

При наличии поля в запиорном слое

$$E = \frac{V_{\kappa} + V}{l}, \quad (8.25)$$

потенциал будет описываться уравнением

$$U = -\frac{e}{4x} - Ex \quad (8.26)$$

и проходить через максимум, величина которого будет зависеть от величины и знака приложенного внешнего напряжения V .

Расчет в данном случае совершенно аналогичен вычислению понижения энергии активации примесных атомов при термоэлектронной ионизации (см. стр. 287), и мы не станем его повторять, а приведем результат — снижение высоты потенциального барьера ΔV_{κ} как функцию от приложенного внешнего напряжения V :

$$\Delta V_{\kappa} = \frac{e^{3/2}}{e^{1/2} l^{1/2}} [(V_{\kappa} + V)^{1/2} - V_{\kappa}^{1/2}]. \quad (8.27)$$

Если разложить ΔV_{κ} в ряд по степеням V/V_{κ} и ограничиться в разложении первым членом, то можно получить следующее выражение для тока:

$$I' = I_0 e^{\frac{-\alpha V}{kT}} (1 - e^{-\frac{eV}{kT}}), \quad (8.28)$$

где

$$I_0 = ev_d n_0 \quad (8.29)$$

и α — коэффициент порядка 0,05.

Чтобы согласовать теорию с опытом, надо брать α значительно больше. Качественно тот же результат должен дать туннельный эффект, однако толщина запиорного слоя в меднозакисных и селеновых выпрямителях слишком велика. Можно предположить, что в запиорном слое есть небольшие очень тонкие участки, влияние которых не сказывается заметно на емкости, но эти участки обуславливают электростатической пробой выпрямителя.

8.4. ДИОДНАЯ ТЕОРИЯ БЕТЕ

Если имеет место обратное соотношение между длиной свободного пробега и толщиной запиорного слоя по сравнению с рассмотренным выше, т. е. длина свободного пробега

много больше толщины запирающего слоя, то последний «простреливается» электронами как вакуумный промежуток в диоде. Отсюда и название теории выпрямления, рассматривающей этот случай.

Если ось x направлена перпендикулярно поверхности полупроводника, то через запирающий слой будут за 1 сек проскакивать все электроны, находящиеся вблизи контакта (т. е. в слое v_x) и имеющие кинетическую энергию, достаточную, чтобы преодолеть потенциальный барьер, т. е. удовлетворяющую условию

$$\frac{1}{2} m v_x^2 = \frac{p_x^2}{2m} \geq e(V_K + V), \quad (8.30)$$

где V — внешнее напряжение, приложенное к запирающему слою, или

$$p_x > \sqrt{2e(V_K + V)m}. \quad (8.31)$$

Ток из полупроводника в металл, создаваемый такими электронами, будет равен

$$\begin{aligned} I_1 &= \frac{2e}{h^3} \int f v_x dg = \frac{2}{h^3} e^{\frac{\mu}{kT}} \times \\ &\times \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{p_y^2}{2mkT}} dp_y \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{p_z^2}{2mkT}} dp_z \times \\ &\times \int_{p_x = \sqrt{2e(V_K + V)m}}^{\infty} v_x e^{-\frac{p_x^2}{2mkT}} dp_x. \end{aligned} \quad (8.32)$$

Интегрирование (8.32) дает следующий результат:

$$I_1 = \frac{1}{4} n v_0 e e^{-\frac{e(V_K + V)}{kT}}, \quad (8.33)$$

где введено обозначение

$$v_0 = \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}} \quad (8.34)$$

(v_0 — средняя тепловая скорость).

Ток, текущий из металла в полупроводник, не зависит от приложенного напряжения, следовательно, он должен быть равен току из полупроводника при $V=0$ (так как

при этом результирующий ток равен нулю):

$$I_2 = I_1(0) = \frac{1}{4} n v_0 e e^{-\frac{eV_R}{kT}}. \quad (8.35)$$

Таким образом, результирующий ток

$$I = I_2 - I_1 = \frac{1}{4} e n v_0 e^{-\frac{eV_R}{kT}} \left(1 - e^{-\frac{eV}{kT}}\right). \quad (8.36)$$

Итак, отличие вольтамперной характеристики тонкого запирающего слоя заключается в следующем:

1) ток насыщения в этом случае

$$I_s = \frac{1}{4} e n v_0 e^{-\frac{eV_R}{kT}} \quad (8.37)$$

не зависит от приложенного напряжения, в то время как в толстом запирающем слое он растет для запирающего направления и падает для пропускного;

2) ток насыщения в тонком запирающем слое больше во столько раз, во сколько тепловая скорость v_0 носителей больше их скорости дрейфа v_d .

Обе эти особенности являются достоинствами тонкого запирающего слоя. Недостатком его является тот факт, что он не выдерживает высоких обратных напряжений из-за электростатической ионизации. Соотношение, характеризующее тонкий запирающий слой, соблюдается в германиевых детекторах; при концентрации примесей порядка 10^{19} толщина запирающего слоя падает до 10^{-7} . В то же время подвижность носителей в германии велика, при комнатной температуре $\mu \approx 10^3$ см²/в·сек, и соответственно велика длина свободного пробега; таким образом, в данном случае мы имеем дело с ситуацией, обратной селеновым выпрямителям *).

8.5. ТЕОРИЯ ФИЗИЧЕСКОГО ЗАПИРАЮЩЕГО СЛОЯ (ТЕОРИЯ ИСТОЩЕНИЯ ШОТТКИ)

Физический запирающий слой в равновесии мы рассмотрели в начале этой главы; как видно из (8.7), его толщина и заряд пропорциональны корню из приложенного к нему

*) В действительности в данном случае длина свободного пробега не намного больше, а одного порядка с толщиной запирающего слоя, и изложенную ниже теорию можно применять с некоторой натяжкой.