

## ВЛИЯНИЕ РАЗМЕРНОГО КВАНТОВАНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ НА ФОТОЭЛЕКТРОННУЮ ЭМИССИЮ

*В.Л.Коротких, А.Л.Мусатов, В.Д.Шадрин*

Проведено исследование распределения фотоэлектронов по энергиям для GaAs фотокатодов с отрицательным электронным средством. Сделан вывод, что фотоэлектроны выходят в вакуум из двумерных поверхностных подзон, возникающих в области изгиба зон полупроводника в результате размерного квантования.

Фотокатоды с отрицательным электронным средством (ОЭС) представляют собой сильно легированные полупроводники  $p$ -типа (концентрация примеси  $N_a \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ), работа выхода которых снижена так, что уровень вакуума находится ниже дна зоны проводимости в объеме полупроводника [1, 2]. При такой степени легирования полупроводника ширина области изгиба зон вблизи его поверхности порядка длины волны электрона, вследствие чего в этой области может иметь место размерное квантование энергетических уровней. В настоящем сообщении приводятся результаты исследования распределения фотоэлектронов по энергиям для GaAs фотокатодов с ОЭС, свидетельствующие о влиянии размерного квантования на фотоэлектронную эмиссию.

Фотокатоды изготовлялись на основе эпитаксиальных слоев GaAs, легированных цинком  $N_a \sim 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Работа выхода фотокатодов была равна  $\phi = 1,12 \text{ эв}$  [3], так что уровень вакуума находился на  $0,3 \text{ эв}$  ниже дна зоны проводимости в объеме полупроводника. Исследования

фотоэлектронных спектров проводились разработанным нами методом, который состоял в измерении зависимости квантового выхода фотоэмиссии от работы выхода [3] и дифференцировании этой характеристики графически или с помощью ЭВМ. В этом методе роль задерживающего потенциала играет барьер на границе с вакуумом, так что, фактически, измеряется распределение фотоэлектронов по нормальной составляющей энергии.

Распределение фотоэлектронов по энергиям для GaAs с ОЭС приведено на рис. 1. Энергетический спектр состоит из двух максимумов, соответствующих фотоэлектронам, термализованным в  $\Gamma$  и  $X$  минимумах зоны проводимости. Как видно из рисунка, положения максимумов смещены в сторону меньших энергий по сравнению с положениями  $\Gamma$  и  $X$  минимумов зоны проводимости в объеме полупроводника, причем это смещение различно для  $\Gamma$  ( $\Delta\epsilon_{\Gamma} = 0,18$  эВ) и  $X$  ( $\Delta\epsilon_X = 0,29$  эВ) минимумов. В то же время пики довольно узкие, их полуширина не превышает 0,1 эВ.

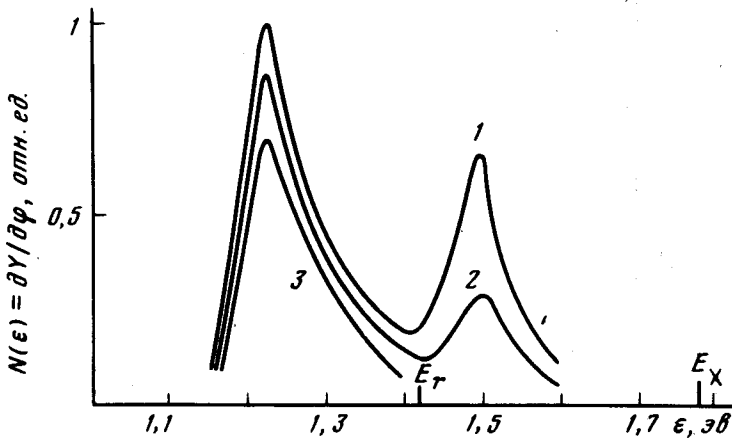


Рис. 1. Распределение фотоэлектронов по энергиям для GaAs с ОЭС.  $E_{\Gamma}$  и  $E_X$  — положение соответствующих минимумов зоны проводимости в объеме полупроводника: 1 —  $h\nu = 3$  эВ, 2 —  $h\nu = 2$  эВ, 3 —  $h\nu = 1,45$  эВ.

Поскольку длина свободного пробега горячих электронов в  $\Gamma$  минимуме зоны проводимости ( $l_{p0} \approx 700 \text{ \AA}$  [4]) существенно превышает ширину области изгиба зон ( $l_D \approx 100 \text{ \AA}$ ), наблюдаемое уменьшение энергии фотоэлектронов нельзя объяснить за счет электрон-фононного взаимодействия в области изгиба зон с непрерывным энергетическим спектром электронных состояний [5]. По нашему мнению, наличие на энергетическом спектре фотоэлектронов узких пиков, смещенных в сторону меньших энергий по сравнению с положением  $\Gamma$  и  $X$  минимумов зоны проводимости в объеме полупроводника указывает на существование в области изгиба зон дискретных уровней энергии.

Для расчета спектра электронных состояний в области изгиба зон рассмотрим энергетическую схему GaAs с ОЭС, изображенную на рис. 2. Следует отметить, что поверхность полупроводника с ОЭС обладает

большим коэффициентом отражения для электронов зоны проводимости [6,7]. Величину коэффициента отражения для наших фотокатодов можно оценить, исходя из данных о вероятности выхода фотоэлектронов в вакуум при реализации условия нулевого электронного сродства ( $\chi = 0$ ,  $B \sim 1\%$  [3]). Хотя при  $\chi = 0$  все фотоэлектроны проходят область изгиба зон и достигают поверхность с энергией превышающей уровень вакуума ( $l_{p_0} \gg l_D$ ), в вакуум выходит лишь малая часть от общего числа фотоэлектронов. Это означает, что коэффициент отражения близок к единице и в первом приближении поверхность можно рассматривать как идеально отражающую стенку, а область изгиба зон как одномерную потенциальную яму для электронов.

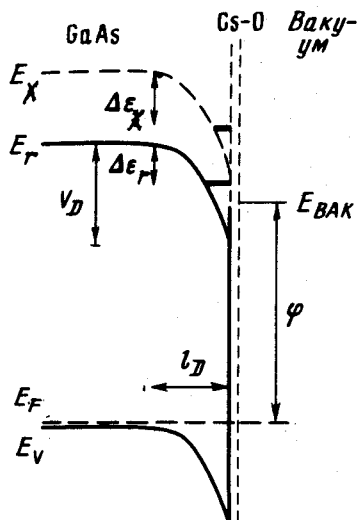


Рис. 2. Энергетическая схема GaAs с ОЭС  $\Delta\epsilon_{\Gamma}$  и  $\Delta\epsilon_{\chi}$  указывают положение дна нижних поверхностных подзон относительно соответствующих минимумов зоны проводимости в объеме полупроводника

Энергетический спектр нижних состояний электронов, локализованных в области изгиба зон, вычислялся в приближении эффективной массы. При этом потенциал области изгиба зон аппроксимировался треугольной потенциальной ямой с бесконечными стенками. Собственными функциями уравнения эффективной массы в данном случае являются функции Эйри с узлами на поверхности полупроводника, а спектр электронных состояний для  $\Gamma$  и  $\chi$  минимумов зоны проводимости дается выражением:

$$\epsilon_{\Gamma, \chi}(n, p_{\parallel}) = \left( \frac{\hbar^2 e^2 F^2}{2m_{\Gamma, \chi}^*} \right)^{1/3} \lambda_n + \frac{p_{\parallel}^2}{2m_{\Gamma, \chi}^*},$$

где:  $\lambda_n$  — нули функции Эйри.  $m_{\Gamma, \chi}^*$  — эффективная масса в  $\Gamma$  и  $\chi$  минимумах, соответственно,  $F$  — средняя напряженность электрического поля в области изгиба зон,  $eF \approx V_D/L_D$ . Энергия отсчитывается от дна потенциальной ямы в каждом минимуме.

Как видно из приведенного выражения электронный спектр в области изгиба зон представляет собой набор двумерных поверхностных под-

зон. Оценим энергию, соответствующую дну нижней ( $n = 0$ ,  $\lambda_0 = 2,34$ ) поверхностной подзоны в каждом минимуме зоны проводимости  $-\epsilon_{\Gamma}(0)$  и  $\epsilon_X(0)$ . Полагая, что величина изгиба зон  $V_D = 0,5$  эв [2],  $l_D = 100 \text{ \AA}$  ( $N_a = 10^{19} \text{ см}^{-3}$ ), получаем  $\epsilon_{\Gamma}(0) = 0,3$  эв и  $\epsilon_X(0) = 0,12$  эв. Проведенная оценка показывает, что дно нижней поверхностной подзоны для  $\Gamma$  минимума расположено ниже соответствующего минимума зоны проводимости в объеме полупроводника на величину  $\Delta\epsilon_{\Gamma} = 0,2$  эв. Для  $X$  минимума  $\Delta\epsilon_X = 0,38$  эв. Полученные величины близки к экспериментально наблюдаемым смещениям пиков на фотоэлектронном спектре (см. рис. 1). По нашему мнению, это служит подтверждением предлагаемой модели.

Полученные результаты заставляют пересмотреть представление о фотоземиссии из полупроводников с ОЭС. Вследствие большой величины коэффициента отражения от границы полупроводник – слой  $C_s - O$  подавляющее большинство фотоэлектронов отражается от границы, после рассеяния попадает на двумерные поверхностные подзоны, возникающие в области изгиба зон в результате размерного квантования и выходит из них в вакуум. Поэтому для получения эффективной эмиссии необходимо снизить работу выхода полупроводника так, чтобы реализовать условие ОЭС для электронов, находящихся на дне нижней поверхностной подзоны.

Авторы благодарны Т.М.Лифшицу за обсуждение результатов работы.

Институт радиотехники и электроники

Поступила в редакцию  
24 апреля 1978 г.

### Литература

- [1] Н.А.Соболева. УФН, **111**, 331, 1973.
- [2] W.E.Spicer. Appl.Phys. by Springer-Verlag, **12**, 115, 1977.
- [3] В.Л.Коротких, А.Д.Коринфский, А.А.Матяш, А.Л.Мусатов, С.С.Стрельченко, В.А.Титов. ФТТ, **10**, 2869, 1977.
- [4] W.Fawcett. Electrons in cristallin solids, Vienna, 531, 1973.
- [5] J.S.Escher, H.Schade. J. Appl. Phys., **44**, 5309, 1973.
- [6] M.G.Burt, J.C.Inkson. J. Phys. D., **9**, 43, 1976.
- [7] L.W.James, J.L.Moll. Phys. Rev., **183**, 740, 1969.