

Препринт ФФИ-862(13)-86

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Я.С.ДЕРБЕНЕВ, Р.А.МЕЛИКЯН

ПРИНУДИТЕЛЬНАЯ ЭМИССИЯ ФОТОВОЗБУЖДЕННЫХ  
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ *GaAs*

ЦНИИатоминформ

ЕРЕВАН-1986



Препринт ВФИ-862(13)-86

УДК 621.3.038.612:539.124.185

Я.С.ДЕРБЕНЕВ, Р.А.МЕЛИКЯН

ПРИНУДИТЕЛЬНАЯ ЭМИССИЯ ФОТОВОЗБУЖДЕННЫХ  
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ *GaAs*.

Исследуется влияние электрического поля на эмиссию фотозвужденных поляризованных электронов. Показано, что при напряженности поля в полупроводнике около 3 кВ/см предотвращается рекомбинация возбужденных электронов, вследствие чего квантовый выход увеличивается до величины порядка единицы. Увеличение выходной энергии электронов увеличивает также время эффективной работы фотокатода.

Ереванский физический институт

Ереван 1966

Ya.S. DERBENEV, R.A. MELIKYAN

FORCED EMISSION OF PHOTOEXCITED  
POLARIZED ELECTRONS FROM GaAs

The influence of electric field on the emission of photoexcited polarized electrons is investigated. The thermalization of excited electrons is shown to be prevented at the field intensity in semiconductor of about  $3\text{kV/cm}$ . As a consequence the quantum yield grows up to unity. With the increase of the output energy of electrons the effective operation time of photocathode also increases.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1986

В настоящее время созданы и используются источники поляризованных электронов (ИПЭ), основанные на фотоэмиссии из полупроводников [1]. Однако остается актуальным повышение интенсивности тока и степени поляризации электронов.

Наиболее совершенный на сегодня ИПЭ на полупроводнике  $\beta$ -типа *GaAs* обеспечивает степень продольной поляризации от 0,35 до 0,45, квантовый выход 0,1 - 5% при величине тока в импульсе 15 А, в непрерывном режиме - 1 мА.

Принцип действия этого ИПЭ включает три стадии: фотовозбуждение циркулярно-поляризованным светом, перенос электронов к поверхности кристалла и выход в вакуум. Перенос электронов, возбужденных в зону проводимости, происходит в основном за счет диффузии, а выход в вакуум обеспечивается созданием на поверхности отрицательного электронного средства (ОЭС) [2].

В данной работе исследуется возможность ускорения переноса и повышения квантового выхода фотокатода приложением к кристаллу внешнего электрического (статического или высокочастотного) поля, нормального к поверхности.

В обычных условиях фотовозбужденные (горячие) электроны из-за столкновений в кристалле быстро (за время порядка  $10^{-12}$  с) теряют свою первоначальную энергию и спускаются на дно зоны проводимости, принимая температуру решетки  $T$ . Вследствие этого диффузия резко замедляется и большая часть термализованных электронов рекомбинирует (за время порядка  $10^{-9}$  с). Кроме того, из-за адсорбции остаточного газа на активированную поверхность фотокатода со временем эффект ОЭС исчезает (поднимается вакуумный уровень над дном зоны проводимости), и в результате термализованные электроны (с энергией  $\sim kT$ ) вообще не могут выйти в вакуум (типичное время действия ИПЭ на  $GaAs$  при вакууме  $10^{-10}$  мм рт.ст. равно 10-40 ч [1]).

Введение достаточно сильного электрического поля (порядка 2-3 кВ/см в объеме полупроводника) предотвращает термализацию электронов и обеспечивает быстрый перенос фотовозбужденных электронов к поверхности полупроводника без снижения их энергии. Тем самым увеличивается квантовый выход (до величины порядка единицы) и, кроме того, из-за уменьшения роли адсорбции продлевается время эффективной работы ИПЭ. Ускорение эмиссии понижает также деполяризующее действие столкновений.

В пункте 1 работы приводятся необходимые характеристики начального состояния возбужденных электронов, описанные в литературе. В пункте 2 рассматривается процесс переноса при наличии электрического поля. Эффекты пространственного заряда рассматриваются в пункте 3.

## I. Состояние возбужденных электронов

Зонная структура  $GaAs$  вблизи центра зоны Бриллюэна ( $\Gamma$  - минимум зоны проводимости) и схема межзонных переходов изображена на рисунке.

Валентная зона характеризуется уровнями  $P_{3/2}$  и  $P_{1/2}$ , отличающимися величиной полного момента  $j$  при орбитальном моменте  $\ell = 1$ . В свою очередь, уровень  $P_{3/2}$  имеет расщепление по величине проекции момента на квазиимпульс электрона  $\vec{k}$ :  
 $M_j = \pm 3/2$  (зона тяжелых дырок -  $h$ ) и  $M_j = \pm 1/2$  (зона легких дырок -  $\ell$ ).

Зона проводимости ( $c$ ) при пренебрежении эффектами анизотропии кристалла характеризуется орбитальным моментом  $\ell = 0$ .

Как следует из правил отбора и соотношений интенсивности переходов [3], для создания поляризации возбужденных в зону проводимости электронов энергия циркулярно-поляризованных фотонов должна лежать в пределах

$$E_g < \hbar\omega < E_g + \Delta,$$

где  $E_g = 1,52$  эВ - ширина запрещенной зоны,  $\Delta \approx 0,34$  эВ - спин-орбитальное расщепление валентной зоны.

При  $\Delta\omega/\omega \ll 1$  электроны возбуждаются на двух уровнях  $W_h$  и  $W_\ell$ , соответствующих переходам  $h \rightarrow c$  и  $\ell \rightarrow c$  без изменения квазиимпульса (непрямые переходы имеют малую вероятность). Предполагая параболический закон дисперсии  $\mathcal{E}(k)$  и учитывая, что эффективные массы электронов в зоне проводимости  $m_c$  и дырок валентной зоны  $m_\ell$ ,  $m_h$  соответственно равны  $0,067m_0$ ;  $0,06m_0$ ;  $0,6m_0$ , получим:

$$W_h \approx \hbar\omega - E_g, \quad W_L \approx \frac{1}{2}(\hbar\omega - E_g).$$

Корреляция момент-импульс валентной зоны создает в каждом из этих состояний анизотропию распределения по импульсам, а также соответствующую корреляцию между спином и импульсом электронов. Однако их средняя поляризация одинакова и равна 50% [4].

## 2. Кинетика переноса

Для качественного понимания и оценок процесса переноса возмущенных электронов в присутствии внешнего электрического поля  $\vec{E}$ , запишем выражение для изменения энергии электронов по времени

$$\dot{W} = e\vec{E} \langle \vec{v} \rangle - I, \quad (1)$$

где  $I$  - интенсивность потери энергии электрона,  $\langle \vec{v} \rangle$  - дрейфовая скорость направления вдоль поля  $\vec{E}$ .

Определим  $v_{др}$  как функцию от поля  $\vec{E}$  и энергии  $W$ , учитывая, что в интересующих нас условиях время энергетической релаксации  $\tau_\epsilon = W/I$  значительно превышает время релаксации по направлениям импульсов  $\tau_p$ . Для этого воспользуемся уравнением

$$\dot{\vec{p}} = e\vec{E} - \Gamma(W) \cdot \vec{p}, \quad (2)$$

где  $\Gamma(W)$  - декремент трения электрона  $\tau_p = \frac{1}{\Gamma(W)}$ . Усреднив уравнение (2) по направлениям импульсов электронов данной энергии и полагая приближенно равной нулю правую часть, найдем дрейфовую скорость (отвлекаясь от влияния анизотропии кристал-

ла)

$$\langle \vec{v} \rangle = \frac{e\vec{E}}{m_c \Gamma(W)}. \quad (3)$$

Подставив (3) в (1) и переходя от  $dt$  к  $dx = \langle \vec{v} \rangle dt$ , получим уравнение, описывающее изменение энергии электронов в процессе дрейфового переноса

$$\frac{dW}{dx} = |eE| - \frac{m_c I \Gamma(W)}{|eE|}. \quad (4)$$

При интересующих нас начальных энергиях электронов  $W \gg kT$ ,  $W \gg \hbar\omega_0$  основными механизмами релаксации являются возбуждение оптических фононов (с энергией  $\hbar\omega_0$ ) и рассеяние на дырках [3,5]. При этом зависимость  $I$  и  $\Gamma$  от  $W$  имеет универсальный характер  $I(W), \Gamma(W) \propto W^{-1/2}$ .

Таким образом, действующая на электрон эффективная сила как функция от поля  $E$  и энергии  $W$  имеет вид

$$\frac{dW}{dx} = |eE| - \frac{A}{|eEW|}. \quad (5)$$

Отсюда следует, что электрическое поле, необходимое для предотвращения термализации электронов с начальной энергией  $W_0$ , должно удовлетворять условию

$$|eE| \geq \sqrt{\frac{A}{W_0}}. \quad (6)$$

Из (5) видно, что по мере ускорения электронов диссипация энергии еще более понижается. Напротив, электроны с начальной энергией  $W_0 < \frac{A}{(eE)}$  будут релаксировать вниз по энергии с возрастающей скоростью.

При концентрациях акцепторов  $N_a < 2 \cdot 10^{17}$  константа  $A$  определяется, в основном, испусканием оптических фононов [3]. Используя известные значения для времени испускания одного фонона  $\tau_f = 10^{-13}$  с и энергии фонона  $\hbar\omega_0 \approx 0,037$  эВ, получим напряженность электрического поля, необходимую для ускорения электронов с начальной энергией  $W_k = 0,3$  эВ ( $\hbar\omega = 1,8$  эВ)

$$E \geq 2,7 \cdot 10^3 \text{ В/см.}$$

Заметим, что требуемая напряженность не превышает известное значение напряженности пробоя для  $GaAs$   $E_{пр} \approx 3,5 \cdot 10^3$  В/см. (см. напр., [6]).

При напряженности поля в интервале

$$\sqrt{\frac{A}{W_k}} < |eE| < \sqrt{\frac{A}{W_l}}$$

электроны с энергией  $W_l$  будут термализоваться. Однако это не приводит к существенному уменьшению квантового выхода ввиду того, что заселенность состояния  $W_k$  в 3 раза выше, чем  $W_l$  [3].

При напряженности поля  $E = 3$  кВ/см на длине  $\alpha^{-1}$  приращение энергии под действием поля  $|eE/\alpha^{-1}|$  составляет  $\sim 0,15$  эВ ( $\alpha$  - коэффициент оптического поглощения, равный при энергии фотонов  $\hbar\omega \approx E_g + \Delta$  в  $GaAs$   $\alpha = 2 \cdot 10^4 \text{ см}^{-1}$ ). Согласно (4) это значение будет уменьшено трением, так что результирующее увеличение энергии незначительно по сравнению с начальной энергией. Учитывая это, можно оценить дрейфовое и диффузионное времена:

$$\tau_{др.} \approx \frac{1}{\alpha \langle v \rangle} = 2,5 \cdot 10^{-12} \text{ с.}$$

$$\tau_{диф.} \approx \frac{\Gamma m_e}{\alpha^2 W_k} = 2 \cdot 10^{-12} \text{ с.}$$

Таким образом, в результате предотвращения термализации полем времена переноса резко уменьшаются по сравнению с временем диффузии электронов с тепловой энергией  $kT$ .

При энергии электронов  $W > 0,31$  эВ, как известно, появляется вероятность переходов в боковые минимумы зоны Бриллюэна, где подвижность электронов существенно меньше (ближайший  $L$  - минимум расположен выше основного  $\Gamma$  - минимума на  $0,31$  эВ [7]). Однако и с учетом междолинных переходов время переноса остается малым по сравнению со временем рекомбинации и поэтому эти переходы не приводят к уменьшению эмиссии. Кроме того, можно выбрать энергию фотонов и напряженность поля так, чтобы энергия электронов не достигала минимума боковой долины.

Отметим, что снижение концентрации акцепторов по сравнению с обычно используемой  $10^{18} - 10^{19}$  см<sup>-3</sup> в отсутствие электрического поля привело бы к существенному снижению выхода электронов в вакуум из-за уширения приповерхностного обедненного слоя  $d_0 \sim 1/N_a$  ( $d_0 \approx 0,05$  мк при  $N_a = 2 \cdot 10^{17}$  см<sup>-3</sup>). В присутствии же ускоряющего поля указанное уширение не оказывает заметного влияния на эмиссию.

### 3. Эффекты пространственного заряда.

Ток эмиссии.

При определении необходимого электрического поля  $E$  следует принимать во внимание, что электрическое поле изменяется пространственным зарядом генерируемых светом электронов и дырок. Рассмотрим в основных чертах связанные с этим эффекты.

Поведение электрического поля в полупроводнике описывается уравнением

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi|e|}{\epsilon} (n_g - n_e), \quad (7)$$

где  $n_g$  и  $n_e$  - плотность пространственного заряда дырок и электронов,  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость полупроводника. Ввиду того, что подвижность электронов зоны проводимости ( $\mu_e$ ) велика по сравнению с подвижностью дырок ( $\mu_h$ ), электроны будут быстро переноситься к поверхности и их концентрация будет пренебрежимо мала.

Плотность дырок можно выразить через их ток ( $j_g$ ) и электрическое поле  $E$

$$|e|n_g = \frac{j_g}{v_g} = \frac{j_g}{\mu_h E}, \quad (8)$$

где подвижность дырок  $\mu_h$  можно как обычно считать постоянной, не зависящей от поля и скорости. В стационарном режиме ток  $j_g$  выражается через объемную плотность скорости фотогенерации электронно-дырочных пар  $\dot{n}(x)$

$$j_g = |e| \int_0^{-|x|} \dot{n}(x) dx, \quad (9)$$

где  $\dot{n}(x) = \alpha N \exp(-\alpha|x|)$ ,  $N$  - поток фотонов на единицу площади.

Подставляя (9) и (8) в (7), находим

$$\begin{aligned} E^2(x) &= \frac{E^2(0)}{\epsilon^2} + \frac{8\pi|e|}{\epsilon \mu_h} \int_0^{-|x|} dx \int_0^x dx'' \dot{n}(x'') = \\ &= \frac{E^2(0)}{\epsilon^2} + \frac{8\pi|e|N}{\mu_h \epsilon} \left[ |x| - \frac{1}{\alpha} (1 - e^{-\alpha|x|}) \right], \end{aligned} \quad (10)$$

где  $E(0)$  - поле при  $x = 0$  справа от поверхности полупроводника (т.е. в вакууме).

При наличии металлической подложки полупроводника поле в вакууме складывается из внешнего поля  $E_{вн}$  и поля пространственного заряда эмиттированных электронов

$$E(x) = E_{вн} - 4\pi|e| \int_x^d n_e(x) dx,$$

где размер  $d$  принимаем равным поперечнику облучаемого светом пятна.

Максимальная плотность тока эмиссии ограничивается действием пространственного заряда и, как известно, равна

$$j_{max} = \frac{1}{9\pi} \sqrt{\frac{2|e|}{m d}} \cdot E_{вн}^{3/2}. \quad (11)$$

В режиме слабого тока, когда  $j_e \ll j_{max}$ , изменением электрического поля за счет пространственного заряда можно пренебречь, т.е.  $E(0) = E_{вн}$ . В интересующем нас случае, когда под действием электрического поля в полупроводнике квантовый выход становится величиной порядка единицы, имеем  $j_e = e/N$ . Таким образом, режим слабого тока осуществляется в области интенсивности света

$$I < I_0 = \hbar\omega \frac{j_{max}}{|e|}. \quad (12)$$

Если в формуле (10) при  $I = I_0$  второй член окажется малым по сравнению с первым, то вклад дырок мал во всей области  $I < I_0$ . Из (10) следует, что такая ситуация осуществляется всегда при

$$E_{\text{вн}} > E_0 = \frac{|e|}{md} \left( \frac{\varepsilon}{2\alpha\mu_h} \right)^2.$$

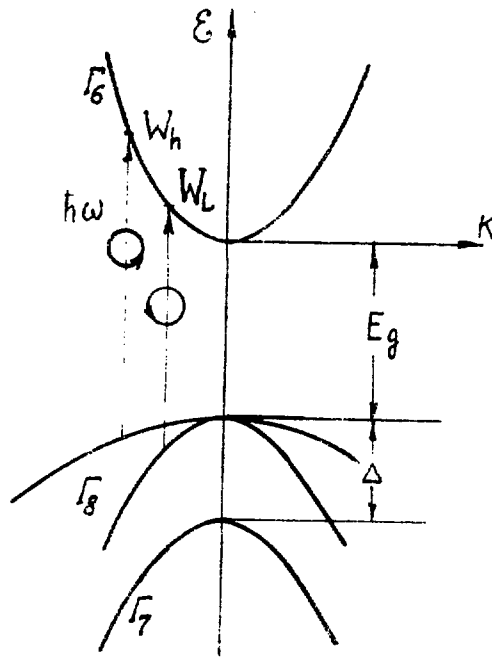
Для характерного значения  $\mu_h = 500 \text{ см}^2/\text{с}$  В для  $E_0 d$  получаем величину 500 В (для  $GaAs$   $\varepsilon = 10$ ). При типичных значениях  $d = 0,1 - 0,5 \text{ см}$  получаем  $E_0 = 5 - 1 \text{ кВ/см}$ , т.е. существенно меньше, чем необходимое для предотвращения термализации напряжение  $E_{\text{вн}} = 30 \text{ кВ/см}$  (в вакууме).

Из (II) и (I2) следует, что при  $E_{\text{вн}} = 30 \text{ кВ/см}$ ,  $d = 0,5 \text{ см}$  имеем  $J_{\text{ма}} = 3 \text{ А}$ ,  $I_0 = 5 \text{ Вт}$ .

На основе приведенных оценок можно сделать следующие выводы.

Достаточно сильное электрическое поле, прикладываемое к полупроводнику, кроме преодоления запирающего действия пространственного заряда электронов в вакууме, может качественно изменить характер самой эмиссии, предотвращая термализацию фотовозбужденных электронов, ускоряя диффузию и вызывая дрейф к поверхности полупроводника. Тем самым существенно увеличивается квантовый выход.

Эффект электрического поля повышается при уменьшении концентрации примеси. В свою очередь, именно присутствие поля позволяет снизить концентрацию дефекторов без уменьшения квантового выхода. Следствием указанных обстоятельств может стать также заметно увеличение времени эффективной работы источника.



Энергетические зоны *Gatts* волизи центра зоны Бриллюэна (точка  $\Gamma$ ) и схема межзонных переходов.  $\Gamma_6$  - зона проводимости;  $\Gamma_8$  - зоны тяжелых ( $h$ ) и легких ( $l$ ) дырок;  $\Gamma_7$  - зона, отщепленная спин-орбитальным взаимодействием ( $s$ ).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Charles K. Sinclair Report on the May 1983 Polarized Electron Source Workshop at SLAC, SLAC-PUB-3505, A, 1984.
2. Pierce D.T., Celotta R.J., Wang G.G. GaAs Spin Polarized Electron Source.- Rev.Sci.Instrum., 1980, vol.51,N.4, p.478-499.
3. Захарченя Б.П., Мирлин Д.Н., Перель В.И., Решина И.И. Спектр и поляризация фотолюминесценции горячих электронов в полупроводниках. УФН, 1982, т.136, вып.3, с.459-499.
4. Дымников В.Д., Дьяконов М.И., Перель В.И. Анизотропия импульсного распределения фотовозбужденных электронов и поляризация горячей люминесценции в полупроводниках. ЖЭТФ, 1976, т.71, вып.6(12), с.2373-2380.
5. Дьяконов М.И., Перель В.И., Ясневич И.Н. Эффективный механизм энергетической релаксации горячих электронов в полупроводниках р-типа. ФТП, 1977, т.11, вып.7, с.1364-1370.
6. Смит Р. Полупроводники. М.: Мир, 1982.
7. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М.: Мир, 1984.

Рукопись поступила 3 января 1986 г.

Я.С.ДЕРБЕНЕВ, Р.А.МЕЛИКЯН

ПРИНУДИТЕЛЬНАЯ ЭМИССИЯ ФОТОВОЗБУЖДЕННЫХ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ  
ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ  $GaAs$ .

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

---

Подписано в печать 17/II-86г.  
Объемная печать. Уч. изд. л. 0,5  
Зак. тип. № 119

ВФ-05273 Формат 60x84/16  
Тираж 299 экз. Ц. 8 к.  
Индекс 3624

---

Отпечатано в Ереванском физическом институте  
Ереван-36, Маркаряна 2

индекс 3624



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ