



# أشباه الموصلات

للفرقة الرابعة تربية عام فيزياء

أعداد

د/ حمدى توفيق

٢٠٢٣-٢٠٢٤

سلسلة الفكر العربي  
لمراجع العلوم الأساسية  
- ١٦ -

# أشباه الموصلات

دكتور مهندس

**حسن حسين حسن**

أستاذ مساعد بالمعهد العالي للتكنولوجيا بينها

دكتور

**شريف أحمد خيرى**

أستاذ الفيزياء بكلية العلوم - جامعة القاهرة

٨٩-٥

جامعة منسوب الوارى
مكتبة كلية العلوم بقنا
الرقم العام ٨٩٥
الرقم الخاص
تاريخ الورد ١٩ / ١ / ١

الطبعة الأولى

١٤٢٢هـ / ٢٠٠٢م

ملتزم الطبع والنشر

**دار الفكر العربى**

٩٤ شارع عباس العقاد - مدينة نصر - القاهرة

ت. ٢٧٥٢٩٨٤، فاكس: ٢٧٥٢٧٣٥

[www.darelfikrelarabi.com](http://www.darelfikrelarabi.com)

[INFO@darelfikrelarabi.com](mailto:INFO@darelfikrelarabi.com)

### مقدمة

إن اختلاف مقدرة المواد الصلبة على التوصيل الكهربائي يمكن تصنيفها إلى

- ١- الموصلات
- ٢- أشباه الموصلات
- ٣- العوازل

هناك مدى كبير تتراوح فيه قيم التوصيلية الكهربائية ما بين الموصلات جيدة التوصيل مثل الفضة والنحاس  $10^{10}$  أوم / سم والعوازل الرديئة للتوصيل الكهربائي مثل السليكا والمايكا  $10^{-12}$  أوم / سم . كما نجد أن أشباه الموصلات تتراوح توصيلتها الكهربائية ما بين  $10^{-10}$  -  $10^9$  أوم / سم وبمثل هذه المجموعة من الجوامد عناصر السيليكون والجرمانيوم . وأبرز خصائص هذه الجوامد هي ارتفاع مقدرتها على التوصيل بمعدلات سريعة مع ارتفاع درجة الحرارة وتتنى هذه المقدرة مع انخفاض درجة الحرارة إلى حد أنها تشبه العوازل عند درجات الحرارة المنخفضة كما أن بعض من هذه الجوامد يتأثر بالضوء المرئي فتزداد مقدرته على التوصيل عند سقوط الأشعة عليه أكثر مما لو كان في الظلام ويمكن تغيير المقدرة على التوصيل بالنسبة لأشباه الموصلات بسهولة بإضافة الشوائب بكميات قليلة إلى المواد النقية فتزداد مقدرتها على التوصيل .

### المواد شبه الموصلات

إن أهم أشباه الموصلات هي مجموعة من العناصر التي توجد في العمود الرابع (IV) من الجدول الدوري للعناصر ومنها السيليكون والجرمانيوم ( Si, Ge ) والبيرون ( B ) وهناك مركبات كيميائية عديدة تتكون من عنصرين أو أكثر لها هذه الخصائص ومنها ما يتكون من اتحاد عناصر

العمود الثالث ( III ) او الخامس ( V ) فى الجدول الدورى وتتميز بترايط نرى تساهمى يميز معظم اشباه الموصلات . ومن هذه زرنيخ الجاليوم ( GaAs ) وفوسفيد الانديوم ( InP ) . وهناك اشباه الموصلات ( I-VI ) ويميزها ترايط نرى له طبيعة ايونية - تساهمية ومنها سليليد الرصاص ( PbSe ) . وتأتى الجوامد اشباه الموصلات فى حالات تبلور كاملة او متعددة او فى حالة زجاجية ويتم اعدادها احيانا فى شكل اغشية رقيقة كما انها قد تكون فى حالات نقاء مختلفة وذلك حسب طرق واغراض اعدادها . ان درجة النقاء والتبلور هي العامل الحاسم فى تحديد استعمالات شبه الموصل . والمواد شبه الموصلة التى تضاف اليها شوائب للتحكم فى خصائصها ذات اهمية اكبر من الناحية التطبيقية من تلك التى على درجة

### عالية من النقاء : انواع اشباه الموصلات

تقسم اشباه الموصلات الى نوعين هما:

١- اشباه موصلات ذاتية

٢- اشباه موصلات شوائبية التى تنقسم الى النوع n-type , p-type .

### اشباه الموصلات الذاتية

اشباه الموصلات النقية جدا والخالية من اى شوائب والتى تنتج الكترولونات حرة وفجوات حرة تمثل شبه الموصل الذاتى . وبلاضافة الى ذلك فان شبه الموصل الذى يحتوى على كمية ضئيلة جدا من الشوائب وله عدد كبير من ازواج الالكترونون - فجوة يعرف بانه شبه موصل ذاتى . من المعروف ان اضافة ذرات شائبة من نوع معين يجعل شبه الموصل غنى جدا بالالكترونات الحرة او الفجوات الحرة وبالتالي فان خواص شبه الموصل

تتغير بشدة وبذلك فانه اذا كان كلا النوعين من الذرات الشائبة متوازيين فى البلورة وتولدت الكترولونات حرة من نوع معين من الذرات الشائبة وفجوات حرة ناتجة من النوع الاخر بحيث يكون عدد الالكترونات السالبة = عدد الفجوات الموجبة نحصل على شبه موصل ذاتى ومن اهم اشباه الموصلات لذاتية الجرمانيوم والسيليكون .

### اشباه الموصلات الشائبة

#### ١. النوع السالب n-type

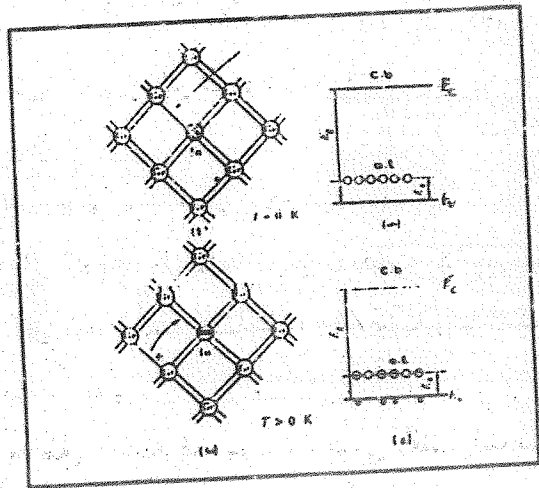
اذا اخذنا فى الاعتبار بلورة جرمانيوم (رباعية التكافؤ) واضفنا اليها عنصر الانتيمون (خماسى التكافؤ) فان عنصر الانتيمون تستخدم اربعة الكترولونات التكافؤ لترتبط مع اربع ذرات جرمانيوم تحيط بها بينما لا يشارك الالكترون الخامس باى شكل فى هذا الترايط ويبقى حرا فى البلورة ويساهم فى توصيل التيار الكهربى شكل (١) مثل هذه المواد ذات التكافؤ الخماسى التى تعطى الكترولونات سالبة للبلورة تسمى شوائب معطية وتتحول البلورة بعد اضافة الشوائب اليها الى النوع n-type

#### ٢. النوع الموجب p-type

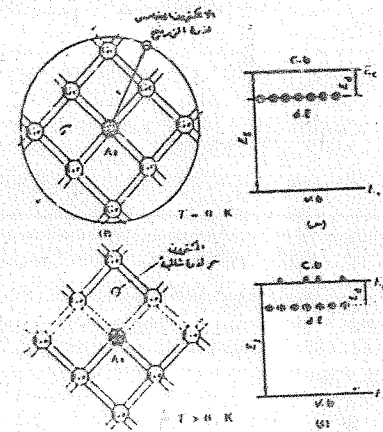
اما عند اضافة عنصر الانديوم (ثلاثى التكافؤ) الى شبه موصل كالجرمانيوم فى هذه الحالة تنقص ذرة الانديوم الكترولونات لتكون روابط مع الاربعة ذرات جرمانيوم القريبة ويمكن ان تستعير هذا الالكترون من ذرة جرمانيوم شكل (٢) هذا المكان الخالى من الالكترون يسمى فجوة مثل هذا النوع من الشوائب الذى يتسبب فى وجود فجوات هو ما نسميه بالشوائب الأخذة ويصبح شبه موصل من النوع p-type .



شکل (۲)



شکل (۱)



## شرائط الطاقة

طبقاً لنموذج بوهر للذرة نجد ان لكل ذرة مستويات طاقة الكترونية محددة يتواجد عليها الالكترونات التي يمكن ان تنتقل بينها مع امتصاص أو اشعاع قدرًا محددًا من الطاقة وهي  $K, L, M, N, O$  أما في حالة المواد الصلبة حيث تقترب الذرات من بعضها قريبا كبيرا لتكوين رابطة بينهما فتتسع مستويات الطاقة الخارجية في الذرة الى شرائط كل شريط منها يقابل كل مستوى من مستويات الطاقة في الذرة المفردة ويحتوي كل شرائط على عدد من المستويات الفرعية مساويا لعدد الذرات المكونة للمادة الصلبة هذا التغير من مناسيب مفردة الى شرائط متسعة نتيجة اقتراب الذرات بعضها من بعض هو نتيجة التأثير المتبادل بين الذرات ويلاحظ ان المستويات الداخلية لا تتأثر كثيرا .

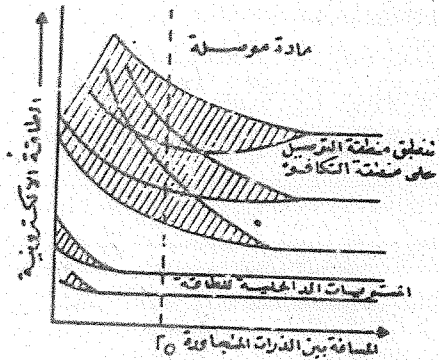
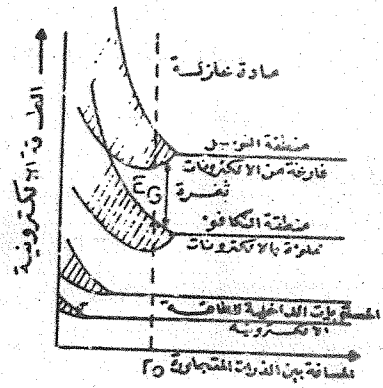
تحول مستويات الطاقة الخارجية التي كانت محددة في ذرة بوهر الى مجموعة من المناطق يتكون كل منها من عدد كبير جداً من شرائط الطاقة المتقاربة وقد تتطابق بعض هذه المناطق مع بعضها وقد لا تتطابق وفقاً للطبيعة الذرية للمادة المعنية

في حالة انطباق مناطق الطاقة كما يحدث في الفلزات تكون الطاقة الالكترونية متصلة بمعنى أن طاقة الالكترونات يمكن ان تزداد باطراد دون ان نجد حاجز جهد يمنعها من ذلك فعند التأثير بمجال كهربى خارجى تكتسب الالكترونات حركة ازاحية ينشأ عنها مرور تيار كهربى .  
أما في حالة عدم انطباق المناطق يتكون منها فجوة طاقة تكون محرمه على الالكترون لا يستطيع التواجد بها وتسمى هذه الفجوات بالمناطق المحرمة وتشكل انقطاعاً بين مستويات الطاقة المسموح بها للالكترون ويمكن تشبيهه

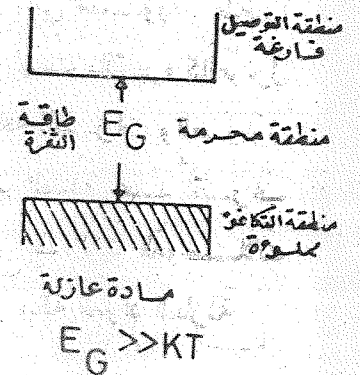
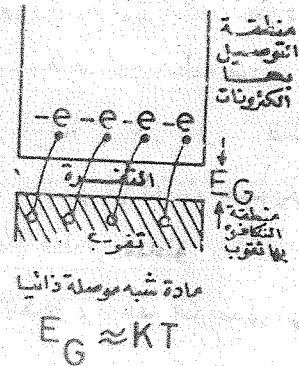
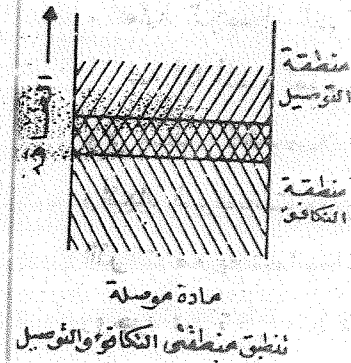
هذه المناطق المحرمة كحاجز جهد لا يستطيع الالكترون ان يبره الا اذا اكتسب طاقة كافية تساوى او تزيد على طاقة الفجوة فيقفز فوقها . وبعدها فقط يستطيع ان يتحرك بحرية في منطقة التوصيل ويسهم في بناء التيار الكهربى وغالبا ما تكون طاقة الفجوة في المواد العازلة كبيره لا يستطيع الالكترون عبورها وعلى ذلك يظل مقودا في منطقة التكافؤ فلا يمر تيار كهربى ويطلق عادة اسم منطقة التكافؤ على اعلى منطقة للطاقة تكون مملوءة تماما بالالكترونات ويلبها حاجز جهد كما يطلق على اسم منطقة التوصيل على اعلى منطقة طاقة تلى منطقة التكافؤ ويتم فيها حركة الالكترونات وعملية التوصيل الكهربى ولذلك فهي دائماً تحتوى على مستويات طاقة فارغه أما أشباه الموصلات فنجد لها منطقة محرمه ليست بالكبيره كالعوازل ولا منعمره كالموصلات. شكل (٣) يبين شرائط الطاقة للفلزات والعوازل وأشباه الموصلات ويبين شكل (٤) انقسام مستويات الطاقة عند اقتراب الذرات مع بعضها ويلاحظ انطباق مناطق الطاقة في حالات الموصلات ووجود فجوة بين منطقة التكافؤ ومنطقة التوصيل في حالة المواد العازلة

## شرائط الطاقة في اشباه الموصلات الشائبة:

عرفنا سابقا ان عند احلال ذرة فوسفور بدلا من ذرة سيلكون في الرابطة البلورية التساهمية فان الكترونات الفوسفور تملأ الروابط الاربعه ويبقى الكترون زائد وذلك لان الفوسفور خماسى. طاقة الإلكترون الزائد تكون اعلى من طاقة الالكترونات الاربعه الاخرى التي شاركت في الرابطة التساهمية المستوى الطاقى الخاص يمثل هذا الالكترون الزائد يمثل من خلال المستوى  $E_g$



شكل (٤)



شكل (٣)

وكذلك عند احلال ذرة الانديوم محل ذرة سيليكون فان الرابطة التساهمية تكون غير مكتملة من ناحية الانديوم وذلك لان الانديوم ثلاثى التكافؤ ولقد وجد ان هذه الشائبة الآخذة تمثل بمستوى طاقة  $E_g > E_v$  حسب

وخلصة ما سبق ان اضافة شوائب معطية او اخذه بصاحبها ظهور شريط جديد من شرائط الطاقة يمثل اسفل منطقة التوصيل فى الشوائب المعطية وقمة منطقة التكافؤ فى الشوائب الآخذة. ويبين شكل (٥) شرائط الطاقة لاشباه الموصلات الشائبة والذاتية .

### إحصائيات اشباه الموصلات:

لكي نفهم الخواص الكهربائية للمواد فإننا نحتاج معرفة الكثافة العددية لنقاط الشحنة الحرة خلال المادة كدالة فى طاقتها ولكي نحدد هذه الكثافة لا بد من معرفة عاملين :-

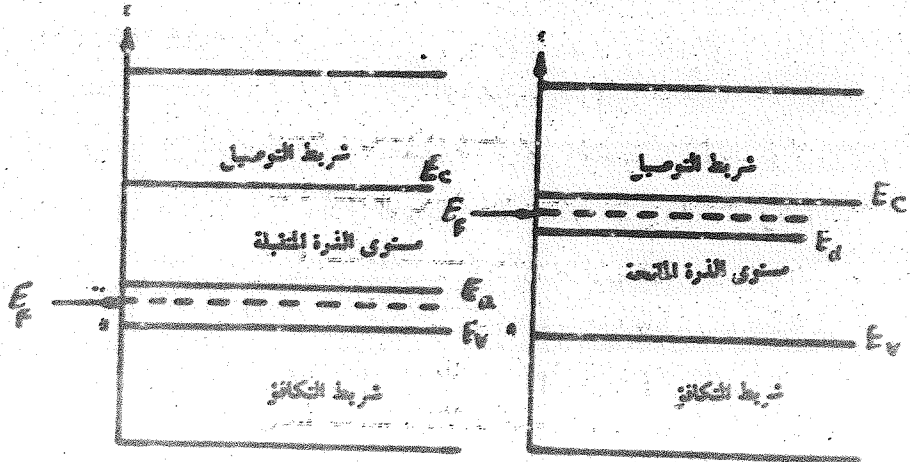
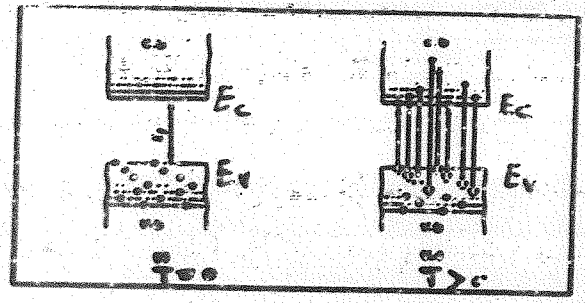
- أ- كثافة حالات الطاقة المتاحة لاي شريط معين من شرائط الطاقة
  - ب- احتمالية شغل هذه الحالات بالالكترونات عند طاقة معينة .
- وحاصل ضرب هذين العاملين يعطى الكثافة العددية للالكترونات
- ### كثافة الحالات

تعرف كثافة الحالات بانها عدد الحالات الموجودة فى وحدة الطاقة ومن دراسة نظرية الكم فان كثافة الحالات للالكترونات فى النصف الاسفل من النطاق  $N_n(E)$  هي

$$N_n(E) = 2\pi(2m_n)^{3/2} h^{-3}/(E-E_0)^{1/2}$$

حيث  $E_0$  هي الطاقة عند قاع النطاق ويكون كثافة الحالات للالكترونات داخل منطقة التوصيل لشبه الموصل

(٤)



شكل (٥) شرائط الطاقة . حيث  $E_g$  مستوى التوصيل .  $E_v$  مستوى الذرة المنفصلة فوق شريط التكافؤ .

$$N_n(E) = 2\pi(2m_n)^{3/2} h^{-3} / (E-E_c)^{1/2}$$

حيث  $E-E_c$  تحل محل  $E-E_0$  لان الالكترن له حد ادنى من الطاقة والتي تجعله يتحرك من منطقة التكافؤ الى منطقة التوصيل لا بد وان يكون له حد ادنى من الطاقة يساوى  $E_c$  وهى الطاقة عند قاع منطقة التوصيل وفي هذه الحالة  $N(E) = 0$  عندما تكون  $E=E_c$  اما بالنسبة للفجوات فى منطقة التكافؤ سوف نعتبر ان  $N(E)$  تزيد بتناقص  $E$  أسفل  $E_v$  ( الطاقة عند قمة منطقة التكافؤ ) ويحل (  $E_v-E$  ) محل (  $E-E_0$  ) وعندئذ يكون كثافة الحالات للفجوات فى منطقة التكافؤ هي:

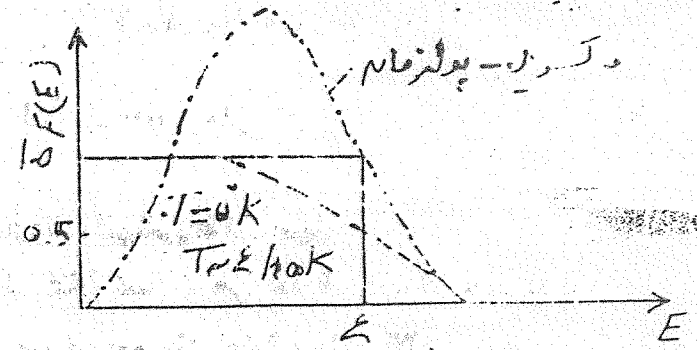
$$N_p(E) = 2\pi(2m_p)^{3/2} h^{-3} / (E_v-E)^{1/2}$$

### توزيع فيرمي-ديراك

يوصف توزيع الالكترونات على مختلف المستويات بواسطة دالة التوزيع  $F(E)$  التي تعرف بانها الاحتمال بان يكون المستوى  $E$  مشغولا بواسطة الالكترن ونحصل من مبادئ الفيزياء الاحصائية على دالة التوزيع  $F(E)$  لغاز من الالكترونات عند درجات حرارة  $T > 0$  وهى

$$F(E) = 1 / \exp((E-E_f)/KT) + 1$$

حيث  $E_f$  طاقة مستوى فيرمي وهو المستوى الذى يفصل بين الجزء الخالى والجزء المملؤ بالالكترونات وذلك عند درجة الصفر المطلق وعند درجة حرارة اعلى من ذلك فان مستوى فيرمي هو المستوى الذى يفصل بين الجزء الاقل امتلاء والاكثر امتلاء . والان سوف ندرس دالة التوزيع عند درجات حرارة مختلفة وهى موضحة بالشكل (٦)



دالة الاحتمال لفيرمي - ديراك عند درجته صفر  
وكذلك عند درجته الحرارة الاعلى . وكذلك دالة مالسويل -  
بولتزمان للحرارة

شكل ٦

$$n = \int_{E_c}^{\infty} N_n(E) 2F(E) dE$$

وحيث ان

$$N_n(E) = 2\pi(2m_n)^{3/2} h^{-3} (E-E_c)^{1/2}$$

$$F(E) = 1/\exp((E-E_f)/KT) + 1 \approx \exp(-(E-E_f)/KT)$$

$$n = 4\pi(2m_n)^{3/2} h^{-3} (E-E_c)^{1/2} 2 \cdot \exp(-(E-E_f)/KT) \cdot dE$$

$$n = \int_{E_c}^{\infty} 4\pi(2m_n)^{3/2} (E-E_c)^{1/2} \cdot 2 \exp(-(E-E_f)/KT) \cdot dE$$

وبوضع

$$x = E - E_c / KT, \quad dx = dE / KT, \quad C = 4\pi(2m_n)^{3/2} h^{-3}$$

مع تغير حدود التكامل حيث عند  $E = E_c$  فإن  $x = 0$  وعند  $E = \infty$  فإن  $x = \infty$

$$n = C \int_0^{\infty} (KT)^{1/2} x^{1/2} \exp(-(E-E_f)/KT) \cdot KT dx$$

$$n = C \int_0^{\infty} (KT)^{3/2} x^{1/2} \exp(-(E-E_c + E_c - E_f)/KT) dx$$

$$n = C(KT)^{3/2} \exp(-(E_c - E_f)/KT) \int_0^{\infty} x^{1/2} \exp(-x) dx$$

١- عند  $T = 0K$  فإن

$$F(E) = 1 \text{ at } E < E_f$$

$$= 0 \text{ at } E > E_f$$

وهذا يعني ان تكون المستويات التي تقل طاقتها عند  $E_f$  عند الصفر المطلق مشغولة تماما وتكون جميع المستويات التي تزيد طاقتها عن  $E_f$  فارغة تماما

٢- عندما  $E = E_f$  فإن  $F(E) = 1/2$  مهما كانت درجة الحرارة

٣- عندما  $E - E_f \gg KT$

$$F(E) = \exp(-(E-E_f)/KT)$$

وهذا هو توزيع ماكسويل - بولتزمان

تركيز الإلكترونات في شريط التوصيل

عرفنا ما سبق ان كثافة الحالات في عدد الحالات الموجودة في وحدة المدى تطبق لوحدة الحجم وان احتمال تواجد الإلكترون في حالة ذات طاقة  $E$  يمثل بدالة فرمي وعليه يمكن تحديد عدد الإلكترونات الحرة لو الفجوات التي لها طاقة تقع في المدى من  $E$  الى  $E+dE$  كالآتي:

$$dn = N_n(E) 2 F(E) dE$$

$N_n(E)$  سبق ايجاد قيمتها وهي عبارة عن كثافة الحالة للإلكترونات في

منطقة التوصيل

$$\int_0^{\infty} x^{1/2} \exp(-x) dx = \sqrt{\pi}/2 \text{ ولكن}$$

$$n = 2(2\pi m_n kT)^{3/2} h^{-3} \exp(-(E_c - E_f))$$

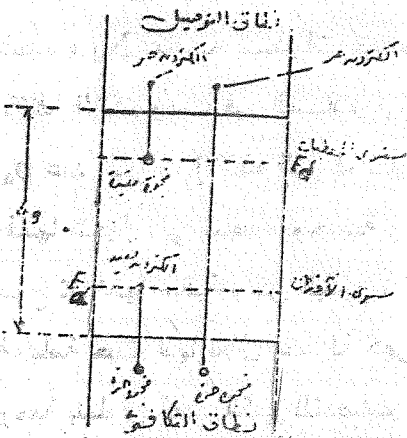
$$n = N_c \exp(-(E_c - E_f)/KT)$$

وهي معادلة تركيز الإلكترونات في منطقة التوصيل ويمكن بنفس الطريقة حساب تركيز الفجوات في منطقة التكافؤ وهي

$$p = N_v \exp(-(E_f - E_v)/KT)$$

علاقة تعادل الشحنة

يمكن تمثيل مستويات الطاقة بصفة عامة لأشباه الموصلات الشائبة كما شكل (٧) حيث يوضح مستويات كل من الذرات المعطية والذرات الآخذة في مكانها بجانب نطاق التوصيل والتكافؤ. عند درجات الحرارة المنخفضة تقع الإلكترونات في منطقة التكافؤ أو مستويات الذرة المعطية ولكن هذه الحالة تتغير بوضوح بمجرد رفع درجة الحرارة حيث أن الإلكترونات في منطقة التكافؤ تنقل إلى مستويات الذرات الآخذة والإلكترونات من مستويات الذرات المعطية تتحرك إلى نطاق التوصيل كما هو مبين الشكل عند درجات الحرارة العليا فإن الإلكترونات تزداد أكثر ويمكنها قطع المسافة من منطقة التكافؤ إلى منطقة التوصيل. فالإلكترون الذي يغادر منطقة التكافؤ



شكل ١٧ - مستويات الطاقة في أشباه الموصلات



موضع مستوى فيرمي في أشباه الموصلات .  
أولا في أشباه الموصلات الذاتية:

من معادلة تعادل الشحنة نجد أنه في حالة شبه الموصل الذاتي  $n = p$  وقد عرفنا من قبل أن  $n$  وهي عدد الإلكترونات في نطاق التوصيل يعطى من العلاقة:

$$n = N_c \exp(-(E_c - E_f)/KT)$$

وكذلك  $p$  وهي عدد الفجوات في نطاق التكافؤ يعطى من العلاقة:

$$p = N_v \exp(-(E_f - E_v)/KT)$$

وبالتعويض عن  $n, p$  في المعادلة  $n = p$

$$N_c \exp(-(E_c - E_f)/KT) = N_v \exp(-(E_f - E_v)/KT)$$

بعد أن نضع  $E_f = E_i$   
ومنها نحصل على

$$E_i = \frac{(E_c + E_v)}{2} + \frac{KT}{2} \ln \frac{N_v}{N_c}$$

ولكن  $N_c/N_v = m_p/m_n$

$$E_i = \frac{(E_c + E_v)}{2} + \frac{3}{4} KT \ln \frac{m_p}{m_n}$$

و طبقا للمعادلة السابقة  $E_i$  تقع بالضبط عند منتصف فجوة الطاقة إذا كانت  $T=0$  أو  $m_p = m_n$  ومع ارتفاع درجة الحرارة يزاح منسوب فيرمي الى أعلى عند قاع نطاق التوصيل إذا كان  $m_p > m_n$  ويزاح الى أسفل نحو قمة نطاق التكافؤ إذا كان  $m_p < m_n$  وهذا موضح في شكل (أ)

ثانيا موضع مستوى فيرمي وتركيز حوامل التيار الرئيسية في أشباه الموصلات الشائيه

يوضح شكل (٩) تغير مستوى فيرمي مع ارتفاع درجة الحرارة في شبه الموصل من النوع السالب والموجب

الى مستوى الذرات الاخذة يترك خلفه فجوة حرة ويصبح هو نفسه الكترون مقيد وبالمثل فان الإلكترونات التي تغادر مستويات الذرة المعطية تترك فجوة مقيدة . الحركة المباشرة للإلكترونات في منطقة التكافؤ إلى منطقة التوصيل تؤدي إلى ترك فجوة حرة في منطقة التكافؤ وإلكترون حر في منطقة التوصيل وكل هذه العمليات تؤدي إلى إنتاج الكترونات وفجوات حرة ومقيدة كما هو موضح بالشكل.

نفرض لدينا شبه موصل يحتوي على شوائب اخذه وكذلك شوائب معطية وان  $N_a$  كثافة الذرات الاخذة ،  $N_d$  كثافة الذرات المعطية ،  $p$  كثافة الفجوات في المادة ،  $n$  كثافة الإلكترونات في المادة ،  $n_d$  عدد الذرات المعطية التي لم تتأين ،  $p_a$  عدد الذرات الاخذة التي لم تتأين والان نفرض ان اى ذرة معطية تتأين فانها تتحول الى شحنة موجبة وان اى ذرة اخذه تكتسب الكترون رابع تصبح شحنتها سالبة ولكن البلورة لا تتغير شحنتها الموجبة أو السالبة بصفة عامة حيث انها تظل متعادلة كهربيا . وبالتالي فان العدد الكلي للشحنات الموجبة يساوى العدد الكلي للشحنات السالبة

$$p + (N_d - n_d) = n + (N_a - p_a)$$

$$(p + p_d) = (n + n_a)$$

حيث ان  $N_a - p_a = n_a$  ،  $N_d - n_d = p_d$

$n_a, p_d$  عدد الذرات المعطية والاخذة المتأينة على الترتيب والعلاقة السابقة تمثل علاقة تعادل الشحنة.



١- في مدى درجات الحرارة المنخفضة  
 في درجات الحرارة المنخفضة يكون متوسط طاقة الاهتزازات الحرارية  
 للشبيكية (KT) اقل كثيرا من اتساع الفراغ الطاقى  $E_g$  لذلك لا تكون هذه  
 الطاقة قادرة على تزويد الكثرونات نطاق التكافؤ بطاقة تكون كافية لنقلها الى  
 نطاق التوصيل لكن هذه الطاقة تكون كافية لنقل الالكترونات من المناسيب  
 المعطية  $E_g$  الى نطاق التوصيل كما تكون كافية لنقل الفجوات من  
 المناسيب الاخذة الى نطاق التكافؤ كما في الشكل

لذلك تثار فقط عند درجات الحرارة المنخفضة حاملات الشحنة من  
 الشوائب وهي الالكترونات في اشباه الموصلات من النوع السالب  
 والفجوات في اشباه الموصلات من النوع الموجب وتوضح الحسابات ان  
 موضع مستوى فيرمي لشبه موصل من النوع  $n$  وتركيز الالكترونات  
 $n_n$  في هذا المدى من درجات هي:

$$E_f = \frac{(E_c + E_d)}{2} - \frac{KT}{2} \ln \frac{2N_c}{N_d}$$

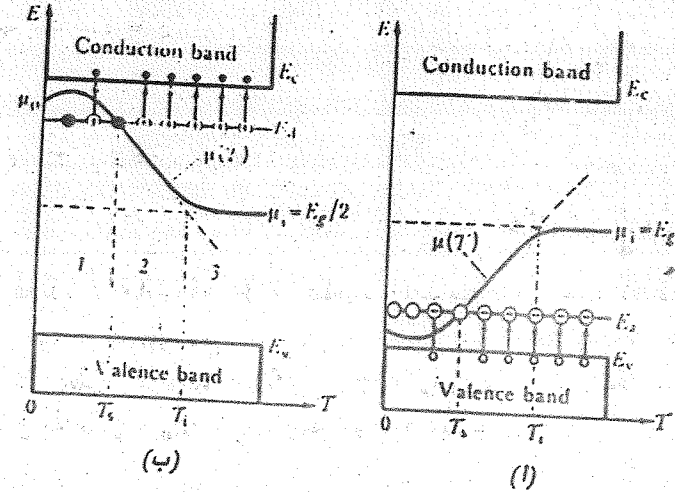
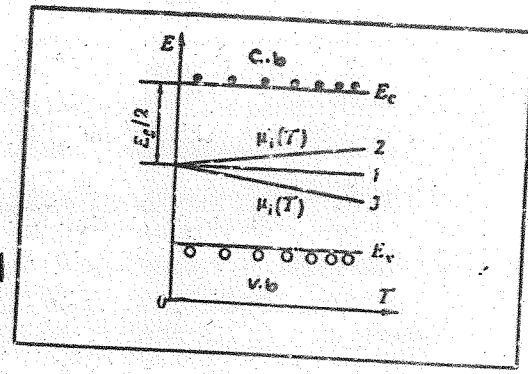
$$n_n = (N_c N_d / 2)^{1/2} \exp(-\Delta E_d / 2KT)$$

اي ان مستوى فيرمي عند  $T=0$  يقع في منتصف المسافة بين قاع  
 منطقة التوصيل ومستوى الشوائب المعطية وعند درجات الحرارة  
 المنخفضة وعندما تكون  $2N_c \ll N_d$  فان مستوى فيرمي يقترب من قاع  
 منطقة التوصيل ويصل الى قمته ثم  
 يهبط وعندما تكون  $2N_c = N_d$  فان مستوى فيرمي يقع في منتصف المنطقة  
 مرة اخرى مثلما كان عند  $T=0$  وتزداد وعند درجة الحرارة التي يكون  
 وبزيادة درجة الحرارة فان  $N_c$  تزداد وعند درجة الحرارة التي يكون

عندما  $2N_c \gg N_d$   
 فان مستوى فيرمي يهبط مرة اخرى  
 اما بالنسبة لشبه الموصل من النوع  $p$  فان موضع مستوى فيرمي وتركيز  
 الفجوات في هذا المدى يكون

$$E_f = \frac{(E_a + E_v)}{2} - \frac{KT}{2} \ln \frac{N_a}{2N_v}$$

الشكل (٨)



شكل (٩)  
 ... موقع الطاقة  
 فيرمي ... مع  
 درجة الحرارة  
 المطلقة في شبه  
 موصل عارض:  
 (١) من النوع  $n$   
 (ب) من النوع  $p$

$$P_p = (N_c N_d / 2)^{1/2} \exp(-\Delta E_d / 2KT)$$

وهذا يعني أن مستوى فيرمي يقع في منتصف المسافة بين منطقة التكافؤ  $E_v$  ومستوى الشوائب الأخذه  $E_d$  وبزيادة درجة الحرارة أي  $T > 0$  فإن مستوى فيرمي يقل عن منتصف هذه المسافة.

### في مدى درجات الحرارة المتوسطة

وعند ارتفاع درجة الحرارة يزداد تركيز الإلكترونات في نطاق التوصيل و تستنفد المناسيب المعطية وهذا ما يحدث تماما للمناسيب الأخذه في أشباه الموصلات من النوع الموجب. وفي حالة الاستنفاد الكامل يكون تركيز الإلكترونات في نطاق التوصيل في أشباه الموصلات من النوع السالب مساويا تركيز الشوائب المعطية  $N_d$  أي أن  $n \approx N_d$  وكذلك تركيز الفجوات في أشباه الموصلات من النوع الموجب مساويا لتركيز الشوائب الأخذه  $N_a$  أي أن  $p \approx N_a$  ودرجة الحرارة التي يتم عندها استنفاد مناسيب الشوائب تسمى درجة حرارة التشبع  $T_i$  ويكون مستوى فيرمي لشبه موصل من النوع السالب هو

$$E_f = E_c - KT \ln(N_c / N_d)$$

واضح أن مستوى فيرمي يبدأ في الهبوط متجها إلى المستوى  $E_c$  وأن تركيز الإلكترونات لا يعتمد على درجة الحرارة وتساوي تركيز الشوائب  $N_d$ .

ويكون مستوى فيرمي لشبه موصل من النوع الموجب هو

$$E_f = E_v - KT \ln(N_a / N_v)$$

واضح أن مستوى فيرمي يبدأ في الارتفاع متجها إلى المستوى  $E_v$  وأن تركيز الفجوات لا يعتمد على درجة الحرارة وتساوي تركيز الشوائب  $N_a$ .

### مدى درجات الحرارة المرتفعة

مع الاستمرار في رفع درجة الحرارة إلى الحد الذي يسمح بانتقال الإلكترونات من منطقة التكافؤ إلى منطقة التوصيل وعند ذلك يكون  $n = p = n_i$  وتكون درجة الحرارة المناظرة لمثل هذه الحالة  $T_i$  فوق  $T_i$  نجد

أن مستوى فيرمي لشبه الموصل السالب يستمر في الهبوط حتى يستقر عند منتصف الطريق من شريط التكافؤ وقاع شريط التوصيل كما في شبه الموصل الذاتي. وأيضا مستوى فيرمي لشبه الموصل الموجب يستمر في الارتفاع حتى يستقر عند منتصف الطريق من شريط التكافؤ وقاع شريط التوصيل كما في شبه الموصل الذاتي.

وخلاصة ما سبق أن موقع مستوى طاقة فيرمي يتغير مع زيادة درجة الحرارة من الصفر المطلق حيث يزاح لأسفل في شبه الموصل  $n$  ولأعلى في شبه الموصل  $p$  إلى أن يستقر عند منتصف الطريق من شريط التكافؤ وقاع شريط التوصيل كما في شبه الموصل الذاتي.

وبوضح شكل (١٠) رسما تخطيطيا للعلاقة بين تركيز الإلكترونات في منطقة التوصيل لشبه موصل من النوع السالب ومقلوب درجة الحرارة ومن الشكل يتضح وجود ٣ أجزاء. الجزء (١) يقابل التوصيل بالشوائب والجزء (٢) يقابل مدى استنفاد الشوائب والجزء (٣) يقابل التوصيل في شبه الموصل النقي

### حركة ناقلات الشحنة في أشباه الموصلات

إذا كانت حركة الجسم المشحون تحت تأثير المجال الكهربائي فإن حركته تسمى بالحركة الانسيابية وعندما لا يكون هناك مجال مطبق فإن حركة الجسم المشحون تعرف باسم الحركة الانتشارية.

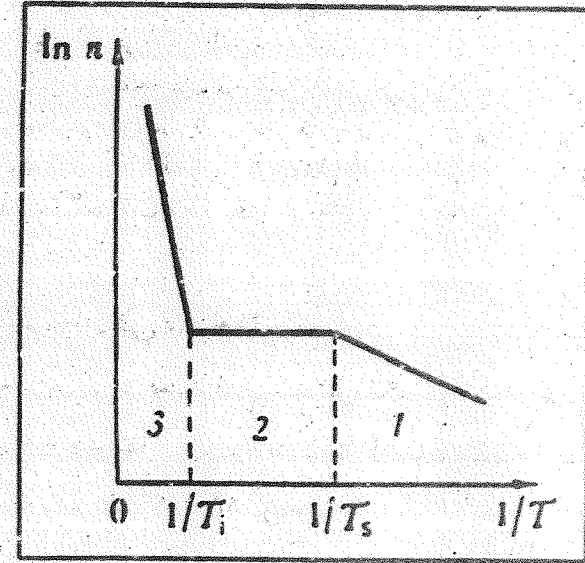
### الانسياب

الانسياب هو حركة الجسم المشحون بفعل المجال الكهربائي. دعونا نتخيل أننا نستطيع رؤية الجسيمات المجهرية داخل شبه الموصل. إذا افترضنا أن المجال الكهربائي يتجه من اليسار إلى اليمين (شكل ١١-أ). يؤثر هذا المجال على الجسيم المشحون بقوة فيدفع حاملة الشحنة الموجبة (الفجوة) في نفس اتجاه المجال بينما يدفع حاملة الشحنة السالبة (الإلكترون) في الاتجاه المضاد. والمفترض أن تتسارع هذه الحاملات بفعل القوة الناتجة عن المجال فتسير في خطوط مستقيمة ولكن هذا لا يحدث والذي يحدث فعليا أن

مسارات الإلكترونات والفجوات تأخذ اتجاهات عشوائية بسبب التصادم مع أيونات الشوائب أو بسبب التصادم مع اهتزازات أنوية شبه الموصل نفسه . فعند درجة حرارة الغرفة تهتز أنوية شبه الموصل حول مواضعها في الشبكية بفعل الطاقة الحرارية وبسبب حوادث التصادم هذه فإن حاملات الشحنة تتوقف (أي تهبط سرعتها إلى الصفر) عقب كل حادث تصادم كما في شكل (١١-ب) ثم تعاود الحركة مرة أخرى.

من الواضح إذن أن تفاصيل حركة الانتساق لجسيم مفرد ليس في مقنونا معرفتها بدقة، ومن حسن الحظ أن الكميات التي يمكننا قياسها في المعمل مثل التيار الكهربى تعكس في الواقع متوسط حركة جميع الجسيمات معا. وعند إجراء المتوسط على كل الإلكترونات والفجوات عند أي زمن سنجد أن حركة كل حامل شحنة على حدة يمكن وصفها بحركة بسرعة انتساق ثابتة  $V_d$  أي على مستوى شبه الموصل ككل ، يمكن اعتبار أن حاملات الشحنة تسير في خطوط مستقيمة موازية للمجال الكهربى وفي نفس اتجاهه (في حالة الفجوات) أو في عكس اتجاهه (في حالة الإلكترونات) كما هو مبين بالشكل (١١-ج)

قابلية الحركة والموصيلية الكهربائية النوعية في شبه موصل كما قلنا سابقا أن الإلكترونات الحرة في الفراغ يتم تعجيلها بتطبيق مجال خارجى ولكن في أشباه الموصلات فإن الإلكترونات الحرة تتحرك بسرعة متوسطة  $v$  التي تكون متناسبة مع المجال المطبق مع اعتبار درجة الحرارة ثابتة . ويتم تعجيل الإلكترون بتأثير المجال لزمى يعرف بأنه الزمن الحركى المتوسط الذى يعبر فيه مسار متوسط حر . وبالتالي فإن السرعة في اتجاه



الشكل (١٠)

المجال سوف تتأثر بشدة . وبعد التصادم يبدأ الإلكترون في التحرك ويستمر تعجيله مرة أخرى حتى يحدث تصادم تالي بعد مروره عبر مسار متوسط حر وتتكرر هذه العملية بصفة مستمرة وتريجياً ينتقل الإلكترون في اتجاه المجال بين التصادمات المتلاحقة . والشواهد التجريبية أثبتت ان الناقلات تتحرك بسرعة تتناسب مع المجال الكهربى المطبق وثابت التناسب يعرف باسم قابلية الحركة

$$V_n = -\mu_n E, \quad V_p = \mu_p E$$

حيث  $\mu_n$  و  $\mu_p$  هي قابلية الحركة للإلكترون والفجوة على التوالي ،  $V_p, V_n$  هي السرعة للمتوسطة الانقيادية،  $E$  المجال الكهربى المطبق.

بصفة عامة فان قابلية الحركة للإلكترون والفجوة مختلفان حيث يكون  $\mu_n \gg \mu_p$  وجد ان قابلية الحركة تتناسب مع الزمن الحر المتوسط لساقلات بين التصادمات  $t_p$  و  $t_n$  للإلكترون والفجوة على التوالي وعكسياً مع الكتلة  $\mu_n = et_n/m_n, \mu_p = et_p/m_p$

وبفرض ان كل الالكترونات تتحرك بسرعة متوسطة  $V_n$  وان كل الفجوات تتحرك بسرعة  $V_p$  فان كثافة التيار الناتجة عن حركة الناقلات هي

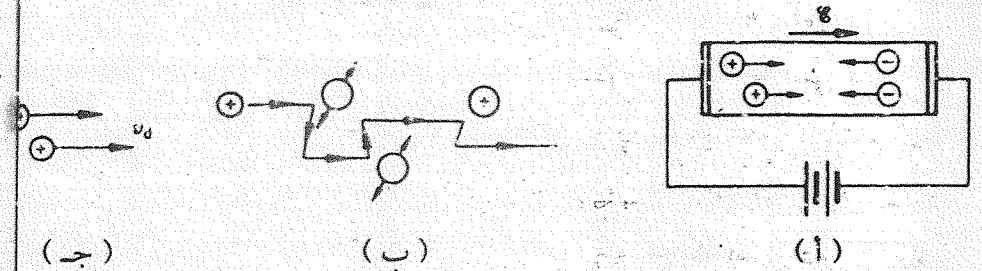
$$J_n = -enV_n, \quad J_p = epV_p$$

حيث  $e$  شحنة الإلكترون وكثافة التيار لكلا النوعين من الناقلات الموجودة هي

$$J = J_n + J_p = e(pV_p - nV_n)$$

وبالتعويض عن  $V_p, V_n$  نحصل على

$$J = eE(n\mu_n + p\mu_p)$$



شكل ( 11 ) تصوير انسياب الحاملة :

ا - حركة الحاملات داخل شبه الموصل يؤثر عليه مجال كهربى ناتج عن جهد انحياز.

ب - انسياب شحنة على مستوى المقياس المجهري أو الذرى.

ج - انسياب الحاملة على المقياس الكبير (الماكروسكوبى).

وباستخدام العلاقة  $\sigma = J/E$  فإن

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p)$$

أى ان الموصلية الكهربائية  $\sigma$  لشبه موصل  $n$  هي دالة لكل من قابلية الحركة وكثافة الناقلات

باعتبار الموصلية تتغير مع درجة الحرارة لشبه موصل ذاتي فإن

$$\sigma = \sigma_0 \exp(-E_g/2KT)$$

أي ان الموصلية الكهربائية لشبه موصل ذاتي تتزايد بزيادة درجة الحرارة زيادة اسية . المعادلة السابقة لها أهمية في تعيين عرض المنطقة المحرمة بتغير الموصلية الكهربائية مع درجة الحرارة وذلك يتضح من المعادلة

$$\ln \sigma = \ln \sigma_0 - E_g/2KT$$

ويتوقع  $\ln \sigma$  ،  $1/T$  تعطى خط مستقيم لان الحد الاول لا يتغير بوضوح مع درجة الحرارة وميل هذا الخط يستعمل لعمل في حساب  $E_g$

### الناقلات الأساسية والناقلات الثانوية

بلورات اشباه الموصلات تصنع بطريقة اشابه الذرات  $n$  بحيث ان نوع واحد من الناقلات يمثل الجزء الغالب للتيار . فمثلا للنوع السالب  $n$ -type فان الالكترونات كلها تقع في منطقة التوصيل وكلا الالكترونات التي لم تحرر من الذرات المعطية وكذلك عدد الفجوات فانهما يمثلان كسرا بسيطا بالنسبة للالكترونات الحرة الموجودة في منطقة التوصيل . حركة الكترونات في منطقة التوصيل هي التي تغلب على خواص شبه الموصل السالب  $n$ -type وذلك لانها هي المسئولة عن التيار المنقول في البلورة وبالتالي تعرف

باسم الناقلات الأساسية majority carrier . في حالة شبه الموصل الموجب  $p$ -type تنعكس القاعدة حيث تكون الفجوات هي الناقلات الأساسية وتكون الالكترونات هي الناقلات الثانوية minority carriers وفي بعض اشباه الموصلات فان حركية الالكترونات اكبر من حركية الفجوات وهي تتصرف كشبه موصل سالب .

### الانتشار في شبه موصل Diffusion in Semiconductor

بالاضافة الى الاتقادية يوجد ميكانيكية اخرى لانتشار الناقلات ( الناقلات ) والتي تحدث في حالة عدم وجود مجال كهربى وتلعب دور هام فى عمل كثير من اجهزة اشباه الموصلات . انتقال الناقلات هذا يسمى باسم تيار الانتشار Diffusion current . وهذا يحدث عندما تحقن الناقلات او تنتج من شبه الموصل بطريقة ما تحدث تغير في اتزان تركيز الناقلات فى شبه الموصل حيث يكون غير منتظم . تحت تأثير ذلك فان الناقلات تنتشر من مناطق التركيز الاعلى الى مناطق التركيز الاقل فى محاولة لاعادة الاتزان فى التركيز واعادة انتظامه خلال كل البلورة . ويلاحظ ان ظاهر الانتشار تخضع لها كافة الجسيمات المشحونة والحركة الحرارية فقط هي التي سبب الانتشار وليس القوى بين الجسيمات بعضها وبعض او اى قوى اخرى . وقد وجد كما هو المعروف فى امثلة الانتشار الفيزيائية فان كثافة تيار الانتشار يتناسب مع معدل التغير السالب لكثافة الناقلات وثابت التناسب يعرف باسم ثابت الانتشار Diffusion constant وبذلك تكون كثافة التيار الانتشارى الناتجة عن الفجوات هي :-

$$J_p = -eD_p dp/dx$$

والناتج عن الالكترونات هو :-



$$J_n = eD_n \frac{dn}{dx}$$

حيث  $dn/dx$  سالب لان الانتشار يتم في اتجاه تناقص  $n$

### توالد واسترجاع الناقلات carriers

في شبه الموصل الاستثارة الحرارية تؤدي الى توالد زوج الكترون - فجوة وكلا النوعين من الناقلات يكون متحركا خلال الشبكية (البلورية) . الذرات الشائبة ايضا يمكن ان تتأين وهذا يؤدي الى انتاج ناقلات اساسية متحركة وهذا بالاضافة الى الذرات الغير متأينة الشائبة والتي تكون غير متحركة . وذلك انه عند اى درجة حرارة يوجد اتزان في التركيز للشحنات الموجبة والشحنات السالبة للناقلات. اذا احدث اضطراب او تغيير بتطبيق طاقة خارجية مثل الضوء مثلا حيث طاقة الفوتونات  $hf$  فان بعض الالكترونات ترتفع الى منطقة التوصيل وبذلك فان هناك ناقلات زائدة تعرف باسم الناقلات الزائدة  $excess\ carriers$  يتم توليدها. وهذه الحالة حيث يكون عدد الناقلات اقل من حالة الاتزان تعرف باسم نضوب الناقلات  $carrier\ depletion$

بمجرد انقطاع الضوء فان عملية توالد الناقلات تتوقف والتركيز الزائد يضمحل مرة اخرى الى القيمة الاصلية بوسائل تعرف بعملية الاسترجاع  $Recombination$ . وهذا هو انتقال الكترونات من منطقة التوصيل مرة اخرى منطقة التكافؤ حيث انها لا تستمر طويلا في فترة التحرك. الطاقة المتحررة في اى انتقال يجب ان تساوى الفجوة الطاقية المحرمة والتي تتضمن تحرر فوتون او انطلاق فونونات كثيرة (الفونونات تقدر كميًا بانها اهتزاز الشبكة في البلورة ولها طاقة اقل كثير من الفونونات). ولقد لوحظ

عمليا بان زمن الحياة يكون اقل بكثير من الزمن المتوقع ويفترض ان هناك عمليات استرجاع لا بد من حدوثها.

عملية الاسترجاع والتي تعطى زمن حياة قريب من الزمن الحقيقي تظهر عندما نفترض بوجود مستويات طاقة زائدة تقع خلال الفجوة الطاقية. مثل هذه المستويات سوف تظهر لعدة اسباب منها وجود الشوائب الغير مرغوب فيها في البلورة أو وجود عيوب بلورية . واحتمالية اصطياذ الكترون أو فجوة في المستويات المتوسطة يكون أكثر احتمالا من احتمالية الانتقال من نطاق الى نطاق . والمستويات الزائدة تعرف باسم مراكز الاسترجاع  $recombination\ centres$  واحتمالية ان يكون مستوى طاقى متمركز مصيدة لناقلات زائدة يعبر عنها باسم مقطع الاصطياد  $capture\ cross\ section$  . والاحتمالية الاكبر هو مقطع اصطياد أكبر. فإذا كانت احتمالية اصطياذ الكترون أكبر من احتمالية اصطياذ فجوة حينئذاً تعرف مركز الاسترجاع بانها مصيدة الاكترونات  $electron\ trap$  وبالمثل فان مستويات الطاقة حيث احتمالية الاصطياد للفجوات اكبر من الاكترونات فانها تعرف باسم مصيدة الفجوات  $hole\ trap$ . واى شبه موصل حقيقى له عدد مصائد الاكترونات والفجوات . وشكل (١٢) يوضح فى شكل توضيحي توالد الناقلات والاسترجاع من نطاق الى نطاق وكذلك وصف لعملية الاصطياد .

### زمن الحياة للناقلات Carrier Lifetime

لقد ذكرنا من قبل بان شبه الموصل والذي فى حالة اتزان حرارى ثم تم تشعيه بمصدر طاقة فان ناقلات زائدة تتوالد وعند قطع ضوء المصدر فان عملية الاسترجاع تؤدي الى اضمحلال الناقلات فى عددها الى عددها الاصلى . وعملية الاضمحلال هذه تحدث بطريقة محددة بزمن والذي يطلق

عليه زمن الحياة للناقلات carrier lifetime، في شبه الموصل الشائب عادة فان تركيز الناقلات الثانوية هو النسبي تتأثر بشدة بوجود الطاقة الخارجية. تركيز الناقلات الأساسية هو كبير اصلا بطبيعته وبالتالي فانه يتأثر بصعوبة والعدد الكلي للإلكترونات والفجوات المتولدة تكون دائما متساوية وتظل دائما للبلورة متعادلة

في شبه الموصل السائب n-type فان الناقلات الثانوية هي الفجوات ومعدل تغير الفجوات الزائدة هو :-

$$dp/dt = g - r$$

حيث  $g$  هو معدل التوالد،  $r$  هو معدل الاسترجاع (التوالد ناتج عن سقوط فوتونات الضوء). فاذا كان  $dt/\tau$  هو احتمال ان فجوة تتحد في زمن  $dt$  فيكون المعدل الذي تتحد به الفجوات هو  $p/\tau$

$$dp/dt = g - p/\tau$$

فاذا انقطع الضوء فان  $g=0$

$$p/\tau + dp/dt = 0$$

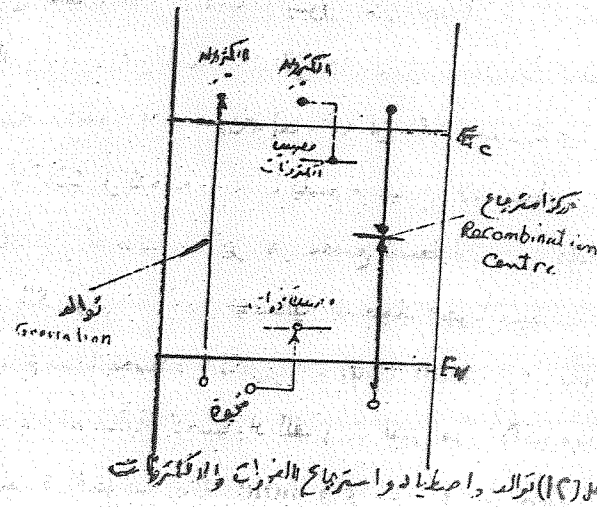
ويكون

$$P = P_0 \exp(-t/\tau)$$

حيث  $P_0$  هو كثافة الفجوات الزائد عند نهاية زمن التوالد اي عند  $t=0$  والمعادلة السابقة توضح ان كثافة الناقلات تتناقص راسيا مع الزمن الذي يمر زوال الاضاءة وبمعدل اضمحلال يحكمه المقدار  $\tau$  وهو زمن الناقلات الثانوية.

### طول الانتشار Diffusion length

توليد حاملات اقلية في شبه الموصل يصاحبه انتشار لهذه الحاملات مع هبوط اسي في عدد الحاملات مع زيادة المسافة ويتميز هذا الهبوط بطول



شكل (١٣) تولد واصطياد واسترجاع الحاملات الثانوية والإلكترونات

اضمحلال يسمى طول انتشار الحاملات الاقلية وهو المسافة المتوسطة التي ينتقلها الناقل قبل أن يجبر على الاسترجاع  
يمكن كتابة المعادلة العامة (لانتشار + الاندفاع) لكثافة التيار في اشباه الموصلات على الصورة

$$J = J_n + J_p \quad J = e (n \mu_n + p \mu_p) E + e (D_n dn/dx - D_p dp/dx)$$

ولنوع واحد من الشحنات مثلاً انتشار الفجوات حيث ان كثافة التيار

$$J_p = -e D_p (dp/dx) + p e \mu_p E_x$$

حيث يكون تركيز الفجوات  $p$  دالة في الزمن  $t$  والمسافة  $x$

$$dp/dt = -1/e (dJ_p/dx)$$

المعادلة السابقة تعبر عن معادلة الاستمرار لتدفق الفجوات

$$dp/dt = -1/e (d/dx (-e D_p dp/dx + p e \mu_p E_x))$$

$$dp/dt = D_p (d^2 p/dx^2) - \mu_p d/dx (p E_x)$$

وحيث ان تركيز الفجوات يتغير نتيجة لعملية الاضمحلال بمرور الزمن

لذلك فان معادلة الاضمحلال هي

$$dp/dt = p - p_0/\tau$$

حيث  $p_0$  يمثل تركيز الاتزان للفجوات ؛  $\tau$  زمن الاضمحلال لها ويكون

المعدل الزمني الكلي لتغير الفجوات  $dp/dt$  يساوي

$$dp/dt = D_p (d^2 p/dx^2) - \mu_p d/dx (p E_x) - (p - p_0/\tau)$$

والمعادلة السابقة هي المعادلة العامة والتي تتحكم في تركيز الفجوات  $p$

كدالة في المسافة والزمن وعندما يكون المجال الكهربائي  $E=0$  فان شبه

الموصل يصل الى حالة الاتزان ويكون معدل الانتاج = معدل الاضمحلال  
ويكون المعدل الزمني الكلي لتغير تركيز الفجوات مساويا للصفر اى ان  
 $dp/dt = 0 = D_p (d^2 p/dx^2) - (p - p_0/\tau)$   
 $D_p (d^2 p/dx^2) = (p - p_0/\tau)$   
وهذه معادلة تفاضلية من الرتبة الثانية حلها على الصورة  
 $p = p_0 \exp(-x/D_p \tau_p)^{1/2}$

اى ان تركيز الفجوات يقل مع الزمن نتيجة لعملية الاضمحلال ويقطع  
مسافة مقدارها  $L_p$  وهو طول مسار الانتشار ويساوي  $(D_p \tau_p)^{1/2}$

### علاقة بينشيتين

اعتبر قضيب من شبه موصل من النوع  $p$ -type والذي مشاب بطريقة غير متجانسة بطريقة ما بحيث أن تركيز الفجوات عند  $x = 0$  هو  $p_0$  والتركيز عند النقطة  $x$  هو  $p_x$  حيث أن  $p_0 > p_x$  ويكون معادلة الاستمرار

$$J_p = -e D_p (dp/dx) + p e \mu_p E_x$$

وعند الاتزان  $\tau_p = 0$

$$dp/dx = \mu_p / D_p (p \cdot E_x) \quad (1)$$

تنتشر الفجوات من المنطقة ذات التركيز العالي إلى المنطقة ذات التركيز المنخفض وتترك خلفها شحنات سالبة غير متحركة في منطقة الإشابة العالية ونتيجة لذلك فإن المجال  $E_x$  وبالتالي حاجز الجهد  $V_x$  ينشأ ليعوق مزيد من انتشار الفجوات.



## الوصلة الثنائية

الوصلة الثنائية هي حد فاصل داخلي ضمن بلورة أحادية من مادة شبه موصل على أحد جانبي هذا الحد  $n$  تكون فيه الغلبة للذرات المعطية بينما تكون الغلبة على الجانب الأخر  $p$  للذرات الأخذة .

### الوصلة pn عند الاستقرار الحراري

عندما تكون الوصلة في حالة الاتزان الحراري أي غياب المجال الكهربائي فإن تركيز حوامل الشحنة في كل من المنطقة  $n$  والمنطقة  $p$  يكون مساوياً لتركيز الاتزان باستثناء المنطقة المحصورة بينها والتي تسمى بمنطقة الاتصال حيث يكون هناك انحدار في تركيز الشحنات مما يتسبب عن تيار الانتشار  $T \neq 0$ . يمثل شكل (١٢) وصلة pn نموذجية تفصل بين جزئي شبه موصل السيليكون ، أحدهما من النوع  $p$  والآخر من النوع  $n$  يعرف الخط الفاصل بين النطاقين المختلفين بالوصلة الميتالورجية ( الفلزية ) .

ويصبح لدينا سيليكون ذات وفرة في الفجوات الموجبة مع ندرة في الإلكترونات في تلامس مع سيليكون ذات وفرة في الإلكترونات السالبة .

تميل الشحنات المختلفة إلى إعادة الاتحاد فيما بينهما عبر الوصلة ولا يقتصر الأمر على ذلك بل تنشأ هناك ظروف مناسبة لانتشار حاملات الشحنة الكهربائية . حيث تميل كثير من الفجوات بالجانب الأيمن من الوصلة إلى الانتشار نحو الجانب الأيسر وكذلك تفعل الإلكترونات في الاتجاه المضاد .

في حالة الاتزان فإن العدد الذي ينتشر عبر حاجز الجهد يساوي العدد الذي يعود تحت تأثير المجال المقابل وبالتالي يكون

$$p = p_0 \exp(-eV_x/KT)$$

$$dp/dx = -(p_0 e/KT) \exp(-eV_x/KT) dV_x/dx \quad (2)$$

وباستخدام المعادلات (١ و ٢) وكذلك باستخدام

$$E = -dV_x/dx$$

$$\mu_p = e D_p/KT$$

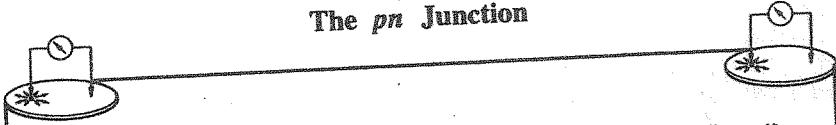
وهذه تعرف باسم علاقة اينشتاين و بنفس الطريقة يمكن إيجاد علاقة مماثلة للإلكترونات وهي

$$\mu_n = e D_n/KT$$

## الفصل الخامس

### الوصلة الثنائية

#### The pn Junction



- مقدمة

- (١-٥) الوصلة pn عند الاستقرار الحرارى
  - (٢-٥) ارتفاع حاجز جهد الوصلة pn
  - (٣-٥) تقريب النضوب والمجال الكهربى والجهد
  - (٤-٥) الصيغ الرياضية لعناصر الوصلة
  - (٥-٥) الوصلة pn المتبورة ذات الجانب الواحد
  - (٦-٥) تطبيق جهد انحياز على الوصلة pn
  - (٧-٥) التفسير الكيفى للانحياز الأمامى
  - (٨-٥) المعادلة المثلى للثنائى
  - (٩-٥) الانهيار العكسى
  - (١٠-٥) سعة النضوب
  - (١١-٥) ملخص الفصل
- أسئلة الفصل

2- نقش الحجرى رقم (1) باستخدام مقاوم ضوئى موجب وقناع به فتحة لإزالة طبقة الأكسيد فقط تحت الفتحة، وبالتالي تكون هناك فتحة فى طبقة الأكسيد لانتشار الشوائب تحتها (انظر خطوة (2) فى الشكل).

3- إدخال الرقائق لفرن ما قبل الترسيب ثم إدخال لفرن إيلاج الفوسفور، يلزم وجود بعض الأكسجين للمساعدة فى فصل الفسفور من المركب الغازى المحتوى الفسفور ( $P_2O_5$ ). انظر خطوة (3) فى الشكل. (للتبسيط تم إغفال رسم خطوة نقش حجرى لازمة لإتمام طبقة أكسيد مساعدة لعملية التطعيم الفسفورى).

4- نث الألومنيوم لتوصيل النيطة بالخارج على هيئة طبقة رقيقة تغطى الرقيقة بالكامل. خطوة (4).

5- وأخيرا خطوة نقش حجرى لتحديد مسارات الألومنيوم وإزالة الزائد من الألومنيوم تتبعها خطوة تليين حرارى عند درجة حرارة أقل من 500 درجة مئوية لتحسين الوصلة الكهربية بين الألومنيوم والطبقة  $n^+$  نثته. خطوة (5).

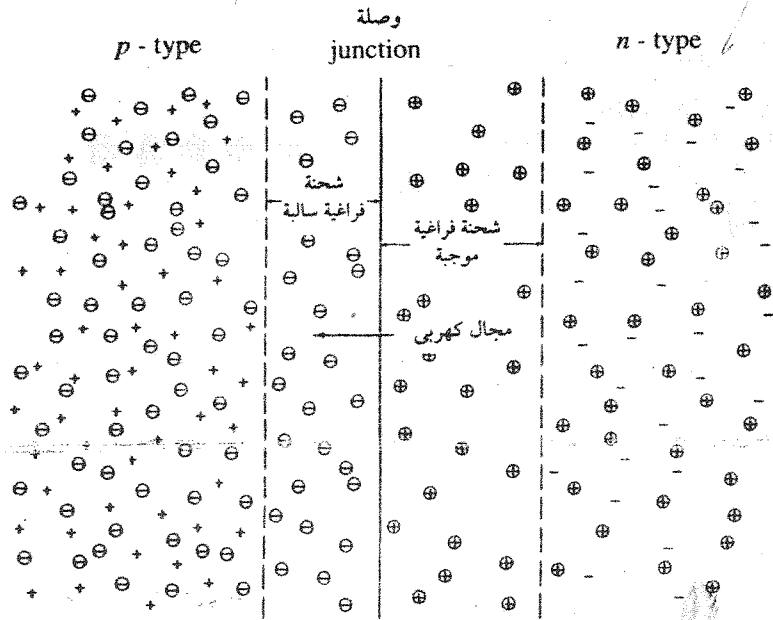
بعد ترسيب الألومنيوم تصبح الدايدوات الموجودة على سطح الرقيقة جاهزة للعمل، ولكى تكون جاهزة تجاريا تقطع الرقيقة بمنشار له شفرة من الماس إلى أجزاء صغيرة يحوى كل منها دايدوا. يسمى جزء الرقاقة الذى يحوى نيطة كاملة أو دائرة متكاملة بالقالب (die). ترسب تحت القالب أطراف توصيل معدنية كبيرة ويتم توصيل هذه الأطراف بنظائرها على سطح القالب، ثم توضع القوالب داخل كبسولات من البلاستيك القوى أو أغلفة معدنية محكمة الغلق.

### مقدمة:

الوصلة الثنائية  $pn$  هي حد فاصل داخلي ضمن بلورة أحادية من مادة شبه موصل. على أحد جانبي هذا الحد  $n$  تكون فيه الغلبة للذرات المانحة بينما تكون الغلبة على الجانب الآخر  $p$  للذرات المتقبلة، شكل (1-5). وهذه الوصلة هي أبسط نياتز أشباه الموصلات المعروفة.

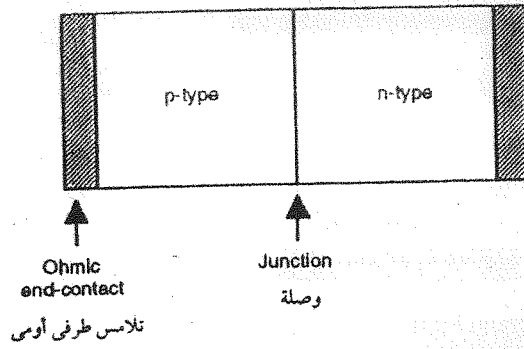
والفهم الفيزيائي لآداء هذه الوصلة يعتبر أمراً بالغ الصعوبة، غير أنه يقود إلى الكشف عن طريقه عمل نياتز أخرى مثل:

- أ - الثنائي الضوئي.
- ب - الثنائي باعث الضوء.
- ج - الثنائي متغير السعة.
- د - الترانزيستور ثنائي القطب.



شكل (1-5) طبقات شحنات الفراغ داخل الوصلة  $pn$  وعلى جانبيها، وتولد المجال الكهربائي الداخلي نتيجة انتشار الشحنات الغالبة قرب الوصلة

- ⊕ أيونات شوائب مانحة، + شفرات حرة.
- ⊖ أيونات شوائب مستقبلة، - إلكترونات حرة.



شكل (٣-٥) الوصلة pn بين نوعى شبهى الموصل p ، n والوصلة الأومية عند طرفى النيطة

إذا أمعنا النظر هنيهة فى أمر هذه الوصلة نجدها لا تتكون ببساطة بمجرد التصاق سطحى نوعى شبهى موصل السيليكون p ، n ، وذلك لعدة أسباب منها ما هو بسيط ومنها ما هو معقد وصعب ونوجز بعضها فيما يلى :

فمن الأسباب البسيطة لعدم اكتمال الوصلة بالتصاق الميكانيكى المباشر عدم انتظام استواء السطوح ، فتكون عدد نقاط الالتصاق التام قليلة جدا ، وبذلك تختزل شدة التيار المار عبر الوصلة بدرجة كبيرة لعدم مروره عبر سطح الالتصاق بأكمله . إضافة إلى ذلك فإن سطح السيليكون المعرض للهواء الجوى يتغطى بطبقة رقيقة من أكسيد السيليكون وتعرف هذه بالأكسدة الذاتية وهى شديدة العزل الكهربى فتمنع مرور التيار .

أما الأسباب المعقدة فتكمن فى الروابط الكيميائية السائبة عند السطوح فالبثورة النقية من السيليكون لا تعاني بداخلها مشكلة عدم توازن الروابط التساهمية نظرا لتمائل توزيع ذرات الجوار القريب بالنسبة لآى ذرة معينة فى الشبكة . أما ذرات السطح فإنها تفتقد لمثل هذا التماثل فيتولد عن ذلك أنواع غريبة من الروابط عند سطح البلورة ، وهذه بدورها تلتصق ببعض الشوائب من الهواء مع احتمال تكون روابط سائبة . كل ذلك يؤدى إلى مشاكل فنية صعبة قد تفقد بها الوصلة خاصيتها .

فى الواقع يصنع الثنائى بحيث تكون الوصلة داخل جسم شبه الموصل ، بعيدا عن السطح ، شكل (٤-٥) . يمكن التعرف على ذلك بشئ من التفصيل فى معرض الحديث عن طرق تصنيع أشباه الموصلات وبنائنها كما هو موضح بالفصل الرابع .

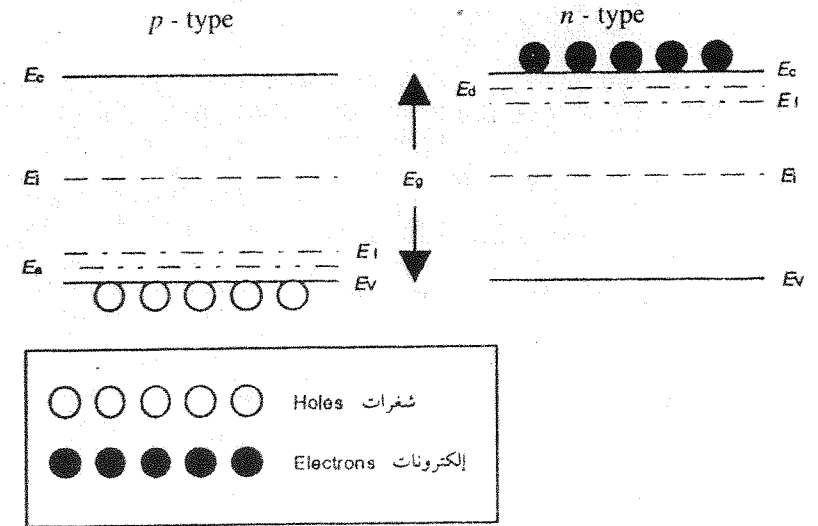
وعلى ذلك فإن دراسة عمل الوصلة الثنائية pn للتعرف على كيفية أدائها لوظيفتها يعتبر حجر الزاوية فى دراسة النائط الإلكترونية .

### (١-٥) الوصلة pn عند الاستقرار الحرارى :

#### The pn Junction in Thermal Equilibrium

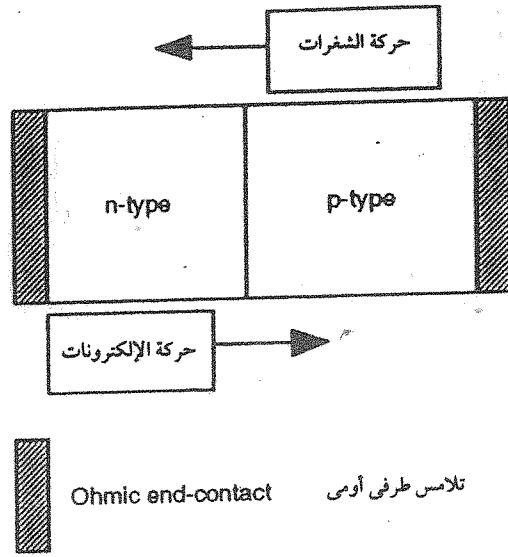
تكمن أهمية الوصلة pn فى عملها كمقوم للتيار الكهربى المتردد حيث تسمح بمروره فى اتجاه واحد فقط ، وهى بذلك تمثل أبسط أنواع نائط أشباه الموصلات ويطلق عليها بشكل عام تسمية الثنائى ، وسوف نستخدم فى هذا الجزء تلك التسمية عند التحدث عن الوصلة pn ونبدأ بتصور نيطة تستخدم كلا نوعى الشحنة الكهربائية من الإلكترونات السالبة والشواغر الموجبة .

نعلم أن مخطط مستويات الطاقة تتشابه لآى من نوعى شبه الموصل p أو n وذلك كما يظهرهما شكل (٢-٥) . لكننا نجهد ما قد يحدث عندما تتكون الوصلة pn ، شكل (٣-٥) .



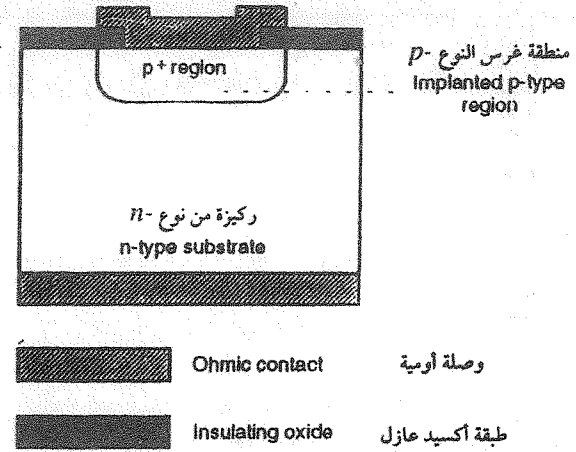
شكل (٢-٥) مخطط مناسب الطاقة فى نوعى شبه الموصل

يمثل شكل (٦-٥) وصلة  $pn$  نموذجية تفصل بين جزئي شبه موصل السيليكون، أحدهما من النوع  $p$  والآخر من النوع  $n$ . يعرف الخط الفاصل بين النطاقين المختلفين بالوصلة الميتالورجية (الفلزية). ويصبح لدينا سيليكون ذات وفرة في الشغرات الموجبة مع ندرة في الإلكترونات في تلامس مع سيليكون ذات وفرة في الإلكترونات السالبة. تميل الشحنات المختلفة إلى إعادة الاتحاد فيما بينها عبر الوصلة ولا يقتصر الأمر على ذلك بل تنشأ هناك ظروف مناسبة لانتشار حاملات الشحنة الكهربائية. حيث تميل كثير من الشغرات بالجانب الأيمن من الوصلة في شكل (٦-٥) إلى الانتشار نحو الجانب الأيسر وكذلك تفعل الإلكترونات في الاتجاه المضاد.



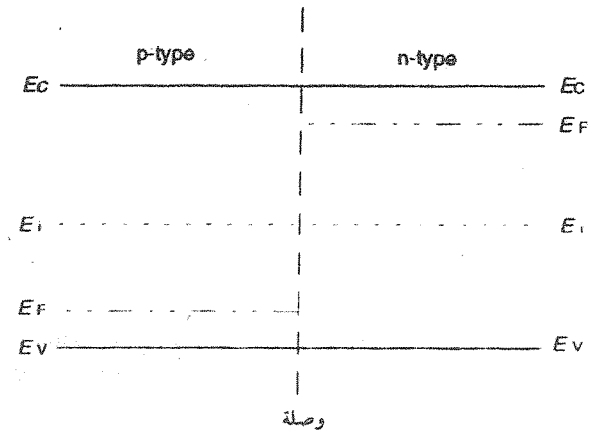
شكل (٦-٥) وصلة  $pn$  نموذجية

في هذا النموذج المبسط للوصلة نحتاج إلى أن نفرق بين حاملات الشحنة من الإلكترونات وشغرات موجبة من جهة وبين المانحات والمستقبلات المسئولة عنها من جهة أخرى، وهذه تمثل عناصر مثل الزرنيخ والبورون تطعم بها شبكة السيليكون فتثبت عند مواضع معينة بداخلها. هذه المانحات والمستقبلات لا تتحرك إلا إذا تم تسخين شبه الموصل وتنشيط ظاهرة الانتشار. غير أن حاملات الشحنة الناتجة منها تنطلق في حرية ويسر. وحين تنتشر الشغرات الموجبة تتجه نحو يسار الوصلة الفلزية لتعيد اتحادها



شكل (٤-٥) تصنيع الثنائي

إذا كان التصاق سطحي شبه الموصل  $p$ ،  $n$  أمرا بالغ الصعوبة من الناحية الفنية فإن التصاق مخططى مستوي طاقتيهما على الورق يبدو أمرا سهلا ونحصل به على شكل (٥-٥)، إلا أن المخطط الناتج يصبح غير مقبول من وجهة نظر الفيزياء وذلك لعدم اتصال مستوي فرمي  $E_F$  على جانبي  $p$ ،  $n$  وتولد هوة سحيقة بين مستوييهما عبر الوصلة، وبذلك يصبح مخطط الطاقة الممثل بشكل (٥-٥) مخططا غير سوى.



شكل (٥-٥) مخطط خطأ لمناسيب الطاقة، غير مقبول فيزيائيا

في حالة الاستقرار أو الاتزان تنعدم محصلة التيار الكهربى عبر الوصلة، على الرغم من تولد تيارات صغيرة في كلا الاتجاهين، وتلاشى بالتقائها مع تيارات انتشار معاكسة. وهكذا يكون هناك سريان لتيارات كهربية عبر الوصلة  $pn$  طوال الوقت، إلا أن محصلة التيار المار تكون صفراً:

وبفرض أن محصلة كثافة تيار الشفرات  $J_p$ ، ومحصلة كثافة تيار الإلكترونات  $J_n$  فإنه يمكن صياغة معادلة وصفية على الصورة:

$$J_p = J_p(\text{drift}) + J_p(\text{diffusion}) = 0 \quad (5-1)$$

تقدر وحدات  $J$  بالأمبير / سم<sup>2</sup>، (A/cm<sup>2</sup>).

يتولد تيار الانسياب  $J(\text{drift})$  من تأثير المجال الكهربى عند الوصلة كما يتولد تيار الانتشار من التدرج في تركيز الشوائب.

يمكن تمثيل العلاقة السابقة في صورة رياضية بالمعادلة:

$$J_p = \mu_p p \frac{dE_F}{dx} = 0 \quad (5-2)$$

حيث تمثل  $\mu_p$  التحركية،  $p$  تركيز الشفرات الموجبة،  $E_F$  طاقة فرمى الذاتية على طول الإحداثى السينى  $x$ .

وبالنسبة لحاملات الشحنة السالبة تكون كثافة التيار:

$$J_n = \mu_n n \frac{dE_F}{dx} = 0 \quad (5-3)$$

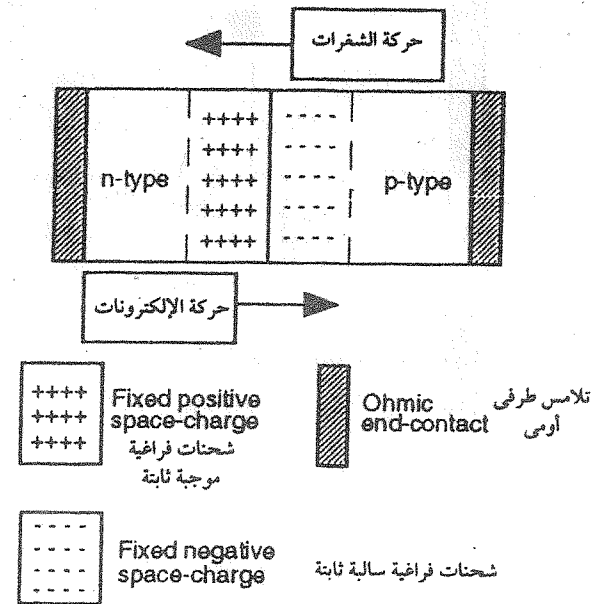
وأى من العلاقتين تعطى:

$$\frac{dE_F}{dx} = 0 \quad (5-4)$$

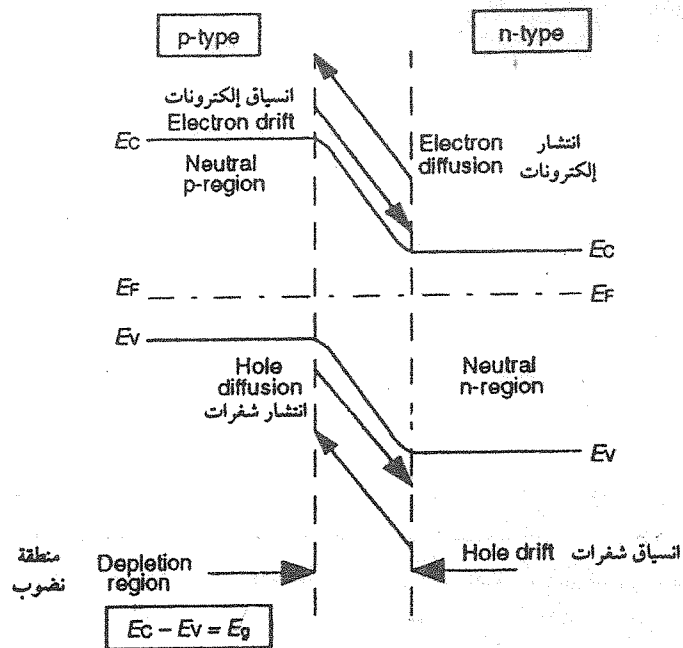
يعنى ذلك أنه في اتجاه الإحداثى السينى تثبت قيمة طاقة فرمى ويمثل بخط أفقى في مخطط الطاقة، ذلك عند انعدام محصلتى تيار الشفرات وتيار الإلكترونات عبر منطقة النضوب في الوصلة  $pn$ .

بداخل أى شبه موصل أياً كان نوعه  $p$  أو  $n$  فإن طاقة فرمى  $E_F$  تشغل مستوى واحد فقط، شكل (٨-٥). وعند تكون وصلة من شبهى موصل  $p$ ،  $n$ ، وجب أن يكون

بالإلكترونات الموجودة في تلك الناحية فإنها تترك خلفها مقبلات من أيونات سالبة الشحنة، وكذلك حين تنتشر الإلكترونات نحو يمين الوصلة تترك خلفها مانحات موجبة الشحنة. لا تستمر ظاهرة الانتشار إلى ما لا نهاية حيث تعمل هذه الأيونات الثابتة بنوعها على جذب حاملات الشحنة التى تحاول الانتشار بعيداً. تسعى المقبلات إلى الاحتفاظ بالشفرات كما تسعى المانحات إلى الاحتفاظ بالإلكترونات. فيعمل المجال الكهربى المتولد من الشحنات الثابتة على أن يبطئ من عملية الانتشار ويصل بها إلى حالة الاستقرار، وبين شكل (٧-٥). حالة الاستقرار الذى تتول إليه الوصلة وفيه تبين المنطقة بين الخطين المتقطعين الرقعة التى غادرتها حاملات الشحنة الحرة تاركة خلفها شحنات عارية تعرف بشحنات الفراغ، ومن ثم تعرف هذه المنطقة بمنطقة الشحنة الفراغية أو بمنطقة النضوب أو منطقة الاستنفاد، وذلك لكونها منطقة نضوب أو استنفاد الشحنات الحرة. أما بعيداً عن منطقة الوصلة  $pn$  تظل مادة شبه الموصل متعادلة



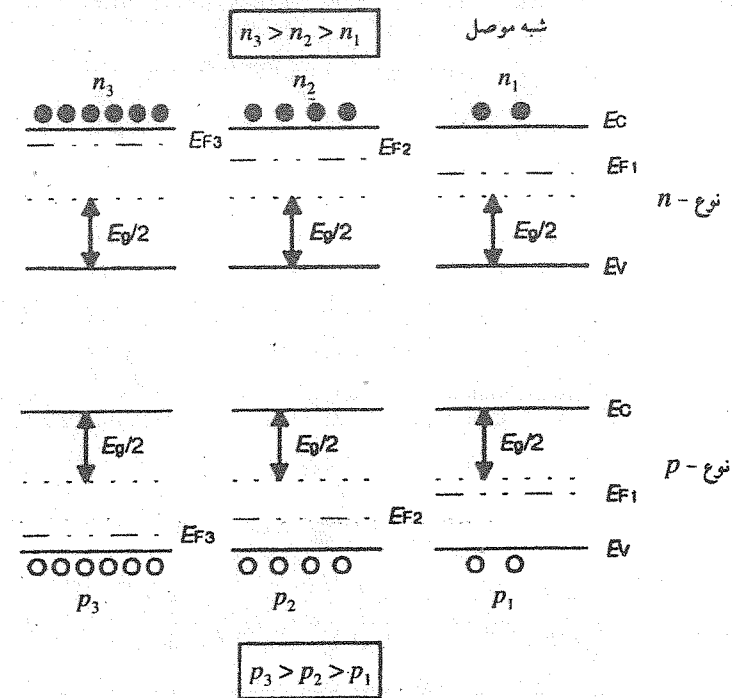
شكل (٧-٥) توزيع الشحنات داخل وصلة  $pn$  مثالية عند حالة الاتزان الحرارى



شكل (٩-٥) مخطط مناسب الطاقة في الوصلة pn

في شكل (٥-١) يلاحظ وجود تيارى الانتشار المتضادين وهما يسريان طوال حياة الوصلة غير أن محصلتهما تساوى صفرا طالما كان هناك استقرار (اتزان) حرارى. إلا أنه عند غياب هذا الاتزان ووجود فرق جهد كهربي بين طرفي النبيطة يتغلب أحد هذين التيارين على الآخر ونحصل على تيار محصل واحد فقط. فكما يتضح من الشكل أن الإلكترونات وهى تنتشر من القطاع n إلى القطاع p تصطدم بحاجز جهد يميل على نطاقى التوصيل فى القطاعين. والإلكترونات الحرارية القليلة المتولدة فى القطاع p عند طبقة قريبة من الوصلة تميل إلى أن تنزلق فى يسر إلى أسفل حاجز الجهد المائل، وحين يكون هناك دفع لها فإنها تغوص فى الوصلة.

من جهة أخرى نجد عند نطاق التكافؤ أن الشفرات الموجبة التى تنتشر من القطاع p إلى القطاع n تواجه هى الأخرى حاجز جهد مناظر. ومن اعتبارات الطاقة يكون حاجز جهد الشفرات مضادا لحاجز جهد الإلكترونات، وكذلك النذر اليسير من الشفرات المتولدة فى القطاع n عند طبقة قريبة من الوصلة تُعجل حركتها فى الاتجاه من



شكل (٨-٥) تغير موضع طاقة فيرمي مع تركيز حاملات الشحنة فى نوعى شبه الموصل n, p

هناك أيضا مستوى واحد وثابت لطاقة فيرمي يمتد من المنطقة p إلى المنطقة n عبر الوصلة pn شكل (٩-٥). بذلك يتضح أنه للحصول على مخطط سوى لمناسيب طاقة الوصلة pn يجب إقحام مستوى طاقة فرمى فى شبهى الموصل n, p عند مستوى واحد ثابت وذلك بدلا من توحيد موضعى نطاقى التكافؤ ونطاقى التوصيل كما ورد من قبل فى شكل (٥-٥) كمخطط غير سوى لمناسيب الطاقة عند الوصلة. بعد توحيد مستوى طاقة فيرمي لنوعى شبه الموصل تترك مسافة أفقية فاصلة بينهما لتمثل منطقة النضوب (الوصلة) ثم يتم وصل نطاق التوصيل ونطاق التكافؤ داخل هذه المنطقة، مع مراعاة تساوى فجوة الطاقة بين نطاقى التوصيل والتكافؤ فى نوعى شبه الموصل. بذلك نحصل على المخطط السوى لمناسيب طاقة الوصلة pn.

سؤال: حاول رسم مخطط مناسب الطاقة للوصلات المركبة (npn) و (pnp)، هذه الوصلات المركبة هى نبائط شبه موصل وتعرف بالترانزيستور.

بالمثل نجد في نطاق التوصيل :

$$qV_n = - (E_i - E_f) \quad (5-9)$$

ويعطى تركيز الإلكترونات بالعلاقة :

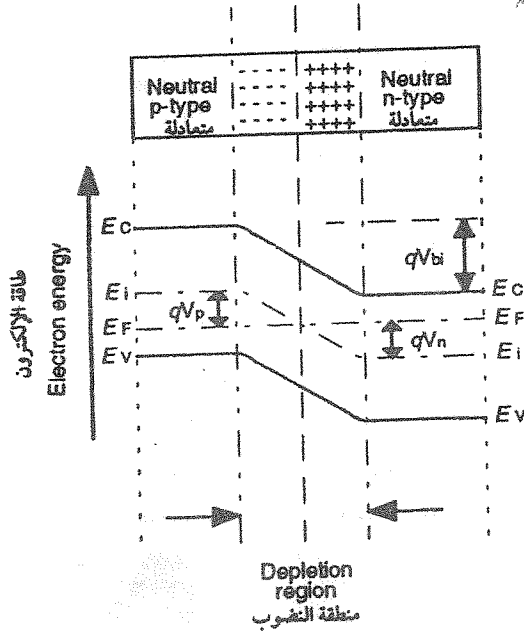
$$n = n_i \exp \left( \frac{E_f - E_i}{kT} \right) \quad (5-10)$$

ومنها :

$$V_n = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_D}{n_i} \quad (5-11)$$

وذلك أيضا بافتراض التأين التام لمستوى الذرات المانحة وعندما يكون تركيز الإلكترونات  $n$  مساويا لعدد الذرات المانحة  $N_D$ ، وعليه تصحح :

$$|V_{bi}| = |V_n| = |V_p| = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (5-12)$$



شكل (١٠-٥) مخطط الطاقة عند الاتزان الحراري

القطاع  $n$  إلى القطاع  $p$  بفعل المجال الكهربى الناشئ عن الشحنة الفراغية في منطقة التضب.

وستعرض في البند التالى هذه النقاط بشيء من التفصيل.

## (٢-٥) ارتفاع حاجز جهد الوصلة $pn$

### $pn$ Junction Barrier Height

يقصد بحاجز الجهد المواجه للشحنات الحرة، الفرق بين مستويى نطاقى التوصيل فى نوعى شبه الموصل، كما يبينه شكل (١٠-٥). يرمز له بالرمز  $V_{bi}$ ، وقد يعرف بالجهد البين للوصلة  $pn$  ويعطى بالعلاقة :

$$E_i = qV_{bi} \quad (5-5)$$

حيث تمثل  $E_i$  المستوى الذى تحتله طاقة فيرمى فى شبه الموصل الذاتى، ومن ثم يطلق عليه مستوى طاقة فيرمى الذاتى. ويقع عند منتصف المسافة بين مستويى نطاق التوصيل والتكافؤ، حيث تعطى قيمة الطاقة  $qV_{bi}$ ، بحاصل جمع قيمتى الطاقة  $qV_n$  و  $qV_p$ .

ومن الشكل نجد أنه فى نطاق التكافؤ :

$$qV_p = - (E_i - E_f) \quad (5-6)$$

وحيث إن تركيز الشغرات يُعطى بالعلاقة :

$$p = n_i \exp \left( \frac{E_f - E_i}{kT} \right) \quad (5-7)$$

حيث تمثل  $n_i$  تركيز حاملات الشحنة فى شبه الموصل الذاتى .∴ يمكن الحصول على :

$$V_p = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A}{n_i} \quad (5-8)$$

وذلك بافتراض التأين الكامل لمستوى الذرات المتقبلة وعندما يكون تركيز الشغرات الموجبة  $p$  مساويا لتركيز الذرات المتقبلة  $N_A$ .



الجهد الكهربى ينتج من تكامل هذه المعادلة :

$$V(x) = - \int_0^x \mathcal{E}(x) dx = \mathcal{E}_m \left( x - \frac{x^2}{2W} \right) + C \quad (5-46)$$

وتطبيق الشروط الابتدائية، حيث  $V=0$  عند  $x=0$ ، ينتج أن  $C=0$  ونحصل بذلك على :

$$V(x) = \frac{V_{bi} x}{W} \left( 2 - \frac{x}{W} \right) \quad (5-47)$$

وبعد أن قضينا هذا الوقت الطويل للتعرف على خواص الوصلة  $pn$ ، آن لنا أن نسلط عليها جهدا كهربيا انحيازيا ونرى ماذا يحدث لها.

### (٦-٥) تطبيق جهد انحياز على الوصلة $pn$

#### Applying Bias to the $pn$ Junction

يقصد بجهد الانحياز فرق الجهد الكهربى بين طرفى الوصلة  $pn$ . وهناك طريقتين لتطبيق جهد الانحياز. يمكننا توصيل القطب الموجب للمصدر الكهربى جهة شبه الموصل  $n$  أو جهة شبه الموصل  $p$  بالنسبة للوصلة ولكن، كيف يسرى التيار فى الثانى فى هاتين الحالتين؟

يبين شكل (٥-١٦) منحنى مميز للثنائى، يصف التغير فى شدة التيار الكهربى المار بالوصلة  $pn$  مع فرق الجهد عبرها. يتضح من الشكل أن التيار يسرى بسهولة فى اتجاه واحد يعرف بالانحياز الأمامى، بينما يعانى مقاومة عالية فى الاتجاه المضاد الذى يطلق عليه الانحياز العكسى.

فى الانحياز الأمامى ترتفع قيمة التيار بشدة على هيئة دالة أسية مع زيادات طفيفة فى فرق الجهد، وفى الانحياز العكسى يسرى تيار ضئيل ذو قيمة ثابتة، يستمر إلى نقطة انهيار الوصلة. والسمة الرئيسية للمنحنى المميز أن هناك تيارا يسرى ما دام هناك جهد انحياز عبر الوصلة.

هذا التبسيط فى الرسم هو فى الحقيقة تقريب يؤخذ به عند دراسة مثل هذه الوصلة. إضافة إلى ذلك هناك تقريب حسابى تجربى على المعادلات السابقة بغرض الوصول إلى خصائص هذه الوصلة من المعادلة

$$x_n = \frac{1}{N_D} \sqrt{\frac{2 \epsilon_{si} V_{bi} N_A N_D}{q (N_A + N_D)}} \quad (5-40)$$

باعتبار  $N_A \gg N_D$  تتول هذه العلاقة إلى :

$$x_n = \sqrt{\frac{2 \epsilon_{si} V_{bi}}{q N_D}} = W \quad (5-41)$$

وذلك للوصلة المتورة أحادية الجانب.

كذلك عند تكامل المعادلة (5-23) نحصل على المجال الكهربى  $\mathcal{E}_n$  فى الجهة  $n$  على هيئة :

$$\mathcal{E}_n(x) = \frac{q N_D x}{\epsilon_{si}} + C_2 \quad (5-42)$$

وتكون الشروط الابتدائية فى هذه الوصلة هى :

$$\mathcal{E}_n(x) = - \mathcal{E}_m \quad \text{عند } x = 0 \quad \text{يكون}$$

$$\therefore \mathcal{E}_n(x) = - \mathcal{E}_m + \frac{q N_D x}{\epsilon_{si}} \quad (5-43)$$

وعند  $x = W$ ، تكون  $\mathcal{E}_n(x) = 0$

يعطى هذا الشرط القيمة العظمى لشدة المجال بالعلاقة :

$$\mathcal{E}_m = \frac{q N_D W}{\epsilon_{si}} \quad (5-44)$$

بالتعويض عن هذه القيمة فى المعادلة (5-43) نحصل على :

$$\begin{aligned} \mathcal{E}(x) &= \frac{q N_D}{\epsilon_{si}} (x - W) \\ &= - \mathcal{E}_m \left( 1 - \frac{x}{W} \right) \end{aligned} \quad (5-45)$$

الشغرات من الجهة  $p$  إلى الجهة  $n$  والعكس بالعكس (وهو ما يحدث بالفعل). يستمر مثل هذا الانتقال إلى أن ينمو الجهد المبني في طبقة النضوب إلى قدر كاف لإحداث الاتزان، وبديهي أن يزداد الجهد عبر الوصلة بالمقارنة بحالة الاتزان الحراري؛ وذلك بسبب زيادة الشحنات ومن ثم زيادة شدة المجال.

عند فحص مخطط مناسب الطاقة، نلاحظ زيادة كبيرة في زاوية ميل الجزء المنحدر منها عبر الوصلة. أما خارجها فتبقى مناسب الطاقة مستوية فوق الأجزاء المتعادلة كهربيا في الثنائي، حيث لا يتولد عليها فرق جهد يذكر لما لها من قدرة جيدة على التوصيل. من ثم يكون فرق الجهد الكلي مسلطا على طبقة النضوب، غير أن هذا لا يتحقق إذا كان شبه الموصل ذات إشابة طفيفة فتصبح له مقاومة عالية للتيار أو إذا أمرت تيارات كهربية عالية الشدة.

يتضح مما سبق أن جهد الوصلة  $pn$  يتعين من الجهد الخارجي مضافا إليه الجهد المبني كما يوضحه الشكل. يرتفع بذلك حائط الجهد إلى  $(V_{bi} + V_{appl})$ .

ولكن، ما هي عاقبة ذلك على شدة التيار الكهربى المار؟

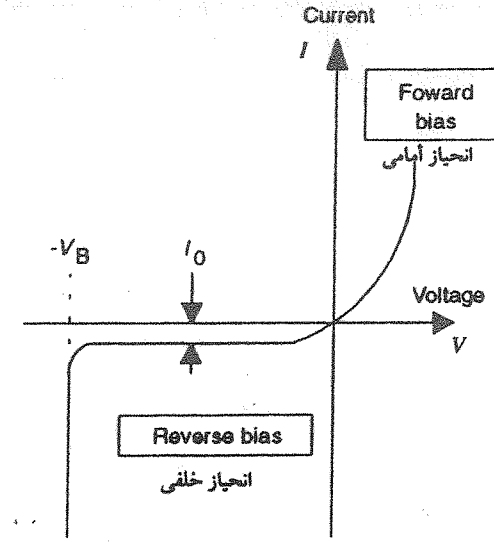
يتناقص تيار الانتشار من جراء حاجز الجهد المرتفع الذى يقوم بصد كل من الشغرات والإلكترونات فيعوق انتشارها. أما تيار الانسياب لا يتأثر بذلك كثيرا. القلة من الإلكترونات والشغرات المتولدة حراريا داخل طول الانتشار أو ما إلى ذلك عند حافة طبقة النضوب سوف تُجرف. فالإلكترونات المتولدة قريبا من طبقة النضوب على الجانب  $p$  من الوصلة سوف تُسحب خلالها، وكذلك الحال بالنسبة للشغرات المتولدة عند الجانب  $n$ .

إضافة إلى ذلك إذا شملت الرقعة المتسعة من طبقة النضوب بعض المراكز المولدة للشحنات مثل العيوب البلورية أو الشوائب فقد تظهر زيادة في تيار الانسياب مع زيادة الانحياز العكسى.

وفي الحالة المثلى، يكون هناك سريان لتيار عكسى ثابت عند التأثير بانحياز عكسى ما، ويطلق على هذا التيار اسم تيار التشبع العكسى.

#### ثانيا- حالة جهد الانحياز الأمامى:

يمثل الجزء الأوسط من شكل (١٧-٥) الوصلة  $pn$  تحت تأثير جهد انحياز أمامى. فيه المجال الكهربى الخارجى يضاد المجال الداخلى الناشئ عن شحنات الفراغ فى طبقة النضوب. وباسترجاع التفسيرات السابقة نجد أن هذا يؤدي إلى انكماش كل من عرض



$V_B$  جهد الانهيار.  
جهد انحياز أمامى مقداره 0.6V قد يعطى 10 mA  
 $I_0$  عدة ميكروأمبيرات أو أقل كثيرا.

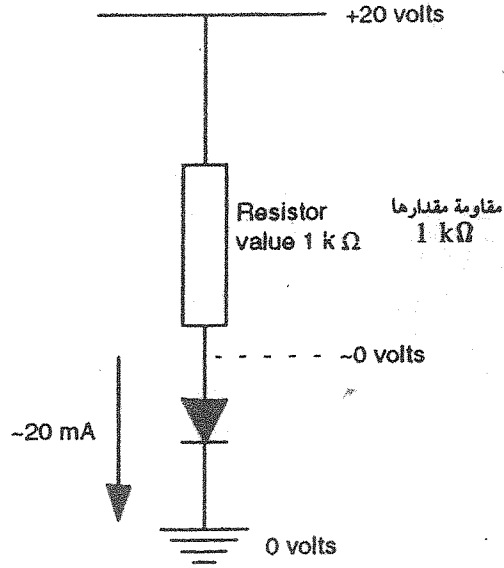
شكل (١٧-٥) منحنى  $I-V$  المميز للوصلة  $pn$

يظهر شكل (١٧-٥) نماذج للوصلة  $pn$  ومناسب الطاقة المصاحبة لكل في حالات الاستقرار، عند غياب جهد الانحياز وفي وجود انحياز أمامى، ثم انحياز عكسى. وأهم ما يجب أن نعلمه هنا هو ما يحدث من إزاحة لشرائط الطاقة بفعل جهد الانحياز المؤثر عبر الوصلة. ولنستطرد في وصف ما يتم في تلك الحالات المختلفة.

#### أولا - حالة جهد الانحياز العكسى

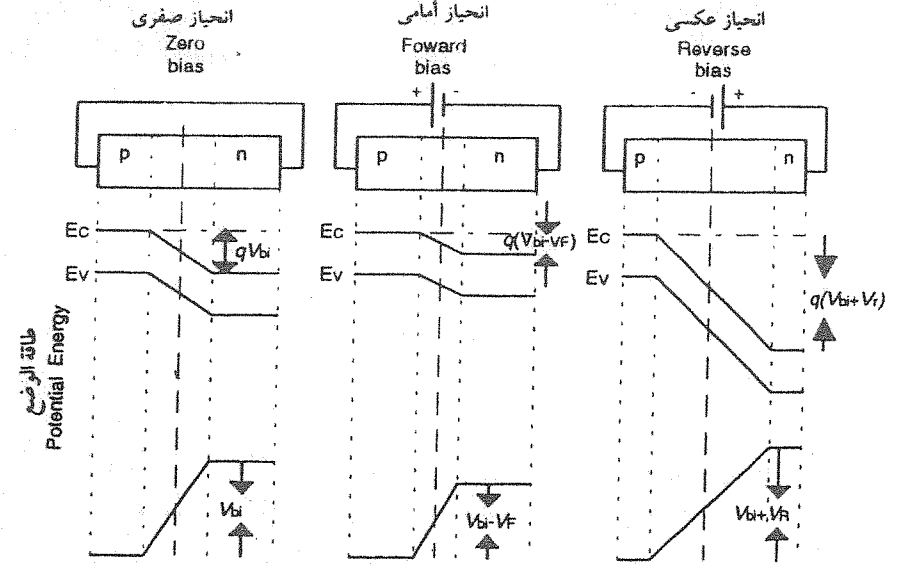
يكون اتجاه الجهد الخارجى المؤثر (جهد الانحياز) فى نفس اتجاه الجهد الداخلى الناشئ عن شحنات الفراغ فى طبقة النضوب فتكون محصلة الجهد المؤثر عبر الوصلة  $pn$  هي مجموع هذين الجهدين. يؤدي هذا إلى مزيد من شحنات الفراغ فى طبقة النضوب فيزداد عرضها. بتعبير آخر، يعمل الجهد الذى أثرتنا به على سحب المزيد من

هذه الرؤية الظاهرية تنبع من أننا نفكر في الثنائي كمنظومة معزولة، وفي أى دائرة كهربية يصبح ضروريا توصيل مقاومة كهربية على التوالي مع النيطة كي تُحد من شدة التيار المار بها. ففي الواقع لا يمكن تسليط انحياز أمامى بجهد 100 فولت على الثنائي؛ لأن بضع فولتات قليلة فقط فى الانحياز الأمامى سوف تسطح تماما مناسب الطاقة وعندئذ لن يكون هناك عمليا ما يحد من تدفق تيارات الإلكترونات والشواغر المنتشرة كسيل جارف. هذه الحالة سرعان ما تولد حرارة عالية (تسخين جول)، تهدم



شكل (١٨-٥) دائرة كهربية بسيطة للثنائى على التوالي مع مقاومة مناسبة

الوصلة وتدمر النيطة. يبين الشكل (١٨-٥) ما يجب أن تكون عليه الدائرة الكهربية التى تحوى الثنائى، فتحت تأثير انحياز أمامى تكون مقاومة الثنائى صغيرة جدا بالمقارنة مع قيمة المقاومة التى تُحد من شدة التيار. بدون هذه المقاومة يحدث تسطح نطاق الطاقة مع اندفاع تيار هائل فى الوصلة  $pn$  يدمر النيطة ويحرقها.



شكل (١٧-٥) تطبيق جهد الانحياز على الوصلة  $pn$ ، والترتيب من اليسار: انحياز صفر - انحياز أمامى - انحياز عكسى

طبقة النضوب وارتفاع حاجز الجهد المواجه لكل من الإلكترونات والشغرات واختزال فرق الجهد الكهبرى عبر الوصلة، فما هو تأثير هذه التغيرات على تدفق التيار الأمامى؟ فى الواقع لن يتأثر تيار الانسياب، حيث إن أيا من شحنات الأقلية بداخل طول الانتشار عند حافة طبقة النضوب تظل مسحوبة خلالها، ويحدث التغير الكبير مع تيارات الانتشار القادرة فى حينه على الانسياب.

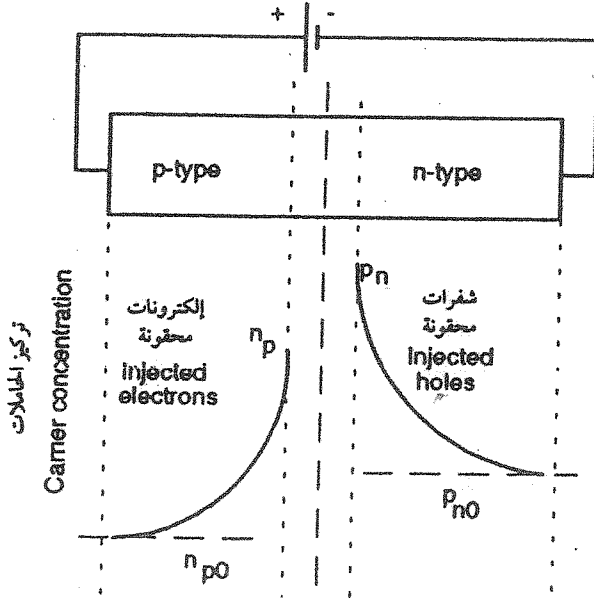
فى الانحياز الأمامى يتم اختزال حاجز الجهد من  $V_{bi}$  إلى  $(V_{bi} - V_{appl})$ . بذلك نحصل على فيض هائل من تيارات الانتشار بالمقارنة بحالة الاتزان الحرارى وتظهر الزيادة المطردة بصورتها الأسية فى قيمة التيار الكهبرى الأمامى عند زيادة جهد الانحياز الأمامى.

وإذا كان الأمر كذلك، ماذا يكون الحال إذا طبقنا على النيطة جهدا كهريا قدره 100 فولت؟ ونعلم أن الجهد الداخلى 0.6 فولت ! هل سيتفرض نطاق الطاقة ويزاح لأعلى بمقدار 99.4 فولت؟

## (٧-٥) التفسير الكيفي للانحياز الأمامي

### Qualitative Explanation of Forward Bias

في الانحياز الأمامي يتم خلال طبقة النضوب حقن أعداد غفيرة من الشحرات من الجانب  $p$  إلى الجانب  $n$  وفي ذات الوقت يتم أيضا حقن أعداد غفيرة من الإلكترونات من الجانب  $n$  إلى الجانب  $p$ ، كل ذلك عبر الوصلة، تحدث بذلك طفرة لحظية لشحنات الأقلية فتسعى للتعاادل مع شحنات الأغلبية في الجهات التي حقنت إليها، الفائض منها يأخذ في الاضمحلال أسيا مع المسافة، شكل (٥-١٩).



شكل (٥-١٩) حقن الشحرات والإلكترونات عبر الوصلة  $pn$

بمرور الوقت نحصل على بضع أطوال انتشار لشحنات الأقلية بعيدا عن حافة طبقة النضوب، تنتهي هذه الشحنات إلى اتزان مع تركيز شحنات الأقلية السائدة أصلا في المادة المتعادلة.

إذن كيف يتأني سريان تيار ما بعد أن تعادلت شحنات الأقلية المحقونة مع بحر متلاطم الأمواج من شحنات الأغلبية المضادة خلال بضع أطوال انتشار من حافة طبقة النضوب؟ للإجابة على ذلك علينا أن نأخذ في الاعتبار الملامسات أو الوصلات الأومية

نلخص الآن ذلك السرد الطويل في سطور قليلة.

الانحياز الأمامي :

- ١- يختزل جهد الوصلة.
- ٢- يعزز انتشار الشحرات من الجهة  $p$  إلى الجهة  $n$  عبر الوصلة  $pn$ ، وذلك مقارنة لما هو موجود في حالة الاتزان الحراري.
- ٣- يعزز انتشار الإلكترونات من الجهة  $n$  إلى الجهة  $p$  عبر الوصلة  $pn$ ، وذلك مقارنة لما هو موجود في حالة الاتزان الحراري.
- ٤- تيار الانسياب يماثل ما هو موجود في حالة الاستقرار.
- ٥- يتدفق فيض من تيار الانتشار الأمامي.
- ٦- تذكر أن الانحياز الأمامي يتطلب توصيل القطب الموجب لمصدر الجهد بالجهة  $p$  من الوصلة.

الانحياز العكسي :

- ١- يزداد جهد الوصلة.
- ٢- يختزل انتشار الشحرات من الجهة  $p$  إلى الجهة  $n$  عبر الوصلة  $pn$ ، وذلك مقارنة لما هو موجود في حالة الاتزان الحراري.
- ٣- يختزل انتشار الإلكترونات من الجهة  $n$  إلى الجهة  $p$  عبر الوصلة  $pn$ ، وذلك مقارنة لما هو موجود في حالة الاتزان الحراري.
- ٤- تيار الانسياب يماثل ما هو موجود في حالة الاتزان.
- ٥- يسرى تيار تشيع عكسي صغير للغاية.
- ٦- تذكر أن الانحياز العكسي يتطلب توصيل القطب الموجب لمصدر الجهد بالجهة  $n$  من الوصلة.

بذلك نحصل في الجهة  $n$  من الوصلة على :

$$n_{no} \cdot p_{no} = n_i^2 \quad (5-49)$$

كما نحصل في الجهة  $p$  على :

$$p_{po} \cdot n_{po} = n_i^2 \quad (5-50)$$

باسترجاع معادلة الجهد المييت (حائط الجهد)  $V_{bi}$  للوصلة فإنه يمكن كتابة :

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_{no} p_{po}}{n_i^2} \quad (5-51)$$

بالتعويض من نتائج (5-49) ، (5-50) نحصل على :

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \frac{n_{no}}{n_{po}} = \frac{kT}{q} \ln \frac{p_{po}}{p_{no}} \quad (5-52)$$

ومنها يمكن تعيين كل من  $n_{no}$  ،  $p_{po}$  من المعادلات :

$$n_{no} = n_{po} \exp \left( \frac{qV_{bi}}{kT} \right) \quad (5-53)$$

$$p_{po} = p_{no} \exp \left( \frac{qV_{bi}}{kT} \right) \quad (5-54)$$

يمكننا الآن تطبيق هذه النتائج على الوصلة  $pn$  في الثنائي، وذلك في اتجاهي الانحياز الأمامي والعكسي، مع مراعاة أنه في حالة الانحياز الأمامي يجب اختزال فرق الجهد عبر الوصلة إلى  $(V_{bi} - V_F)$  حيث تمثل  $V_F$  قيمة الانحياز الأمامي. بالنسبة للانحياز العكسي يستبدل فرق الجهد عبر الوصلة بالقيمة  $(V_{bi} + V_R)$  حيث يمثل  $V_R$  الانحياز العكسي. بهذه القيم من جهد الانحياز يضطرب تركيز حاملات الشحنة وتتغير قيمتها عند الاتزان إلى قيمة أخرى عند حالة الاتزان.

ففي حالة الانحياز الأمامي يصبح تركيز الإلكترونات عند انعدام الاتزان  $n_n$  ويعطى بالعلاقة :

عند طرفي النبطة. فهي تدفع بأعداد وفيرة من الشحنات تعوض بها شحنات الأغلبية التي فقدت عند تعادلها مع شحنات الأقلية في منطقة التعادل، بعد أن كادت المنطقة تفقد تعادلها إثر عمليات الالتام خارج طبقة النضوب. يكون مجموع أعداد الشفرات والإلكترونات المناسبة عبر الوصلات الأومية مساويا لشدة التيار الكهربى الكلى الذى ينساب فى الدائرة الخارجية.

بالرجوع إلى الشكل وإمعان النظر ناحية  $p$  من الوصلة، نجد أن معظم التيار يتم عن طريق مساهمة الإلكترونات قرب حافة طبقة النضوب، وحين نتحرك إلى منطقة التعادل ثم إلى الطرف نجد أن التيار يتقل بمساهمة أكثر وأكثر من الشفرات إلى أن نصل عند طرفي التلامس أو الوصلة الأومية يكون التيار كليا من الشفرات. يحدث عكس هذا تماما ناحية المنطقة  $n$  من الوصلة، نجد التيار عند الوصلة الأومية عند طرفها يكون كليا من الإلكترونات.

هكذا باتت الأمور معقدة، وأصبح التعامل مع التوصيل الكهربى، ثنائى القطب كمن يتعامل مع أربع كرات فى الهواء يداعبها فى ذات الوقت. أليست لعبة شيقة ؟

#### (٨-٥) المعادلة المثلى للثنائى The Ideal Diode Equation

كى نحصل على صورة أكثر وضوحا للوصلة  $pn$  علينا أن نقضى بعض الوقت فى صحبة المعادلات الرياضية المستأنسة التالية !  
وفىها نفترض أن :

$n_{no}$	يمثل تركيز الإلكترونات عند حالة الاتزان فى شبه الموصل $n$
$n_{po}$	يمثل تركيز الإلكترونات عند حالة الاتزان فى شبه الموصل $p$
$p_{po}$	يمثل تركيز الشفرات عند حالة الاتزان فى شبه الموصل $p$
$p_{no}$	يمثل تركيز الشفرات عند حالة الاتزان فى شبه الموصل $n$

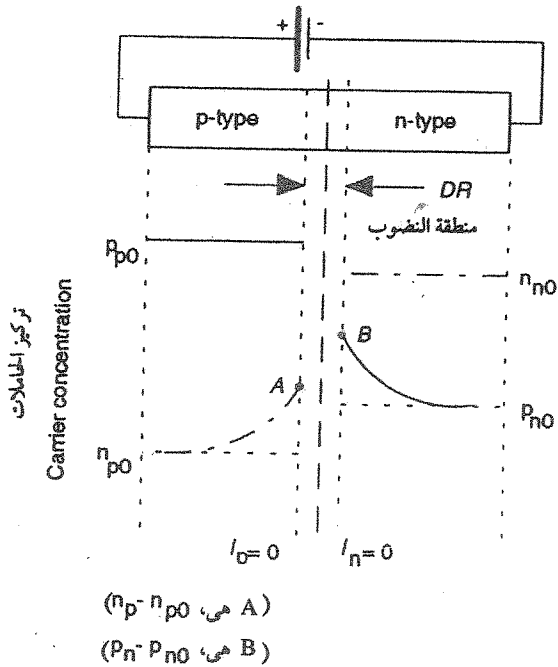
نعلم أنه فى شبه الموصل الذاتى يعطى تركيز حاملات الشحنة  $n_i$  من حاصل ضرب تركيزى الشفرات  $p$  والإلكترونات  $n$  من العلاقة :

$$n \cdot p = n_i^2 \quad (5-48)$$

منطقة النضوب ويمثلان النقطتين A، B في شكل (٥-٢٠). ومن الأهمية بمكان معرفة أن هذا الفائض في تركيز حاملات الشحنة الأغلبية هو الذي يهيئ القوة المحركة لعملية الانتشار ومن ثم سيرتبط بمعادلات الانتشار خلال السطور القليلة التالية.

يمثل شكل (٥-٢٠) عملية حقن حاملات شحنة الأقلية عبر منطقة النضوب في نموذج لثنائي يعمل في حالة انحياز أمامي. ولو بدأنا باعتبار منطقة التعادل جهة شبه الموصل  $p$ ، يكون تركيز حاملات شحنة الأغلبية من الشغرات عند الاتزان الحراري،  $p_{p0}$  وتركيز حاملات شحنة الأقلية من الإلكترونات عند الاتزان الحراري،  $n_{p0}$ .

وعند التأثير بالانحياز الأمامي يتم حقن حاملات شحنة الأغلبية من الشغرات عبر منطقة النضوب لتبدو عند حافتها البعيدة على الناحية  $n$  كحاملات الشحنة «الأقلية» ويمثل تركيزها عند هذه الحافة بموضع النقطة B في الشكل، كما يمكن حسابها من المعادلة (5-61).



شكل (٥-٢٠) فائض تركيز حاملات الشحنة الأقلية عند حافتي طبقة النضوب بالوصلة  $pn$

$$n_n = n_p \exp \left\{ \frac{q(V_{bi} - V_F)}{kT} \right\} \quad (5-55)$$

إذا قُدِّر لدرجة حقن شحنت الأقلية أن تبقى ضعيفة جدا بحيث لا تؤثر على حالة اتزان شحنت الأغلبية فإنه يمكن اعتبار:

$$n_n \approx n_{no} \quad (5-56)$$

$$p_p \approx p_{po} \quad (5-57)$$

بتعويض النتيجة (5-56) في المعادلة (5-55) نحصل على:

$$n_{no} = n_p \exp \left\{ \frac{q(V_{bi} - V_F)}{kT} \right\} \quad (5-58)$$

وبالتعويض عن قيمة  $n_{no}$  من المعادلة (5-53) ينتج:

$$n_p = n_{po} \exp \left( \frac{qV_F}{kT} \right) \quad (5-59)$$

ب طرح  $n_{po}$  من طرفي هذه النتيجة نحصل على:

$$n_p - n_{po} = n_{po} \left[ \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (5-60)$$

حيث تم استبدال  $(V)$  بقيمة  $(V_F)$ .

بإجراء نفس هذه الخطوات يمكن الوصول إلى معادلة الشغرات وهي:

$$p_n - p_{no} = p_{no} \left[ \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (5-61)$$

وفيها تم استبدال  $(-V)$  بقيمة  $(V_R)$ .

تعطينا المعادلات (5-60)، (5-61) قيمة فائض تركيز حاملات الشحنة من الإلكترونات وشغرات على التوالي وذلك فوق قيمة الاتزان الحراري لكل منها عند حافتي

حيث الإزاحة عند حافة طبقة النضوب، في المنطقة  $p$ ، وفي المنطقة  $n$ ،  $l_p = p$ ، وفي المنطقة  $n$ ،  $l_n = n$ . لاستخلاص قيمة كثافة التيار الكهربى الكلى  $J$  علينا أولاً إيجاد قيمتى كثافتى تيارى الإلكترونات  $J_n$  والثقوب  $J_p$  ثم جمعهما معاً. تعطى كثافة تيار الإلكترونات بالعلاقة:

$$J_n = q D_n \frac{dn}{dx} \quad (5-68)$$

حيث يمثل  $D_n$  معامل انتشار الإلكترونات ووحداته  $(m^2 s^{-1})$ ، ويمثل  $(dn/dx)$  تدرج التركيز فى الاتجاه السينى للإحداثيات.

بإجراء التفاضل على المعادلة (5-62)، ثم التعويض فى المعادلة (5-68) نحصل على كثافة فائض حاملات الشحنة «الأقلية» من الإلكترونات على الصورة:

$$J_n (l_p = 0) = - \frac{q D_n n_{po}}{L_n} \left[ \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (5-69)$$

تعنى الإشارة السالبة فى هذه المعادلة أن تيار الإلكترونات يكون فى الاتجاه المعاكس لاتجاه زيادة الإزاحة  $l_p$ ، أى يكون فى الاتجاه الموجب لمحور السينات.

كذلك تتعين كثافة فائض حاملات الشحنة «الأقلية» من الشفرات بالعلاقة:

$$J_p (l_n = 0) = - \frac{q D_p p_{no}}{L_p} \left[ \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right] \quad (5-70)$$

ويكون هذا التيار صوب الاتجاه الموجب للمحور السينى أيضاً.

نحصل بذلك على الشدة الكلية لكثافة التيار الناتج عن حركتى الإلكترونات والشفرات ويسرى فى النيطة على الصورة:

$$J = q \left( \frac{D_p p_{no}}{L_p} + \frac{D_n n_{po}}{L_n} \right) \left( \exp \left[ \frac{qV}{kT} \right] - 1 \right) \quad (5-71)$$

$$J_o \equiv q \left( \frac{D_p p_{no}}{L_p} + \frac{D_n n_{po}}{L_n} \right) \quad \text{وتعريف الكمية:}$$

يتشتر هذا العدد من حاملات الشحنة الأقلية فى المنطقة الخالية من المجال عند شبه الموصل  $n$ ، مع اضمحلال فى التركيز مجاه الوصلة الأومية أسياً، حتى تنتهى إلى تركيز الاتزان الحرارى  $p_{no}$ ، ولتبسيط الشكل والحساب فقد تم اختيار نقطة أصل الجهة  $n$  عند الحافة اليمنى من طبقة النضوب.

ولو نظرنا الآن على الجانب  $n$ ، يكون تركيز حاملات شحنة الأغلبية من الإلكترونات عند حالة الاتزان الحرارى  $n_{no}$ ، وتركيز حاملات شحنة الأقلية من الشفرات  $p_{no}$ .

كذلك يتم حقن حاملات الشحنة الأغلبية من الإلكترونات عبر منطقة الوصلة من الجهة  $n$  إلى الجهة  $p$  لتبدو كحاملات الشحنة الأقلية، يمثل تركيزها عند الحافة اليسرى لطبقة النضوب بالنقطة  $A$  على الجانب  $p$  للنيطة. وأيضاً قد تم هنا اختيار نقطة أصل الجهة  $p$  عند الحافة اليسرى لطبقة النضوب. كل ذلك يحدث بتسليماً مبدأ استمرارى التيار الكهربى، حيث يفترض أنه لا توجد مصادر ثانوية أو مستودعات لتيارات ما داخل طبقة النضوب.

يتحدد اضمحلال تركيز حاملات الشحنة الأقلية من العلاقات التالية:

على الجانب  $p$  من الوصلة:

$$\delta n (l_p) = \delta n (0) \exp \left( - \frac{l_p}{L_n} \right) \quad (5-62)$$

وعلى الجانب  $n$ :

$$\delta n (l_n) = \delta p (0) \exp \left( - \frac{l_n}{L_p} \right) \quad (5-63)$$

حيث:

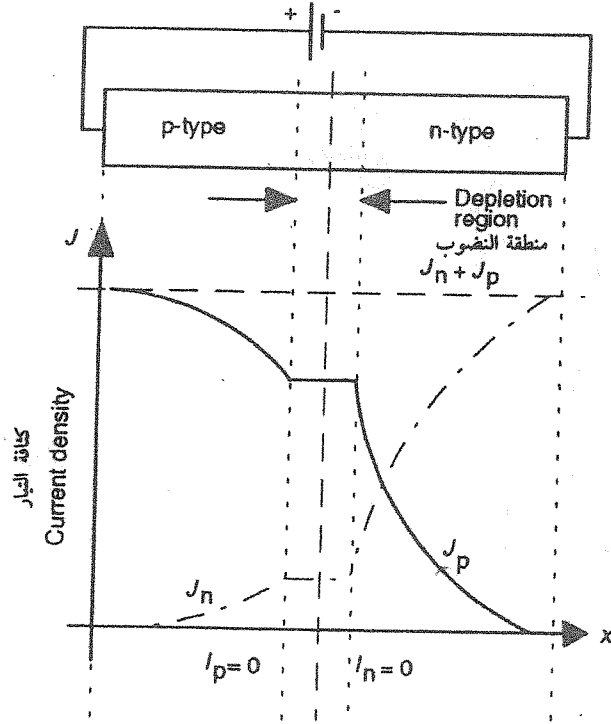
$$\delta n = n_p - n_{po} \quad (5-64)$$

$$\delta n = n_p - n_{po} \quad (5-65)$$

$$\delta n (0) = n_{po} \exp \left\{ \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right\} \quad (5-66)$$

$$\delta p (0) = p_{no} \exp \left\{ \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right\} \quad (5-67)$$

تزداد قيمة تيار التشبع العكسي بزيادة درجات حرارة النيةطة بشكل لا يعتمد على قيمة الانحياز العكسي بفرض عدم وجود مراكز مشحونة داخل الرقعة الواسعة لطبقة النضوب وبشرط أن نكون في مأمن من انهيار الوصلة ذاتها.



شكل (٢١-٥) كثافة تيار الانحياز الأمامي

مثال ٥-٣ :

احسب فرق الجهد الأمامي عبر طرفي وصلة  $pn$  لثنائي مثالي، عند درجة حرارة الغرفة وشدة تيار أمامي قدره  $15 \text{ mA}$  إذا كان شدة تيار التشبع العكسي يعطى بالقيم :

(ب)  $8 \text{ pA}$

(أ)  $5 \mu\text{A}$

وإذا تم قياس هاتين القيمتين للتيار العكسي في ثنائين لهما نفس الأبعاد الظاهرية. بين أي التيارين يكون لثنائي السيليكون وأيهما لثنائي الجيرمانيوم.

يمكن اختزال المعادلة (5-71) إلى :

$$J = J_o \left( \exp \left[ \frac{qV}{kT} \right] - 1 \right) \quad (5-72)$$

إذا تم ضرب طرفي هذه المعادلة في مساحة مقطع الثنائي، تصبح شدة التيار :

$$I = I_o \left( \exp \left[ \frac{qV}{kT} \right] - 1 \right) \quad (5-73)$$

حيث التيار العكسي

$$I_o = qA \left( \frac{D_p p_{no}}{L_p} + \frac{D_n n_{po}}{L_n} \right)$$

تمثل هذه النتيجة المعادلة المثلى للثنائي في حالة الانحياز الأمامي، وتصلح أيضا للانحياز العكسي إذا تم عكس إشارة  $V$  وأصبحت  $qV > kT$ ، فتصبح  $\exp(-\infty) = 0$ ، وتؤول شدة التيار إلى :

$$I = - I_o \quad (5-74)$$

وهي قيمة تيار التشبع العكسي، كما يوضحها المنحنى  $(I-V)$  المميز للثنائي.

في هذا الاستنتاج افترض أن قيمة كثافة تيار الإلكترونات واحدة عند حافتي طبقة النضوب، وكذلك بالنسبة لكثافة تيار الشغرات، يتضح ذلك في شكل (٢١-٥) بالخطين الأفقيين عبر طبقة النضوب. أحدهما (السفلي) لتيار الإلكترونات والآخر لتيار الشغرات، هذا الفرض يحقق مبدأ استمرارية التيار الكهربائي عبر منطقة النضوب ودعما يكون هناك توليد إضافي أو التثام للشحنات بداخلها. وهذا يعني عبور كل الشحنات المحقونة دون فقد. يلاحظ أيضا بالشكل ثبات قيمة الكثافة الكلية لشدة التيار  $(J_n + J_p)$  المار عبر الثنائي، هذا على الرغم من اضمحلال كثافة حاملات الشحنة «الأقلية» أسيا بالابتعاد عن حافتي منطقتي النضوب، إلا أن حاملات الشحنة «الأغلبية» تزداد أسيا في هذا المدى فيؤدي جمع هاتين الكثافتين عند أي لحظة إلى ثبات قيمة التيار.

يبين شكل (٢٢-٥) كلا من كثافة حاملات الشحنة وكثافة التيار الكلي خلال الثنائي تحت تأثير الانحياز العكسي. ويظهر بجلاء الانتعاش الشديد لطبقة النضوب في هذه الحالة. الانحياز العكسي يعوق انسياب تيارات الانتشار الأمامي ويستخلص كل من تيار الأقلية للشغرات من الجهة  $n$  وتيار الأقلية للإلكترونات من الجهة  $p$ . ويكون المجال الكهربائي قرب منطقة الوصلة شديدا بدرجة كافية لأن يقتلع عبر الوصلة كافة تيارات الندرة التي تولدت حراريا داخل المدى المكافئ لأطوال الانتشار  $L_p, L_n$  من حواف طبقة النضوب. هذا السريان لتيارات الأقلية عبر الوصلة يُكوّن تيار التشبع العكسي.



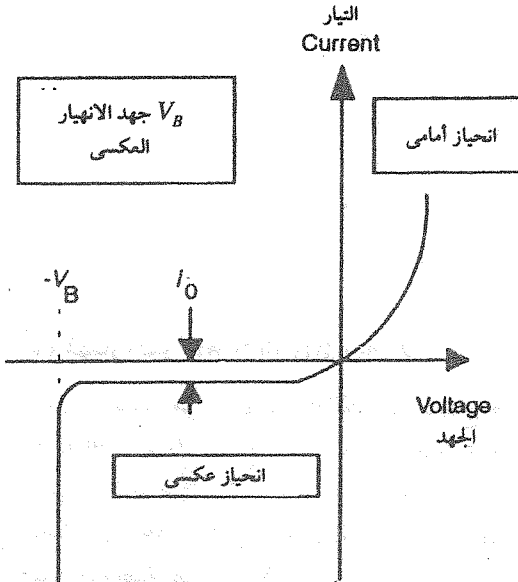
وباعتبار القيمة عند (ب) تصبح :

$$V_F = 26 \times 10^{-3} \ln \left( \frac{15 \times 10^{-3}}{8 \times 10^{-12}} + 1 \right) = 0.53 \text{ V}$$

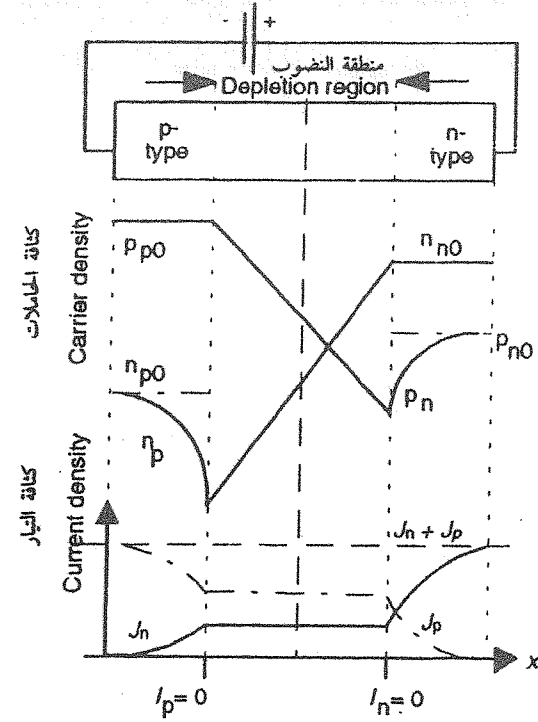
للإجابة عن الجزء الثاني، نعلم أن تيار التسرب العكسي ينشأ عند كسح مجال الوصلة  $pn$  إلى داخلها حاملات الشحنة الأقلية المولدة حرارياً قرب حواف منطقة النضوب. كلما صغرت فجوة الطاقة في شبه الموصل زادت شحنات الأقلية المولدة حرارياً، وعليه فالتيار العكسي ذو القيمة الأكبر يكون من نصيب ثنائي الجيرمانيوم لتمييزه بفجوة طاقة قدرها 0.7 eV بينما تكون فجوة الطاقة في السيليكون 1.1 eV.

### (٩-٥) الانهيار العكسي Reverse Breakdown

يبين شكل (٢٣-٥) ما يحدث للمنحنى  $I-V$  المميز للوصلة  $pn$  في ثنائي شبه الموصل عند التأثير بجهد انحياز عكسي كبير. إذا لم تكن هناك على التوالي مع النيطة مقاومة كهربية مناسبة تُحد من شدة التيار، فقد نصل إلى قيمة من جهد الانحياز العكسي، تعرف بجهد الإذعان (الاستسلام) تنهار عندها الوصلة  $pn$  ويدمر الثنائي. وتصنع بعض الثنائيات خصيصاً بحيث يكون لها جهد إذعان نوعي لتستخدم كثنائيات مرجعية للجهد في دوائر التحكم.



شكل (٢٣-٥) الانهيار العكسي وجهد الإذعان على منحنى  $I-V$  المميز للثنائي



شكل (٢٢-٥) الوصلة  $pn$  في حالة انحياز عكسي

الحل :

لحساب فرق الجهد الأمامي نستخدم العلاقة :

$$I = I_0 \exp \left\{ \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right\}$$

ومنها :

$$V_F = \left( \frac{kT}{q} \right) \ln \left( \frac{I}{I_0} + 1 \right)$$

باعتبار قيمة شدة التيار العكسي المعطاة في (أ) تصبح :

$$V_F = 26 \times 10^{-3} \ln \left( \frac{15 \times 10^{-3}}{8 \times 10^{-6}} + 1 \right) = 0.2 \text{ V}$$

مسألة ٥-٤ :

ارسم شكلا تخطيطيا لتغير شدة المجال الكهربى فى وصلة  $pn$  عند حالة الاتزان الحرارى، إذا كانت درجة الإشابة الذرية  $10^{15} / \text{cm}^3$  فى كل من ناحيتى الوصلة.

بين أيضا بالرسم كيف يتغير هذا المجال مع زيادة الانحياز العكسى. ثم احسب النهاية العظمى لشدة المجال عند الوصلة إذا كان الثنائى من السيليكون وطبق عليه انحياز عكسى قدره  $150 \text{ V}$  يمكن إهمال الجهد الداخلى.

ما هو جهد الإزعاج لهذا الثنائى إذا جاء انهيار الوصلة عند مجال كهربى شدته  $10^5 \text{ V/cm}$  ؟

الحل :

يمثل شكل (٥-٢٥) كيفية تغير شدة المجال عند الوصلة مع زيادة الانحياز العكسى. مع زيادة الانحياز العكسى تزداد رقعة النضوب وتتعري شحنات أكثر فيزداد المجال تبعا لمعادلة بواسون وتحدد قيمة النهاية العظمى  $\mathcal{E}_m$  لشدة المجال من العلاقة :

$$\mathcal{E}_m = - \frac{q N_D x_n}{\epsilon_{si}} = - \frac{q N_D x_p}{\epsilon_{si}}$$

وحيث إن مستوى الإشابة متساو على ناحيتى الوصلة. يكون الاتساع  $x_n$  مساويا للاتساع  $x_p$ . وبما أن الجهد يعطى بالعلاقة :

$$V = - \int \mathcal{E}_x dx$$

فإنه يمكن تعيينه من حساب مساحة المثلث وفقا للعلاقة :

$$V = \frac{1}{2} ( |x_n| + |x_p| ) \mathcal{E}_m = |x_n| \mathcal{E}_m = |x_p| \mathcal{E}_m$$

بالتعويض عن  $V = 150 \text{ V}$  وإهمال الجهد الداخلى.

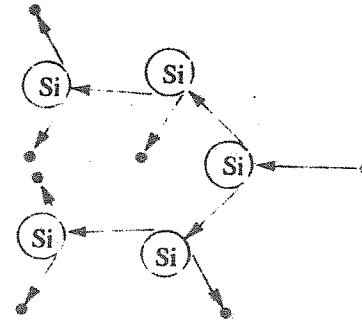
$$150 = \left( \mathcal{E}_m \frac{\epsilon_{si}}{q N_D} \right) \mathcal{E}_m$$

تعتمد آلية الانهيار على نوع الثنائى فى الوصلة  $pn$  ذات الإشابة العالية تعرف هذه الآلية بانهييار رينر، تحدث عند انحياز عكسى قدره  $5 \text{ V}$  أو أقل. وإذا انخفض مستوى الإشابة تعرف آلية الانهيار بالانهيار الإلكتروني، وتستخدم كثنائيات مرجعية للجهد العالى.

نوجز فيما يلى وصفا لآليات الانهيار المشار إليهما :

### (أ) الانهيار الإلكتروني Electron Avalanche

يحدث بسبب الزيادة المطردة فى شدة المجال، السانجة عن الانحياز العكسى. وفيها يكتسب الإلكترون طاقة كافية يصطدم بها مع ذرة ما فى الشبكة ويؤينها، يندفع إثر ذلك إلكترون التكافؤ المنفصل من شريط التكافؤ إلى شريط التوصيل بينما يتزوج الإلكترون المصطدم مع الشفرة الموجبة مكونا وحدة متماسكة تعرف بزواج الإلكترون والشفرة، يتسارع بدوره ليتصادم مع الذرات ويخلف العديد من إلكترونات وأزواج. تعرف هذه الآلية أيضا بالتأين التصادمى، شكل (٥-٢٤).



شكل (٥-٢٤) الانهيار الإلكتروني بالتصادم الأيونى

### (ب) انهيار زينر Zener Breakdown

على النقيض من الانهيار الإلكتروني يحتاج هذا الانهيار إلى مستوى إشابة عال فى الوصلة  $pn$ . بذلك تصبح طبقة النضوب صغيرة جدا. يتولد فيها مجال كهربى شديد للغاية حتى دون انحياز مؤثر؛ لهذا السبب نكون فى حاجة إلى انحياز عكسى صغير كى نرفع المجال إلى الحد الكافى لنزع الإلكترونات من نطاق التكافؤ، ويحدث هذا الانهيار عند جهود منخفضة تقل عن  $5 \text{ V}$ .

ومنها يصبح جهد الإذعان المطلوب  $V_1$  :

$$V_1 = 66.7 \text{ V.}$$

### Depletion Capacitance (١٠-٥) سعة النضوب

نعرف عن المكثف الكهربى أنه أداة لاختزان الشحنة الكهربائية وفقا للعلاقة :

$$Q = C V \quad (5-75)$$

حيث تمثل  $Q$  الشحنة المخزنة بالكولوم،  $C$  سعة المكثف بالفاراد،  $V$  فرق الجهد بالفولت عبر طرفى المكثف.

عند تطبيق انحياز عكسى للوصلة  $pn$  يظهر قدر كبير من الشحنات فى منطقة النضوب بالمقارنة بحالة الاتزان الحرارى، وعلى النقيض عند التأثير بانحياز أمامى عبر الوصلة، تنحصر منطقة النضوب وتقل معها الشحنات الظاهرة، بذلك تصبح هذه النيطة شبيهة بمكثف كهربى متغير السعة تبعاً للانحياز المؤثر عليها. استغلت هذه الخاصية للوصلة  $pn$  فى تصنيع نبائط خاصة تعمل كمكثفات كهربية متغيرة السعة، تعرف بالثنائى متغير السعة «فاراكتور». وتستخدم غالباً فى دوائر التوليف الكهربية.

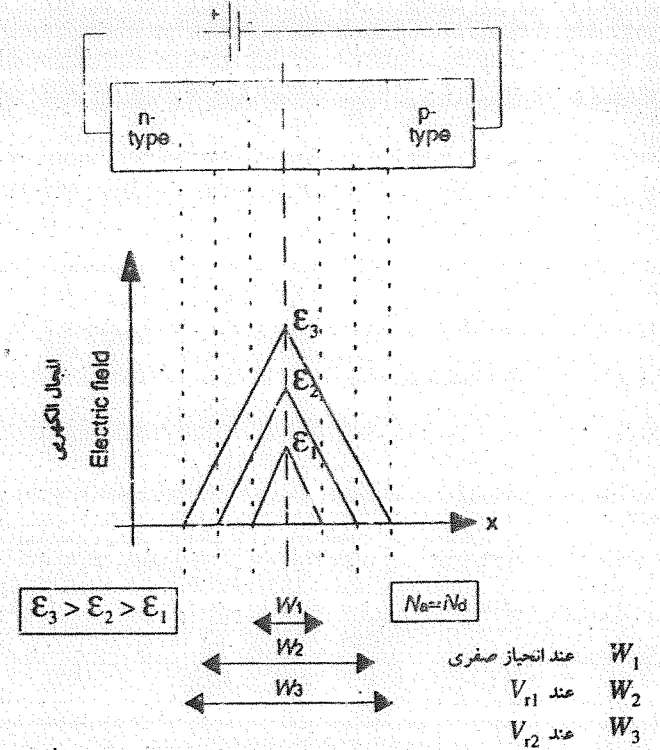
تتغير سعة طبقة النضوب للوصلة  $pn$  لوحدة المساحات فى الثنائى بالعلاقة :

$$C_{dep} = \frac{\epsilon_{si}}{W} \text{ F/cm}^2 \quad (5-76)$$

حيث  $W$  عرض طبقة النضوب، وهذه العلاقة تناظر علاقة سعة المكثف متوازى اللوحين.

نستعرض فيما يلى خواص السعة المتغيرة للوصلة  $pn$  أحادية الجانب، (المتورة) لما لها من تطبيقات شيقة. باستخدام العلاقة (5-41) يمكن كتابة عرض طبقة النضوب لهذا الثنائى عندما يؤثر عليه بانحياز عكسى على الصورة :

$$W = \left( \frac{2 \epsilon_{si} [V_{bi} + V_R]}{q N_D} \right) \quad (5-77)$$



شكل (٢٥-٥) تخطيط المجال فى المثال

ومنها :

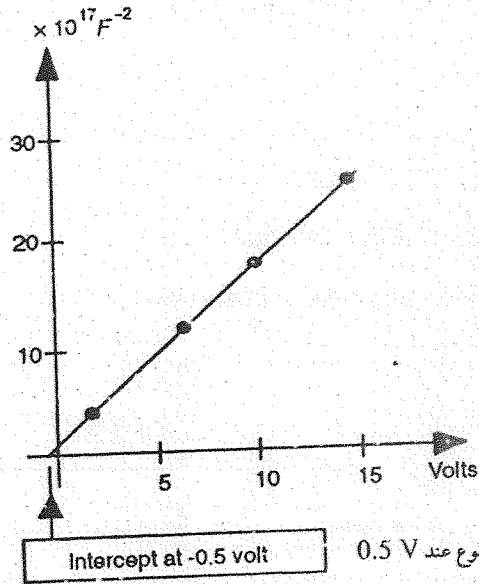
$$\epsilon_m = \sqrt{\frac{(150)(1.6 \times 10^{-19})(10^{15})}{(8.854 \times 10^{-14})(11.9)}} = 1.5 \times 10^5 \text{ V/cm}$$

وإذا كان المجال المناظر لانتهيار  $10^5 \text{ v/cm}$

فإنه يمكن حساب جهد الإذعان من النسبة التالية :

$$\frac{V_1}{V_2} = \left( \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \right)^2 \quad \therefore \frac{V_1}{150} = \left( \frac{10^5}{1.5 \times 10^5} \right)^2$$

Graph of  $1/C^2$  against  $v$   
for a  $p^+n$  diode



شكل (٢٦-٥) العلاقة بين  $1/C^2$ ،  $V_R$  في ثنائي الوصلة  $p^+n$

من حساب الميل  $\frac{2}{q \epsilon_{si} N_D A^2}$  والتعويض عن الثوابت، نصل إلى :

$$N_D = 4.35 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} = 4.35 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$$

مثال ٦-٥ :

احسب سعة طبقة النضوب لوصلة  $p^+n$  من السيليكون بمساحة مقطع  $1.14 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$  إذا أثر عليها انحياز عكسي قدره  $10 \text{ V}$ ، إذا كانت درجة الإشابة  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$  على الجانب  $n$ ،  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  على الجانب  $p^+$  علماً بأن كثافة تركيز الشحنة الذاتية  $n_i$  هي:  $1.4 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ .

بتعويض ذلك في العلاقة (5-76) يمكننا حساب السعة لوحدة المساحات في الثنائي

$$C_{dep} = \left( \frac{q \epsilon_{si} N_D}{2 [V_{bi} + V_R]} \right)^{1/2} \quad (5-78)$$

هذه العلاقة يمكن صياغتها على صورة :

$$\frac{1}{C^2} = \left( \frac{2 [V_{bi} + V_R]}{q \epsilon_{si} N_D} \right) \quad (5-79)$$

خلال هذا الاستنتاج اخترنا الجهة  $n$  من الوصلة لتكون جهة مستوى الإشابة الأقل. بالطبع يمكننا اختيار الجهة  $p$  إذا شئنا.

تخبرنا المعادلة (5-79) بأنه إذا استخدمنا مثل هذا الثنائي في دائرة كهربية غير فيها شدة الانحياز العكسي  $V_R$  ونحسب عند كل تغيير السعة الكهربية المناظرة للوصلة  $C$ ، ثم نرسم العلاقة البيانية بين  $1/C^2$ ،  $V_R$  نحصل على خط مستقيم ميل بزاوية موجبة على المحور السيني. شكل (٢٦-٥)، ويمدنا ميل الخط بمستوى الإشابة  $N_D$ ، كما يمدنا طول الجزء المقطوع من محور  $V_R$  بقيمة حاجز الجهد  $V_{bi}$ . وهذه عناصر مهمة للغاية في مجال أشباه الموصلات.

مثال ٥-٥ :

أوجد الجهد الداخلي وتركيز الإشابة في جانب الإشابة المنخفض للوصلة  $p^+n$ ، وذلك بدراسة العلاقة بين الانحياز العكسي والسعة في ثنائي مساحة مقطعه  $4 \times 10^{-5} \text{ m}^2$ .

الحل :

يمثل شكل (٢٦-٥) الخط البياني الناتج من قياسات هذه التجربة ومنه عند  $1/C^2 = 0$  تكون  $V_{bi} = -V_R$ ، وبذلك تصبح  $V_{bi} = 0.5 \text{ V}$  في المعادلة (5-78) تعبر  $C_{dep}$  عن السعة لوحدة المساحات. إذا كانت سعة الوصلة  $C_T$  فإن  $C_{dep} = C_T/A$ ، حيث  $A$  مساحة مقطع الوصلة.

$$\therefore \frac{1}{C_T^2} = \frac{2 (V_{bi} + V_R)}{q \epsilon_{si} N_D A^2} = \frac{2 V_{bi}}{q \epsilon_{si} N_D A^2} + \frac{2}{q \epsilon_{si} N_D A^2} V_R$$

وقد وجد أن تيار الانحياز العكسي في الثنائي المثالي يرتبط بالحاملات الأقلية التي تتجول في منطقة النضوب عندما تتسارع من الناحية الأخرى من الوصلة، أما الانحياز الأمامي فيقلل حاجز الجهد بين جانبي الوصلة ويقوى حقن حاملات الأغلبية عبر الوصلة ولا يوجد بالطبع تراكم للشحنات داخل البيطة في حالة الاستقرار. كما تم بيان تأثير عمليات التوليد وإعادة الالتئام على استقرار تركيزات حاملات الأقلية.

وأعير الاهتمام بوجه خاص إلى صياغة واشتقاق وفحص نظرية الثنائي المثالي، وبالرغم من أنها لا تمثل الواقع بدقة إلا أنها تنير العمليات الداخلية في الثنائي. كما تم فحص بعض الظواهر الواقعية مثل الانهيار العكسي والانهمار وسعة النضوب.

الحل:

في العلاقة

$$C_{dep} = \frac{q \epsilon_{si} N_D}{2 [V_{bi} + V_R]}$$

يمكن حساب:

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}$$

$$= (0.0259) \ln \frac{10^{16} \times 10^{20}}{(1.4 \times 10^{10})^2} = 1.1 \text{ V}$$

$$\therefore C_{dep} = \left[ \frac{1.6 \times 10^{-19} \times 11.9 \times 8.854 \times 10^{-14} \times 10^{16}}{2(1.1 + 10)} \right]^{1/2} = 8.7 \times 10^{-9} \text{ F/cm}^2$$

وتكون سعة الوصلة  $C_i$ :

$$C_i = C_{dep} \times A = 8.7 \times 10^{-9} \times 1.14 \times 10^{-3} = 10 \text{ pF}$$

### (11-5) ملخص الفصل:

الكهربية الساكنة للوصلة  $pn$  والتي غطيناها في هذا الفصل توفر أساسا لنمذجة عمل ثنائي بوصلة  $pn$  والبيطات الأخرى التي تمد وصلات  $pn$ .

في البداية قمنا بتعريف مصطلحات مثل الشكل الجانبي والوصلة المتالوجية والتي شهدت النطاقات عبر الوصلة الثنائية. بعد ذلك حللنا التيار الكلي المكون من مركبتى الانسياب والانتشار مما مكنا من حساب ارتفاع حاجز الجهد في حالة عدم وجود تيار ثم قدمنا مع أشكال توضيحية تقريب النضوب والذي يعتبر أهم وأكثر النماذج المقربة شيوعا.

باستخدام هذا النموذج تم الحصول على حلول تفصيلية لكثافة الشحنة، للمجال الكهربى، والجهد الكهروستاتيكي داخل الوصلة تحت ظروف الاتزان. وامتد التحليل ليشمل حالات الانحياز المختلفة، وتم فيها فحص تأثير جهد الانحياز الخارجى على المتغيرات المختلفة وأدى ذلك إلى رسم منحنيات نطاق في حالتى الانحياز الأمامى والعكسى.

# ١ الترانزيستور ثنائي القطب

## مقدمة:

يعتبر الترانزيستور ثنائي القطب نيطة ذات ثلاثة أطراف نخرج من ثلاث طبقات متتابعة لأشباه موصلات  $n, p$ . قد يكون التتابع على النحو  $(npn)$  أو  $(pnp)$ . يبين شكل (٦ - ١، أ، ب) هاتين النيطتين مع الرمز المميز لكل منهما. وفي مجال التعامل الدائم مع هذه النيطات يعتبر الترانزيستور  $(npn)$  الأكثر شيوعاً؛ ولذا سوف نتناوله بشيء من التفصيل.

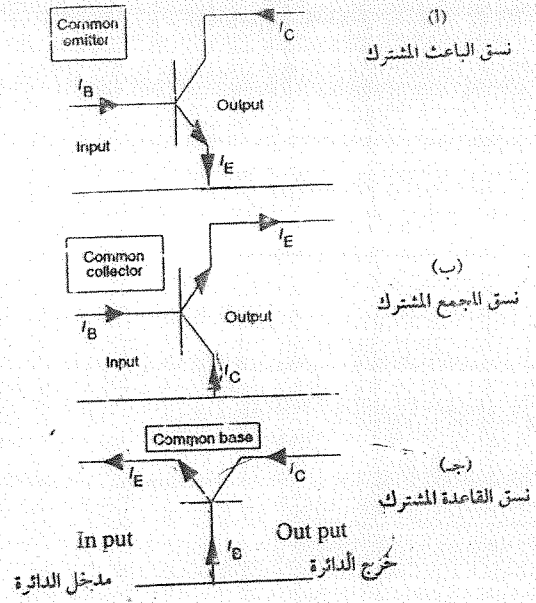
## (١.٦) توصيل النيطة Device Connection

نتيجة للأطراف الثلاثة للترانزيستور، الباعث  $E$  والقاعدة  $B$  والمجمع  $C$ ، نجد أن هناك ثلاث طرق يمكن التعامل بها مع النيطة، ويبين شكل (٦ - ٢) هذه الطرق المختلفة وفي أي منها يكون أحد الأطراف مشتركاً بين مدخل ومخرج النيطة وبذلك يُميز اسم منظومة الاتصال عند التشغيل المعتاد أو النشط للترانزيستور، فنجد نسق الباعث المشترك ونسق المجمع المشترك وكذلك نسق القاعدة المشتركة. ويبين شكل (٦ - ٣) رسماً تخطيطياً لترانزيستور  $(npn)$  وفيه تكون الوصلة بين جزءى الباعث والقاعدة في اتجاه تيار كهربى أمامى يعرف باتجاه الانحياز الأمامى، بينما تكون الوصلة بين جزءى المجمع والقاعدة في اتجاه تيار عكسى يعرف باتجاه الانحياز العكسى.

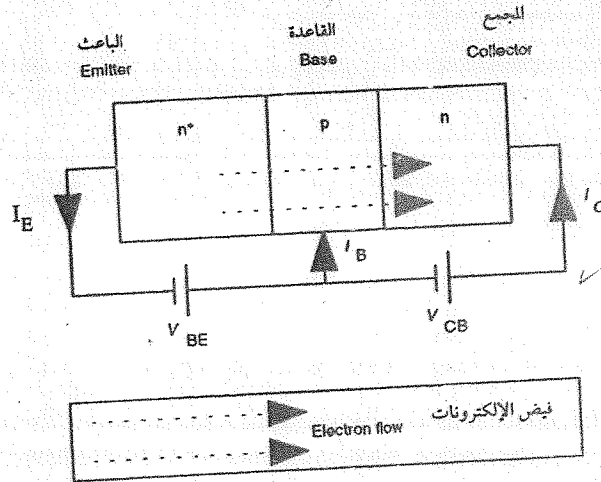
## (٢.٦) مفاهيم أولية

يلعب سمك منطقة القاعدة فى الترانزيستور ثنائي القطب دوراً هاماً فى النيطة. فإذا كان هذا السمك رقيقاً بقدر كاف، فإن الإلكترونات المحقونة داخل القاعدة  $p$  بواسطة الانحياز الأمامى لوصلة الباعث - قاعدة تتاح لها فرصة الانتشار عبر القاعدة كى تصل إلى وصلة المجمع - قاعدة أو يتسبب ذلك ظهور منطقة تعادل داخل القاعدة كلما ابتعدنا عن منطقة الوصلتين نحو المركز، وإذا كان تركيز حقن الشوائب منتظماً، فإن هذه المنطقة سوف تخلو من أى مجال كهربى وتصبح حركة نواقل الشحنة مدفوعة بقوة الانتشار.

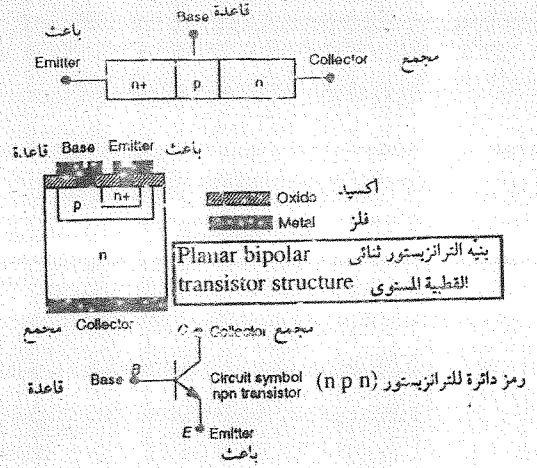
كلما ترققت طبقة القاعدة كان تصل إلى (1/10) من طول الانتشار المميز للإلكترون فإن معظم الإلكترونات سوف تجبر على أن تعبر هذه الطبقة قبل أن تلتهم مع



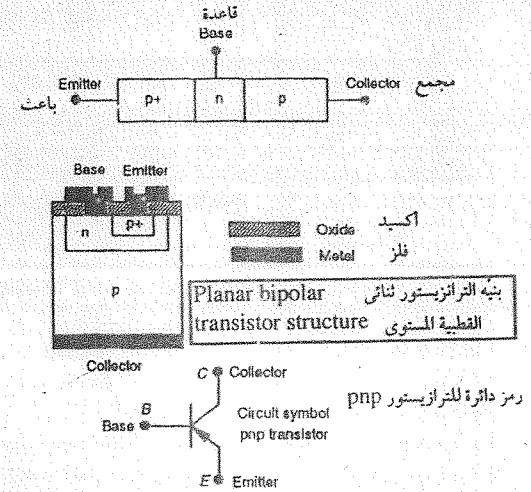
شكل (٦ - ٢) طرق التوصيل المختلفة لتشغيل النشط في الترانزستور (n p n)



شكل (٦ - ٣) حركات الشحنات في ترانزستور (n p n) عند التشغيل النشط



شكل (٦ - ١) رسم تخطيطي لترانزستور (n p n)



شكل (٦ - ١ ب) رسم تخطيطي لترانزستور (p n p)



مثال (٦ - ١):

ترانزيستور  $(npn)$ ، فيه مساحة كل من وصلتي الباعث - قاعدة والمجمع - قاعدة  $0.1 \text{ mm}^2$ ، وفائض من كثافة إلكترونية قدرها  $8.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$  عند وصلة الباعث - قاعدة. إذا كان اتساع القاعدة  $5 \times 10^{-6} \text{ m}$  وقيمة حركية الإلكترون  $1500 \text{ cm}^2 / \text{Vs}$ ، ارسم التوزيع التقريبي للإلكترونات داخل القاعدة واستنبط قيمة تيار المجمع.

الحل:

يبين شكل (٦ - ٤) في الجزء العلوي ترانزيستور  $(npn)$  بأجزائه الثلاثة المعروفة، الباعث والقاعدة والمجمع. وفيه فائض من كثافة الشحنة الإلكترونية عند وصلة الباعث - قاعدة ويوضحها المحور الرأسى في الشكل البياني، بينما يمثل اتساع (طول) القاعدة على المحور الأفقى.

بفرض أن المجمع يستوعب كل الإلكترونات التى نصله دون أن يتبقى شيء داخل القاعدة فإن كثافة الشحنة الإلكترونية تنعدم عند نهاية طول القاعدة (وصلة المجمع - قاعدة) وذلك خلال مسار خطى (متقطع) أو مسار منحنى (متصل). ويعنى منحنى التناقص الأسى أن اتساع القاعدة يزيد كثيرا عن طول الانتشار للإلكترون. أما المسار الخطى فيعنى أن اتساع القاعدة يقل عن طول الانتشار. وعادة يكون اتساع القاعدة ضيقا (لإحداث التسارع) وعليه تقبل بمسار التناقص الخطى لكثافة الشحنة الإلكترونية مع المسافة لحساب شدة التيار الإلكتروني، يكون التيار الناشئ تيار انتشار لانعدام المجال الكهربى فى القاعدة المتعادلة ذات الشائبة المنتظمة التوزيع. ومن خلال معادلات الانتشار، وعلاقة نيوتن فإن معامل الانتشار:

$$D_n = \mu_n \frac{kT}{q}$$

$$= (0.15) (26) (10^{-3}) = (3.9) (10^{-3}) \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$$

وتحسب كثافة تيار الانتشار  $J$  من:

$$J = q D_n \frac{d \delta n}{dx}$$

شحنات الأغلبية الموجبة (الشغرات) فى القاعدة ذاتها وهذه الإلكترونات التى تعبر القاعدة وتصل إلى منطقة نضوب وصلة المجمع - قاعدة ذات الانحياز العكسى، تجذب نفسها تحت مجال كهربى يقوم بتعجيلها نحو المجمع تمثل الإلكترونات التى تظهر قرب حافة منطقة النضوب فى القاعدة «الحاملات الأقلية» وينتج عنها تيار التسرب العكسى فى الوصلة  $(p-n)$ . عندئذ إذا تعمدنا إقحام كميات من شحنة الحاملات الأقلية بجوار منطقة نضوب وصلة الانحياز العكسى، فسوف نلاحظ زيادة هائلة فى قيمة التيار العكسى.

من ناحية أخرى تكون وصلة الباعث - قاعدة ذات انحياز أمامى ويتم عبرها حقن إلكترونات من الباعث نحو القاعدة كى تتجمع فى المجمع، وفى المقابل تحقن الشغرات من القاعدة نحو الباعث مكونة بذلك تيارا أماميا من الشغرات خلال وصلة الباعث - قاعدة ويعرف بتيار القاعدة.

ونعلم أنه فى ثنائى شبه الموصل تقوم الجهة المشابهة بدرجة أعلى فى الوصلة بحقن غالبية حاملات الشحنة. فلو كان لدينا ثنائى  $p^+n$  فإن معظم تيار الثنائى عند الانحياز الأمامى سيكون من الشغرات، وكذلك إذا كان لدينا الثنائى  $n^+p$  سيكون معظم التيار من الإلكترونات.

نفترض أن الترانزيستور  $(npn)$  له وصلة باعث - قاعدة  $p^+n$ ، فيكون معظم التيار المناسب خلال هذه الوصلة تحت تأثير الانحياز الأمامى من الإلكترونات (تيار إلكترونى). ينساب أيضا قدر ضئيل جدا من تيار الشغرات، لو تم منعه بقطع الاتصال بالقاعدة فى شكل (٦ - ٣) لمنع أيضا تيار الثنائى المؤلف من الباعث والقاعدة (وصلة الباعث - قاعدة) وينهار الانحياز الأمامى، وتبعا لذلك يتوقف انسياب التيار الإلكتروني.

فإذا أعيد الاتصال بالقاعدة عاد كل شيء إلى ما كان عليه وانهمر سيل جارف من التيار الإلكتروني بين الباعث والمجمع. وبذلك يمكن التحكم فى هذا التيار من خلال تيار القاعدة الضئيل، فإذا أمكن «هزهزة» تيار القاعدة أمكن «هزهزة» الفيضان المناسب من تيار إلكترونى بين الباعث والمجمع. بذلك قد نحصل على مكبر أو متذبذب أو مفتاح قطع - وصل (Switch) باستخدام هذه النيطة.

وبالاستعانة بالرسم البياني نجد أن ميل الخط:

$$\frac{d \delta n}{dx} = \frac{8.5 \times 10^{21}}{5 \times 10^{-6}} = 1.7 \times 10^{27} \text{ m}^{-4}$$

ومنها:

$$J_n = (1.6 \times 10^{-14}) (3.9 \times 10^{-3}) (1.7 \times 10^{27}) = 1.06 \times 10^6 \text{ Am}^{-2}$$

مساحة النيطة =  $0.1 \text{ mm}^2$ ، يصبح التيار الإلكتروني عندئذ:

$$I_n = (0.1 \times 10^{-6}) (1.02 \times 10^6) = 0.102 \text{ A}$$

مثال (1 - 2):

يمكن تعريف معامل الكسب  $\beta$  في ترانزستور ثنائي القطب في دائرة باعث مشترك بالعلاقة:

$$\beta = \frac{I_c}{I_b} = \frac{\text{تيار المجمع}}{\text{تيار القاعدة}} \quad 6-1$$

إذا لم يكن هناك التثام في القاعدة، ينتج أن تيار المجمع يساوي تيار الباعث. من ناحية أخرى يتناسب تيار الباعث مع درجة إشابة الباعث كما أن تيار القاعدة يتناسب مع درجة إشابة القاعدة. لذلك يمكن أن تحول العلاقة السابقة بصورة تقريبية إلى:

$$\beta = \frac{\text{تيار المجمع}}{\text{تيار القاعدة}} = \frac{\text{إشابة الباعث}}{\text{إشابة القاعدة}} \quad 6-2$$

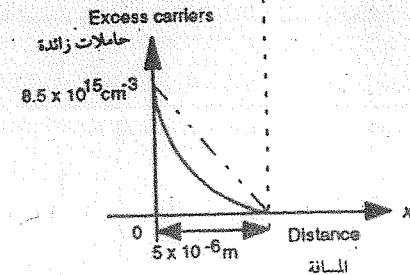
للتعرف على قيمة المقدار  $\beta$  في ترانزستور ( $n p n$ ) احسب معامل الكسب من المعطيات التالية:

$N_D = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$	إشابة الباعث
$N_A = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	إشابة القاعدة
$W_B = 0.8 \text{ } \mu\text{m}$	اتساع القاعدة
$D_n = 3.75 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	معامل انتشار الإلكترون
$D_p = 1.15 \times 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$	معامل انتشار الشاغرة

طول الانتشار للشغرة (عند إشابة قدرها  $10^{20} \text{ cm}^{-3}$  من السيليكون) =  $0.35 \text{ } \mu\text{m}$   
مع فرض أن اتساع الباعث يزيد كثيرا عن طول الانتشار للحاملات الأقلية يمكن حساب كثافة تيار الانتشار لكل من الإلكترونات أو الشغرات من علاقة سابقة (69 - 5)

$$J_n = \frac{q D_n n_{p0}}{L_n} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

باعث Emitter	قاعدة Base	مجمع Collector
$n^+$	p	n



شكل (٦ - ٤) توزيع كثافة الشحنت الإلكترونية داخل القاعدة، مثال (٦ - ١)

يلاحظ انه بتطبيق العلاقة التقريبية باستخدام تركيزات الإشابة يكون:

$$\beta = \frac{N_D}{N_A} = \frac{10^{20}}{5 \times 10^{16}} = 2000$$

وهو ما يعتبر تقريبا مقبولا للعلاقة.

### (٢-٦) أساسيات الترانزيستور Transistor Basics

يلعب اتساع القاعدة في الترانزيستور ثنائي القطب دورا هاما في كفاءة الترانزيستور. فإذا زاد هذا الاتساع إلى عشرة أمثال طول الانتشار شكل (٦ - ١٥)، فإن أى إلكترون يحقن من الباعث إلى داخل القاعدة يلتهم بالشفرات الغالبة في القاعدة قبل أن يصل إلى المجمع، ويكون التيار الوحيد المار في دائرة المجمع والقاعدة هو تيار التشبع العكسي أو تيار التسرب  $I_{CBO}$ ، وعدم مرور تيار في دائرة الباعث والقاعدة حيث تصبح دائرة مفتوحة  $\circ$ .

في هذه الحالة تصبح هناك وصلتان منفصلتان بشكل تام، وتعملان كثنائين متعاكسين، كلاهما ظهير الآخر كما يوضحه الشكل (٦ - ٥) وهكذا نرى أنه إذا زاد اتساع القاعدة في الترانزيستور عن حد معين انعدم فعل البيطة. ويتطلب الترانزيستور الجيد الاحتياجات التالية:

١ - أن يحدث فيه قدر ضئيل من الالتئام بين حاملات الشحنة لذلك يجب أن تكون القاعدة رقيقة.

٢ - أن يقوم الباعث بحقن قدر وافر من حاملات الشحنة إلى القاعدة؛ ولذلك يحقن الباعث بدرجة إشابة عالية.

٣ - ضرورة اختزال السعة الكهربية بين المجمع والقاعدة كي لا يبطئ عمل الترانزيستور عند بدء تشغيله ويتطلب ذلك حقن المجمع بدرجة إشابة خفيفة.

٤ - زيادة قيمة معامل الكسب  $\beta$  بدفع تيار صغير من حاملات الأغلبية في القاعدة إلى الباعث، ويعنى ذلك في الترانزيستور ( $n p n$ )، اختزال تيار الشفرات نحو الباعث إلى أدنى قيمة ممكنة. ويتحقق ذلك عندما تكون إشابة القاعدة أقل منها في الباعث بعدة مرات إلا أن هناك حدودا لهذا الاختزال لأنه سيؤدى إلى زيادة مقاومة القاعدة وهذا بدوره سوف يبطئ من عمل الترانزيستور.

باتساع القاعدة  $W_B$  في الترانزيستور.

تيار الإلكترونات (تيار المجمع):

$$J_n = \frac{q D_n n_{po}}{W_B} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad 6-3$$

وكثافة تيار الشفرات (تيار القاعدة) بتطبيق معادلة سابقة (٧٠ - ٥) هي:

$$J_p = \frac{q D_p p_{no}}{L_p} \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right]$$

بقسمة هاتين المعادلتين نحصل على:

$$\beta = \frac{D_n n_{po} L_p}{D_p p_{no} W_B} \quad 6-4$$

ولكن نعلم أنه من المعادلات (٥٠، ٤٩ - ٥) تكون:

على الجهة  $n$  من شبه الموصل (باعث الترانزيستور)  $n_i^2 = n_{no} p_{no}$

وعلى الجهة  $p$  من شبه الموصل (قاعدة الترانزيستور)  $n_i^2 = p_{po} n_{pc}$

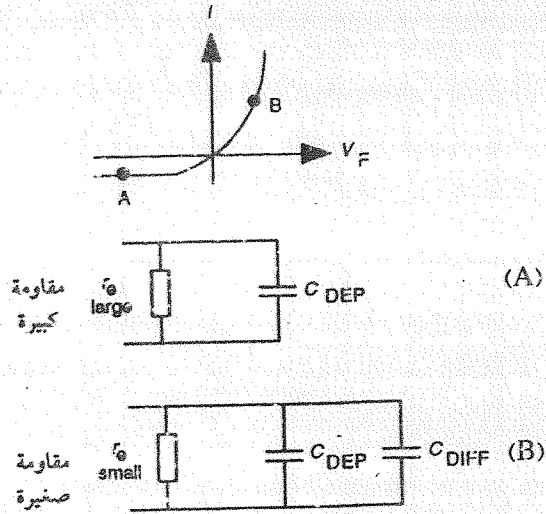
$$\frac{n_{po}}{p_{po}} = \frac{n_{no}}{p_{po}} = \frac{N_D}{N_A}$$

حيث تمثل  $n_{no}$  إشابة الباعث  $N_D$ ، ويمثل  $p_{po}$  إشابة القاعدة  $N_A$ .

$$\beta = \frac{D_n N_D L_p}{D_p N_A W_B}$$

وبالتعويض من المعطيات نجد:

$$\beta = \frac{(37.5) (10^{20}) (0.35 \times 10^{-4})}{(11.5) (5 \times 10^{16}) (0.8 \times 10^{-4})} = 2853$$



شكل (٦-٦) مواسعة (سعة) الانتشار

يمكن استنتاج قيمة المقاومة الداخلية للباعث باستخدام علاقة القوم الثنائي التالي والتي جاءت من قبل (5-73) :

$$J = I_0 \left[ \exp\left(\frac{qV_F}{kT}\right) - 1 \right]$$

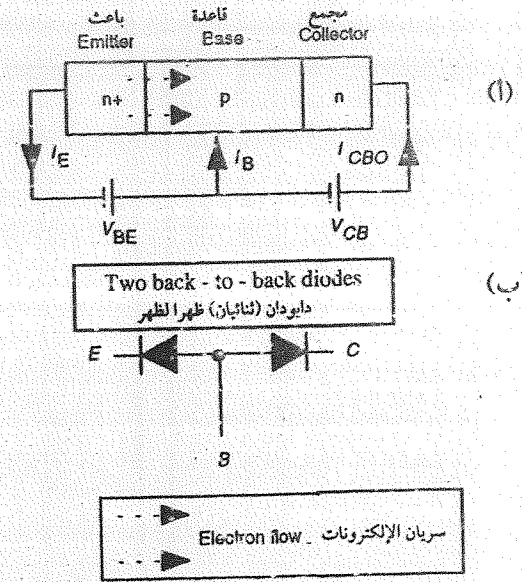
حيث  $V_F$  جهد الانحياز الأمامي للوصلة المعنية. ومن قانون أوم:

$$V = IR$$

وبالتعويض عن  $I$  ثم إجراء التفاضل نحصل على:

$$\frac{I}{r_e} = \frac{dI}{dV} = \frac{q}{kT} I_0 \exp\left(\frac{qV_F}{kT}\right)$$

حيث  $\frac{I}{r_e}$  هو مقلوب مقاومة الباعث.



شكل (٦-٥) نيطة ذات قاعدة عريضة

#### (٦-٤) سعة (مواسعة) الانتشار Diffusion Capacitance

إضافة للسعة الكهربية في منطقة نضوب وصلة شبه الموصل، هناك سعة كهربية أخرى تفوقها في المقدار وتعرف بسعة (مواسعة) الانتشار وتصاحب عملية حقن الحاملات الأقلية.

إذا تصورنا وصلة الباعث قاعدة، في حالة الانحياز الأمامي، حيث يتم دفع أعداد غفيرة من الإلكترونات (حاملات أقلية) إلى داخل القاعدة ذات النوع  $p$ . ينشأ مخزون من هذه الحاملات بالقاعدة يكون مسئولاً عن سعة الانتشار. وبذلك تصبح هذه السعة دالة في زمن بقاء الحاملات الأقلية.

يبين شكل (٦-٦) المنحنى المميز  $I-V$  لوصلة الباعث - قاعدة وهي تشبه المنحنيات المميزة الثنائي الموصل  $pn$ ، وهناك بالشكل دائرتان كهريتان متكافئتان للحالتين  $A$ ،  $B$  على المنحنى المميز. فالنقطة  $A$  موجودة على المنحنى عند حالة الانحياز العكسي وتكون السعة الكهربية هي سعة طبقة النضوب وتتميز بمقاومة كهربية عالية. أما النقطة  $B$  فهي عند حالة الانحياز الأمامي وعندها تكون السعة مركبة من سعة طبقة النضوب وسعة الانتشار وتتميز بمقاومة كهربية داخلية صغيرة.

من المعادلات (6-7)، (6-9)، (6-10) نحصل على:

$$C_{diff} = \frac{\tau q I_F}{kT}$$

6-11

تبين هذه العلاقة بجلاء مدى اعتماد السعة الكهربية الناجمة عن انتشار الشحنات والتي تعرف بسعة الانتشار  $C_{diff}$  على كل من التيار الأمامي  $I_F$  بين الباعث والقاعدة ( $\neq I_B$ ) وزمن بقاء حاملات الأقلية  $\tau$ .

مثال (1-3):

احسب قيمتي السعة الكهربية بالانتشار  $C_{diff}$  والسعة الكهربية لمنطقة النضوب  $C_{dep}$  في وصلة الباعث - قاعدة لترانزيستور ثنائي القطب، مستخدماً المعطيات التالية:

أ - تيار المجمع  $I_c = 0.5 \text{ mA}$

ب - معامل الكسب  $\beta = 150$

ج - اتساع طبقة النضوب  $x_{dep} = 0.1 \text{ } \mu\text{m}$

د - مساحة الوصلة  $A = 225 \text{ } \mu\text{m}^2$

هـ - زمن بقاء الحاملات الأقلية  $\tau = 1 \text{ } \mu\text{s}$

الحل:

يمكن حساب السعة الكهربية لطبقة النضوب من العلاقة:

$$C_{dep} = \frac{A \epsilon_{si}}{x_{dep}}$$

حيث  $\epsilon_{si}$  ثابت السماحية للسيلكون:

$$C = \frac{(2.25 \times 10^{-10}) (8.854 \times 10^{-12}) (11.7)}{10^{-7}} = 0.233 \text{ pF}$$

وبالنسبة إلى سعة الانتشار نستخدم المعادلة:

$$C_{diff} = \frac{dQ}{dV_F} = \frac{d(I_B \tau)}{dV_{BE}} = \frac{\tau q I_B}{kT}$$

وعند جهد انحياز كبير يؤول التيار  $I$  إلى  $I_F = I_B$  ، يعطى بالعلاقة:

$$I_F = I_0 \exp\left(\frac{qV_F}{kT}\right) \quad 6-7$$

وتصبح:

$$\frac{I}{r_c} = \frac{qI_F}{kT}$$

6-8

وحيث إن  $kT/q \approx 26 \text{ mV}$  فإن تياراً كهربياً أمامياً شدته  $1 \text{ mA}$  يعطى مقاومة قدرها  $r_c \approx 26 \text{ } \Omega$  للباعث.

ويلاحظ أن قيمة  $r_c$  لا تعتمد على أبعاد النيطه وعليه فهي صالحة لأي ترانزيستور.

ولحساب قيمة سعة الانتشار، نجد أنه أثناء بقاء الحاملات الأقلية تكون العلاقة بين الشحنات المخزنة والجهد والسعة هي العلاقة المعروفة 5-75.

$$Q = CV$$

وفي الانحياز الأمامي لوصلة الباعث - قاعدة، تعتمد الشحنات المخزنة على قيمة الانحياز الأمامي ( $V_F (= V_{BE})$ )، وتؤول العلاقة السابقة إلى:

$$C_{diff} = \frac{dQ}{dV_F} \quad 6-9$$

تمثل  $Q$  فائض الشحنات المخزنة من الحاملات الأقلية المحقونة في القاعدة،  $C_{diff}$  السعة الكهربية بالانتشار. وهنا لم يؤخذ في الاعتبار القدر المتناهي في الصغر من شحرات محقونة في الباعث لضعفها ويمكن معالجتها إذا لزم الأمر بنفس هذه العلاقات.

يلتزم فائض الحاملات الأقلية بمعدل  $dq/dt$  يتحدد بزمن بقاء هذه الحاملات  $\tau$ .

$$\frac{dq}{dt} = \frac{Q}{\tau} = I_F \quad 6-10$$

وهناك جزء من الإلكترونات المحقونة يعاد التحامها عند القاعدة مولدة بذلك تيار القاعدة  $I_B$ ، الذي يعتبر من أهم تيارات النيطة. كما توجد أيضا تيارات صغيرة ضئيلة مثل تيار التسرب العكسي  $I_{Cp}$  من الشغرات عند وصلة المجمع - قاعدة. ويمثل شكل (٦ - ٨) هذه التيارات المختلفة التي تنساب في الترانزيستور، وهي:

التيار الإلكتروني الكلي المنبعث من الباعث.  $I_{En}$   
 جزء من التيار الإلكتروني الكلي المنبعث من الباعث ويجمع بالمجمع.  $I_{Cn}$   
 الجزء المتبقى من التيار الإلكتروني الكلي المنبعث من الباعث وينساب في القاعدة كتيار التتام.  $I_{En} - I_{Cn}$   
 مركبة الشغرات في تيار القاعدة وينتج عن حقن الشغرات من الباعث إلى القاعدة.  $I_{Ep}$   
 مركبة الشغرات في تيار التسرب الكلي بين المجمع والقاعدة.  $I_{Cp}$

وإذا كانت الأسهم داخل الترانزيستور تشير إلى اتجاه الإلكترونات والشغرات فإن اتجاه التيار الكهربى يكون عكس ذلك كما تبينه الأسهم خارج الترانزيستور.

### (٦-٦) وسائط (بارامترات) الترانزيستور Transistor Parameters

قد يعمل الترانزيستور في طور التشغيل النشط، كما جاء في شكل (٦ - ٣). وفيه تشارك القاعدة كل من دخل الدائرة بين الباعث والقاعدة وخرج من الدائرة بين المجمع والقاعدة، يعرف هذا النسق من التوصيل بنسق القاعدة المشتركة.

لإيجاد وسائط الترانزيستور في هذا النسق، نعرف أن تيار المجمع  $I_C$  يتألف من الجزء  $\alpha_0$  من تيار الباعث  $I_E$  إضافة إلى تيار التسرب العكسي  $I_{CBO}$ ، أى أن:

$$I_C = \alpha_0 I_E + I_{CBO} \quad 6-12$$

تعرف  $\alpha_0$  بمعامل الكسب للترانزيستور في نسق القاعدة المشتركة عند تغيرات طفيفة في الجهد والتيار. ويتفاضل هذه المعادلة نحصل على:

$$\alpha_0 = \frac{\delta I_C}{\delta I_E} \bigg|_{V_{CB}} \quad 6-13$$

حيث إن التيار المار نتيجة الالتئام بين فانض الإلكترونات المحقونة (من الباعث) والحاملات الأعلية من الشغرات (في القاعدة) هو تيار القاعدة  $I_B$  وذلك تحت تأثير انحياز أمامى عند وصلة الباعث - قاعدة.

لاستبدال قيمة  $I_B$  المجهولة بقيمة تيار المجمع  $I_C$  المعروفة نطبق علاقة معامل الكسب  $\beta$  حيث:

$$\beta = \frac{I_C}{I_B}$$

$$C_{diff} = \frac{\tau q I_C}{k T \beta}$$

$$C_{diff} = \frac{(1 \times 10^{-6}) (0.5 \times 10^{-3})}{(26 \times 10^{-3}) (150)} = 128 \text{ pF}$$

يوضح هذا المثال مدى كبر سعة الانتشار مقارنة بقيمة سعة الضوب وتكون النسبة بينهما:

$$\frac{C_{diff}}{C_{dep}} = \frac{128}{0.233} \approx 549.3$$

### (٥-٦) مركبات التيار Current Components

هناك تيارات عديدة تسرى في الترانزيستور عند تشغيله وللتعرف عليها، نفترض أن شكل (٦ - ٧) يمثل رسماً لنطاق الطاقة في الترانزيستور ( $n p n$ ) وهو في حالة اتزان حرارى، شكل (٦ - ١٧) وفي حالة تشغيل نشط، شكل (٦ - ٧ ب) الذى يلاحظ فيه انخفاض حاجز الجهد عند وصلة الباعث - قاعدة عن مثيلها في حالة الاتزان الحرارى، بسبب تأثيرها بجهد الانحياز الأمامى. يؤدي ذلك إلى حقن إلكترونات في القاعدة وحقن شغرات في الباعث. إذا كانت القاعدة رقيقة السمك فلإن الإلكترونات المحقونة فيها تنتشر عبرها حتى تصل إلى وصلة المجمع - قاعدة التي تكون تحت تأثير جهد انحياز عكسى أدى إلى بثر طاقة فتسقط فيه الإلكترونات (يلاحظ أنه عند دفع حاملات شحنة ما نحو بثر طاقة فإن الإلكترونات تسقط نحو قاع البثر بينما الشغرات تطفو إلى السطح).



وحيث إن:

$$6-14$$

$$I_E = I_C + I_B$$

وبقاء  $I_B > 0$ ، تصبح  $I_C < I_E$  ومنها  $\alpha_0 < 1$ .

يلعب تيار القاعدة دورا هاما في عمل الترانزيستور في هذا النسق وهناك عوامل تسهم في تيار القاعدة منها:

(أ) الشحنات المحقونة من القاعدة إلى الباعث.

(ب) الشحنات الملتزمة (الملتزمة) في القاعدة.

تقودنا دراسة العامل (أ) إلى استنتاج معامل كفاءة الباعث.

بينما يمكننا العامل (ب) من حساب قيمة عامل النقل في القاعدى.

### معامل كفاءة الباعث (Emitter Efficiency) $\gamma$

يعرف هذا المعامل بأنه النسبة بين التيار الإلكتروني  $I_{En}$  المحقون من الباعث إلى التيار الكلى  $I_E$  فيه. ويمكن حسابه من العلاقة:

$$6-15 \quad I_E = I_{En} + I_{Ep}$$

$$6-16 \quad \gamma = \frac{I_{En}}{I_E} = \frac{I_{En}}{I_{En} + I_{Ep}} = \text{معامل كفاءة الباعث}$$

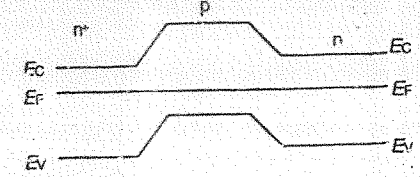
إذا كان الترانزيستور من النوع  $n^+pn$  فإن  $I_{Ep} < I_{En}$  وتصبح:

$$6-17 \quad \gamma = 1 - \frac{I_{Ep}}{I_{En}}$$

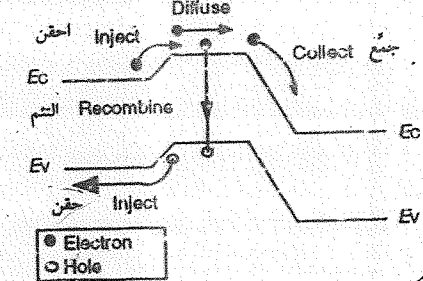
وبذلك تكون  $\gamma \leq 1$ . وتطبيق علاقات المقوم الثنائى عند وصلة الباعث - قاعدة، يمكن حساب قيمة شدة تيار الشفريات  $I_p$  المحقون من القاعدة إلى الباعث من العلاقة:

$$6-18 \quad I_p = I_{Ep} = \left( \frac{qD_p p_{no} A}{L_p} \right) \left[ \exp\left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right]$$

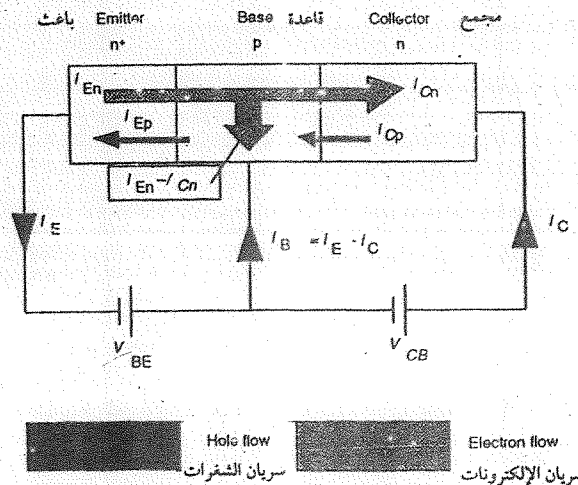
(أ) توازن حرارى Thermal equilibrium



(ب) طور نشط (Active mode) انتشار Diffuse



شكل (٦-٧) تخطيطات لنطاق الطاقة في الترانزيستور



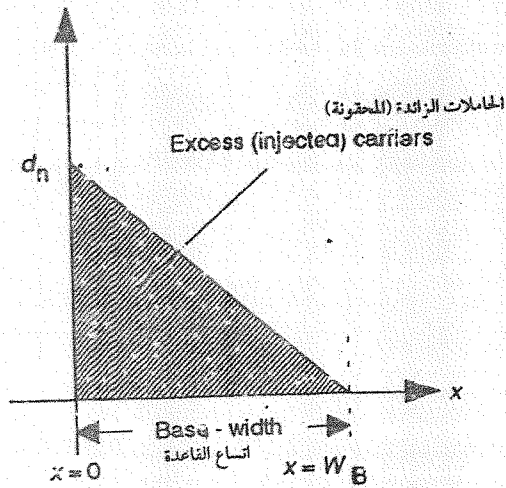
شكل (٦-٨) مركبات التيار الكهربى في الترانزيستور



حيث  $\delta n$  فائض كثافة الشحنة المحقونة عند وصلة الباعث - قاعدة عند  $x = 0$ .  
ولكن مما سبق نجد أن:

$$I_{En} = \gamma I_E \quad 6-24$$

$$I_{Cn} = \alpha_T I_{En} = \alpha_T \gamma I_E \quad 6-25$$



شكل (٦-٩) فائض شحنات القاعدة

ويكون الفرق بين هاتين العلاقتين هو تيار الالتئام  $I_B (recomb)$ :

$$I_B (recomb) = I_{En} - I_{Cn} = (1 - \alpha_T) \gamma I_E \quad 6-26$$

إضافة إلى ذلك يمكن تعيين كل من تيار الباعث  $I_E$  وتيار القاعدة  $I_B$  من العلاقات:

$$I_E = \frac{q_{base}}{\tau_{TR}} \quad 6-27$$

حيث  $A$  مساحة الوصلة،  $L_{pE}$  طول الانتشار للشغرة في الباعث.

كما يعطى تيار الحقن الإلكتروني  $I_n$  من الباعث إلى القاعدة بالعلاقة:

$$I_n = I_{En} = \left( \frac{q D_n n_{p0} A}{W_B} \right) \left[ \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right] \quad 6-19$$

حيث تمثل  $W_B$  الاتساع الفعال لسمك القاعدة. من هذه العلاقات يمكن استنتاج قيمة  $\gamma$  في الترانزيستور ( $npn$ ) على الصورة:

$$\gamma = 1 - \frac{D_p p_{n0} W_B}{D_n n_{p0} L_{pE}} \quad 6-20$$

وبدلالة درجات إشابة القاعدة  $N_A$  وإشابة الباعث  $N_D$  يمكن التعبير عن معامل كفاءة الباعث  $\gamma$  على الصورة:

$$\gamma = 1 - \frac{D_p N_A W_B}{D_n N_D L_{pE}} \quad 6-21$$

تؤكد هذه النتيجة ما سبق التنويه عنه وهو أن تحسين عمل الباعث يتطلب إشابة عالية للباعث وإشابة خفيفة للقاعدة مع تصغير اتساعها إلى حد ما. أي الوصول بالقدار  $(N_A W_B / N_D)$  إلى أدنى قيمة ممكنة له، بذلك تقترب كفاءة الباعث  $\gamma$  من الوحدة.

### (٦-٨) عامل نقل القاعدة Base Transport Factor

يعرف هذا المعامل  $\alpha_T$  بالنسبة بين التيار الإلكتروني  $I_{Cn}$  الواصل للمجمع إلى التيار الإلكتروني الكلي  $I_{En}$  المنبعث من الباعث:

$$\alpha_T = \frac{I_{Cn}}{I_{En}} \quad 6-22$$

وهو مؤشر لنسبة الفاقد من التيار المحقون داخل القاعدة من جراء عمليات الالتئام (إعادة الالتئام) داخلها. وبالاستعانة بشكل (٦-٩) يمكن حساب فائض الشحنات الإلكترونية  $q_{base}$  المختزنة في القاعدة الرقيقة السمك وذلك من العلاقة:

$$q_{base} = \frac{q \delta n A W_B}{2} \quad 6-23$$

وكذلك يرتبط طول الانتشار  $L_n$  بزمن حياة الحاملات  $\tau_B$  من خلال العلاقة:

$$\tau_B = \frac{L_{nB}^2}{2D_n} \quad 6-34$$

بالتعويض عن هذين الزمنين في العلاقة نحصل على صورة أخرى للمعامل  $\alpha_T$  وهي:

$$\alpha_T = 1 - \frac{W_B^2}{2L_{nB}^2} \quad (\text{عامل نقل القاعدة}) \quad 6-35$$

وتدلنا هذه العلاقة إلى أنه للحد من عمليات إعادة الانتحار والالتصاق في منطقة القاعدة يلزم اختزال سمك القاعدة  $W_B$  وزيادة طول الانتشار  $L_{nB}$  للحاملات الأقلية فيها، تأكيداً لما جاء من قبل.

وكذلك يرتبط كل من زمن حياة الحاملات الأقلية  $\tau_B$  والزمن العابر للشحنات في تخطيطها للقاعدة  $\tau_{TR}$  بتكبير التيار  $\beta$  في نسق الباعث المشترك للترانزيستور بالعلاقة:

$$\beta = \frac{I_C}{I_B} = \frac{\tau_B}{\tau_{TR}} \quad 6-36$$

وذلك بفرض أن إعادة التلاحم والتسام الحاملات الأقلية من إلكترونات في منطقة القاعدة هي الآلية الغالبة فيها.

مثال هام (٦ - ٤):

استنتج العلاقة بين تكبير التيار  $\alpha_0$  في نسق القاعدة المشتركة ومعامل التكبير  $\beta$  في نسق الباعث المشترك في الترانزيستور.

الحل:

عند التغيرات الصغيرة في شدة التيار، كانت كل من:

$$I_B = \frac{q_i(\text{base})}{\tau_B} \quad 6-28$$

حيث تمثل  $\tau_{TR}$  زمن عبور الإلكترونات للقاعدة.  $\tau_B$  زمن حياة الحاملات الأقلية في القاعدة. بالتعويض عن هذه القيم في المعادلة (6-26) ومع الافتراض أن  $\gamma$  يمكن أن تتحول إلى الوحدة نحصل على عامل نقل في القاعدة:

$$\alpha_T = 1 - \frac{\tau_{TR}}{\tau_B} \quad (\text{عامل نقل القاعدة}) \quad 6-29$$

وللحصول على قيمة هذا المعامل بدلالة سمك القاعدة  $W_B$  وطول الانتشار  $L_{nB}$  للإلكترون، يمكن الاستعانة بعلاقة تيار انتشار الإلكترونات:

$$I_n = q D_n A \left. \frac{d\delta n}{dx} \right|_{x=0} = I_{En} \quad 6-30$$

بالرجوع إلى شكل (٦ - ٩)، نجد أن ميل الخط:

$$\frac{d\delta n}{dx} = \frac{\delta n}{W_B} \quad 6-31$$

وبفرض جودة الباعث ( $\gamma = 1$ ) يمكن كتابة المعادلة (6-30) في صورة:

$$I_E = \frac{q D_n \delta n A}{W_B} \quad 6-32$$

باستخدام العلاقات (6-23)، (6-27)، (6-32) يمكن التوصل إلى:

$$\tau_{TR} = \frac{W_B^2}{2D_n} \quad 6-33$$

مثال (٦ - ١):

ترانزستور (npn) في نسق القاعدة المشتركة. فيه.

$N_D$	=	$5 \times 10^{17}$	$\text{cm}^{-3}$	إشابة الباعث
$N_A$	=	$1 \times 10^{17}$	$\text{cm}^{-3}$	إشابة القاعدة
$W_B$	=	$1 \times 10^{-4}$	cm	سمك القاعدة
$D_n = D_p$	=	20	$\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$	معامل الانتشار

احسب معامل تكبير التيار  $\alpha_0$  في نسق القاعدة المشتركة ومعامل تكبير التيار  $\beta$  في نسق الباعث المشترك. إذا كان زمن حياة الحاملات الأقلية من الإلكترونات والشغرات هو،  $10^{-6}$  s.

الحل:

$$L = \sqrt{D\tau}$$

$$\therefore L_n = L_p = \sqrt{20 \times 10^{-6}} = 44.7 \text{ } \mu\text{m}.$$

في نسق القاعدة المشتركة للترانزستور ترتبط الكميات  $\alpha_0$ ،  $\gamma$ ،  $\alpha_T$  بالعلاقة:

$$\alpha_0 = \gamma \alpha_T \quad 6-40$$

$$= \left(1 - \frac{D_p N_A W_B}{D_n N_D L_{PE}}\right) \left(1 - \frac{W_B^2}{2L_{nB}^2}\right) \quad 6-41$$

$$= \left(1 - \frac{(20)(10^{17})(10^{-4})}{(20)(5 \times 10^{17})(44.7 \times 10^{-4})}\right) \left(1 - \frac{(10^{-4})^2}{2(44.7 \times 10^{-4})^2}\right)$$

$$= 0.9953$$

وبذلك تصبح:

$$\beta = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} = 211.8$$

$$\beta = I_C / I_B \quad 6-1$$

$$\alpha_0 = I_C / I_E \quad 6-13$$

$$I_E = I_C + I_B \quad 6-14$$

وبذلك تصبح

$$\alpha_0 = \frac{I_C}{I_C + I_B} = \frac{I}{1 + (I_B / I_C)} \quad 6-37$$

$$\alpha_0 = \frac{\beta}{\beta + 1} \quad 6-38$$

$$\beta = \frac{\alpha_0}{1 - \alpha_0} \quad 6-39$$

مثال (٦ - ٥):

ترانزستور (npn) ثنائي القطب من السيليكون، فيه إشابة القاعدة  $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ . إذا كان معامل انتشار الإلكترون في القاعدة  $10 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$  وزمن حياة الإلكترون  $10^{-6}$  s. احسب سمك القاعدة اللازم للحصول على عامل انتقال القاعدة 0.997.

الحل:

$$\alpha_T = 1 - \frac{W_B^2}{2L_{nB}^2} = 1 - \frac{W_B^2}{2D_n\tau_B}$$

$$0.997 = 1 - \frac{W_B^2}{(2)(10) \times (10^{-6})}$$

ومنه:

$$W_B = 2.53 \text{ } \mu\text{m}$$

# الإلكترونيات البصرية

## مقدمة

برز التفاعل بين الفوتونات الضوئية وأشباه الموصلات كحقيقة علمية فتحت أفقا رحبة أمام علم الفيزياء عامة وأشباه الموصلات بشكل خاص. وأخذت أهمية الفوتونات تتعاظم على حساب كل من الإلكترونات والشغرات لما لديها من خصائص تجعلها قادرة على أن تحمل محل ناقلات الشحنة التقليدية. فالأجزاء المختلفة للدارات الكهربية تتصل ببعضها عن طريق مسالك وممرات وطبقات عديدة فلزية وسباتك أو موصل سيليكوني. هذه الوصلات البينية تحمل الجهود والإشارات الكهربية من مصادرها الخارجية إلى الرقاقة وبالعكس، من الرقاقة إلى الوسط الخارجي على سندات ربط تتصل عند أطرافها بأرجل معدنية مثبتة في السطح الخلفي للرقاقة. إذا مر تيار كهربي عالي الكثافة من إلكترونيات أو شغرات في هذه الوصلات البينية فإنه يدمرها. السبب في ذلك هو كبر كمية الحركة لهذه الحاملات، فعند السرعات الكبيرة لها يحدث انتقال لكميات الحركة إلى الشبكة البلورية للوصلات البينية فتدمرها أو تسبب في دوائر مقصورة بين مسالك متجاورة. على النقيض من ذلك تتميز الفوتونات بكميات حركة ضئيلة فإذا حلت كثافة عالية من الفوتونات تتحرك في دليل موجي محل الكثافة العالية من حاملات الشحنة أمكن تجنب هذه المشاكل في الدارات الكهربية.

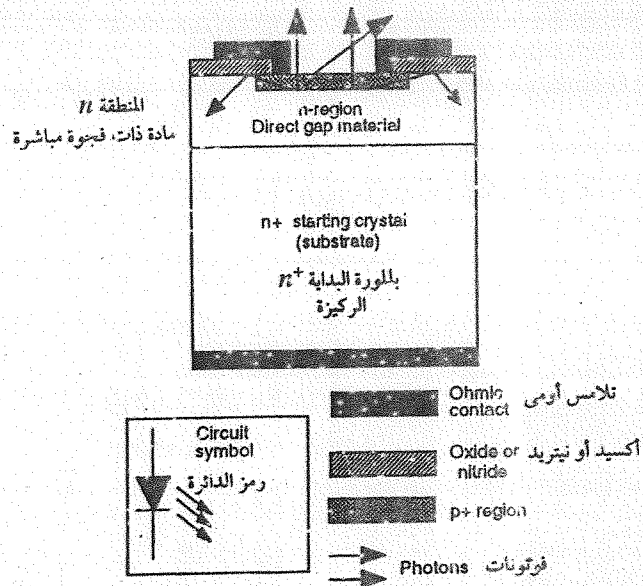
إضافة إلى ذلك حين يمر تيار كهربي عالي التردد من الإلكترونات أو الشغرات، تُشع طاقة تتناسب مع الأس الرابع للتردد. وتنشأ بذلك مشاكل عديدة من التقاط الطاقة المشعة بكافة الوصلات البينية المجاورة وتداخل المعلومات وحدوث التشويش.

ويمكن التغلب على مثل هذه المشاكل باستخدام تيار فوتوني بتردداته العالية، يمر في أدلة أو موجهاً موجية، تصنع بحيث تختزل التشويش بكفاءة عالية، ويكون بذلك اللفظ الضوئي أقل بكثير من نظيره الكهربي.

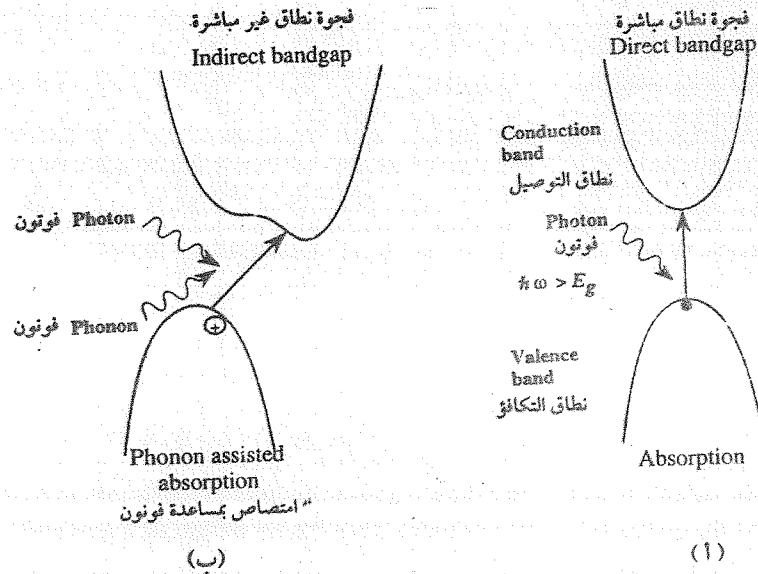
يعرف فرع العلوم المبني على تفاعل الفوتونات البصرية مع أشباه الموصلات «بالإلكترونيات البصرية»، وأهم تطبيقاته هي:

١- الذاكرة، حيث تخزن المعلومات رقمياً على أقراص بصرية مدمجة ويمكن قراءتها باستخدام ليزر الحالة الجامدة. وقد أحدثت هذه التقنية ثورة في طرق تسجيل الأصوات والموسيقى والمعلومات.

٢- الاتصالات البصرية، وقد أدت إلى دفع مجالات البحوث في فيزياء أشباه الموصلات وتطويرها.



شكل (١-٨) التركيب الأساسي للثنائي الباعث للضوء LED



شكل (٢-٨) فجوة الطاقة في حالتها الانتقالية المباشر بامتصاص فوتون (١)، والانتقال غير المباشر بامتصاص فوتون وفونون، وذلك عند انتقال إلكترون من نطاق التكافؤ إلى نطاق التوصيل (ب).

٣- الشبكات المحلية باتصال عدد من الحاسبات والتليفونات ببعضها البعض اتصالاً بصرياً وتقوم بتبادل المعلومات المختلفة.

٤- النشر والطباعة بالاستعانة بالطابعة الليزرية.

٥- عمليات التوجيه والتحكم في مجال أسلحة الليزر الموجهة، والتحكم في الطائرات التي تطير بدون طيار.

وهكذا أصبح شائماً استخدام الفوتونات بدلاً من الإلكترونات في الوصلات البينية للرقائق الإلكترونية، وفي دوائر القطع والوصل وما إلى ذلك. وتنقسم بنيطات الإلكترونيات البصرية إلى:

أ- بنيطات تحول التيار الكهربى إلى ضوء، منها الثنائي الباعث للضوء (LED) والثنائي الليزر (LD).

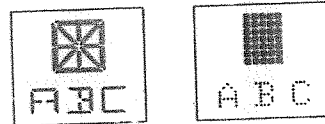
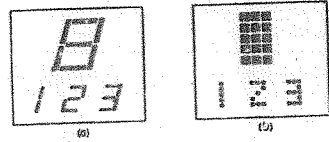
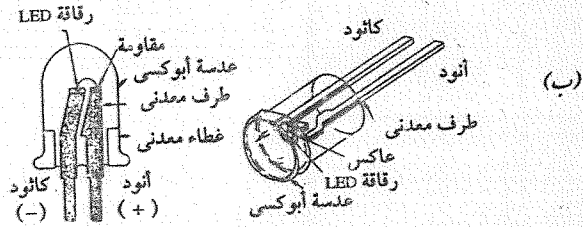
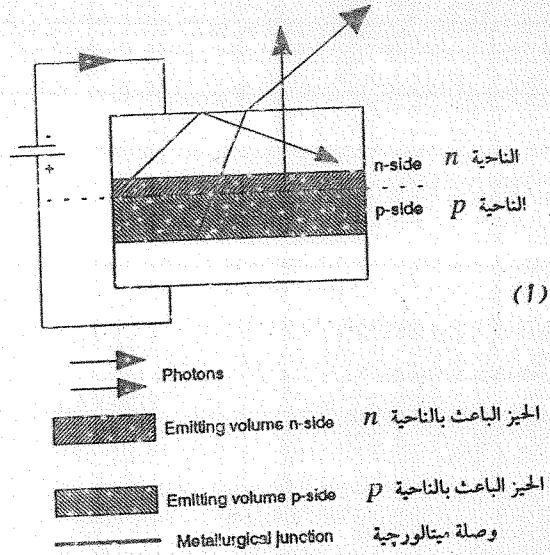
ب- بنيطات تحول النبضات الضوئية إلى تيار كهربى، منها كاشفات الضوء والخلايا الضوئية.

وفيما يلي سوف نستعرض بالتفصيل هذه البنيطات المختلفة.

### (١-٨) الثنائي الباعث للضوء (LED) The Light Emitting Diode

يبين شكل (١-٨) تخطيطاً لتركيبة الثنائي المشع للضوء مع الرمز الكهربى المميز له. تصنع هذه البنيطة من شبه موصل فيه فجوة الطاقة ذو انتقال مباشر، للحصول على كفاءة إشعاع فوتونى مناسب، إلا أنه يمكن لمثل هذه البنيطة أن تعمل بكفاءة إشعاع منخفض إذا صنعت من شبه موصل يضم فجوة طاقة ذو انتقال غير مباشر، شكل (٢-٨).

تكمُن آلية انبعاث الفوتونات من هذه البنيطة فيما يعرف بالضياءية الكهربائية بالحقن. وإتمام هذه العملية يتطلب الأمر ضخ قدر وفير من الإلكترونات في منطقة تعج بوفرة من الشغرات (أو العكس) فيحدث العديد من إعادة الالتصام بين نوعى الشحنتين وتنبعث نتيجة لذلك فوتونات. ويبين شكل (١٣-٨) ما يحدث حول منطقة وصلة الثنائى، وفيه نلاحظ أنه نتيجة لتفوق طول الانتشار للإلكترون عما هو فى الشاغرة، تكون رقعة انبعاث الفوتونات ناحية  $p$  من الوصلة أكبر مما هى عليه ناحية  $n$ ، وقد وجد أنه عند تصنيع البنيطة LED يكون من الأفضل الحصول على التركيبية  $n^{++}p$  حيث يعمل التلاص مع  $n^{++}$  على حقن قدر وافر من الإلكترونات نحو الرقعة  $p$



شكل (٣-٨)  
 (أ) مقطع من نبيطة LED قرب الوصلة  
 (ب) نماذج للنبيطة LED المصنعة  
 (ج) استخدامات النبيطة في كتابة الأرقام والحروف

ليحدث فيها إعادة الالتئام، كما يعمل طول الانتشار للإلكترون على زيادة حجم منطقة الانبعاث على الجانب  $p$  من الوصلة، وهذه صورة مبسطة للغاية لترتيب نبيطة LED. في شكل (٨-٣) نماذج لشكلها بعد التصنيع. وتطبيقاتها، شكل (٨-٣) وفي الواقع يلزم الأخذ في الاعتبار كفاءة انبعاث الفوتون في نوعي شبه الموصل  $n$ ،  $p$ ، إلا أنه صار معتادا أن يكون هناك في الغالب حجم انبعاث فوتوني في ناحية واحدة من الوصلة، وينطبق ذلك على نبيطات الليزر أيضا.

مثال ٨-١ :

نقل إلكترون من قمة نطاق التكافؤ إلى قاع نطاق التوصيل في السيليكون بامتصاص فوتون. احسب التغير في كمية حركة الإلكترون. وهل يمكن للفوتون أن يد بهذا الفرق في كمية الحركة؟

الحل :

تقع النهاية الصغرى لنطاق التوصيل في السيليكون عند الإحداثيات  $k = \frac{2\pi}{a} (0.85, 0, 0)$ . وتقع قمة نطاق التكافؤ عند  $k = 0$ ، بذلك يكون التغير في كمية الحركة :

$$\begin{aligned} \Delta P &= \hbar \Delta k = \hbar \frac{2\pi}{a} (0.85) \\ &= (1.05 \times 10^{-34}) \left( \frac{2\pi}{5.43 \times 10^{-10}} \right) \\ &= 1.03 \times 10^{-24} \text{ kg ms}^{-1} \end{aligned}$$

والفوتون الذي له طاقة مساوية لفجوة طاقة السيليكون يمكن أن يد بكمية حركة قدرها :

$$\hbar k_{ph} = \hbar \frac{2\pi}{\lambda}$$

وبالنسبة لفجوة طاقة السيليكون  $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$  :

$$\therefore \hbar k_{ph} = \frac{1.05 \times 10^{-34} \times 2\pi}{1.06 \times 10^{-6}} \approx 6 \times 10^{-28} \text{ kg ms}^{-1}$$



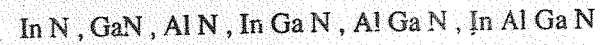
وهي كمية تحرك صغيرة جدا لا تحدث التغير الحادث، ويلزم لذلك قدر إضافي من كمية تحرك ذبذبة الشبكة لحدوث الانتقال، وهذا هو ما يعرف بالانتقال غير المباشر في فجوة الطاقة.

## (٢-٨) المواد اللازمة لتصنيع الثنائي الباعث للضوء

### Materials for Light Emitting Devices

تحدد فجوة الطاقة في أشباه الموصلات المستخدمة في هذه النيبطات، طاقة الفوتون المنبعث منها. فإذا أريد تصنيع نبيطة LED تبعث بفوتونات في مدى يمتد من الأشعة تحت الحمراء إلى الأشعة فوق البنفسجية من الطيف الكهرومغناطيسي، لزم البحث عن مواد مختلفة. إلا أنه ليست هناك الآن منظومة أحادية يمكنها أن تغطي هذا المدى من الطاقة على الرغم من أن نيتريدات المجموعتين الثالثة والخامسة تقرب من ذلك.

كما أن أغلب ما يستعمل بكثرة في المجموعتين الثانية والسادسة من أشباه الموصلات ذات الانتقال المباشر مثل المركبات Zn Te، Zn Se وغيرهما تكون تلقائياً مشابهة بأى من نوعي الإشابة  $p$  أو  $n$  ولا تقبل أن يعكس نوعها بزيادة الإشابة لأسباب معقدة ورغم ذلك أمكن تصنيع نيبطات تبعث بالضوء الأزرق وأخرى تبعث بالليزر بصعوبة بالغة باستخدام مركبات من المجموعتين الثانية والسادسة، وأيضاً من نيتريدات المجموعتين الثالثة والخامسة وسبائكهما مثل،



وتبقى فجوة الطاقة ذات انتقال مباشر لأى تركيز في مركبات هذه النيتريدات وتساوى 2 eV في المركب In N، 3.3 eV في المركب Ga N أما المركب In Ga N فيمكنه تغطية معظم ألوان الطيف المرئي.

مثال ٢-٨ :

ما مدى الأطوال الموجبة للفوتونات المنبعثة من نبيطة باعثة للضوء مصنعة من شبه الموصل In Ga N. وما الألوان الصادرة منها ؟

الحل :

إذا فرض أن هناك تركيزاً واحداً من مركب شبه الموصل المستخدم في النبيطة على النحو التالي :



فإن هذه المنظومة سوف تبعث بضوء أحادي الموجة.

أما إذا نخيلنا النبيطة وقد صنعت من طبقات متدرجة بحيث تتغير المادة وريداً رويداً من Ga N إلى In N في أى ناحية من الوصلة في سبيكة In Ga N، بات على الحاملات الأقلية المحقونة أن تجتاز كل هذه الطبقات كي يتسنى إنتاج فوتونات تغطي كافة الأطوال الموجية في الضوء المرئي بكفاءة. فتنبعث ناحية أقصر طول موجي والمناظر الأكبر فجوة طاقة ومقدارها 3.3 eV للمركب Ga N، فوتونات طولها الموجي 376 nm وتقع في منطقة الأشعة فوق البنفسجية. أما في ناحية المركب In N ذات فجوة الطاقة 2 eV فتنبعث فوتونات بطول موجي 620 μm للون البرتقالي. لحساب هذه الأطوال تستخدم العلاقة المعروفة بين الطاقة (E) بوحدات eV وطول الموجة λ بالميكرون، وهي :

$$E [\text{eV}] = \frac{1.24}{\lambda [\mu\text{m}]}$$

نستنتج مما سبق أن تصنيع النبيطة LED يكون من أشباه الموصلات ذات فجوة الطاقة المباشرة، إلا أنه يصعب تحقيق ذلك على المستوى التجاري. ولمعرفة المواد التي يمكن الحصول عليها لتصنيع النبيطة LED بصورة واقعية نبدأ بتلك التي تبعث بفوتونات في المنطقة تحت الحمراء والتي تتميز بكبير الطول الموجي وهي منظومة Al Ga As/Ga As، ففيها يمكن إشابة أى من النوعين  $p$ ،  $n$ . وتبقى فجوة الطاقة في شبه الموصل Al Ga As ذي انتقال مباشر حتى درجة معينة من تركيز الألومنيوم Al وهو بذلك يكون باعثاً جيداً للفوتونات. فإذا علمنا أن قيمة فجوة الطاقة في مركب Ga As تساوى 1.43 eV عند درجة حرارة الغرفة، كان الطول الموجي للفوتونات المنبعثة في حدود 880 μm. عند زيادة نسبة الألومنيوم في السبيكة  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  تزداد فجوة الطاقة في شبه الموصل وتتحول من الانتقال المباشر إلى الانتقال غير المباشر عند  $x=0.44$  وتصبح قيمتها 1.82 eV فتنبعث عندئذ بفوتون طول موجي 633 nm في مدى اللون الأحمر من الطيف المرئي. يتضح مما تقدم أن منظومة Al Ga As يمكن استخدامها لتصنيع ثنائي باعث للضوء LED يغطي أطوال موجية في المدى من 633 nm - 880 nm أى من المنطقة تحت الحمراء القريبة وحتى المنطقة الحمراء. وبين شكل (٨-٤) اختلافاً في تركيز المركب Al Ga As ناحيتي  $p$ ،  $n$  من الوصلة، وتعرف بالوصلة غير المتجانسة. ويؤدي هذا الاختلاف البسيط إلى كفاءة انبعاث عالية وظهور ضوء أحمر ساطع للنبيطة LED. فالطبقة  $p$ - Al Ga As تحتوى على 40% من وزنها ألومنيوم؛ ولذا فإنها تتميز بانتقال مباشر لفجوة الطاقة. هذه الطبقة هي الباعثة للضوء، وتنتج فوتونات في المدى 650 nm.



رأينا فيما سبق كيفية تولد ضوء أو الكشف عنه باستخدام الوصلة  $p-n$ . وفيما يلي نستعرض كيف يمكن توليد قدرة كهربية من هذه الوصلة المتواضعة. ففي البند (8-5) استخدمت الوصلة  $p-n$  مع انحياز عكسي كموصل ضوئي. وفي الحقيقة يمكن الاستغناء عن هذا الانحياز العكسي، فلو أضيفت الوصلة  $p-n$  عند انعدام الانحياز العكسي تظل آلية فصل الشحنات قائمة، كما هي دون تغير بالقرب من طبقة النضوب وداخلها.

ويمكن ملاحظة الشحنات المتحركة كتيار خارجي للموصل الضوئي، كما يمكن قياس «الجهد الضوئي» الناتج عند طرفي النبيطة. وبين شكل (8-16) منحنيات  $I-V$  المميزة للوصلة  $p-n$  في الموصل الضوئي، عند ثلاثة مستويات إضاءة مختلفة واعتبار الطاقة الضوئية الساقطة أكبر من فجوة الطاقة في شبه الموصل بالنبيطة ويلاحظ أن الوصلة المضاءة تولد فرق جهد ملحوظ عند طرفي النبيطة مع عدم مرور تيار كهربي ويعرف بجهد الدائرة المفتوحة  $V_{oc}$ ، كما تعرف هذه الظاهرة بالظاهرة الفوتوفولائية. تحسب قيمة هذا الجهد من معادلة الثنائي المثالي وهي المعادلة (73-5):

$$I = I_0 \left\{ \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right\}$$

حيث يستعاض عن  $V$  بالقيمة  $V_{oc}$ ، وعن  $I$  بقيمة التيار الضوئي  $I_p$  وتتول العلاقة السابقة إلى:

$$V_{oc} = \frac{kT}{q} \ln \left( 1 + \frac{I_p}{I_0} \right) \quad 8-17$$

يمكن تقدير القيمة القصوى لهذا الجهد إذا وضع في الاعتبار أن جهد الدائرة المفتوحة لا يمكن أن يزيد عن الجهد الداخلي الميت داخليا  $V_{bi}$  في الثنائي وهذا بدوره لا يزيد عن فجوة الطاقة  $E_G$  في شبه الموصل. بذلك نحصل على الارتباط التالي:

$$V_{oc} < V_{bi} < \frac{E_G}{q} \quad 8-18$$

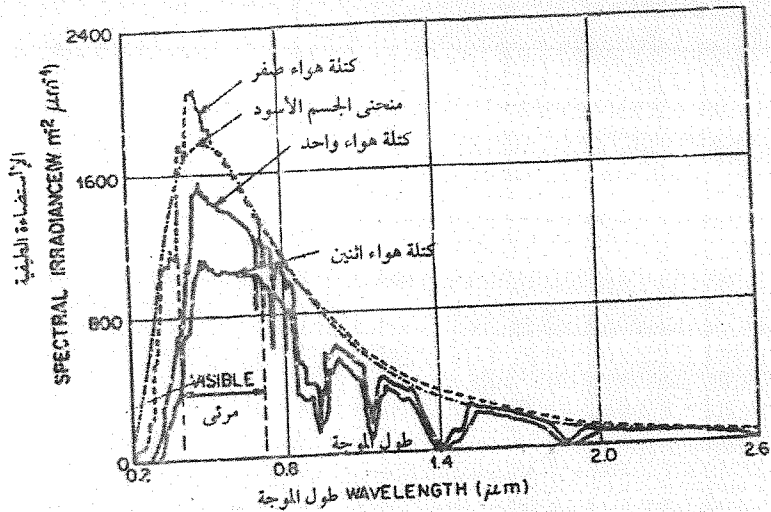
والقيمة النموذجية لجهد الدائرة المفتوحة في الخلية الشمسية السيليكونية أقل من الفولت الواحد. كما أن الخلية الجيدة يمكنها أن تعطي في الدائرة المقصورة تياراً قدره 20 mA أو أكثر لكل سنتيمتر مربع من سطح الثنائي، ويجب الحفاظ على هذه القيم إذا أريد الحصول على قدرة نافعة من الخلية الشمسية، وهذا يتطلب أن تُرَص خلايا عديدة على التوالي لزيادة الجهد وترص خلايا عديدة على التوازي لدعم التيار، ويؤدي ذلك إلى افتراض مساحات شاسعة بالخلايا الشمسية للوصول إلى قدرة كهربية فعالة. وتجب الإشارة في هذا المجال إلى «معامل الكفاية» ولتعريفه نختار من شكل (8-17) واحداً من منحنيات  $I-V$  المميزة عند مستوى إضاءة معين. فيها  $V_{oc}$  يمثل جهد الدائرة المفتوحة،  $I_{sc}$  تيار الدائرة المقصورة وتحدد أقصى قدرة ممكنة، تبعاً لهذه القيم بمستطيل القدرة العظمي المظلل في الشكل وفيه يمثل  $I_m$  قيمة أقصى تيار،  $V_m$  قيمة أقصى جهد تتيحهما الخلية، فيتحدد معامل الإمتلاء بالعلاقة:

$$\text{معامل الامتلاء} = \frac{I_m V_m}{I_{sc} V_{oc}} = \text{Fill Factor}$$

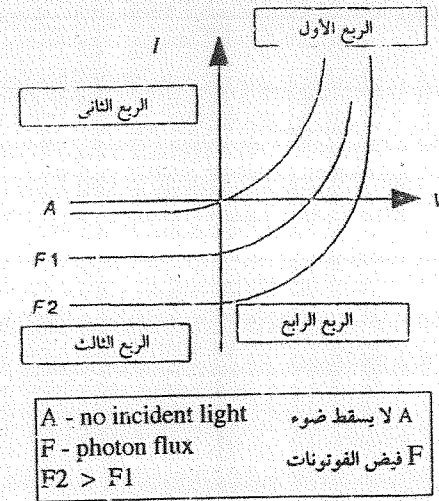
8-19

وتمثل هندسياً بالنسبة بين مساحتي مستطيل القدرة القصوى والجزء المحصور بين المنحني المميز  $I-V$  المحاور.

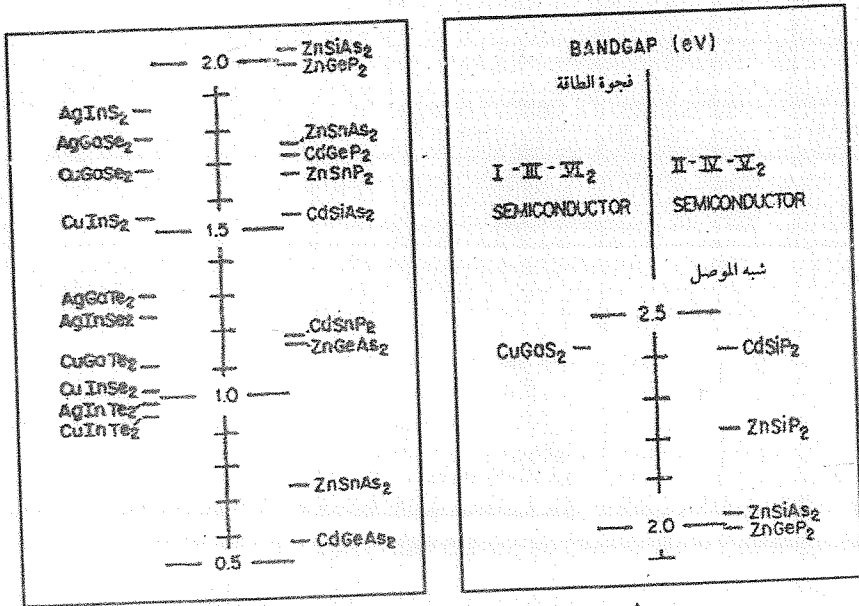
يعتبر تصنيع الخلية الشمسية أمراً بالغ الصعوبة إذا قورن بتصنيع كاشف (موصل) ضوئي. ففي حالة الكاشف الضوئي المعتاد نحتاج فقط إلى فوتون أحادي الموجة للتعرف عليه، فيسهل تصميم الكاشف. أما في حالة الخلية الشمسية فإن ما يسقط عليها من الطيف الشمسي، غير متجانس وتقدر أطوال موجاتها بين  $0.3 \mu m$  إلى  $1.5 \mu m$ ، انظر شكل (8-18)، وهذه القيم لا تناسب الخلايا الشمسية السيليكونية التي تكون غير حساسة لتلك الموجات التي تزيد عن واحد ميكرون والموجات شديدة القصر. وهكذا نجد أن أحد المشاكل المهمة هي أننا نحاول الكشف عن حزمة ضوئية عريضة من الطيف باستخدام شبه موصل ذي فجوة طاقة وحيدة. قد تكون من المهارة تصنيع نبيطة تشمل عدداً كبيراً من أشباه موصلات مختلفة لتغطية أكبر قدر من الطيف الكهرومغناطيسي الشمسي - إلا أن هذه الفكرة تحف بها مشاكل صعبة من وجهة نظر المواد. وإذا اختزل الأمر إلى زوج من وصلات  $p-n$  بات ضرورياً أن تتواءم وإلا اضطرت كفاءة النبيطة.



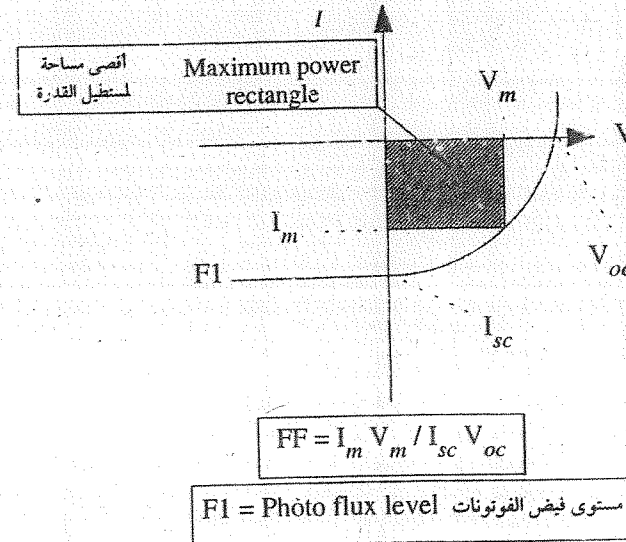
شكل (٨-١١) طيف الإشعاع الشمسي لحالات مختلفة من وزن الهواء



شكل (٨-١٦) منحنيات I-V المميزة لوصلة p-n



جدول (٨-٣) أسماء موصلات مركبة للخلايا الشمسية



شكل (٨-١٧) مستطيل القدرة القصوى وحساب معامل الكفاءة

الحل:

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} = \left\{ (20)(10^{-8}) \right\}^{1/2}$$

$$= 4.5 \mu m$$

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} = \left\{ (12)(10^{-8}) \right\}^{1/2}$$

$$= 3.46 \mu m$$

ولحساب سمك طبقة النضوب تقوم بحساب الجهد الميت:

$$V_{bi} = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_A N_D}{n_i^2} \right)$$

$$= 0.026 \ln \left( \frac{(2 \times 10^{16}) \times (10)^{16}}{(1.5 \times 10^{10})^2} \right) = 0.715 \text{ V.}$$

وتصبح سمك طبقة النضوب:

$$W = \left\{ \frac{2\epsilon_{si}}{q} \left( \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right) \left( V_{bi} + V_R \right) \right\}^{1/2}$$

$$= \left\{ \frac{2(11.9)(8.85 \times 10^{-14})}{1.6 \times 10^{-19}} \left( \frac{12 \times 10^{16} + 1.0 \times 10^{16}}{(2 \times 10^{16})(1.0 \times 10^{16})} \right) (0.715 + 2) \right\}^{1/2}$$

$$= 0.73 \mu m.$$

ويكون التيار الضوئي:

$$I_L = qA G_L (W + L_n + L_p)$$

$$= 0.137 \text{ mA}$$

وعلى الرغم من هذه الصعاب، أمكن تصنيع خلايا متعددة الوصلات باستخدام أشباه موصلات مركبة بدلا من السيليكون، جدول (٨ - ٣). وتلعب كمية الضوء الساقطة على الخلية الشمسية دورا هاما. فعند استخدام السيليكون يتم أسر الضوء إلى داخل سطح البلورة عن طريق طلاء السطح بمادة مانعة للانعكاس، غير أن هذه العملية تكون فعالة فقط لطول موجي محدد. وكوسيلة لآسر أكبر قدر ممكن من الإشعاع الشمسي الساقط على الخلية، أمكن إعداد سطح منمش برفعة الحفر الكيمياء لمستويات ذرية معينة في بلورة السيليكون بهدف تغطية سطح الخلية الشمسية بغمازات هرمية تبعد بعضها عن بعض بإزاحات تقل عن  $100 \mu m$ ، ويسمح ذلك بتوجيه أكبر قدر ممكن من الضوء إلى داخل الخلية. ويتضح كل ذلك في الأشكال (٨ - ١٩). وبالنسبة لتثبيت الأقطاب التي تحمل التيار الضوئي في الخلية، ليست هناك مشكلة في تثبيت القطب الخلفي على السطح غير المعرض للضوء. ولتجنب حجب الضوء عن السطح الأمامي المعرض للضوء، صمم القطب الأمامي على هيئة أصابع فلزية رقيقة، تثبت عبر السطح الأمامي وهذه الأصابع تتصل بقضيب سيار سميك كموصل جيد للكهرباء عند طرف الخلية، ويتضح ذلك في شكل (٨ - ٢٠).

مثال (٨ - ٦):

وصلة  $p-n$  سيليكونية طويلة انحيازها العكسي  $2 \text{ V}$ . وفي نبطة صفاتها

كالتالي:

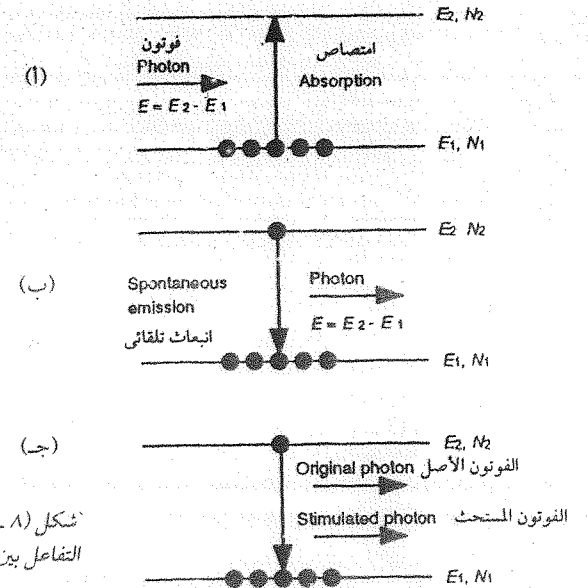
$A = 10^4$	$\mu m^2$	مساحة مقطع الثنائي
$N_A = 2 \times 10^{16}$	$cm^{-3}$	إشابة الناحية $p$
$N_D = 10^{16}$	$cm^{-3}$	إشابة الناحية $n$
$D_n = 20$	$cm^2/s$	معامل انتشار الإلكترون
$D_p = 12$	$cm^2/s$	معامل انتشار الشفرة
$\tau_n = 10^{-8}$	s	زمن حياة الحاملات الأقلية من الإلكترونات
$\tau_p = 10^{-8}$	s	زمن حياة الحاملات الأغلبية من الشفرات
$G_i = 10^{22}$	$cm^{-3} s^{-1}$	معدل إعادة الالتئام من الإلكترونات والشفرات

احسب التيار الضوئي.

## The Semiconductors Laser

أصبح الليزر بشكل عام وليزر أشباه الموصلات بشكل خاص مألوفاً بين الناس في المجتمعات المتقدمة. فآداة توليد الليزر من شبه الموصل خرجت من معامل الأبحاث إلى حيث التطبيقات العامة في سنوات قليلة. وأخذت هذه النيطة طريقها إلى مسجل الأقراص المدمجة وفي طابعات الكمبيوتر وأنظمة الاتصال البصرية وداخل قاعات الدروس في صورة مؤشر يستخدمه المحاضر.

ولكن ما هو الليزر؟ والإجابة على هذا السؤال، نجدها في مجلدات خاصة بهذا الموضوع إلا أننا نعرض لها في هذا المجال بصورة مبسطة وبالقدر الذي يتيح لنا استكمال موضوع الكتاب. وكلمة الليزر من مرادفها الإنجليزي LASER اشتقت من: "Light Amplification by Stimulated Emission Radiation" وتعني «تضخيم الضوء بأنبعاث أشعة ضوئية مستحثة»، وذلك في ذرة ما. وفي شكل (٨-٢٤) تمثيل



شكل (٨-٢٤) العمليات البصرية وآليات التفاعل بين فوتون ومستويات ذرة مستثارة

حالات مختلفة لآليات تفاعل فوتون ضوء مع مستويات ذرة مستثارة، كما تخيلها أينشتين. تمثل  $E_1$  حافة نطاق التكافؤ،  $E_2$  حافة نطاق التوصيل في شبه موصل ذات فجوة طاقة مباشرة وهي الحالة التي سوف نتناولها في هذا الفصل.

من المعروف في الذرة المستثارة أنه إذا هبط إلكترون من مستوى الطاقة  $E_2$  إلى المستوى  $E_1$  ينبعث فوتون ضوء. والصبر المختلفة للعمليات الضوئية يمكن تلخيصها بالاستعانة بالأشكال التالية:

١ - الشكل (٨-٢٤) يمثل امتصاص فوتون ذي طاقة  $h\nu_{21} = E_2 - E_1$  ليحفز إلكترون ما في المستوى  $E_1$  ليقفز إلى المستوى  $E_2$ .

٢ - شكل (٨-٢٤ب)، سقوط هذا الإلكترون من المستوى  $E_2$  عائداً إلى مستواه  $E_1$  يتسبب في انبعاث تلقائي لفوتون ذي طاقة  $h\nu_{21} = E_2 - E_1$ .

٣ - شكل (٨-٢٤ج)، يتولد فوتون ذو طاقة  $(E_2 - E_1)$  في عملية انبعاث تلقائي ويتقدم ليجد إلكترون في المستوى  $E_2$  ونتيجة لتماثل طاقة الفوتون «المثير» مع فرق مستوى الطاقة  $(E_2 - E_1)$  فإنه يحفز هذا الإلكترون ليسقط إلى مستواه الأرضي  $E_1$  مخلفاً فوتوناً مستحثاً دون حدوث امتصاص للفوتون المثير. فيصبح هناك فوتونان لهما نفس الطاقة ومن ثم نفس التردد والطول الموجي خلال عملية تعرف بالتضخيم الفوتوني التي هي أساس تولد الليزر. كما أن الفوتونان يشتركان أيضاً في الاستقطاب والطور والاتجاه.

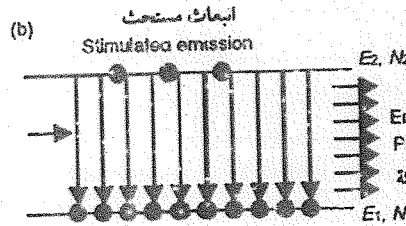
ونجد في شكل (٨-٢٥) وفرة كبيرة من الإلكترونات في المستوى  $E_2$  كما هو في المستوى  $E_1$  فيما يسمى بالإسكان العكسي المقلوب. إذا صادفت هذه الحالة إلكترونات مثيراً، يحدث انهيار إلكتروني من المستوى  $E_2$  إلى المستوى  $E_1$  بواسطة الانبعاث المستثار، ويكون مصحوباً بانبعاث عدد وفير من الفوتونات المتطابقة (أي لها نفس الطور).

وتتطلب عملية تضخيم الضوء، شكل (٨-٢٥ب) أن تظفي عملية الانبعاث المستحث (المستثار) للفوتونات على عمليات الامتصاص. وهذا لا يمكن تحقيقه إلا في حالة التسكين العكسي المشار إليها. وهي بدورها حالة غير طبيعية ولا تحدث تحت ظروف التوازن الحراري إلا إذا كانت منظومة الذرات المستخدمة ذات ثلاثة مستويات للطاقة بدلا من مستويين فقط. فإذا كانت  $N_1$  تمثل كثافة إسكان الشحنة في المستوى  $E_1$

$E_2, N_2$  عكسي

Incoming photon  $E = E_2 - E_1$  قادم

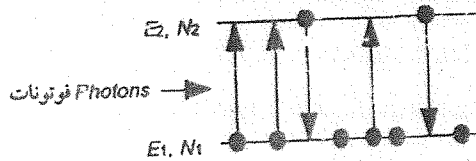
(أ)



(ب)

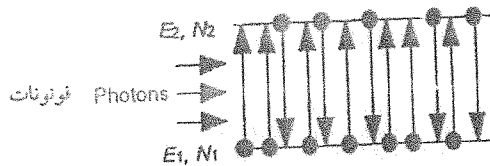
شكل (٢٥ - ٨) عملية التضخم الفوتوني

(أ) Low - photon flux فيض فوتوني منخفض



(أ)

(ب) High - photon flux فيض فوتوني عالي



(ب)

Electrons إلكترونات

شكل (٢٦ - ٨) محاولة توليد إسكان عكسي

$N_2$  تمثلها في المستوى  $E_2$ . شكل (٨ - ٢٦) فإن عملية تضخيم الضوء تعتمد على فرق كثافتى إسكان الشحنة  $(N_2 - N_1)$ . وفي حالة الإتزان الحرارى عند درجة حرارة  $TK$  نجد أن

$$\frac{N_2}{N_1} = \left( \exp - \frac{E_2 - E_1}{kT} \right)$$

8-20

تخبرنا هذه العلاقة أنه في حالة الاتزان الحرارى تهبط الكثافة العددية للإلكترونات عند مستوى الطاقة الأعلى بصورة أسية مع زيادة الفارق بين مستويى الطاقة، إضافة إلى وجود عدد كبير من الإلكترونات عند مستوى الطاقة الأقل وهذا أمر غير مرغوب فيه إذا كان الهدف هو تفوق الإشعاع المستحث. وفي حالة الاتزان الحرارى تعمل المنظومة على امتصاص الفوتونات فقط شكل (٨ - ٢٦).

عند التحول من حالة الاتزان الحرارى إلى حالة الإسكان العكسي تمر المنظومة بحالة حرجة يتساوى فيها  $N_2, N_1$  عندها يمكن دفع المنظومة إلى أن تكون منظومة ماصة أو منظومة ذات إسكان عكسي، تؤدي إلى انبعاث مستحث فتصبح مصدراً لليزر.

### (١٢ - ٨) تهيئة الإسكان العكسي Population Inversion

لإعداد حالة الإسكان العكسي فى شبه موصل يؤخذ فى الاعتبار منظومة ثلاثية من مستويات الطاقة، شكل (٨ - ٧) وتوجد بعض الشروط العامة لإتمام عملية التليزر باستخدام الإسكان العكسي. أولها أن المستوى الثانى ويسمى مستوى الضخ هو عبارة عن حزمة من مستويات الطاقة لها اتساع كافى لكى تتيح لمصدر ضوئى تقليدى (والذى يصدر ضوءاً واسع الطيف نسبياً) مثل أنابيب التفريغ الغازى أن ينقل عدداً وفيراً من الإلكترونات من المستوى (1) لحزمة الضخ (2). تهبط هذه الإلكترونات بمعدل سريع للمستوى الثالث الذى يتميز بأنه حالة كمية (كوانتية) شبه مستقرة (Metastable). وبذلك يتراكم فى المستوى (3) عدداً وفيراً من الإلكترونات أكبر بكثير من العدد المتاح عند غياب عملية الضخ إلى المستوى (2). ويطلق على المستوى (3) تسمية مستوى الإسكان العكسي لوجود هذا العدد الوفير من الإلكترونات أثناء وجود عملية الضخ من المستوى الأرضى للمستوى (2). الشرط الأخير هو أن تتمكن إلكترونات المستوى (3) من القفز إلى المستوى الأرضى عبر عملية انبعاث فوتونى. تحرض الفوتونات المنبعثة

