

- [9] Кальянов Э. В. К., Железковский Б. Е. Многочастотные режимы в приборах СВЧ. М.: Сов. радио, 1978. 252 с.  
 [10] Шапиро В. Д., Шевченко В. И. // Изв. вузов. Радиопизика. 1976. Т. 19. № 5, 6. С. 777—791.

Московский государственный университет  
 им. М. В. Ломоносова  
 Физический факультет

Поступило в Редакцию  
 16 марта 1988 г.  
 В окончательной редакции  
 31 августа 1988 г.

## ОТРАЖЕНИЕ МЕДЛЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ И ВТОРИЧНАЯ ЭЛЕКТРОННАЯ ЭМИССИЯ ОЭС ЭМИТТЕРА НА ОСНОВЕ GaAsP

Г. Б. Стучинский, Е. И. Янющкин, Т. В. Янющкина

Вторично-эмиссионные свойства эмиттеров с отрицательным электронным средством (ОЭС) [1] на основе полупроводников  $A^{III}B^V$  с поверхностными покрытиями, снижающими работу выхода, сравнительно полно исследованы лишь в области средних энергий первичных электронов  $E_p$  (порядка сотен и тысяч электронвольт). В то же время исследование отражения электронов и вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ) твердых тел в области малых энергий  $E_p$  (порядка единиц электронвольт) позволяет получать информацию об энергетической структуре изучаемого вещества и закономерностях процесса рассеяния электронов в приповерхностных слоях эмиттеров. Имеющиеся данные [2-5] для эмиттеров на основе полупроводников  $A^{III}-B^V$  не содержат таких важных характеристик процесса рассеяния медленных электронов и ВЭЭ, как пороговая энергия возбуждения валентных электронов, значения первого критического потенциала для эмиттеров с высокой эффективностью и распределение по энергиям вторичных электронов.

В данной работе проведено исследование упругого (или, точнее, квазиупругого) отражения электронов и ВЭЭ ОЭС эмиттеров на основе твердого раствора фосфида галлия—арсенида галлия в области энергий первичных электронов 1—13 эВ. В качестве объектов исследования были выбраны поликристаллические образцы ОЭС эмиттеров. В этом случае в отличие от монокристаллических эмиттеров можно ожидать, что в эмиссионных характеристиках не будут проявляться дифракционные явления и ориентационные эффекты. Концентрация акцепторной примеси цинка в исследованных слоях  $GaAs_{0.6}P_{0.4}$  составляла  $10^{19}$  см<sup>-3</sup>. Снижение работы выхода до состояния ОЭС осуществлялось путем адсорбции цезия и кислорода на очищенную прогревом в высоком вакууме поверхность слоя. Работа выхода полученных ОЭС эмиттеров измерялась методом Андерсона и составляла  $\approx 1.2$  эВ. Энергетические распределения вторичных электронов (ЭРВЭ) измерялись в трехсеточном квазисферическом анализаторе методом электрического дифференцирования кривых задержки с помощью модуляции задерживающего потенциала [6]. Запись ЭРВЭ, а также кривых зависимости полного КВЭЭ  $\sigma$  от энергии  $E_p$  и кривых задержки тока вторичных электронов проводилась в автоматическом режиме.

На рис. 1 приведена зависимость  $\sigma(E_p)$  при малых  $E_p$  для образца, обладавшего сравнительно высокой вторично-эмиссионной эффективностью (в области средних энергий  $E_p$  значения КВЭЭ составляли 8.8 при 100 эВ и 33 при 600 эВ). Энергия  $E_p$  определялась с учетом контактной разности потенциалов между поверхностью эмиттера и термокатодом электронного прожектора (вольфрамовой нитью). Штриховая часть кривой характеризует распре-

деления вторичных электронов (ЭРВЭ) измеренных в трехсеточном квазисферическом анализаторе методом электрического дифференцирования кривых задержки с помощью модуляции задерживающего потенциала [6]. Штриховая часть кривой характеризует распре-

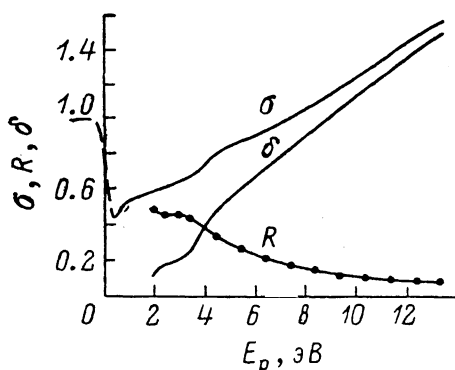


Рис. 1.

ление по энергиям в пучке первичных электронов [6]. Минимальные измеренные значения  $\sigma$  при  $E_p$ , близких к нулю, характеризующие по существу величину коэффициента упругого отражения электронов  $R$ , составляли в различных экспериментах 0.35—0.45. Эти значения, естественно, завышены в связи с немонотонностью пучка первичных электронов. При  $E_p=1$  эВ (с учетом разброса первичных электронов по энергиям  $E_p=1 \pm 0.5$  эВ), когда еще невозможны процессы ионизации, приводящие к возбуждению валентных электронов в зону проводимости, значения  $\sigma$ , примерно равные  $R$ , составляли 0.5—0.6. Значение первого критического потенциала, соответствующее величине  $\sigma=1$ , составляло, как видно из рис. 1, около 7 эВ. Зависимость  $R(E_p)$  для того же образца ОЭС эмиттера приведена на рис. 1. Величина  $R$  при каждом значении  $E_p$  определялась по точке перегиба кривой задержки тока вторичных электронов перед резким спадом этой кривой, связанным с задержкой упругоотраженных электронов. Зависимость коэффициента эмиссии медленных электронов  $\delta$  от энергии первичных электронов ( $\delta = \sigma - R$ ) также представлена на рис. 1.

На рис. 2 приведены энергетические распределения вторичных электронов  $N(E)$ . Наблюдаемая ширина пика квазиупругоотраженных электронов в основном связана с немонотонностью

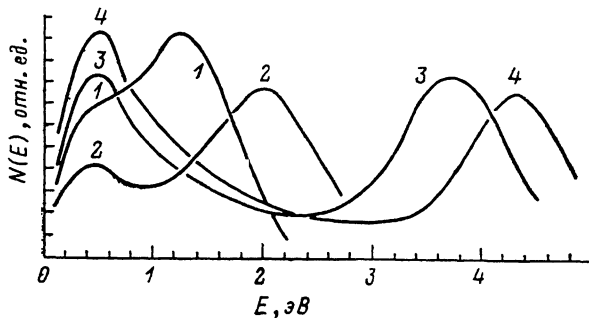


Рис. 2. Энергетические распределения вторичных электронов из ОЭС эмиттера на основе поликристаллического слоя  $\text{GaAs}_{0.6}\text{P}_{0.4}$ .

$E_p$ , эВ: 1 — 1.3, 2 — 2.1, 3 — 3.8, 4 — 4.4.

кинетичностью пучка первичных электронов. В то же время, если основной вклад в величину  $R$  для эффективного полупроводникового эмиттера дает не квантово-механическое отражение от поверхностного барьера, а рассеяние вошедших в твердое тело электронов на фононах [6, 7], следует ожидать, что ширина этого пика связана не только с разбросом по энергиям электронов первичного пучка, но и с потерями их энергии внутри эмиттера в результате взаимодействия с фононами, а также со связанными поверхностными плазмон-фононными модами колебаний [8]. Возможны также потери энергии при взаимодействии электронов с рассеивающими центрами в активирующем покрытии [9] и с поверхностными фононами [10]. Пик электронов малых энергий, свидетельствующий о рассеянии первичных электронов на валентных электронах полупроводника, четко проявляется в ЭРВЭ при  $E_p \geq 2$  эВ. Таким образом, с учетом разброса первичных электронов по энергиям, а также изгиба зон в приповерхностной области полупроводника можно полагать, что пороговая энергия ионизации близка к ширине запрещенной зоны  $E_p$ , составляющей для  $\text{GaAs}_{0.6}\text{P}_{0.4} \approx 1.9$  эВ [11], и во всяком случае не превышает ее более чем в 1.5 раза. В то же время резкий спад величины  $R$  (рис. 1) наблюдается лишь при  $E_p \approx 3.5$  эВ, что может быть связано с существенным ростом при этих энергиях вероятности процессов ионизации, приводящих к возбуждению валентных электронов. При дальнейшем увеличении энергии первичных электронов возрастает число истинно вторичных электронов, и, как видно из рис. 2, уже при  $E_p \approx 4$  эВ соответствующий пик электронов малых энергий в ЭРВЭ превалирует над пиком квазиупругоотраженных электронов.

При исследовании эффективных полупроводниковых эмиттеров с положительным электронным средством (ПЭС), например  $\text{Cs}_2\text{Te}$  [12], на кривых зависимостей  $\delta(E_p)$  при энергиях  $E_p \approx 2E_g$  наблюдались участки замедленного роста кривых, что можно связывать с возбуждением в зону проводимости вместо одного горячего электрона двух электронов с энергией, близкой ко дну зоны проводимости и, следовательно, недостаточной для преодоления поверхностного потенциального порога в случае ПЭС. Для эмиттеров с ОЭС возможна принципиально иная ситуация, так как в этом случае валентные электроны, возбужденные на некоторой глубине эмиттера на дно зоны проводимости, имеют определенную вероятность выхода в вакуум, в связи с чем при  $E_p \approx 2E_g$  можно ожидать не замедления, а ускорения роста зави-

сности  $\delta(E_p)$ . Как видно из рис. 1, при  $E_p = 3.5 - 4.5$  эВ действительно наблюдаются участки наиболее резкого роста зависимостей  $\delta(E_p)$  и  $\sigma(E_p)$ . Однако интерпретация этих особенностей для исследованного ОЭС эмиттера может быть связана и с другим обстоятельством, а именно с ростом в этой области  $E_p$  вероятности взаимодействия первичных электронов с валентными электронами, что проявляется в резком спаде зависимости  $R(E_p)$ , начиная с  $E_p \approx 3.5$  эВ (рис. 1). Рост эффективности взаимодействия первичных электронов с валентными электронами в соответствующей области энергий  $E_p$  может быть связан с особенностями энергетической структуры эмиттера и прежде всего с характерным для полупроводников  $A^{III}B^V$  увеличением плотности состояний в валентной зоне при удалении от ее вершины на несколько электронвольт [13].

### Литература

- [1] Белл Р. Л. Эмиттеры с отрицательным электронным средством М.: Энергия, 1978. 192 с.
- [2] Мусатов А. Л., Коротких В. Л., Коринфский А. Д. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1976. Т. 40. № 12. С. 2523—2527.
- [3] Андронов А. Н., Маслевцов А. В., Лепешинская В. Н. // Тез. докл. III Всесоюзн. симп. по вторичной и фотоэлектронной эмиссии. М., 1978. С. 96—97.
- [4] Комолов С. А., Галат Я. // Поверхность. 1983. № 5. С. 36—40.
- [5] Немченко Р. Л., Пальтс Т. Н., Цуранов А. П. // ФТТ. 1976. Т. 18. Вып. 1. С. 241—243.
- [6] Шульман А. Р., Фридризов С. А. Вторично-эмиссионные методы исследования твердого тела. М.: Наука, 1977. 552 с.
- [7] Wooten F. // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 44. N 3. P. 1118—1120.
- [8] Либенсон Б. Н., Стучинский Г. Б., Янюшкин Е. И., Янюшкина Т. В. // ФТТ. 1984. Т. 26. Вып. 8. С. 2424—2427.
- [9] Нолле Э. Л., Петров А. Э., Ботнее С. А. // ФТТ. 1985. Т. 27. Вып. 9. С. 2817—2819.
- [10] Брыксин В. В., Мирлин Д. Н., Фирсов Ю. А. // УФН. 1974. Т. 113. № 1. С. 29—67.
- [11] Grafford M. G., Shaw R. W., Herzog A. H., Graves W. O. // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. N 10. P. 4075—4079.
- [12] Афонина Л. Ф., Воробьева О. Б., Климин А. И., Стучинский Г. Б. // РиЭ. 1969. Т. 14. № 12. С. 2237—2241.
- [13] Chelikowsky J., Chadi D. J., Cohen M. L. // Phys. Rev. B. 1973. Vol. 8. N 6. P. 2786—2794.

Поступило в Редакцию  
26 марта 1988 г.

## МЕХАНИЗМ МАГНИТОЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ МНОГОСЛОЙНОЙ СТРУКТУРЫ

И. М. Вихулин, М. А. Глауберман, В. В. Егоров, Н. А. Канищева

В работе исследуется механизм магниточувствительности многослойной полупроводниковой структуры. Решение этого вопроса непосредственно связано с изучением эффектов, возникающих при действии магнитного поля на распределение концентрации неосновных неравновесных носителей заряда с учетом ее геометрических особенностей.

Рассмотрим эту задачу для структуры, показанной на рис. 1. Считалось [1], что основным механизмом ее магниточувствительности является эффект отклонения потока инжектированных носителей заряда к одному из коллекторов непосредственно магнитным полем (силой Лоренца), а также дополнительно силой электрического поля Холла, создаваемого в базе током основных носителей заряда, т. е. результирующий угол отклонения вектора плотности тока неосновных носителей заряда относительно оси  $x$  равен

$$\varphi = \operatorname{arctg}(\mu_p^* B) + \operatorname{arctg}(\mu_n^* B),$$

где  $\mu_p^*$ ,  $\mu_n^*$  — холловские подвижности дырок и электронов.

Величина эффекта отклонения наиболее значительна, когда а) токи неосновных и основных носителей заряда параллельны при  $B=0$ , б) магнитное поле перпендикулярно поверхности структуры, в) ширина базы ограничена расстоянием между коллекторами. Уровень инжекции эмиттера считался однородным по всей инжектирующей поверхности.