

УДК 537.523

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ВТОРИЧНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ ЭЛЕКТРОННЫМ СРОДСТВОМ

А. Н. Андронов, Г. Б. Стучинский, Е. И. Янюшкин, Т. В. Янюшкина

Исследована зависимость энергетических распределений вторичных электронов от работы выхода эмиттеров с отрицательным электронным сродством (ОЭС) на основе p -GaAs. Проведенный анализ результатов позволил получить сведения о вероятности выхода в вакуум электронов с различными энергиями.

Энергетические распределения вторичных электронов (ЭРВЭ), эмитируемых эффективными полупроводниковыми эмиттерами, несут информацию об основных процессах вторичной электронной эмиссии (ВЭЭ): каскадном размножении, приводящем к возбуждению валентных электронов в зону проводимости; рассеянии горячих электронов при движении их в объеме эмиттера и в приповерхностной области пространственного заряда; прохождении электронов через поверхностный потенциальный барьер или над потенциальным порогом на границе с вакуумом. Для ОЭС эмиттеров [1] сравнительно подробно исследованы ЭРВЭ фосфида галлия с активирующими покрытиями Cs или Cs—O [2-8], а также твердого раствора фосфида—арсенида галлия с поверхностью, активированной цезием и кислородом [8-10]. Ширина ЭРВЭ на половине высоты (ШПВ), как правило, не превышала 1 эВ. Сведения об ЭРВЭ эмиттеров на основе арсенида галлия [11] относились к объектам с невысокой эффективностью, для которых разброс вторичных электронов по энергиям оказался большим и ШПВ составляла почти 3 эВ. В то же время для получения сведений о формировании внутреннего распределения по энергиям вторичных электронов, подходящих к границе с вакуумом, необходимо проводить исследования ЭРВЭ эмиттеров с предельно низкой работой выхода и высокой вторично-эмиссионной эффективностью.

Объектами исследования были ОЭС эмиттеры, созданные на основе эпитаксиальных слоев p -GaAs, поверхность которых перед активированием цезием и кислородом очищалась прогревом в вакууме. Использовались структуры со слоями (111В) GaAs, легированными Ge, полученные с помощью жидкостной эпитаксии, и структуры со слоями (100) GaAs с акцепторной примесью Zn, выращенными методами газовой эпитаксии. Концентрация основных носителей — дырок — составляла $\approx 10^{19}$ см⁻³. Активирование и исследование эмиттеров проводились в сверхвысоковакуумной камере при давлении остаточных газов $\leq 10^{-10}$ мм рт. ст. Минимальные значения работы выхода ОЭС эмиттеров, измеренные с помощью метода Андерсона, составляли 1.0—1.05 эВ. Коэффициенты вторичной электронной эмиссии (КВЭЭ) σ равнялись при этом 11—13 при энергии первичных электронов $E_p=100$ эВ, 50—65 при $E_p=600$ эВ и 150—200 при $E_p=2000$ эВ. Зависимости $\sigma(E_p)$ для двух образцов эмиттеров приведены на рис. 1.

Для измерения ЭРВЭ применялся метод электрического дифференцирования кривых задержки тока вторичных электронов с помощью моду-

ляции задерживающего потенциала. Измерения проводились в трехсеточном квазисферическом анализаторе с энергетическим разрешением не хуже 100 мэВ. На рис. 2 приведены ЭРВЭ $N(E)$ для эмиттера на основе (111В) GaAs при энергии $E_p=100, 600$ и 2000 эВ. Энергия вторичных электронов E отсчитывается от уровня Ферми. Указанная на этом рисунке энергия E_c соответствует положению дна зоны проводимости в объеме эмиттера (в сильно легированном p -GaAs величина E_c близка к значению ширины запрещенной зоны E_g , составляющему при комнатной температуре ≈ 1.42 эВ). Все кривые $N(E)$ нормированы на один первичный электрон, так что площадь под кривой соответствует величине КВЭЭ. Результаты, полученные для эмиттеров на основе эпитаксиальных слоев (111В) GaAs и (100) GaAs, не имели существенных различий. ЭРВЭ для одного из

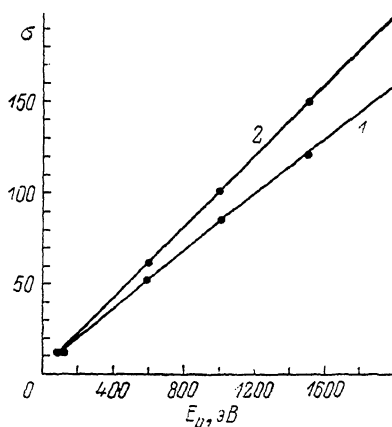


Рис. 1. Зависимость КВЭЭ σ от энергии первичных электронов E_p для образцов ОЭС эмиттеров на основе (111 В) GaAs (1) и (100) GaAs (2).

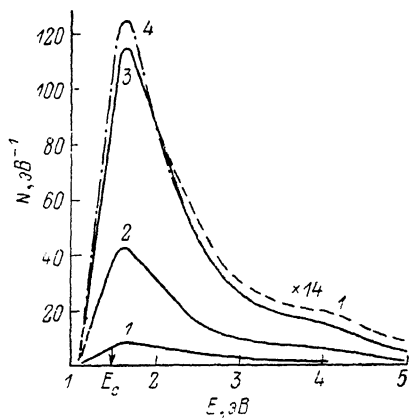


Рис. 2. Энергетические распределения вторичных электронов для эмиттеров на основе (111 В) GaAs (1—3) и (100) GaAs (4).

E_p , эВ: 1 — 100; 2 — 600; 3, 4 — 2000. Значение КВЭЭ: 1 — 12, 2 — 53, 3 — 160, 4 — 162.

ОЭС эмиттеров на основе (100)GaAs при $E_p=2000$ эВ также приведена на рис. 2. Максимум ЭРВЭ наблюдался при энергии 0.5—0.6 эВ относительно уровня вакуума, а ШПВ составляла 1—1.1 эВ.

В отличие от ЭРВЭ для ОЭС эмиттеров на основе GaP [7], свидетельствующих об определяющем вкладе в ВЭЭ медленных электронов с энергией $E < E_c$, которые могут быть отнесены к группе термализованных в объеме эмиттера электронов, в ЭРВЭ, полученных для GaAs (Cs—O), очевидна превалирующая роль горячих электронов с энергией $E > E_c$. Этот результат может быть связан прежде всего с большой энергетической «глубиной» Γ -минимума зоны проводимости GaAs [12] и сравнительно низкой скоростью энергетической релаксации горячих Γ -электронов при рассеянии на фононах [13], дырках [14], а также связанных плазмон-фононных методах колебаний [15—17]. В частности, рассеяние на оптических фононах характеризуется частотой столкновений порядка 10^{13} с^{-1} [13, 18, 19], что соответствует длине свободного пробега порядка 1000 \AA (по оценкам согласно [20], пробег первичных электронов с энергией 2 кэВ в GaAs составляет $\approx 700 \text{ \AA}$). Даже учитывая заметный вклад в энергетическую релаксацию электронов в сильно легированных полупроводниках p -типа механизмов рассеяния на тяжелых дырках (с перебросом их в подзону легких дырок) [14, 19], а также на связанных плазмон-фононных модах колебаний,¹ можно полагать, что в исследованном диапазоне энергий

¹ При рассеянии электронов на связанных плазмон-фононных модах колебаний [15, 16] энергетические потери пропорциональны массе электрона и для Γ -электронов в основном минимуме зоны проводимости GaAs, имеющих малую эффективную массу, относительно невелики, например, по сравнению с потерями энергии X - и L -электронов в основных (наиболее низких) минимумах зоны проводимости непрямозонного полупроводника GaP [6, 15].

E_p (до 2 эВ) вторичные горячие электроны, возбужденные в Γ -минимуме, имеющие сравнительно большое время жизни в этом минимуме ($\approx 10^{-13}$ с [18, 19]), будут подходить к поверхности с достаточно большим разбросом по энергиям.

Таким образом, если в случае GaP наибольший вклад во ВЭЭ дают электроны, термализованные в основных боковых минимумах зоны проводимости прежде всего благодаря действию такого эффективного механизма энергетической релаксации электронов, как рассеяние на междолинных фононах, в ОЭС эмиттерах на основе GaAs основную долю вторичных электронов составляют горячие электроны, возбужденные в центральный Γ -минимуме.

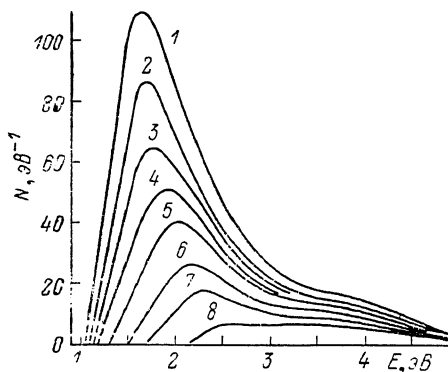


Рис. 3. Энергетические распределения вторичных электронов для эмиттера на основе (111 В) GaAs.

ϕ_f , эВ: 1 — 1.05, 2 — 1.1, 3 — 1.15, 4 — 1.2, 5 — 1.3, 6 — 1.5, 7 — 1.7, 8 — 2.1. $E_p = 2000$ эВ.

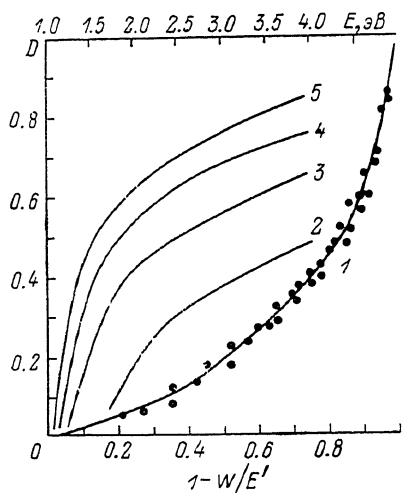


Рис. 4. Зависимости вероятности выхода электронов D от параметра $z = 1 - W/E'$ (1) и от энергии электронов E (2—4).

ϕ_f , эВ: 2 — 1.5, 3 — 1.2, 4 — 1.1, 5 — 1.05.

Как показано в работе [8], исследование связи ЭРВЭ с работой выхода ϕ_f эмиттера позволяет получить сведения о внутреннем распределении по энергиям электронов, подходящих к поверхности, и о зависимости вероятности выхода электронов в вакуум от их энергии. Связь ЭРВЭ с величиной ϕ_f в процессе деградации ОЭС эмиттеров экспериментально изучалось ранее для эмиттеров на основе GaP [7] и GaAsP [10]. В данной работе аналогичное исследование проведено для эмиттеров на основе GaAs. Измерения ЭРВЭ и работы выхода проводились через определенные промежутки времени после завершения активирования, обеспечивающего максимальную эффективность эмиттера. Изменение работы выхода происходило вследствие нарушения динамического равновесия между адсорбционными и десорбционными процессами на поверхности во время пребывания активированного эмиттера в сверхвысоковакуумной камере с выключенными источниками цезия и кислорода.

На рис. 3 приведена серия ЭРВЭ, полученных для эмиттеров на основе эпитаксиального слоя (111В) GaAs при изменении ϕ_f от 1.05 до 2.1 эВ. Эксперименты с эмиттерами на основе слоев (100) GaAs дали аналогичные результаты. На начальных стадиях деградации при увеличении ϕ_f на ≈ 0.05 эВ обычно наблюдалось небольшое сужение ЭРВЭ с уменьшением ШПВ (ΔE) на ≈ 0.05 эВ, затем с ростом работы выхода происходило постепенное расширение ЭРВЭ, смещение максимума распределения в сторону больших энергий и все более четкое выделение в ЭРВЭ группы горячих электронов с энергиями 3.5—4.0 эВ относительно уровня Ферми. Резкое увеличение ΔE (до ≈ 2 эВ) связано именно с этим пиком горячих электронов, энергия которых в 2—3 раза превышает E_g .

При анализе зависимостей $N(E, e\varphi)$ в работе [8] использовались предположение о том, что вероятность выхода электронов $D(E, e\varphi)$ может быть выражена в виде функции отношения W/E' , где W — энергия уровня вакуума, а E' — энергия подходящего к поверхности электрона, отсчитываемые от дна зоны проводимости на границе полупроводника, а также предположение о независимости величины изгиба зон fE_c и стационарного внутреннего энергетического распределения электронов $N^*(E)$ от работы выхода $e\varphi$ при изменении ее в определенных пределах. Последнее предположение наиболее естественно в случае, когда в формировании энергетического распределения $N^*(E)$ не играют решающей роли процессы отражения электронов от границы раздела на поверхности полупроводника. В то же время в работах [21, 22] развивались представления о большой вероятности отражения электронов в GaAs от внешней границы области изгиба зон и многократном прохождении ими этой области перед выходом в вакуум. Как известно, эти представления в рамках модели квантованных подзон [21, 22] позволяют объяснить наблюдаемые потери энергии Γ -электронов (в области изгиба зон) в условиях, когда длина их свободного пробега относительно рассеяния на оптических фононах существенно превышает ширину области изгиба зон. Можно допустить, однако, что такое объяснение не является единственно возможным, так как при анализе источников потерь энергии Γ -электронами в области изгиба зон следует учитывать еще и процессы рассеяния на связанных поверхностных плазмон-фононных модах колебаний, возникающих на границе дырочной плазмы [17], а также взаимодействие электронов с поверхностными фононами [23, 24] и рассеяние в активирующем покрытии [25, 26]. К тому же отражение Γ -электронов от границы кристалла может сопровождаться переходом в боковые минимумы зоны проводимости [27], и в этом случае дальнейшее движение электронов будет связано уже со столь сильным механизмом энергетической релаксации, как рассеяние на междолинных фононах при переходах электронов в эквивалентные долины [13]. В то же время модель квантованных подзон [21, 22] может привлекаться к анализу энергетических спектров электронов лишь в области энергий $E < E_c$, т. е. энергий внутри потенциальной ямы в области изгиба зон. В исследованных же нами ЭРВЭ для GaAs(Cs—O) основная масса вторичных электронов имеет энергии $E > E_c$, и большая вероятность выхода их в вакуум, вытекающая из высоких значений КВЭЭ, принципиально не может быть связана с механизмом [21, 22], предложенным для описания фотоэмиссии полупроводников с ОЭС в припороговой области спектра. Поэтому нам представляется оправданной попытка извлечения информации о вероятности выхода электронов разных энергий и о внутреннем распределении по энергиям электронов, подходящих к поверхности, из анализа серий ЭРВЭ, измеренных при различных значениях $e\varphi$, для вторично-электронных эмиттеров на основе GaAs с использованием тех же предположений и по той же схеме, как это было сделано в предыдущей нашей работе [8] для эмиттеров на основе GaP и GaAsP.

Процедура обработки экспериментальных ЭРВЭ [8] сводится к проведению сечений $E = \text{const}$ на семействе характеристик $N(E, e\varphi)$ (рис. 3) и к построению зависимости $D(z)$, где $z = 1 - W/E' = (E - e\varphi)/(E - (1 - f)E_c)$, с условием, что при каждом значении E выбирается масштабный множитель N^* таким образом, чтобы свести к минимуму разброс точек и обеспечить при этом выполнение требования $D \rightarrow 1$ при $W/E' \rightarrow 0$. Полученный набор масштабных множителей дает искомое внутреннее распределение вторичных электронов $N^*(E)$, удовлетворяющее условию $N(E, e\varphi) = N^*(E) D \times (1 - W/E')$.

Полученные зависимости $D(1 - W/E')$ и $N^*(E)$ приведены соответственно на рис. 4, 5. Величина изгиба зон принималась равной 0.47 эВ (по данным [28–30], она составляет 0.45–0.5 эВ). Интегрирование функции $N^*(E)$ дает значение $\simeq 265$, что лишь на 20 % меньше ожидаемого количества электронов, возбуждаемых одним первичным электроном с энергией 2000 эВ, если средняя энергия, затрачиваемая на рождение одной

электронно-дырочной пары, составляет 6.2 эВ [31]. Ранее [8] нами отмечалась возможность получения таких заниженных результатов интегрирования $N^*(E)$ в случае, если недостаточно строго выполняется предположение о том, что зависимость $D(E, e\varphi)$ может быть представлена функцией отношения W/E' , например если $D(E, e\varphi) = D_1(E)D_2(E, e\varphi)$, где D_1 не зависит от $e\varphi$, а D_2 — функция отношения W/E' . В последнем случае полученную зависимость $N^*(E)$ можно рассматривать [8] как внутреннее распределение электронов, подходящих к поверхности, промодулированное функцией $D_1(E)$. Обращает на себя внимание, что результат интегрирования функции $N^*(E)$ хорошо согласуется со значением КВЭЭ, получаемым при экстраполяции наиболее крутого участка зависимости $\sigma(e\varphi)$, приведенной в полулогарифмическом масштабе на

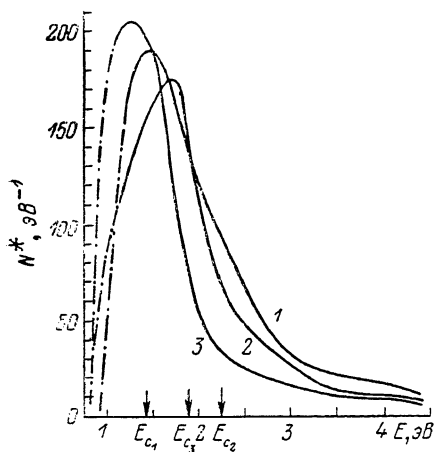


Рис. 5. Внутренние энергетические распределения электронов, подходящих к поверхности, для эмиттеров на основе GaAs (1), GaP (2) [8] и GaAsP (3) [8].

E_{c1} , E_{c2} , E_{c3} — соответствующие значения энергии электрона на две зоны проводимости в объеме эмиттера.

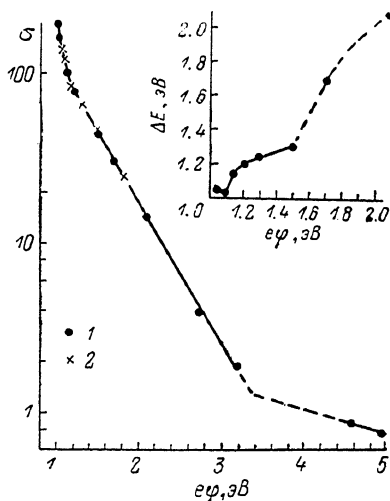


Рис. 6. Зависимости КВЭЭ σ и ШПВ ЭРВЭ ΔE от работы выхода $e\varphi$ для эмиттеров на основе GaAs с ориентацией (111 В) (1) и (100) (2).

рис. 6, к значению $e\varphi = 0.95$ эВ, соответствующему величине $W=0$, когда уровень вакуума совпадает с положением дна зоны проводимости у поверхности полупроводника. Отметим, что в распределении по энергиям $N^*(E)$ примерно 75 % электронов имеют энергии $E > 1.45$ эВ, т. е. являются горячими, не термализованными в объеме эмиттера электронами. При этом половина подходящих к поверхности электронов обладает энергией $E > 1.8$ эВ.

На рис. 4 приведены также зависимости $D(E)$ при разных значениях $e\varphi$, следующие из полученной функции $D(1 - W/E')$. Видно, что в условиях ОЭС, особенно в области значений $e\varphi$, соответствующей наиболее крутому участку зависимости $\sigma(e\varphi)$ (рис. 6), вероятность выхода основной массы вторичных электронов превышает 30—50 %. Таким образом, новое качественное состояние, возникающее при снижении работы выхода, обеспечивающем реализацию ОЭС, характеризуется прежде всего большой вероятностью выхода возбужденных электронов в вакуум.

Участок зависимости $\sigma(e\varphi)$ (рис. 6) в области сравнительно высоких значений $e\varphi$ (≥ 2.5 эВ) построен по данным измерений КВЭЭ на начальных стадиях активирования поверхности арсенида галлия цезием. Анализ этого участка показывает, как уже отмечалось в работе [32], что наблюдаемый при снижении электронного сродства переход от сравнительно слабой зависимости $\sigma(e\varphi)$ к резкому экспоненциальному росту связан с появлением возможности выхода в вакуум электронов, энергия которых недостаточна для возбуждения электронов валентной зоны в зону проводимости.

мости. Для таких вторичных электронов основным механизмом энергетических потерь и ухода из области энергий, превышающих уровень вакуума, является уже не электрон-электронное рассеяние, а рассеяние на фононах (в случае сильно легированных полупроводников с фоновым механизмом рассеяния могут конкурировать механизмы рассеяния на тяжелых дырках [14, 19] и на связанных плазмон-фононных модах колебаний [15, 16]). Довольно протяженный участок характеристики $\sigma(e\varphi)$ (рис. 6) в области $e\varphi$ от ≈ 1.2 до ≈ 3.3 эВ описывается зависимостью $\sigma \sim \exp(-1.9e\varphi)$. При $e\varphi \leq 1.2$ эВ наблюдается еще более крутой экспоненциальный участок $\sigma \sim \exp(-4.8e\varphi)$. На рис. 6 представлена также зависимость ШПВ ЭРВЭ (ΔE) от работы выхода $e\varphi$, построенная по данным рис. 3.

Обращает на себя внимание сравнительно большой вклад во ВЭЭ GaAs(Cs—O) горячих электронов с энергиями вплоть до 4 эВ, наблюдаемый как в экспериментальных энергетических спектрах $N(E)$, так и в рассчитанном внутреннем распределении $N^*(E)$. Для сравнения на рис. 5 приведены также кривые $N^*(E)$ [8] для GaP(Cs—O) и для эмиттера на основе GaAsP, отличающегося наиболее узкими ЭРВЭ среди известных эффективных вторично-электронных эмиттеров. Наличие в ЭРВЭ для GaAs(Cs—O) значительной группы вторичных электронов, энергия которых ($E - E_c$) относительно дна зоны проводимости превышает ширину запрещенной зоны и пороговую энергию ударной ионизации, свидетельствует о том, что в приповерхностной области арсенида галлия процесс каскадного размножения быстрых вторичных электронов, контролируемый правилами отбора, вытекающими из законов сохранения энергии и импульса, не успевает полностью завершиться. Доля таких сравнительно быстрых вторичных электронов в ЭРВЭ для GaAs(Cs—O) оказывается существенно большей, чем в случае эмиттера на основе GaP. Это может быть связано с увеличенной генерацией вторичных электронов в приповерхностных слоях GaAs, обусловленной как большими по сравнению с GaP удельными потерями энергии первичных электронов, так и повышенным вкладом в ВЭЭ обратнорассеянных первичных электронов, которые должны возрастать с увеличением среднего атомного номера соединения [20]. Особо следует отметить сравнительно малую долю горячих электронов с энергиями ($E - E_c$), превышающими E_g , в случае эмиттеров на основе твердого раствора фосфида—арсенида галлия [8-10]. Этот результат, видимо, связан с тем, что действие правил отбора, ограничивающих процессы рассеяния горячих электронов на электронах валентной зоны полупроводника, может быть ослаблено из-за нарушений периодичности хода потенциала в кристаллической структуре твердого раствора, вызванных определенной хаотичностью расположения атомов фосфора и мышьяка в анионных узлах решетки.

Сравнение внутренних энергетических распределений $N^*(E)$ для эмиттеров на основе GaAs, GaP и GaAsP позволяет, таким образом, выявить характерные для каждого из эмиттеров особенности: значительный вклад горячих электронов во ВЭЭ GaAs; асимметричный вид распределения в случае GaP, свидетельствующий о выходе по крайней мере двух групп электронов из разных минимумов зоны проводимости; достаточно симметричный и при этом сравнительно узкое распределение электронов для GaAsP, особенности которого связаны как с совпадением по своему энергетическому положению основных минимумов зоны проводимости, так и с благоприятными условиями размена энергии горячими электронами в полупроводниковых твердых растворах. В заключение можно сделать следующие выводы.

1. Исследование ВЭЭ полупроводников с электронным средством, изменяемым в широких пределах (от положительного до отрицательного), позволяет выяснить общие закономерности вторично-эмиссионных процессов в твердых телах, связанные с действием различных механизмов рассеяния возбужденных электронов.

2. ОЭС эмиттеры p -GaAs(Cs—O), как и другие ОЭС эмиттеры на ос-

нове полупроводников $A^{III}B^V$, обладают узкими энергетическими распределениями вторичных электронов с шириной на половине высоты ЭРВЭ ≈ 1 эВ.

3. В то время как в ОЭС эмиттерах на основе непрямозонного полупроводника — фосфида галлия — большую часть вторичных электронов составляют электроны, термализованные в основных минимумах зоны проводимости в объеме эмиттера, в ОЭС эмиттерах на основе прямозонного полупроводника — арсенида галлия — при ВЭЭ в области средних энергий первичных электронов (до 2 кэВ) основную часть эмиттируемых электронов составляют горячие электроны.

4. При деградации ОЭС эмиттеров рост работы выхода φ и уменьшение вторично-эмиссионной эффективности сопровождаются изменением характера ЭРВЭ. Небольшое сужение ЭРВЭ на начальных стадиях деградации сменяется расширением при дальнейшем повышении φ , причем резкое увеличение ширины ЭРВЭ связано с проявлением в энергетических спектрах пика горячих электронов с энергией, в 2—3 раза превышающей ширину запрещенной зоны.

5. Обработка экспериментальных зависимостей ЭРВЭ, измеренных при различных значениях работы выхода, позволяет получить сведения о вероятности выхода электронов в предположении, что она является функцией отношения энергии электрона к высоте потенциального порога на границе с вакуумом, и определить вид внутреннего энергетического распределения электронов, подходящих к поверхности эмиттера.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Белл Р. Л. Эмиттеры с отрицательным электронным средством. М.: Энергия, 1978. 188 с.
- [2] Афолина Л. Ф., Стучинский Г. Б. // Электронная техника, сер. 4. 1975. В. 2. С. 58—59.
- [3] Piaget C., Guittard P., Andre J. P., Saget P. Gallium Arsenide and Relat. Compounds. London—Bristol, 1975. P. 266—274.
- [4] Piaget C., Saget P., Vannimenes J. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. N 9. P. 3907—3913.
- [5] Афолина Л. Ф., Стучинский Г. Б. // ФТТ. 1978. Т. 20. № 5. С. 1517—1519.
- [6] Либенсон Б. Н., Стучинский Г. Б., Янюшкин Е. И., Янюшкина Т. В. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 8. С. 2424—2427.
- [7] Стучинский Г. Б., Янюшкин Е. И., Янюшкина Т. В. // ЖТФ. 1986. Т. 56. № 3. С. 591—593.
- [8] Андронов А. Н., Стучинский Г. Б., Янюшкин Е. И. // Поверхность. 1988. № 11. С. 63—66.
- [9] Афолина Л. Ф., Глива В. В., Климин А. И., Майор В. И., Стучинский Г. Б., Янюшкин Е. И., Янюшкина Т. В. // Электронная техника, сер. 4. 1982. В. 6 (95). С. 9—14.
- [10] Афолина Л. Ф., Стучинский Г. Б., Янюшкин Е. И., Янюшкина Т. В. // ФТТ. 1982. Т. 24. № 5. С. 1505—1508.
- [11] Ахаян А. А., Немченко Р. Л., Пальтс Т. Н. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 1. С. 336—337.
- [12] Chelikowsky J. R., Cohen M. L. // Phys. Rev. B. 1976. V. 14. N 1. P. 556.
- [13] Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М.: Мир, 1973. 384 с.
- [14] Дьяконов М. И., Перель В. И., Яссиевич И. Н. // ФТП. 1977. Т. 11. № 7. С. 1364—1370.
- [15] Либенсон Б. Н., Стучинский Г. Б. // ФТП. 1981. Т. 15. № 12. С. 2378—2383.
- [16] Кумекон С. Е., Перель В. И. // ФТП. 1982. Т. 16. № 11. С. 2001—2006.
- [17] Либенсон Б. Н., Климин А. И., Стучинский Г. Б. // ФТП. 1984. Т. 18. № 2. С. 330—334.
- [18] Zakharchenya V. P., Dymnikov V. D., Karlik I. Ya., Mirlin D. N., Nikitin L. P., Perel V. I., Reshina I. I., Sapega V. F. // J. Phys. Soc. Jap. 1980. V. 49. Suppl. A. P. 573—580.
- [19] Захарченя В. П., Мирлин Д. Н., Перель В. И., Решина И. И. // УФН. 1982. Т. 136. № 3. С. 459—499.
- [20] Бронштейн И. М., Фрайман Б. С. Вторичная электронная эмиссия. М.: Наука, 1969.
- [21] Мусатов А. Л., Коротких В. Л., Шадрип В. Д. // ФТТ, 1981. Т. 23. № 3. С. 929—931.
- [22] Мусатов А. Л., Коротких В. Л. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1982. Т. 46. № 7. С. 1357—1360.

- [23] Брыксин В. В., Мирлин Д. Н., Фирсов Ю. А. // УФН. 1974. Т. 113. № 1. С. 29—67.
[24] Lüth M. // Sur. Sci. 1983. V. 126. N 1—3. P. 126—146.
[25] Нолле Э. Л., Петров А. Э., Ботнев С. А. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 9. С. 2817—2819.
[26] Rodway D. C., Allenson M. B. // J. Phys. D. 1986. V. 19. N 7. P. 1353—1371.
[27] Burt M. G., Inkson J. C. // J. Phys. D. 1976. V. 9. N 1. P. 43—53.
[28] Коринфский А. Д., Мусатов А. Л. // ФТП. 1986. Т. 20. № 2. С. 330—332.
[29] Drouhin H. J., Hermann C., Lampel G. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. № 6. P. 3859—3871.
[30] Spicer W. E., Chye P. W., Skeath P. R., Su C. Y., Lindau I. // J. Vac. Sci. Technol. 1979. V. 16. N 5. P. 1422—1433.
[31] Аброян И. А., Корюкин В. А. // ФТТ. 1971. Т. 13. № 1. С. 295—297.
[32] Афонина Л. Ф., Стучинский Г. Б. // ФТТ. 1973. Т. 15, № 10. С. 2179—2181.

Ленинградский политехнический
институт им. М. И. Калинина
Ленинград

Поступило в Редакцию
22 июня 1988 г.