

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ГОРЯЧИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ В ФОСФИДЕ ИНДИЯ ЭМИССИОННЫМ МЕТОДОМ

Мусатов А. Л., Коротких В. Л., Филиппов С. Л.

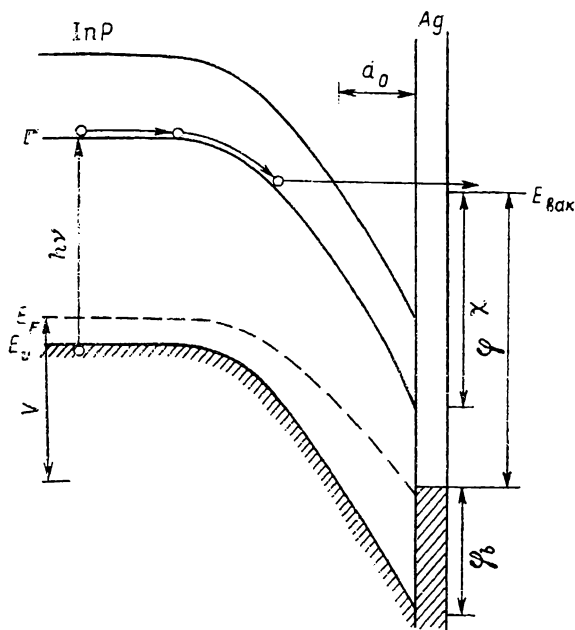
Описан эмиссионный метод определения длин свободного пробега горячих электронов в полупроводниках в диапазоне энергий  $\epsilon \approx 1 \div 4$  эВ. С помощью этого метода показано, что в фосфиде индия длина свободного пробега электронов в  $\Gamma$ -минимуме зоны проводимости в диапазоне энергий  $\epsilon = 0.9 \div 1.9$  эВ не зависит от энергии и равна  $l_{\Gamma} = 130 \pm 25$  Å. Полученная величина сравнивается с длиной свободного пробега, определенной из экспериментов по ударной ионизации, выполненных в других работах.

Все физические эффекты, возникающие в полупроводниках в сильных электрических полях (ударная ионизация, эффект Ганна и др.), определяются видом функции распределения электронов. В свою очередь, функция распределения определяется в основном вероятностью потерь энергии горячими электронами, т. е. длиной свободного пробега горячих электронов. Для определения этой длины обычно используют эксперименты по ударной ионизации, т. е. проводят сопоставление экспериментальных зависимостей коэффициентов ударной ионизации от электрического поля с теорией (см., например, [1, 2]). При таком анализе для определения длин свободного пробега горячих электронов необходимо сделать предположение о величине порога ударной ионизации, которая в настоящее время точно не известна. Кроме того, этим методом нельзя исследовать энергетическую зависимость длин свободного пробега горячих электронов.

По нашему мнению, этих недостатков лишен эмиссионный метод определения длин свободного пробега горячих электронов в полупроводниках, состоящий в исследовании характеристик эмиссии горячих электронов в вакуум, т. е. эмиссии электронов, разогретых в полупроводнике в сильном электрическом поле. Как известно [3], эмиссия горячих электронов из полупроводников возникает в случае, когда область сильного электрического поля расположена вблизи поверхности полупроводника и заметная часть электронов в этой области приобретает в сильном поле энергию, превышающую величину электронного сродства. В определенном смысле эмиссия горячих электронов аналогична ударной ионизации. В первом случае возникает эмиссионный ток в вакуум, определяющийся числом электронов с энергией выше порога эмиссии, т. е. выше уровня вакуума, а во втором случае происходит размножение носителей, которое определяется числом электронов выше порога ударной ионизации. Важно подчеркнуть, что в случае электронной эмиссии величину порога, т. е. величину электронного сродства  $\chi$ , можно не только измерить с достаточно высокой точностью, но и менять, варьируя работу выхода в широких пределах. Таким образом, можно исследовать энергетическую зависимость длин свободного пробега горячих электронов в полупроводниках.

Исследования эмиссии горячих электронов обычно проводятся на  $p$ - $n$ -переходах, расположенных вблизи поверхности полупроводника [4, 5], или на диодах Шоттки [6-9]. В настоящей работе приведены результаты исследований эмиссии горячих электронов из диодов Шоттки  $p$ -InP—Ag с целью определения длин свободного пробега горячих электронов в фосфиде индия.

Наиболее удобной системой для исследования эмиссии горячих электронов из полупроводников является диод Шоттки металл—полупроводник *p*-типа с тонкой полупрозрачной металлической пленкой. В этой системе область сильного электрического поля расположена у поверхности полупроводника, что облегчает выход горячих электронов в вакуум. Энергетическая схема такой системы при наличии внешнего смещения приведена на рис. 1 на примере диода



Шоттки *p*-InP—Ag. Работа выхода металлической пленки может быть снижена адсорбцией цезия и кислорода.

При комнатной температуре в зоне проводимости *p*-InP ( $p \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) практически нет электронов. Поэтому для получения заметного эмиссионного

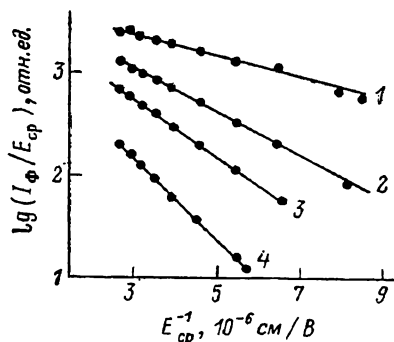


Рис. 2. Зависимость фотоэмиссионного тока из диода Шоттки *p*-InP—Ag ( $p=3 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) от обратной напряженности электрического поля для различных величин работы выхода.

$\phi$ , эВ: 1 — 1.5; 2 — 1.8; 3 — 2.1; 4 — 2.5.

тока электроны в зоне проводимости генерируются светом, т. е. исследуется фотоэмиссия горячих электронов. Спектральная характеристика такой фотоэмиссии соответствует спектральной характеристике собственного оптического поглощения [7-9]. При наличии внешнего смещения электроны, возбужденные светом в области изгиба или продиффундировавшие в эту область из объема полупроводника, разогреваются в сильном электрическом поле, и те из них, энергия которых превышает уровень вакуума, проходят пленку металла и выходят в вакуум.

Величина эмиссионного тока определяется видом функции распределения горячих электронов в полупроводнике в сильном электрическом поле при энергиях электронов, превышающих величину электронного сродства  $\chi$ . Расчет асимптотики функции распределения горячих электронов при энергии  $\epsilon \geq \Delta_{\text{ГЛ}}$  в сильном электрическом поле для случая однородного поля в полупроводниковых соединениях  $A^{III}B^V$  был проведен в работе [1]. Согласно этой работе, при не очень сильном электрическом поле  $E$ , удовлетворяющем неравенству

$$eEl_{\text{T}}^2 < 3\hbar\omega_{\text{ЛП}} \left( \frac{l_{\text{T}}}{l_{\text{L}}} \right)^2 \quad (1)$$

почти все электроны с большой энергией находятся в  $\Gamma$ -долине и сосредоточены в областях малых углов  $\theta$  вблизи направления электрического поля. Асимпто-

тика функции распределения электронов по энергии при  $\varepsilon \gg \Delta_{\Gamma L}$  в  $\Gamma$ -долине  $f_{\Gamma}(\varepsilon, \theta)$  имеет вид [1]

$$f_{\Gamma}(\varepsilon, \theta) = \Phi_{\Gamma}(\varepsilon, \theta) \exp \left\{ - \int_{\Delta_{\Gamma L}}^{\varepsilon} \frac{d\varepsilon'}{eEl_{\Gamma}(\varepsilon')} \right\}, \quad (2)$$

где  $\Phi_{\Gamma}(\varepsilon, \theta)$  слабо зависит от энергии. Здесь  $l_{\Gamma}, l_L$  — длины свободного пробега электронов в  $\Gamma$ - и  $L$ -долинах зоны проводимости соответственно;  $\hbar\omega_{LL}$  — энергия междолинного фонона,  $\Delta_{\Gamma L}$  — энергетический зазор между  $\Gamma$ - и  $L$ -минимумами зоны проводимости. При этом предполагается, что электрическое поле достаточно сильное, так что средняя энергия электронов равна  $\Delta_{\Gamma L}$ . В GaAs и InP это соответствует электрическим полям  $E \geq 5 \cdot 10^4$  В/см [9, 10]. Приведенные выражения учитывают две долины в зоне проводимости  $\Gamma$  и  $L$ , но их несложно расширить на более высокие  $X$ -долины. Отметим, что вид функции распределения  $f(\varepsilon)$  соответствует баллистическому разогреву электронов в сильном электрическом поле.

Пренебрегая зависимостью функции распределения от угла  $\theta$ , запишем следующее выражение для фотоэмиссионного тока горячих электронов из полупроводников с однородным электрическим полем:

$$I_{\Phi} = e \frac{W}{\hbar\nu} \eta K \int_{\chi}^{\infty} n(\varepsilon) v_{\perp}(\varepsilon) f(\varepsilon) D(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (3)$$

где  $e$  — заряд электрона,  $W$  — мощность поглощенного излучения,  $\eta$  — квантовый выход внутреннего фотоэффекта,  $\eta \approx 1$ ,  $K = (1 + 1/\alpha L)^{-1}$  — коэффициент сбора фотоэлектронов на поверхности,  $\alpha$  — коэффициент оптического поглощения,  $L$  — дрейфовая длина электронов,  $n(\varepsilon)$  — плотность состояний в зоне проводимости,  $v_{\perp}$  — компонента скорости фотоэлектронов, перпендикулярная поверхности,  $D(\varepsilon)$  — прозрачность поверхности для электронов. Подставляя (2) в (3), получим

$$I_{\Phi} = e \frac{W}{\hbar\nu} \eta K \int_{\chi}^{\infty} n(\varepsilon) v_{\perp}(\varepsilon) \Phi_{\Gamma}(\varepsilon) \exp \left\{ - \int_{\Delta_{\Gamma L}}^{\varepsilon} \frac{d\varepsilon'}{eEl_{\Gamma}(\varepsilon')} \right\} D(\varepsilon) d\varepsilon. \quad (4)$$

В случае, когда длина свободного пробега горячих электронов  $l_{\Gamma}(\varepsilon) \approx \text{const}$  или падает с ростом энергии,  $\exp \left\{ - \int_{\Delta_{\Gamma L}}^{\varepsilon} \frac{d\varepsilon'}{eEl_{\Gamma}(\varepsilon')} \right\}$  имеет резкий максимум при  $\varepsilon = \chi$  в диапазоне  $\chi > \varepsilon > \infty$ , и для вычисления интеграла в выражении (4) можно использовать метод Лапласа [11]. Отметим, что зависимость  $l(\varepsilon)$  такого типа можно ожидать, в частности, для междолинного рассеяния горячих электронов, которое является определяющим в GaAs, InP и других полупроводниковых соединениях типа  $A^{III}B^V$  при  $\varepsilon > \Delta_{\Gamma L}$  [1]. Используя метод Лапласа, получим следующее выражение для фототока:

$$\begin{aligned} I_{\Phi} &= e \frac{W}{\hbar\nu} \eta K n(\chi) v_{\perp}(\chi) \Phi_{\Gamma}(\chi) D(\chi) eEl_{\Gamma}(\chi) \exp \left\{ - \int_{\Delta_{\Gamma L}}^{\chi} \frac{d\varepsilon}{eEl_{\Gamma}(\varepsilon)} \right\} = \\ &= I_{\Phi_0} E \exp \left\{ - \frac{1}{eE} \int_{\Delta_{\Gamma L}}^{\chi} \frac{d\varepsilon}{l_{\Gamma}(\varepsilon)} \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где

$$I_{\Phi_0} = e^2 \frac{W}{\hbar\nu} \eta K n(\chi) v_{\perp}(\chi) \Phi_{\Gamma}(\chi) D(\chi) l_{\Gamma}(\chi). \quad (6)$$

Введем

$$\left(\frac{1}{l_{\Gamma}}\right)_{\text{cp}} = \frac{1}{\chi - \Delta_{\Gamma L}} \int_{\Delta_{\Gamma L}}^{\chi} \frac{d\epsilon}{l_{\Gamma}(\epsilon)}, \quad (7)$$

тогда

$$I_{\Phi} = I_{\Phi_0} E \exp \left\{ - \frac{(\chi - \Delta_{\Gamma L})}{eE} \left(\frac{1}{l_{\Gamma}}\right)_{\text{cp}} \right\}. \quad (8)$$

При выводе выражений (5) и (8) мы не учитывали влияние отражения электронов от границы на вид асимптотики функции распределения горячих электронов при  $\epsilon > \Delta_{\Gamma L}$ . Мы полагаем, что отраженные электроны могут вернуться к поверхности, только потеряв значительную часть своей энергии. При этом большинство из них окажется ниже уровня вакуума и не даст вклада в эмиссионный ток.

Выражение (5) соответствует эмиссии горячих электронов из полупроводников с однородным электрическим полем. В случае эмиссии из диодов Шоттки при расчете эмиссионного тока следует учесть неоднородность электрического поля в приповерхностной области полупроводника, а также поглощение горячих электронов в пленке серебра. При эмиссии из диодов Шоттки в выражение для эмиссионного тока (5) войдет величина среднего электрического поля в приповерхностной области диода Шоттки размером  $d_0$ , где происходит набор энергии электронами от энергии  $\epsilon \approx \Delta_{\Gamma L}$  до значения, равного величине электронного сродства  $\chi$ :

$$E_{\text{cp}} = \frac{1}{d_0} \int_0^{d_0} E(x) dx. \quad (9)$$

При этом  $d_0$  определяется соотношением

$$e[\varphi(d_0) - \varphi(0)] = \chi - \Delta_{\Gamma L}. \quad (10)$$

Учитывая параболический ход потенциала в барьере Шоттки  $\varphi(x)$ , получим

$$d_0 = d \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{\chi - \Delta_{\Gamma L}}{e(V + V_D)}} \right), \quad (11)$$

где  $d$  — толщина области изгиба зон,  $V_D$  — диффузионный потенциал в этой области,  $V$  — напряжение смещения. Для  $E_{\text{cp}}$  имеем

$$E_{\text{cp}} = \frac{(V + V_D)(2d - d_0)}{d^2} = \frac{(V + V_D)}{d} \left( 1 + \sqrt{1 - \frac{\chi - \Delta_{\Gamma L}}{e(V + V_D)}} \right). \quad (12)$$

Отметим, что в случае малых значений электронного сродства  $\chi$  и больших величин внешнего напряжения смещения  $V$ , т. е. если  $(\chi - \Delta_{\Gamma L}) \ll (V + V_D)$ ,  $d_0 \rightarrow 0$  и  $E_{\text{cp}} \approx E_m$  ( $E_m$  — максимальное поле в диоде Шоттки),

$$E_m = \sqrt{\frac{2\pi e p (V + V_D)}{\kappa}} = \frac{2(V + V_D)}{d}, \quad (13)$$

где  $p$  — концентрация дырок,  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость.

Для учета поглощения горячих электронов в слое серебра введем электронную прозрачность пленки серебра  $T_s$ , связанную с длиной поглощения горячих электронов в серебре  $\lambda_{\text{Ag}}$  следующим соотношением [3]:

$$T_s = \exp \{ -d_{\text{Ag}} / \lambda_{\text{Ag}}(\epsilon) \}, \quad (14)$$

где  $d_{\text{Ag}}$  — толщина пленки серебра. С учетом неоднородности электрического поля в диоде Шоттки и поглощения электронов в пленке серебра, пренебрегая зависимостью  $\lambda_{\text{Ag}}$  от энергии, вместо формул (5), (8) получим выражение для фотоэмиссионного тока из диодов Шоттки

$$I_{\Phi} = I_{\Phi_0} E_{\text{cp}} \exp \left( -\frac{d_{\text{Ag}}}{\lambda_{\text{Ag}}} \right) \exp \left\{ -\frac{1}{eE_{\text{cp}}} \int_{\Delta_{\Gamma L}}^{\chi} \frac{d\varepsilon}{l_{\Gamma}(\varepsilon)} \right\} =$$

$$= I_{\Phi_0} E_{\text{cp}} \exp \left( -\frac{d_{\text{Ag}}}{\lambda_{\text{Ag}}} \right) \exp \left\{ -\frac{\chi - \Delta_{\Gamma L}}{eE_{\text{cp}}} \left( \frac{1}{l_{\Gamma}} \right)_{\text{cp}} \right\}. \quad (15)$$

Отметим, что выражение (15) справедливо, когда дно зоны проводимости в объеме полупроводника находится выше уровня вакуума, т. е. при  $(V + V_D) > \chi$ . Из выражения (15) следует, что  $\ln(I_{\Phi}/E_{\text{cp}}) \sim 1/E_{\text{cp}}$ . Зная величину электронного сродства  $\chi$  и  $\Delta_{\Gamma L}$ , из наклона этой характеристики можно определить среднюю длину свободного пробега горячих электронов в полупроводнике  $(1/l_{\Gamma})_{\text{cp}}$  при энергии  $\varepsilon = \chi$ . Измерив серию вольтамперных характеристик фотоэмиссионного тока при разных  $\chi$ , можно определить не только зависимость  $(1/l_{\Gamma})_{\text{cp}}$  от энергии, но и  $l_{\Gamma}(\varepsilon)$ .<sup>1</sup> Действительно, выражение для фототока из диодов Шоттки (15) можно переписать в виде

$$I_{\Phi} = I_{\Phi_0} E_{\text{cp}} \exp \left( -\frac{d_{\text{Ag}}}{\lambda_{\text{Ag}}} \right) \exp \left( -\frac{S(\chi)}{E_{\text{cp}}} \right), \quad (16)$$

где

$$S(\chi) = \frac{1}{e} \int_{\Delta_{\Gamma L}}^{\chi} \frac{d\varepsilon}{l_{\Gamma}(\varepsilon)}. \quad (17)$$

Из (17) видно, что

$$\frac{dS(\chi)}{d\chi} = \frac{1}{e} \frac{1}{l_{\Gamma}(\chi)}. \quad (18)$$

Отсюда

$$l_{\Gamma}(\varepsilon) \equiv l_{\Gamma}(\chi) = \frac{1}{e dS(\chi)/d\chi}. \quad (19)$$

Таким образом, для определения  $l_{\Gamma}(\varepsilon)$  следует измерить серию вольтамперных характеристик фотоэмиссионного тока при разных величинах электронного сродства, из их наклона в соответствующих координатах рассчитать  $S(\chi)$  и, определив производную  $dS(\chi)/d\chi$ , по (19) вычислить  $l_{\Gamma}(\varepsilon)$ .

## 2. Методика эксперимента

Исследования эмиссии горячих электронов нами проводились в сверхвысоковакуумной камере при  $p \sim 10^{-10}$  мм рт. ст. Диоды Шоттки изготавливались напылением полупрозрачного слоя серебра толщиной  $d_{\text{Ag}} = 50 \div 100 \text{ \AA}$  на монокристаллы или эпитаксиальные слои  $p\text{-InP}$ , ориентированные в плоскости (100) и легированные цинком с концентрацией  $N_a \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Площадь диодов была равна  $\approx 0.1 \text{ см}^2$ . Во время напыления серебра вакуум в камере был порядка  $10^{-9}$  мм рт. ст. Толщина серебра контролировалась кварцевым резонатором.

Работа выхода серебряной пленки снижалась адсорбцией цезия и кислорода. При этом работу выхода можно было менять в диапазоне  $1.2 \div 3.0$  эВ. Величина работы выхода определялась фотоэлектрическим методом (методом Фаулера) по длинноволновой границе внешней фотоэмиссии в отсутствие напряжения на диоде Шоттки. Для этого спектральная характеристика фотоэмиссии аппроксимировалась линейной в координатах  $\sqrt{Y} = f(h\nu)$ .

Измерения фотоэмиссии горячих электронов проводились на переменном сигнале при освещении монохроматическим светом на длине волны  $\lambda = 0.9 \text{ мкм}$

<sup>1</sup> На возможность определения  $l_{\Gamma}(\varepsilon)$  нам указал А. С. Гончаров при обсуждении результатов данной работы.

при комнатной температуре. Напряжение прикладывалось к диоду через подвижный контакт, который поджимался к серебряной пленке. Омический контакт к диоду изготовлялся на тыльной стороне образца вжиганием индия с помощью импульса тока. Концентрация носителей определялась вольтамперным методом с помощью моста E7-12.

### 3. Результаты эксперимента и их обсуждение

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости фотоэмиссионного тока из диодов Шоттки  $p\text{-InP-Ag}$  ( $p \approx 3.0 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ) от обратного электрического поля в диоде, построенные в координатах  $\lg(I_{\Phi}/E_{\text{cp}}) = f(1/E_{\text{cp}})$ . Характеристики измерены при освещении диода светом постоянной мощности ( $\sim 10^{-5}$  Вт) на длине волны  $\lambda = 0.9 \text{ мкм}$  при различных работах выхода. Как видно из рис. 2, все измеренные характеристики линейны в указанных координатах, т. е. соответствуют выражению (15), что подтверждает модель фотоэмиссии, изложенную в разделе 1 данной статьи. Используя выражение (15) для анализа зависимостей  $\lg(I_{\Phi}/E_{\text{cp}}) = f(1/E_{\text{cp}})$ , измеренных при разных работах выхода,

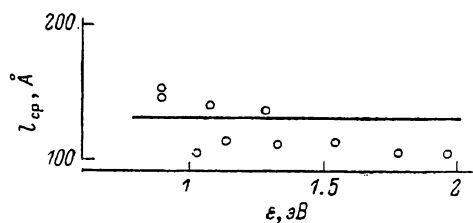


Рис. 3. Зависимость средней длины свободного пробега горячих электронов в зоне проводимости фосфида индия от энергии электронов.

и принимая  $\Delta_{\text{ГЛ}} = 0.53 \text{ эВ}$  [9], мы определили среднее значение длин свободного пробега горячих электронов в InP  $(1/l_{\text{Г}})_{\text{cp}}$  для электронов с энергией  $\epsilon$ , равной величине электронного сродства  $\chi$ . При этом  $\chi$  связано с работой выхода  $\varphi$  соотношением

$$\chi = \varphi - (E_{\text{г}} - \varphi_{\text{б}}). \quad (20)$$

Здесь  $\varphi_{\text{б}}$  — высота барьера на контакте Шоттки. Для InP-Ag  $\varphi_{\text{б}} = 0.75 \text{ эВ}$  [12].

Мы полагали также, что  $1/l_{\text{cp}} \approx (1/l)_{\text{cp}}$ . Значения длин свободного пробега  $l_{\text{cp}}$ , полученные указанным образом, приведены на рис. 3 для энергии электронов в диапазоне  $\epsilon = 0.9 \div 1.9 \text{ эВ}$ . Экспериментальные точки соответствуют трем образцам с различной концентрацией дырок в диапазоне  $p = (1 \div 3) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ . Как видно из рисунка,  $l_{\text{cp}}$  с точностью измерений не меняется в диапазоне энергий  $\epsilon = 0.9 \div 1.9 \text{ эВ}$  и составляет  $l_{\text{cp}} = 130 \pm 25 \text{ Å}$ . Разброс значений  $l_{\text{cp}}$ , приведенных на рис. 3, связан с погрешностью измерения концентрации дырок, используемой для расчета электрического поля  $E_{\text{cp}}$ , и погрешностью измерения работы выхода.

В разделе 1 статьи было показано, что из анализа серии характеристик  $\lg(I_{\Phi}/E_{\text{cp}}) = f(1/E_{\text{cp}})$ , измеренных при различных значениях работы выхода  $\varphi$ , можно определить не только зависимость  $l_{\text{cp}}(\epsilon)$ , но и зависимость  $l(\epsilon)$ . С этой целью мы определили величину наклона  $S(\chi)$  вольтамперной характеристики фототока в координатах  $\lg(I_{\Phi}/E_{\text{cp}}) = f(1/E_{\text{cp}})$  [см. выражение (16)] при различных значениях  $\varphi$  и, следовательно,  $\chi$ . Зависимость  $S(\chi)$  приведена на рис. 4. Как видно из рисунка,  $S(\chi)$  линейна в диапазоне  $\epsilon = 0.9 \div 1.9 \text{ эВ}$ , т. е.  $dS/d\chi = \text{const}$ . В соответствии с выражением (19) длина свободного пробега электронов  $l_{\text{Г}}(\epsilon) \equiv l_{\text{Г}}(\chi) = 1/edS/d\chi$ . Отсюда следует, что в данном диапазоне энергий длина свободного пробега не зависит от энергии и равна  $l_{\text{Г}}(\epsilon) \equiv 130 \text{ Å} = l_{\text{cp}}$ . Зная  $l_{\text{Г}}$  и полагая, что в диапазоне энергий  $\epsilon = 0.9 \div 1.9 \text{ эВ}$  в InP она определяется междолинным рассеянием [1], можно определить время междолинного рассеяния  $\tau_{\text{ГЛ}}$ . Учитывая, что  $\tau_{\text{ГЛ}} = lv$  и взяв  $v \approx 1 \cdot 10^8 \text{ см/с}$  [1], получим, что  $\tau \approx 1 \cdot 10^{-14} \text{ с}$ .

Представляет интерес сравнить полученную величину длины свободного пробега горячих электронов в полупроводниках со значениями  $l_{\text{cp}}$ , которые

можно рассчитать из экспериментов по ударной ионизации. Коэффициент ударной ионизации электронов  $\alpha(E)$  при учете рассеяния электронов из  $\Gamma$ - в  $L$ - и  $X$ -долины равен [1]

$$\alpha = \alpha_{\infty} \exp(-E_0/E), \quad (21)$$

где

$$E_0 = \frac{1}{e} \int_{\Delta_{\Gamma L}}^{\varepsilon_i} l_{\Gamma}^{-1}(\varepsilon) d\varepsilon = \frac{\varepsilon_i - \Delta_{\Gamma L}}{e} \left( \frac{1}{l_{\Gamma}} \right)_{\text{cp}}, \quad (22)$$

$$\left( \frac{1}{l_{\Gamma}} \right)_{\text{cp}} = \frac{1}{\varepsilon_i - \Delta_{\Gamma L}} \int_{\Delta_{\Gamma L}}^{\varepsilon_i} \frac{d\varepsilon}{l_{\Gamma}(\varepsilon)}. \quad (23)$$

Таким образом, зная порог ударной ионизации  $\varepsilon_i$  и числитель в показателе экспоненты  $E_0$ , можно определить  $l_{\text{cp}}$ , полагая, что  $(1/l)_{\text{cp}} \approx 1/l_{\text{cp}}$ . Согласно [2, 13-15], экспериментальные зависимости коэффициента ударной ионизации  $\alpha(E)$  хорошо описываются выражением (21). При этом величина  $E_0$ , определен-

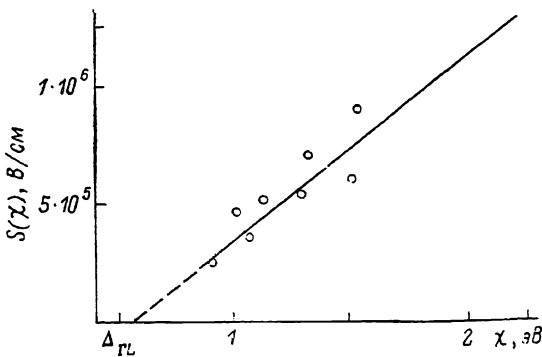


Рис. 4. Зависимость функции  $S(\chi) = \frac{1}{e} \int_{\Delta_{\Gamma L}}^{\chi} \frac{d\varepsilon}{l_{\Gamma}(\varepsilon)}$  от величины электронного средства.

ная разными авторами, лежит в диапазоне  $(2.64 \div 3.45) \cdot 10^6$  В/см [2, 13-15]. Взяв среднее значение  $E_0 = 3 \cdot 10^6$  В/см и принимая, что  $\varepsilon_i = 1.84$  эВ [16], получим  $l_{\text{cp}} = 40 \text{ \AA}$ , т. е. длина свободного пробега, рассчитанная из экспериментов по ударной ионизации [2, 13-15] на основе теории [1], значительно меньше величины  $l_{\text{cp}}$ , полученной из наших исследований эмиссии горячих электронов.

Причина такого расхождения значений длины свободного пробега горячих электронов  $l_{\text{cp}}$ , определенных из разных экспериментов, в настоящее время не ясна. Возможно, это частично связано с пренебрежением угловой зависимостью функции распределения горячих электронов [1] при расчете эмиссионного тока. Другая причина отмеченного различия длин свободного пробега может состоять в том, что порог ударной ионизации не равен  $\varepsilon_i = 1.84$  эВ, как предполагалось нами при расчете  $l_{\text{cp}}$  из характеристики ударной ионизации, а значительно больше. Из выражений (21), (22) видно, что подстановка в эти формулы больших значений  $\varepsilon_i$  приведет соответственно к большей величине  $l_{\text{cp}}$ .

Авторы выражают благодарность М. С. Кагану, А. С. Гончарову за ценные советы при обсуждении результатов работы и Е. В. Руссу за предоставление образцов фосфида индия.

#### Список литературы

- [1] Дмитриев А. П., Мпхайлова М. П., Ясневич И. Н. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 1. С. 46-51.
- [2] Taguchi K., Torikai T., Sugimoto Y., Makita K., Ishihara H. // J. Appl. Phys. 1986. V. 59. N 2. P. 476-481.
- [3] Некакаливаемые катоды / Под ред. М. И. Елинсона. М., 1974.
- [4] Bartelink D. Y., Moll J. L., Meyer N. I. / Phys. Rev. 1963. V. 130. N 3. P. 972-985.
- [5] Thornton P. R., Northrop D. C. // Sol. St. Electron. 1965. V. 5. P. 437-442.
- [6] Itoh T., Matsuda I., Hasegawa K. // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. N 5. P. 1945-1951.
- [7] Мусатов А. Л., Шулепов А. Н. // ФТП. 1970. Т. 12. В. 2. С. 3343-3345.
- [8] Bell R. L., James L. W., Moon R. L. // Appl. Phys. Lett. 1974. V. 25. N 11. P. 645-646.

- [9] Maloney T. J., Burt M. G., Escher J. S., Gregory P. E., Hyder S. B., Antypas G. A. // J. Appl. Phys. 1980. V. 51. N 5. P. 2879—2883.
- [10] Maloney T. J., Frey J. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. N 2. P. 754—757.
- [11] Федорюк М. В. Асимптотика: интегралы и ряды. М., 1987.
- [12] Израэльянц К. Р., Филиппов С. Л., Мусатов А. Л., Коротких В. Л., Кожанюк М. Б., Руссу Э. В. // Радиотехн. и электрон. 1987. Т. 12. В. 1. С. 192.
- [13] Umeby I., Choundhury A. N. M. M., Robson P. N. // Appl. Phys. Lett. 1980. V. 36. N 4. P. 302—303.
- [14] Cook L. W., Bulman G. E., Stilman G. E. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 40. N 7. P. 589—591.
- [15] Armiento G. A., Groves S. H. // Appl. Phys. Lett. 1983. V. 43. N 2. P. 198—200.
- [16] Pearsall T. P. // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 35. N 2. P. 168—170.

Институт радиотехники  
и электроники АН СССР  
Москва

Получена 8.02.1988  
Принята к печати 31.01.1989