

Если $\chi < \epsilon_g$, но больше энергии оптич. фотона ($h\nu \sim 10^{-2}$ эВ), то ударная ионизация невозможна и фотоэлектроны теряют свою энергию на генерацию оптич. фононов. При таком рассеянии длина свободного пробега электрона составляет всего несколько нм, однако в одном акте рассеяния теряется лишь малая часть энергии ($\sim 10^{-2}$ эВ). Поэтому длина, на к-рой фотоэлектрон рассеивает значит. часть своей энергии и теряет возможность выйти в вакуум (глубина выхода), оказывается значительно больше и в ряде случаев достигает неск. десятков нм. Квантовый выход Y растёт с уменьшением χ и при $\chi < \epsilon_g$ может достигать величины $\geq 10^{-1}$ электрон/фотон. Все эфф. фотокатоды (квантовый выход $\geq 0,1$ электрон/фотон) являются полупроводниками с малым положит. или отрицат. электронным сродством.

Дырочные полупроводники имеют более высокий квантовый выход Ф. э., чем электронные, что объясняется существованием приповерхностного пространственного заряда и связанного с ним электр. поля. В электронных полупроводниках приповерхностное электр. поле тормозит фотоэлектроны и препятствует их выходу в вакуум. Напротив, в дырочных полупроводниках электр. поле ускоряет фотоэлектроны к поверхности и способствует их выходу в вакуум. Все эфф. фотокатоды являются полупроводниками p -типа.

В случае дырочных полупроводников, где вблизи поверхности энергетич. зоны изогнуты вниз (электр. поле ускоряет фотоэлектроны), снижение χ может привести к тому, что, хотя $\chi > 0$, уровень вакуума (энергия покоящегося электрона в вакууме) оказывается ниже дна зоны проводимости в объёме полупроводника. В такой ситуации говорят об отрицат. электронном сродстве (ОЭС).

При Ф. э. из полупроводников с ОЭС в вакуум могут выйти не только горячие электроны, как в обычных полупроводниках, но и электроны, возбуждённые светом на дно зоны проводимости или термализованные в зоне проводимости полупроводника (рис. 3). Термализованные электро-

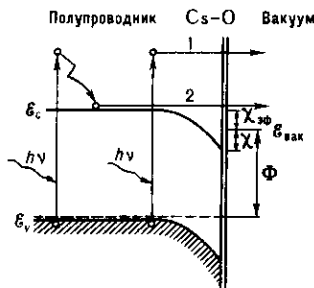


Рис. 3. Энергетическая схема приповерхностной области полупроводников с ОЭС. Стрелками показан выход в вакуум горячих (1) и термализованных (2) электронов.

ны подходят к поверхности полупроводника из глубины, равной диффузионной длине неосновных носителей заряда, к-рая в десятки раз больше глубины выхода горячих электронов и превышает глубину поглощения света даже в области спектра вблизи края фундам. поглощения. Т. о., даже те электроны, к-рые генерируются светом в глубине полупроводника, могут выйти в вакуум. Проходя в процессе Ф. э. приповерхностную область изгиба зон, электроны становятся горячими и могут, потеряв часть своей энергии, опуститься ниже уровня вакуума и не дать вклад в фототок. Однако при сильном легировании полупроводников ширина области изгиба зон может быть сделана меньше длины свободного пробега горячих электронов, что резко уменьшает эффекты рассеяния в области изгиба зон. В результате длинноволновая граница Ф. э. из полупроводников в этом случае соответствует ширине запрещённой зоны полупроводника, а квантовый выход Ф. э. оказывается большим во всей области их фоточувствительности ($h\nu > \epsilon_g$). Форма спектральной характеристики квантового выхода Ф. э. из полупроводников с ОЭС вблизи порога описывается выражением

$$Y = \frac{(1-R)B}{1+1/\alpha L}$$

Здесь R — коэф. отражения, α — коэф. оптич. поглощения, L — диффузионная длина электронов, B — вероятность выхода фотоэлектронов в вакуум, т. е. вероятность прохождения области изгиба зон и границы раздела полупроводник — вакуум. Обычно B лежит в пределах 0,05 — 0,5.

Исследования Ф. э. из полупроводников с ОЭС впервые проведены Широм и ван Лааром в 1965 на монокристаллах p -GaAs, скототых в сверхвысоком вакууме и покрытых монослоем Cs. Была получена Ф. э. с длинноволновой границей, соответствующей ϵ_g ($\lambda_0 \approx 0,9$ мкм), и высоким квантовым выходом. В дальнейшем исследования Ф. э. из эпитаксиальных плёнок GaAs, поверхность к-рых очищалась прогревом в сверхвысоком вакууме, а также использование для снижения работы выхода не только цезия, но и кислорода позволили довести величину квантового выхода Ф. э. из GaAs с ОЭС до 30—40%. Ф. э. с высоким квантовым выходом в области спектра до $\lambda = 1,1$ мкм была получена при реализации ОЭС в Si и полупроводниковых твёрдых растворах соединений $A^{III}B^V$ (GaInAs, InAsP, InGaAsP) (рис. 4).

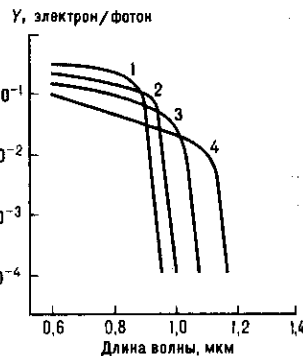


Рис. 4. Спектральные характеристики квантового выхода фотоэмиссии из полупроводников с ОЭС:

Ga_{1-x}In_xAs — Cs — O.
1 — $\epsilon_g = 1,43$ эВ; 2 — $\epsilon_g = 1,28$ эВ; 3 — $\epsilon_g \approx 1,18$ эВ; 4 — $\epsilon_g = 1,08$ эВ.

Зонная структура GaAs и нек-рых др. полупроводниковых соединений типа $A^{III}B^V$ такова, что при освещении их светом с круговой поляризацией возбуждённые электроны в зоне проводимости оказываются поляризованными по спину, причём степень поляризации составляет 50%. В случае ОЭС такие электроны могут выйти в вакуум, образуя лучок спин-поляризованных электронов. Степень поляризации электронов, эмитированных из GaAs с ОЭС, достигает 40 ÷ 49%.

Энергетич. распределение фотоэлектронов отражает структуру начальных и конечных состояний, между к-рыми происходит электронный переход при поглощении фотона, а также механизм рассеяния фотоэлектронов в процессе их движения к поверхности.

Сильное электр. поле (внешнее и внутреннее) влияет на Ф. э. из полупроводников. Внеш. электр. поле в соответствии с эффектом Шоттки снижает величину χ и тем самым сдвигает порог Ф. э. в длинноволновую часть спектра и повышает величину квантового выхода Ф. э. вблизи порога. Внутр. электр. поле вблизи поверхности полупроводника ускоряет фотоэлектроны к поверхности, также увеличивая квантовый выход Ф. э. Если электр. поле достаточно сильное, выйти в вакуум смогут даже фотоэлектроны, находящиеся в объёме полупроводника вблизи дна зоны проводимости ниже уровня вакуума. Дополнит. энергию, необходимую для выхода в вакуум, фотоэлектроны приобретают в электр. поле. При этом порог Ф. э. будет определяться шириной запрещённой зоны полупроводника ($h\nu_0 \approx \epsilon_g$), к-рая может быть значительно меньше, чем Ф. Для создания областей сильного электр. поля обычно используют полупроводниковые структуры с p — n -переходами и контактами полупроводник — металл (см. Контактные явления в полупроводниках). На рис. 5 представлены спектральные характеристики Ф. э. из контакта полупроводник — металл p -InGaAs — Ag. Работа выхода плёнки Ag снижена адсорбцией цезия и кислорода до $\Phi \approx 1,1$ эВ. При обратном смещении на контакте