

некоторые из состояний Тамма могут оказаться тоже медленными, если соответствующие им сечения захвата электронов (дырок) (§ 8) достаточно малы.

Поверхностные состояния особого типа возникают при достаточно сильном изгибе зон. Если, например,  $Y_s > 0$ , то зоны изгибаются вниз и у поверхности возникает потенциальная яма для электронов (рис. 10.15). Форма ее зависит от степени однородности поверхности. Если свойства последней всюду одинаковы, то яма, очевидно,

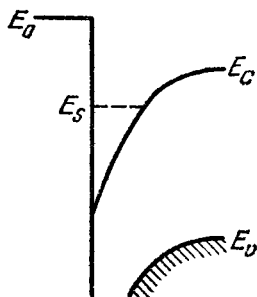


Рис. 10.15. Потенциальная яма для электрона при  $Y_s > 0$ . Пунктиром обозначен один из уровней электрона в яме.

имеет вид желоба с острым дном, вытянутого вдоль поверхности. При достаточной глубине и ширине ямы в ней могут образоваться связанные состояния, находясь в которых электроны локализованы вблизи поверхности. Это явление называется *поверхностным квантованием*. В одномерном случае указанным состояниям отвечали бы дискретные уровни в запрещенной зоне; в трехмерной задаче с однородной поверхностью мы получили бы поверхностные энергетические зоны. Электроны, их заполняющие, могли бы свободно перемещаться вдоль поверхности, соответственно чему их состояние, кроме номера зоны, можно было бы характеризовать двумерным квазиимпульсом с компонентами  $p_y, p_z$ . Реальная

поверхность, однако, всегда неоднородна, и распределение потенциала вдоль нее не периодически. Поэтому, как уже отмечалось выше, полной аналогии между поверхностными и объемными зонами не имеется. Соответственно, и электропроводность по поверхностным зонам в реальных кристаллах может не проявляться.

Очевидно, что сказанное справедливо и для дырок, с той лишь разницей, что для них потенциальная яма возникает при изгибе зон вверх.

#### § 4. Некоторые эффекты, связанные с поверхностными состояниями

Так как поверхностные уровни вызывают искривление зон вблизи поверхности, то все явления, связанные с потенциальными барьерами, зависят от поверхностных состояний.

1. Поверхностные уровни изменяют термоэлектронную работу выхода электронов. При положительном потенциале поверхности (рис. 10.16) зоны искривляются вниз на  $-e\phi_s$ . Откладывая от дна зоны проводимости  $E_c$  у поверхности электронное сродство  $\chi$  (которое не зависит от изгиба зон), мы получим положение уровня энергии электрона в вакууме  $E_0$ . Из рис. 10.16 видно, что термоэлект-

ронная работа выхода  $\Phi = E_0 - F$  в этом случае уменьшается. Ее изменение равно  $\Delta\Phi = -e\varphi_s$ . При отрицательном потенциале поверхности зоны искривляются вверх и  $\Phi$  увеличивается.

Знаки  $\Delta\Phi$  и изменения проводимости  $\Delta G$  связаны между собой. В полупроводнике  $n$ -типа при  $\varphi_s > 0$  возникает обогащенный слой и  $\Delta G > 0$ , а при  $\varphi_s < 0$  (при небольшом искривлении зон, пока не образуется инверсионный слой)  $\Delta G < 0$ . Поэтому  $\Delta\Phi$  и  $\Delta G$  имеют разные знаки. Напротив, в полупроводнике  $p$ -типа (как на рис. 10.16)  $\Delta\Phi$  и  $\Delta G$  имеют одинаковые знаки. Это заключение хорошо подтверждается в экспериментах, в которых одновременно измеряются  $\Delta G$  и изменение контактной разности потенциалов (относительно какого-либо стандартного металла) при изменении газовой атмосферы или в эффекте поля.

2. Поверхностный изгиб зон проявляется и при внешнем фотоэлектрическом эффекте с полупроводниковых фотокатодов. Здесь электроны возбуждаются из валентной зоны в зону проводимости при поглощении света. Если при этом электроны приобретают энергию, достаточную для преодоления потенциального барьера на поверхности, часть из них может выйти в вакуум. Чтобы снизить темновой ток катода, очевидно, выгодно использовать полупроводники  $p$ -типа, так как в них концентрация электронов в зоне проводимости без освещения очень мала.

Квантовый выход фотоэмиссии (число испускаемых электронов на один поглощенный фотон) существенно зависит от соотношения между толщиной слоя объемного заряда  $d$  и средней длиной свободного пробега  $l$ . Действительно, электроны, возбужденные светом в зону проводимости, диффундируя к поверхности, испытывают соударения с решеткой и на длине, порядка немногих длин свободного пробега, термализуются. При  $d \gg l$  термализация происходит и в слое объемного заряда, и поэтому в вакуум могут выйти только те электроны, которые возбуждаются светом в тонком слое у поверхности, толщиной порядка  $l$ . Эта «глубина выхода» электронов обычно мала по сравнению с глубиной проникновения света и, например, для кремния, германия, соединений  $A^{III}B^V$  имеет порядок  $10^{-6}$  см. Чтобы в этих условиях электрон мог выйти в вакуум, он должен получить

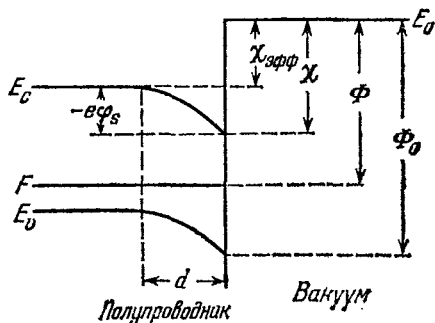


Рис. 10.16. Влияние изгиба зон у поверхности на электронную эмиссию.  $\Phi$  — термоэлектронная работа выхода,  $\Phi_0$  — оптическая работа выхода,  $\chi$  — электронное средство,  $\chi_{\text{эфф}}$  — эффективное электронное средство.

минимальную энергию  $\Phi_0 = E_g + \chi$  (рис. 10.16). Эта величина называется *оптической работой выхода*. Она не зависит от поверхностного потенциала и приповерхностного изгиба зон. Минимальная энергия фотонов (красная граница фотоэмиссии) определяется условием  $\hbar\omega_{\min} \simeq \Phi_0$  (мы пишем знак «приблизительно равно» вследствие возможного участия фононов в процессах возбуждения электронов, ср. § XVIII.5).

Однако при увеличении степени легирования полупроводника  $d$  уменьшается, и в сильно легированных полупроводниках оказывается возможным осуществить условие  $d \leq l$ . В указанных выше полупроводниках это происходит при концентрации основных носителей  $\sim 10^{18} \div 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , когда уровень Ферми  $F$  приближается к  $E_v$ . В этом случае электроны практически не испытывают соударений в слое объемного заряда и фотоэмиссия происходит так, как если бы вместо истинного электронного сродства  $\chi$  мы имели некоторое эффективное сродство  $\chi_{\text{эфф}} = \chi - e\varphi_s$  (рис. 10.16). При положительном потенциале поверхности  $\chi_{\text{эфф}} < \chi$ . Соответственно красная граница фотоэмиссии теперь определяется условием  $\hbar\omega_{\min} \approx \approx E_g + \chi - e\varphi_s < \Phi_0$  и сдвигается в область более длинных волн.

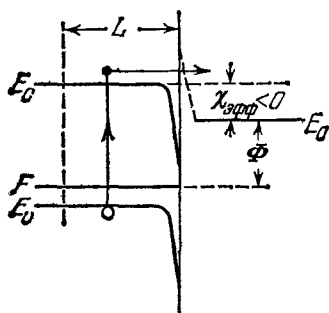


Рис. 10.17. Полупроводник с отрицательным эффективным электронным сродством.

Вторая важная особенность случая  $d \leq l$  заключается в том, что здесь выйти в вакуум могут все избыточные электроны, которые в процессе диффузии к поверхности не исчезнут вследствие рекомбинации. Поэтому глубина выхода электронов имеет порядок длины диффузии  $L \gg l$ , вследствие чего квантовый выход таких фотокатодов сильно увеличивается. Таким образом, в сильно легированных полупроводниках ( $d \leq l$ ) поверхностные состояния могут сильно сказываться на фотоэмиссии электронов, существенно изменяя красную границу и квантовый выход.

При специальной обработке поверхности можно дополнительно понизить уровень энергии вакуума  $E_0$  относительно краев зон и даже сделать уровень  $E_0$  лежащим ниже уровня  $E_c$  в объеме полупроводника (рис. 10.17). Это можно осуществить, например, напыляя в вакууме на поверхность кремния или кристаллов соединений  $A^{III}B^V$  тонкий слой атомов цезия (один или несколько атомных слоев) и затем окисляя его в атмосфере кислорода. Толщина возникающего при этом потенциального барьера оказывается меньше длины волны де Бройля для электронов, и поэтому значительная часть электронов проходит сквозь этот барьер с помощью туннель-

ного эффекта. В этом случае  $\chi_{\text{эфф}} = E_0 - E_c$  становится отрицательным. Это значит, что для выхода электрона в вакуум его достаточно только перевести на уровень  $E_c$ . Соответственно пороговая энергия фотонов еще уменьшается и становится  $\hbar\omega_{\text{min}} \simeq E_g$ . Используя полупроводники с отрицательным эффективным электронным сродством, оказывается возможным сильно увеличить квантовый выход фотокатодов (примерно на два порядка) и сделать их чувствительными для близкой инфракрасной области спектра. Таким же способом можно существенно увеличить и эффективность эмиттеров вторичных электронов, в которых возбуждение электронов происходит не под действием света, а в результате бомбардировки эмиттера пучком первичных электронов.

3. Поверхностные уровни могут сильно проявляться в электрических свойствах прижимных контактов металл — полупроводник. В §§ VI.11, VI.12 мы видели, что вольтамперная характеристика идеального контакта должна существенно зависеть от контактной разности металл — полупроводник, а следовательно, и от работы выхода металла. Эту «действующую» контактную разность можно определить, исследуя температурную зависимость дифференциального сопротивления контакта при нулевом напряжении (§ VI.13). Однако, как уже упоминалось, для некоторых полупроводников, например для германия и кремния, на опыте не наблюдается никакой корреляции между работой выхода металла и нулевым сопротивлением контакта. Это объясняется тем, что в таких полупроводниках поверхностная концентрация уровней очень велика и поэтому искривление зон в них обусловлено главным образом зарядом поверхности, а не контактным полем.

## § 5. Скорость поверхностной рекомбинации

Поверхностные уровни энергии, так же как и локальные уровни примесных атомов в объеме, могут участвовать в рекомбинации и тепловой генерации электронов и дырок и поэтому могут сильно влиять на их времена жизни. Влияние поверхности на кинетику электронных процессов принято характеризовать *скоростью поверхностной рекомбинации*. К этому понятию мы приходим следующим образом.

Пусть  $R_{ps}$  есть суммарный темп рекомбинации дырок на поверхности, т. е. разность темпов захвата и обратного теплового выброса, рассчитанных на единицу поверхности и единицу времени. Обозначим, далее, через  $p_s$  концентрацию дырок у поверхности в слое объемного заряда (рис. 10.18). В равновесии, когда  $p_s = p_{s0}$ ,  $R_{ps} = 0$ . Тогда, аналогично тому как мы поступали, рассматривая темп объемной рекомбинации (§ VII.2), формально можно написать

$$R_{ps} = s'_p (p_s - p_{s0}) = s'_p \delta p_s. \quad (5.1)$$