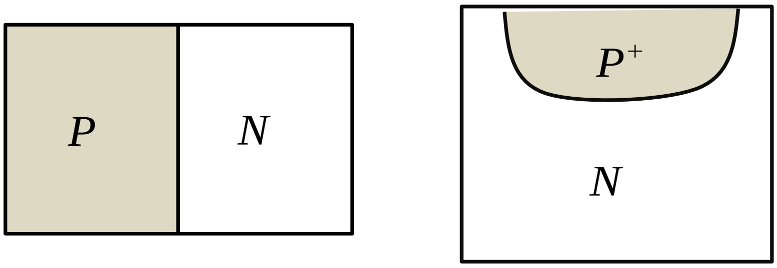
# الفصل الثاني
# الوصلة P–N

## 1.2 تعريف الوصلة P–N :

الوصلة P–N هي إلتقاء بين نصف ناقل من النوع N مع نصف ناقل من النوع P . من الناحية العلمية يكون لدينا منطقة مطعمة إبتداءا بالنوع N و يتم تطعيم منطقة منها بالنوع P حيث يكون $N_A \gg N_D$ و تسمى الوصلة تحديدا بـ $P^+ - N$ . و يمكن كذلك الحصول على وصلة $N^+ - P$ إذا كان نصف الناقل إبتداءا من النوع P .




الشكل–1.2

نستعمل وصلات أومية (معدن مع نصف ناقل) لتوصيل الوصلة $P^+ - N$ بالدارة الخارجية.

## 2.2 الوصلة $P - N$ في حالة الإتزان:

نقول عن الوصلة أنها في حالة إتزان عندما لا تتعرض لأي إثارة خارجية (سواءا كانت كهربائية أم ضوئية). العلاقات التي تعبر عن حالة الإتزان هي :

$$n_n p_n = n_p p_p = n_i^2 \ , \ n_n p_p \neq n_i^2 \qquad (2.1)$$

$$n_n \approx N_D \Longrightarrow p_n = \frac{n_i^2}{N_D} \tag{2.2.a}$$

$$p_p \approx N_A \Longrightarrow n_p = \frac{n_i^2}{N_A} \tag{2.2.b}$$

### 1.2.2 منطقة شحنات الفضاء :

عندما تتكون الوصلة تنتقل الإلكترونات من المنطقة الأكثر تركيز إلى المنطقة الأقل تركيز و نفس الشيء يحدث للثقوب مما يؤدي إلى ظهور شحن موجبة غير معوضة في الجهة $N$ بينما تظهر شحن سالبة غير معوضة بالجهة $P$ .

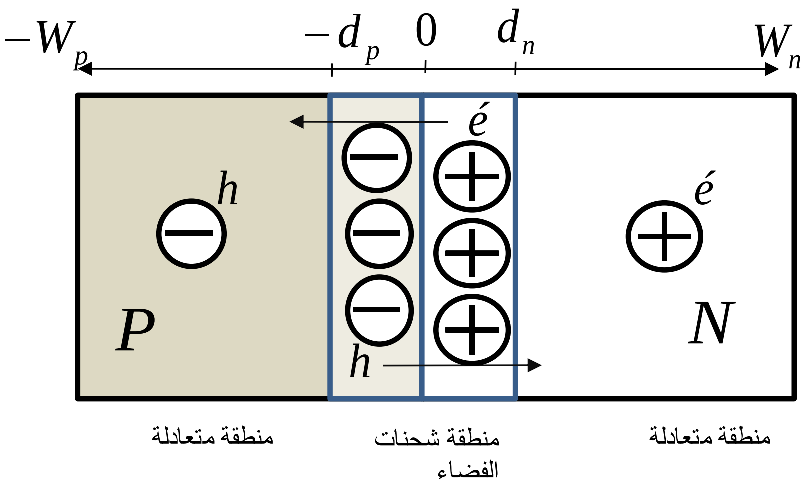
قبل الإتصال كانت كلا المنطقتين $N$ و $P$ متعادلتين كهربائيا و عليه :

$$n_n \approx N_D, p_n \ll N_D \Longrightarrow \rho_N = q(p_n - n_n + N_D) = 0 \tag{2.3.a}$$

$$p_p \approx N_A, n_p \ll N_A \Longrightarrow \rho_p = q(p_p - n_p - N_A) = 0 \tag{2.3.b}$$

بعد الإتصال و عند إنتقال الإلكترونات (الثقوب) بظاهرة الإنتشار تخلف وراءها شحنة موجبة (سالبة بالنسبة للثقوب) ناتجة عن الذرات المانحة غير المعوضة $qN_D$ . بالنسبة للثقوب تظهر الشحنة السالبة للذرات الآخذة $-qN_A$ .

بعد هجرة كل من الإلكترونات و الثقوب تبقى منطقتين متلاصقتين خاليتين من الحاملات الحرة و تتكون فقط في جهة من الأيونات الموجبة و في الجهة الأخرى من الأيونات السالبة. تسمى هذه المنطقة بمنطقة شحنات الفضاء أو المنطقة الناضبة . تغطي هذه المنطقة مسافة معينة من الوصلة و المنطقتين N و P المتبقتين تبقيا متعادلتين كهربائيا .




**الشكل-2.2-**

إذن تعطى كثافة الشحنة في الوصلة :

$$\rho(x) = \begin{cases} 0, \ -W_p < x < -d_p; \ d_n < x < W_n \\ -qN_A(x), -d_p < x < 0 \\ qN_D(x), 0 < x < d_n \end{cases} \qquad (2.4)$$

### 2.2.2 الحقل الكهربائي في الوصلة P–N في حالة الإتزان :

نظرا لوجود منطقة شحنات الفضاء المشحونة إيجابا في جهة و سلبا في الجهة الأخرى، فإنه ينتج حقل كهربائي نستنتجه من علاقة بواسون :

$$\frac{dE}{dx} = -\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon_0\varepsilon_r} \qquad (2.5)$$

في المنطقتين المتعادلتين $\rho(x) = 0$ و منه $E(x) = 0$ .

أما في منطقة شحنات الفضاء $\rho(x) \neq 0$ ، نميز :

في المنطقة N :

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon_0\varepsilon_r} = \frac{qN_D}{\varepsilon_0\varepsilon_r} \Longrightarrow E(x) = \frac{q}{\varepsilon_0\varepsilon_r}\int N_D(x)\,dx$$

في حالة التطعيم المنتظم ،

$$E(x) = \frac{qN_D}{\varepsilon_0\varepsilon_r}\int dx = \frac{qN_D}{\varepsilon_0\varepsilon_r}x + C_1$$

$$E(d_n) = 0 \Rightarrow C_1 = -\frac{qN_D}{\varepsilon_0\varepsilon_r}d_n$$

$$E(x) = \frac{qN_D}{\varepsilon_0\varepsilon_r}(x - d_n) \qquad (2.6)$$

في المنطقة P و بإعتبار تطعيم منتظم:

$$E(x) = -\frac{qN_A}{\varepsilon_0\varepsilon_r}\int dx = -\frac{qN_A}{\varepsilon_0\varepsilon_r}x + C_2$$

$$E(-d_p) = 0 \Rightarrow C_2 = -\frac{qN_A}{\varepsilon_0\varepsilon_r}d_p$$

$$E(x) = -\frac{qN_A}{\varepsilon_0\varepsilon_r}(x + d_p) \qquad (2.6)$$

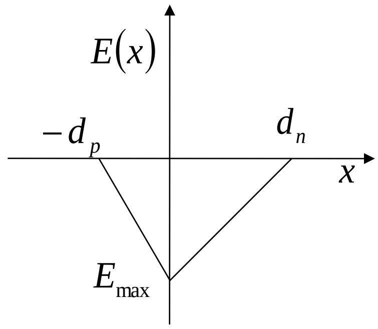
الشرط الحدي الثالث ينتج من إستمرارية الحقل : $E_N(x=0) = E_P(x=0)$ لأن المادة متجانسة.

ومنه :

$$-\frac{qN_D}{\varepsilon_0\varepsilon_r}d_n = -\frac{qN_A}{\varepsilon_0\varepsilon_r}d_p \Longrightarrow N_D d_n = N_A d_p \qquad (2.7)$$

و هي معادلة التوازن الكهربائي في الوصلة P–N . نقطة إستمرارية الحقل بين طرفي الوصلة تمثل أيضا قيمة الحقل الأعظمي:

$$E_{max} = -\frac{qN_D}{\varepsilon_0\varepsilon_r}d_n = -\frac{qN_A}{\varepsilon_0\varepsilon_r}d_p \qquad (2.8)$$




**الشكل–3.2–**

### 3.2.2 حاجز الجهد الداخلي في الوصلة P–N (جهد الإنتشار):

هو فرق الجهد الداخلي بين المنطقتين N و P الناتج عن إنتشار الإلكترونات و الثقوب إلى المناطق التي تشكل فيها أقليات. يعمل فرق الجهد الداخلي بفضل حقله الداخلي على وقف عملية الإنتشار بعد حدوث التوازن الكهربائي في الوصلة أي تساوي كلا من تياري الإنتشار و الجر ( $J_{diff} = J_{drif}$). نرمز لجهد الإنتشار او الجهد الداخلي عادة بالرمز $V_B$ (و أحيانا $V_d$ ) و نستنتجه من علاقة بواسون:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon_0\varepsilon_r}$$

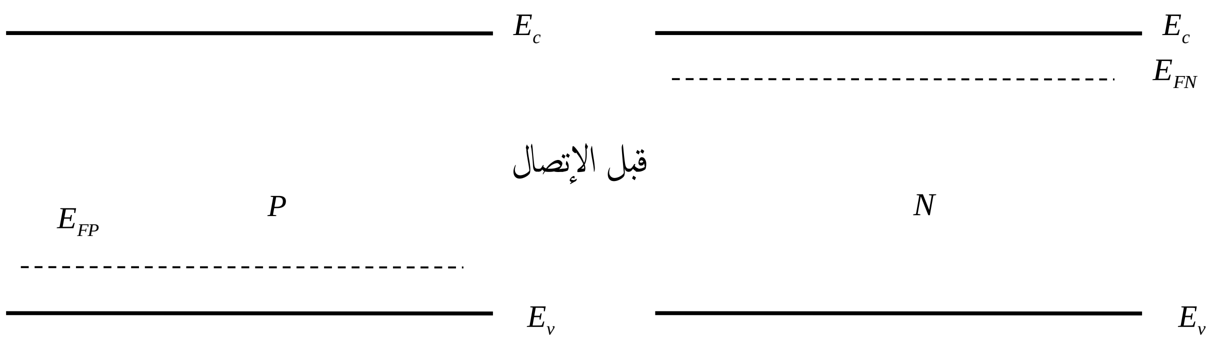
$$V(x) = -\int E(x)dx$$

في المنطقة N :

$$V_n(x) = -\int E_N(x)dx = -\int \frac{qN_D}{\varepsilon_0\varepsilon_r}(x-d_n)dx = -\frac{qN_D}{\varepsilon_0\varepsilon_r}\left(\frac{x^2}{2} - d_n x\right) + C_3 \quad (2.9)$$

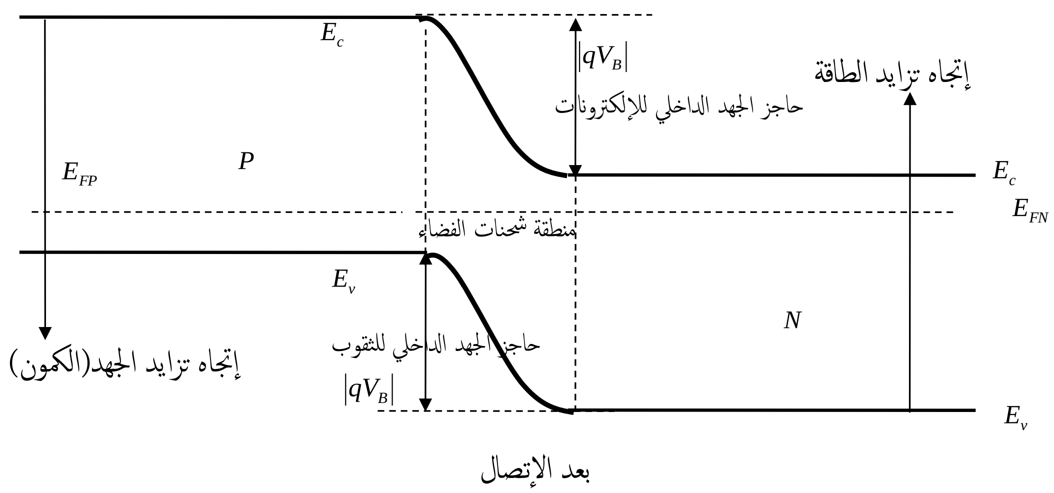
$C_3$ ثابت التكامل يحسب من الشروط الحدودية.

نوضح في الشكل 4.2 عصابات الطاقة للوصلة P–N و كيفية تشكل حاجز الجهد بعد الإتصال.




الشكل−4.2 أ

بعد الإتصال يبتعد $E_{FN}$ (مستوى فيرمي في المنطقة N ) عن $E_c$ نظرا لإنتشار الإلكترونات و نفس الشيء بالنسبة لـ $E_{FP}$ الذي يبتعد عن $E_v$ بسبب إنتشار الثقوب. عند الإتزان الترموديناميكي يتساوى كل من $E_{FN}$ و $E_{FP}$ في مستوى أفقي واحد كما هو موضح بالشكل.




الشكل−4.2 ب

حاجز الجهد الذي ينشأ بين طرفي الوصلة يمتد على طول منطقة شحنات الفضاء.

**ملاحظة** : لدينا $E_{cp} > E_{cn}$ و $E_{vp} > E_{vn}$ و هذا يؤدي إلى $V_n > V_p$ لأن $E = -qV$ . لذلك وبإعتبار $V_p(-d_p) = 0$ فإن $V_n(d_n) - V_p(-d_p) = V_B$ .

إذن الشروط الحدودية للجهد هي كما يلي، مع شرط إستمرارية الجهد:

$$V_n(d_n) = V_B$$

$$V_p(-d_p) = 0$$

$$V_n(0) = V_p(0)$$

في المنطقة P :

$$V_p(x) = -\int E_p(x)dx = -\int -\frac{qN_A}{\varepsilon_0\varepsilon_r}(x+d_p)dx = \frac{qN_A}{\varepsilon_0\varepsilon_r}\left(\frac{x^2}{2}+d_p x\right) + C_4 \quad (2.10)$$

يحدد الثابتان $C_3$ و $C_4$ من الشروط الحدودية :

$$V_p(-d_p) = 0 = \frac{qN_A}{\varepsilon_0\varepsilon_r}\left(\frac{{d_p}^2}{2} - d_p^2\right) + C_4 \Longrightarrow C_4 = \frac{qN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon_r}d_p^2$$

$$V_p(x) = \frac{qN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon_r}(x+d_p)^2 \quad (2.11)$$

بشكل مماثل في الجهة N نجد :

$$C_3 = V_B - \frac{qN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{d_n}^2$$

$$V_n(x) = -\frac{qN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon_r}(x-d_n)^2 + V_B \quad (2.12)$$

و من شرط الإستمرارية :

$$\frac{qN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon_r}d_p^2 = -\frac{qN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon_r}d_n^2 + V_B \quad (2.13)$$

من تساوي كلا من تياري الإنتشار و الجر (مثلا بالنسبة للإلكترونات) نحدد عبارة جهد الإنتشار (حاجز الجهد) بدلالة التطعيم و التركيز الجوهري:

$$qD_n\frac{dn}{dx} - qn\mu_n\frac{dV}{dx} = 0; \; \frac{D_n}{\mu_n} = \frac{KT}{q}$$

$$qD_n\frac{dn}{dx} - qn\frac{q}{KT}D_n\frac{dV}{dx} = 0$$

$$dV = \frac{KT}{q}\frac{dn}{n} \Longrightarrow V_B = \frac{KT}{q} ln\frac{n_n}{n_p} = \frac{KT}{q} ln\frac{N_D N_A}{n_i^2} \qquad (2.14)$$

### 4.2.2 سمك منطقة شحنات الفضاء :

بالعودة للمعادلتين (2.8) و (2.13) نجد :

$$d_p = \frac{N_D}{N_A} d_n$$

$$\frac{qN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon_r}\left(\frac{N_D}{N_A} d_n\right)^2 = -\frac{qN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} d_n^2 + V_B$$

$$\frac{qN_A}{2\varepsilon_0\varepsilon_r}\frac{N_D^2}{N_A^2} d_n^2 = -\frac{qN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon_r} d_n^2 + V_B \Rightarrow d_n^2 = \frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r N_A}{qN_D(N_D+N_A)} V_B$$

$$d_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r N_A}{qN_D(N_D+N_A)} V_B} \qquad (2.15)$$

بطريقة مشابهة نجد :

$$d_p = \frac{N_D}{N_A} d_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r N_D}{qN_A(N_D+N_A)} V_B} \qquad (2.16)$$

وسمك منطقة الفضاء :

$$d = d_n + d_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r N_A}{qN_D(N_D+N_A)} V_B} + \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r N_D}{qN_A(N_D+N_A)} V_B} = \sqrt{V_B \frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r}{q(N_D+N_A)}}\left(\sqrt{\frac{N_D}{N_A}} +\right.$$

$NAND$

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r(N_D+N_A)}{qN_D N_A} V_B} \qquad (2.17)$$

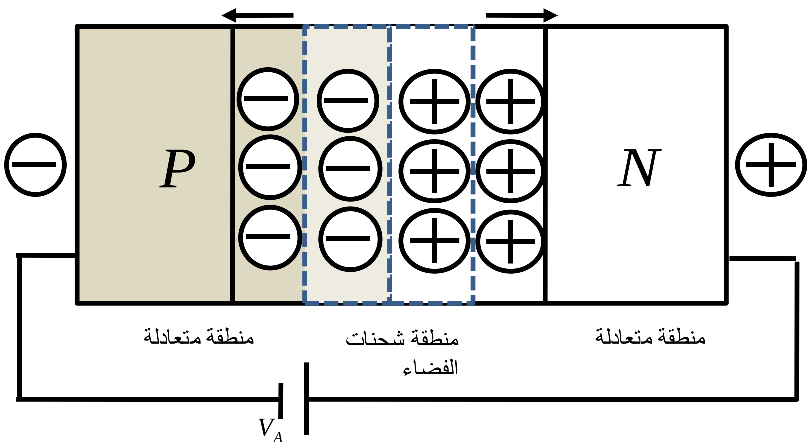
## 3.2 إستقطاب الوصلة P-N :

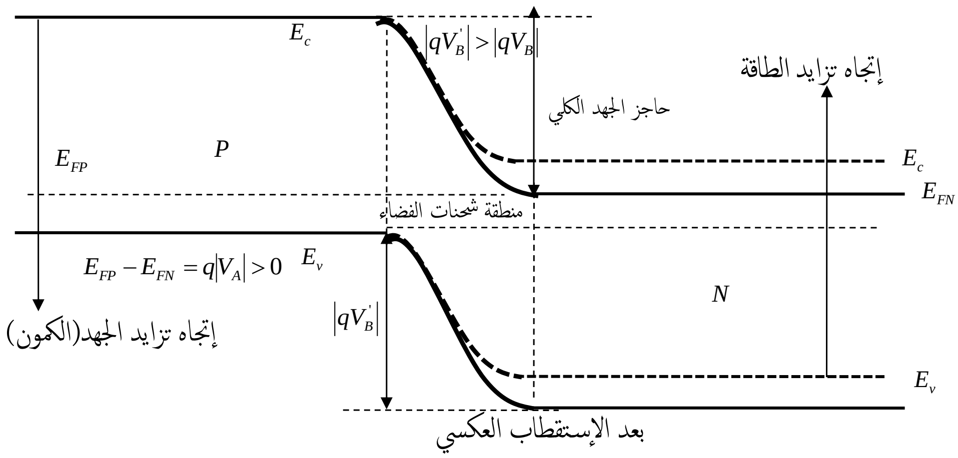
نقول عن الوصلة أنها مستقطبة عندما نطبق عليها فرق جهد خارجي بين طرفيها. إذا كان فرق الجهد يؤدي إلى زيادة الحاجز الكموني (حاجز الجهد) فإنه يقلل من التيار و نقول عن الإستقطاب أنه عكسي . أما إذا أدى إلى نقصان حاجز الجهد فإنه يسمى إستقطابا مباشرا و يؤدي إلى زيادة التيار.

### 1.3.2 عصابات الطاقة الموافقة للإستقطاب:

في الوصلة P-N عند الإتزان الترموديناميكي يكون مستوى فيرمي نفسه في كلا المنطقتين (أفقيا).

عندما نطبق فرق الجهد الخارجي بين طرفي الوصلة و في حالة الإستقطاب العكسي يكون لدينا : قطبية الجهد الخارجي عكس قطبية الوصلة أي أن (+) تكون مطبقة على الجهة N في حين أن (−) تكون مطبقة في الجهة P . معنى ذلك أن الحقل الناتج عن الإستقطاب الخارجي بنفس إتجاه الحقل الداخلي مما يرفع قيمة الحقل الكلي عند طرفي منطقة شحنات الفضاء مما يؤدي إلى زيادة قيمة الحاجز الكموني و سمك منطقة شحنات الفضاء (أنظر **الشكل-5.2-**).



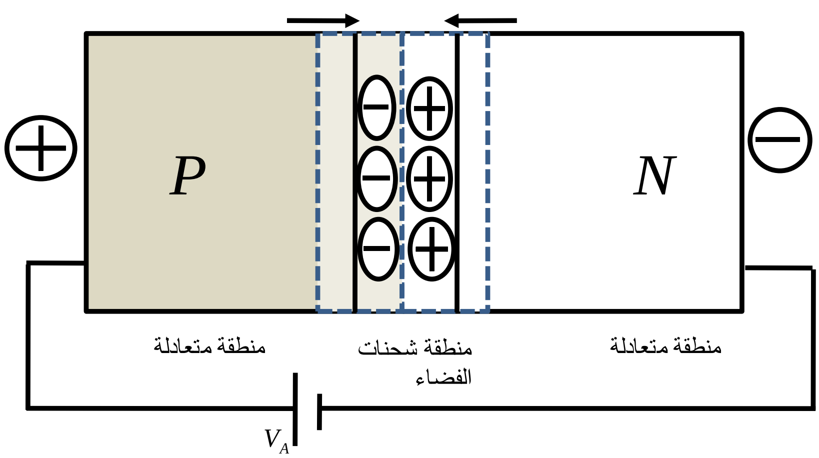


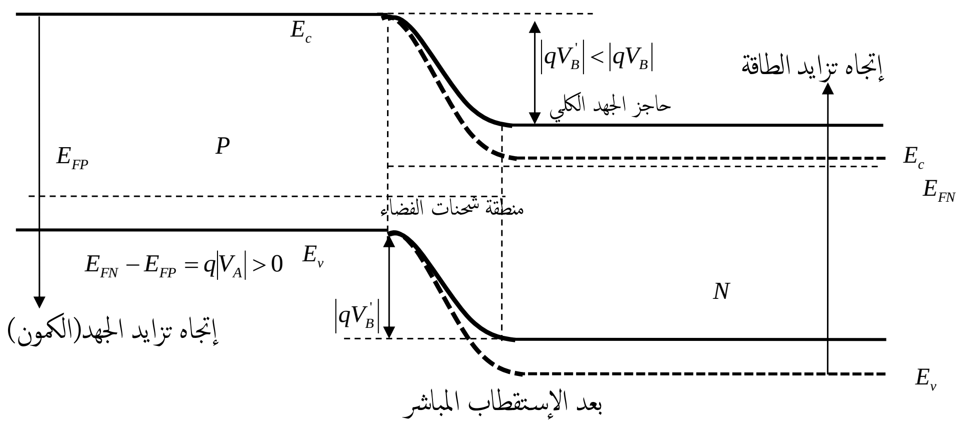

**الشكل−5.2**

حاجز الجهد الجديد بعد الإستقطاب العكسي :

$$V_B' = V_B + |V_A| > V_B$$

في حالة الإستقطاب المباشر يكون لدينا : قطبية الجهد الخارجي مع قطبية الوصلة أي أن $(+)$ تكون مطبقة على الجهة P في حين أن $(-)$ تكون مطبقة في الجهة N . معنى ذلك أن الحقل الناتج عن الإستقطاب الخارجي عكس إتجاه الحقل الداخلي مما يخفض قيمة الحقل الكلي عند طرفي منطقة شحنات الفضاء و يؤدي إلى نقصان كلا من قيمة الحاجز الكموني و سمك منطقة شحنات الفضاء (أنظر **الشكل−6.2−**).






**الشكل-6.2**

حاجز الجهد بعد الإستقطاب المباشر :

$$V_B' = V_B - |V_A| < V_B$$

إذا ما إعتبرنا أن المنطقة P هي مرجع الجهد فإن تطبيق جهد موجب على المنطقة P يؤدي إلى إستقطاب مباشر أما تطبيق جهد سالب فيؤدي إلى إستقطاب عكسي.

### 2.3.2 سمك منطقة شحنات الفضاء و الحقل الكهربائي:

كما سبق ذكره سمك منطقة شحنات الفضاء يزداد مع الإستقطاب العكسي و يقل مع الإستقطاب المباشر كما توضحه أيضا العلاقة :

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_r (N_D + N_A)}{q N_D N_A} (V_B - V_A)} \qquad (2.18)$$

و نفس الشيء للحقل الكهربائي بين طرفي منطقة شحنات الفضاء :

$$E_{max} = -\frac{qN_D}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} d_n = -\frac{qN_A}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} d_p$$

$$E_{max} = -\frac{qN_D}{\varepsilon_0\varepsilon_r}\sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r N_A}{qN_D(N_D+N_A)}(V_B-V_A)} = -\frac{qN_A}{\varepsilon_0\varepsilon_r}\sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r N_D}{qN_A(N_D+N_A)}(V_B-V_A)}$$

$$E_{max} = -\frac{q}{\varepsilon_0\varepsilon_r}\sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r N_D N_A}{q(N_D+N_A)}(V_B-V_A)} \qquad (2.19)$$

## 4.2 الخاصية جهد−تيار للوصلة P−N :

لتحديد علاقة التيار مع الجهد المطبق على الوصلة P−N نقوم بتحديد كل من تياري الإلكترونات و الثقوب إنطلاقا من معادلات الإستمرارية التي تعطى في النظام المستقر:

$$0 = \frac{1}{q}\frac{dJ_n}{dx} + G_n - R_n \qquad (2.20.a)$$

$$0 = -\frac{1}{q}\frac{dJ_p}{dx} + G_p - R_p \qquad (2.20.b)$$

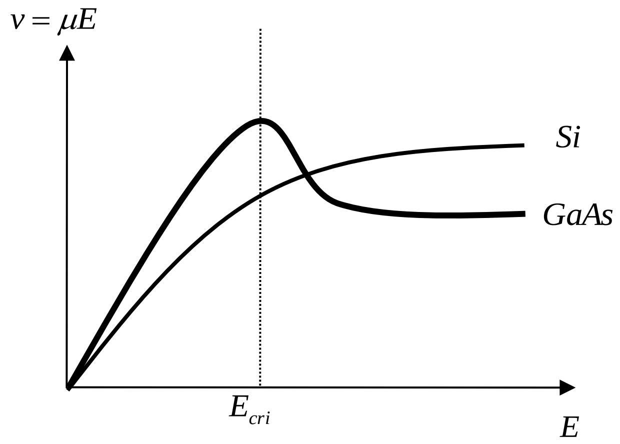
لحل هذه المعادلات بشكل تحليلي بسيط نفرض أن الوصلة مثالية ، يترتب عن ذلك الفرضيات التالية:

- على طول المناطق المتعادلة بشكل مثالي لا وجود للحقل الكهربائي (ينشأ الحقل عند وجود شحن موجبة و سالبة غير معوضة).
- المنطقة الناضبة أو منطقة شحنات الفضاء فارغة من الحاملات الحرة أي بالرغم من وجود الحقل الكهربائي القوي إلا أنه لا وجود للحاملات التي تتأثر به .
- نتيجة لذلك يكون تيار الجر مهملا سواءا في المناطق المتعادلة أو في المنطقة الناضبة و عليه يكون التيار الكهربائي الناتج عن الوصلة يعتمد أساسا على تيار إنتشار الأقليات في المناطق المتعادلة:

$$J_{DN} = qD_n\frac{dn}{dx}$$

$$J_{DP} = -qD_p\frac{dp}{dx}$$

- الحركيات ( $\mu_{n,p}$ ) ثابتة (الحركية تمثل النسبة بين السرعة و الحقل الكهربائي). إذا كان الحقل الكهربائي عاليا جدا (يتجاوز ما يسمى بالحقل الحرج) فإن الحركيات تصبح متعلقة بالحقل الكهربائي ، كما نوضحه بالشكل لكل من السيليكون و أرسنيك القاليوم كمثال.




**الشكل-7.2**

- التوليد الخارجي مهمل . الحاملات الحرة المتولدة بواسطة الإستقطاب الخارجي تكون مهملة أمام تلك الموجودة أصلا بالوصلة و عليه يكون $G_{n,p} \sim 0$ .
- الوصلة خالية من العيوب و عليه الإلتحام يكون مباشرا.

تكتب معادلتي الإستمرارية للإلكترونات في المنطقة P والثقوب في N المنطقة في هذه الحالة كما يلي:

$$D_n \frac{d^2\Delta n}{dx^2} - \frac{\Delta n}{\tau_n} = 0 \qquad (2.21.a)$$

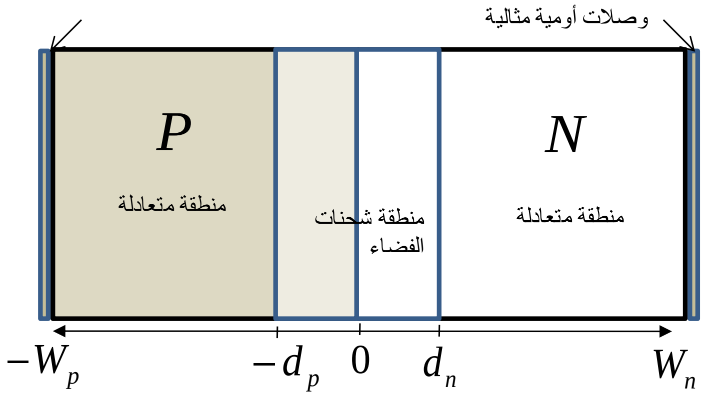
$$D_p \frac{d^2\Delta p}{dx^2} - \frac{\Delta p}{\tau_p} = 0 \qquad (2.21.b)$$

نقوم بحل معادلة تفاضلية من الدرجة الثانية في كل منطقة و لإيجاد الحل النهائي يجب تحديد الشروط الحدودية التي تخضع لها توزيعة الحاملات الحرة (إلكترونات و ثقوب) عند طرفي المركب ككل و عند طرفي منطقة شحنات الفضاء. للتبسيط نفرض أن الوصلات المعدنية عند طرفي المركب مثالية تماما أي تكون أومية .

إضافة لذلك و نظرا للفرضية أن المناطق المتعادلة مثالية أي أن الجهد المطبق على الطرف الحدي للجهة N سيقتصر على حد المنطقة الناضبة في الجهة N (و لاوجود لجهد في الجهة المتعادلة N ) إذن فأي إستقطاب خارجي بين طرفي المركب سيتركز بين طرفي منطقة شحنات الفضاء . و عليه التغيير الناتج في تركيز الحاملات الحرة نتيجة الإسقطاب الخارجي سيكون أكبر ما يمكن عند حدود منطقة شحنات الفضاء ثم يقل تدريجيا بالإبتعاد عنها و عند الوصول إلى النهايتين الحديتين للمركب المتصلتين بالوصلات الأومية المثالية نجد تركيز الحاملات الموافق لحالة التوازن:

$$\Delta n_p\left(-W_p\right) = 0 \text{ , } \Delta n_p\left(-d_p\right) = f(V)$$

$$\Delta p_n(W_n) = 0 \text{ , } \Delta p_n(d_n) = f(V)$$




**الشكل-8.2-**

### 1.4.2 المنطقة المتعادلة P :

كما سبق ذكره الإلكترونات التي تشكل الأقليات في المنطقة P هي المسؤولة عن تيار الإنتشار :

$$D_n \frac{d^2 \Delta n_p}{dx^2} - \frac{\Delta n_p}{\tau_n} = 0$$

حل هذه المعادلة التفاضلية من الدرجة الثانية من الشكل : $\Delta n_p(x) = Ae^{\frac{x}{L_n}} + Be^{\frac{-x}{L_n}}$ ، و تحدد الثوابت من الشروط الحدودية السالفة الذكر.

$\Delta n_p(-W_p) = 0$ , $\Delta n_p(-d_p) = f(V)$

يجب تحديد أولا عبارة ؟$\Delta n_p(-d_p) = f(V)$ .

نعلم أنه في غياب الإستقطاب الخارجي لدينا $E_{FN} = E_{FP}$ :

$$n_p p_p = n_i^2 = N_{cp} N_{vp} e^{\frac{E_{vp} - E_{cp}}{KT}} = n_i^2 e^{\frac{E_{FN} - E_{FP}}{KT}} \tag{2.22}$$

$$n_p = N_{cp} e^{\frac{E_{FP} - E_{cp}}{KT}} = N_{cp} e^{\frac{E_{FP} - E_{cp} + E_{Fi} - E_{Fi} + E_{vp} - E_{vp}}{KT}} =$$
$$N_{cp} e^{\frac{E_{FP} - E_{Fi} + E_{Fi} - E_{vp} + E_{vp} - E_{cp}}{KT}} = N_{cp} e^{\frac{E_{FP} - E_{Fi}}{KT}} \frac{n_i^2}{N_{cp} N_{vp} e^{\frac{E_{vp} - E_{Fi}}{KT}}} = e^{\frac{E_{FP} - E_{Fi}}{KT}} \frac{n_i^2}{n_i}$$

$$n_p = n_i e^{\frac{E_{FP} - E_{Fi}}{KT}} \tag{2.23.a}$$

$$p_p = n_i e^{\frac{E_{Fi} - E_{FP}}{KT}} \tag{2.23.b}$$

بوجود الإستقطاب $E_{FN} - E_{FP} = qV$ و عليه يصبح (بإعتبار أن الحاملات الأقلية هي التي تتأثر بالإستقطاب) :

$$n_p p_p = n_i^2 e^{\frac{E_{FN} - E_{FP}}{KT}} = n_i^2 e^{\frac{qV}{KT}}$$

$$n_p = \frac{n_i^2}{p_p} e^{\frac{qV}{KT}} = \frac{n_i^2}{N_A} e^{\frac{qV}{KT}} = n_{p0} e^{\frac{qV}{KT}}$$

إذن بالعودة للشروط الحدودية يكون لدينا :

$$\Delta n_p(-W_p) = 0;\ \Delta n_p(-d_p) = n_{p0}\left(e^{\frac{qV}{KT}} - 1\right) \tag{2.24}$$

$$\Delta n_p(-W_p) = A e^{\frac{-W_p}{L_n}} + B e^{\frac{W_p}{L_n}} = 0$$

$$\Delta n_p(-d_p) = A e^{\frac{-d_p}{L_n}} + B e^{\frac{d_p}{L_n}} = n_{p0}\left(e^{\frac{qV}{KT}} - 1\right)$$

$$A = -B e^{\frac{2W_p}{L_n}}$$

$$B\left(e^{\frac{d_p}{L_n}}-e^{\frac{2W_p-d_p}{L_n}}\right)=n_{p0}\left(e^{\frac{qV}{KT}}-1\right)\Longrightarrow B=\frac{n_{p0}\left(e^{\frac{qV}{KT}}-1\right)}{e^{\frac{d_p}{L_n}}-e^{\frac{2W_p-d_p}{L_n}}}$$

$$A=-\frac{n_{p0}\left(e^{\frac{qV}{KT}}-1\right)}{e^{\frac{d_p}{L_n}}-e^{\frac{2W_p-d_p}{L_n}}}e^{\frac{2W_p}{L_n}}=-\frac{n_{p0}\left(e^{\frac{qV}{KT}}-1\right)}{e^{\frac{d_p-2W_p}{L_n}}-e^{\frac{-d_p}{L_n}}}$$

$$\Delta n_p(x)=Ae^{\frac{x}{L_n}}+Be^{\frac{-x}{L_n}}=n_{p0}\left(e^{\frac{qV}{KT}}-1\right)\left\{-\frac{e^{\frac{W_p+x}{L_n}}}{e^{\frac{d_p-W_p}{L_n}}-e^{\frac{W_p-d_p}{L_n}}}+\frac{e^{\frac{-W_p-x}{L_n}}}{e^{\frac{d_p-W_p}{L_n}}-e^{\frac{W_p-d_p}{L_n}}}\right\}$$

$$\Delta n_p(x)=n_{p0}\left(e^{\frac{qV}{KT}}-1\right)\left\{-\frac{2sinh\left(\frac{W_p+x}{L_n}\right)}{2sinh\left(\frac{d_p-W_p}{L_n}\right)}\right\}=n_{p0}\left(e^{\frac{qV}{KT}}-1\right)\left\{\frac{2sinh\left(\frac{W_p+x}{L_n}\right)}{2sinh\left(\frac{W_p-d_p}{L_n}\right)}\right\}$$

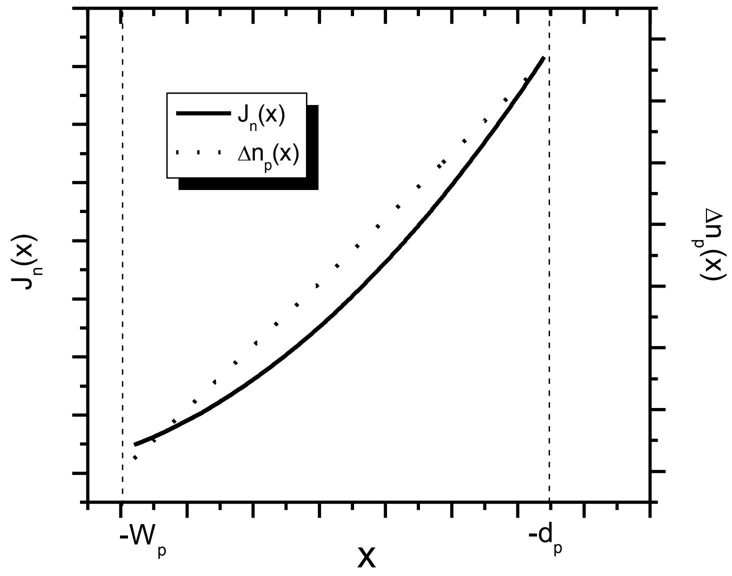
$$-sinh(x)=sinh(-x)$$

$$\Delta n_p(x)=n_{p0}\left(e^{\frac{qV}{KT}}-1\right)\left\{\frac{sinh\left(\frac{W_p+x}{L_n}\right)}{sinh\left(\frac{W_p-d_p}{L_n}\right)}\right\} \qquad (2.25)$$

و منه عبارة تيار الإنتشار :

$$J_n(x)=qD_n\frac{d\Delta n_p(x)}{dx}=qD_nn_{p0}\left(e^{\frac{qV}{KT}}-1\right)\cdot\frac{1}{L_n}\left\{\frac{cosh\left(\frac{W_p+x}{L_n}\right)}{sinh\left(\frac{W_p-d_p}{L_n}\right)}\right\} \qquad (2.26)$$

نوضح في الشكل – 9.2– توزيعتي كل من التيار و الإلكترونات الحرة في الجهة P حسب العلاقتين (2.25) و (2.26).




**الشكل-9.2-** توزيعة كثافة الإلكترونات الحرة و تيار إنتشارها في الجهة P للوصلة في الحالة المثالية.

في الموضع $-d_p$ تأخذ $\Delta n_p$ أكبر قيمة نتيجة الإستقطاب ثم تبدأ في التناقص تدريجيا إلى أن تبلغ الصفر عند $-W_p$. و نفس الشيء بالنسبة للتيار الذي يأخذ أكبر قيمة له عند $-d_p$ :

$$J_n(-d_p) = qD_n n_{p0}\left(e^{\frac{qV}{KT}}-1\right)\cdot\frac{1}{L_n}\left\{\frac{\cosh\left(\frac{W_p-d_p}{L_n}\right)}{\sinh\left(\frac{W_p-d_p}{L_n}\right)}\right\} = \frac{\frac{qD_n}{L_n}n_{p0}\left(e^{\frac{qV}{KT}}-1\right)}{tgh\left(\frac{W_p-d_p}{L_n}\right)}$$

$$\Delta n_p(-d_p) = n_{p0}\left(e^{\frac{qV}{KT}}-1\right)$$

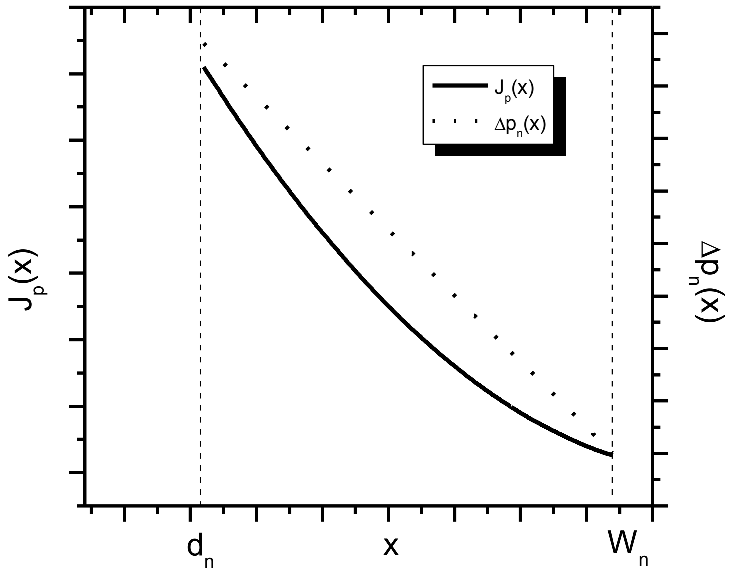
### 2.4.2 المنطقة المتعادلة N :

بطريقة مشابهة لما قمنا به في الجهة P نجد توزيعة الفائض في الثقوب في الجهة N كما يلي :

$$\Delta p_n(x) = p_{n0}\left(e^{\frac{qV}{KT}}-1\right)\left\{\frac{\sinh\left(\frac{W_n-x}{L_p}\right)}{\sinh\left(\frac{W_n-d_n}{L_p}\right)}\right\} \qquad (2.27)$$

و توزيعة التيار الناتج عنها في الجهة N :

$$J_p(x) = -qD_p \frac{d\Delta p_n(x)}{dx} = qD_p p_{n0}\left(e^{\frac{qV}{KT}}-1\right)\cdot\frac{1}{L_p}\left\{\frac{\cos h\left(\frac{W_n-x}{L_p}\right)}{\sin h\left(\frac{W_n-d_n}{L_p}\right)}\right\} \tag{2.28}$$




**الشكل-2.10-**: توزيعة كثافة الثقوب الحرة و التيار الناشيء عنها في الجهة N .

في الموضع $d_n$ تأخذ $\Delta p_n$ أكبر قيمة نتيجة الإستقطاب ثم تبدأ في التناقص تدريجيا إلى أن تبلغ الصفر عند $W_n$. و نفس الشيء بالنسبة للتيار الذي يأخذ أكبر قيمة له عند $d_n$ :

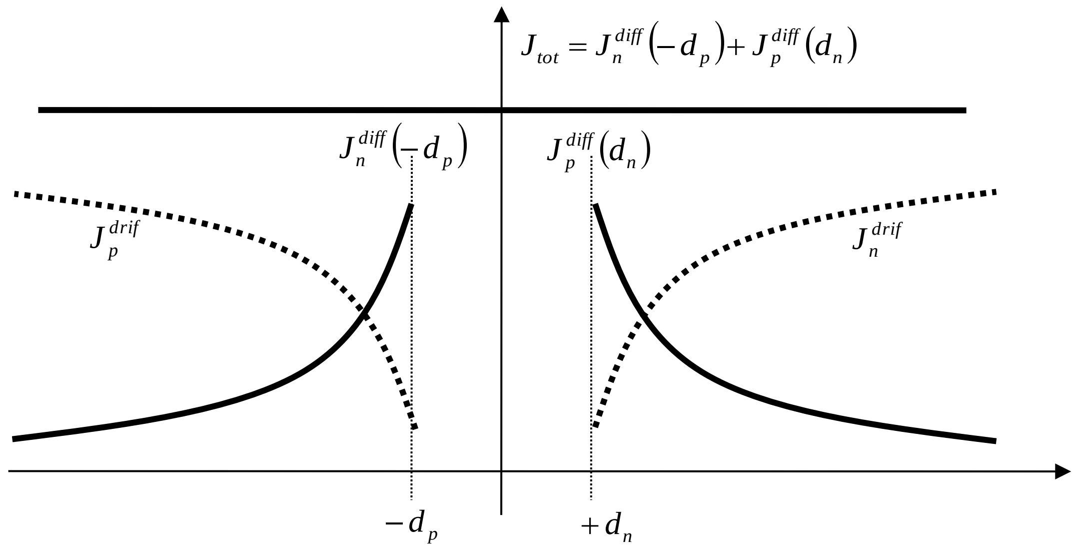
$$J_p(d_n) = qD_p p_{n0}\left(e^{\frac{qV}{KT}}-1\right)\cdot\frac{1}{L_p}\left\{\frac{\cos h\left(\frac{W_n-d_n}{L_p}\right)}{\sin h\left(\frac{W_n-d_n}{L_p}\right)}\right\} = \frac{\frac{qD_p}{L_p}p_{n0}\left(e^{\frac{qV}{KT}}-1\right)}{tg h\left(\frac{W_n-d_n}{L_p}\right)}$$

$$\Delta p_n(d_n) = p_{n0}\left(e^{\frac{qV}{KT}}-1\right)$$

كما سبق وجدنا أنه يكون للتيار توزيعة متناقصة في الحالة المثالية البسيطة التي نفرض فيها غياب تيار الجر في كل من المنطقة الناضبة و المناطق المتعادلة ، يبدأ من أكبر قيمة له عند حدود المنطقة الناضبة $(-d_p, d_n)$ ثم ينعدم عند النهايتين الحديتين للوصلة $((-W_p, W_n))$ ، أي أنه لايوجد تيار عند

طرفي الوصلة . لكن المعروف تجريبيا أن التيار الذي ينشأ في الوصلة يتمكن من الخروج و يغذي الدارة الخارجية و فوق ذلك يبقى ثابتا.

إذن للتخلص من هذا التناقض مع التجربة يجب على قيمة التيار الكلي للوصلة أن تبقى ثابتة على طول الوصلة (التيار الكلي الذي تولد عند حدود منطقة شحنات الفضاء يظل ثابتا على طول الوصلة حتى يتمكن من الخروج و تغذية الدارة الخارجية) و ذلك بإفتراض أنه في كلا المنطقتين المتعادلتين، الغير متعادلتين بشكل مثالي، يوجد حقل كهربائي داخلي يعمل على إنشاء تيار جر للأكثريات و ;يعوض النقصان في تيار الإنتشار للأقليات بحيث يبقى التيار الكلي ثابتا.




**الشكل-11.2-** : فرضية ثبوت التيار الكلي على طول الوصلة حتى لا يكون تناقض مع الواقع التجريبي.

بناءا على ما سبق تكون عبارة التيار الكلي :

$$J_{tot} = J_n^{diff}(-d_p) + J_p^{diff}(d_n) = \frac{qD_n}{L_n}\frac{n_{p0}\left(e^{\frac{qV}{KT}}-1\right)}{tgh\left(\frac{W_p-d_p}{L_n}\right)} + \frac{qD_p}{L_p}\frac{p_{n0}\left(e^{\frac{qV}{KT}}-1\right)}{tgh\left(\frac{W_n-d_n}{L_p}\right)}$$

$$J_{tot} = qn_i^2 \left\{\frac{D_n}{N_A L_n \ tgh\left(\frac{W_p - d_p}{L_n}\right)} + \frac{D_p}{N_D L_p \ tgh\left(\frac{W_n - d_n}{L_p}\right)}\right\}\left(e^{\frac{qV}{KT}} - 1\right)$$

$$J = J_{tot} = J_s \left(e^{\frac{qV}{KT}} - 1\right)$$

$$I = I_s \left(e^{\frac{qV}{KT}} - 1\right) ; \ I_s = qSn_i^2 \left\{\frac{D_n}{N_A L_n \ tgh\left(\frac{W_p - d_p}{L_n}\right)} + \frac{D_p}{N_D L_p \ tgh\left(\frac{W_n - d_n}{L_p}\right)}\right\} \qquad (2.29)$$

يسمى $I_s$ بتيار التشبع ( و يسمى أيضا تيار التسرب). كلما كانت قيمة تيار التسرب صغيرة كانت الوصلة جيدة و زيادة قيمته دليل على رداءة الوصلة.

في حالة الإستقطاب العكسي $e^{\frac{qV}{KT}} \ll 1$ و منه $I \approx I_s$ .

في حالة الإستقطاب المباشر و عند الجهود المعتبرة التي تتلاشى فيها منطقة شحنات الفضاء يكون لدينا $d_{n,p} \ll W_{n,p}$:

$$I_s = qSn_i^2 \left\{\frac{D_n}{N_A L_n \ tgh\left(\frac{W_p}{L_n}\right)} + \frac{D_p}{N_D L_p \ tgh\left(\frac{W_n}{L_p}\right)}\right\} \qquad (2.30)$$

بالنسبة لهذه الحالة نميز نوعين من الوصلة :

أ. الوصلة القصيرة : أبعاد الوصلة أقل من أطوال الإنتشار ، $W_{n,p} \ll L_{p,n}$ ، إذن $tgh(x) \approx x$ و منه :

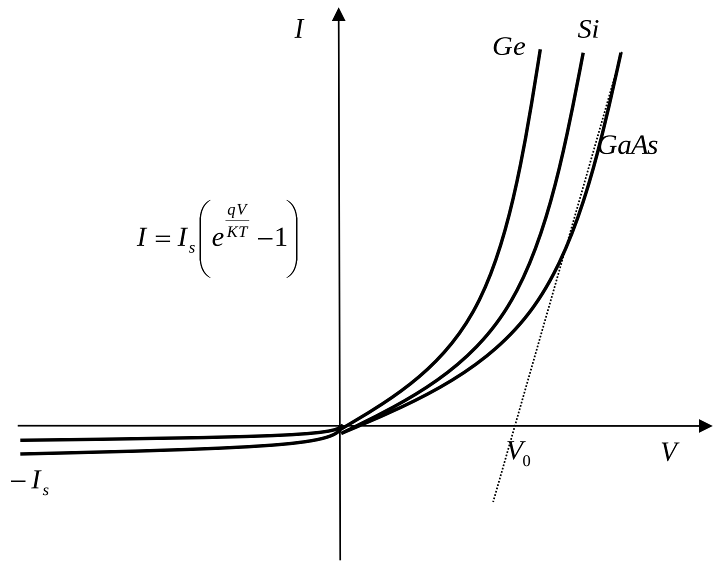
$$I_s = qSn_i^2 \left\{\frac{D_n}{N_A L_n \frac{W_p}{L_n}} + \frac{D_p}{N_D L_p \frac{W_n}{L_p}}\right\} = qSn_i^2 \left\{\frac{D_n}{N_A W_p} + \frac{D_p}{N_D W_n}\right\} \qquad (2.31)$$

ب. الوصلة الطويلة : الوصلة أكبر من أطوال الإنتشار ، $W_{n,p} \gg L_{p,n}$ ، إذن $tgh(x) \approx 1$ و منه :

$$I_s = qSn_i^2 \left\{\frac{D_n}{N_A L_n} + \frac{D_p}{N_D L_p}\right\} \qquad (2.32)$$

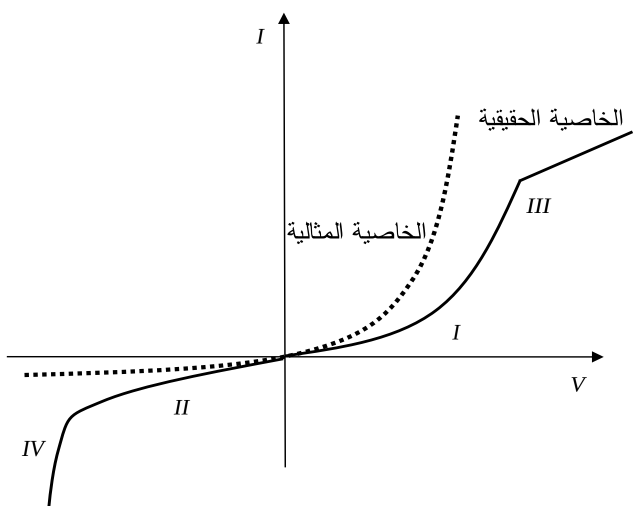
## 5.2 الخاصية I-V الحقيقية:

في الحالة المثالية يتزايد التيار مع الجهد بعلاقة أسية و يسمى $V_0$ بجهد العتبة ، يحدده بصفة أساسية التركيز الجوهري $n_i$ (أو بشكل أدق النطاق الممنوع $E_g$ ) لنصف الناقل.




**الشكل-12.2-**: الخاصية I-V المثالية لعدد من أنصاف النواقل.

الخاصية الحقيقية تختلف نوعا ما عن الخاصية المثالية.




**الشكل-13.2-**: الخاصية I-V المثالية و الحقيقية.

**في المنطقة I** : يكون التيار المباشر أقل بقليل من التيار المثالي و يعود ذلك لوجود تيار الإلتحام.

**في المنطقة II** : يكون التيار العكسي أكبر كقيمة مطلقة من التيار المثالي لوجود تيار التوليد (بسبب العيوب).

**في المنطقة III** : التيار يتناسب خطيا مع الجهد (علاقة أومية) بسبب مقاومة التسلسل.

**في المنطقة IV** : يحدث ما يعرف بإنهيار الوصلة.

### 1.5.2 تيار الإلتحام :

ناتج عن وجود مستويات طاقة داخل النطاق الممنوع (بسبب شوائب كمياوية غير مرغوب فيها أو عيوب فيزيائية). عبارة معدل إلتحام شوتكي–ريد–هول:

$$R = \frac{n \cdot p - n_i^2}{\tau_p (n+n_1) + \tau_n (p+p_1)} \tag{2.33}$$

بما أن تيار الإلتحام يكون في الإستقطاب المباشر فإن : $n \cdot p \gg n_i^2$ لأن $n \cdot p = n_i^2 e^{\frac{qV}{KT}}$ .

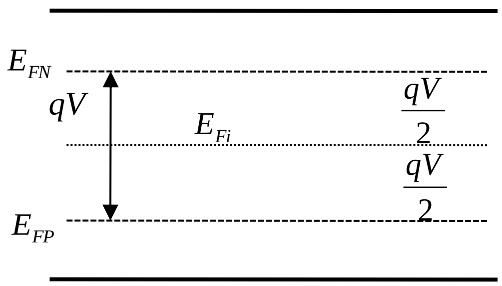
$n_1$ ، $p_1$ هو تركيز الإلكترونات و الثقوب عند تطابق مستوى فيرمي مع مستوى مركز الإلتحام :

$$n_1 = n_i e^{\frac{E_R - E_i}{KT}}$$

$$p_1 = n_i e^{\frac{E_i - E_R}{KT}}$$

يكون الإلتحام أعظميا عندما يتحقق $E_R = E_i$ أي $n_1 = p_1 = n_i$ . و هذا يؤدي إلى $\tau_n = \tau_p = \tau = \frac{1}{CN_R}$ (نفس معامل إقتناص $C$ الإلكترونات و الثقوب ، $N_R$ تركيز مركز الإلتحام).

$$R = \frac{n_i^2 e^{\frac{qV}{KT}}}{\tau (n+p)} \tag{2.34}$$




**الشكل-14.2**

$$n = n_i e^{\frac{E_{FN} - E_{Fi}}{KT}}$$

$$p = n_i e^{\frac{E_{Fi} - E_{FP}}{KT}}$$

$$R = \frac{n_i^2 e^{\frac{qV}{KT}}}{\tau(n+p)} = \frac{n_i^2 e^{\frac{qV}{KT}}}{\tau\left(n_i e^{\frac{E_{FN}-E_{Fi}}{KT}} + n_i e^{\frac{E_{Fi}-E_{FP}}{KT}}\right)} = \frac{n_i^2 e^{\frac{qV}{KT}}}{\tau\left(n_i e^{\frac{qV}{2KT}} + n_i e^{\frac{qV}{2KT}}\right)} = \frac{n_i}{2\tau} e^{\frac{qV}{2KT}} \qquad (2.35)$$

و من معادلة الإستمرارية :

$$J_R = q\int_{-d_p}^{d_n} R dx = q\frac{n_i}{2\tau} d_{zce}\, e^{\frac{qV}{2KT}} = J_{SR} e^{\frac{qV}{2KT}} \qquad (2.36)$$

$$J_{SR} = q\frac{n_i}{2\tau} d_{zce}$$

إذا كانت هذه القيمة قريبة من تيار الإنتشار فإن تيار الإلتحام يكون معتبرا.

و التيار الكلي يكون :

$$J = J_S e^{\frac{qV}{KT}} - J_{SR} e^{\frac{qV}{2KT}} \qquad (2.37)$$

$$J \sim J_S e^{\frac{qV}{\eta KT}} \ , \ \eta \sim 1{,}2$$

حيث $\eta$ يسمى معامل المثالية إذا $\eta = 1$ فإن تيار الإنتشار هو الغالب ، أما إذا كان $\eta = 2$ فإن تيار الإلتحام هو الغالب.

### 2.5.2 تيار التوليد :

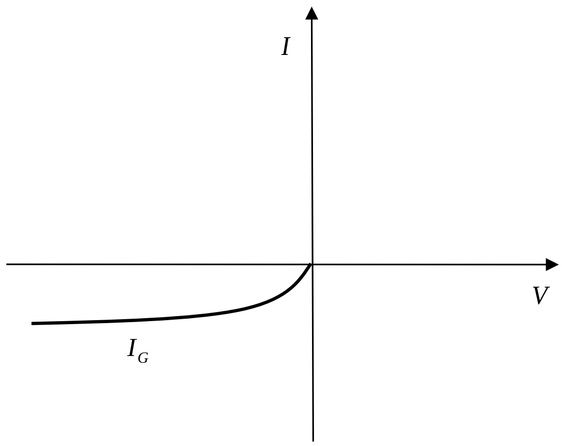
يكون تيار التوليد بسبب العيوب معتبرا في الإستقطاب العكسي الذي من أجله $n, p \ll n_i$ . عند التوليد الأعظمي $E_R = E_i$ :

$$R = \frac{-n_i^2}{2\tau n_i} = \frac{-n_i}{2\tau} \tag{2.38}$$

$$J_G = q\int_{-d_p}^{d_n} R dx = \frac{-qn_i}{2\tau} d_{zce} \tag{2.39}$$

و حيث أن سمك منطقة شحنات الفضاء معتبر في الإستقطاب العكسي :

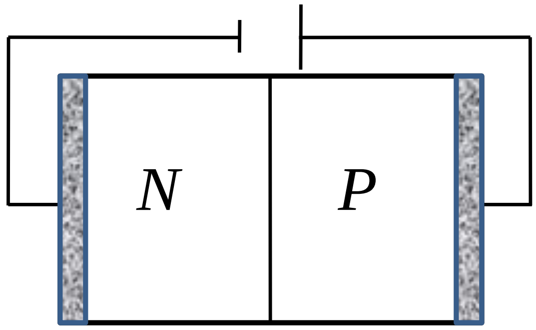
$$J_G = \frac{-qn_i}{2\tau}\sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r(N_D+N_A)}{qN_DN_A}(V_B - V)} \propto \sqrt{V} \tag{2.40}$$




**الشكل–15.2–**: تيار التوالد من العيوب في الإستقطاب العكسي.

### 3.5.2 المقاومة على التسلسل:

يبدأ تأثير المقاومة على التسلسل عندما يتجاوز الجهد المطبق جهد العتبة $V_0$ .



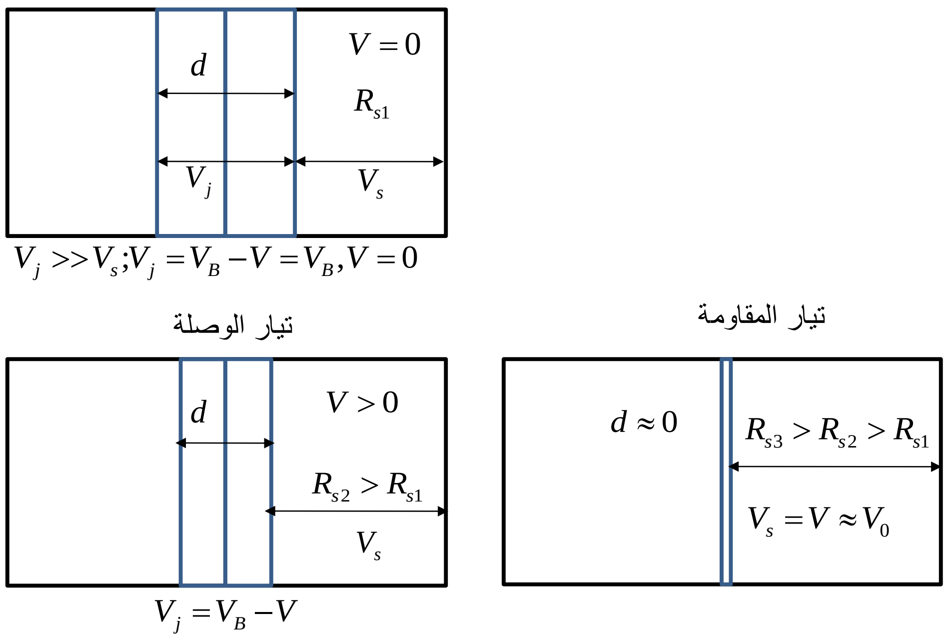

**الشكل-16.2**

$$R_s = R_M + R_N + R_P \tag{2.41}$$

حيث : $R_M$ هي مقاومة التوصيل المعدني، $R_N$ مقاومة المنطقة المتعادلة N ، $R_P$ مقاومة المنطقة المتعادلة P .

$$R_N = \frac{\rho_N(W_n - d_n)}{S}, \rho_N = \frac{1}{q\mu_n N_D} \tag{2.42.a}$$

$$R_P = \frac{\rho_P(W_p - d_p)}{S}, \rho_P = \frac{1}{q\mu_p N_A} \tag{2.42.b}$$

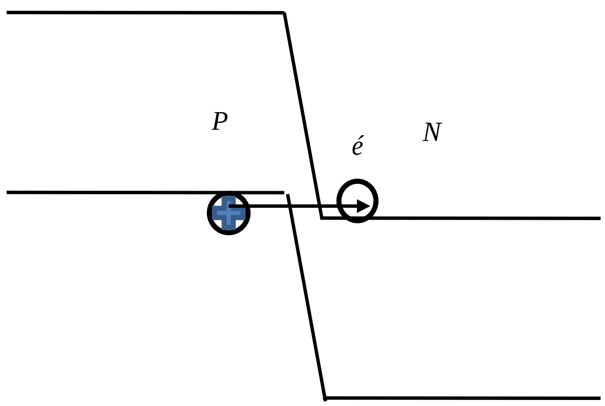



**الشكل-17.2**

### 4.5.2 الإنـهيار :

الإنهيار هو إرتفاع مفاجئ في التيار العكسي و يحدث بآليتين : إما أن تحتل منطقة شحنات الفضاء كامل الوصلة أو أن يبلغ الحقل الكهربائي قيمة عالية بحيث تنهار الوصلة و هنا نميز أيضا نوعين من الإنهيار:

- أن يبلغ الحقل الكهربائي قيمة عالية في منطقة شحنات الفضاء بحيث يكسب الإلكترونات القليلة المتواجدة في منطقة شحنات الفضاء سرعات عالية تعمل على زيادة طاقتها الحركية . ينتج عن ذلك زيادة في التصادمات و التي تعمل بدورها على تأين عدد إضافي من الذرات الذاتية و بالتالي يتولد عدد أكبر من الإلكترونات الحرة لذلك تزداد قيمة التيار الكهربائي بشكل كبير . يسمى الحقل الكهربائي في هذه الحالة بحقل الإنهيار و تعرف هذه الظاهرة بظاهرة الإنهيار بالإنهيار ( Claquage par avalanche).
- النوع الثاني هو إنهيار الوصلة بفعل زينر (claquage par effet zener). هنا لا يحدث تأين الذرات الذاتية بسبب التصادمات و إنما مباشرة من الحقل الكهربائي في منطقة شحنات الفضاء. كمثال على ذلك إذا كانت الوصلة مشكلة من منطقتين N و P مطعمتين بشدة (منحطتين) فإن منطقة شحنات الفضاء تكون ضيقة و كذلك المستوى $E_c$ للمنطقة N يكون بنفس (أو أخفض من) المستوى $E_v$ في المنطقة P . إذن وجود حقل كهربائي عكسي قوي يعمل بسهولة على تأين الذرات الذاتية عند $E_v$ في الجهة P و ينتقل بفعل النفق إلى الجهة N . هذا ما يعرف بإنهيار الوصلة بظاهرة زينر ( Effet Zener) .




**الشكل-18.2-: إنـهيار الوصلة بفعل زينر**

## 6.2 سعة الوصلة P–N:

سعة الوصلة هي مقدار تغير الشحنة نسبة للتغير في الجهد:

$$C = \left|\frac{dQ}{dV}\right| \quad (2.43)$$

نميز نوعين من الشحنات :

- الشحنات الثابتة في منطقة شحنات الفضاء الفضاء.
- الشحنات المتحركة للحاملات الأقلية المتولدة في المناطق المتعادلة.

إذن بتطبيق الجهد هناك نوعين من السعة :

- سعة منطقة شحنات الفضاء.
- سعة الإنتشار ((إنتشار الأقليات) في المناطق المتعادلة.

تستخدم السعة الكهربائية عادة للتعبير عن مدى تجاوب الوصلة مع التغيرات الزمنية للجهد (أو التيار) المطبق.

### 1.6.2 سعة منطقة شحنات الفضاء:

$$C_{zce} = \left|\frac{dQ_{zce}}{dV}\right|$$

$$Q_{zce\,(+)} = S\, d_n\, q\, N_D = Q_{zce\,(-)} = S\, d_p\, q\, N_A$$

$$C_{zce} = S\ \ q\, N_D \frac{dd_n}{dV} = S\ \ q\, N_A \frac{dd_p}{dV}$$

$$d_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_r N_A}{qN_D(N_D+N_A)}(V_B - V)}\ ,\ d_p = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_r N_D}{qN_A(N_D+N_A)}(V_B - V)}$$

$$\left|\frac{dd_n}{dV}\right| = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_r N_A}{qN_D(N_D+N_A)}}\frac{1}{\sqrt{(V_B-V)}}$$

$$C_{zce} = S\ q\ N_D \left|\frac{dd_n}{dV}\right| = \frac{SqN_D}{2}\sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r N_A}{qN_D(N_D+N_A)}}\frac{1}{\sqrt{(V_B-V)}} = S\sqrt{\frac{q\varepsilon_0\varepsilon_r N_A N_D}{2(N_D+N_A)}}\frac{1}{\sqrt{(V_B-V)}}$$

من ناحية أخرى نعلم أن :

$$d = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_r(N_D+N_A)}{qN_DN_A}(V_B-V)}$$

$$C_{zce} = S\varepsilon_0\varepsilon_r\sqrt{\frac{qN_AN_D}{2\varepsilon_0\varepsilon_r(N_D+N_A)}}\frac{1}{\sqrt{(V_B-V)}} = S\frac{\varepsilon_0\varepsilon_r}{d} \qquad (2.44)$$

### 2.6.2 سعة الإنتشار :

$$C_D = \left|\frac{dQ_D}{dV}\right| = \left|\frac{dQ_D}{dI}\right|\left|\frac{dI}{dV}\right|$$

لكونها ناتجة عن حركة الحاملات الأقلية المتولدة فإن تغير الشحنة مع تغير التيار ما هو إلا مدة حياة الحاملات الأقلية:

$$\frac{dQ_D}{dI} = \tau; \tau = \tau_n = \tau_p$$

$$C_D = \tau\frac{dI}{dV} = \tau\frac{q}{KT}I = \frac{I\tau}{V_T}, V_T = \frac{KT}{q} \qquad (2.45)$$

بالإضافة لأهمية السعة في التعبير عن نوعية الوصلة P–N ، فإنها تستعمل لتوصيف أنصاف النواقل. مثلا في الإستقطاب المباشر يمكن حساب مدة حياة الحاملات الأقلية من خلال السعة. و في الإستقطاب العكسي يمكن إستعمالها لإيجاد قيم التطعيم ( $N_A, N_D$ ) و معرفة ما إذا كان منتظما أم لا.

## 7.2 تأثير درجة الحرارة في الوصلة P–N :

نعلم أن :

$$I = I_s\left(e^{\frac{qV}{KT}} - 1\right)$$

$$I_s = qSn_i^2\left(\frac{D_n}{N_A L_n tgh\left(\frac{W_p}{L_n}\right)} + \frac{D_p}{N_D L_p tgh\left(\frac{W_n}{L_p}\right)}\right)$$

$$n_i^2 = N_C N_V e^{\frac{-E_g}{KT}}$$

$$\frac{\Delta I}{\Delta T} = \frac{dI}{dT} = \frac{dI_s}{dT}e^{\frac{V}{V_T}} - I_S\frac{V}{V_T^2}\left(\frac{dV_T}{dT}\right)e^{\frac{V}{V_T}} \qquad (2.46)$$

أحيانا نفرض على الوصلة تيارا ثابتا ، فإذا تغيرت درجة الحرارة تغيرا خارجيا (في الإستقطاب المباشر) يكون لدينا:

$$I = I_s\left(e^{\frac{qV}{KT}} - 1\right) \approx I_s e^{\frac{qV}{KT}}$$

$$V = \frac{KT}{q}ln\left(\frac{I}{I_s}\right) = \frac{KT}{q}\{lnI - lnI_s\}$$

$$\frac{dV}{dT} = \frac{K}{q}\{lnI - lnI_s\} - \frac{KT}{q}\frac{1}{I_s}\frac{dI_s}{dT} \qquad (2.47)$$

أما إذا كانت التغيرات كبيرة فإننا نستعمل الحساب المباشر (القاعدة الثلاثية).