

05; 07; 10

## ВЛИЯНИЕ ТОЛЩИНЫ ФОТОЭМИТТЕРА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ПУЧКА ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Ю. П. Яшин, А. Н. Андронов, А. И. Климин, В. И. Майор,  
Ю. А. Мамаев, А. Е. Роднянский

Теоретически и экспериментально исследованы зависимости квантового выхода и степени поляризации вышедших в вакуум фотоэлектронов от толщины эммитирующего слоя  $p$ -GaAs (100). Определены условия получения максимального критерия качества источников поляризованных электронов фотоэмиссионного типа.

В последнее время были созданы эффективные источники поляризованных электронов (ИПЭ) фотоэмиссионного типа на основе явления оптической ориентации [1]. Исходная степень поляризации  $P_0$ , предельное значение которой в соединениях  $A^3B^5$  равно 50 %, создается только в момент рождения фотоэлектронов, а затем происходит потеря спиновой ориентации под действием различных механизмов релаксации спина [2]. В общем случае деполяризация протекает в два этапа. Во-первых, наблюдается потеря спиновой ориентации в ходе процесса термализации горячих электронов, во-вторых, на дне зоны проводимости электроны претерпевают дополнительную спиновую релаксацию. В стационарных условиях при непрерывном возбуждении степень поляризации термализованных электронов в объеме твердого тела определяется следующим соотношением:

$$P_{от} = P_T (1 + \tau/\tau_s)^{-1}, \quad (1)$$

где  $P_T$  — величина поляризации фотоэлектронов, достигших дна зоны проводимости;  $\tau$  — время жизни электронов;  $\tau_s$  — время спиновой релаксации.

Фотоэмиссия термализованных электронов в вакуум достигается понижением работы выхода до состояния отрицательного электронного сродства (ОЭС). В этом случае дно зоны проводимости в объеме твердого тела расположено выше уровня вакуума. Для сильно легированных соединений  $A^3B^5$   $p$ -типа хорошо известна процедура, позволяющая достигнуть состояния ОЭС [3], обеспечивающего большую величину квантового выхода фотоэлектронов.

В работе [4] было показано, что в случае ОЭС фотокатода при отсутствии дополнительной деполяризации в области изгиба зон и в процессе эмиссии можно связать поляризацию электронов, вышедших в вакуум  $P_e$ , с поляризацией фотоэлектронов, термализованных в объеме твердого тела, следующим выражением:

$$P_e = P_T (1 + \tau/\tau_s)^{-1/2}. \quad (2)$$

Эта формула отражает тот факт, что фотоэлектроны, вышедшие в вакуум, испытывают меньшую деполяризацию, чем электроны, находящиеся в объеме твердого тела в течение всего времени жизни. При исследовании зависящих от спина процессов взаимодействия электронов с твердым телом возникает необходимость в повышении  $P_e$ . Так как при энергии возбуждающего света,

близкой к  $E_g$  ширине запрещенной зоны, значение  $P_T$  зависит от симметрии волновых функций начального и конечного состояний фотоэлектронов, то надо каким-либо образом уменьшить соотношение  $\tau/\tau_s$ . Известно, что  $\tau_s$  определяется уровнем легирования и температурой, а  $\tau$  обуславливается излучательными переходами и слабо зависит от уровня легирования и температуры [5]. Таким образом, увеличение степени поляризации вышедших в вакуум фотоэлектронов  $P_e$  может быть осуществлено двумя способами: во-первых, понижением температуры эмиттера (при этом увеличивается  $\tau_s$ ), но при использовании ОЭС эмиттеров в источнике поляризованных электронов удобнее работать при комнатной температуре, поэтому этот путь нежелателен; во-вторых, изменением толщины слоя, из которого выходят электроны (это приводит к уменьшению эффективного  $\tau$ ).

Время нахождения электронов в твердом теле от рождения до момента выхода в вакуум должно зависеть от толщины эмиттирующего слоя [6]. Ясно, что с его уменьшением следует ожидать повышения поляризации  $P_e$ . Но при этом может происходить падение квантового выхода фотоэлектронов  $Y$ , т. е. ослабление интенсивности пучка поляризованных электронов, что нежелательно. Цель настоящей работы — анализ процесса выхода в вакуум электронов из ОЭС эмиттера на основе теоретического и экспериментального исследования зависимости степени поляризации пучка фотоэлектронов и квантового выхода от толщины эмиттирующего слоя.

В работе [7] была предложена структура фотокатода ИПЭ на основе соединений  $A^3B^5$ , показанная на рис. 1. Этот эмиттер состоит из трех частей. I — подложка из полуизолирующего GaAs или GaP, II — буферный слой толщиной порядка 20 мкм, необходимый для согласования постоянных решеток подложки и рабочего слоя. Буферный слой должен иметь  $n$ -тип проводимости, чтобы электроны, родившиеся в нем и имеющие малое значение  $P_{от}$ , не могли преодолеть  $p$ - $n$ -переход и дать вклад в величину  $P_e$ , III — рабочий слой  $p$ -типа толщиной  $t$ .

Результаты, обсуждаемые в данной работе, получены на структурах с рабочим слоем GaAs (100), выращенных методом газофазной эпитаксии и легированных цинком до уровня  $5 \cdot 10^{18}$  см $^{-3}$ . Толщины эмиттирующих слоев  $t$  были 0,5, 1,0 и 1,5 мкм, диффузионная длина электронов  $L$  в наших образцах составляла 1 мкм.

Измерения проводились на установке М-24 [8] в диапазоне энергий квантов возбуждающего света 1,3—2,3 эВ при температуре образцов 300 К. Для получения света с изменяющейся по знаку циркулярной поляризацией использовался фотоупругий модулятор в сочетании с источником монохроматического света (лазер или лампа с монохроматором). В результате поляризация пучка электронов оказывается модулированной по направлению с частотой порядка 31 кГц. При этом модуляция интенсивности возбуждающего света не превышала  $5 \cdot 10^{-2}$  %. Для определения величины поляризации фотоэлектронов использовался дифракционный детектор с абсолютной погрешностью не более 0,5 %. Принцип его действия основан на измерении левосторонней асимметрии зеркального рассеяния, вызванной влиянием спин-орбитального взаимодействия. Детектор состоял из монокристалла W (100) (угол падения  $13^\circ$  в плоскости (010)) и одного счетчика, измеряющего интенсивность дифракционного рефлекса (00). Обычно в анализаторах спинового состояния электронов измеряется асимметрия рассеяния исследуемого пучка на симметричные углы [1]. Мы использовали один счетчик, но периодически изменяли направление вектора поляризации падающего пучка относительно нормали к плоскости рассеяния. В этом случае исключается приборная асимметрия, связанная как с неточной пространственной установкой двух счетчиков на симметричные углы, так и с различной их эффективностью. Кроме того, практически отсутствует зави-

симость измеряемой величины  $P_e(h\nu)$  от дрейфа интенсивности электронного пучка. Величина квантового выхода  $Y$  определялась как непосредственно по фототоку с образца, измеряемого электрометром У5-9, так и в режиме счета по суммарной загрузке счетчика ВЭУ-6. В процессе измерений квантовый выход фотокатода поддерживался постоянным ( $Y=0.07$  эл/квант при  $h\nu=1.96$  эВ) путем создания непрерывного потока цезия на поверхность эмиттера.

### Квантовый выход

Изучение квантового выхода для ОЭС фотокатодов было выполнено в работах [9-12]. Однако при этом детально не исследовалась зависимость  $Y(t)$ . В работе [13] дана интерпретация граничных условий для диффузионного уравнения. Мы рассматриваем случай фронтального освещения, когда диффузионное уравнение, как известно, имеет вид

$$D \frac{\partial^2 n(y)}{\partial y^2} - \frac{n(y)}{\tau} + C \exp(-\alpha y) = 0, \quad (3)$$

где  $C=I(1-R)\alpha$ ,  $D$  — коэффициент диффузии электронов,  $y$  — координата вдоль нормали к поверхности эмиттера,  $n(y)$  — профиль концентрации фотоэлектронов в объеме твердого тела,  $\alpha$  — коэффициент поглощения падающего света,  $R$  — коэффициент отражения света от фронтальной поверхности,  $I$  — интенсивность падающего пучка фотонов.

Задача рассматривается при следующих предположениях: 1) основной вклад в фототок вносят термализованные электроны, выходящие из  $L$ -долины [14], 2) коэффициент отражения света от задней стенки рабочего слоя фотокатода равен нулю, 3) скорость рекомбинации фотоэлектронов на фронтальной стенке эмиттера равна бесконечности (сюда включается весь сток электронов на данной границе), 4) процессы перепоглощения излучения люминесценции несущественны.

Из этих предположений естественно вытекают следующие граничные условия:

$$n(0) = 0, \quad -D \frac{\partial n(y)}{\partial y} \Big|_t = n(t) S, \quad (4)$$

где  $S$  — скорость рекомбинации на тыльной стенке рабочего слоя фотокатода.

Решение уравнения (3) с граничными условиями (4) имеет вид

$$n(y) = \frac{I(1-R)\alpha L^2}{D(1-\alpha^2 L^2)} [K_1 \operatorname{sh}(y/L) + \exp(-\alpha y) - \exp(-y/L)], \quad (5)$$

где

$$K_1 = \frac{(S + D/L) \exp(t/L) - (S - D\alpha) \exp(-\alpha t)}{D/L \operatorname{ch}(t/L) + S \operatorname{sh}(t/L)}.$$

Квантовый выход фотоэлектронов описывается следующим выражением:

$$Y = \frac{B}{I} \frac{\partial n(y)}{\partial y} \Big|_{y=0} = \frac{B(1-R)\alpha L}{1-\alpha^2 L^2} (K_1 - \alpha L - 1); \quad (6)$$

где  $B$  — вероятность выхода фотоэлектронов в вакуум. При  $t \rightarrow \infty$  выражение (6) переходит в известную формулу для квантового выхода полубесконечного ОЭС эмиттера [6].

Так как в литературе отсутствуют надежные данные о коэффициенте отражения  $R$  и вероятности выхода  $B$  для тонких ОЭС фотокатодов, то расчет производился для выражения  $Y_0 = Y/B(1-R)$ . На рис. 2 представлены зависимости от безразмерной толщины эмиттера  $X = t/L$ . Величина  $Y_0$  возрастает с увеличением  $X$  при малых значениях  $X$  вследствие роста числа генерируемых носителей. При некоторой величине  $X$  наблюдается выход на насыщение, соответствующее значению  $Y_0$  для массивного фотокатода. В случае малых  $S$  кривая  $Y_0(X)$  выходит на насыщение через небольшой максимум, появление которого связано с тем, что электроны отражаются от задней стенки рабочего слоя эмиттера и с большей вероятностью могут выйти в вакуум.

На рис. 3 представлены спектральные зависимости квантового выхода, полученные на тонких образцах GaAs (100) с разной толщиной рабочего слоя  $t$ . Из вида кривых  $Y(h\nu)$  следует, что при всех толщинах рабочего слоя  $t$  мы получили ОЭС фотокатоды. Приведенные зависимости обнаруживают одинаковый характер изменения квантового выхода с ростом  $h\nu$ . В припороговой области энергий квантов возбуждающего света ( $h\nu \leq E_g$ ), как и ожидалось, наблюдается рост  $Y$  с увеличением  $h\nu$ . При нашем уровне легирования образцов глубина поглощения света  $\alpha^{-1}(h\nu)$  в этой области  $h\nu$  изменяется от 50 до  $\sim 2$  мкм [15]. В случае  $h\nu > E_g$  большие значения квантового выхода наблюдаются у образцов с  $t=L$ . Кроме того, видно, что в этой области энергий квантов возбуждающего света ( $\alpha L > 1$ ) на кривых  $Y(t)$  действительно имеет место небольшой максимум.

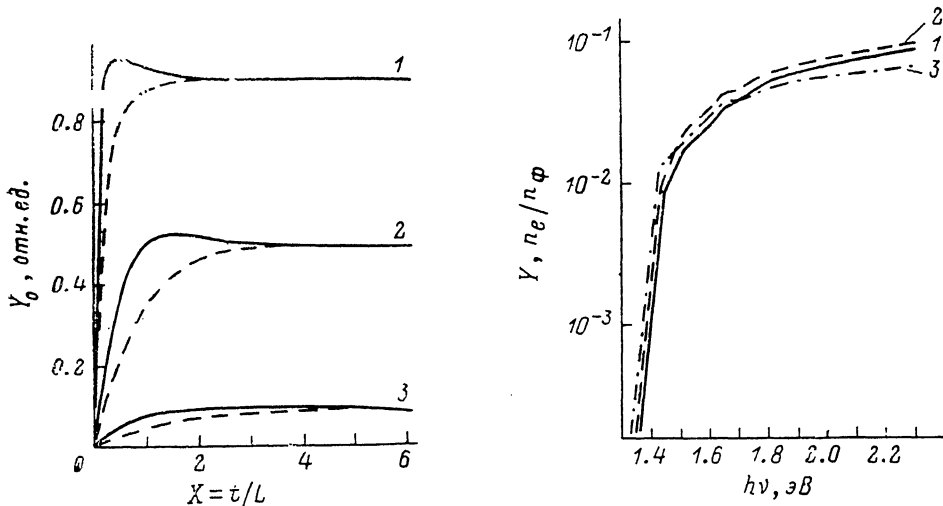


Рис. 2. Расчетные зависимости относительного квантового выхода фотоэлектронов  $Y_0$  от безразмерной толщины эмиттирующего слоя  $X=t/L$ .

$\alpha L$ : 1 — 0.1, 2 — 1.001, 3 — 10; сплошные линии —  $S=0$ , штриховые —  $S=\infty$ .

Рис. 3. Спектральные зависимости квантового выхода фотоэлектронов  $Y$  из GaAs (100) при трех толщинах эмиттирующего слоя.

$t$ , мкм: 1 — 0.5, 2 — 1.0, 3 — 1.5.

### Поляризация

Выражение для степени поляризации вышедших в вакуум фотоэлектронов  $P_e$  запишем, используя одномерную диффузионную модель [16] для плотности спинов, направленных по  $n\uparrow(y)$  и против  $n\downarrow(y)$  оси квантования (направление падения возбуждающего света),

$$D \frac{\partial^2 n\uparrow(y)}{\partial y^2} - \frac{n\uparrow(y)}{\tau} - \frac{n\uparrow(y) - n\downarrow(y)}{2\tau_s} + C\uparrow \exp(-\alpha y) = 0,$$

$$D \frac{\partial^2 n\downarrow(y)}{\partial y^2} - \frac{n\downarrow(y)}{\tau} - \frac{n\downarrow(y) - n\uparrow(y)}{2\tau_s} + C\downarrow \exp(-\alpha y) = 0. \quad (7)$$

Здесь  $C\uparrow(\downarrow)$  — коэффициенты, имеющие тот же вид, что и в уравнении (3). В дальнейшем мы предполагаем, что коэффициент диффузии электронов  $D$ , вероятность выхода фотоэлектронов  $B$  и скорость рекомбинации на тыльной стенке рабочего слоя эмиттера  $S$  не зависят от ориентации спина. Любой дополнительной деполаризацией в области изгиба зоны или активирующем покрытии мы пренебрегаем.

Складывая и вычитая почленно уравнения системы получим два выражения для  $n^\pm = n\uparrow(y) \pm n\downarrow(y)$ . Решая эти уравнения для  $n^\pm(y)$  с граничными условиями, аналогичными (4), получаем выражения  $n^\pm(y)$ , которые по виду ана-

логичны уравнению (5). Учитывая, что  $P_e = n^-(0)/n^+(0)$ , получим для степени поляризации эмиттируемых фотоэлектронов следующее выражение:

$$P_e = P_T \frac{l(1 - a^2 L^2)(K_2 - aL - 1)}{L(1 - a^2 l^2)(K_1 - aL - 1)}, \quad (8)$$

где

$$K_2 = \frac{(l/T_0 + S) \exp(t/l) - (S - al^2/T_0) \exp(-at)}{S \operatorname{sh}(t/l) + l/T_0 \operatorname{ch}(t/l)},$$

$P_T = f(h\nu) P_0$ ;  $P_0 = (C\uparrow - C\downarrow)/(C\uparrow + C\downarrow)$  — исходная степень поляризации в момент рождения;  $f(h\nu)$  — множитель, учитывающий деполяризацию при охлаждении «горячих» электронов [2] (в случае  $h\nu \approx E_g$ ,  $P_T \approx P_0$ );  $l = (DT_0)^{1/2} = L(1 + \tau/\tau_s)^{-1/2}$  — длина, на которой в процессе диффузии сохраняется спиновая ориентация.

В пределе полубесконечного эмиттера ( $t \rightarrow \infty$ ) получается известное соотношение [16] (при  $h\nu \approx E_g$ )

$$P_e = P_0 \frac{1 + aL}{(1 + \tau/\tau_s)^{1/2} + aL}. \quad (9)$$

Степень поляризации фотоэлектронов  $P_{\text{ст}}$  в объеме твердого тела в случае реализации условия ОЭС на поверхности эмиттера равна

$$P_{\text{ст}} = \int_0^t n^-(y) dy \int_0^t n^+(y) dy = P_T \frac{l^2(1 - a^2 L^2)}{L^2(1 - a^2 l^2)} \times \\ \times \frac{K_2 l [\operatorname{ch}(t/l) - 1] - [\exp(-at) - 1] a^{-1} - l [\exp(t/l) - 1]}{K_1 L [\operatorname{ch}(t/L) - 1] - [\exp(-at) - 1] a^{-1} - L [\exp(t/L) - 1]}. \quad (10)$$

В случае полубесконечного ОЭС эмиттера выражение (10) упрощается и имеет вид

$$P_{\text{ст}} = P_T (1 + \tau/\tau_s)^{-1/2} \frac{1 + aL}{(1 + \tau/\tau_s)^{1/2} + aL}. \quad (11)$$

Из сравнения формул (1) и (11) видно, что при понижении работы выхода на поверхности до состояния ОЭС степень ориентации электронов в объеме твердого тела увеличивается вследствие выхода в вакуум части фотоэлектронов, претерпевших значительную деполяризацию на дне зоны проводимости.

В работе [17] из сравнения результатов измерения степени поляризации фотоэлектронов в объеме твердого тела и в вакууме (с учетом соотношения (2)) был сделан вывод о том, что в области изгиба зон электроны становятся горячими и вследствие этого испытывают дополнительную «поверхностную» деполяризацию по механизму Дьяконова—Переля [18]. Необходимо отметить, что измерение степени поляризации фотoluminesцентного излучения производилось при атмосферном давлении. Анализ соотношений (1), (2), (9), (11) показывает, что этот вывод вызывает сомнения, так как измерение  $P_{\text{ст}}$  необходимо выполнять на ОЭС эмиттере в вакууме. Только в этом случае выполняется соотношение (2).

На рис. 4 представлены зависимости  $P_e$  от безразмерной толщины рабочего слоя  $X$ . Величины  $P_e$  убывают с ростом  $X$  и при некотором значении толщины выходят на насыщение, соответствующее степени поляризации электронов, эмиттированных из массивного ОЭС фотокатода. Положение асимптот определяется значениями  $aL$  и  $\tau/\tau_s$ . При малых  $X$  величина  $P_e$  зависит от скорости рекомбинации электронов на тыльной стенке рабочего слоя фотокатода. Это связано с тем, что в случае малых  $S$  задняя граница рабочего слоя отражает электроны и, следовательно, они проводят больше время в объеме твердого тела и испытывают значительную спиновую релаксацию.

На рис. 5 представлены спектральные зависимости степени поляризации фотоэлектронов  $P_e$ , полученные на ОЭС эмиттерах с разной толщиной рабочего слоя  $t$ . Кривые  $P_e(h\nu)$  имеют характерный вид, определяемый зонной структурой исследуемого твердого тела, рассмотренный в литературе (см., напри-

мер, [19]. В припороговой области ( $h\nu \approx E_g$ ) ясно видна зависимость максимальных значений степени поляризации фотоэлектронов от  $t$ .

Таким образом, мы показали, что при толщинах рабочего слоя эмиттера порядка 1 мкм квантовый выход фотоэлектронов не уменьшается по сравнению с традиционными полубесконечными ОЭС фотокатодами. Более того, при определенных условиях ( $S \approx 0$ ) можно добиться и увеличения значений  $Y$ . Экспериментально подтверждено предположение о существовании зависимости  $P_e(t)$ .

Для сравнительного анализа источников поляризованных электронов обычно применяется так называемый критерий качества  $P^2I$  [1]. В случае ИПЭ фото-

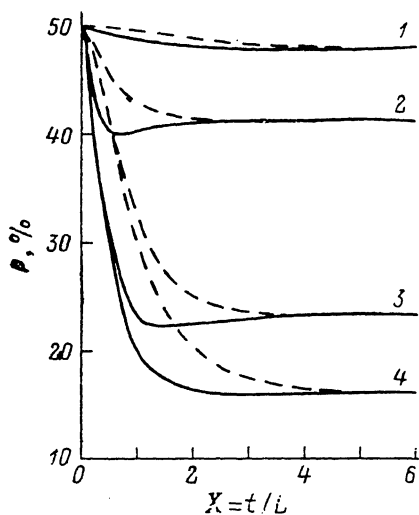


Рис. 4. Расчетные зависимости поляризации фотоэлектронов  $P$  от безразмерной толщины эмиттирующего слоя  $X=t/L$  ( $h\nu \approx E_g$ ).

$\alpha L$ : 1, 4 — 0.1; 2 — 1.001; 3 — 10;  $\tau/\tau_g$ : 1, 2, 3 — 10, 4 — 0.1. Сплошные линии —  $S=0$ , штриховые —  $S=\infty$ .

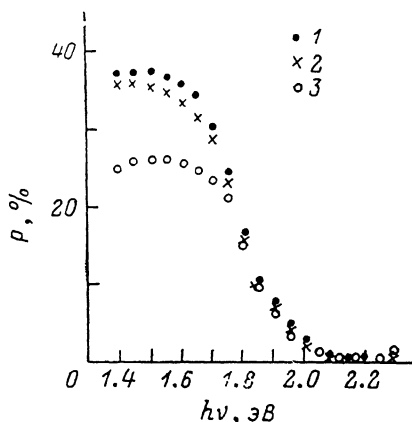


Рис. 5. Спектральные зависимости степени поляризации фотоэлектронов из GaAs (100) при трех толщинах эмиттирующего слоя.

1, 2, 3 — то же, что и на рис. 3.

эмиссионного типа при прочих равных условиях более правильно использовать в качестве критерия качества величину  $P^2Y$  [16]. Из анализа уравнений (6) и (8) и результатов расчета, представленных на рис. 2, 4 следует, что применение тонких ОЭС эмиттеров для ИПЭ позволяет получить более высокий критерий качества, чем в случае традиционных толстых фотокатодов. Для этого необходимо выполнение следующих условий:  $\tau/\tau_g < 1$ ; малое значение  $S$ ; большая величина  $\alpha L$ ; выбор толщины эмиттирующего слоя, соответствующей максимуму  $P^2Y$ .

В заключение авторы выражают благодарность Г. Е. Пикусу за полезное обсуждение ряда результатов работы, а также С. А. Старовойтову за помощь в проведении экспериментов.

### Литература

- [1] Kessler J. Polarized electrons. New York; Tokyo; Berlin: Springer Verlag, 1985. 299 p.
- [2] Optical orientation / Ed. F. Meier., B. P. Zakharchenya. Amsterdam: Elsevier, 1984. 532 p.
- [3] Белл Р. Л. Эмиттеры с отрицательным электронным средством. М.: Энергия, 1978. 84 с.
- [4] Lampel G., Eminyan M. // J. Jap. Phys. Soc. 1980. Vol. A 49. Suppl. P. 626—629.
- [5] Аронов А. Г., Пикус Г. В., Тутков А. Н. // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. Вып. 3. С. 1170—1184.
- [6] Alvarado S. F., Ciccacci F., Valeri V. et al. // J. Phys. B. 1981. Vol. 44. P. 259—264.
- [7] Яшин Ю. П. Автореф. канд. дис. Л., 1986. 16 с.
- [8] Мамасев Ю. А., Макаров Б. С., Мишин А. Н. и др. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1986. Т. 50. № 2. С. 301—303.

- [9] Яснопольский Н. Л., Индрюшенюк В. И. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1973. Т. 37. № 12. С. 2474—2479.
- [10] Antypas G. A., James L. W., Uebbing J. J. // J. Appl. Phys. 1970. Vol. 41. N 7. P. 2888—2892.
- [11] Liu Y. Z., Moll J. L., Spicer W. E. // Appl. Phys. Lett. 1970. Vol. 17. N 2. P. 60—62.
- [12] Liu Y. Z., Hollish C. D., Stein W. W. et al. // J. Appl. Phys. 1973. Vol. 41. N 12. P. 5619—5621.
- [13] Clark M. G. // J. Phys. D. 1976. Vol. 9. N 14. P. 2139—2154.
- [14] Drouhin H. J., Hermann C., Lampel G. // Phys. Rev. B. 1985. Vol. 31. N 6. P. 3859—3871.
- [15] Turner W. J., Reese W. E. // J. Appl. Phys. 1964. Vol. 35. N 2. P. 350—352.
- [16] Pierce D. T., Celotta R. J., Wang G. G. et al. // Rev. Sci. Instr. 1980. Vol. 51. N 4. P. 478—499.
- [17] Drouhin H. J., Hermann C., Lampel G. // Phys. Rev. B. 1985. Vol. 31. N 6. P. 3872—3886.
- [18] Дьяконов М. И., Перель В. И. // ЖЭТФ. 1971. Т. 60. Вып. 5. С. 1954—1965.
- [19] Яшин Ю. П., Климин А. М., Мамаев Ю. А. и др. // ФТТ. 1987. Т. 29. Вып. 5. С. 1441—1445.

Ленинградский политехнический  
институт им. М. И. Калпнина

Поступило в Редакцию  
10 февраля 1988 г.  
В окончательной редакции  
20 сентября 1988 г.