

Оценка показывает, что критерий (8.10) не является очевидным. На практике в зависимости от концентрации доноров мы можем встретиться и с тем и с другим случаем. При $N = 10^{20}$ слой объемного заряда становится чрезвычайно тонким и основную роль начинает играть туннельный эффект. Этот случай мы рассмотрим при анализе работы обращенных и туннельных диодов, в ближайших параграфах мы будем считать запиорный слой достаточно толстым, чтобы туннельным эффектом можно было пренебречь.

8.3. ДИФФУЗИОННАЯ ТЕОРИЯ ВЫПРЯМЛЕНИЯ МОТТА (ХИМИЧЕСКИЙ БАРЬЕРНЫЙ СЛОЙ НА ГРАНИЦЕ МЕТАЛЛА С ПОЛУПРОВОДНИКОМ)

Если в результате технологической обработки на границе между металлом и полупроводником создан слой вещества, лишенный примесей *), то распределение потенциала на таком контакте будет иметь вид, представленный на рис. 8.2, а, или (полагая, что слой достаточно толст, а зазор тонок) вид, схематически представленный на рис. 8.2, б.

Моттом была создана теория выпрямления на таком контакте при следующих предположениях:

- контактная разность потенциалов (или, что то же самое, падение потенциала) в зазоре много больше энергии ионизации примесных центров;
- концентрация носителей и ионизованных примесей в запиорном слое настолько мала, что поле можно считать постоянным;
- падением напряжения в объеме полупроводника можно пренебречь;
- поверхностными уровнями и сопротивлением воздушного зазора можно также пренебречь;
- средняя длина свободного пробега носителей много меньше толщины слоя.

Последнее предположение означает, что в данном случае к движению носителей в слое можно применить диффузионное уравнение

$$I = neuE - De \frac{dn}{dx}. \quad (8.12)$$

*) Или каким-либо специальным приемом в промежутке между металлом и полупроводником создан слой диэлектрика.

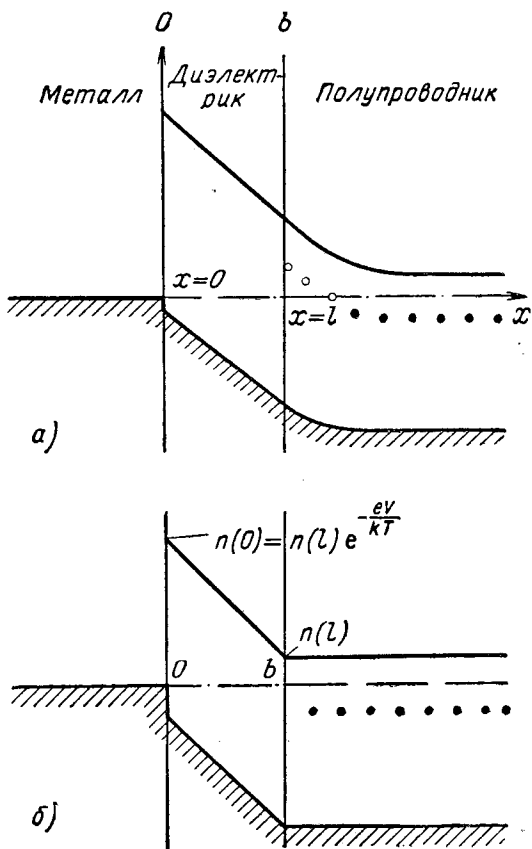


Рис. 8.2. Зонная диаграмма химического запорного слоя:

- а) с учетом объемного заряда в полупроводниках;
 б) в упрощенном виде.

Учитывая, что ток (в стационарном состоянии) во всем зазоре постоянен, можно в (8.13) разделить переменные:

$$\frac{dn}{an-l} = \frac{dx}{b}, \text{ где } a = euE \text{ и } b = eD, \quad (8.13)$$

и произвести интегрирование в пределах запорного слоя:

$$\ln \frac{an(l)-l}{an(0)-l} = \frac{a}{b} l = \frac{eEl}{kT}. \quad (8.14)$$

При выводе (8.14) использовано соотношение Эйнштейна

$$eD = kTu. \quad (8.15)$$

Потенцируя левую часть (8.14) и решая полученное выражение относительно тока, находим

$$I = euE \frac{n(0) e^{\frac{eEl}{kT}} - n(l)}{e^{\frac{eEl}{kT}} - 1}. \quad (8.16)$$

Полагая, что падение напряжения в запорном слое много больше kT , и пренебрегая единицей в знаменателе (8.16), получаем

$$I = euE [n(0) - n(l) e^{-\frac{eEl}{kT}}]. \quad (8.17)$$

Заменяя

$$n(0) = n(l) e^{-\frac{eV_K}{kT}}, \quad (8.18) *$$

где V_K — контактная разность потенциалов или диффузионное падение напряжения в запорном слое, и

$$E = \frac{V_K + V}{l}, \quad (8.19)$$

где V — приложенное внешнее напряжение, получаем окончательно

$$I = \frac{eun}{l} (V_K + V) e^{-\frac{eV_K}{kT}} (1 - e^{-\frac{eV}{kT}}), \quad (8.20)$$

где V считается отрицательным для пропускного направления и положительным для запорного.

Формуле (8.20) можно придать более наглядный вид:

$$I = ev_d n(0) (1 - e^{-\frac{eV}{kT}}), \quad (8.21)$$

*) В дальнейшем $n(l)$ — концентрацию носителей в объеме полупроводников — мы будем обозначать просто n .

где $v_d = uE$ — дрейфовая скорость носителей в запиорном слое; $n_0 = ne^{-eV_k/kT}$ — концентрация носителей в металле, имеющих достаточную энергию, чтобы преодолеть потенциалный барьер.

Формулы (8.19) и (8.21) верны до тех пор, пока для пропускного направления приложенное напряжение много меньше высоты потенциалного барьера.

С увеличением обратного напряжения ток из металла растет линейно (за счет v_d), а ток из полупроводника стремится к нулю. Сопротивление барьера растет и приближается к предельному значению

$$\frac{1}{\rho_\infty} = \frac{I}{V} = \frac{eun_0}{l}. \quad (8.22)$$

По мнению ряда авторов, в селеновых и меднозакисных выпрямителях осуществляются условия, близкие к предположениям, положенным в основу теории Мотта *), поэтому наиболее естественно сравнить результаты теории с вольтамперными характеристиками таких выпрямителей.

Проведение этого анализа показывает, что пропускная характеристика удовлетворительно согласуется с теорией, а для запиорного направления сопротивление не следует (8.21), а падает начиная с некоторого предельного значения.

Измерение емкости запиорного слоя в этих выпрямителях показывает, что толщина его очень велика, порядка 10^{-3} — 10^{-4} см, и, следовательно, это падение сопротивления нельзя объяснить туннельным эффектом.

В действительности причина падения сопротивления в том, что с увеличением напряжения на запиорном слое уменьшается работа выхода из металла, а следовательно, и высота потенциалного барьера.

Мы уже упоминали (см. гл. 1), что одним из компонентов работы выхода является работа против так называемых сил зеркального изображения, сущность этого явления заключается в следующем.

Если к поверхности проводящего тела приближается (предположим для определенности) отрицательный заряд, то под влиянием его поля в этом теле также начинают перемещаться заряды. Положительные заряды притягиваются

*) Ряд других исследователей считают, что в обоих случаях в результате технологических операций в выпрямителях образуется p - n переход; в меднозакисном — между закисью и окисью меди, в селеновом — между селеном и селенистым кадмием.

к поверхности, а отрицательные — уходят от нее. Это перемещение зарядов продолжается до тех пор, пока наведенный таким образом на поверхности заряд не нейтрализует полностью в объеме проводящего тела поле стороннего заряда.

Для того чтобы вычислить, с какой силой притягивается к поверхности заряд e (рис. 8.3), рассуждают следующим образом. Результирующее тангенциальное поле, возникшее в любой точке поверхности в результате действия

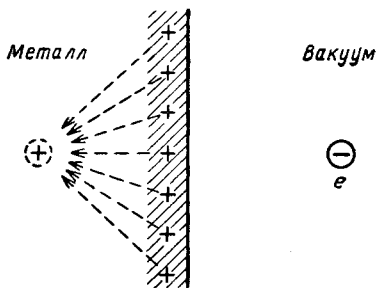


Рис. 8.3. Схема возникновения сил зеркального изображения.

двух зарядов, наведенного и стороннего, должно быть равно нулю *); это значит, что индуцированный заряд в каждой точке поверхности создает поле, равное и противоположное по направлению полю основного заряда. Такое поле создавало бы его «зеркальное изображение», т. е. заряд, равный ему, противоположный по знаку и находящийся на равном расстоянии по противоположную

сторону поверхности. Можно показать, что такое же поле этот заряд будет создавать в любой точке вне проводника. Следовательно, дополнительную силу, с которой притягивается основной заряд к поверхности, можно выразить как

$$F_{\text{зерк}} = \frac{e^2}{4x^2}, \quad (8.23)$$

где x — расстояние заряда от поверхности.

Чтобы определить соответствующий вклад в работу выхода, надо проинтегрировать выражение (8.23) от бесконечности до некоторого расстояния a , порядка межатомного расстояния, на котором эта сила перестает действовать:

$$\Delta W_{\text{зерк}} = - \int_a^{\infty} F_{\text{зерк}} dx = - \frac{e^2}{4a}. \quad (8.24)$$

*) В противном случае заряды перемещались бы до тех пор, пока не выполнится это условие; нормальная составляющая поля не должна быть равна нулю, так как поверхность ограничивает перемещение зарядов в этом направлении.

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 :

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

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