

УДК 535.247.4:535.243

ВЛИЯНИЕ СОСТОЯНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ НА РАБОТУ ФОТОДЕТЕКТОРОВ

Кулышев А.М., Черникова И.Д., Черников Н.Г.

INFLUENCE CONTITION OF THE SURFACE SEMICONDUCTOR TO WORK OF PHOTODETECTOR

Kulyshhev A.M., Chernikova I.D., Chernikov N.G.

Известно, что время от времени установившиеся разделы науки переживают периоды скачкообразного развития, обусловленные появлением качественно новых идей, приборов и методов измерений. Наглядный пример тому – оптическая спектроскопия, которая с появлением лазерных источников света значительно преобразилась. Наряду с интенсивным развитием классических направлений возникли принципиально новые методы и приложения. Среди новых направлений особое место занимает статистический и спектральный анализ световых полей с помощью фотодетекторов – спектроскопия оптического смешения. Экспериментальные методы спектроскопии оптического смешения, в частности исследования по статистике фотоотсчетов, вызвали перед экспериментаторами определенные требования к эффективности фотодетекторов. В данной работе рассматриваются методы и способы получения эффективных фотодетекторов с помощью фотоэмиссии.

Ключевые слова: фотоэмиссия, квантовый выход, распределение электронов по энергиям, спектральный анализ, работа выхода, электронное сродство, загиб зон, полупроводники, полупроводниковый фотодетектор.

Анализ последних исследований и публикаций: Как впервые было показано в работах [1, 2] на поверхности монокристалла возможно появление поверхностных состояний, энергии которых лежат в запрещенной зоне. Эти состояния обусловлены разрывом связей на поверхности кристаллов. В работе [3] установлено, что при большой плотности поверхностных состояний на свободной поверхности полупроводника происходит изменение энергетического спектра электронов вследствие загиба зон. Загиб зон обусловлен наличием двойного электрического слоя вблизи поверхности, который образован зарядами в поверхностных состояниях и пространственным зарядом противоположного знака, распространяющимися вглубь кристалла.

Глубина распространения двойного слоя определяется степенью легирования полупроводника. Наличие двойного слоя обуславливает увеличение или уменьшение потенциальной энергии электронов на поверхности на величину φ_0 (рис. 1)

Положение уровня Ферми в объеме зависит от степени легирования, в то время как его положение относительно края валентной зоны E_v и зоны проводимости E_c на поверхности полностью определяется плотностью поверхностных состояний. Таким образом, происходит стабилизация уровня Ферми на поверхности.

Вследствие стабилизации уровня Ферми на поверхности термоэлектронная работа выхода φ_T существенно зависит от загиба зон. Она определяется как энергия (рис. 1, а), которую нужно сообщить электрону, чтобы перевести его с уровня Ферми в вакуум:

$$\varphi_T = E_{\text{вак}} - E_F = \chi + (E_C + E_F) = \chi + \zeta \quad (1)$$

Работа выхода φ_T может быть определена (рис. 1б – для полупроводника n-типа; рис. 1в – для полупроводника p-типа) фотоэмиссионным методом. Для этого необходимо произвести фотоэмиссионные измерения металла и полупроводника в одном и том же приборе и при одних и тех же вакуумных условиях.

Электронное сродство не зависит от загиба зон:

$$\chi = (E_{\text{вак}} - E_C)_S \quad (2)$$

Фотоэлектронная работа выхода для возбужденных из валентной зоны u самой поверхности электронов

$$\varphi_{\text{fs}} = (E_{\text{вак}} - E_v)_S \quad (3)$$

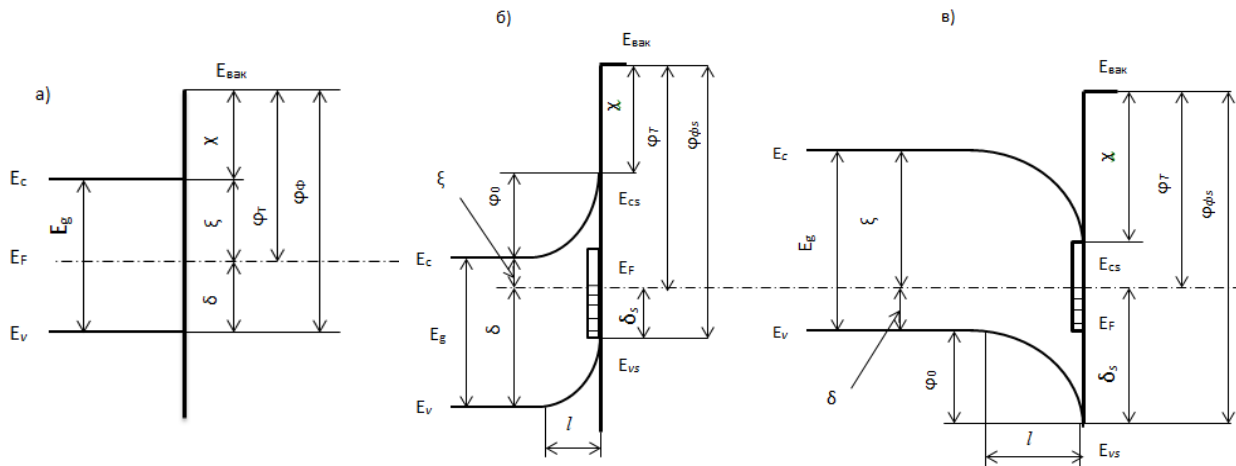


Рис. 1. Схема энергетических спектров поверхности полупроводника:
 а – собственный полупроводник с малой плотностью поверхностных состояний;
 б – электронный полупроводник; в – дырочный полупроводник;
 б и в – для случая большой плотности поверхностных состояний

также не зависит от загиба зон. Для электронов, возбужденных из глубины полупроводника, фотоэлектронная работа выхода зависит от загиба зон и определяется как величиной загиба зон, так и глубиной выхода фотоэлектронов.

В фотоэлектронной спектроскопии рассматриваются два вида анализа экспериментальных результатов: спектральное распределение квантового выхода фотоэлектронов и распределение по энергиям эмитированных фотоэлектронов.

Влияние поверхностных состояний на спектральное распределение квантового выхода фотоэмиссии интерпретируется разными авторами по-разному: Шеер и Лаар [4] объясняют ее как результат возбуждения электронов из поверхностных состояний, Гобели и Аллен [5] – возбуждением электронов с верхних уровней валентной зоны с одновременным обменом нормальной составляющей им-пульса электрона с поверхностью. Линейная зависимость объясняется авторами в обоих случаях прямыми переходами электронов из валентной зоны. Фишер [6] предполагает, что как кубическая, так и линейная зависимости спектрального распределения $Y(h\nu)$ обусловлены одинаковыми механизмами возбуждения: а именно, прямыми переходами в объеме, но кубическая зависимость обусловлена еще и влиянием на фотоэмиссию загиба зон.

Ранее Редфилд [7], рассматривая фотоэмиссию из полупроводников при наличии загиба зон на поверхности, пришел к следующим выводам: 1) хвост спектрального распределения квантового выхода простирается за область нормального порога фотоэмиссии; 2) положение границы валентной зоны не может быть определено из наблюдаемого порога; 3) области положительного и отрицательного пространственного зарядов вызывают эффекты, которые могут быть несимметричны; 4) зависимости квантового выхода

$Y(h\nu)$ вблизи порога существенно не отличаются как при $n = 3/2$, так и при $n = 5/2$ в формуле (4):

$$Y = C_n(h\nu - h\nu_0)^n \tag{4}$$

где C_n и n – коэффициенты, зависящие от механизмов возбуждения фотоэмиссии; $h\nu$ – энергия фотона, соответствующая порогу фотоэмиссии.

Экспериментально полученные зависимости $Y(h\nu)$ в области вблизи порога для ряда полупроводников [6] имеют вид, подобный показанному на рис.2. для арсенида галлия. В непосредственной близости от порога ход кривой следует соотношению:

$$Y(h\nu) \sim (h\nu - h\nu_0)^3 \tag{5}$$

и затем в некотором интервале $h\nu$ имеет место линейная зависимость:

$$Y(h\nu) \sim (h\nu - h\nu_0)^1 \tag{6}$$

При рассмотрении распределения по энергиям эмитированных фотоэлектронов в известной мере отражает особенности энергетической структуры вещества. Из таких распределений, измеренных при разных энергиях (рис. 3), возбуждающих эмиссию фотонов, можно получить информацию о характере межзонных переходов, их начальных и конечных состояний и о влиянии на них условий на поверхности. Для этого используется метод обработки экспериментальных данных, предложенных Фишером [6].

На рис. 3 схематически представлена зонная структура твердого тела. Предположим, что имеют место прямые переходы при энергиях фотонов $h\nu_1$, $h\nu_2$ и $h\nu_3$ и переход из вершины валентной зоны в зону проводимости происходит при энергии фотона $h\nu_1$. При значении $h\nu_1$ максимальная энергия

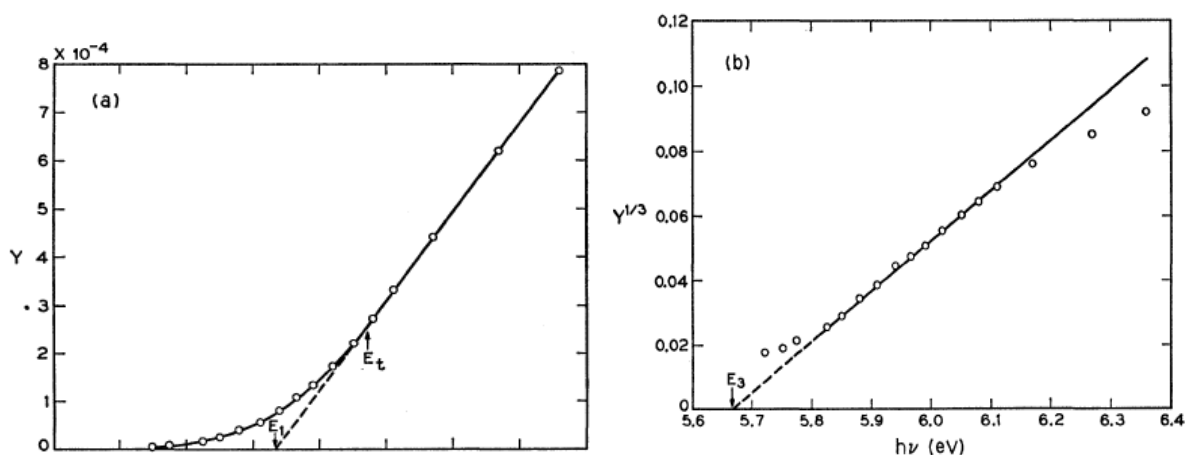


Рис. 2. Спектральное распределение квантового выхода фотоэлектронов с поверхности скола (110) GaAs [6]: а – E_t – линейная зависимость; б – кубическая зависимость. E_3 – экстраполированное значение порога фотоэмиссии с поверхности

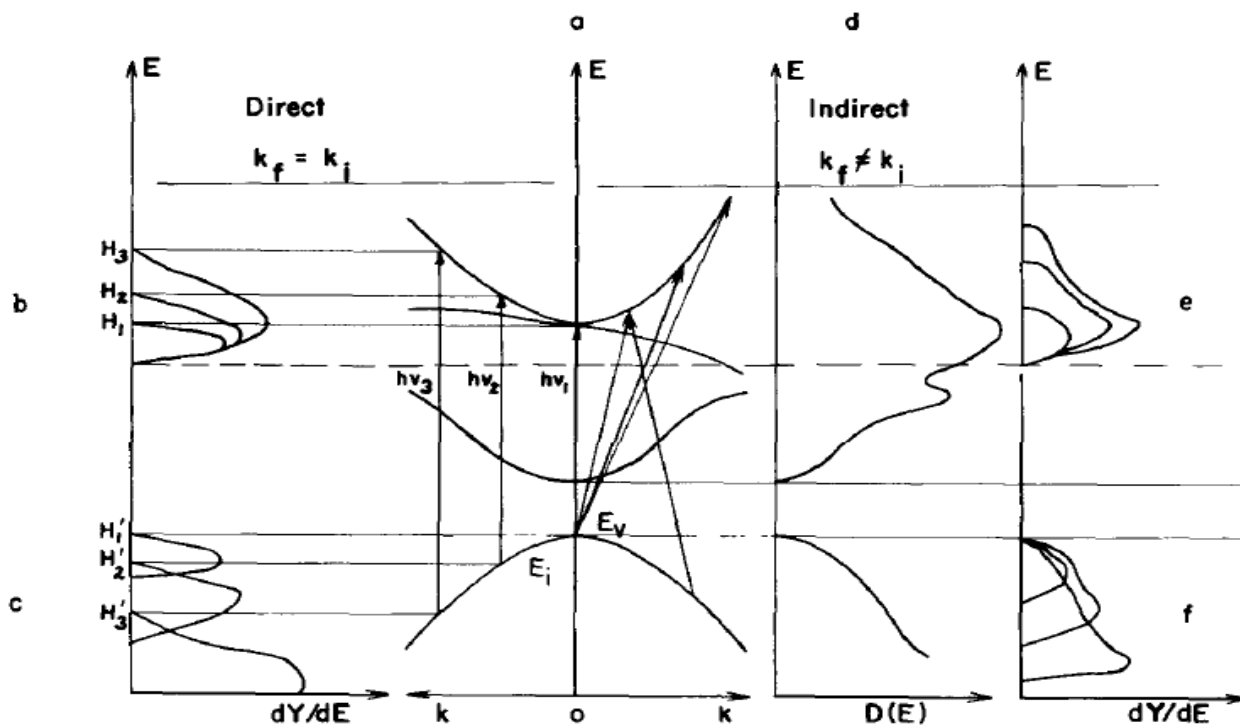


Рис. 3. Прямые и непрямые переходы в твердом теле:

а – схематическое изображение зонной структуры $E(k)$ полупроводника; б – распределение фотоэлектронов в случае прямых переходов; в – распределения фотоэлектронов в случае вычитания из максимальной энергии H энергии фотона $h\nu$, чтобы показать начальные состояния переходов; д – плотность состояний электронов в кристалле; е – энергетические распределения фотоэлектронов в случае непрямых переходов; ф – перемещенные распределения энергии $(E - h\nu)$ подчеркивают начальные состояния, как в (с)

эмитированных электронов определяется величиной $E_v + h\nu_1$. Этот высокоэнергетический край распределения по энергиям обозначен на рис. 3. Буквой H_1 . Если теперь сместить измеренное распределение в сторону низких энергий на величину $h\nu_1$, то шкала E энергий дает начальные, а не конечные энергии, и

верх валентной зоны, т.е. H'_1 , как показано на рис. 3. При энергиях фотонов $h\nu_1$, $h\nu_2$ и $h\nu_3$, причем $h\nu_3 > h\nu_2 > h\nu_1$ переходы с верхнего уровня валентной зоны невозможны и смещенные высокоэнергетические края энергетических распределений H'_1 , H'_2 и H'_3 не будут совпадать с верхом валентной зоны, но будут определять состояния E_{i2} и E_{i3} , из которых

электроны возбуждаются фотонами с энергиями $h\nu_2$ и $h\nu_3$. Энергии E_{i2} и E_{i3} определяются соответственно соотношениями:

$$H'_1 - H'_2 = E_v - E_{i2} \quad H'_1 - H'_2 = E_v - E_{i2} \quad (7)$$

Таким образом, мы можем найти прямые переходы и их начальные и конечные состояния.

Поверхностный барьер на поверхности очень сильно зависит от состояния поверхности и от того, каким способом она приготовлена. Фишером [6] был предложен метод определения загиба зон φ_0 и электронного сродства χ по анализу энергетических распределений. Им было показано, что более удобными для изучения поверхностных свойств являются полупроводники n-типа проводимости. Как видно из рис. 1б для полупроводника n-типа зоны загнута вверх и электроны в поверхностных состояниях имеют большую энергию, чем электроны валентной зоны в объеме и валентной зоны на поверхности. При возбуждении монохроматическим светом с энергией $h\nu$ эмитированные электроны будут разделены на три группы с различными энергиями. Это позволяет с помощью энергетического распределения непосредственно измерять как изменения в загибе зон φ_0 так и в изменении электронного сродства $\Delta\chi$. В этом случае рассматривают два края в распределении фотоэлектронов по энергиям: низко- и высокоэнергетический (рис. 4).

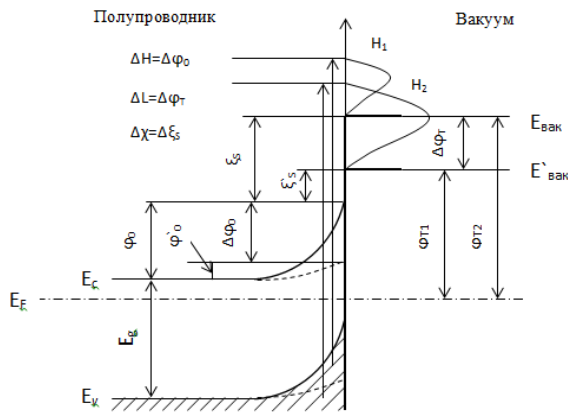


Рис. 4. Энергетический спектр поверхности полупроводника: H – высокоэнергетический край распределения фотоэлектронов; L – низкоэнергетический край распределения фотоэлектронов

Высокоэнергетический край H связан с положением зон относительно уровня Ферми, а низкоэнергетический край L работой выхода φ_T . Изменение состояния на поверхности приводит к изменению в загибе зон и работе выхода. Оба эти изменения непосредственно измеряются:

$$\Delta H = -\Delta(E_F - E_v)_s = \Delta\varphi_0, \quad \Delta L = \Delta\varphi_T \quad (8)$$

Параметры энергетической структуры поверхности полупроводника можно определить, если известны фотоэлектронная работа выхода на поверхности $\varphi_{\phi_s} = h\nu_0$ и термоэлектронная работа выхода φ_m .

Тогда положение уровня Ферми на поверхности определяется разностью:

$$(E_F - E_v)_s = h\nu_0 - \varphi_T \quad (9)$$

а электронное сродство вычисляется по формуле:

$$\chi = (E_{вак} - E_c)_s = h\nu_0 - E_g \quad (10)$$

Так как положение уровня Ферми в объеме определим, зная концентрацию носителей тока, то имеющиеся данные позволяют рассчитать всю энергетическую диаграмму поверхности полупроводников.

И в заключение можно отметить, что некоторые сведения можно получить о плотности поверхностных состояний из вычисления полного объемного заряда. Он должен быть равен отрицательному поверхностному заряду σ , который определяется по формуле Шоттки:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\xi\theta\varphi_0(N_D - N_A)}{2\pi}} \quad (11)$$

где ξ – статистическая диэлектрическая постоянная, φ_0 – общий загиб зон, который равен $(E_v - E_{vs})$, N_D – концентрация доноров в полупроводнике, N_A – концентрация акцепторов.

Цель статьи: Рассмотрен метод фотоэмиссии для исследования: 1) спектрального распределения квантового выхода фотоэмиссии $Y(h\nu)$ и 2) энергетического распределения фотоэлектронов $N(E)$, при анализе экспериментальных результатов монокристаллов GaAs n-типа и концентрацией носителей тока от $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ до $1.05 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ для выяснения влияния состояния на поверхности на ее энергетические параметры.

Постановка задачи: Исследования проводились в нанометрическом сверхвысоковакуумном фотоэлектронном спектрометре [8] на поверхности образцов GaAs n-типа, физические параметры которых представлены: – концентрации носителей тока соответственно для каждого образца: $1 \cdot 10^{16} \text{ (см}^{-3}\text{)}$, $1,24 \cdot 10^{17} \text{ (см}^{-3}\text{)}$, $1,31 \cdot 10^{18} \text{ (см}^{-3}\text{)}$, $1,05 \cdot 10^{19} \text{ (см}^{-3}\text{)}$; подвижности образцов соответственно: $4350 \text{ (см}^2\text{/В·сек)}$, $4000 \text{ (см}^2\text{/В·сек)}$, $3200 \text{ (см}^2\text{/В·сек)}$, $2100 \text{ (см}^2\text{/В·сек)}$; удельные сопротивления: $1,16 \cdot 10^{-2} \text{ (Ом·см)}$, $1,24 \cdot 10^{-2} \text{ (Ом·см)}$, $1,47 \cdot 10^{-3} \text{ (Ом·см)}$, $1,6 \cdot 10^{-3} \text{ (Ом·см)}$. Ориентация плоскостей контролировалась рентгеноструктурным методом, и отклонения от указанного направления не превышало 3° . У каждого из четырех ($1n \rightleftharpoons 4n$) исследованных образцов плоскости шлифовались и химически полировались. Все исследования были проведены в одинаковых

вакуумних умовах ($p = 2 \cdot 10^{-9}$ Торр), полученные результаты для всех образцов можно было сравнить между собой. Измерения проводились абсолютно при одинаковых условиях для всех образцов.

Результаты исследования

1. Спектральное распределение квантового выхода фотоэмиссии $Y(h\nu)$

Спектральные распределения квантового выхода фотоэмиссии в полулогарифмическом масштабе представлены на рис. 5. Измерения проведены в области энергий фотонов от 4,0 эВ до 5,38 эВ. Величины квантового выхода $Y(h\nu)$ в области энергий фотонов $4,80 \text{ эВ} \leq h\nu \leq 5,38 \text{ эВ}$ у исследованных образцов мало отличаются и принимают от $1,69 \cdot 10^{-4}$ до $7,2 \cdot 10^{-4}$ электрон/квант для образцов от 1n до 4n, концентрация носителей которых варьировала от $2 \cdot 10^{16}$ до $1,05 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ соответственно. Таким образом, квантовый выход воз-растал примерно в 1,6 раза, в то время как концентрация носителей тока возросла на три порядка.

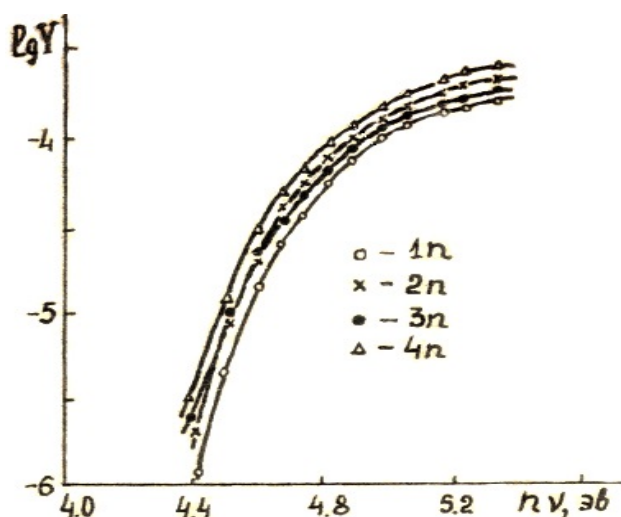


Рис. 5. Спектральные распределения квантового выхода фотоэмиссии для образцов GaAs с различной концентрацией носителей тока

Разброс величины квантового выхода фотоэмиссии $Y(h\nu)$, полученный повторными измерениями в одинаковых вакуумных условиях, не превышал 1 %.

Вид кривых спектрального распределения квантового выхода (рис. 5) во всей области спектра для всех образцов практически совпадает. В области энергий фотонов $h\nu$ вблизи границы фотоэмиссии квантовый выход возрастает быстрее, чем в области энергий квантов $h\nu > 4,8 \text{ эВ}$. На кривых спектрального распределения не наблюдается заметной структуры.

На рис. 6 представлены зависимости квантового выхода Y от $h\nu$. Как видно (рис. 6, а), в области энергий фотонов $4,7 \leq h\nu \leq 5,3 \text{ эВ}$

наблюдается линейная зависимость Y от $h\nu$. В области энергий $h\nu \geq 5,3 \text{ эВ}$ наблюдается отклонение квантового выхода от линейной зависимости в сторону меньших значений энергий, а в области энергий $h\nu \leq 4,7 \text{ эВ}$ – в сторону больших значений. Ход зависимости квантового выхода при энергии $h\nu < 4,7 \text{ эВ}$ подчиняется кубическому закону (рис. 6, б) и экстраполяция кривых спектрального распределения квантового выхода в этой области позволяет определить значения фотоэлектрического порога, т.е. значения фотоэлектронной работы выхода $\phi_{\text{ф}}$. Эти зависимости хорошо согласуются с данными работ [5, 6]

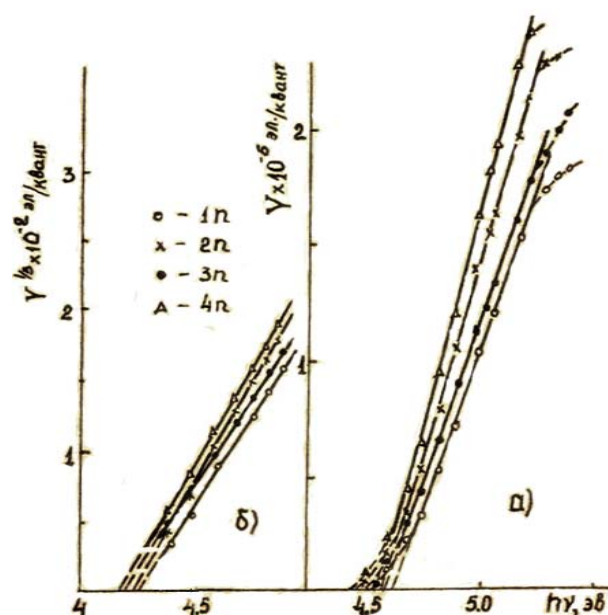


Рис. 6. Спектральные распределения квантового выхода фотоэмиссии: а – линейная зависимость; б – кубическая зависимость

Найденные таким образом значения порога фотоэмиссии $h\nu_0$ для всех образцов приведены в табл. 1 (столбец 6). Видно, что порог фотоэмиссии зависит от концентрации тока, уменьшаясь с увеличением последней, что хорошо согласуется с данными, полученными другими авторами.

Экстраполяция прямолинейного участка на кривых спектрального распределения дает значения порогаов энергий $h\nu'_0$ для прямых переходов. Эти значения приведены в столбце 7. Отметим, что $h\nu'_0$ также уменьшается от образца 1n до образца 4n.

Положения уровня Ферми в объеме приведены в столбце 3, а положение уровня Ферми на поверхности образцов (столбец 8) определялось по формуле (9) с помощью приведенных в таблице данных для порога фотоэмиссии $h\nu_0$ (столбец 6) и термоэлектронной работы выхода ϕ_T (столбец 5).

Таблиця 1

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
№ п/п	n (см ⁻³)	$(E_F - E_v)_S$ (эВ)	E_g (эВ)	φ_T (эВ)	$h\nu_0$ (эВ)	$h\nu'_0$ (эВ)	$(E_F - E_v)_S$ (эВ)	χ (эВ)	φ_0 (эВ)
1n	$1,30 \cdot 10^{16}$	1,32	1,40	4,07	4,26	4,64	0,19	2,86	1,13
2n	$1,24 \cdot 10^{17}$	1,37	1,40	4,04	4,24	4,60	0,20	2,84	1,17
3n	$1,31 \cdot 10^{18}$	1,43	1,40	4,02	4,20	4,58	0,18	2,80	1,25
4n	$1,05 \cdot 10^{19}$	1,48	1,40	3,99	4,18	4,56	0,19	2,78	1,29

Термоэлектронная работа выхода определялась по формуле $\varphi_T = \varphi_K - eV_K$ для образцов GaAs. Для этого производились измерения распределения фотоэлектронов по энергиям из поверхности серебра (Ag), а затем определяли работу выхода коллектора спектрометра φ_K . Результаты экспериментальных измерений дали значения работы выхода: для серебра $\varphi_{Ag} = 4,27 \pm 0,01$ эВ; для коллектора фотоспектрометра $\varphi_K = 4,43 \pm 0,01$ эВ. По этим значениям работы выхода определили средство к электрону χ (формула 10) и загиб зон φ_0 (формула 8)

Электронное средство (столбец 9) и термоэлектронная работа выхода (столбец 5) уменьшаются с увеличением концентрации носителей тока, в то время как положение уровня Ферми на поверхности образцов GaAs (столбец 8) для всех образцов было практически одинаково. Зависимость термоэлектронной работы выхода φ_T от концентрации носителей тока n хорошо согласуется с результатами, полученными другими авторами [9]. Изменение же средства к электрону с увеличением концентрации носителей тока для образцов n-типа проводимости, насколько нам известно, обнаружено впервые и позволяет предположить, что при большой концентрации легирующей примеси в GaAs происходит либо изменение энергетического спектра электронов, который определяет электронное средство, либо происходят вследствие легирующей примеси изменения на поверхности полупроводника. Изменение спектра электронов при изменении концентрации легирующей примеси для образцов GaAs n-типа действительно наблюдалось при изучении оптического спектра отражения [10].

Величина $(E_F - E_v)_S$ (табл. 1) не зависит от концентрации носителей тока n и имеет малое значение. Последнее указывает на то, что у образцов GaAs на поверхности существует загиб зон φ_0 . Величина φ_0 (столбец 10) при увеличении концентрации носителей тока возрастает. Большое значение загиба зон, по-видимому, объясняется наличием на поверхности полупроводника большой плотности поверхностных состояний в запрещенной зоне. Значительная плотность поверхностных состояний может быть обусловлена заполнением свободных поверхностных состояний электронами чужеродных атомов при травлении поверхности. Обработкой поверхности травлением можно значительно изменять загиб зон, вследствие чего изменяются физические свойства полупроводника в области пространственного заряда

2. Распределение электронов по энергиям $dY/dE(h\nu)$.

Энергетические распределения фотоэлектронов изучались для всех образцов при разных энергиях фотонов $h\nu$. Результаты таких измерений, в качестве примера для образца 1n, приведены на рис. 7. По оси абсцисс, наряду с энергией электронов, отложены значения задерживающего потенциала V_0 . По оси ординат отложено число вышедших фотоэлектронов на один квант в интервале энергий 1эВ. Видно, что величина потенциала V_S , т.е. контактная разность потенциалов между эмиттером и коллектором V_K , не изменяется с изменением энергии фотонов, откуда следует, что φ_T не зависит от энергии фотонов, возбуждающих фотоэмиссию. Величина V_0 с изменением энергии фотонов изменяется, что указывает на изменение величины энергетического расстояния от уровня Ферми до того уровня, с которого происходит возбуждение фотоэлектронов.

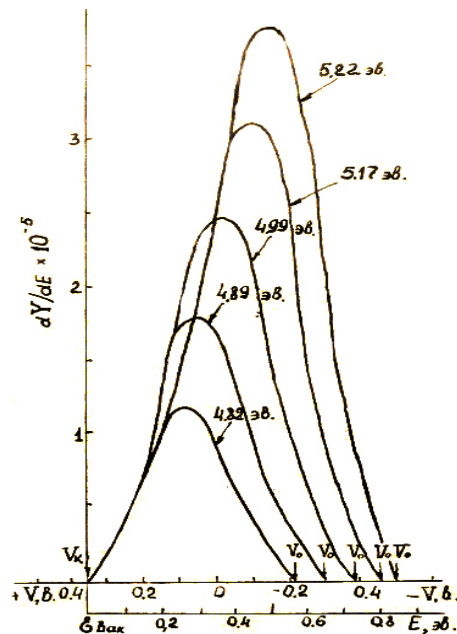


Рис. 7. Распределение фотоэлектронов по энергиям для образца 1n при разных значениях фотонов $h\nu$. На оси абсцисс (верхняя шкала) указаны значения задерживающего потенциала V_0 и потенциала насыщения V_K на нижней шкале указана энергия (начало отсчета энергии от уровня вакуума)

Из рис. 7 также следует, что с увеличением энергии фотонов увеличивается фотоэлектронная работа выхода, следуя линейному закону. Это показывает, что уравнение Эйнштейна должно быть записано в виде:

$$\frac{mv^2}{2} = hv - \varphi_{\phi}(hv)$$

Подобная зависимость фотоэлектронной работы выхода была получена Векслером и Соколовым [12] при рассмотрении фотоэмиссии в многоэлектронном приближении. Авторы дали новую интерпретацию соотношения Эйнштейна, согласно которой поглощение фотонов приводит к возбуждению не одного электрона, а всей системы электронов, и показали, что при учете взаимодействия между электронами работа выхода линейно увеличивается с увеличением частоты света, т.е. становится функцией от энергии фотонов.

Значения φ_{ϕ} , а также V_K и V_0 для рассматриваемых образцов приведены в табл. 2, из которой следует, что для всех образцов при одинаковых значениях энергии фотонов $h\nu$ потенциал V_0 одинаков. Это показывает, что во всех образцах фотоэлектроны возбуждаются из одинаковых состояний. Величина V_K с увеличением концентрации носителей тока возрастает при одинаковых энергиях фотонов $h\nu$, что свидетельствует об уменьшении фотоэлектронной работы выхода φ_{ϕ} с ростом концентрации.

В распределении фотоэлектронов по энергиям наблюдается один максимум, который с увеличением энергии фотонов смещается по энергетической шкале так, что $\Delta E_{max} \neq \Delta h\nu$ (рис. 7). Это подтверждает, что наблюдаемый максимум обусловлен прямым переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости. Анализ кривых энергетических распределений показывает, что переход с энергией 4,6 эВ происходит из валентной зоны вблизи Γ точки в направлении Σ . Величина полученного перехода хорошо согласуется с подобным переходом, обнаруженным при теоретическом расчете зонной структуры GaAs.

3. Влияние подсветки на фотоэмиссию из арсенида галлия.

Подсветка осуществлялась от лампы накаливания как неразложенным светом, так и светом, прошедшим через светофильтр КС-18. Интенсивность света подсветки изменялась с помощью нейтральных светофильтров. При подсветке измерялись как спектральные распределения квантового выхода, так и энергетические распределения фотоэлектронов. Как показали результаты эксперимента, при подсветке происходит увеличение квантового выхода фотоэмиссии вплоть до энергии фотонов $h\nu \leq 4,9$ эВ. При энергии фотонов $h\nu > 4,9$ эВ увеличение $Y(h\nu)$ при подсветке не наблюдалось. Эффект подсветки нагляднее проявляется не при рассмотрении спектрального распределения квантового выхода $Y(h\nu)$, а при рассмотрении вольтамперных характеристик $I = f(V)$, где V – задерживающий потенциал на коллекторе сферического анализатора. Так как фототок насыщения $I_S \sim Y(h\nu)$ то производа измерения фототока насыщения, можно выяснить причину указанного увеличения при подсветке.

Эксперимент показал, что при подсветке увеличивается фототок насыщения I_S и наблюдается смещение вольтамперных характеристик в сторону увеличения потенциала V_K , т.е. контактная разность потенциалов между эмиттером и коллектором возрастает. Увеличение фототока насыщения

$\Delta I_S = I_{Sn} - I_S$, а также величины смещения ΔV_K зависят от энергии фотонов $h\nu$, возбуждающих фотоэмиссию. С увеличением энергии фотонов $h\nu$ значения ΔI_S и ΔV_K уменьшаются. Зависимость относительного увеличения фототока насыщения

$$\xi = \frac{\Delta I_S}{I_S} = \frac{I_{Sn} - I_S}{I_S}$$

при подсветке от энергии фотонов $h\nu$ показана на рис. 8а. Величина относительного увеличения $\Delta I_S/I_S$ фототока насыщения с увеличением энергии фотонов уменьшается. Максимальное увеличение наблюдается при пороге фотоэмиссии $h\nu_0$. Значения относительного увеличения фототока зависело от концентрации носителей тока и было тем больше, чем меньше концентрация, достигая у образца 1п величины $\sim 75\%$.

Таблица 2

№ п/п	4,68 эВ			4,82 эВ			4,89 эВ			4,99 эВ			5,15 эВ			5,22 эВ		
	V_K (В)	V_0 (В)	φ_{ϕ} (эВ)	V_K (В)	V_0 (В)	φ_{ϕ} (эВ)	V_K (В)	V_0 (В)	φ_{ϕ} (эВ)	V_K (В)	V_0 (В)	φ_{ϕ} (эВ)	V_K (В)	V_0 (В)	φ_{ϕ} (эВ)	V_K (В)	V_0 (В)	φ_{ϕ} (эВ)
1п	0,37	0,1	4,21	0,37	0,22	4,23	0,37	0,27	4,25	0,37	0,35	4,27	0,37	0,51	4,28	0,37	0,55	4,30
2п	0,40	0,1	4,18	0,40	0,22	4,220	0,40	0,28	4,21	0,40	0,36	4,23	0,40	0,51	4,25	0,40	0,56	4,26
3п	0,42	0,1	4,16	0,42	0,22	4,18	0,42	0,28	4,19	0,42	0,37	4,20	0,42	0,50	4,24	0,42	0,55	4,25
4п	0,45	0,1	4,13	0,45	0,22	4,15	0,45	0,27	4,17	0,45	0,36	4,18	0,45	0,50	4,21	0,45	0,56	4,22

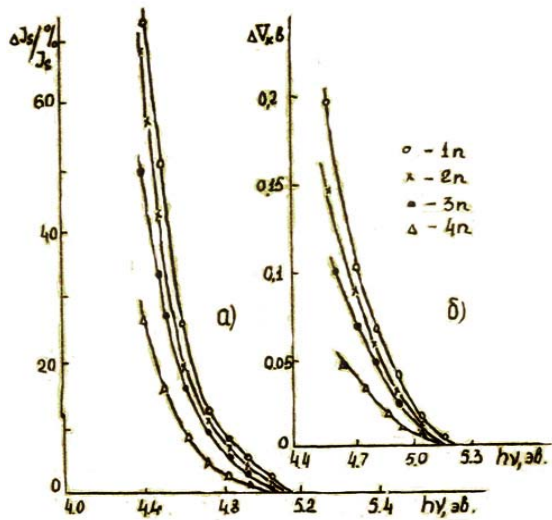


Рис. 8. а – Зависимость относительного увеличения фототока насыщения от энергии фотонов, вызывающих фотоэмиссию; б – за висимость смещения потенциала насыщения от энергии фотонов

Такое значительное изменение фототока указывает на возможность его модуляции подсветкой, что может найти практическое применение в работе фотокатодов при изучении световых полей.

Зависимость смещения вольтамперных характеристик при подсветке ΔV_K от энергии фотонов $h\nu$ для изученных образцов представлена на рис. 8, б. Как видно, величина ΔV_K для образца 4n была небольшой и для определения ее значения проводились многократные повторные измерения. Но ход зависимости ΔV_K у всех образцов от энергии фотонов имел одинаковый характер.

Смещение потенциала ΔV_K обусловлено увеличением контактной разности потенциалов. Увеличение последней указывает на уменьшение термоэлектронной работы выхода ϕ_T . Изменение термоэлектронной работы выхода ϕ_T может быть вызвано либо изменением электронного сродства $\Delta\chi$ на поверхности GaAs, либо изменением загиба зон $\Delta\phi_0$ либо изменением одной величины и другой одновременно.

Для выяснения причины уменьшения термоэлектронной работы выхода ϕ_T рассмотрим энергетические распределения фотоэлектронов $N(E)$ при подсветке и без нее (рис. 9). Видно, что при подсветке смещаются как высокоэнергетические края распределения H'_1 , так и низкоэнергетические края L'_1 и величины смещения одинаковы, т.е. $\Delta H'_1 = \Delta L'_1$ и составляет 0,1 эВ. Как отмечено выше (рис. 4), величина ΔH соответствует изменению загиба зон $\Delta\phi_0$, а величина ΔL – изменению термоэлектронной работы выхода $\Delta\phi_T$. Таким образом, в нашем случае изменение работы выхода обусловлено только изменением загиба зон. Значит,

при воздействии подсветки на фотоэмиссию из полупроводников происходит изменение термоэлектронной работы выхода только вследствие изменения загиба зон.

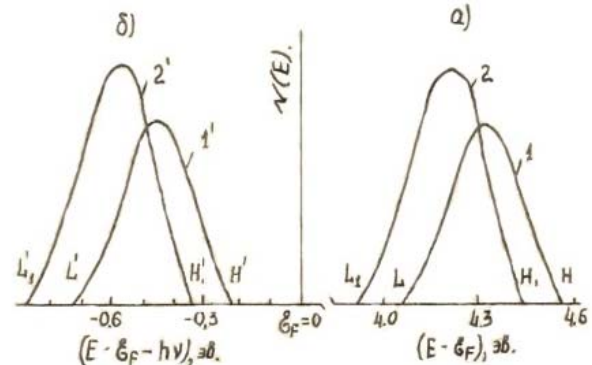


Рис. 9. Энергетические распределения фотоэлектронов для образца 1n при $h\nu = 4,68\text{эВ}$; а – распределения фотоэлектронов, вышедших в вакуум; б – смещенные энергетические распределения на величину энергии фотона $h\nu$. Кривые: 1 – измеренные без подсветки; 2 – с подсветкой

Изменение загиба зон не вызывает изменения фотоэлектронной работы выхода ϕ_ϕ для электронов, возбуждаемых у самой поверхности (рис. 4), но уменьшает ее для фотоэлектронов, возбуждаемых в объеме. Максимальное уменьшение ϕ_ϕ будет для электронов возбуждаемых на глубине, сравнимой с областью изменения загиба зон.

Объемный характер фотоэмиссии объясняет наблюдаемую при подсветке зависимость увеличения фототока насыщения I_S и смещения потенциала задержки фотоэлектронов V_K от энергии $h\nu$ возбуждающих фотоэмиссию фотонов. Эти зависимости обусловлены коэффициентом оптического поглощения, который увеличивается с увеличением энергии фотонов [10]. Чем больше коэффициент оптического поглощения α , тем меньше глубина l , с которой происходит возбуждение фотоэлектронов ($l \sim 1/\alpha$), и тем меньше увеличение фототока насыщения при подсветке.

4. Фотоэмиссия из GaAs при адсорбции бария.

Для выяснения влияния адсорбции бария на фотоэмиссию из арсенида галлия, проведены измерения как спектрального распределения квантового выхода $Y(h\nu)$, так и распределения фотоэлектронов по энергиям $N(E)$. Сравнение этих результатов измерений с результатами измерений для образцов без покрытия барием, позволило выяснить влияние покрытия на изменения энергетических параметров поверхности арсенида галлия и его структуры зон в объеме и в приповерхностном слое.

Для каждого образца проведены измерения спектрального распределения квантового выхода фотоэлектронов при различных степенях покрытия θ

в интервале $0 \leq \theta \leq 1$. Степень покрытия θ для образцов определяли по времени напыления. Градуировка источника напыления производилась по методу Толланского. Монослой покрытия определяли по минимуму фотоэлектронной работы выхода $h\nu_0$ (рис. 10).

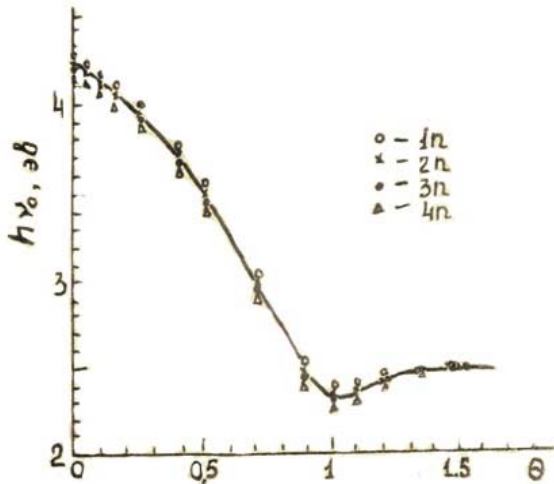


Рис. 10. Зависимость порога фотоэмиссии $h\nu_0$ от степени покрытия θ . Точки на кривой соответствуют значениям порога фотоэмиссии для указанных образцов. Минимум порога соответствует степени покрытия одного монослоя

Зависимость порога фотоэмиссии $h\nu_0$ от степени покрытия θ для всех исследованных образцов почти одинакова. Минимум находится в пределах 2,3-2,4эВ; при дальнейшем росте степени покрытия θ порог фотоэмиссии $h\nu_0$ возрастает и достигает 2,52 эВ (работа выхода Ba).

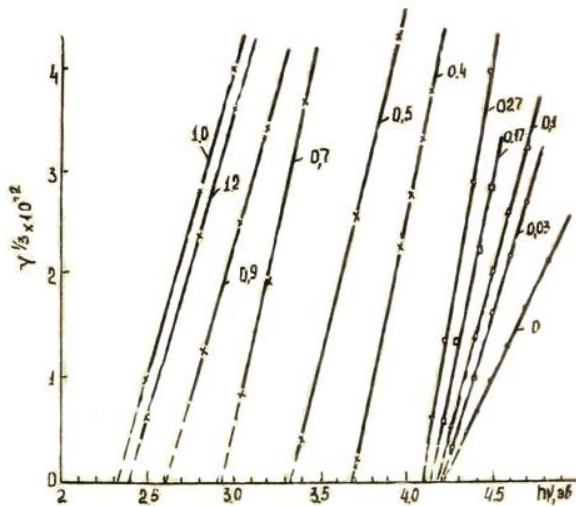


Рис. 11. Кубическая зависимость спектрального распределения квантового выхода фотоэмиссии для образца 3n при покрытии его поверхности Ba . Степень покрытия указана на рисунке

Изменения, наблюдаемые в зависимости $Y^{1/3}(h\nu)$ от степени покрытия θ (рис. 11) хорошо согласуются с данными по относительному увеличению квантового выхода $\Delta Y/Y$ от степени покрытия [9].

Возможно, что незначительное уменьшение порога фотоэмиссии $h\nu_0$ и увеличение $\Delta Y/Y$ при $\theta \leq 0,3$ обусловлено особенностями адсорбции Ba на поверхности $GaAs$. При малых количествах адсорбированных атомов Ba на поверхности $GaAs$ валентные электроны бария, заполняя поверхностные состояния подложки полупроводника вызывают образование двойного слоя заряда на поверхности и в силу этого поверхность становится более электроположительной, что приводит к изменению загиба зон и смещению уровня Ферми к вершине валентной зоны. При этом происходит его стабилизация на поверхности [4]

При более значительных степенях покрытия θ , уменьшение порога фотоэмиссии $h\nu_0$ обусловлено уменьшением сродства к электрону χ . Это приводит к увеличению вероятности выхода электронов с меньшей работой выхода за пределы эмиттера и более значительному росту $\Delta Y/Y$ для фотоэлектронов, возбужденных с меньшими значениями энергии фотонов $h\nu$.

Для более глубокого выяснения этого вопроса обратимся к рассмотрению распределения фотоэлектронов по энергиям $N(E)$. Изучение распределения электронов по энергиям для образцов $GaAs$ производилось: а) – при различных степенях покрытия Ba для определенных значений энергии фотонов $h\nu$. Значения энергии фотонов в этом случае были выбраны: 5,17 эВ, 4,99 эВ, и 4,68 эВ., так эти линии спектра ртутной лампы достаточно интенсивны; б) – при различных энергиях фотонов для определенной степени покрытия.

Зависимости распределений фотоэлектронов от степени покрытия представлены на рис. 12. При отсчете по шкале энергий учитывалось изменение загиба зон, вызванное влиянием покрытия барием. Поэтому кривые представлены с поправкой на загиб зон. Сопоставление кривых на рис. 12, а и 12, б показывает, что при увеличении степени покрытия уменьшается фотоэлектронная работа выхода и в энергетических распределениях, наряду с максимумом, имеющимся в распределении для непокрытого образца, появляются дополнительные максимумы в области меньших энергий (рис. 12б). Так на кривой 2, снятой при энергии фотонов 4,98эВ наряду с максимумом 4,4 эВ, появляются максимумы с энергиями 4,6 эВ, 4,8 эВ и 3,2 эВ. Анализ этих распределений показал, что $\Delta E_{max} \neq \Delta h\nu$. При снижении порога фотоэмиссии появляется возможность исследовать зонную структуру полупроводника в более широком интервале энергий. При этом в энергетических распределениях фотоэлектронов доля медленных электронов возрастает. Так при сравнении кривых 4 на рис. 12, а рис. 12, б видно, что при уменьшении порога основной вклад в фотоэмиссии дают медленные электроны.

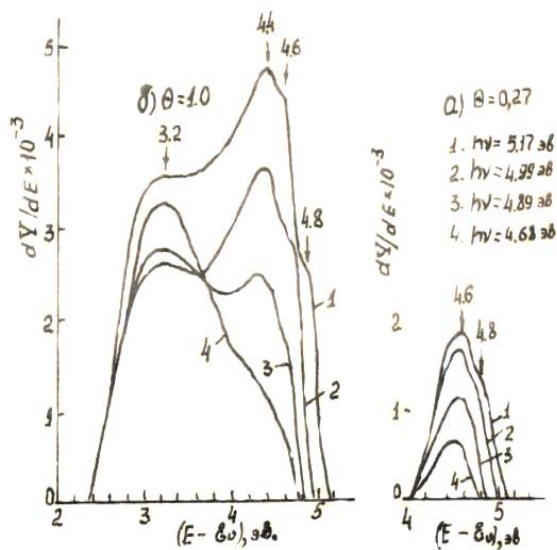


Рис. 12. Распределение фотоэлектронов по энергиям для образца In при покрытии барием: а - $\theta=0,27$; б - $\theta=1$

Представленные на рис. 12 данные показывают, что структура, наблюдаемая до адсорбции Ва, сохраняется, но, кроме того, появляется дополнительная структура; пики смещаются с изменением энергии фотонов, и при этом изменяется и их интенсивность. Это позволяет сделать вывод о том, что ад-сорбируемые атомы Ва не изменяют объемной структуры зон GaAs и дают возможность изучить структуру зон в более широком интервале энергий. Наблюдаемые оптические переходы являются прямыми и их

энергии хорошо согласуются с данными других источников [9].

Изучение влияния покрытий Ва на энергетическую структуру поверхности полупроводников показало, что при малых степенях покрытия ($\theta \leq 0,3$) наблюдается смещение высокоэнергетического края кривых распределения. Величина этого смещения достигает максимума при покрытии $\theta \leq 0,27$ (рис. 13). Видно, что смещение направлено в сторону уменьшения энергии (осчет энергии от уровня Ферми). При покрытии $\theta \leq 0,27$ наблюдается стабилизация высокоэнергетического края H и дальнейшее уменьшение работы выхода связано со смещением низкоэнергетического края распределений. Согласно работе [6] изменение высокоэнергетических краев в распределении обусловлено изменением в загибе зон.

Характер смещения энергетических распределений (рис. 13) показывают, что при малых степенях покрытий (до $\theta \leq 0,3$) наблюдается уменьшение загиба зон. Величина этого изменения в загибе зон φ_0 составляла $\approx 0,2$ эВ и уменьшалась с увеличением концентрации носителей тока. Изменение в загибе зон при больших покрытиях не было замечено, и поэтому изменение фотоэлектронной работы выхода (порога фотоэмиссии $h\nu_0$) при больших θ полностью вызвано уменьшением сродства к электрону. При малых же покрытиях изменения порога фотоэмиссии вызвано уменьшением загиба зон.

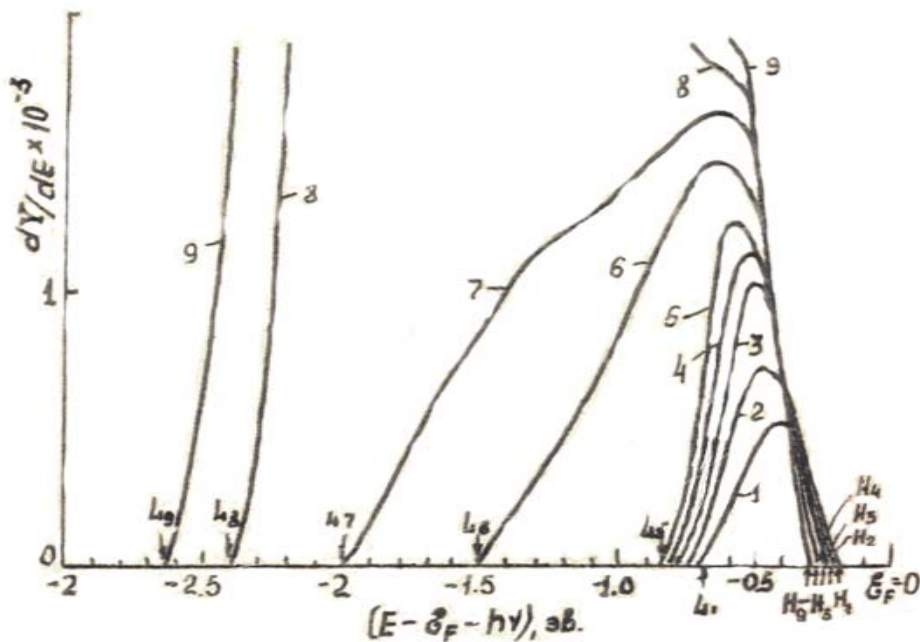


Рис. 13. Смещенные на $h\nu$ энергетические распределения фотоэлектронов для образца 2n ($h\nu = 4,68$ эВ) при разной степени покрытия Ва; кривые: 1 - $\theta = 0$ 2 - $\theta = 0,03$ 3 - $\theta = 0,1$ 4 - $\theta = 0,17$ 5 - $\theta = 0,27$ 6 - $\theta = 0,50$ 7 - $\theta = 0,7$ 8 - $\theta = 0,9$ 9 - $\theta = 0,1$

Таблиця 3

Степень покрытия θ Параметры наповерхности GaAs	1n		2n		3n		4n	
	$\theta = 0,27$	$\theta = 0,1$	$\theta = 0,27$	$\theta = 0,1$	$\theta = 0,27$	$\theta = 0,1$	$\theta = 0,27$	$\theta = 0,1$
$h\nu_0$ (эВ)	4,11	2,4	4,09	2,26	4,04	2,34	4,02	2,3
φ_T (эВ)	3,73	2,02	3,74	2,01	3,74	2,04	3,74	2,02
$(E_F - E_{v,s})$ (эВ)	0,38		0,35		0,3		0,28	
χ (эВ)	2,71	1,0	2,69	0,96	2,64	0,04	2,62	0,9
φ_0 (эВ)	0,91	0,91	0,99	0,99	1,07	1,07	1,12	1,12
$\Delta\varphi_0$ (эВ)	0,19		0,15		0,1		0,09	

Энергетические параметры, вычисления спектральных распределений квантового выхода и энергетических распределений для исследованных образцов при покрытии их поверхности Ва, представлены в таблице 3 результаты приведены только для двух значений θ ($\theta = 0,27$ и $\theta = 0,1$). Как видно из представленных данных, уровень Ферми на поверхности $(E_F - E_{v,s})$ у исследованных образцов стабилизируется при покрытии Ва при $\theta = 0,27$ монослоя и дальнейшее увеличение степени покрытия не приводит к существенным изменениям в его положении относительно уровня валентной зоны для каждого образца.

Сродство к электрону χ при оптимальном покрытии составляло величину $0,9 \div 1,0$ эВ и уменьшалось с увеличением концентрации носителей тока, по этому квантовый выход для образцов 3n и 4 был выше, чем для образцов 1n и 2n при покрытиях поверхностей Ва.

При адсорбции покрытий бария загиб зон φ_0 уменьшался, а величина уменьшения загиба зон $\Delta\varphi_0$ обусловлена этим покрытием, для исследованных образцов хорошо согласуется с обнаруженным изменением $\Delta\varphi_0$ при подсветке. В обоих случаях максимальное изменение значение загиба зон совпадают.

Из приведенных данных следует, что при малых концентрациях атомов бария на поверхности полупроводника происходит изменение в области пространственного заряда и величина загиба зон уменьшается при наличии на поверхности атомов бария с поверхностной плотностью порядка $1,5 \cdot 10^{14}$ см⁻² ($\theta = 0,27$) наблюдается стабилизация уровней Ферми. Стабилизация положения уровней Ферми относительно верхнего уровня валентной зоны на поверхности GaAs приводит к тому, что при дальнейшем увеличении степени покрытия θ изменения в области пространственного заряда не наблюдаются.

При повышении степени покрытия $\theta > 0,3$ термоэлектронная работа выхода снижается в следствии уменьшения только сродства к электрону χ .

Положение уровня Ферми на поверхности до адсорбции бария у образцов 1n, 2n, 3n, 4n было одинаковым (таб. 1), после адсорбции бария

наблюдались некоторые отличия в положении уровня Ферми относительно краёв зон для образцов 1n и 2n по сравнению с этим положением для 3n и 4n (табл. 3) это отличие, возможно, обусловлено различной кристаллографической ориентацией граней, на которой производилась адсорбция бария.

Выводы: Арсенид галлия является перспективным полупроводниковым материалом в микроэлектронике. Катоды, созданные на основе GaAs стабильны в работе, обладают высокой чувствительностью и избирательностью. Дальнейшее изучение структурных и энергетических параметров кристаллов GaAs значительно влияет на технологии изготовления эффективных фотокатодов.

Литература

1. Тамм И. Е. Собственные (т.е. не связанные дефектами) поверхностные состояния, локализованные у поверхности кристалла и свободно распространяющиеся вдоль нее. //Тамм И. Е./ ЖЭТФ, 1933. №3, с.34 –59.
2. W. Shokly On the Surface States Associated with Periodic Potentia. //William Shockley/ Phys. Rev, 1939. 56 , p. 317 – 342.
3. J. Bardeen Surface and Rectification at a Metal Semiconductor Contact. //John Bardeen/ Phys. Rev. 1947, 71 p. 717 – 725.
4. J. Scheer, J van Laar The influence of cesium adsorption on surface fermi level position in gallium arsenide // J. Scheer, J van Laar / Surf. Sci., 1969, 18 p. 130–139.
5. G. Q. Gobely, F. G. Allen Photoelectric Properties of Cleaved GaAs, GaSb, InAs and InSb Surfaces; Comparison with Si and Ge. // G. Q. Gobely, F. G. Allen / Phys. Rev. 1965, 137 .– A245–A249.
6. T.E Fischer Determination of Semiconductor Surface properties by means of photoelectric emission// Fischer T.E. //North-Holland Publishing Co., Fmgsterdam, Surface Science, 1969, 13 – p. 30 – 51.
7. D. Redfield Theory for the Photoemission from a Space-Charge region of a Semiconductor.// D. Redfield / Surf. Sci., 1969. 124 p. 1809–1820.
8. Волошин М. А., Удовиченко С. О., Черникова И. Д. и др. Сверхвысоковакуумный фотоэлектронный спектрометр для исследования поверхностных свойств твердых тел // М. А. Волошин, С. О. Удовиченко, И. Д. Черникова, Н. Г. Черников / Праці Луганського відділення Міжнародної Академії інформатизації, 2011.— №2(24). с.14-19.

9. Бова А. Р., Волошин М. А., Латиш О. Б. и др. Влияние структурных изменений на поверхности на энергетический спектр электронов в арсениде галлия // А.Р. Бова, М.А. Волошин, О.Б. Латиш, И.Д. Черникова, Н. Г. Черников / Вісник СХУ ім. В. Даля, 2010. — №12 (154), ч. 2. — с. 10-15.
10. В.С. Фоменко Эмиссионные и адсорбционные свойства веществ и материалов (справочник).// Фоменко В.С., Подчерняева И.А. / изд-во Наукова думка. Киев.– 1985. с. 620.
11. Оптические свойства полупроводников (Полупроводниковые соединения A^3B^3).//под редакцией Уильяма Виллардсона / изд-во Мир. Москва.– 1970. с. 560.
12. А.З. Векслер, А.В. Соколов К многоэлектронной теории фотоэффекта в кристаллах. // Векслер А.З., Соколов А.В./ ФММ, 1959. №7 – с. 11–20.

References

1. Tamm I. E. Sobstvennyie (t.e. ne svyazannyie defektami) poverhnostnyie sostoyaniya, lokalizovannyie u poverhnosti kristalla i svobodno rasprostranyayuschiesya vdol nee. //Tamm I. E./ ZhETF, 1933. #3, s.34
2. W. Shockly On the Surface States Associated with Periodic Potentia. //William Shockley/ G. Q. Gobely, F. G. Allen, 56, p. 317 – 342.
3. J. Bardeen Surface and Rectification at a Metal Semiconductor Contact. //John Bardeen/ Phys. Rev. 1947, 71 p. 717 – 725.
4. J. Scheer, J van Laar The influence of cesium adsorption on surface fermi level position in gallium arsenide // J. Scheer, J van Laar / Surf. Sci., 1969, 18 p. 130–139.
5. G. Q. Gobely, F. G. Allen Photoelectric Properties of Cleaved GaAs, GaSb, InAs and InSb Surfaces; Comparison with Si and Ge. // G. Q. Gobely, F. G. Allen / Phys. Rev. 1965, 137. – A245–A249.
6. T. E Fischer Determination of Semiconductor Surface properties by means of photoelectric emission//Fischer T. E.//North-Holland Publishing Co., Fmgsterdam, Surface Science, 1969, 13 – p. 30 – 51.
7. D. Redfield Theory for the Photoemission from a Spec-Charge region of a Semiconductor.// D. Redfield / Surf. Sci., 1969. 124 p. 1809–1820.
8. Voloshin M. A., Udovichenko S. O., Chernikova I. D. i dr. Sverhvisokovakuumnyiy fotoelektronnyiy spektrometr dlya issledovaniya poverhnostnyih svoystv tverdyih tel // М. А. Voloshin, S. O. Udovichenko, I. D. Chernikova, N. G. Chernikov / Pratsl Luganskogo vlddlnennya MlzhnarodnoYi Akademiyi InformatizatsIYi, 2011
9. . Bova A. R., Voloshin M. A., Latish O. B. i dr. Vliyanie strukturnyih izmeneniy na poverhnosti na energeticheskyy spektr elektronov v arsenide galliya // A. R. Bova, M. A. Voloshin, O. B. Latish, I. D. Chernikova, N. G. Chernikov / VIsnik SNU Im. V. Dalya, 2010.
10. V. S. Fomenko Emissionnyie i adsorbtsionnyie svoystva veschestv i materialov (spravochnik).// Fomenko V. S., Podchernyaeva I. A. / izd-vo Naukova dumka. Kiev.
11. Opticheskie svoystva poluprovodnikov (Poluprovodnikovyye soedineniya $A^3 V^3$).//pod redaktsiey Uilyama Villardsona / izd-vo Mir. Moskva.
12. A. Z. Veksler, A. V. Sokolov K mnogoelektronnoy teorii fotoeffekta v kristallah. // Veksler A. Z., Sokolov A. V./ ФММ, 1959. #7

Кулишев О.М., Чернікова І.Д., Черніков М.Г. Вплив стану поверхні напівпровідників на роботу фотодетекторів.

Відомо, що час від часу встановилися розділи науки переживають періоди стрибкоподібного розвитку, обумовлені появою якісно нових ідей, приладів і методів вимірювань. Прикладом тому є - оптична спектроскопія, яка з появою лазерних джерел світла значно змінилася. Поряд з інтенсивним розвитком класичних напрямків виникли принципово нові методи та програми. Серед нових напрямків особливе місце займає статистичний і спектральний аналіз світлових полів за допомогою фотодетекторів - спектроскопія оптичного зміщення. Експериментальні методи спектроскопії оптичного зміщення, зокрема дослідження за статистикою фотозвітів, викликали перед експериментаторами певні вимоги до ефективності фотодетекторів. У даній роботі розглядаються методи і способи отримання ефективних фотодетекторів.

Ключові слова: фотоємність, квантовий вихід, розподіл електронів по енергіях, спектральний аналіз, робота виходу, електронне спорідненість, загин зон, напівпровідники, напівпровідниковий фотодетектор.

Kulyshov A.M., Chernikova I.D., Chernikov N.G., Influence condition of the surface semiconductor to work of photodetector

We know that from time to time established branches of science are experiencing periods of abrupt, caused the emergence of a qualitatively new ideas, devices and measurement methods. An illustrative example of this - optical spectroscopy, which with the advent of the world changed dramatically laser sources. Along with the intensive development of the classic areas of any fundamentally new methods and applications. Among the new areas occupies a special place statistical and spectral analysis of the light fields with the help of photodetectors - optical mixing spectroscopy. Experimental methods of optical mixing spectroscopy, in particular studies on photo- statistics, experimenters have caused to specific requirements for the efficiency of photodetectors. This paper discusses the methods and processes for the preparation of efficient photodetectors.

Keywords: photoemission quantum yield, the electron energy distribution, spectral analysis, the work function, electron affinity, bend zones, semiconductors, semiconductor photodetector.

Кулишев Олександр Михайлович – студент кафедри машинобудування та прикладної механіки, Східноукраїнський національний університет імені Володимира Даля (м. Северодонецьк)

Чернікова Ірина Дем'янівна – ст. викл. кафедри машинобудування та прикладної механіки, Східноукраїнський національний університет імені Володимира Даля (м. Северодонецьк).
chernikova_i_d@ukr.net

Черніков Микола Григорійович – к.фіз.-мат.н., доц., доцент кафедри машинобудування та прикладної механіки, Східноукраїнський національний університет імені Володимира Даля (м. Северодонецьк).
Chernikov_N_G@ukr.net

Рецензент: д.т.н., проф. **Соколов В.І.**