

ФОТОЭМИССИЯ ГОРЯЧИХ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ ДИОДОВ ШОТТКИ p -InGaAs—Ag

Мусатов А. Л., Филиппов С. Л., Руссу Е. В., Смирнов В. Г.

Приведены спектральные и вольтамперные характеристики фотоэмиссии горячих электронов из диодов Шоттки p -InGaAs—Ag. Длинноволновая граница фотоэмиссии определяется шириной запрещенной зоны полупроводника и равна 1.65 мкм при $T \approx 200$ К. Анализ зависимостей фотоэмиссионного тока от обратного напряжения на диоде позволил сделать вывод о баллистическом механизме разогрева электронов в InGaAs в сильном электрическом поле в процессе эмиссии горячих электронов из этого полупроводника. Определена средняя длина свободного пробега горячих электронов l_g в Γ -минимуме зоны проводимости InGaAs. Показано, что в области энергии электронов $\epsilon = 1.3 \div 1.7$ эВ $l_g = 90$ Å.

При наличии в полупроводнике сильного электрического поля функция распределения электронов по энергиям становится сильно неравновесной. Если область сильного электрического поля находится вблизи поверхности полупроводника, то часть электронов, которые приобрели в электрическом поле энергию, превышающую величину электронного сродства, получает возможность выйти в вакуум: возникают эмиссия горячих электронов, а в случае возбуждения электронов светом в зону проводимости — фотоэмиссия горячих электронов. Наиболее удобными структурами для исследования эмиссии горячих электронов являются диоды Шоттки полупроводник p -типа—металл. В таких структурах область сильного электрического поля расположена непосредственно у поверхности полупроводника и отделена от вакуума лишь тонкой металлической пленкой. Исследования эмиссии горячих электронов из диодов Шоттки проводились в течение ряда лет и были направлены в основном на создание эффективных электронных [1] и фотоэлектронных эмиттеров [2]. Однако, кроме практического применения, эмиссия горячих электронов может быть использована как метод исследования механизма разогрева электронов в полупроводниках в сильном электрическом поле. Анализ эмиссионных характеристик позволяет определить функцию распределения электронов по энергиям [3], а также длины свободного пробега горячих электронов [4, 5] при энергиях электронов $\epsilon \sim 1$ эВ. В этих работах исследованы эмиссии горячих электронов проводились на кремнии [4] и фосфиде индия [3, 5]. В настоящей работе приведены результаты исследования фотоэмиссии горячих электронов из диодов Шоттки p -InGaAs—Ag. Определены длины свободного пробега горячих электронов в InGaAs ($E_g \approx 0.75$ эВ) при энергии электронов $\epsilon = 1.3 \div 1.7$ эВ.

1. Методика эксперимента

Изготовление диодов Шоттки p -InGaAs—Ag и исследования их фотоэмиссионных характеристик проводили в сверхвысоковакуумной камере с предельным вакуумом $P \sim 10^{-10}$ мм рт. ст. Диоды изготавливали напылением полупрозрачного слоя серебра на эпитаксиальные слои p -InGaAs ($E_g \approx 0.75$ эВ), легированные цинком с концентрацией $\sim 10^{16}$ см⁻³. Перед напылением серебра поверхность эпитаксиальных слоев очищали прогревом в сверхвысоком вакууме. Работа выхода серебряной пленки снижалась при адсорбции цезия и кислорода.

При комнатной температуре диоды $p\text{-InGaAs-Ag}$ имели большие обратные токи, вероятно, вследствие сравнительно малой высоты барьера Шоттки (согласно [6], $\varphi_b \approx 0.5$ эВ), что не позволяло приложить к диодам обратного напряжения достаточной величины. Охлаждение диодов до температуры ≈ 200 К приводило к резкому уменьшению обратных токов. Поэтому все эксперименты проводили при температуре ≈ 200 К. Фотоэлектронную эмиссию измеряли в режиме переменного тока в области спектра $\lambda = 0.8 \div 1.7$ мкм.

2. Результаты эксперимента и их обсуждение

Спектральные характеристики квантового выхода фотоэмиссии для одного из диодов $p\text{-InGaAs-Ag}$ приведены на рис. 1. При $V=0$ (кривая 1) наблюдается фотоэмиссия из пленки Ag со сниженной работой выхода. Длинноволновая

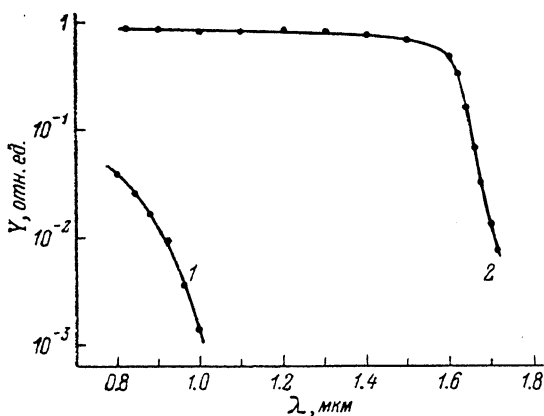


Рис. 1. Спектральные характеристики квантового выхода фотоэмиссии из диодов Шоттки $p\text{-InGaAs-Ag}$.

Работа выхода $\varphi = 1.2$ эВ. V , В: 1 — 0, 2 — 5.

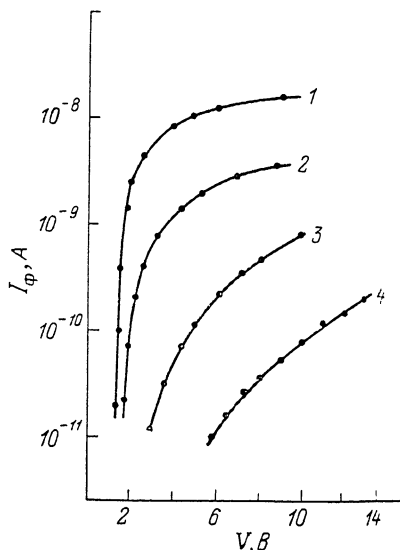


Рис. 2. Зависимости фотоэмиссионного тока ($\lambda = 1.3$ мкм) из диодов Шоттки $p\text{-InGaAs-Ag}$ от обратного напряжения на диоде при различных работах выхода φ .

φ , эВ: 1 — 1.17, 2 — 1.34, 3 — 1.58, 4 — 1.7.

граница такой фотоэмиссии $\lambda_{01} \approx 1.0$ мкм и определяется работой выхода пленки серебра, которая в данном случае равна $\varphi = 1.2$ эВ. При приложении к диоду обратного напряжения (кривая 2, $V = 5$ В) форма спектральной характеристики резко меняется. Длинноволновая граница фотоэмиссии в этом случае равна $\lambda_{02} = 1.65$ мкм и соответствует ширине запрещенной зоны полупроводника. В то же время величина квантового выхода фотоэмиссии становится практически постоянной во всей области спектра вплоть до длинноволновой границы. Соответствие длинноволновой границы величине E_g показывает, что наблюдаемая фотоэмиссия из диодов Шоттки, включенных в обратном направлении, определяется возбуждением электронов светом в зону проводимости полупроводника и их разогревом в сильном электрическом поле до энергии, превышающей величину электронного сродства [2].

Для фотоэмиссии горячих электронов характерна сильная зависимость величины фототока I_ϕ от напряжения на диоде. На рис. 2 приведена зависимость $I_\phi(V)$ при $\lambda = 1.3$ мкм для диода Шоттки $p\text{-InGaAs-Ag}$ при различных работах выхода пленки серебра. Как видно из рисунка, величина фототока быстро увеличивается с ростом обратного напряжения на диоде при всех исследованных работах выхода. Анализ данных характеристик позволяет определить

среднюю длину свободного пробега горячих электронов в полупроводнике. Для этого можно использовать выражение для фотоэмиссионного тока горячих электронов из диодов Шоттки полупроводник p -типа—металл, полученное нами в [5]. Согласно [5], в случае полупроводников типа $A^{III}B^V$ для I_ϕ можно записать следующее выражение:

$$I_\phi = e \frac{W}{h\nu} K T_0 T_e \frac{E_{\text{ср}}}{E_1} \exp \left\{ -\frac{\chi - \Delta_{\Gamma L}}{e E_{\text{ср}}} \left(\frac{1}{l_\Gamma} \right)_{\text{ср}} \right\}, \quad (1)$$

где

$$\left(\frac{1}{l_\Gamma} \right)_{\text{ср}} = \frac{1}{\chi - \Delta_{\Gamma L}} \int_{\Delta_{\Gamma L}}^{\chi} \frac{d\varepsilon}{l_\Gamma(\varepsilon)}. \quad (2)$$

Здесь e — заряд электрона, W — плотность потока падающего излучения, $h\nu$ — энергия фотонов, K — коэффициент сбора фотоэлектронов, $K=1/(1+$

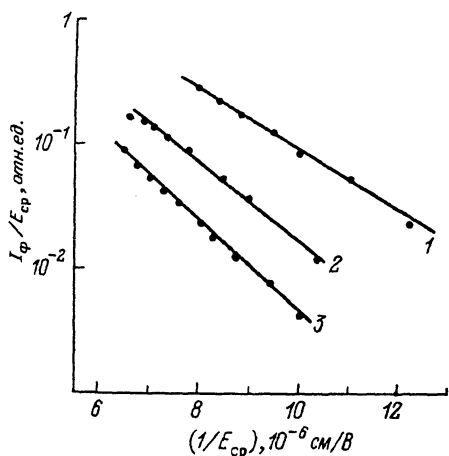


Рис. 3. Зависимости фотоэмиссионного тока ($\lambda=1.3$ мкм) из диодов Шоттки p -InGaAs—Ag от обратной напряженности электрического поля при различных работах выхода ϕ .

ϕ , эВ: 1 — 1.58, 2 — 1.69, 3 — 1.77.

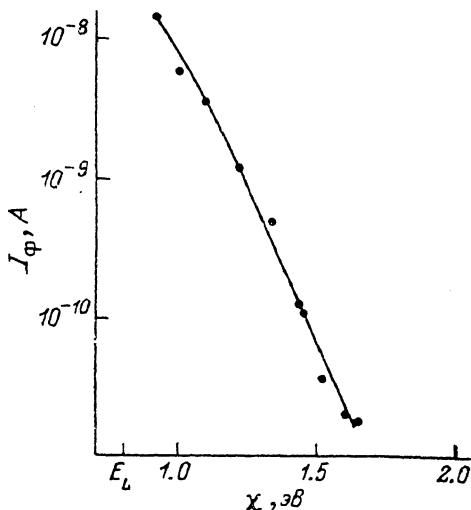


Рис. 4. Зависимость фотоэмиссионного тока ($\lambda=1.3$ мкм) из диодов Шоттки p -InGaAs—Ag от величины электронного сродства ($E=1.1 \cdot 10^5$ В/см).

$+1/\alpha L$), где α — коэффициент оптического поглощения, а L — диффузионная длина электронов, T_0 и T_e — оптическая и электронная прозрачности пленки серебра, χ — электронное сродство, $\Delta_{\Gamma L}$ — энергетический зазор между Γ - и L -минимумами зоны проводимости, l_Γ — длина свободного пробега горячих электронов в Γ -минимуме зоны проводимости, E_1 — константа, определяемая в основном зонной структурой полупроводника [5] и имеющая размерность электрического поля, $E_{\text{ср}}$ — величина среднего электрического поля в приповерхностной области диода Шоттки размером d_0 , где электроны набирают энергию от $\varepsilon \approx \Delta_{\Gamma L}$ до значения, превышающего величину электронного сродства χ . При этом полагалось, что электрическое поле достаточно сильное, так что средняя энергия электронов равна $\Delta_{\Gamma L}$ [5],

$$E_{\text{ср}} = \frac{1}{d_0} \int_0^{d_0} E(x) dx, \quad (3)$$

$$d_0 = d \left(1 - \sqrt{1 - \frac{\chi - \Delta_{\Gamma L}}{V - V_D}} \right), \quad (4)$$

где V_D — диффузионный потенциал, а d — ширина области изгиба зон.

Из выражения (1) следует, что $\lg(I_{\phi}/E_{cp}) \sim 1/E_{cp}$, т. е. характеристики $I_{\phi}(V)$, построенные в координатах $\lg(I_{\phi}/E_{cp})=f(1/E_{cp})$, должны быть прямолинейными, а наклон этих характеристик определяется величинами χ , Δ_{GL} и l_{cp} . Таким образом, зная величины электронного сродства χ и Δ_{GL} , из наклона характеристик $\lg(I_{\phi}/E_{cp})=f(1/E_{cp})$ можно определить среднюю длину свободного пробега $l_{cp} \approx 1/(1/l_r)_{cp}$ при энергии $\epsilon = \chi$.

На рис. 3 приведены экспериментальные зависимости фотоэмиссионного тока из диодов Шоттки $p\text{-InGaAs-Ag}$ от электрического поля, построенные в координатах $\lg(I_{\phi}/E_{cp})=f(1/E_{cp})$. Характеристики измерены при освещении диода светом постоянной мощности при $\lambda = 1.3$ мкм и различных работах выхода серебряной пленки. Как видно из рисунка, характеристики линейны в указанных координатах, т. е. согласуются с выражением для эмиссионного тока (1). Используя это выражение и принимая для InGaAs ($E_g = 0.75$ эВ) $\Delta_{GL} \approx \approx 0.8$ эВ [7], мы определили значения длин свободного пробега горячих электронов с энергией ϵ , равной величине электронного сродства χ . При этом χ связано с работой выхода φ следующим соотношением:

$$\chi = \varphi - (E_g - \varphi_b). \quad (5)$$

Здесь φ_b — высота барьера на контакте Шоттки, которая для $p\text{-InGaAs-Ag}$ равна ≈ 0.5 эВ [6]. Проведенный анализ показывает, что для InGaAs в области энергий $\epsilon = 1.3 \div 1.7$ эВ l_{cp} не зависит от энергии и равна (90 ± 10) Å.

Если длина свободного пробега не зависит от энергии, то в соответствии с выражением (1) величина эмиссионного тока должна экспоненциально падать с увеличением электронного сродства. Зависимость $I_{\phi}(\chi)$ приведена на рис. 4 в полулогарифмических координатах. Как видно из рисунка, зависимость $\lg I_{\phi} = f(\chi)$ представляет собой прямую линию в области значений $\chi > 1.1$ эВ, т. е. в области энергий, заметно превышающих энергию L -минимума зоны проводимости. Прямолинейность характеристики $I_{\phi}(\chi)$ в указанных координатах подтверждает сделанный ранее вывод о постоянстве средней длины свободного пробега горячих электронов в данной области энергий ($1.1 < \epsilon < 1.7$ эВ).

При уменьшении величины электронного сродства χ до < 1.1 эВ (рис. 4), т. е. при приближении энергии эмиттированных электронов к энергии L -минимума зоны проводимости, рост $I_{\phi}(\chi)$ замедляется и зависимость $I_{\phi}(\chi)$ в данных координатах отклоняется от прямолинейной, что указывает на увеличение длины свободного пробега горячих электронов. Увеличение l_{cp} при уменьшении энергии электронов в Γ -долине и приближении их энергии к энергии дна L -долины характерно для междолинного рассеяния между Γ - и L -долинами [8].

Следует отметить, что формула (1) для фотоэмиссионного тока была получена в [5] на основе выражения для функции распределения горячих электронов $f_{\Gamma}(\epsilon)$ в Γ -долине полупроводника в сильном электрическом поле, приведенного в [9] и видоизмененного нами с учетом рассеяния между Γ - и L -долинами. В таком случае

$$f_{\Gamma}(\epsilon, 0) = \Phi_{\Gamma}(\epsilon, 0) \exp \left\{ - \int_{\Delta_{GL}}^{\epsilon} \frac{d\epsilon'}{eEl_{\Gamma}(\epsilon')} \right\}, \quad (6)$$

где $\Phi_{\Gamma}(\epsilon, 0)$ слабо зависит от энергии.

При выводе выражения для $f_{\Gamma}(\epsilon, 0)$ в [9] предполагалось, что электрическое поле достаточно сильное, так что средняя энергия электронов равна Δ_{GL} . Функция распределения электронов по энергии, приведенная в (6), описывает электроны, набравшие при сильном электрическом поле энергию от $\epsilon = \Delta_{GL}$ до ϵ без столкновений, т. е. определяется дрейфовым или баллистическим механизмом разогрева фотоэлектронов в полупроводнике. Соответствие экспериментальных характеристик $I_{\phi}(E)$ и $I_{\phi}(\chi)$ выражению (1), полученному на основе функции распределения электронов по энергиям (6), позволяет, по нашему мнению, сделать вывод, что эмиссия горячих электронов из диодов Шоттки

p-InGaAs—Ag определяется баллистическим разогревом электронов в полупроводнике в сильном электрическом поле.

Следует также отметить, что выражение (6) для $f_{\Gamma}(\varepsilon, \theta)$ получено в [9] предположении, что доминирующим механизмом рассеяния горячих электронов в полупроводнике является междолинное рассеяние. При этом потери энергии при ударной ионизации не рассматривались. Включение дополнительного механизма рассеяния горячих электронов за счет ударной ионизации должно приводить к заметному уменьшению средней длины свободного пробега $l_{\text{ср}}$. Однако в наших экспериментах уменьшения величины $l_{\text{ср}}$ не наблюдается, хотя энергия горячих электронов достигает $\varepsilon \approx 1.7$ эВ и превышает $2E_g$. В то же время, согласно современным представлениям [7, 9, 10], порог ударной ионизации $E_g < E_i < 1.5 E_g$. По нашему мнению, для объяснения этого факта следует предположить, что вероятность ударной ионизации вблизи порога существенно меньше, чем вероятность междолинного рассеяния, и вследствие этого появление нового механизма рассеяния не приводит к заметному уменьшению $l_{\text{ср}}$. В противном случае следует сделать вывод, что порог ударной ионизации в InGaAs $E_i > 2E_g$.

Авторы благодарны К. Р. Израэлю за помощь при проведении экспериментов.

Список литературы

- [1] Ненакаливаемые катоды / Под ред. М. И. Елинсона. М., 1974. 240 с.
- [2] Escher J. S., Gregory P. E., Hyder S. B., Sankaran R. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 4. P. 2591—2592.
- [3] Мусатов А. Л., Коротких В. Л., Филиппов С. Л. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1988. Т. 52. В. 8. С. 1549—1552.
- [4] Itoh T., Matsuda I., Hasegawa K. // J. Appl. Phys. 1970. V. 41. N 5. P. 1945—1951.
- [5] Мусатов А. Л., Коротких В. Л., Филиппов С. Л. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 6. С. 994—1001.
- [6] Escher J. S., James L. W., Sankaran R. et al. // J. Vac. Sci. Techn. 1976. V. 13. N 4. P. 874—875.
- [7] Ridley B. K. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. N 2. P. 754—764.
- [8] Конуэлл Э. Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях. М., 1970. 384 с.
- [9] Дмитриев А. П., Михайлова А. П., Ясневич И. Н. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 1. С. 46—51.
- [10] Pearsall T. P. // Appl. Phys. Lett. 1979. V. 35. N 2. P. 168—170.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Москва

Получена 5.02.1990
Принята к печати 23.03.1990