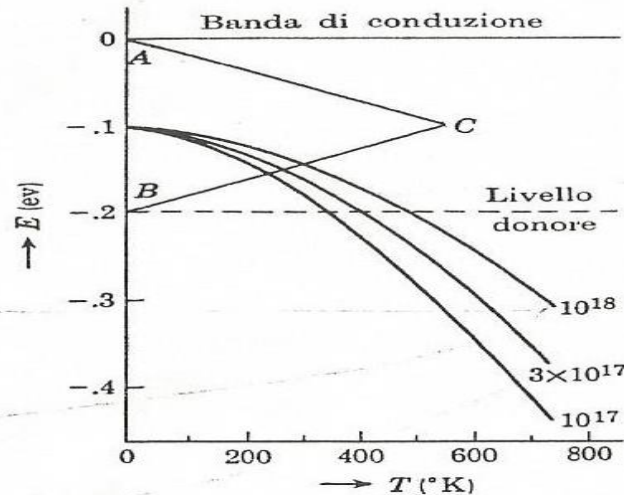


Fig. 12-4. — Il livello di Fermi in funzione di T per un insieme di livelli donori a 0,2 ev al di sotto della banda di conduzione; la presenza della banda di valenza è trascurata. I numeri vicini alle curve rappresentano il numero di donori per cm^3 . Entro ABC , il livello di Fermi è lontano più di $2 kT$ dai donori e dalla banda di conduzione. (Da Hutner, Rittner e DuPrè, Nota 4).

manterrebbe il livello di Fermi a circa metà distanza tra la banda di valenza e quella di conduzione (vedi Fig. 12-5).

Per la regione nella quale è valida la (12-22), la densità di elettroni liberi nella banda di conduzione si ottiene sostituendo E_F nella (12-13), il che dà

$$n_c = (2n_d)^{1/2} (2\pi m_e^* kT/h^2)^{3/4} e^{-\Delta E/2kT} \quad (12-23)$$

dove $\Delta E = E_c - E_i$ rappresenta l'energia di ionizzazione dei donori. Si osservi che di nuovo abbiamo $\Delta E/2$ invece di ΔE ; si osservi anche che n_c è proporzionale alla radice quadrata della concentrazione dei donori (vedi Problema 12-2).

Il caso per i livelli accettori al di sopra della banda di valenza può essere trattato nella stessa maniera. Facendo delle premesse simili a quelle fatte sopra, la densità delle buche nella banda di valenza è data da un'espressione simile alla (12-23). In questo caso il livello di Fermi si trova a metà tra i livelli accettori e la cima della banda di valenza per $T = 0$; al crescere di T il livello di Fermi si eleva (vedi Problema 12-3 e Fig. 12-5).

Da questi risultati ne segue che il logaritmo della densità dei portatori rappresentato in funzione dell'inverso della temperatura dovrebbe dare una retta con una inclinazione $-\Delta E/2k$. Tuttavia, a misura che cresce la temperatura a valori tali che l'eccitazione intrinseca diventa importante, l'inclinazione cambia gradualmente a $-E_{sep}/2k$. La ragione per questo è che la densità di

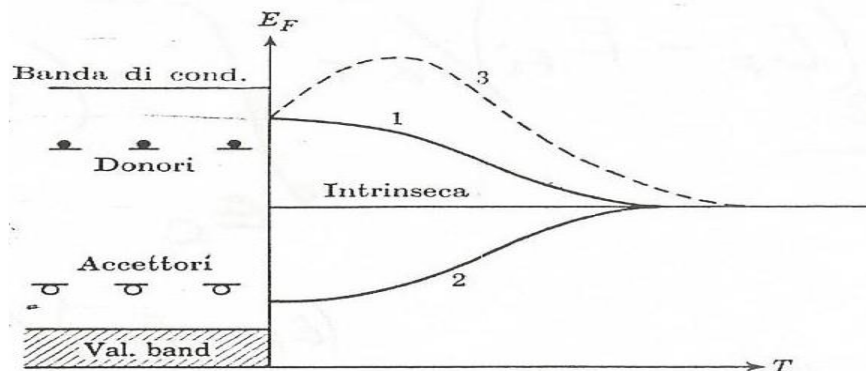


Fig. 12-5. — Rappresentazione schematica del livello di Fermi in funzione della temperatura; la curva 1 è quella per gli isolanti con donori, la curva 2 quella per gli isolanti con accettori. Il livello di Fermi intrinseco si inclina lievemente verso l'alto, secondo la (12-18). La curva tratteggiata 3 corrisponde al caso esaminato al Par. 12-6, in cui il gas di elettroni nella banda di conduzione è degenerato per un certo intervallo di temperatura.

elettroni nella banda piena è dell'ordine di 10^{22} per cm^3 , mentre che la densità di centri di impurezza è generalmente $\lesssim 10^{19}$ per cm^3 . Questo è rappresentato schematicamente nella Fig. 12-6. Si trovano delle simili curve quando il logaritmo della conduttività è rappresentato graficamente in funzione di $1/T$, come vedremo più avanti.

ii) Il modello sopra descritto è generalmente valido per semiconduttori come il germanio ed il silicio, che contengono delle impurezze trivalenti o pentavalenti; le prime producono livelli accettori, le seconde livelli donori. In altri casi, come quello degli alogenuri alcalini contenenti un eccedente di metallo, la densità di livelli disponibili può essere maggiore del numero di elettroni in eccesso. In altre parole, è possibile che per $T = 0$ solo sia occupata una frazione dei livelli disponibili. Come caso estremo supponiamo che la densità di elettroni donori n_d sia molto piccola rispetto alla densità di livelli disponibili Z_i . In questo caso il livello di Fermi è ovviamente situato al di sotto dei livelli donori. Ad una qualsiasi temperatura T , il numero di livelli di "impurezza" occupati è uguale a

$$\frac{Z_i}{e^{(E_i - E_F)/kT} + 1} \simeq Z_i e^{(E_F - E_i)/kT}$$

12-6. Degenerazione elettronica nei semiconduttori

Nei paragrafi precedenti abbiamo ammesso che il livello di Fermi fosse localizzato ad almeno alcuni kT al di sotto della banda di conduzione. In questo caso gli elettroni nella banda di conduzione seguono da vicino la statistica di Boltzmann, ossia, il gas elettronico è non degenerato. In certe circostanze, tuttavia, il livello di Fermi può entrare nella banda di conduzione ed il gas elettronico nella banda di conduzione diventare degenerato. Dalle precedenti discussioni dovrebbe risultare chiaro che le condizioni favorevoli per una tale situazione sono le seguenti:

- i) Densità di donori relativamente alte ($\sim 10^{19}$ per cm^3).
- ii) Bassa energia di ionizzazione dei donori.
- iii) Bassa densità di stati in prossimità del fondo della banda di conduzione, ossia, massa elettronica effettiva piccola (vedi Par. 10-9).

Se sono soddisfatte queste condizioni il livello di Fermi in funzione della temperatura varia come è indicato dalla curva tratteggiata 3 nella Fig. 12-5. A misura che T cresce dallo zero assoluto, i donori cominciano a ionizzarsi e, data la bassa densità di stati, gli stati di minor energia nella banda di conduzione si riempiono totalmente. La posizione del livello di Fermi rispetto al fondo della banda di conduzione è data allora da (9-9):

$$E_F = (h^2/2m_e^*) (3n_c/8\pi)^{2/3}$$

dove n_c è la densità di elettroni nella banda di conduzione. Fino a che $E_F \gg kT$, il gas elettronico è degenerato. Naturalmente, a misura che si riduce la massa effettiva elettronica, la degenerazione può prodursi a densità elettroniche più basse. Al crescere ulteriormente T , la degenerazione è tolta ed il livello di Fermi lascia di nuovo la banda di conduzione.

Si crede che le circostanze qui descritte avvengano nel InSb, che contiene dei livelli donori in concentrazioni di circa 10^{18} per cm^3 ; la massa effettiva degli elettroni di conduzione è probabilmente solo $m/30$ in questo caso.

schema delle bande di energia questo significa che allo zero assoluto la distribuzione elettronica è tale che un certo numero di bande di energia è totalmente pieno, e quelle superiore sono totalmente vuote.

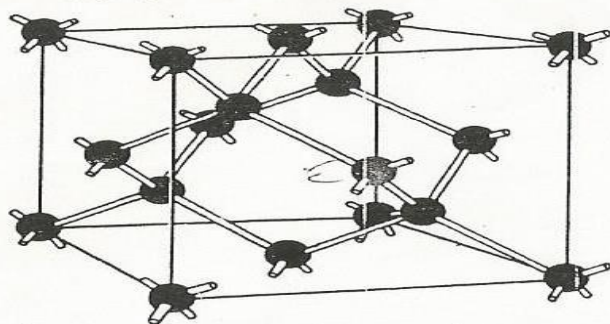


Fig. 13-1. - Struttura cristallografica del diamante, che illustra la configurazione a legame tetraedrico. (Da W. Shockley, *Electrons and Holes in Semiconductors*, Van Nostrand, New York, 1950).

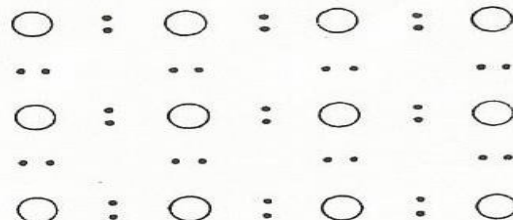


Fig. 13-2. - Rappresentazione schematica bi-dimensionale della distribuzione elettronica nella struttura del diamante che mostra i legami per coppie di elettroni.

Costanti fisiche. È interessante considerare come alcune delle proprietà fisiche di questi elementi variano in modo regolare con la loro posizione nella tavola periodica. All'aumentare il numero atomico cresce la distanza interatomica, ossia, le forze di legame diventano più deboli ed i solidi diventano "meno duri". Nella Tabella 13-2 si danno alcune costanti fisiche per il diamante, il silicio ed il germanio. Nell'ordine indicato, il parametro reticolare a (il lato del reticolo c.f.c.) cresce, le costanti elastiche, il punto di fusione, la temperatura di Debye e la separazione proibita di energia diminuiscono. Questa regolarità può spiegarsi qualitativamente considerando le forze relative dei legami chimici tra gli atomi. Si osserva anche che la costante dielettrica cresce nell'ordine C, Si, Ge; questo è in gran parte dovuto all'incremento nel numero di elettroni per atomo, che provoca maggiore polarizzabilità. Dobbiamo dire alcune parole a proposito delle quantità indicate nella Tabella 13-2. Le costanti reticolari per il Si ed

Tabella 13-2. - Alcune costanti fisiche per il diamante, il silicio ed il germanio. (Dettagli nel testo).

	a (Å)	p. f. (°C)	ϵ	θ_D (°K)	E_{sep} (ev)	c_{11}	c_{12}	c_{44} (10^{12} dine/cm)
C	3.561	3550	5,7	1800	~7	9,2	3,9	4,3
Si	5.43086	1420	12	658	1,21	1,674	0,652	0,796
Ge	5,65748	936	16	362	0,785	1,289	0,488	0,673

il Ge sono quelle ottenute da Straumanis ed Aka a 20°C da diffrazione di raggi X; i coefficienti di espansione misurati da questi autori tra 10°C e 50°C sono rispettivamente $4,15 \times 10^{-6}$ e $5,92 \times 10^{-6}$ per °C per il Si e per il Ge (2). La costante dielettrica ϵ data sopra è ricavata da misure dell'indice di rifrazione nella regione ottica oltre che da misure della costante dielettrica nella regione delle microonde (3). Le temperature di Debye per il Si ed il Ge sono state ottenute da misure del calore specifico al di sotto dei 4°K da Keesom e Pearlman (4); in questa regione il calore specifico reticolare è proporzionale a T^3 e θ_D può calcolarsi partendo dalla (12-37). La separazione di energia nel Si e nel Ge non è una quantità ben definita, a causa di certe peculiarità della struttura a bande di questi elementi; torneremo ad esaminare questo problema al Par. 13-6. I valori indicati nella Tabella sono calcolati dalla densità dei portatori di carica nella regione intrinseca. Le costanti elastiche sono ottenute da misure della velocità di propagazione delle onde elastiche (5).

Effetto delle impurezze. È molto interessante il fatto che il Si ed il Ge possano essere "drogati" con elementi estranei. Bardeen e Pearson, per esempio, hanno mostrato che il boro ed il fosforo formano delle soluzioni solide sostituzionali nel Si (6). La conferma di questo si ha nel fatto che la costante reticolare decresce a misura che cresce la concentrazione di questi elementi (i raggi atomici del Si, B, P sono rispettivamente 1,17, 0,89 e 1,1 Å). Se gli atomi soluti fossero incorporati interstizialmente, la costante reticolare dovrebbe essere aumentata. Dobbiamo così considerare l'atomo di fosforo in una posizione normalmente occupata da Si. L'atomo di fosforo ha cinque elettroni esterni, uno in più del numero richiesto per formare dei legami di coppie di elettroni con quattro primi vicini. Di conseguenza, l'elettrone "addizionale" è legato in forma relativamente debole ed è sufficiente una piccola quantità di energia per liberarlo. Nello schema delle bande di energia questo significa che il fosforo ed altri atomi pentavalenti danno luogo a dei livelli donori in prossimità della banda di conduzione.

L'ordine di grandezza dell'energia necessaria per ionizzare l'atomo di fosforo, ossia, la differenza di energia tra il livello donore ed il fondo della banda di conduzione, può calcolarsi, secondo Bethe, come segue: l'elettrone addizionale dell'atomo di fosforo può essere concepito come una singola carica positiva che si muove nel campo, ossia, il problema è simile a quello dell'atomo di idrogeno (7). La differenza sta nel fatto che l'elettrone addizionale e la carica

(2) M. E. Straumanis e E. Z. Aka, *J. Appl. Phys.*, **23**, 330 (1952).

(3) Vedi, per esempio, K. Lark-Horovitz e K. W. Meissner, *Phys. Rev.*, **76**, 1530 (1949); W. C. Dunlap e R. L. Watters, *Phys. Rev.*, **92**, 1396 (1953).

(4) P. H. Keesom e N. Pearlman, *Phys. Rev.*, **91**, 1347 (1953); N. Pearlman e P. H. Keesom, *Phys. Rev.*, **88**, 398 (1952).

(5) W. L. Bond, W. P. Mason, H. J. McSkimin, K. M. Olsen, e G. K. Teal, *Phys. Rev.*, **78**, 176 (1950); H. J. McSkimin, W. L. Bond, E. Buehler, e G. K. Teal, *Phys. Rev.*, **83**, 1080 (1951).

(6) G. L. Pearson e J. Bardeen, *Phys. Rev.*, **75**, 865 (1949); inoltre F. H. Horn, *Phys. Rev.*, **97**, 1521 (1955).

(7) G. Wannier, *Phys. Rev.*, **52**, 191 (1937); vedi anche G. F. Koster e J. C. Slater, *Phys. Rev.*, **95**, 1167 (1954); **96**, 1208 (1954).

positiva sono immersi in un mezzo di costante dielettrica relativamente alta (vedi Tabella 13-2). Perciò il raggio dell'orbita si estende a varie distanze atomiche e l'energia di legame è piccola. Di fatti, se si utilizza per il calcolo il semplice schema di Bohr, modificato per tenere in conto la costante dielettrica ϵ e la massa effettiva m^* , si ha, per il raggio r e per l'energia dello stato fondamentale

$$r = \epsilon \hbar^2 / (m^* e^2) \quad \text{e} \quad E_d = - m^* e^4 / (2 \hbar^2 \epsilon^2) \quad (13-1)$$

L'energia E_d si misura rispetto al fondo del continuo di ionizzazione, ossia, rispetto al fondo della banda di conduzione. Ammettendo per adesso che la massa effettiva m^* sia uguale alla massa dell'elettrone libero, si trova

	ϵ	r	E_d (Bohr)	E_d sper
Si	12	6,4 Å	-0,09 ev	-0,05
Ge	16	8,5 Å	-0,05 ev	-0,01

L'ultima colonna dà l'energia di ionizzazione sperimentale dei livelli donori per drogaggio con P, As e Sb⁽⁸⁾. Un calcolo dettagliato dell'energia di ionizzazione dei donori fatto da Kittel e Mitchell dà 0,009 ev come limite inferiore per il germanio e 0,03 ev per il silicio, in buon accordo con i valori sperimentali⁽⁹⁾. Questi calcoli utilizzano le recenti informazioni sulle superfici $E(k)$ fornite da esperienze sulla risonanza ciclotronica (vedi Par. 13-6).

Il silicio ed il germanio possono essere drogati anche con elementi trivalenti tali come il B, l'Al, il Ga e l'In. In questi casi gli atomi aggiunti sono privi di un elettrone per la formazione di quattro legami di coppie di elettroni. Ogni atomo trivalente che si aggiunge dà luogo quindi ad un livello di vacanze elettroniche lievemente superiori alla banda di valenza. Questi livelli sono accettori perchè possono accettare un elettrone dalla banda piena se l'elettrone è eccitato termicamente. Si può pensare al livello accettore come ad una buca che descrive un'orbita di Bohr intorno all'atomo di impurezza; le energie di legame sono circa uguali a quelli per i livelli donori. La ionizzazione del livello accettore in questo schema equivale all'eccitazione di un elettrone di valenza in una buca. Nello schema delle bande di energia gli elettroni vengono eccitati verso l'alto, le buche verso il basso (vedi Fig. 13-3).

Da ciò che abbiamo detto è ovvio che la ionizzazione dei livelli donori (P, As, Sb) dà luogo a dei portatori elettronici nella banda di conduzione; la ionizzazione di livelli accettori (B, Al, Ga, Sn) produce una conduttività da buche nella banda di valenza. Nel germanio, a temperatura ambiente, quasi tutti i livelli donori od accettori saranno ionizzati, perchè $kT \simeq 0,025$ ev, il che è maggiore della energia di legame degli elettroni donori e delle buche ac-

cettori. Inoltre, l'energia di ionizzazione decresce al crescere della concentrazione, come si vede dalla Fig. 13-4 (10). Quindi, persino a bassa temperatura la frazione di donori o di accettori ionizzati può essere abbastanza grande.

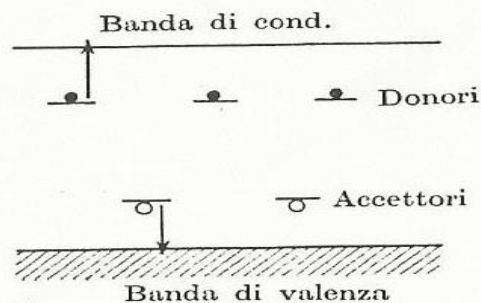


Fig. 13-3. - Schema del livello di energia per livelli donori ed accettori.

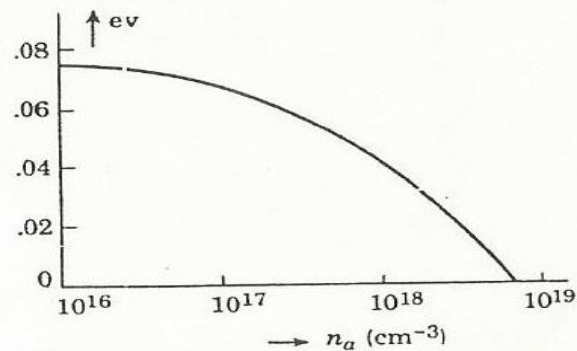
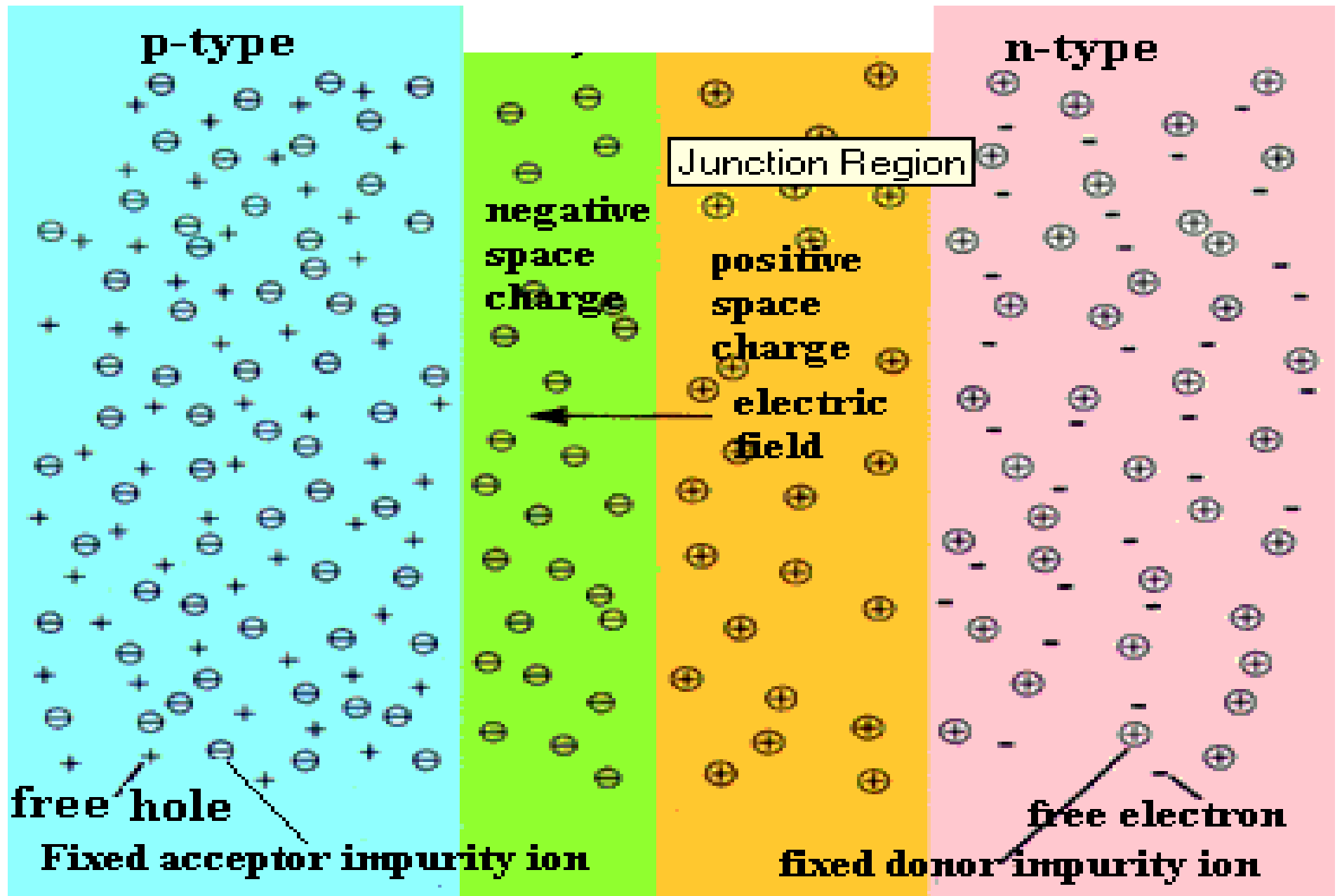


Fig. 13-4. - Energia di ionizzazione dei livelli accettori nel Si in funzione della densità di accettori n_a . (Da Pearson e Bardeen, Nota 10).

Crescita dei cristalli. Si possono ottenere dei monocristalli di silicio e di germanio drogati o no, ponendo un germe del cristallo in contatto con il fuso e poi ritirando lentamente il germe (11). La concentrazione di una determinata impurezza in un cristallo così ottenuto è determinata dal coefficiente di segregazione dell'impurezza in esame; questa quantità si definisce come il rapporto fra la concentrazione dell'impurezza nella fase solida e quella nella fase fusa, in equilibrio termico. Per la maggior parte delle impurezze il coefficiente di segregazione è $\ll 1$, eccetto per il boro nel germanio che ha un coefficiente maggiore dell'unità. Sarà quindi chiaro che in genere la concentrazione di impurezza nel fuso cresce a misura che è ritirato il cristallo, per cui le impurezze si concentrano sulla punta del cristallo. Su questo principio si basa la cosiddetta tecnica del raffinamento zonale, con la quale è possibile ottenere dei cristalli di alto grado di purezza; se una spirale calda è portata lentamente lungo un cristallo, le impurezze vengono spazzate verso una delle punte del cristallo; questo procedimento può naturalmente essere ripetuto molte volte (12). Con questo metodo è ormai possibile produrre dei monocristalli di Ge e di Si con delle concentrazioni di impurezze di solo una parte in 10^{10} o 10^9 , almeno se si accetta la resistività elettrica come misura della purezza. A questo proposito si



Per una animazione dei principi fisici sopra esposti:

<https://www.youtube.com/watch?v=jEEVfXX7FPQ>

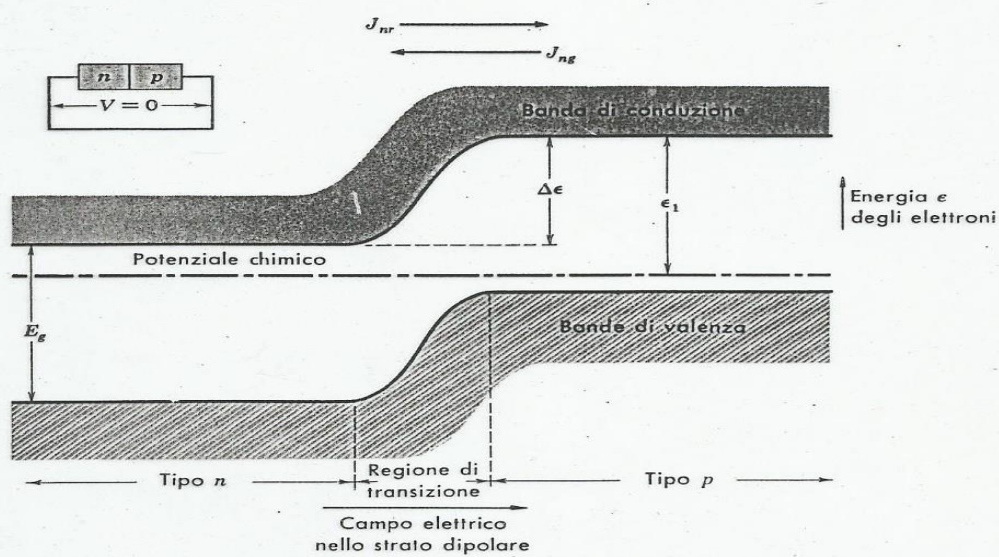


Figura 21 Una giunzione $p-n$ all'equilibrio termico per cui il flusso risultante di particella nel circuito è nullo. In accordo con la termodinamica il potenziale chimico è ovunque all'equilibrio e costante. La posizione dell'estremo della banda di valenza rispetto al livello di Fermi varia attraverso la regione di transizione della giunzione. L'estremo della banda è costante soltanto all'interno delle regioni n o p . Esso dipende solo dalla composizione chimica ed è indipendente dal resto del circuito. Supponiamo che la composizione chimica vari bruscamente al centro del confine. La regione di transizione si distingue per un cambiamento graduale delle concentrazioni elettrone-lacuna. Questo cambiamento dà luogo a un doppio strato elettrostatico. Il doppio strato produce una differenza di energia potenziale $\Delta\epsilon$ che impedisce a una corrente risultante di elettroni o di lacune di passare attraverso la regione di separazione. Il numero di elettroni nella banda di conduzione è molto più grande dal lato n che dal lato p . Il flusso di elettroni J_{nr} verso destra è costituito da quegli elettroni che hanno sufficiente energia da vincere la barriera di energia potenziale; questi elettroni si ricombinano poi con le lacune. Il flusso di elettroni J_{ng} verso sinistra insorge da quei pochi elettroni generati per mantenere l'equilibrio termico a destra; questi possono muoversi in discesa verso sinistra. All'equilibrio $J_{nr} + J_{ng} = 0$ al confine. Lo stesso ragionamento vale per le lacune $J_{pr} + J_{pg} = 0$.

Diamo una descrizione qualitativa del funzionamento di una giunzione $p-n$ come raddrizzatore. All'equilibrio gli elettroni di conduzione forniti dai donori si troveranno principalmente nella regione n dove gli elettroni neutralizzano la carica spaziale degli ioni donori; mentre le lacune fornite dagli ioni accettori si troveranno soprattutto nella regione p . Gli elettroni e le lacune non possono rimanere separati in questo modo a meno che esista un campo elettrico nella regione della giunzione, poiché senza un campo

p-n Junction

Formation

$$J_{nr}(0) + J_{ng}(0) = 0$$

$$J_{pr}(0) + J_{pg}(0) = 0$$

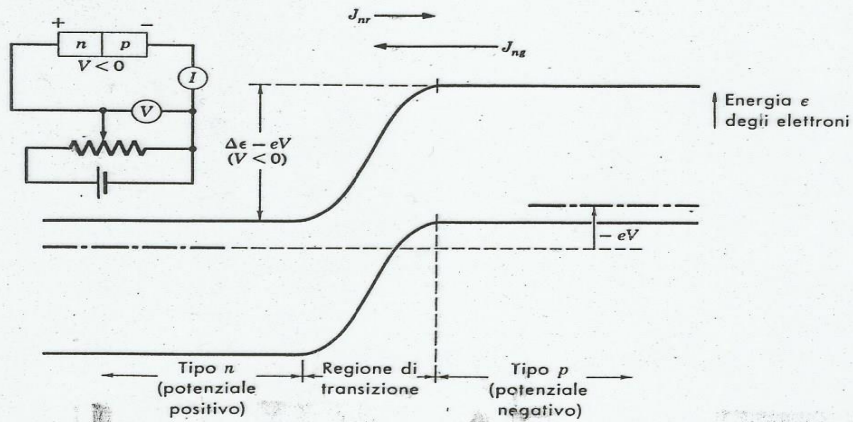


Figura 22 Una giunzione $p-n$ con tensione di polarizzazione *inversa* $V < 0$. La corrente di elettroni risultante è piccola e quasi indipendente da V . La corrente di lacune è anch'essa piccola e praticamente indipendente da V .

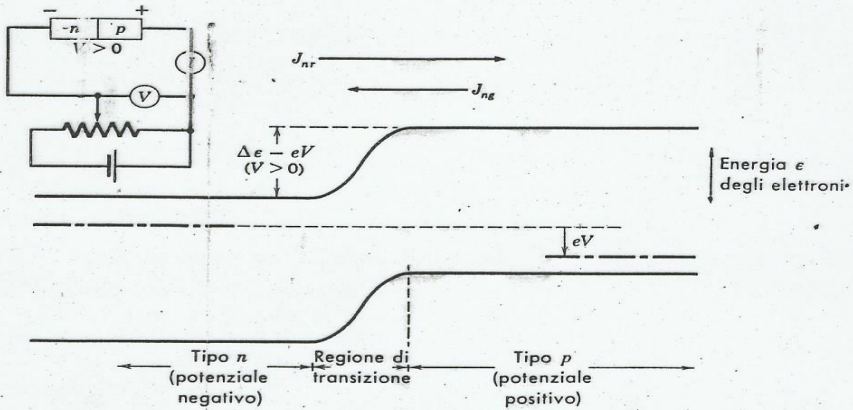


Figura 23 Una giunzione $p-n$ con tensione di polarizzazione *diretta* $V > 0$. La corrente è intensa e varia rapidamente con V . Sono indicate soltanto le correnti di elettroni, tuttavia anche la corrente di lacune è grande e sensibile a V .

$$J_{nr}(V_{inv}) = J_{nr}(0) e^{-\frac{e|V|}{kT}}$$

$$J_{ng}(V_{inv}) = J_{ng}(0) = -J_{nr}(0)$$

$$J_{tot} = J_{nr}(V) + J_{ng}(V) = J_{nr}(0) \left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1 \right)$$

p-n Junction

Backward & Forward polarization

Ohm's law $I = V/R$

Diode law:

$$I = I_R (\exp(eV/KT) - 1)$$

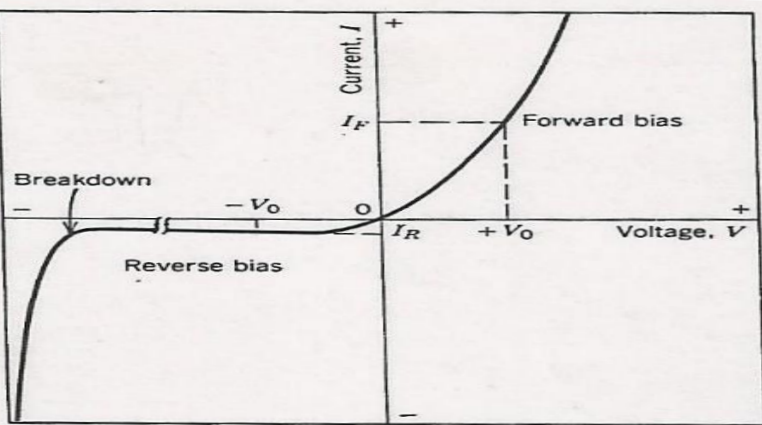


Figure 19.20 The current–voltage characteristics of a p – n junction for forward and reverse biases. The phenomenon of breakdown is also shown.

Thus for this bias, large numbers of charge carriers flow across the semiconductor and to the junction, as evidenced by an appreciable current and a low resistivity. The current–voltage characteristics for forward bias are shown on the right-hand half of Figure 19.20.

For reverse bias (Figure 19.19c), both holes and electrons, as majority carriers, are rapidly drawn away from the junction; this separation of positive and negative charges (or polarization) leaves the junction region relatively free of mobile charge carriers. Recombination will not occur to any appreciable extent so that the junction is now highly insulative. Figure 19.20 also illustrates the current–voltage behavior for reverse bias.

The rectification process in terms of input voltage and output current is demonstrated in Figure 19.21. Whereas voltage varies sinusoidally with time (Figure 19.21a), maximum current flow for reverse bias voltage I_R is extremely small

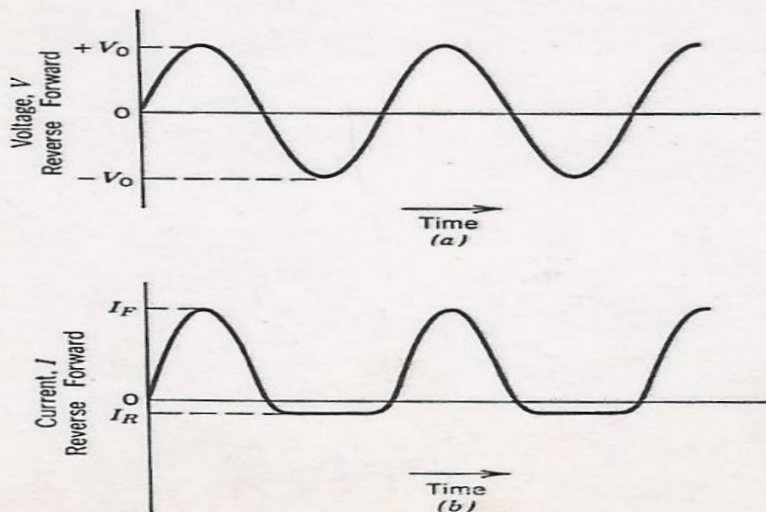


Figure 19.21 (a) Voltage versus time for the input to a p – n rectifying junction. (b) Current versus time, showing rectification of voltage in (a) by a p – n rectifying junction having the voltage–current characteristics shown in Figure 19.20.

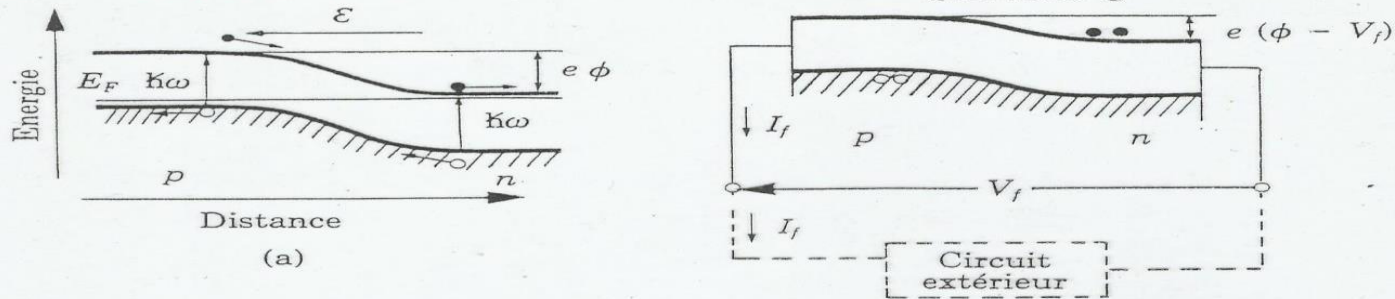


Figure 1 - Profil de bande d'une jonction p-n éclairée. a) Le champ électrique \mathcal{E} de la jonction sépare les porteurs créés. b) Les porteurs photocréés induisent un champ électrique \mathcal{E}' , et donc une tension V_f utilisable par un circuit extérieur.

bornes d'une jonction illuminée porte le nom d'« effet photovoltaïque ». La valeur maximum de V_f est ϕ , lui-même inférieur à E_g/e [équation (17) du ch.VIII].

Si la caractéristique de la jonction est de la forme (1), on peut admettre qu'en présence de lumière il y a apparition d'un photocourant supplémentaire $-I_f$ dont le sens est opposé au courant direct. En branchant un circuit extérieur sur la diode éclairée, on recueille ce courant. Si P est le flux de photons et η le rendement quantique, c'est-à-dire le nombre de paires créées par un photon et récupérées,

$$I_f = 2\eta e P \quad (2)$$

le courant sous lumière vaut

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{e V_f}{kT}\right) - 1 \right] - I_f \quad (3)$$

et la tension V_f est donnée par

$$V_f = \frac{kT}{e} \text{Log} \left[\frac{I + I_s + I_f}{I_s} \right] \quad (4)$$

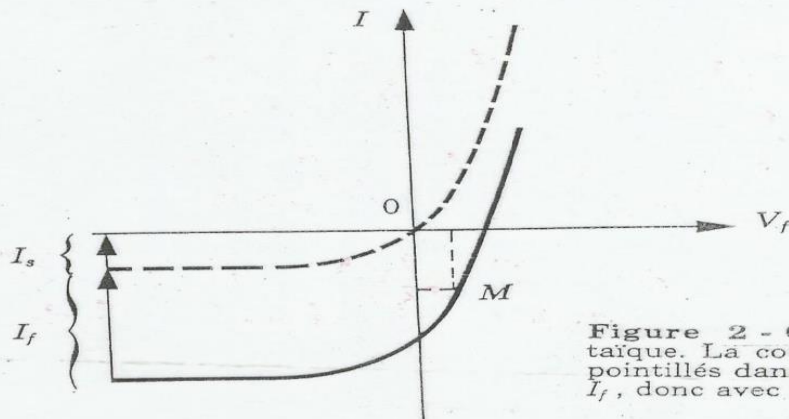


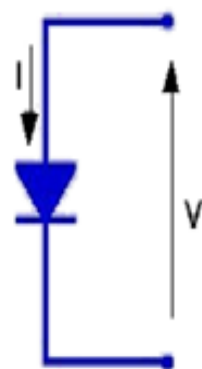
Figure 2 - Caractéristique courant-tension d'une cellule photovoltaïque. La courbe en trait plein est obtenue sous éclairage, celle en trait pointillé dans l'obscurité. Le décalage entre les deux courbes croît avec I_f , donc avec l'éclairage.

Solar cell
device

Caratteristica al buio

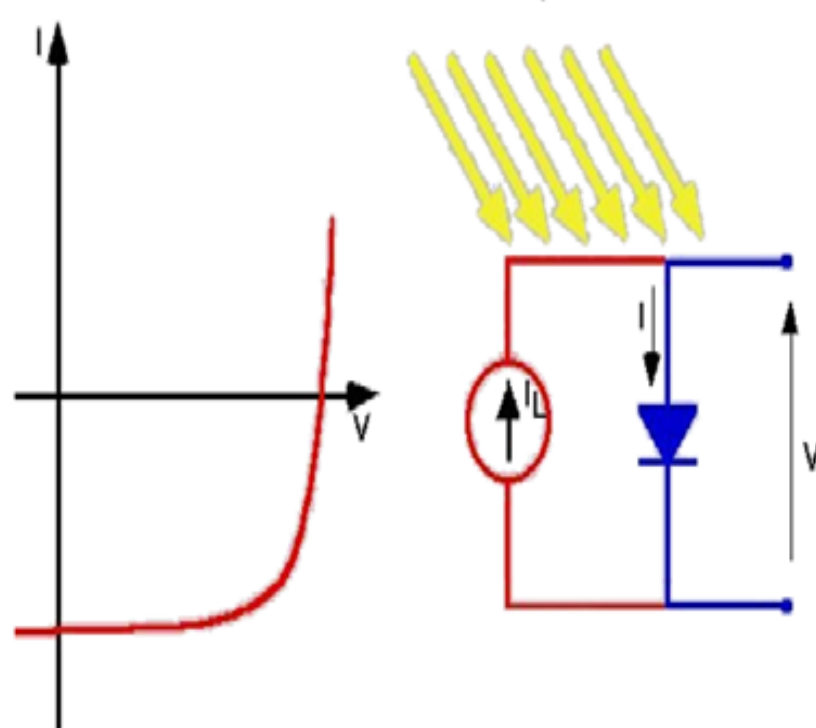


$$I = I_0 \cdot \left(e^{\frac{q \cdot V}{K_B T}} - 1 \right)$$

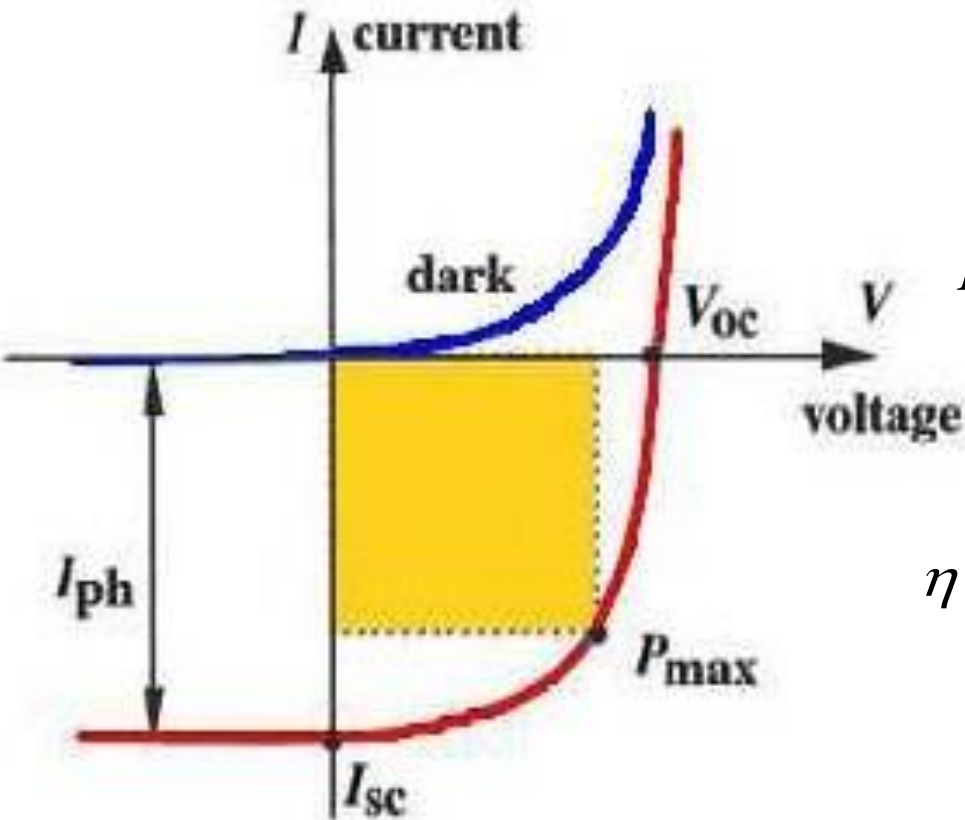


Caratteristica alla luce

$$I = I_0 \cdot \left(e^{\frac{q \cdot V}{K_B T}} - 1 \right) - I_L$$



I-V measurements



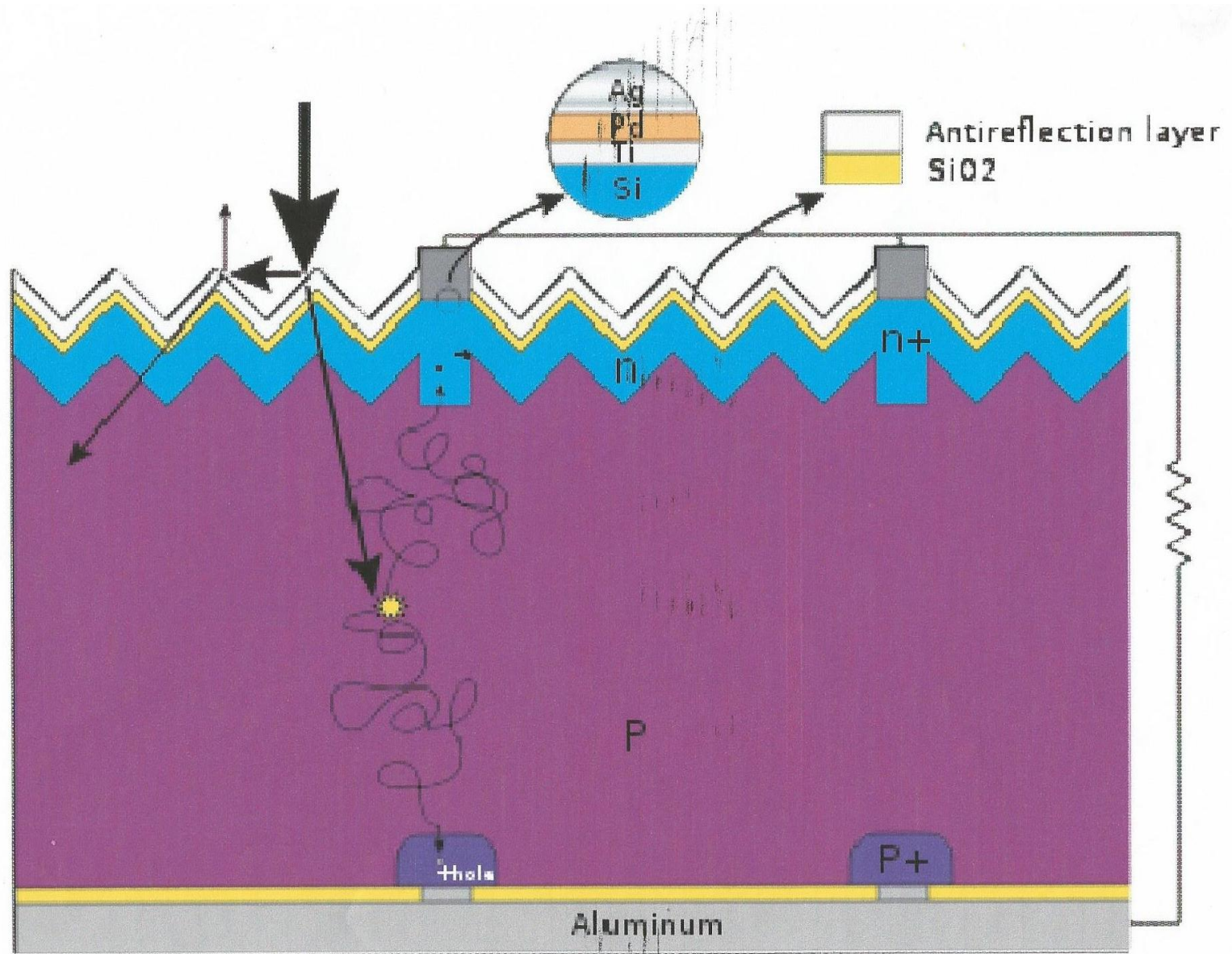
$$FF = \frac{I_{PM} * V_{PM}}{I_{SC} * V_{OC}}$$

It is a measure of the cell quality

$$\eta = \frac{I_{SC} * V_{OC} * FF}{P_{light}} \%$$

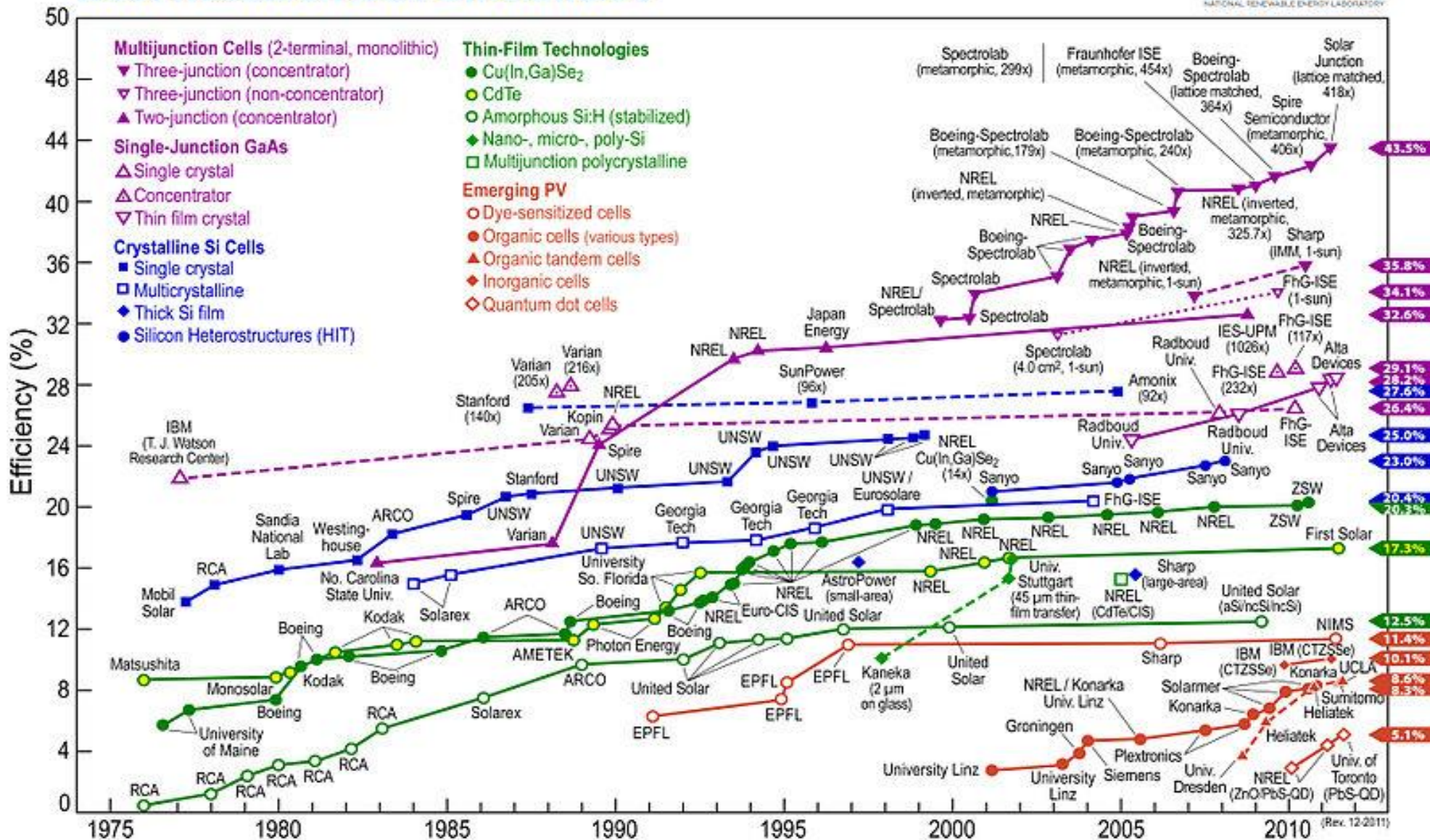
It is a measure of the efficiency

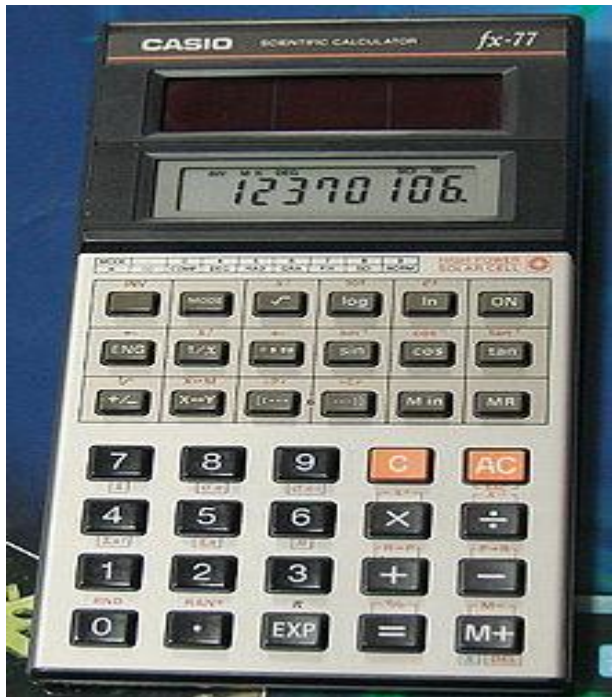
The maximum of I_{sc} occurs by using a thickness which maximises the number of photons that reach the silicon and the number of Schottky junctions which minimise the Resistance.



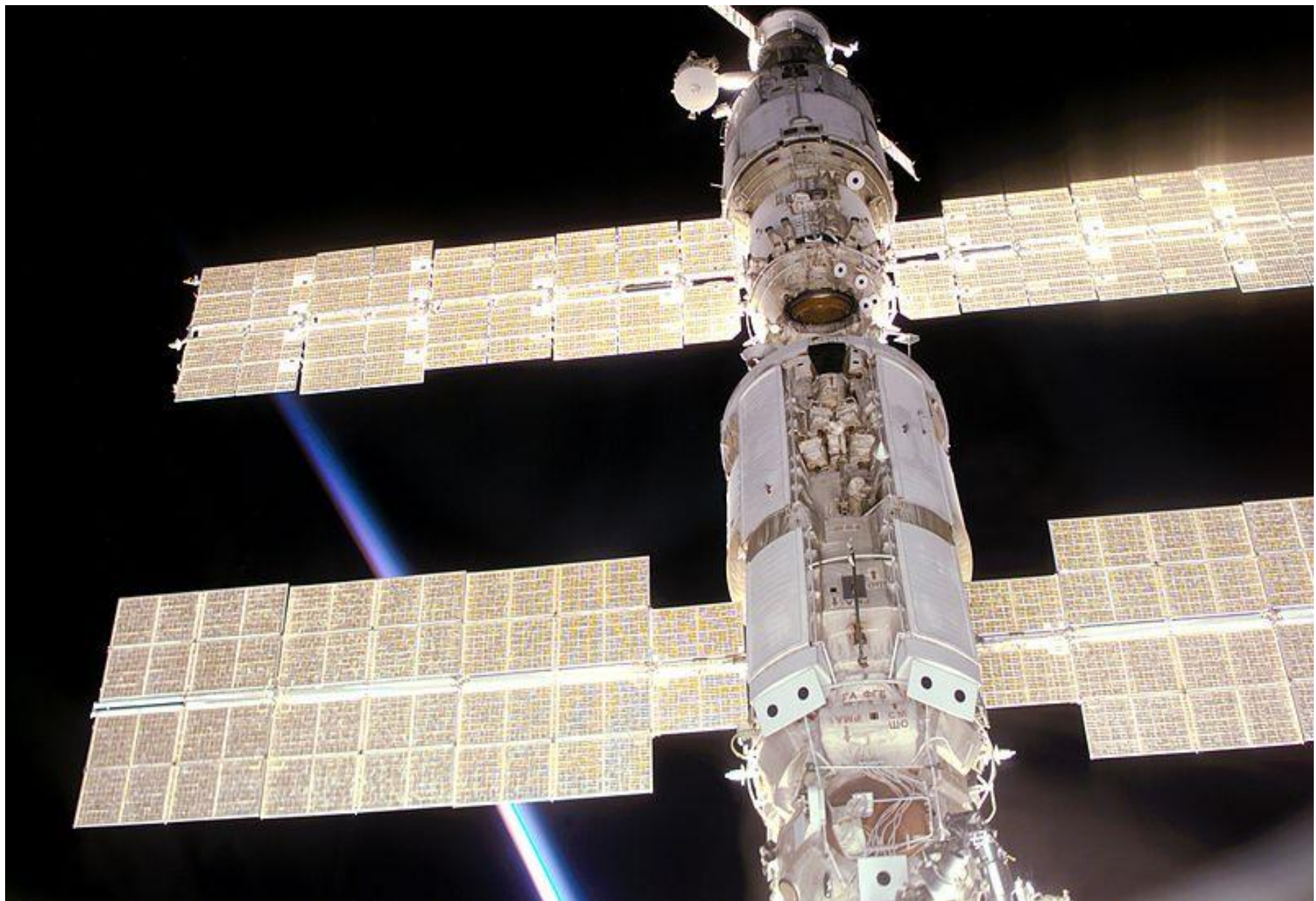
Basic structure of a silicon based solar cell and its working mechanism

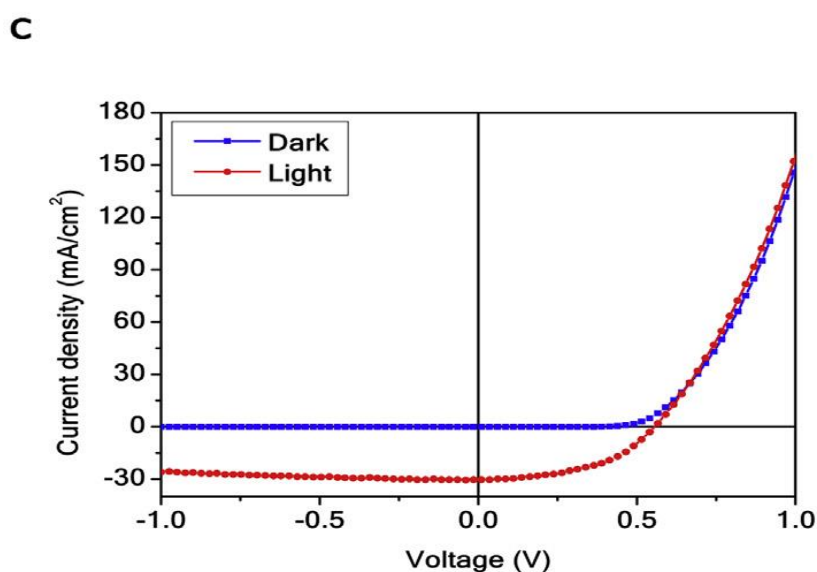
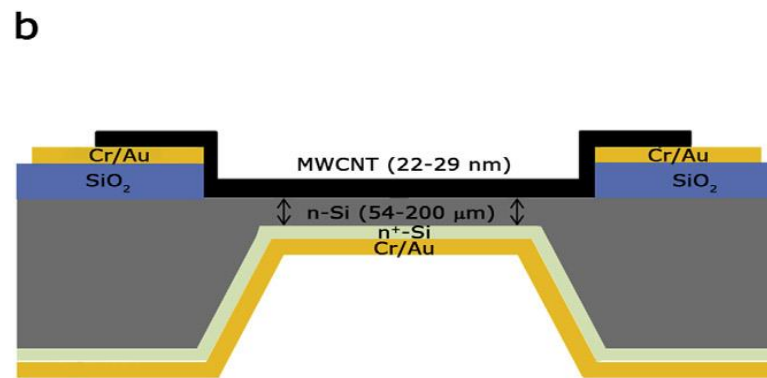
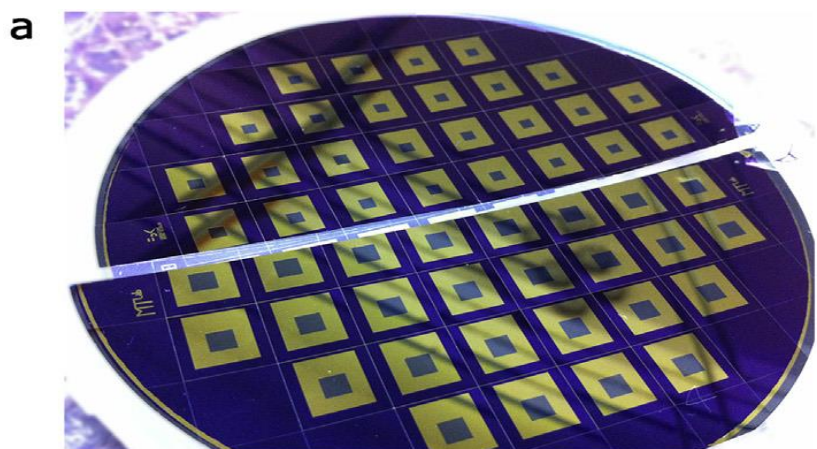
Best Research-Cell Efficiencies





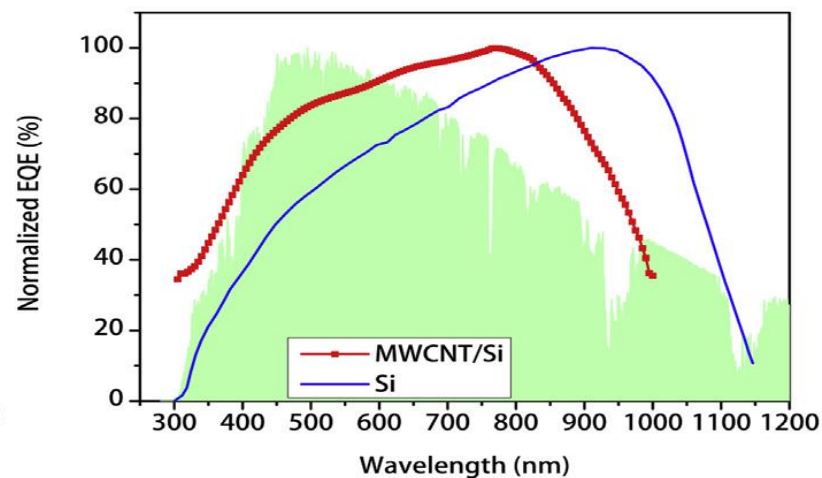
Polycrystalline Silicon Solar Cells





d

Efficienza 13%



F.De Nicola, M.De Crescenzi et al., Carbon 101, 226 (2016); Carbon 114, 402 (2017).

X.Li et al.

18.5% efficient graphene/GaAs van der Waals heterostructure solar cell

Nano Energy 16, 310 (2015).

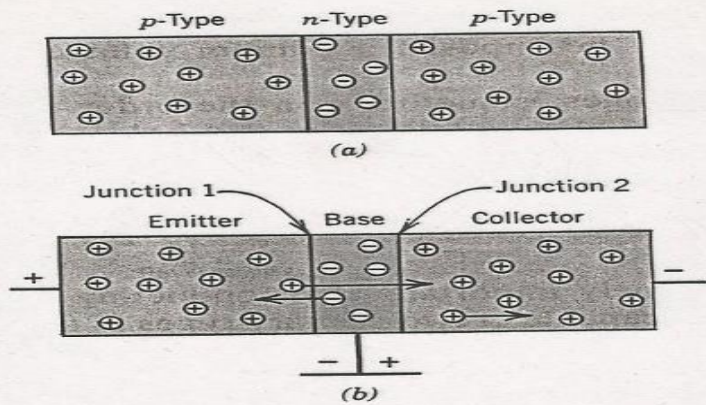


Figure 19.23 For a junction transistor ($p-n-p$ type), the distributions and directions of electron and hole motion (a) when no potential is applied and (b) with appropriate bias for voltage amplification.

properly prepared, most of these holes will be swept through the base without recombination, then across junction 2 and into the p -type collector. The holes now become a part of the emitter-collector circuit. A small increase in input voltage within the emitter-base circuit produces a large increase in current across junction 2. This large increase in collector current is also reflected by a large increase in voltage across the load resistor, which is also shown in the circuit (Figure 19.22). Thus, a voltage signal that passes through a junction transistor experiences amplification; this effect is also illustrated in Figure 19.22 by the two voltage-time plots.

Similar reasoning applies to the operation of an $n-p-n$ transistor, except that electrons instead of holes are injected across the base and into the collector.

The MOSFET. One variety of MOSFET consists of two small islands of p -type semiconductor that are created within a substrate of n -type silicon, as shown in cross section in Figure 19.24; the islands are joined by a narrow p -type channel. Appropriate metal connections (source and drain) are made to these islands; an insulating layer of silicon dioxide is formed by the surface oxidation of the silicon. A final connector (gate) is then fashioned onto the surface of this insulating layer.

The operation of a MOSFET differs from that of the junction transistor in that a single type of charge carrier (either electron or hole) is active. The conductivity

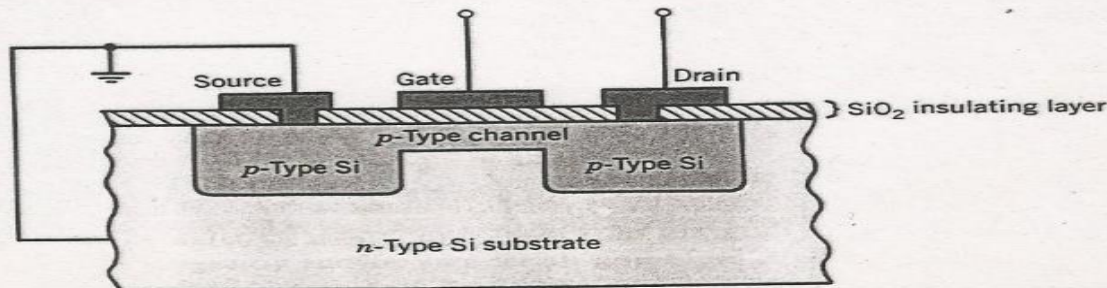


Figure 19.24 Schematic cross-sectional view of a MOSFET transistor.

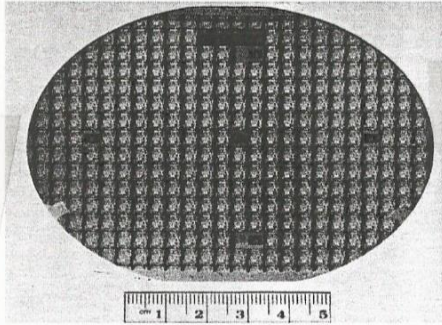


Figure 23.18 Photograph of a 4-inch-diameter (100-millimeter-diameter) silicon wafer. Each of the small rectangles shown is an individual IC chip or die.

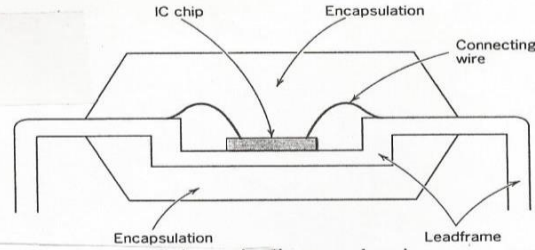


Figure 23.23 Schematic diagram showing an encapsulated leadframe package

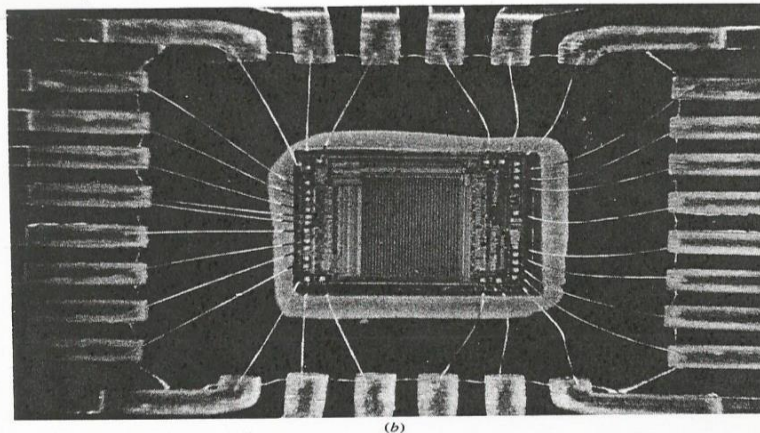
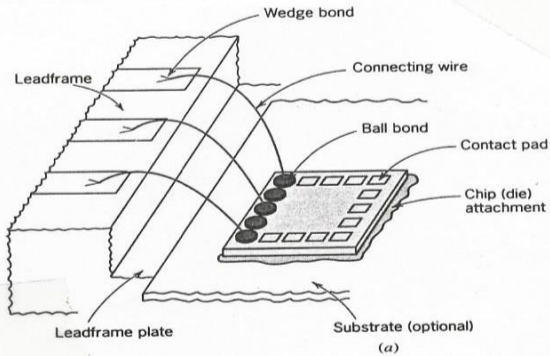


Figure 23.20 (a) Schematic diagram showing the IC chip, its attachment to the substrate (or leadframe plate), and the connecting wires that run to the leadframe contact leads. (Adapted from *Electronic Materials Handbook*, Vol. 1, *Packaging*, C. A. Dostal, editor, ASM International, 1989, p. 225.) (b) Photograph showing a portion of a leadframe package. Included is the IC chip along with its connecting wires. One end of each wire is bonded to a chip pad; the other wire extremity is bonded to a leadframe contact lead. $7\frac{1}{2}\times$. (Photograph courtesy of National Semiconductor Corporation.)

Energy Band Gap (eV)

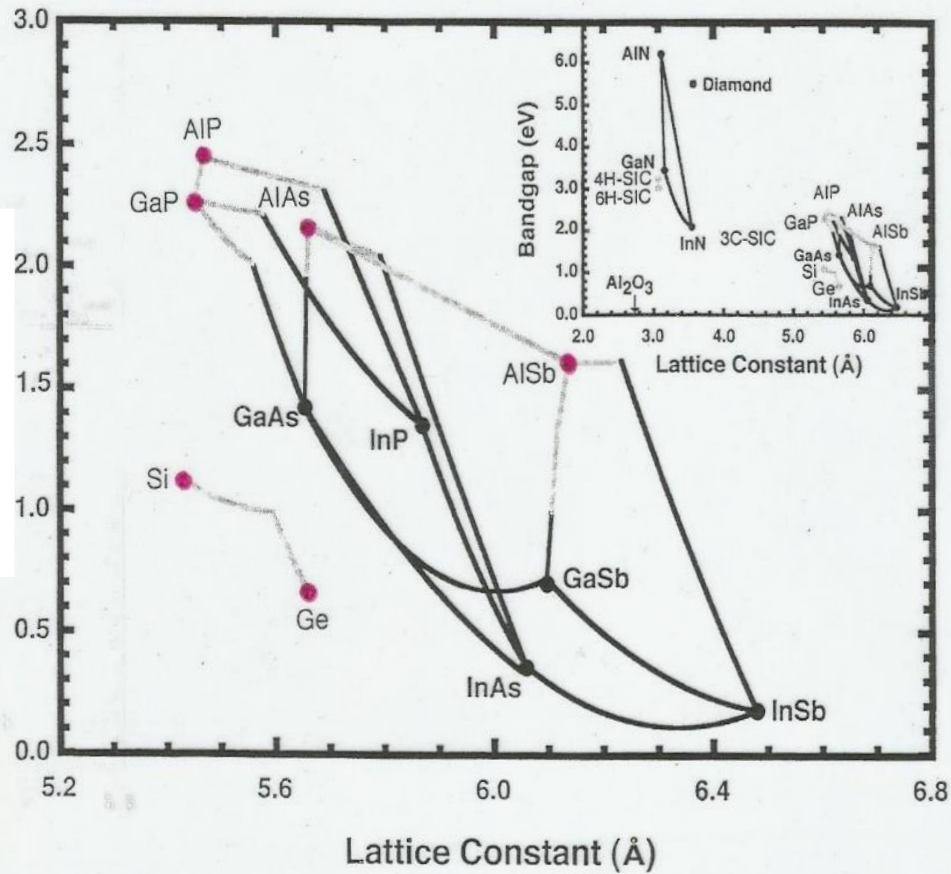
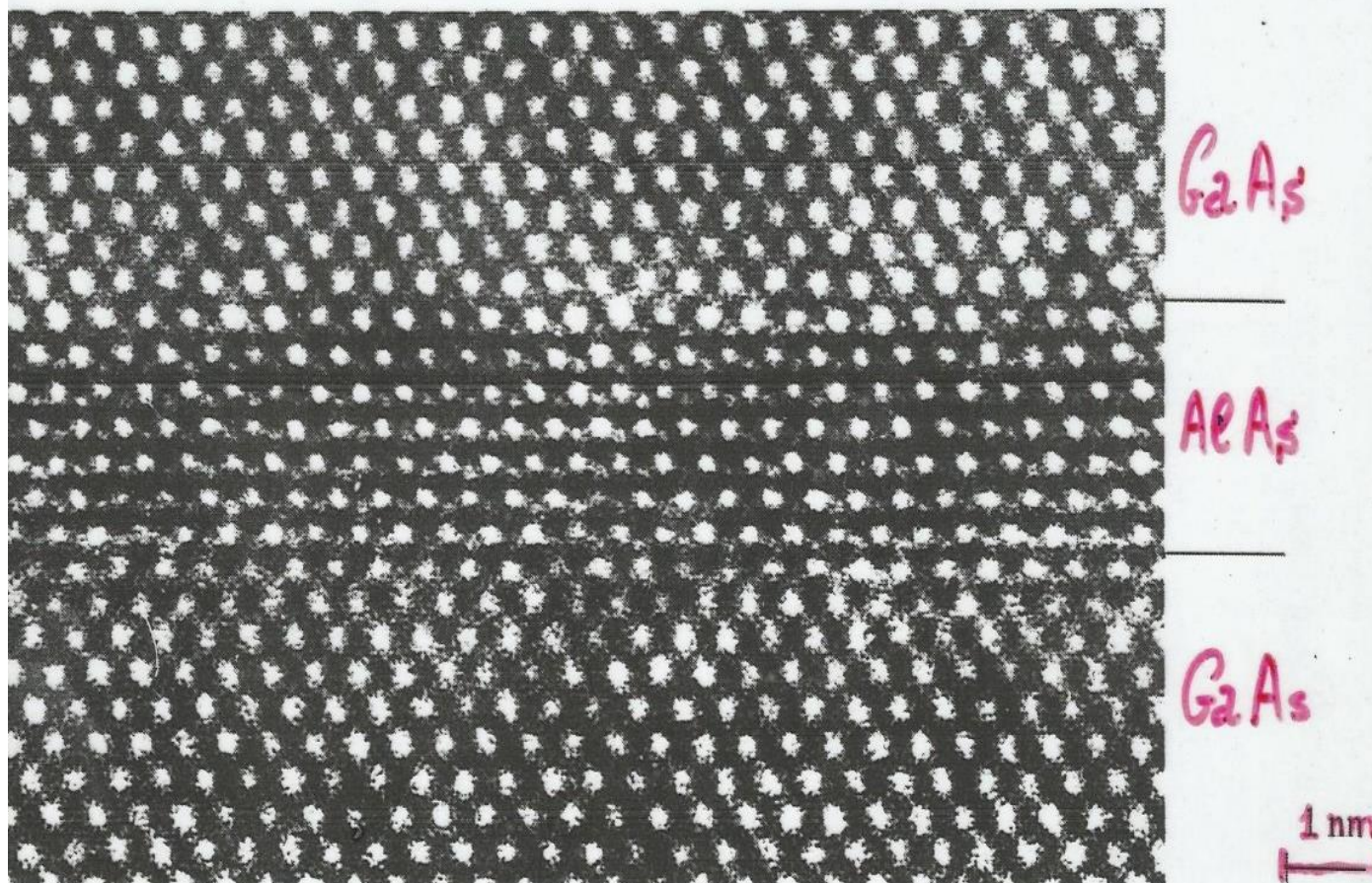


Figure 10-2. The III-V compound semiconductor multi-nary tree. Tie lines link the binary compounds along ternary compositions. Dark solid lines indicate a direct band gap transition, while a light line indicates an indirect band gap. Silicon-germanium is included for reference. The x-axis is the lattice parameter; the y-axis is the bandgap energy in electronvolts. The inset (upper right) shows the nitride materials, silicon carbide, and diamond relationships relative to the III-V materials. (Figure courtesy of Dr. J. Woodall and E. S. Harmon, MellWood Laboratories, Inc., West Lafayette, IN.)

Quantum Confinement on Electrons and Phonons in Semiconductors



High resolution transmission electron micrograph (TEM) showing a GaAs/AlAs heterostructure for a [110] incident beam. (Courtesy of K. Ploog, Paul Drude Institut für Festkörperforschung, Berlin) In spite of the almost perfect interfaces, try to identify possible Al atoms in GaAs and vice versa

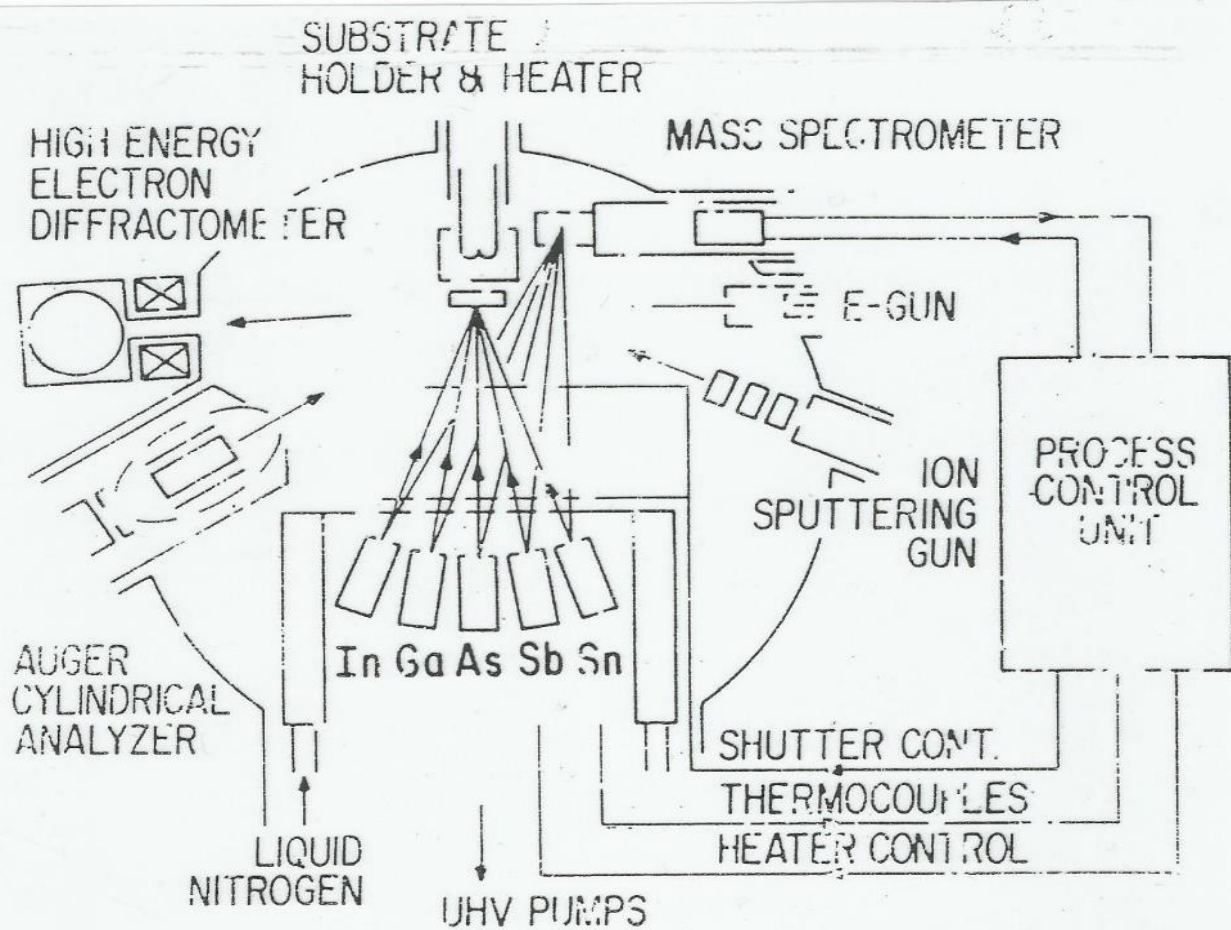


Fig. 18-8 A schematic of a typical molecular beam epitaxy system for the deposition of an InAs-GaSb superlattice. [L. L. Chang and L. Esaki, Surface Science 93, 70 (1980).]

**MOLECULAR
BEAM
EPITAXY**

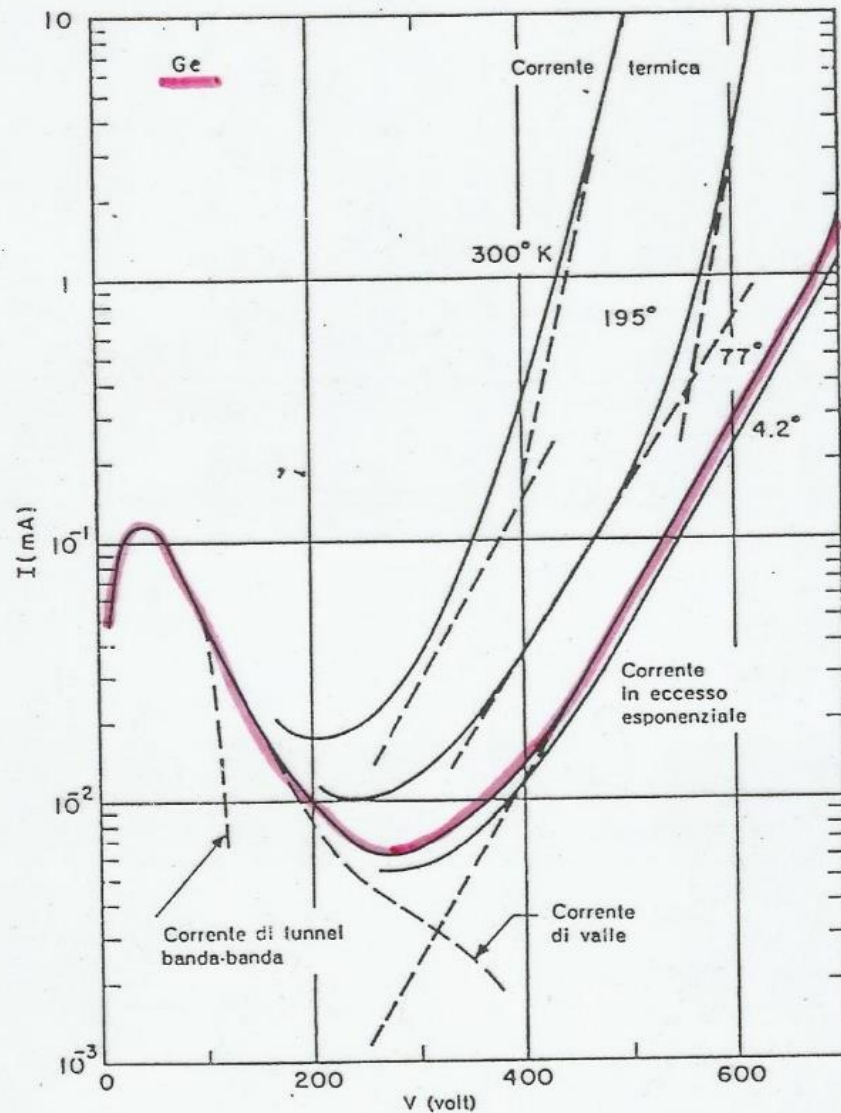
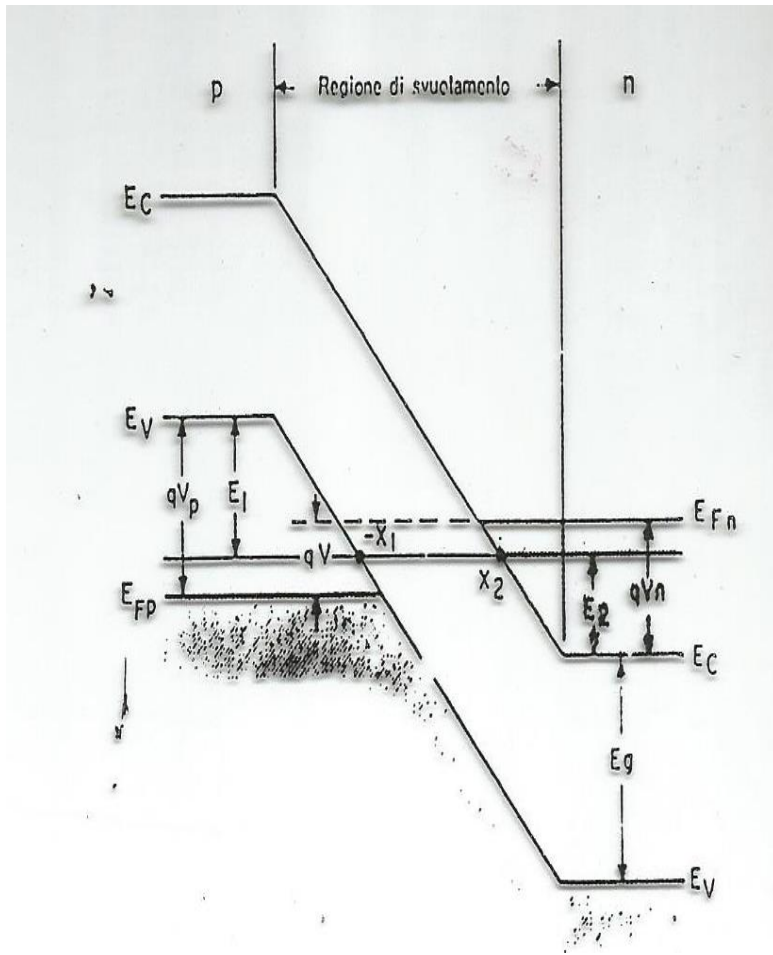


FIG. 27. Caratteristica diretta di un diodo tunnel di Ge. Le curve continue sono sperimentali; le curve tratteggiate suggeriscono una possibile scomposizione dei diversi meccanismi di conduzione. Il diodo è fatto di una scheggia di In-1/2% Ga fusa a lega su una fetta di Ge drogata con $1,8 \times 10^{19}$ atomi di As per cm^3 . (Da Meyerhofer e altri, Bibl. 21).



Discutiamo anzitutto in modo qualitativo il processo tunnel allo zero assoluto, facendo uso della struttura a bande semplificata di Fig. 6. Notiamo che il

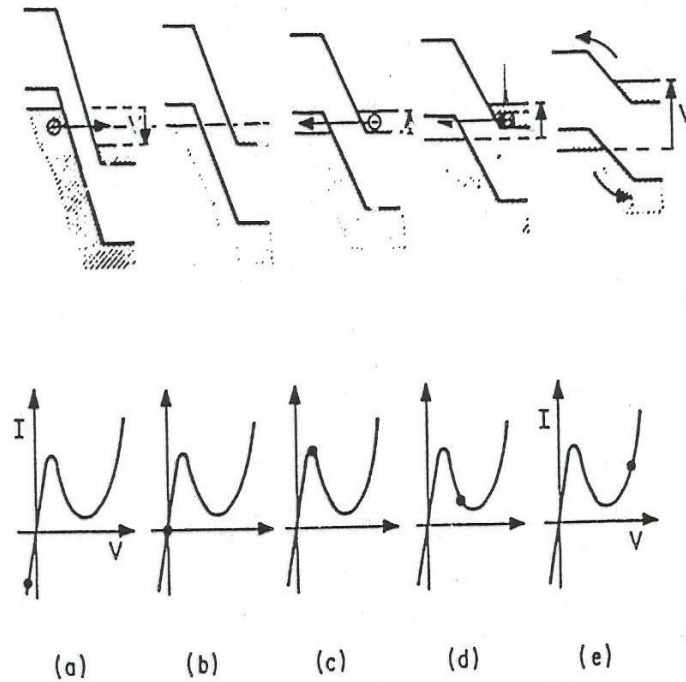


FIG. 6. Schema semplificato delle bande di energia del diodo tunnel per:
 a) tensione inversa;
 b) equilibrio termico;
 c) tensione diretta corrispondente alla corrente di picco;
 d) tensione diretta prossima al punto valle;
 e) tensione diretta in condizioni di corrente termica.
 Da Hall, Bibl. 48).

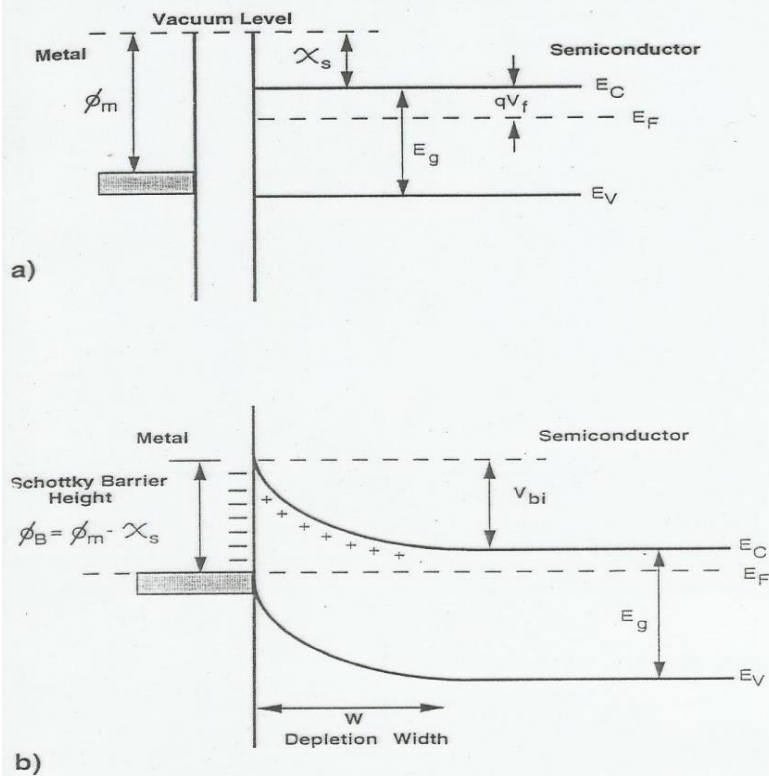


Figure 10-30. Initial formation of a Schottky barrier prior to annealing to create an ohmic contact. In a) ϕ_m is the metal work function, χ_s is the electron affinity of the semiconductor, E_g is the semiconductor energy gap, and E_C and E_V are the conduction and valence band energies, respectively. E_F is the Fermi energy and qV_f is the difference between the Fermi level and χ_s relative to the vacuum level. b) As the metal is brought into contact with the semiconductor, charge is exchanged to maintain a constant Fermi energy. This creates a depletion region, W , in the semiconductor to balance the electrons in the metal. The semiconductor energy bands "bend" to reflect the charge distribution in the near-surface region. The Schottky barrier height is ϕ_B , and the junction built-in potential is V_{bi} at equilibrium (no applied bias).

ductor work functions

$$\phi_m - \phi_s = \phi_B$$

$$J_{m \rightarrow s} = AT^2 e^{-e\bar{\Phi}_B/kT}$$

$$J_{s \rightarrow m} = AT^2 e^{-e/kT (\bar{\Phi}_B - V)}$$

$$J_{tot} = J_{s \rightarrow m} + J_{m \rightarrow s} = AT^2 e^{-e\bar{\Phi}_B/kT} \left(e^{eV/kT} - 1 \right)$$

Schottky equation

LED (Light Emitter Diode)

The elemental semiconductors, silicon and germanium, are not suitable for LEDs due to the detailed natures of their band gap structures. Rather, some of the III-V semiconducting compounds such as gallium arsenide (GaAs), indium phosphide (InP), and alloys composed of these materials (i.e., $\text{GaAs}_x\text{P}_{1-x}$, where x is a small number less than unity) are frequently used. Furthermore, the wavelength (i.e., color) of the emitted radiation is related to the band gap of the semiconductor (which is normally the same for both n - and p -sides of the diode). For example, red, orange, and yellow colors are possible for the GaAs-InP system. And, blue and green LEDs have been developed using (Ga, In)N semiconducting alloys. Thus, with this comple-

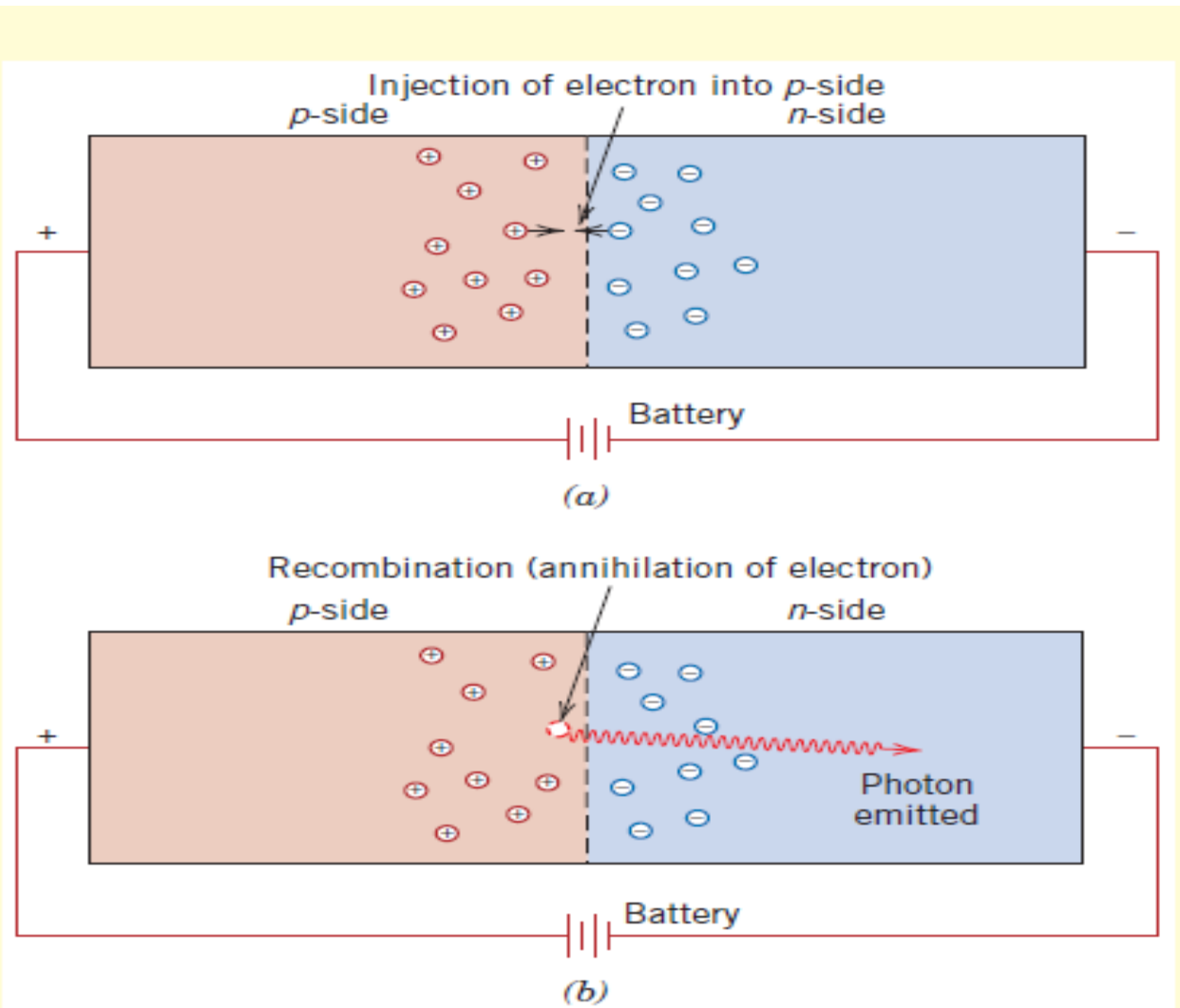
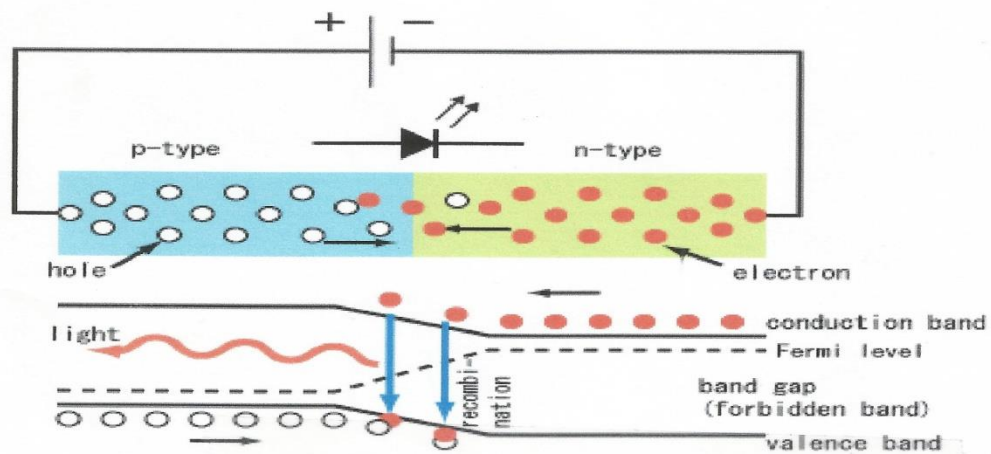
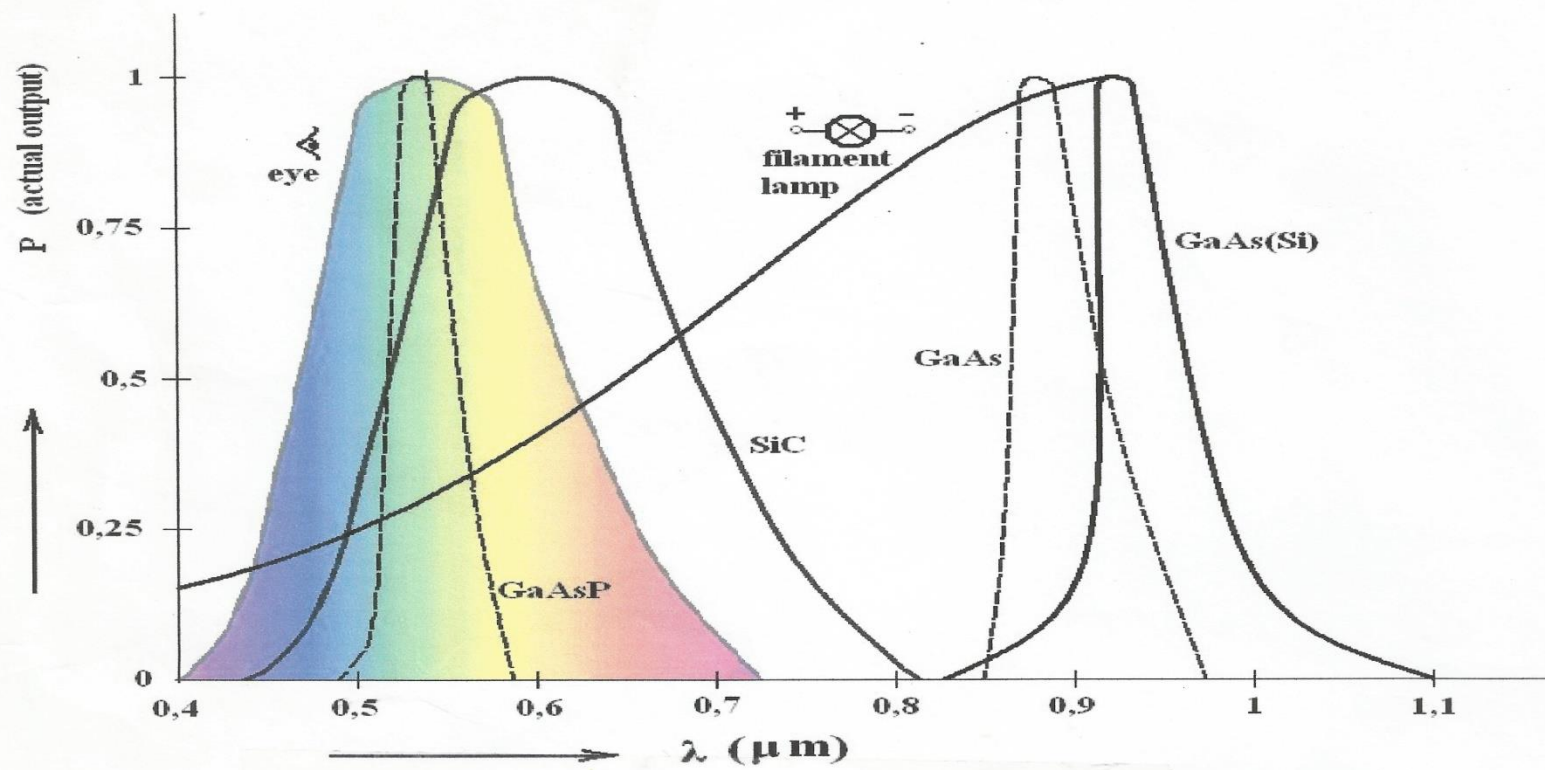


Figure 21.11 Schematic diagram of a forward-biased semiconductor p - n junction showing (a) the injection of an electron from the n -side into the p -side, and (b) the emission of a photon of light as this electron recombines with a hole.



LASER

Light
Amplification of
Stimulated
Emission of
Radiation

Al_2O_3 (sapphire)
& Cr^{3+} (0.05%)

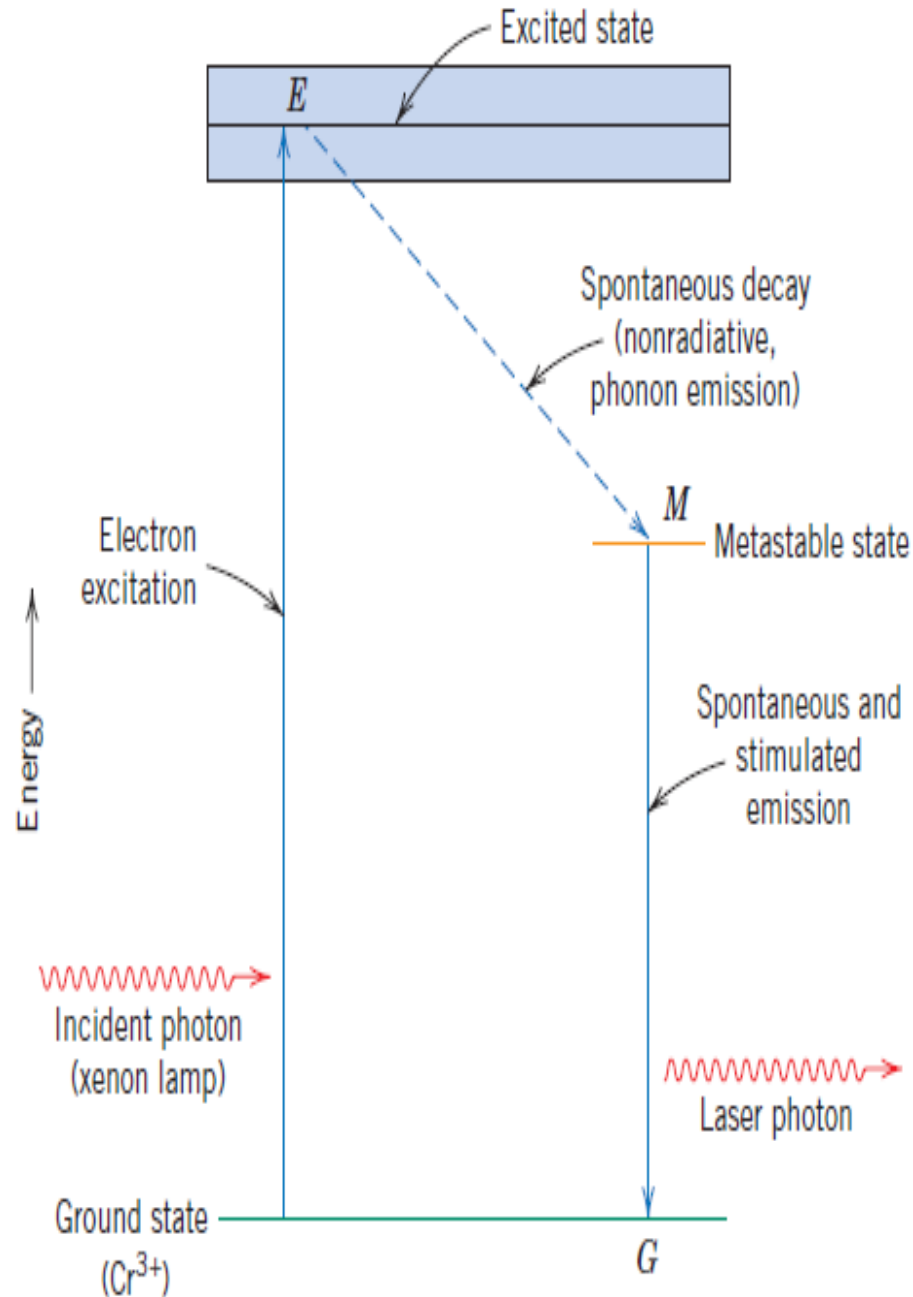


Figure 21.14 Schematic energy diagram for the ruby laser, showing electron excitation and decay paths.

3 msec metastable time of recombination

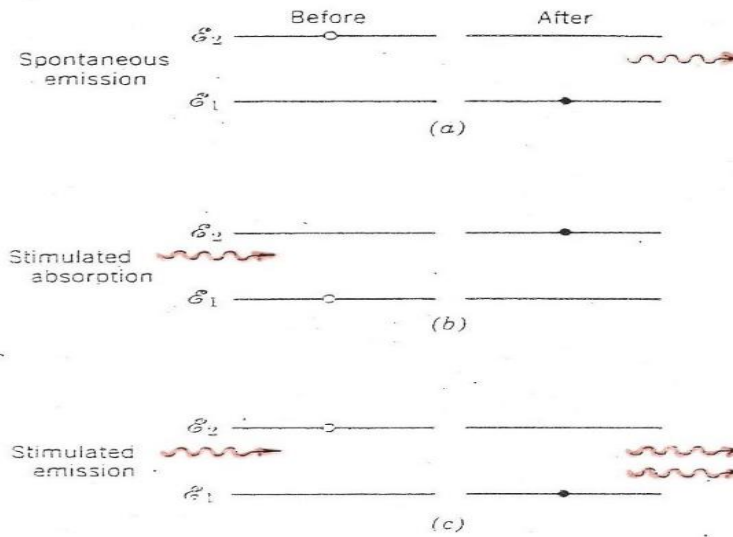
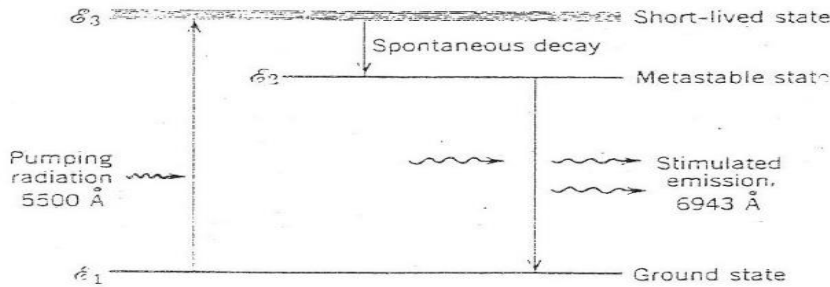


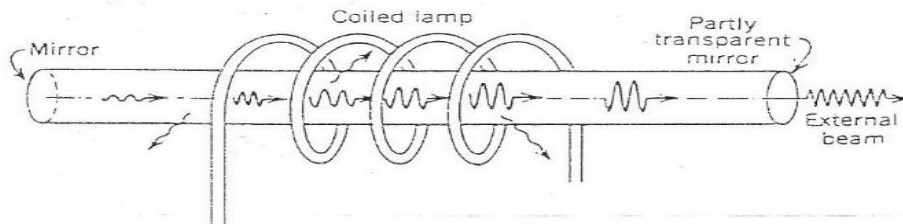
FIGURE 11-6

Illustrating (a) the spontaneous emission process, (b) the stimulated absorption process, and (c) the stimulated emission process for two energy states of an atom.



$$\frac{\text{rate of emission}}{\text{rate of absorption}} \sim \frac{\mu_2}{\mu_1}$$

$$\mu_2 > \mu_1$$



Rubino
 Al_2O_3 (zaffiro)
 Cr^{3+} ions

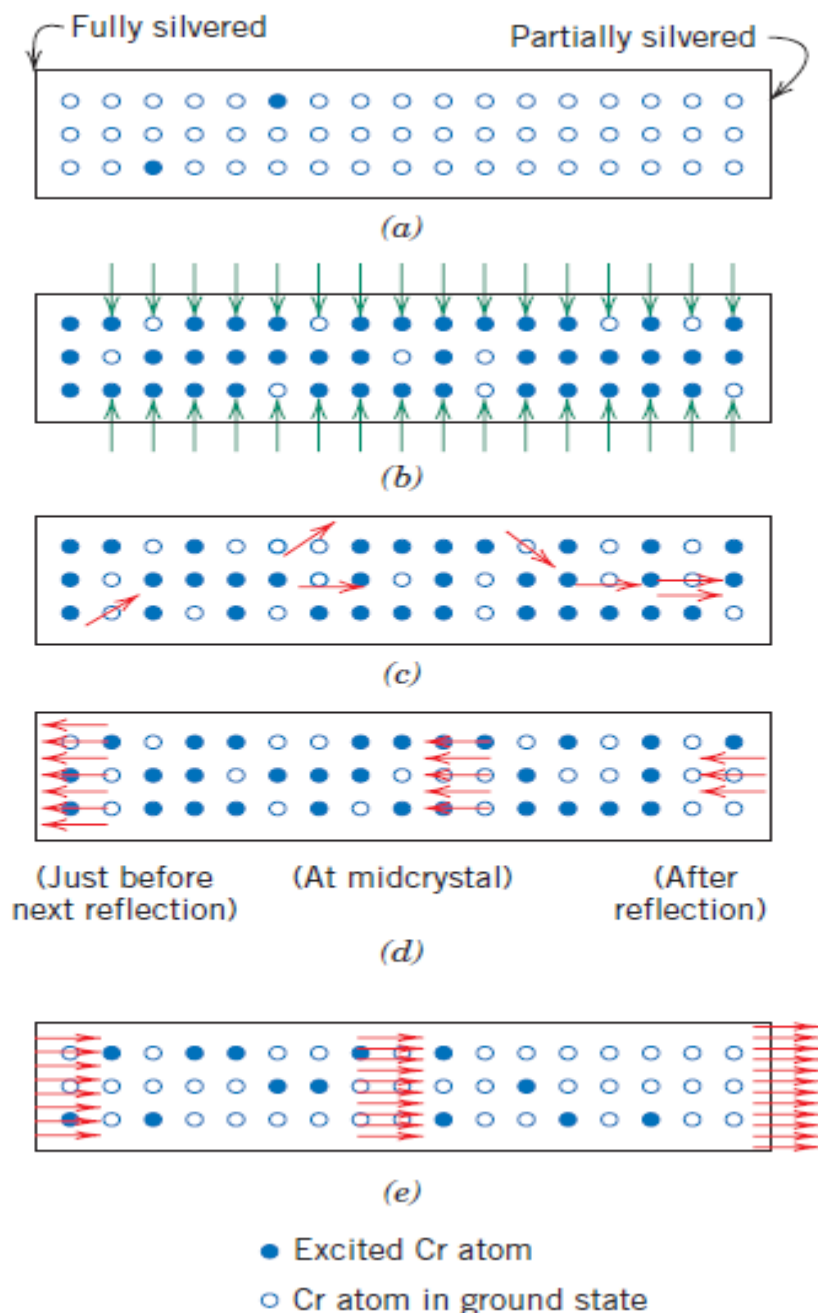


Figure 21.15 Schematic representations of the stimulated emission and light amplification for a ruby laser. (a) The chromium ions before excitation. (b) Electrons in some chromium ions are excited into higher energy states by the xenon light flash. (c) Emission from metastable electron states is initiated or stimulated by photons that are spontaneously emitted. (d) Upon reflection from the silvered ends, the photons continue to stimulate emissions as they traverse the rod length. (e) The coherent and intense beam is finally emitted through the partially silvered end. (From R. M. Rose, L. A. Shepard, and J. Wulff, *The Structure and Properties of Materials*, Vol. 4, *Electronic Properties*. Copyright © 1966 by John Wiley & Sons, New York. Reprinted by permission of John Wiley & Sons, Inc.)

The semiconductor laser is composed of several layers of semiconducting materials that have different compositions and are sandwiched between a heat sink and a metal conductor; a typical arrangement is represented schematically in Figure 21.17. The compositions of the layers are chosen so as to confine both the excited electrons and holes as well as the laser beam to within the central gallium arsenide layer.

A variety of other substances may be used for lasers, including some gases and glasses. Table 21.2 lists several common lasers and their characteristics. Laser

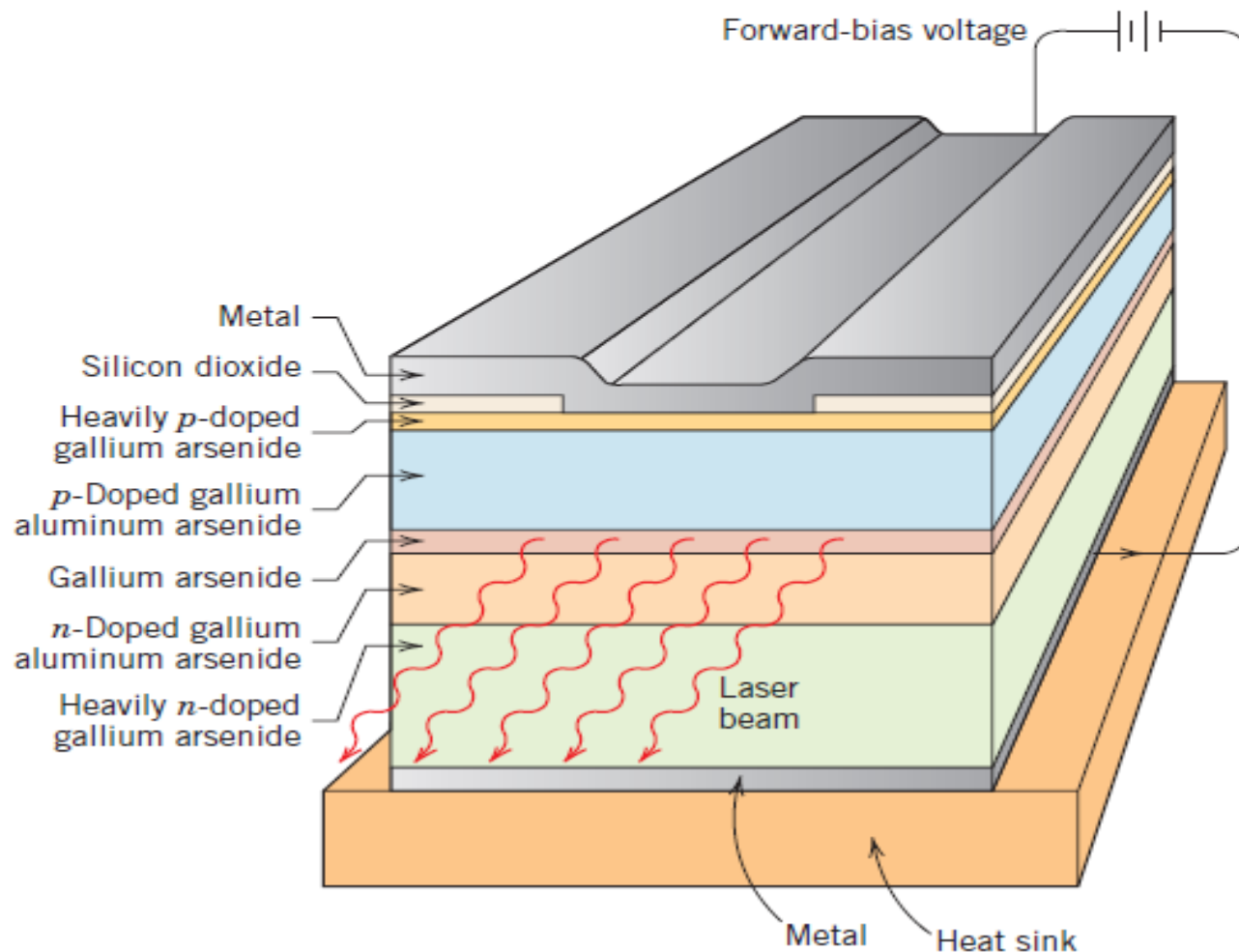
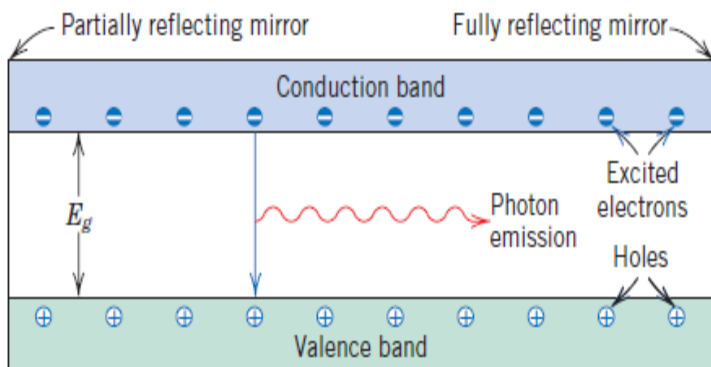
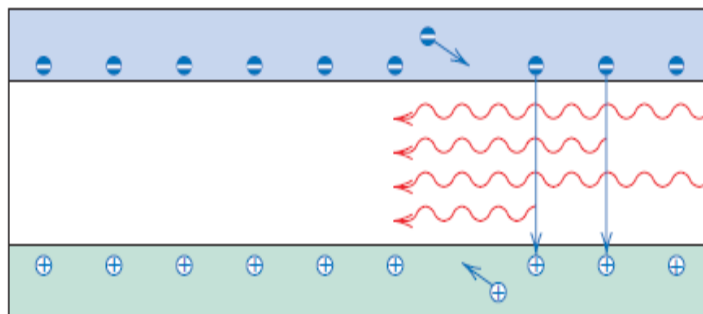


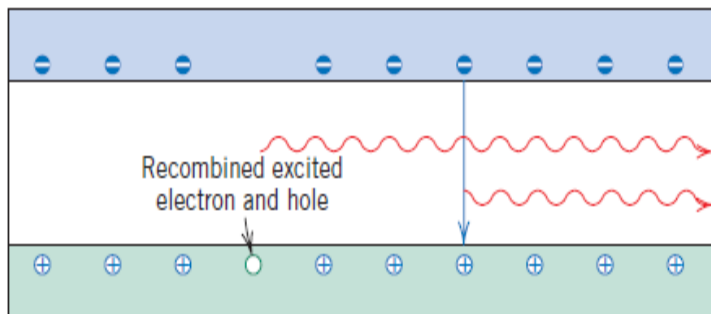
Figure 21.17 Schematic diagram showing the layered cross section of a GaAs semiconducting laser. Holes, excited electrons, and the laser beam are confined to the GaAs layer by the adjacent *n*- and *p*-type GaAlAs layers. (Adapted from "Photonic Materials," by J. M. Rowell. Copyright © 1986 by Scientific American, Inc. All rights reserved.)



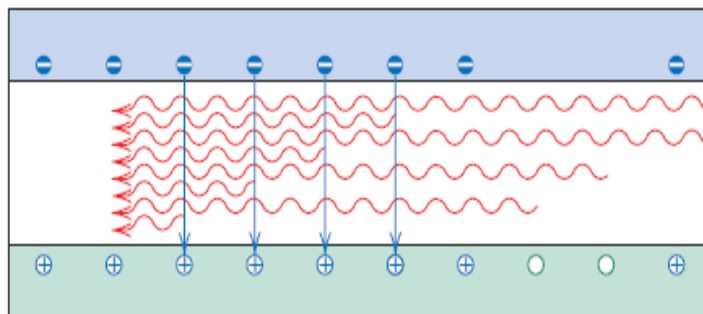
(a)



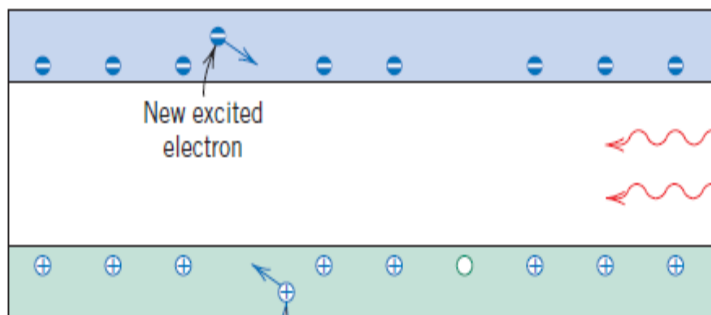
(d)



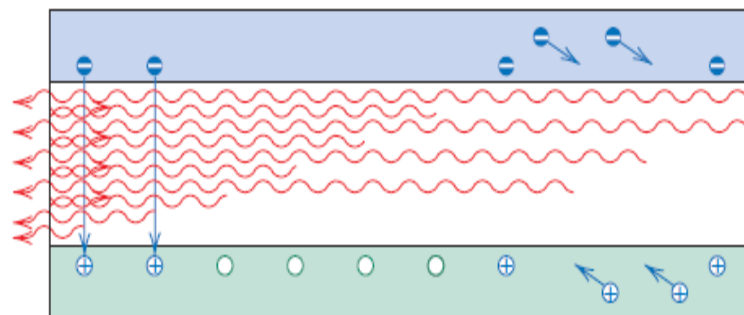
(b)



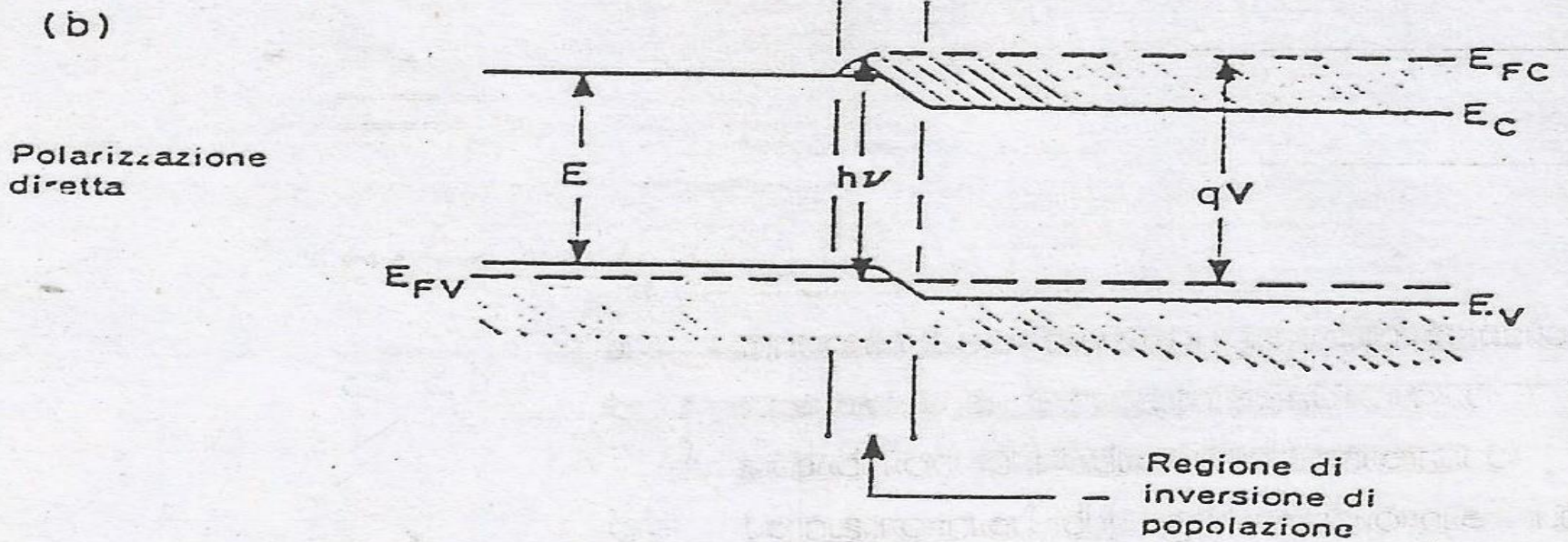
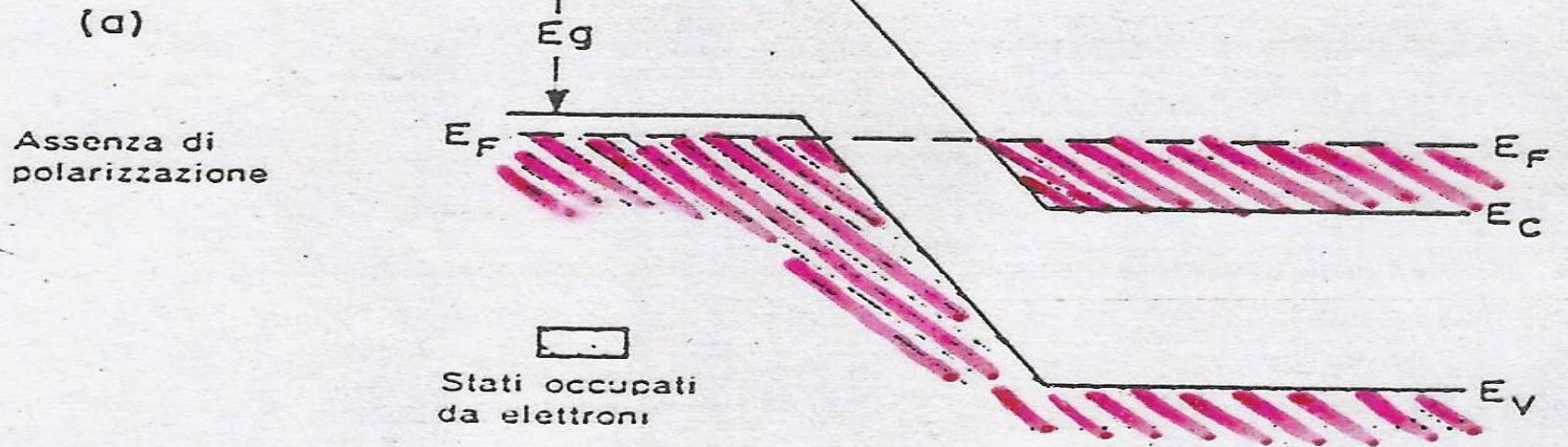
(e)



(c)



(f)



Schema delle bande di energia in un laser a giunzione (notare l'an

4. Eterostrutture e funzionamento continuo a temperatura ambiente

Come abbiamo visto nella sezione precedente, la densità di corrente di soglia J_t di un laser a giunzione $p-n$ convenzionale (detto laser a omostruttura) aumenta rapidamente al crescere della temperatura. Un valore tipico di J_t a temperatura ambiente (ottenuto da misure impulsate) è circa 10^5 A/cm². Densità di corrente così elevate rendono estremamente difficile operare il laser a 300 °K in modo continuo.

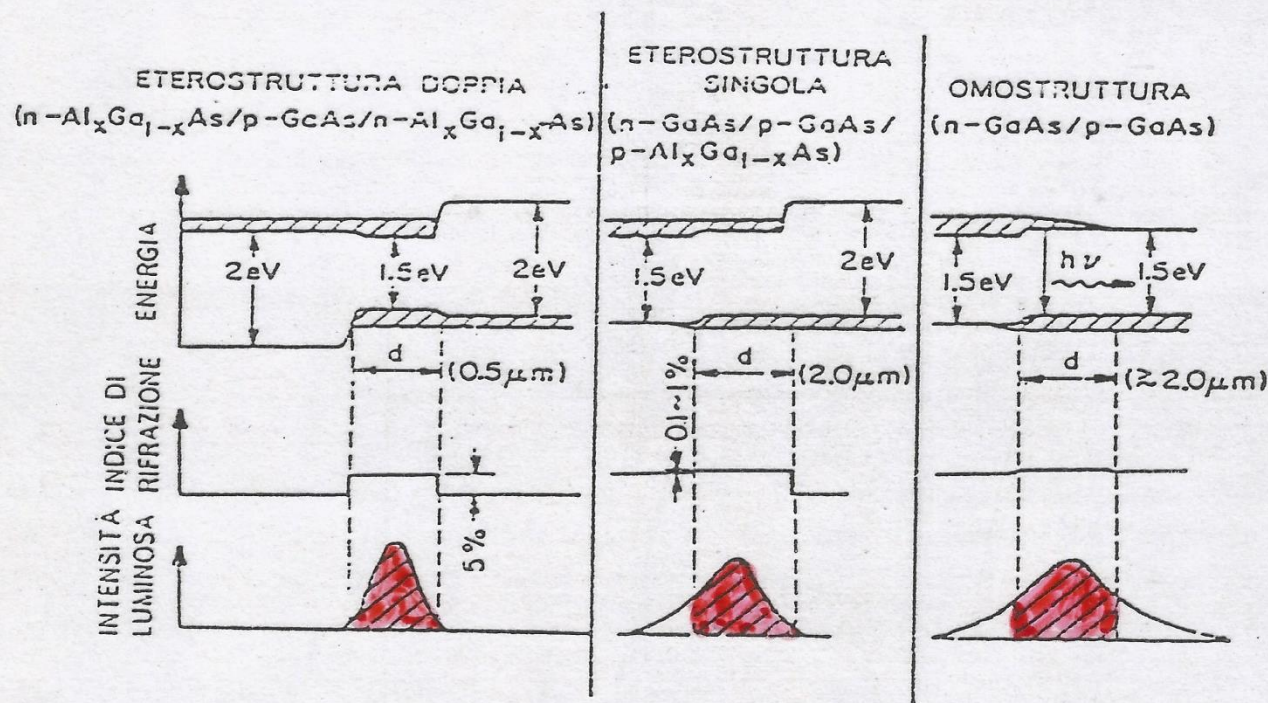


FIG. 26. Confronto tra alcune caratteristiche dei laser a eterostruttura doppia, a eterostruttura singola e a omostruttura. In alto sono mostrati gli schemi a bande per polarizzazione diretta. La variazione nell'indice di rifrazione da GaAs a $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ è circa del 5%, mentre tra i due lati di una omostruttura è meno dell'1%. In basso è illustrato il confinamento della luce.

A variety of other substances may be used for lasers, including some gases and glasses. Laser applications are diverse. Since laser beams may be focused to produce localized heating, they are used in some surgical procedures and for cutting, welding, and machining metals. Lasers are also used as light sources for optical communication systems. Furthermore, because the beam is highly coherent, they may be utilized for making very precise distance measurements.

Table 21.2 Characteristics and Applications of Several Types of Lasers

<i>Laser</i>	<i>Type</i>	<i>Common Wavelengths (μm)</i>	<i>Max. Output Power (W)^a</i>	<i>Applications</i>
He-Ne	Gas	0.6328, 1.15, 3.39	0.0005, -0.05 (CW)	Line-of sight communications, recording/playback of holograms
CO ₂	Gas	9.6, 10.6	500–15,000 (CW)	Heat treating, welding, cutting, scribing, marking
Argon	Gas ion	0.488, 0.5145	0.005–20 (CW)	Surgery, distance measurements, holography
HeCd	Metal vapor	0.441, 0.325	0.05–0.1	Light shows, spectroscopy
Dye	Liquid	0.38–1.0	0.01 (CW) 1×10^6 (P)	Spectroscopy, pollution detection
Ruby	Solid state	0.694	(P)	Pulsed holography, hole piercing
Nd-YAG	Solid state	1.06	1000 (CW) 2×10^8 (P)	Welding, hole piercing, cutting
Nd-Glass	Solid state	1.06	5×10^{14} (P)	Pulse Welding, hole piercing
Diode	Semiconductor	0.33–40	0.6 (CW) 100 (P)	Bar-code reading, CDs and DVDs, optical communications

^a “CW” denotes continuous; “P” denotes pulsed

Nanotecnologia:

nanometro= 1 miliardesimo di metro

-Possibilita' di sintetizzare in modo controllato strutture e macchine microscopiche, assemblando, atomo per atomo, oggetti di dimensioni molecolari con funzioni ben precise:

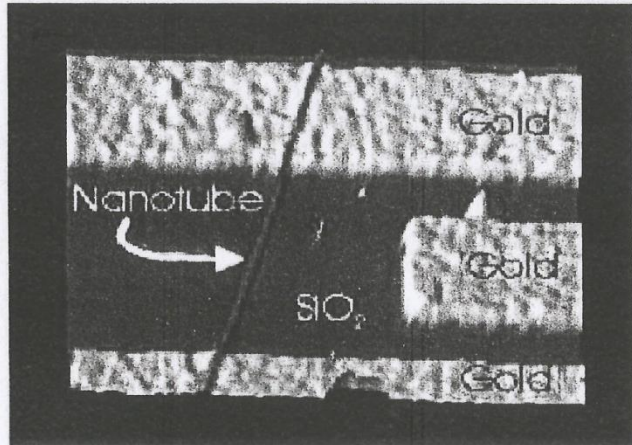
-Microchips migliaia di volte piu' veloci

-Immagazzinamento informazione

-Nuovi materiali con proprieta' eccezionali

-Infinitesimi sensori per diagnosi biomediche, Nanocomputer per processi produttivi

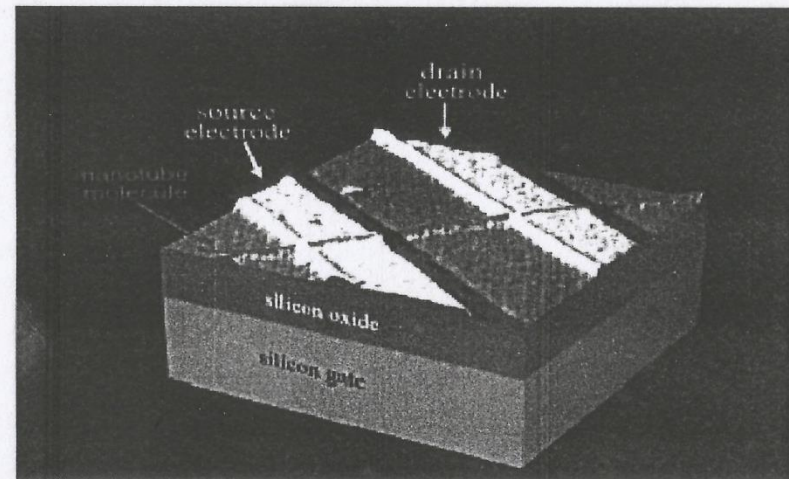
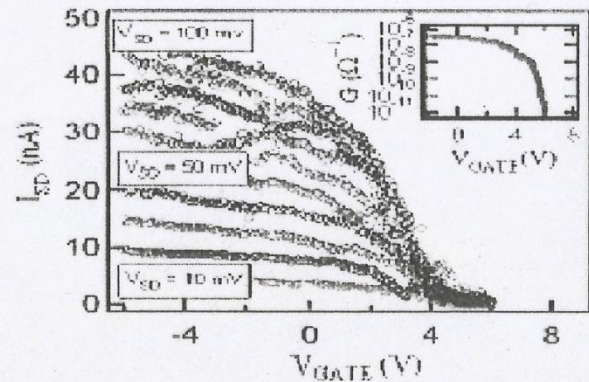
SWCNT Field Effect Transistor



Nanotube Field Effect Transistor
IBM Research

Single nanotube transistor that operates at room temperature. This three-terminal device consists of an individual semiconducting nanotube on two metal nanoelectrodes with the substrate as a gate electrode.

The nanotube is ~5 nm in diameter



Delft University of Technology. Professor Cees Dekker

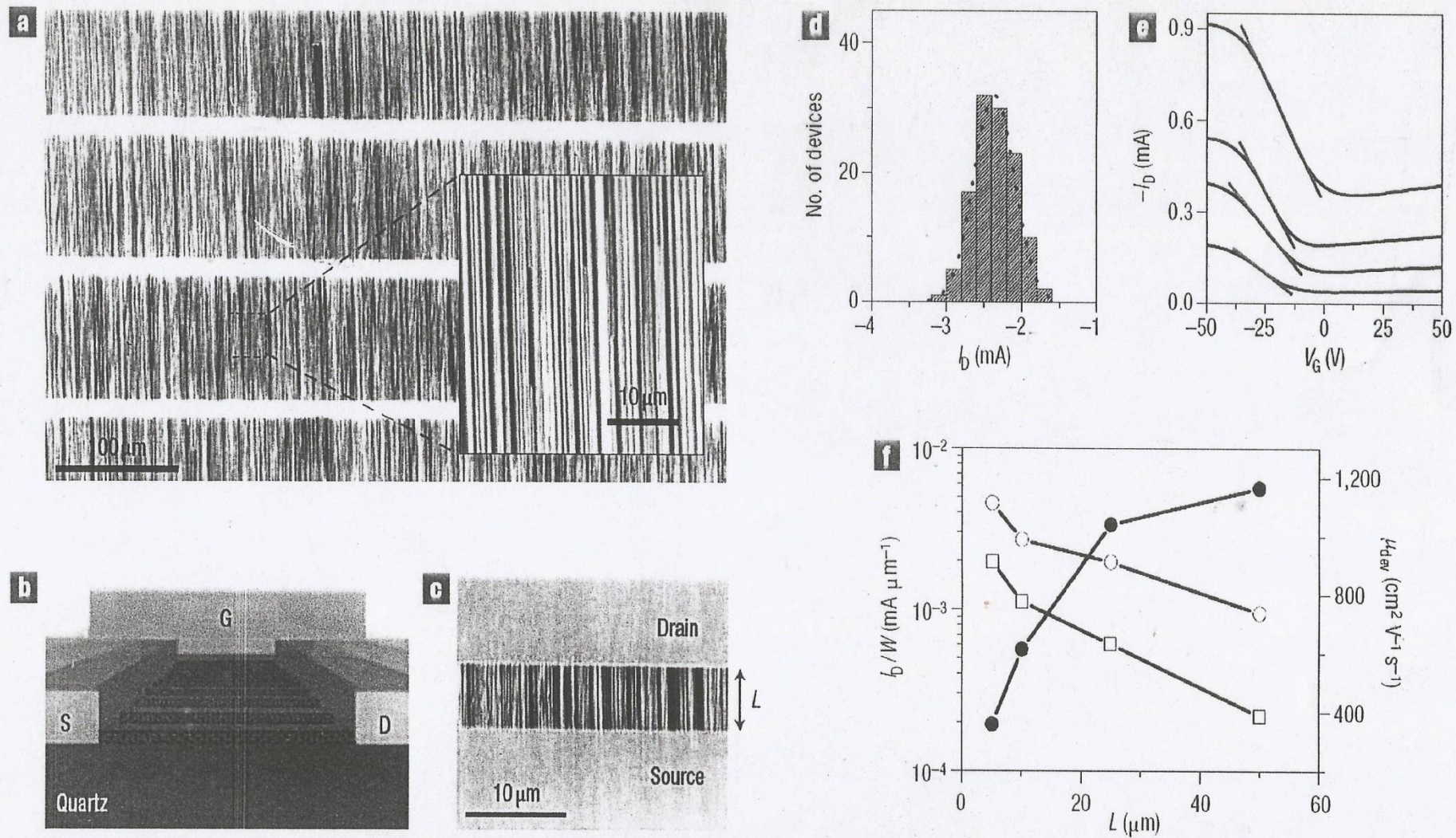


Figure 1 Perfectly aligned arrays of long, linear SWNTs and their implementation in thin-film-type transistors. **a**, SEM image of a pattern of perfectly aligned, perfectly linear SWNTs formed by CVD growth on a quartz substrate. The bright horizontal stripes correspond to the regions of iron catalyst. The inset provides a

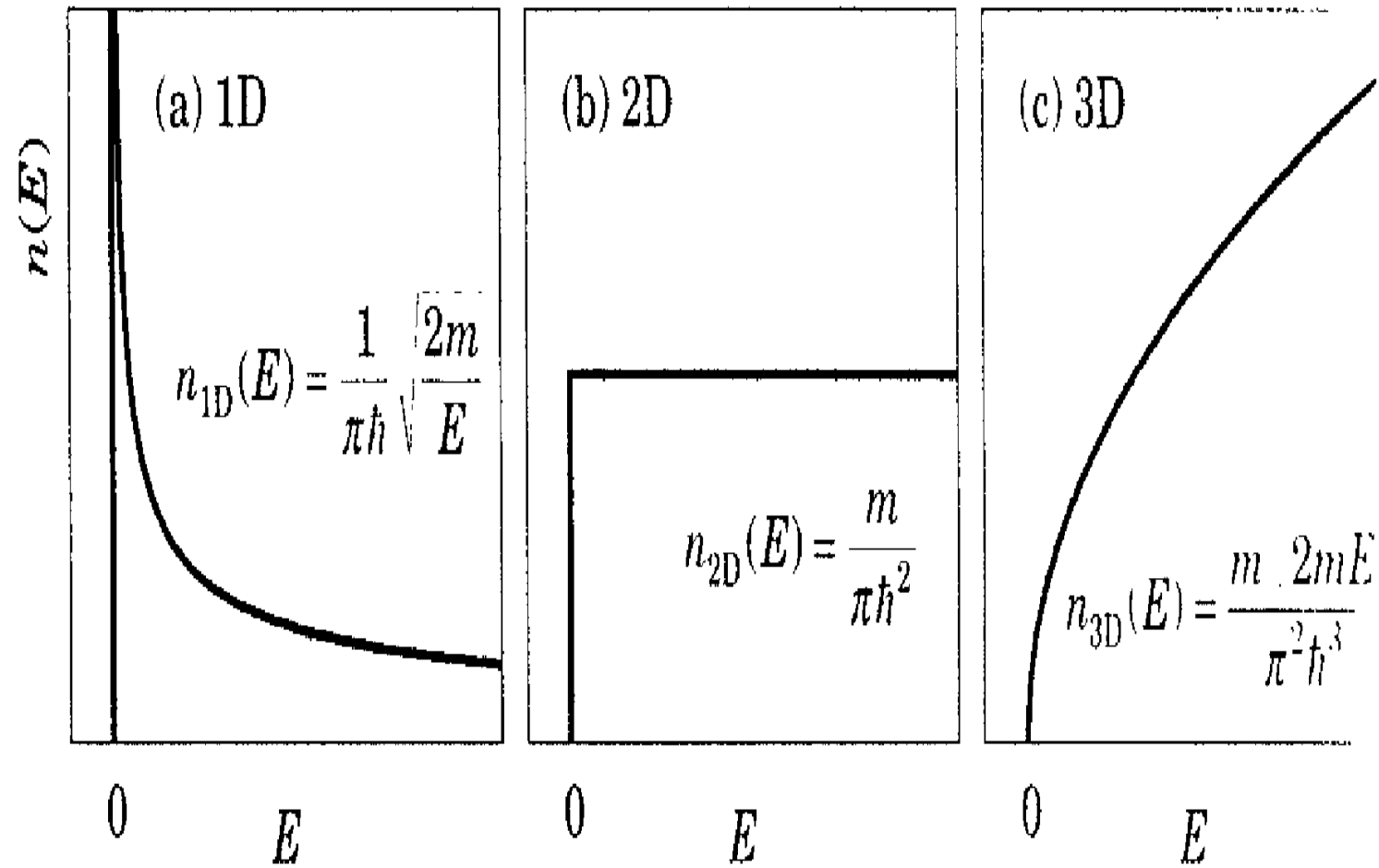


FIGURE 1.9. Densities of states for free electrons in one, two, and three dimensions.

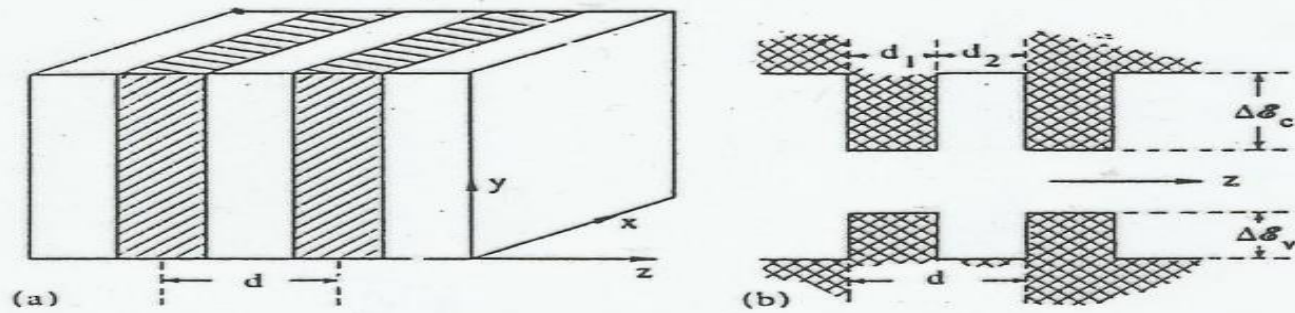


Fig. 18-1 (a) A schematic of a heterostructure superlattice. (b) The energy gap profile for such an artificial structure.

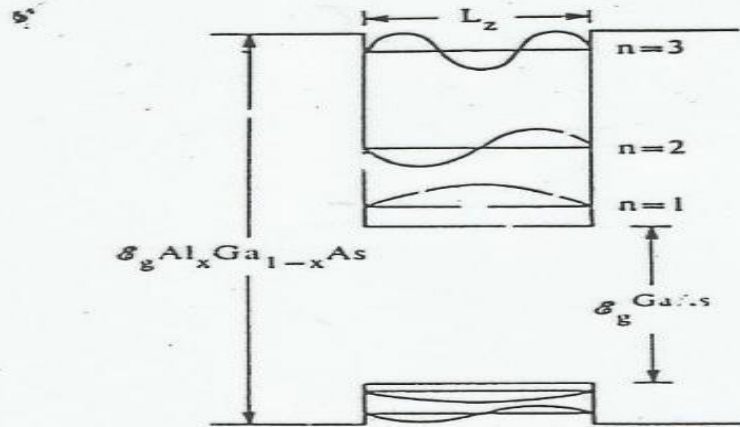


Fig. 18-2 The eigenfunctions of an infinitely deep potential well but shown in two finite wells. The upper well applies to electrons and the lower one to holes.

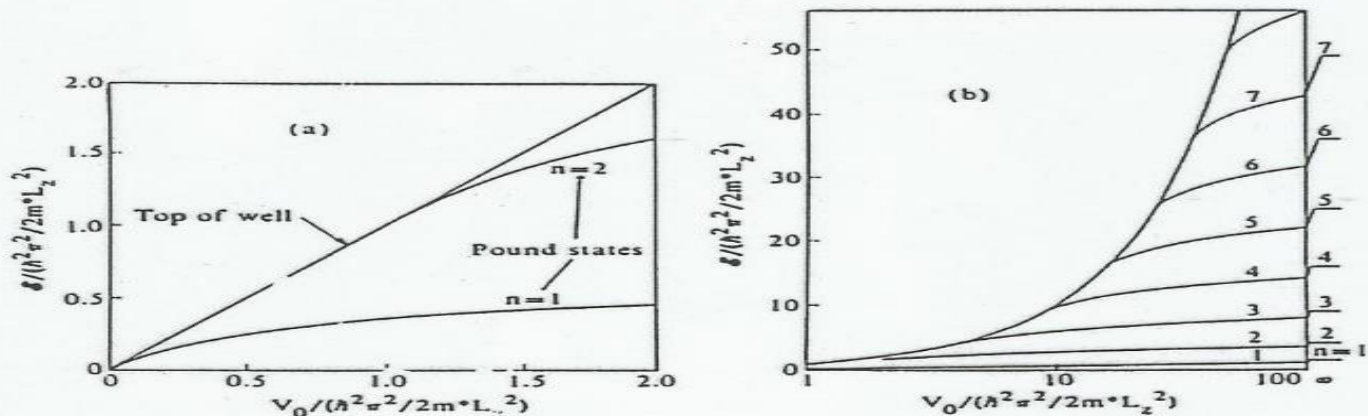


Fig. 18-3 The energy levels of a particle in a potential well of depth V_0 . (From R. Dingle; see the Notes.)

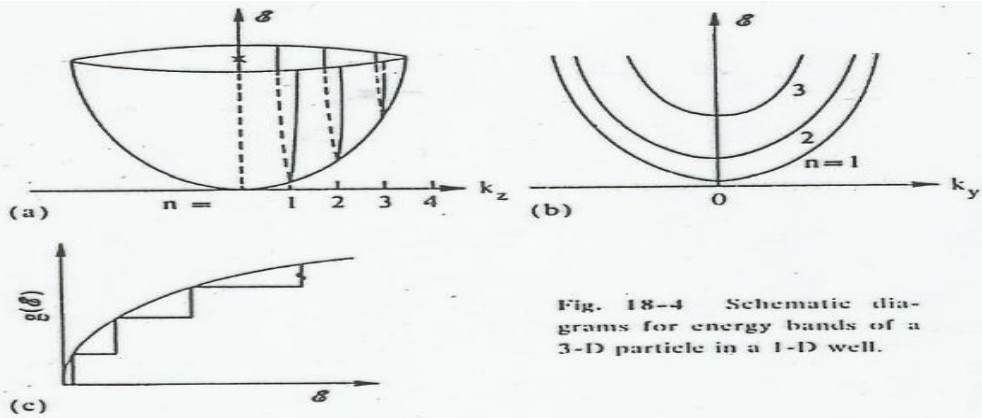


Fig. 18-4 Schematic diagrams for energy bands of a 3-D particle in a 1-D well.

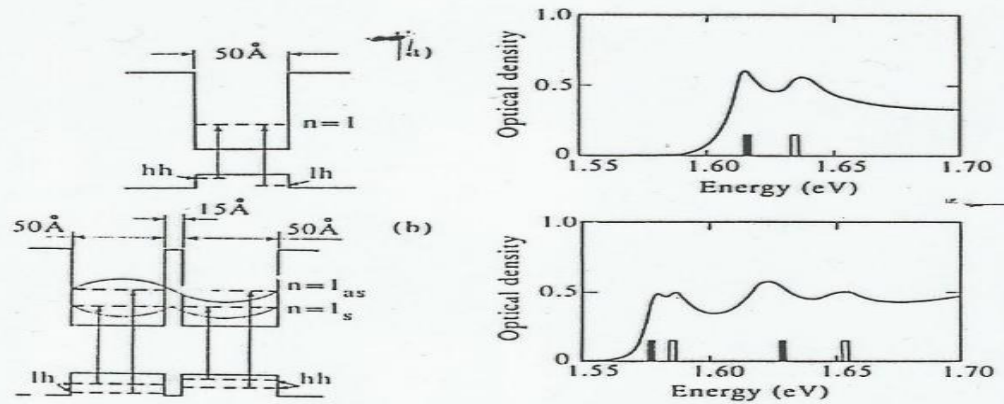


Fig. 18-5 (a) Optical absorption from a single GaAs well. (b) The same but for two coupled GaAs wells. [R. Dingle, A.C. Gossard, and W. Wiegmann, Phys. Rev. Lett. 34, 1327 (1975).]

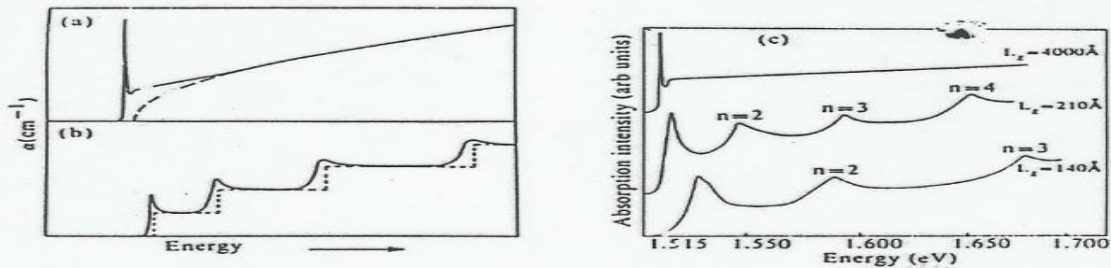
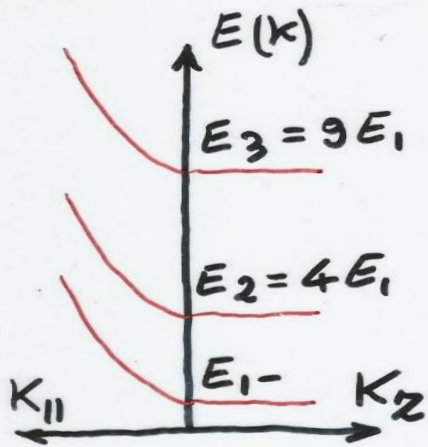
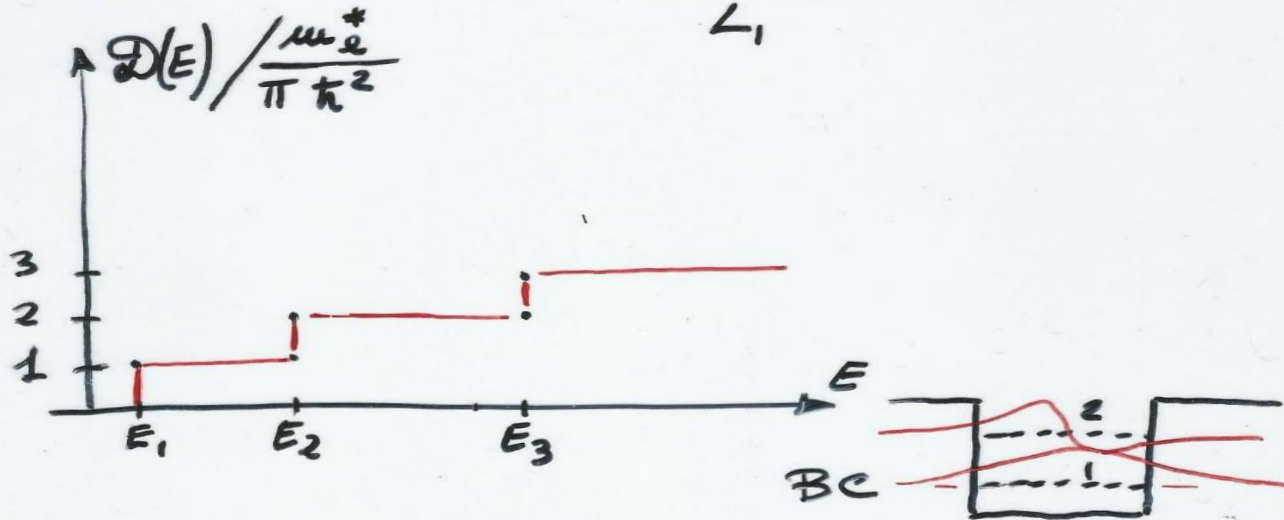
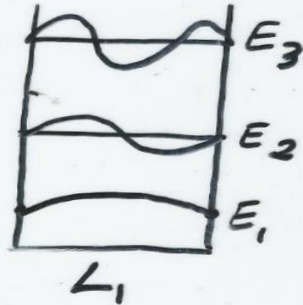


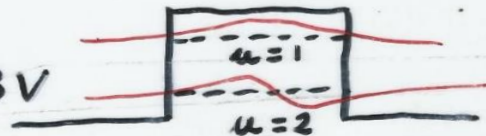
Fig. 18-6 (a) Bulk GaAs band edge absorption including exciton effects. The dashed curve is the density of states. (b) Schematic band edge absorption for a 3-D sample with a 1-D well as discussed in the text. (c) Experimental absorption spectra (2°K) as discussed in the text. [From: R. Dingle, W. Wiegmann, and C. H. Henry, Phys. Rev. Lett. 33, 847 (1974).]



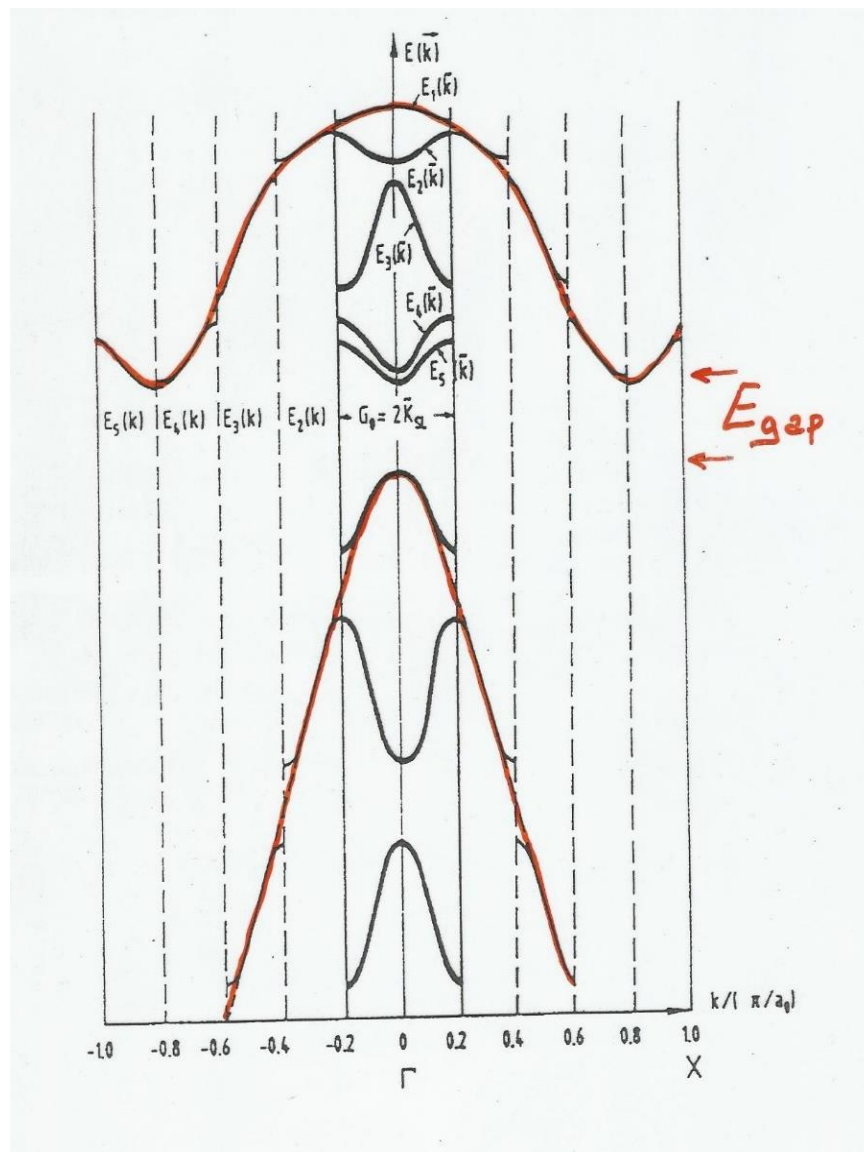
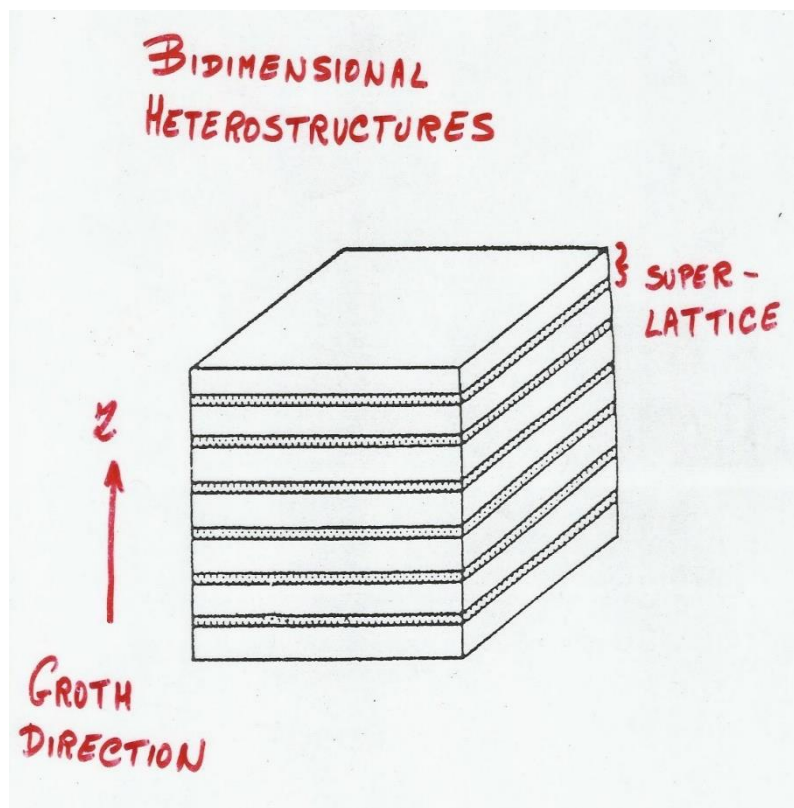
$$E(k) = \frac{\mu^2 \pi^2 k^2}{2m_e^* L_1^2} + \frac{\hbar^2 k_{11}^2}{2m_e^*}$$

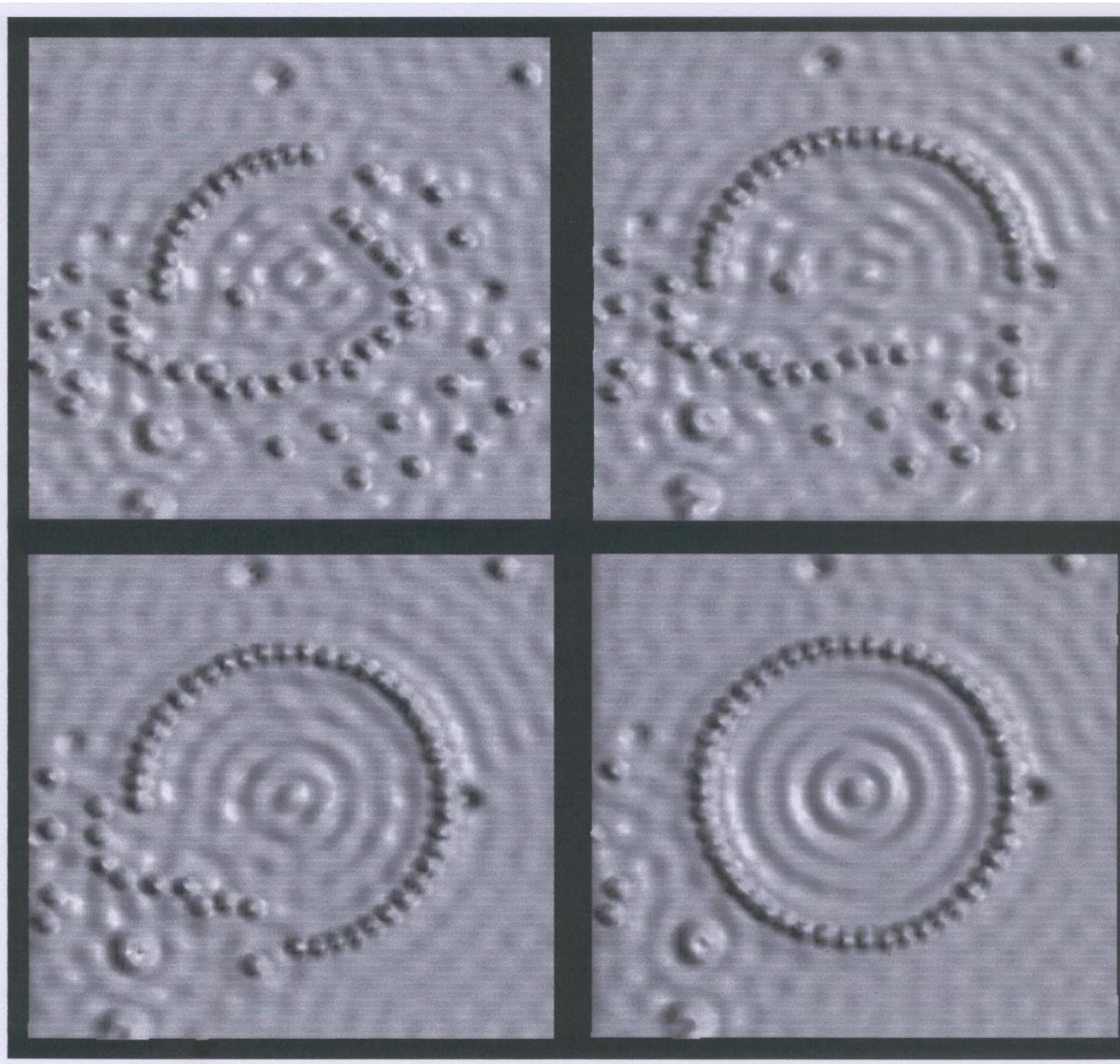


*folo in un pozzo
quantico di
profondità finita BV*



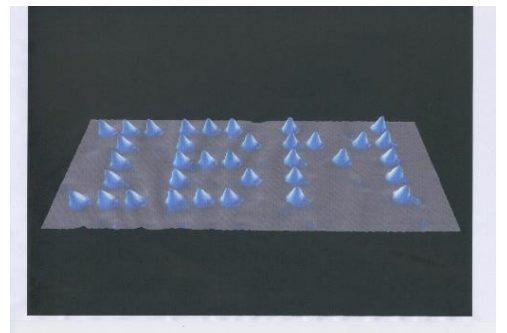
Two Dimensional Systems





STM

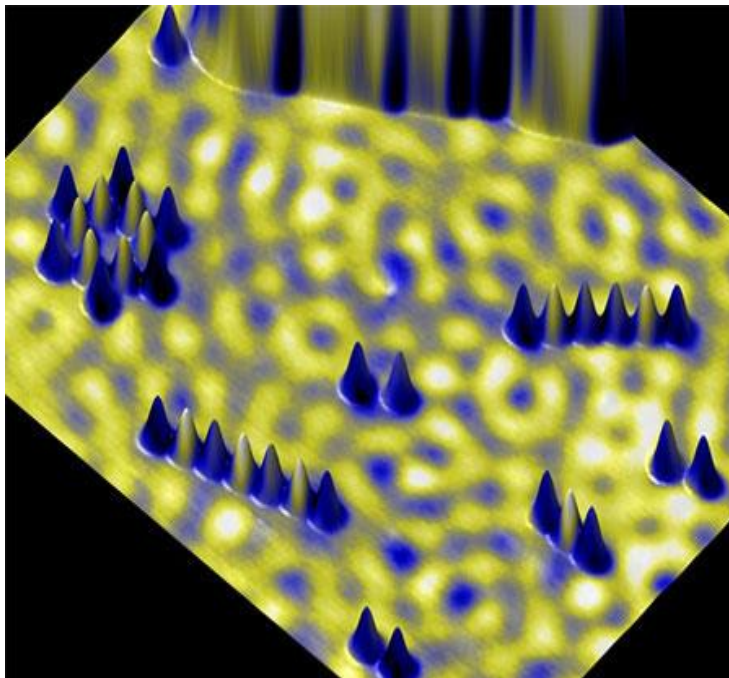
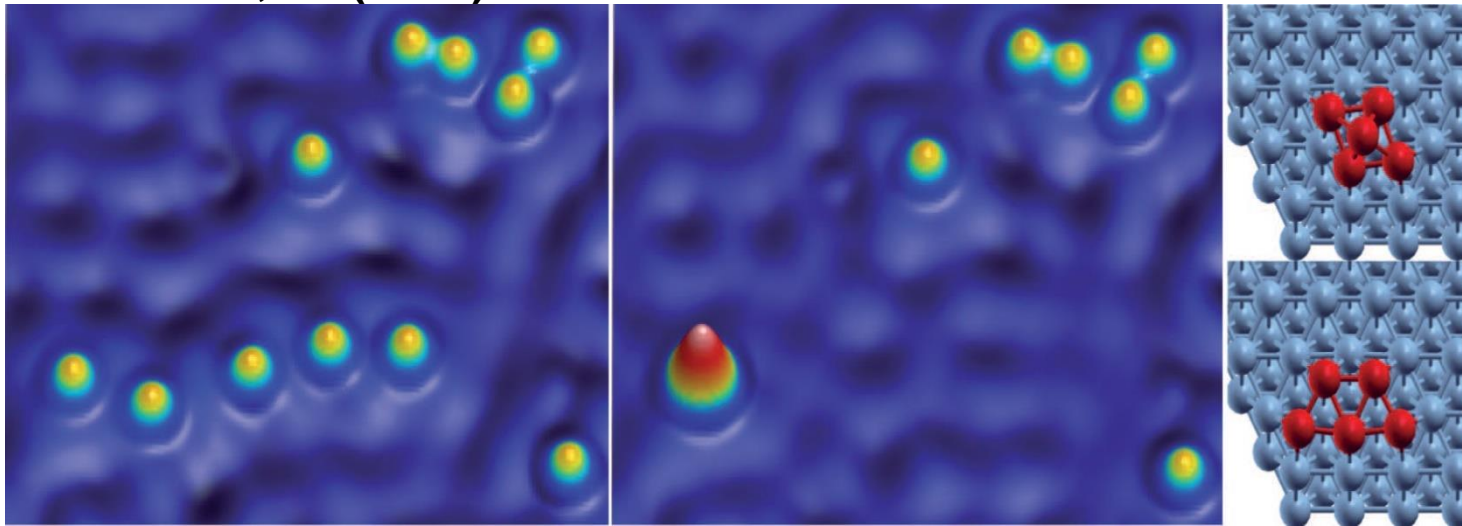
Fe atoms
on Cu at 5K



Current-Driven Spin Dynamics of Artificially Constructed Quantum Magnets

A. A. Khajetoorians, Roland Wiesendanger et al.

SCIENCE 339, 55 (2013)



The power of “spin-polarized” scanning tunneling microscope (SP-STM) relies on an atomically sharp magnetic needle which can be freely positioned above single atoms, move it and sense their magnetic orientation.

Gas sensors

E.S.Snow, F.K.Perkins, J.A.Robinson

Chem.Soc.Rev.35,790 (2006)

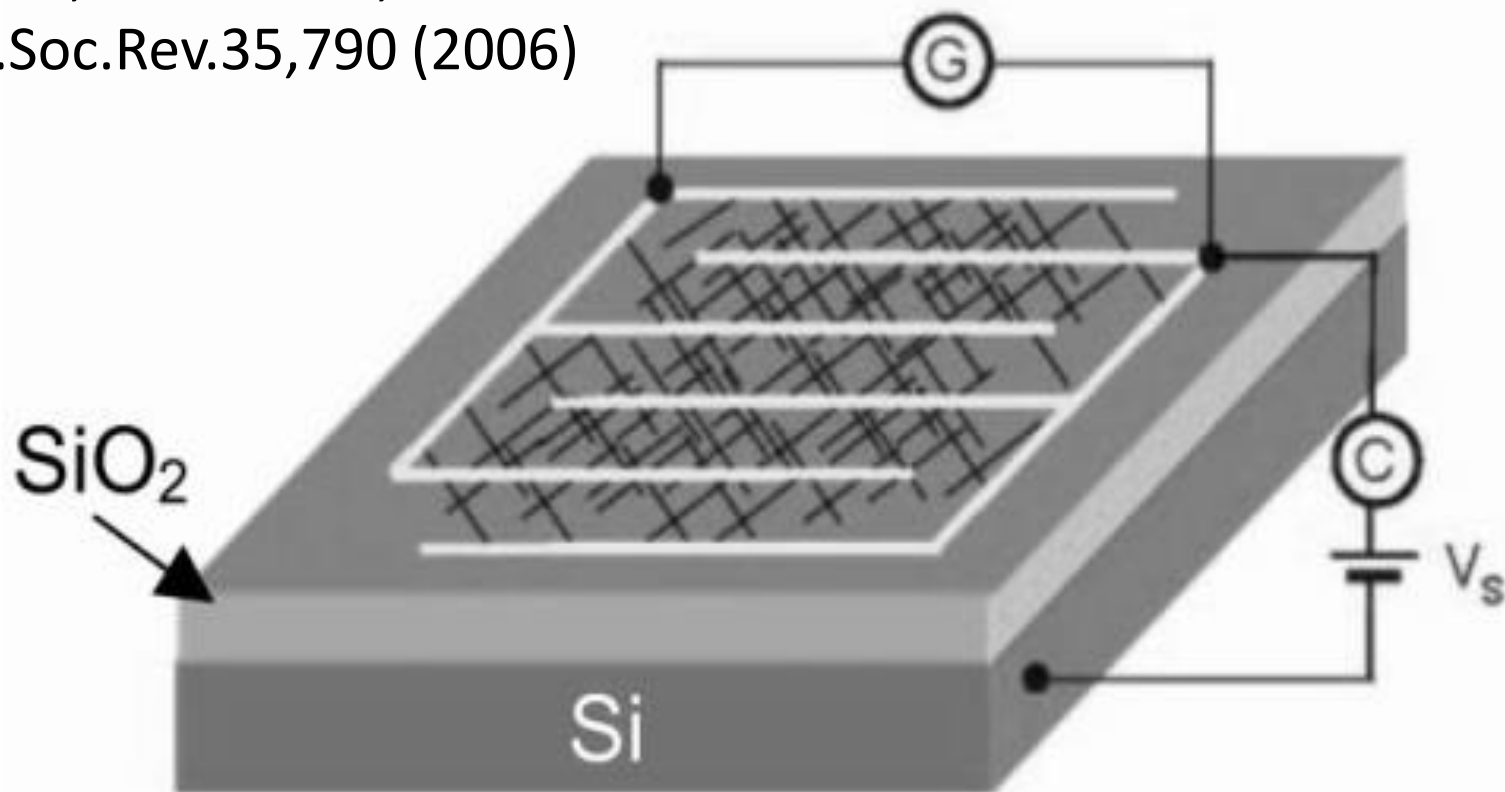


Fig. 2 Schematic of a SWNT sensor. The SWNT network provides a conductive link between the interdigitated electrodes and a capacitive link to the conducting Si substrate.

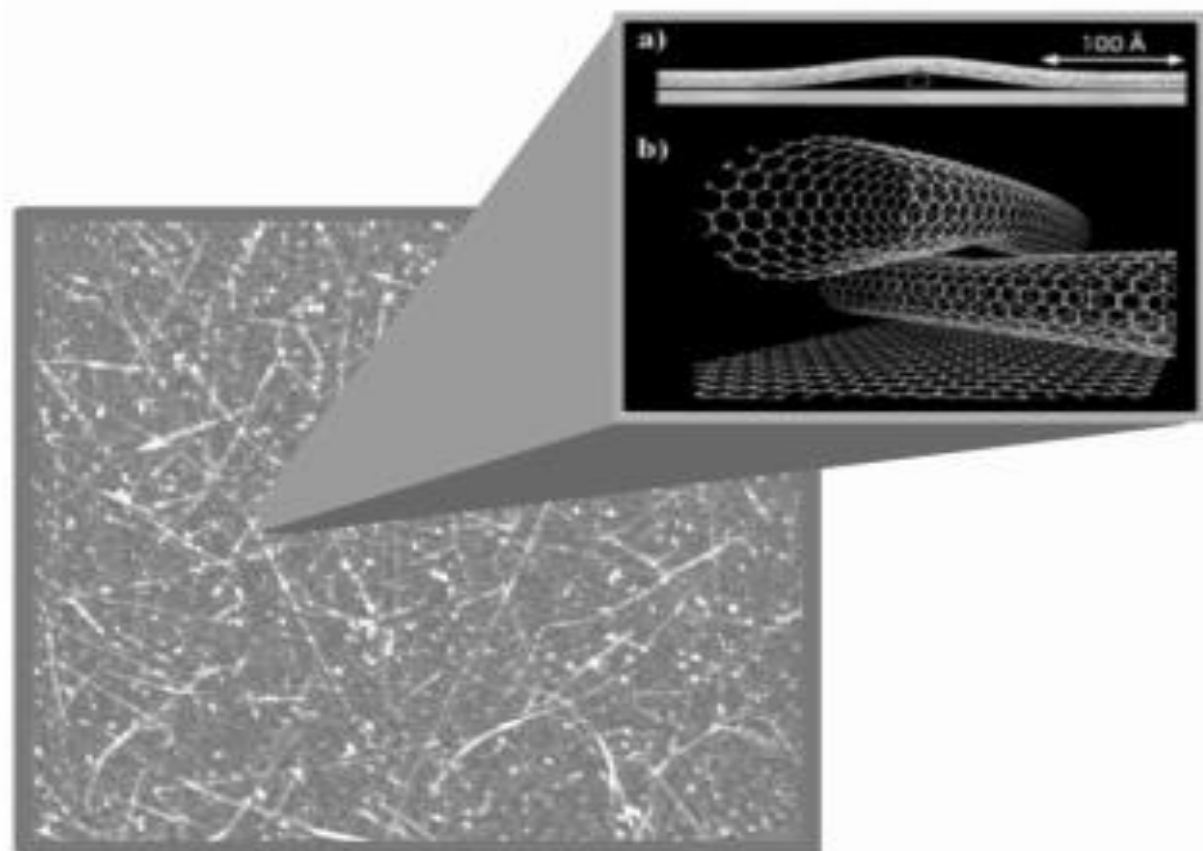
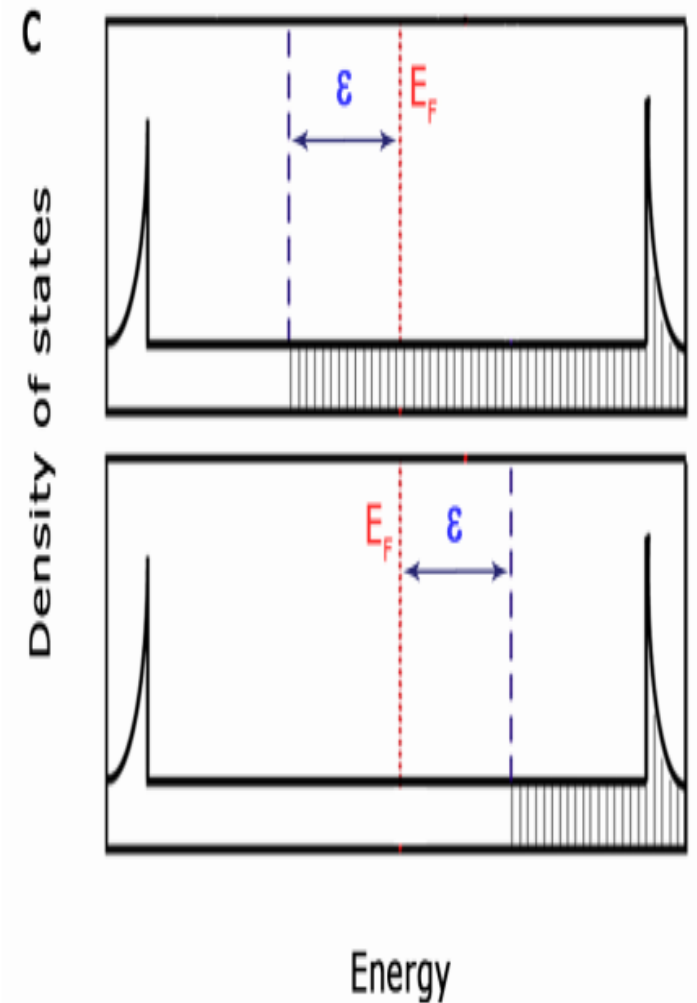
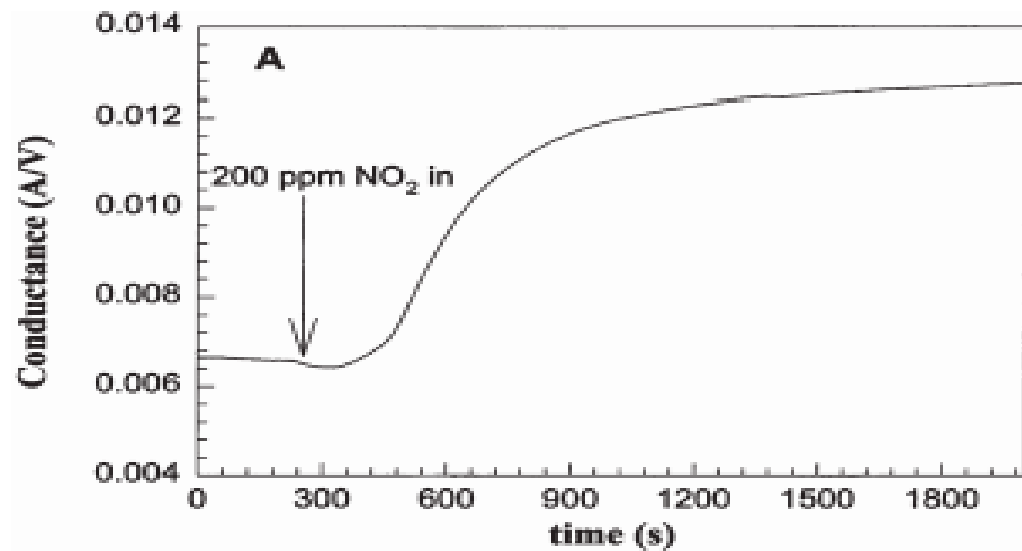
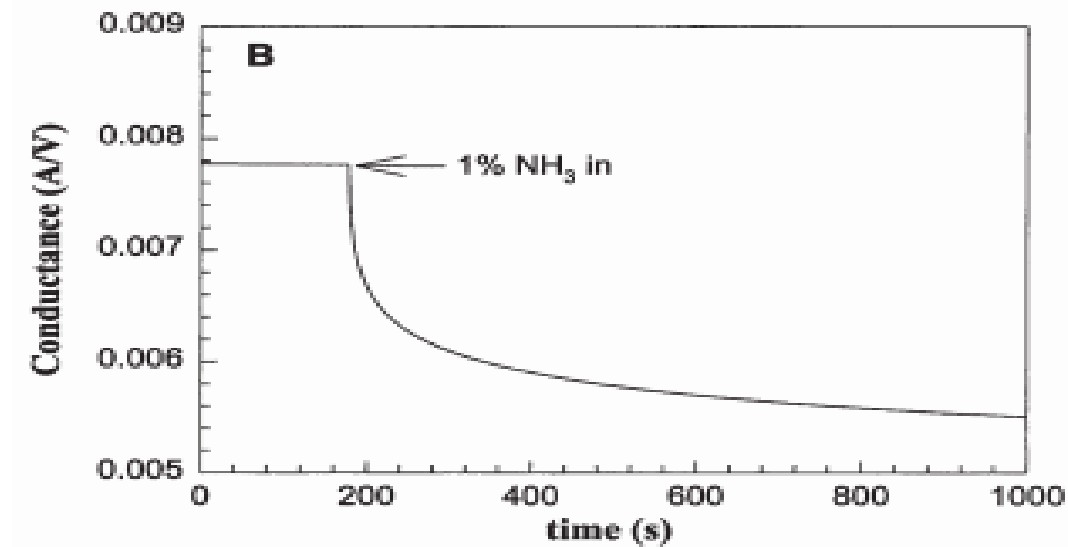


Fig. 1 A $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ atomic-force-microscope image of a SWNT network. With our growth conditions the average nanotube diameter is about 1.2 nm, lengths range from about 1 to 5 μm , and the density ranges from 3 to 10 SWNTs per μm^2 . The nanotubes cover about 1% of the total surface area of the substrate. The inset shows the results of molecular-mechanical calculations of intersecting SWNTs. (Reproduced with permission from Ref. 14. Copyright 1998 The American Physical Society.)



Scheme of the MWCNT density of state upon chemical doping. Exposition of the film to NH₃ vapors shifts the chemical potential ϵ from the Fermi level E_F towards the valence band, increasing the hole number (upper panel). Conversely, exposition of the film to NO₂ vapors shifts ϵ from E_F towards the conduction band, increasing the electron number (lower panel).

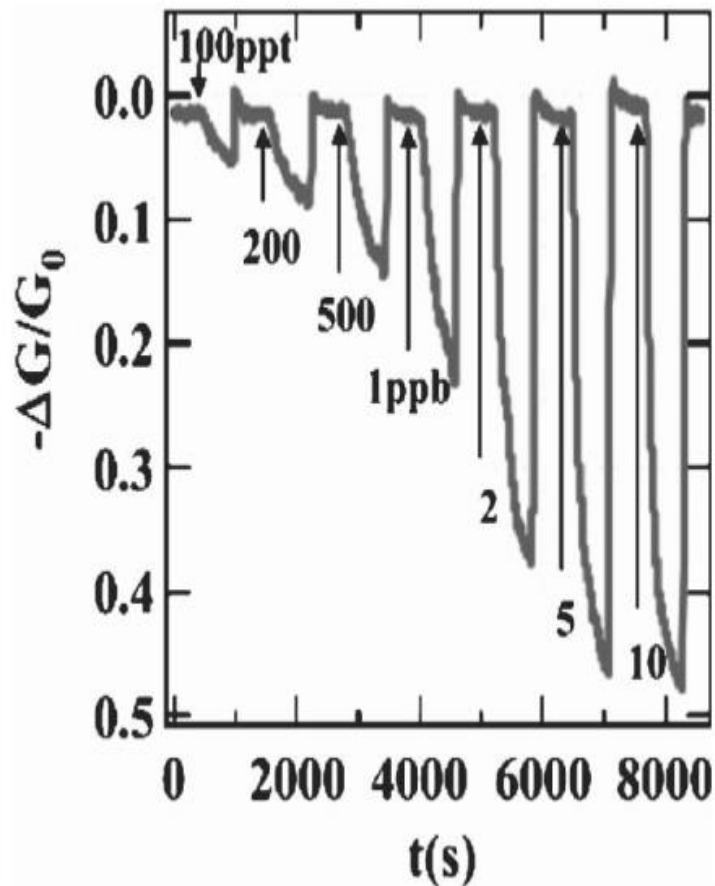


Table 1 Calculated values of the binding energy and the charge transfer between various molecules and three types of SWNTs (data from Ref. 19)

	NO ₂	O ₂	H ₂ O	NH ₃	CH ₄
(10,0) SWNT					
E_a /meV	797	509	143	149	190
Q/e	-0.06	-0.13	0.04	0.03	0.03
(5,5) SWNT					
E_a /meV	427	306	128	162	122
Q/e	-0.07	-0.14	0.03	0.03	0.02
(17,0) SWNT					
E_a /meV	687	487	127	133	72
Q/e	-0.09	-0.1	0.03	0.03	0.03

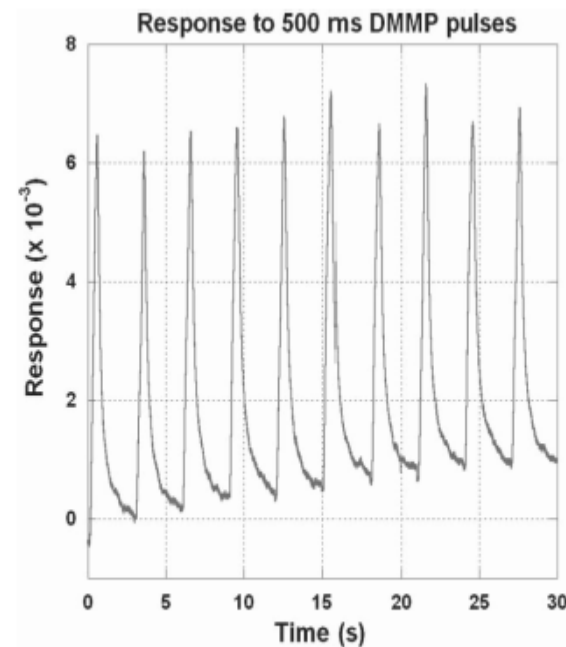
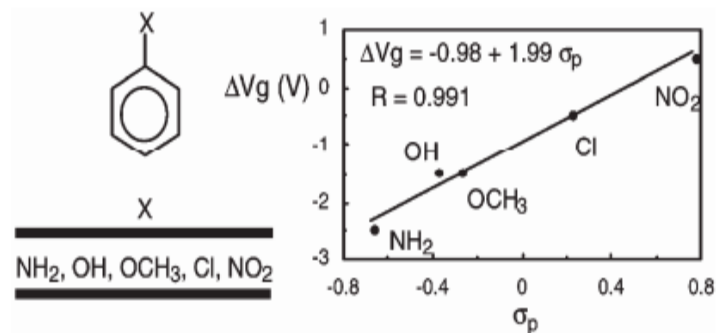
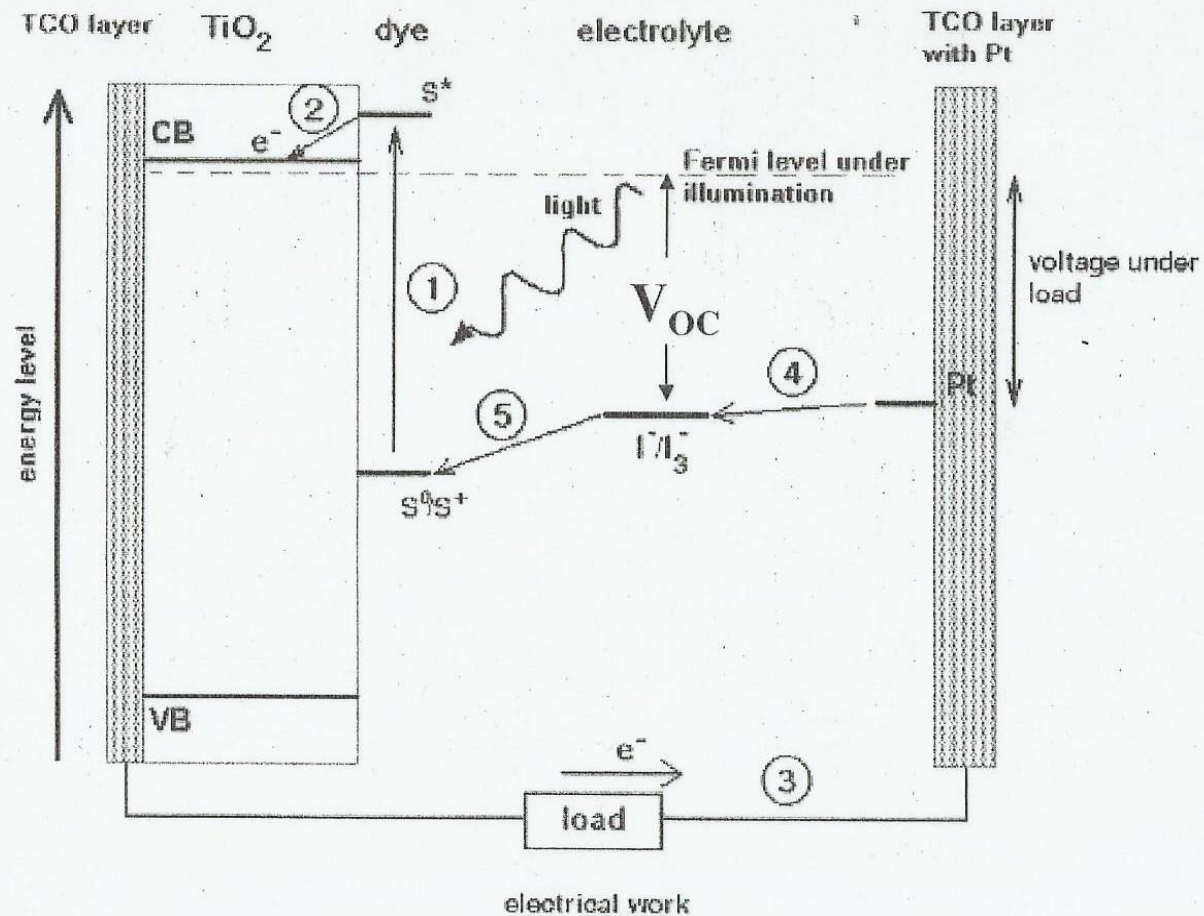


Fig. 6 Capacitance response of a SWNT sensor to 500 ms pulses of DMMP delivered in air at $P = 0.0005 P_0$.



Dye-Sensitized Solar Cell (DSSC): Energy Level Structure



- $\text{Dye} + \text{luc}e \rightarrow (\text{dye eccitato})^*$
- $(\text{Dye eccitato})^* + \text{TiO}_2 \rightarrow e^- (\text{TiO}_2) + (\text{dye ossidato})^+$
- $2(\text{dye ossidato})^+ + 3\text{I}^- \rightarrow 2(\text{dye}) + \text{I}_3^-$
- $\text{I}_3^- + 2e^- (\text{controelettrodo}) \rightarrow 3\text{I}^-$