

УДК 437.533.2

ВЫХОД ФОТОЭЛЕКТРОНОВ В ВАКУУМ ИЗ GaAs С РАССЕЯНИЕМ ЭНЕРГИИ В ПРОЦЕССЕ ТУННЕЛИРОВАНИЯ ЧЕРЕЗ ПОТЕНЦИАЛЬНЫЙ БАРЬЕР, ОБРАЗОВАННЫЙ АКТИВИРУЮЩИМ СЛОЕМ

Э. Л. Нолле

Предложена модель фотоэмиссии электронов (ФЭ) с поверхности GaAs, активированной Cs и O, согласно которой основные потери энергии электронов происходят в активированном слое (АС) на длине около трех монослоев. При этом большое влияние на свойства ФЭ оказывает потенциальный барьер в АС, через который электроны туннелируют с одновременным возбуждением дипольных оптических колебаний. На основе модели объяснены полученные экспериментальные данные: двухстадийное активирование и обнаруженное инверсное перераспределение ФЭ после него, энергетическое распределение электронов, деградация ФЭ, зависимость вероятности выхода электронов от состояния поверхности, а не от объемных свойств образцов.

Активирование поверхности GaAs цезием и кислородом приводит к снижению уровня вакуума от $E_0 \approx 5$ до 1 эВ, так что на поверхности образуется состояние с отрицательным электронным сродством (ОЭС), и его величина $\zeta = -(0.3 \div 0.4)$ эВ [1]. При этом потенциальная стенка для электронов превращается в потенциальный барьер высотой E_b и шириной a . Согласно модели [2], при оптимальном активировании Cs и O, соответствующем максимальной величине фотоэмиссии электронов (ФЭ), высота барьера E_b для GaAs мала, так что эквивалентный ему эффективный прямоугольный потенциальный барьер высотой $E'_b = 0.28$ эВ лежит ниже дна зоны проводимости объема кристалла E_r . Ширина этого барьера примерно равна толщине активированного слоя (АС), составляющей $d \approx 8$ Å. При ФЭ электроны теряют свою энергию в области пространственного заряда (ОПЗ) шириной Z , рассеиваясь в ней в состояния, расположенные ниже уровня E_0 , из которых выйти в вакуум они не могут [2, 3]. Согласно модели, предложенной в [4], прозрачность границы полупроводник—вакуум при любом активировании Cs и O всегда остается малой величиной, не превышая $T = 10^{-2}$. Отраженные от этой границы фотоэлектроны испытывают многократное отражение в ОПЗ, теряя при этом часть энергии, и захватываются на уровни выталкивающих подзон, образованные размерным квантованием в ОПЗ, из которых они испускаются в вакуум.

Недостатком как модели [2], так и [4] является их несоответствие ряду известных экспериментальных данных. Согласно обеим моделям, основные потери энергии электронов при ФЭ происходят в ОПЗ и свойства ФЭ, как, например, вероятность выхода электрона в вакуум \mathcal{P} , энергетическое распределение электронов (ЭРЭ), должны сильно зависеть от размера ОПЗ, определяемого концентрацией равновесных дырок p_0 . Из [2, 3] следует, что при увеличении p_0 от 10^{18} до $5 \cdot 10^{19}$ см⁻³ величина \mathcal{P} должна возрастать из-за уменьшения рассеяния электронов в ОПЗ, а, согласно [4], величина \mathcal{P} при $p_0 \geq 10^{19}$ см⁻³ должна уменьшаться, так как при $p_0 \geq 2 \cdot 10^{19}$ см⁻³ дискретные уровни выталкиваются из ОПЗ [5]. Спектры ЭРЭ также должны зависеть от p_0 . Экспериментальные же результаты, например [6], свидетельствуют, что величина \mathcal{P} мало меняется при изменении p_0 , составляя

примерно $\mathcal{P} \approx 0.3$. В обеих моделях пренебрегается потерями энергии электроном при прохождении АС, хотя в [7] такие потери наблюдались. В [8] постулировано, что АС в соответствии с зонной теорией представляет полупроводник n - Cs_2O , образующий с GaAs гетеропереход. Такая модель учитывала наличие потенциального барьера на границе гетероперехода и потери электронами энергии в слое Cs_2O . Впоследствии была определена толщина АС при оптимальном активировании, которая оказалась не порядка 10 монослоев, как в [7], а равной примерно двум слоям [9], что не позволяет применить зонную теорию и ставит под сомнение модель [8].

В [10] представлены предварительные результаты исследований влияния АС на фотоэмиссию электронов из GaAs и предложена модель, согласно которой основные потери энергии фотоэлектронов происходят в тонком слое Cs и O. Целью настоящей работы явилось обоснование этой модели посредством численных оценок ее параметров и объяснение полученных экспериментальных данных по ФЭ образцов в GaAs с концентрацией p_0 от 10^{18} до $2 \cdot 10^{19}$ см^{-3} .

1. Условия эксперимента

Исследовались спектры ФЭ, ЭРЭ и работа выхода электрона ϕ в зависимости от состава активированной Cs и O поверхности образцов GaAs с концентрацией p_0 в интервале от 10^{18} до $2 \cdot 10^{19}$ см^{-3} по методике, разработанной в [10]. Измерения проводились в вакуумной камере при давлении 10^{-8} Па. Толщина АС измерялась оже-спектрометром методом [11]. Толщина одного монослоя принималась равной 5 Å. Исследовались массивные эпитаксиальные слои толщиной 20—40 мкм, образцы, вырезанные из монокристаллов, а также эпитаксиальные слои GaAs толщиной около 1 мкм с тонкой прослойкой $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$, со стороны которой они вплавлялись в стекло. Эпитаксиальные слои выращивались методом жидкофазной эпитаксии на подложках GaAs, ориентированных в кристаллографических плоскостях [100] и [111В]. Исследовались образцы, на поверхности которых концентрация углерода не превышала 0.05 монослоя. Оже-пики остальных примесей отсутствовали, и при малых энергиях электронов 40—50 эВ наблюдалась соответствующая четкая дифракция медленных электронов (ДМЭ), что, согласно [12], давало наибольшую величину ФЭ. Активирование производилось нанесением Cs и O стандартным способом как на чистую поверхность — одностадийное активирование, — так и на поверхность, на которую предварительно в потоке Cs было нанесено примерно 0.2—0.3 монослоя O с последующим прогревом для удаления Cs — двухстадийное активирование [13]. При измерении квантового выхода относительно числа поглощенных фотонов $Y(h\nu)$ коэффициент отражения света брался из [14]. Вероятности выхода электронов \mathcal{P}_Γ и \mathcal{P}_L соответственно из нижней зоны проводимости $E_\Gamma = 1.4$ эВ и следующей зоны $E_L = 1.7$ эВ, а также диффузионные длины электронов в этих зонах L_Γ и L_L определялись из разложения зависимостей $Y(h\nu)$, измеренных в режиме на отражение, на две составляющие согласно выражениям [15]

$$Y_\Gamma(h\nu) = \mathcal{P}_\Gamma [1 + 1/L_\Gamma \alpha(h\nu)]^{-1} \{F_\Gamma(h\nu) + F_L(h\nu) [1 + L_L \alpha(h\nu)]^{-1}\}, \quad (1)$$

$$Y_L(h\nu) = \mathcal{P}_L F_L(h\nu) [1 + 1/L_L \alpha(h\nu)]^{-1}, \quad (2)$$

где $\alpha(h\nu)$ — коэффициент поглощения света; $F_\Gamma(h\nu)$, $F_L(h\nu)$ — функции возбуждения, значения которых брались из [15]. Зависимость $\alpha(h\nu)$ измерялась непосредственно на тонких образцах, вплавленных в стекло, а при $h\nu \geq 2$ эВ бралась из [14].

2. Результаты измерений

На рис. 1 показаны изменения спектральных зависимостей $Y(h\nu)$ при различных толщинах АС d для массивного образца «А» с $p_0 = 3 \cdot 10^{18}$ см^{-3} . Такие изменения типичны для всех образцов с p_0 от 10^{18} до $2 \cdot 10^{19}$ см^{-3} .

При активировании одним Cs, толщина слоя которого из измерения оже-спектрометром составила около $2/3$ монослоя, вероятность выхода электронов из нижней зоны, определенная из кривой I с помощью выражений (1), (2), оказалась малой $\mathcal{P}_\Gamma=0.006$, что почти на два порядка меньше вероятности выхода электронов из L -зоны, которая составила $\mathcal{P}_L=0.37$. При этом максимум ЭРЭ из Γ -зоны при возбуждении квантами света с $h\nu=1.5$ эВ находится при $E=1.43$ эВ (рис. 2, 3), что больше ширины запре-

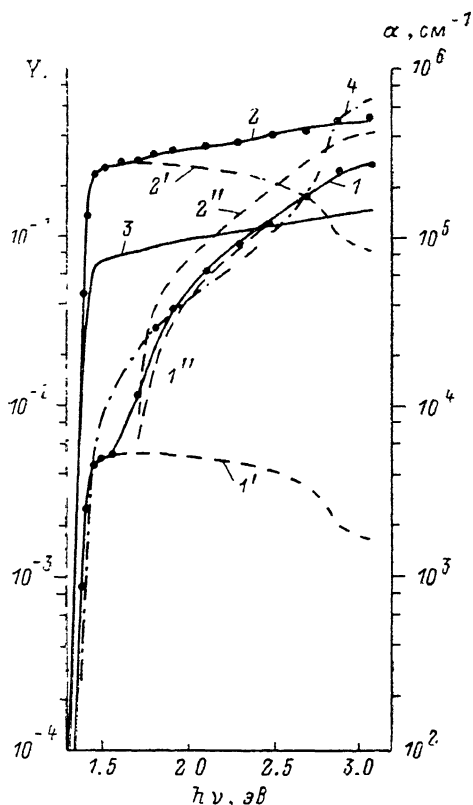


Рис. 1. Спектральные зависимости квантового выхода $Y(h\nu)$ образца «А» после активирования: 1 — одним Cs, 2 — оптимального двухстадийного, 3 — толстым слоем Cs и O.

Разложенные зависимости $Y(h\nu)$ на $Y_\Gamma(h\nu)$ — кривые $1', 2'$, $Y(h\nu)$ — кривые $1'', 2''$. Точки на кривых — рассчитанные по (1), (2) зависимости $Y(h\nu)$. Кривая 4 — $\alpha(h\nu)$.

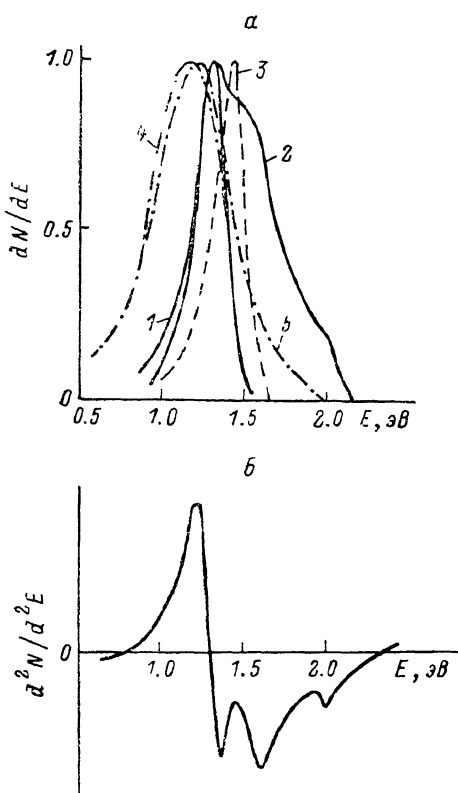


Рис. 2. Спектры ЭРЭ при оптимальном активировании (1, 2), при активировании одним Cs или после сильной деградации (3), при активировании толстым слоем Cs и O (4, 5).

$h\nu=1.42$ (1, 4), 2.5 (2, 5), 1.5 эВ (3).

щенной зоны $E_g=1.4$ эВ, а работа выхода $\varphi \approx 1.4$ эВ. По мере дальнейшего активирования Cs и O форма спектральной зависимости $Y(h\nu)$ существенно меняется из-за резкого увеличения выхода электронов из Γ -зоны, и при оптимальном активировании (рис. 1, 2) $\mathcal{P}_\Gamma=0.31$, тогда как выход электронов из L -зоны увеличился всего в 1.5 раза, составляя $\mathcal{P}_L=0.6$. При этом толщина АС составила два монослоя, максимум ЭРЭ из Γ -зоны сместился в сторону меньших энергий и оказался при $E=1.3$ эВ, а его ширина на полувысоте $\Delta=0.24$ эВ (рис. 2, 1). Работа выхода при этом уменьшилась до $\varphi \approx 1$ эВ. Когда энергия квантов света превышает $h\nu \geq 2.5$ эВ, в спектрах ЭРЭ наблюдается структура (рис. 2, 2), которую можно разложить на три полосы с максимумами примерно при 1.3, 1.6 и 2 эВ, о чем также свидетельствует измерение 2-й производной ЭРЭ (рис. 2, б). Согласно [15], полоса при 1.6 эВ соответствует ФЭ из L -зоны. Исследования ДМЭ показали, что после активирования Cs и O дифракционная картина электронов на поверхности исчезает, свидетельствуя об аморфной структуре АС [9].

Диффузионные длины электронов в Γ - и L -зонах, определенные в образце «А» с помощью выражений (1), (2) из кривых 1, 2 рис. 1, оказались равными соответственно $L_{\Gamma}=4.5$ и $L_L=0.04$ мкм. О правильности измерения параметров \mathcal{P}_{Γ} , \mathcal{P}_L , L_{Γ} , L_L свидетельствует соответствие рассчитанных по (1), (2) сумм $Y_{\Gamma}+Y_L$ (точки на рис. 1) экспериментально измеренным зависимостям $Y(h\nu)$ (кривые 1, 2). При этом соотношение величины Y_{Γ} и Y_L , определенное из спектральных зависимостей ФЭ (рис. 1, 2', 2''), соответствует соотношению площадей полос, определенных из спектров ЭРЭ (рис. 2, 2). Максимальное значение $\mathcal{P}_{\Gamma}=0.55$ получено на тонком образце

«В» толщиной 1.6 мкм с плоскости [100], вплавленном в стекло. Измерения как в режиме на отражение, так и на просвет (рис. 3, 4, 5). При этом величина $\mathcal{P}_L=0.62$, а $L_{\Gamma}=2$ мкм. Увеличение толщины АС сверх оптимальной не приводит к изменению формы спектральной зависимости $Y(h\nu)$, но уменьшает интегральную величину ФЭ, о чем свидетельствует кривая 3 рис. 1, измеренная при $d=6$ монослоев. Однако при этом резко меняется форма спектров ЭРЭ (рис. 2, 4, 5). Особенности на спектрах ЭРЭ, которые наблюдались при $h\nu \geq 2.5$ эВ, исчезают, и спектры смещаются в сторону меньших энергий примерно на 0.2–0.3 эВ. Наиболее заметны расширение от

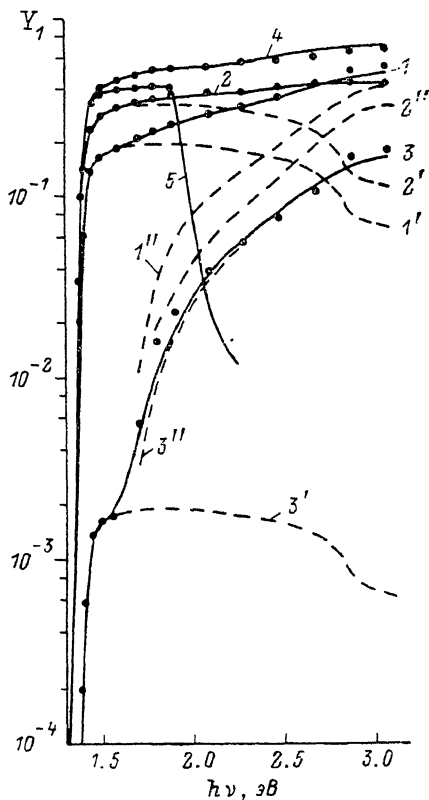


Рис. 3. Спектральные зависимости $Y(h\nu)$ образца «В» после 1-й (1) и 2-й (2) стадии активирования, после деградации (3) и тонкого образца «В» в режимах на отражение (4) и на просвет (5). 1'–3' — $Y_{\Gamma}(h\nu)$, 1''–3'' — $Y_L(h\nu)$. Точки на кривых — рассчитанные, $Y(h\nu)$.

$\Delta=0.24$ до 0.47 эВ и смещение спектра при возбуждении с $h\nu=1.42$ эВ (кривая 4). С ростом d происходит дальнейшее уменьшение величины φ до примерно 0.8 эВ. Если активированию подвергалась поверхность, сильно загрязненная углеродом концентрацией $N_C \geq 0.5$ монослоя, то максимум ФЭ достигался при значительно большей толщине АС, ее величина Σ уменьшалась в соответствии с [12], а спектры ЭРЭ также сильно уширялись и смещались в сторону меньших энергий [16]. После двухстадийного активирования наблюдалось резкое изменение формы спектров $Y(h\nu)$ по сравнению с 1-й стадией за счет увеличения интенсивности длинноволновой части спектра, которое в ряде случаев сопровождалось уменьшением интенсивности коротковолновой части (рис. 3, 1, 2), т. е. происходило инверсное перераспределение интенсивностей спектров ФЭ относительно точки их пересечения. В области красной границы увеличение интенсивности достигало 70 %, тогда как уменьшение при наибольшей измеренной энергии фотонов $h\nu=3.1$ эВ составляло около 20 %. Анализ спектров $Y(h\nu)$ показал, что эти изменения связаны с резким увеличением выхода электронов из Γ -зоны, который, как следует из рис. 3, возрос от $\mathcal{P}_{\Gamma}=0.24$ до 0.4, тогда как величина \mathcal{P}_L для образца «В» уменьшилась от $\mathcal{P}_L=0.62$ до 0.41. При этом форма и спектральное положение спектра ЭРЭ из Γ -зоны, а также величина φ не изменялись. В образце «В» величина $L_{\Gamma}=2.1$, а $L_L=0.04$ мкм. Измерения ЭОС показали, что после

двухстадийного активирования, так же как и в [13], отношение содержания O и Cs в АС увеличивается примерно на 30 %. При этом толщина АС составляет около двух монослоев, тогда как после одностадийного активирования $d=1.5$ монослоя. При деградации ФЭ, происходящей при выдержке активированного образца в вакууме под непрерывной откачкой, всегда наблюдается более сильное уменьшение выхода электронов из Г-зоны, чем из L-зоны. В начале деградации, когда величина \mathcal{P}_Γ уменьшается до $\mathcal{P}_\Gamma \approx 0.1$, спектральное положение и форма спектра ЭРЭ из Г-зоны не меняются, оставаясь такими же, как показано на рис. 2, 1. В процессе дальнейшей деградации наряду с уменьшением величины \mathcal{P}_Γ происходит смещение спектра ЭРЭ в сторону больших энергий, и при сильной деградации, когда \mathcal{P}_Γ уменьшается от 0.4 до $2.4 \cdot 10^{-3}$ (рис. 3, 3), максимум спектра ЭРЭ из Г-зоны смещается от 1.3 до 1.43 эВ (рис. 2, 3). Это смещение сопровождается сужением ширины спектра ЭРЭ от $\Delta_1=0.24$ до $\Delta_2=0.2$ эВ. В действительности величина Δ_2 завышена из-за малого разрешения спектрометра, составляющего около 0.1 эВ. При смещении и сужении спектров ЭРЭ происходит увеличение величины φ . При этом, как следует из рис. 3, 3, величина \mathcal{P}_L уменьшается всего лишь от $\mathcal{P}_L=0.41$ до 0.24.

3. Обсуждение результатов

Исследования показали, что спектральное положение, форма спектров ЭРЭ и вероятности выхода электронов в вакуум не зависят от концентрации дырок p_0 при их изменении от 10^{18} до $2 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$. Вероятность выхода электронов из Г-зоны для разных образцов составляла $\mathcal{P}_\Gamma=0.3 \div 0.55$. В исследованных образцах диффузионная длина электронов в L-зоне была

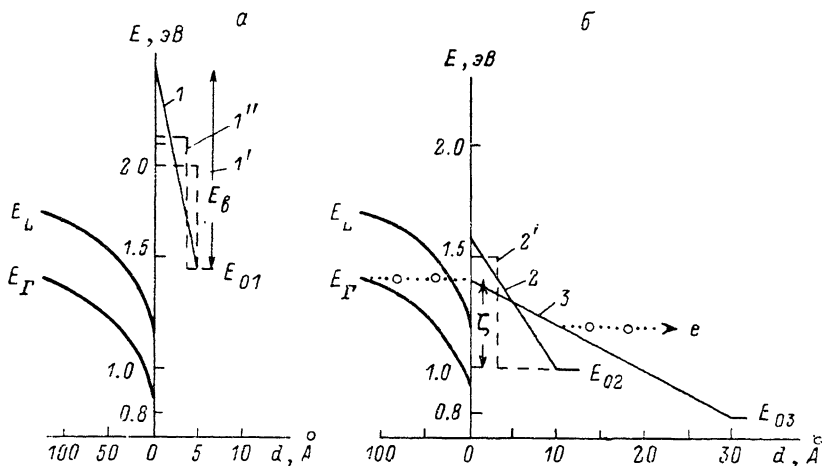


Рис. 4. Потенциальный барьер АС в зависимости от толщины при активировании: 1 — одним Cs, 2 — оптимальном активировании, 3 — толстым слоем Cs и O. Аппроксимация треугольного барьера прямоугольным для выхода электронов из Г (I' , $2'$)- и L (I'')-зоны.

одинаковой и составляла, так же как и в [15], $L_L=(3 \div 4) \cdot 10^{-2}$ мкм, а L_Γ менялась в разных образцах от 1 до 5 мкм. Так как при увеличении p_0 от 10^{18} до $2 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$ ширина ОПЗ уменьшается примерно в 4 раза, то полученные результаты свидетельствуют, что ОПЗ не влияет на проходящие через нее фотозэлектроны. По-видимому, это связано с малыми размерами потенциальной ямы ОПЗ при таких значениях p_0 , вследствие чего из-за размерного квантования энергетические состояния ниже уровня вакуума E_0 , в которые могли бы рассеиваться электроны, в ней отсутствуют. Из исследований следует, что увеличение толщины АС выше оптимальной приводит к значительному размытию спектров ЭРЭ, их смещению в сторону меньших энергий (рис. 2, 4, 5) с одновременным и примерно одинаковым

уменьшением вероятностей выхода \mathcal{P}_Γ и \mathcal{P}_L (рис. 1, 3), а также к уменьшению работы выхода ϕ . Это свидетельствует о сильном рассеянии электронов в АС, в результате чего даже при оптимальном активировании спектры ЭРЭ оказываются сдвинутыми примерно на 0.1 эВ в сторону меньших энергий. Пропускание АС из-за рассеяния в нем электронов определяется величиной $\exp(-d/\lambda_a)$, где λ_a — длина ослабления электронов в АС. Однако остальные результаты не могут быть объяснены только одним рассеянием и свидетельствуют, что наряду с рассеянием в АС имеется потенциальный барьер для электронов, который зависит от процесса активирования. При активировании одним Cs уровень вакуума E_0 снижается до $E_0 \approx 0.05$ эВ, так что величина ζ оказывается порядка $(2 \div 3)kT$, составляя $\zeta \approx 0.05$ эВ. Выбор такого значения не противоречит экспериментально наблюдаемому положению спектра ЭРЭ, которое, хотя и в пределах ошибки измерения, превышает E_0 (рис. 2, 3). Образуется (рис. 4, а) треугольный потенциальный барьер высотой E_b и шириной d_1 . При этом ширина d_1 принимается равной примерно постоянной решетки GaAs, на длине которой меняется кристаллический потенциал, что дает $d_1 = 5 \text{ \AA}$. Для оценки прозрачности барьера T_Γ , T_L треугольный барьер аппроксимируется прямоугольными барьерами соответственно для электронов из Γ - и L -зон высотой $E'_b = 0.5(E_b - \zeta)$ и шириной $a = d(E_b + \zeta)E_b^{-1}$. Ве-

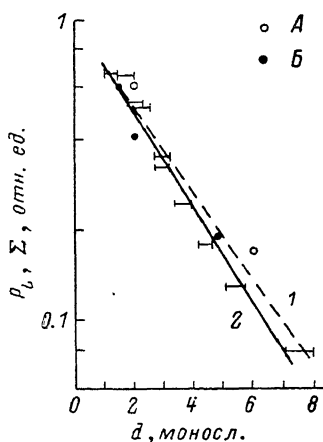


Рис. 5. Зависимость вероятности выхода \mathcal{P}_L от толщины АС.

1 — для образцов «А» и «Б», 2 — величина Σ из [17] (в отн. ед.).

личины T_Γ , T_L вычисляются по стандартным формулам [2]. Тогда вероятность выхода при ОЭС

$$\mathcal{P}_{\Gamma, L} = T_{\Gamma, L} B = T_{\Gamma, L} \exp(-d/\lambda_a), \quad (3)$$

а для $\zeta > 0$

$$\mathcal{P}_{\Gamma, L} = T_{\Gamma, L} \exp[-(\zeta/kT + d/\lambda_a)].$$

Так как при увеличении толщины АС форма спектра ФЭ существенно не меняется, предполагается, что величины пропускания B_Γ и B_L для электронов из Γ - и L -зон примерно одинаковы. Поэтому для оценки величины λ_a можно воспользоваться ослаблением ФЭ из L -зоны, так как потенциальный барьер при активировании Cs и O на нее не влияет. На рис. 5 точками отложены величины \mathcal{P}_L для образцов «А» и «Б». На проведенную через них прямую укладываются в относительных единицах как сообщенные нами ранее [10] данные по ослаблению интегральной ФЭ после двухстадийного активирования, так и независимо от [10] измеренные с большим числом точек соответствующие данные из [17], что свидетельствует об экспоненциальной зависимости величины B от λ_a , составляющей около трех монослоев. Такая малая величина λ_a обусловлена аморфной структурной АС. При активировании одним Cs (рис. 4, а, схема 1) можно пренебречь толщиной d , и для величин $E_b = 0.9$ эВ, $\zeta = 0.05$ эВ получаем $\mathcal{P}_\Gamma^{\text{вч}} = 0.006$ и $\mathcal{P}_L^{\text{вч}} = 0.32$, что близко к экспериментально измеренным значениям $\mathcal{P}_\Gamma^{\text{экс}} = 0.006$ и $\mathcal{P}_L^{\text{экс}} = 0.37$ (см. таблицу; А1). Дальнейшее активирование Cs и O, связанное с образованием диполей Cs—O [1], приводит к последовательному уменьшению барьера E_b , увеличению толщины d и уменьшению сродства ζ , так что при оптимальном активировании (рис. 4, б, схема 2) прозрачность барьера для электронов из Γ -зоны (см. таблицу: А2) резко увеличивается от $T_\Gamma = 0.044$ до 0.6, а для L -элек-

№	ζ , эВ	d , монослой	E_b , эВ	T_Γ	T_L	B	$\mathcal{P}_\Gamma^{\text{выч}}$	$\mathcal{P}_L^{\text{выч}}$	$\mathcal{P}_\Gamma^{\text{КС}}$	$\mathcal{P}_L^{\text{КС}}$
A1	0.05	0.7	0.9	0.044	0.32	1	0.006	0.32	0.006	0.37
A2	-0.4	2	0.6	0.6	1	0.51	0.31	0.51	0.31	0.6
B1	-0.4	1.5	0.82	0.39	1	0.61	0.24	0.61	0.24	0.6
B2	-0.4	2	0.5	0.8	1	0.51	0.41	0.51	0.4	0.41
БЗ	~0	2	0.58	0.006	0.38	0.51	0.003	0.19	0.0024	0.24
В	-0.4	2	≤ 0.4	1	1	0.51	0.51	0.51	0.55	0.62

тронов всего лишь от $T_L=0.32$ до 1, что увеличивает ФЭ в основном за счет возрастания длинноволновой части спектра. При этом одновременно уменьшается пропускание B от 1 до 0.51. Поэтому при дальнейшем увеличении толщины d барьер хотя и исчезает (рис. 4, б, схема 3), но вероятность \mathcal{P} уменьшается из-за уменьшения величины B .

Изменение формы спектра ФЭ после двухстадийного активирования (рис. 3, 1, 2) также связано с уменьшением высоты барьера E_b . При этом вероятность \mathcal{P}_Γ увеличивается из-за уменьшения E_b , а вероятность \mathcal{P}_L уменьшается из-за увеличения толщины d , уменьшающего величину B (см. таблицу; B1, B2). Оптимальное активирование сводится к созданию на поверхности такого слоя, который имел бы барьер $E_b < \zeta$ (что достигается увеличением толщины d) и обладал бы наибольшей величиной B , что можно достигнуть, уменьшая d или совершенствуя состав слоя, пытаясь увеличить длину λ_a . Поэтому действие этих двух факторов, противоположно зависящих от толщины d , не дает однозначного состава АС, соответствующего максимальной ФЭ, даже для одного и того же образца [9, 12].

Возможно, что величина λ_a зависит от совершенства поверхности образца, и при активировании наиболее совершенной поверхности ее значение может несколько превышать среднюю величину, полученную из рис. 5. Это удалось достигнуть на тонком образце «В» (рис. 3, 4, 5), на котором, так же как и в [18] на массивном образце, получена наибольшая вероятность выхода $\mathcal{P}_\Gamma=0.55$, что, по-видимому, является предельно достижимой величиной при активировании поверхности с плоскостью [100]. На такой плоскости имеется большое число оборванных связей, что, согласно [19], приводит к повышенной величине потенциального барьера E_b после одностадийного активирования. Поэтому в [20] уже после 1-й стадии активирования поверхности [111В], характеризующейся меньшим числом оборванных связей, была получена величина $\mathcal{P}_\Gamma \approx 1$. Деградация ФЭ происходит в два этапа. Первый связан с увеличением высоты барьера E_b , приводящим к уменьшению выхода электронов из Γ -зоны \mathcal{P}_Γ , что может быть вызвано перераспределением атомов Cs в АС и изменением его химического состава. При отборе тока ФЭ электроны, рассеиваясь в АС, захватываются ионами Cs^+ , что стимулирует перераспределение атомов Cs и увеличивает процесс деградации. На 2-м этапе начинает увеличиваться работа выхода ϕ , что приводит к смещению спектра ЭРЭ в сторону больших энергий и его сужению (рис. 2, 3), так как со стороны меньших энергий спектр ограничен уровнем вакуума E_0 . При этом вероятность \mathcal{P}_Γ резко уменьшается, тогда как \mathcal{P}_L изменяется в меньшей степени (см. таблицу; B3), что приводит к сильному изменению спектральной формы ФЭ (рис. 3, 3).

Предложенная модель ФЭ состоит в следующем. 1) При активировании Cs ширина энергетического барьера порядка постоянной решетки GaAs, составляя примерно 5 Å, а не порядка радиуса иона Cs^+ , как в [2]. При этом величина $\zeta > 0$, составляет несколько kT . 2) При оптимальной активировке Cs и O толщина АС составляет 1.5–2 монослоя, а не несколько монослоев, как в [6]. Для образцов с $p_0 \geq 10^{18} \text{ см}^{-3}$ основные потери

энергии электронов происходят в АС за счет рассеяния на длине около трех монослоев, а не в ОПЗ, как в [2, 4]. При этом в большинстве случаев в АС имеется потенциальный барьер, высота которого E_b является произвольным параметром модели, вследствие чего ФЭ из Г-зоны происходит в результате туннелирования через этот барьер с одновременным возбуждением дипольных оптических колебаний в АС.

Такой процесс ФЭ аналогичен неупругому туннелированию при прохождении электрического тока между металлическими электродами [21]. Возбужденные при этом в тонкой диэлектрической пленке дипольные оптические колебания имеют энергию порядка 0.1 эВ и ширину пиков $\sim 6 \kappa T$, что соответствует структуре низкоэнергетического края ЭРЭ, экспериментально наблюдавшейся при ФЭ GaAs в [15, 22], природа которой окончательно не была выяснена. В отличие от щелочных фотокатодов обнаруженное инверсное перераспределение спектров ФЭ в GaAs связано не с изменением состава и свойств объема образца, а с изменением свойств тонкого АС. Изменение химического состава АС, например, из-за уменьшения числа активных диполей за счет соединения атомов Cs с оборванными связями на поверхности GaAs [19] или образования кластеров типа $Cs_{11}O_3$ [17] может привести наряду с увеличением потенциального барьера E_b , что резко уменьшает величину \mathcal{P}_G , также и к увеличению длины λ_a , поскольку рассеяние электронов в АС, по-видимому, наиболее интенсивно происходит на дипольных оптических колебаниях, что вызовет увеличение величины \mathcal{P}_L . С этим, по-видимому, также связано инверсное перераспределение ФЭ при деградации фотокатода на GaAs, наблюдавшаяся в [23].

Основу рассмотренной модели ФЭ составляет полученный в [10] экспериментальный результат, состоящий в сильном рассеянии электронов в АС, который подтвержден в [17]. Однако в [17] свойства ФЭ объясняются как рассеянием электронов в АС, так и сильной неоднородностью этого слоя, а не наличием в нем потенциального барьера. Совокупность экспериментальных результатов, динамика спектров ФЭ и ЭРЭ в процессах активирования и деградации не позволяют объяснить их только неоднородностью АС, а требуют введения потенциального барьера, что согласуется с [19]. При этом с целью упрощения расчетов и уменьшения числа произвольных параметров модели введен единый треугольный барьер для всего АС без разделения на два барьера [2, 19], обусловленных соответственно диполями Cs^+ и $Cs^+ - O^- - Cs^+$.

Автор выражает благодарность А. Э. Петрову за предоставление экспериментальных результатов, И. А. Эрыканову за изготовление многослойных структур GaAs/Ga_xAl_{1-x}As, Л. В. Келдышу и О. А. Панкратову за обсуждение результатов и критические замечания.

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. 190 с.
- [2] Fisher D. G., Enstrom R. E., Escer J. S., Williams B. F. // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. N 9. P. 3815—3823.
- [3] Escher J. S., Schade H. // J. Appl. Phys. 1973. V. 44. N 12. P. 5309—5313.
- [4] Мусатов А. Л., Коротких В. Л. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1982. Т. 46. № 7. С. 1357—1360.
- [5] Полупанов А. Ф. // ФТП. 1985. Т. 19. № 9. С. 1647—1650.
- [6] Sonnenberg H. // IEEE J. Sol. State Circuits. 1970. V. 5 N 5. P. 272—275.
- [7] James L. W., Moll J. L., Spicer W. E. // Proc. Symp. GaAs. 1968. P. 230—237.
- [8] Sonnenberg H. // Appl. Phys. Lett. 1969. V. 14. N 9. P. 289—290.
- [9] Goldstein B. // Surf. Sci. 1975. V. 47. N 1. P. 143—161.
- [10] Нолле Э. Л., Петров А. Э., Ботнев С. А. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 9. С. 2817—2819.
- [11] Chang C. C. // Surf. Sci. 1975. V. 48. N 1. P. 9—21.
- [12] Нолле Э. Л., Максимовский С. Н., Ботнев С. А., Лойко Н. Н., Петров А. Э. // ФТТ. 1981. Т. 23. № 9. С. 2752—2858.
- [13] Stocker B. J. // Surf. Sci. 1975. V. 47. N 2. P. 501—513.
- [14] Aspnes D. E., Studna A. A. // Phys. Rev. B. 1983. V. 27. N 2. P. 985—1009.
- [15] James L. W., Moll J. L. // Phys. Rev. 1969. V. 183. N 3. P. 740—753.

- [16] Ботнев С. А., Нолле Э. Л., Петров А. Э. // Тез. докл. V Всес. симпоз. по ФЭЭ, ВЭЭЭ, ВИЭЭ, Рязань, 1983. С. 23—24.
- [17] Rodway D. C., Allenson M. B. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1986. V. 19. N 7. P. 1353—1371.
- [18] Olsen G. H., Szostak D. J., Zamerowski T. J., Ettenberg M. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. N 3. P. 1007—1008.
- [19] Su C. J., Spicer W. E., Lindau J. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. P. 1413—1422.
- [20] Антонова Л. И., Бирюлин Ю. Ф., Буль А. Я., Денисов В. П., Забелин Л. Г., Ичкигидзе Р. Р., Климин А. И., Козлов С. Е., Шмарцев Ю. В. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. № 10. С. 602—605.
- [21] Туннельные явления в твердых телах / Под ред. Э. Бурштейна и С. Лундквиста. М.: Мир, 1973. 421 с.
- [22] Drouhin H. J., Hermann S., Lampel G. // Phys. Rev. B. 1985. V. 31. N 6. P. 3859—3871.
- [23] Гаванин В. А., Шульгина Р. И., Щекина Л. А. // Тез. докл. XVI Всес. конф. по эмиссионной электронике. Махачкала, 1976. С. 24—25.

Поступило в Редакцию
27 июня 1988 г.
В окончательной редакции
20 июня 1989 г.