

## РЕЗОНАНСНЫЕ ЯВЛЕНИЯ В СТРУКТУРАХ ШОТТКИ ПРИ ВОЗБУЖДЕНИИ «МЕДЛЕННЫХ» ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН

Беляков Л. В., Горячев Д. Н., Румянцев Б. Л.,  
Сресели О. М., Ярошецкий И. Д.

Исследованы резонансные явления в фотоэлектрических свойствах диодов Шоттки с регулярно профилированной поверхностью: резонансные пики фототовета на спектральных и угловых зависимостях при возбуждении  $p$ -поляризованным светом и аналогичные пики в спектрах электролюминесценции диодов в условиях, когда возможно существование поверхностных электромагнитных волн на границе металл—полупроводник, так называемой «медленной» поляритонной моды.

В структурах Au— $n$ -GaP при возбуждении примесным светом со стороны полупроводника фотототвот возрастает более чем на порядок по сравнению с диодом без профилирования и становится селективным, причем резонансная длина волны сильно зависит от диэлектрических свойств границы раздела.

На спектрах электролюминесценции этих же структур получены линейно поляризованные пики, вызванные возбуждением поверхностных электромагнитных волн.

Недавно обнаруженные резонансные явления в фотоэлектрических свойствах диодов Шоттки с регулярно профилированной поверхностью (резонансные пики фототовета на спектральных и угловых зависимостях при возбуждении  $p$ -поляризованным светом [1, 2] и аналогичные пики в спектрах электролюминесценции диодов как при прямом, так и при обратном смещениях [3, 4]) объясняются возбуждением поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) на гофрированной границе раздела воздух—металл. Естественно ожидать, что ПЭВ на границе металл—полупроводник так же, а возможно, и в более сильной степени будут влиять на свойства диодов Шоттки. Однако возбуждение и наблюдение ПЭВ на этой границе встречают ряд экспериментальных трудностей, так как граница раздела «захоронена» внутри структуры, а вследствие высоких показателей преломления полупроводников эти ПЭВ существуют только в области больших волновых векторов ( $2 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ ) и относительно малых квантов возбуждающего света ( $\sim 1 \text{ эВ}$ ).

В настоящей работе исследованы фотототвот и электролюминесценция диодов Шоттки с профилированной поверхностью в условиях, когда возможно существование ПЭВ на границе металл—полупроводник, так называемой «медленной» поляритонной моды (в отличие от «быстрой» моды, локализованной на границе металл—воздух). Использовался фосфид галлия, обладающий наименьшим показателем преломления среди распространенных полупроводников группы  $A^{III}B^V$ . На полированной поверхности  $n$ -GaP ( $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ) методом интерференционного фотохимического травления создавалась рельефная дифракционная решетка с шагом  $a=0.36-0.37 \text{ мкм}$  и глубиной  $100-300 \text{ \AA}$ , поверх которой напылялась пленка металла — золота или серебра — толщиной  $> 500 \text{ \AA}$ . Вторым электродом служил вплавленный индий. Полученная структура представляет собой диод Шоттки с высотой барьера, по измерениям вольтамперных и вольтфарадных характеристик,  $1.2-1.3 \text{ эВ}$  (большие значения дают вольтфарадные измерения). Между металлом и полупроводником присутствует тонкий слой собственного окисла (коэффициент неидеальности  $1.4-1.6$ ).

**Фотоответ структуры.** Для возбуждения «медленных» ПЭВ засветка структуры осуществлялась со стороны полупроводника слабо поглощаемым светом с длиной волны 1.06 или 1.15 мкм, что соответствует энергиям квантов 1.17 и 1.08 эВ (см. вставку на рис. 1). Чувствительность структур на этих длинах волн, особенно на 1.15 мкм, очень мала, так как фотоответ определяется, по-видимому, двойными оптическими переходами через глубокие уровни, например, кислорода ( $E_c = -0.846$  эВ) [5] с привлечением поверхностных состояний на границе раздела.

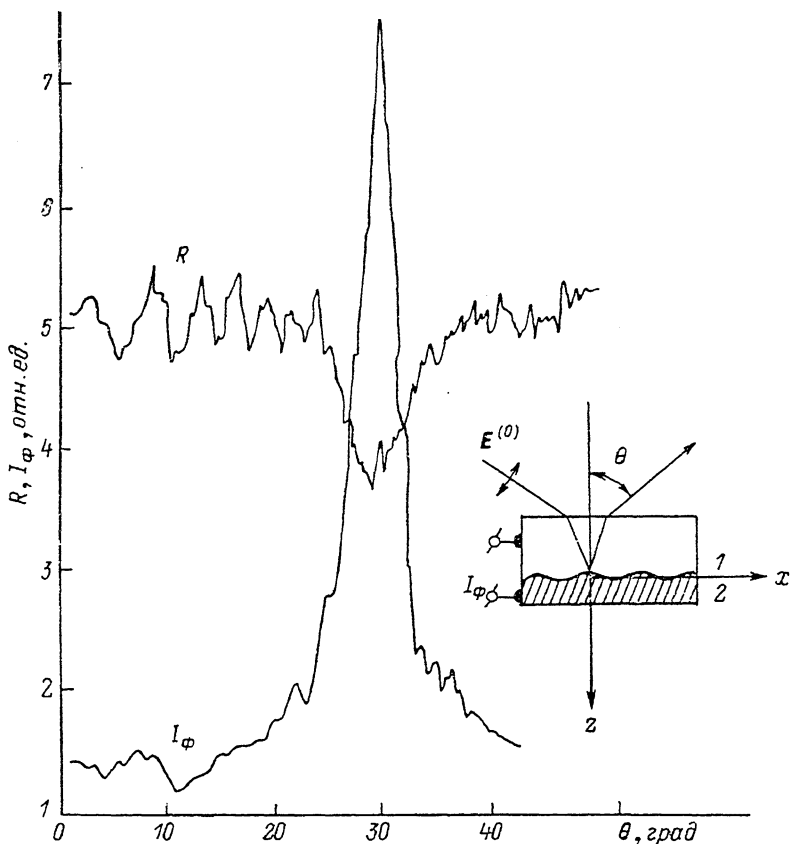


Рис. 1. Коэффициент отражения  $R$  и фотоответ  $I_\phi$  структуры  $\text{Ag}-n\text{-GaP}$ ,  $\lambda = 1.06$  мкм. Параметры дифракционной решетки:  $a = 0.386$  мкм,  $2\varepsilon_0 = 250 \text{ \AA}$   $k_\pi$  (расч.)  $= 2.045 \cdot 10^5$ ,  $k_\pi$  (эксп.)  $= 2.00 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ .

Угловые зависимости коэффициентов отражения  $R$  и фотоответа  $I_\phi$  приведены на рис. 1. Значение волнового вектора ПЭВ  $k_\pi$ , соответствующее резонансному углу  $\theta_0$  и полученное из уравнения

$$\frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta_0 + \frac{2\pi}{a} = k_\pi, \quad (1)$$

близко к величине  $k_\pi$ , рассчитанной для гладкой границы металл—полупроводник:

$$k_\pi = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}, \quad (2)$$

где  $\varepsilon_1$  и  $\varepsilon_2$  — диэлектрические проницаемости полупроводника и металла соответственно. Цифровые данные приведены на рис. 1. В зависимости от глубины решетки и используемого металла отношение фотоответа в резонансе и вдали от него  $I_\pi^0/I_\phi^0$  и полуширина пика меняются; максимальные значения  $I_\pi^0/I_\phi^0$  составляют 10—15 при полуширине пика 4—5°.

Механизм образования резонансного пика фототовета при возбуждении медленной моды отличается от механизма образования пика при возбуждении ПЭВ на границе воздух—металл. В последнем случае при толщине металла, меньшей глубины проникновения поля ПЭВ в него, «хвост» моды проникает в полупроводник, трансформируется там в излучательную моду и поглощается, рождая электронно-дырочные пары. Усиление же фототовета при возбуждении медленной моды связано с генерацией электронно-дырочных пар при поглощении нерезонансионной ПЭВ, локализованной на границе раздела металл—полу-

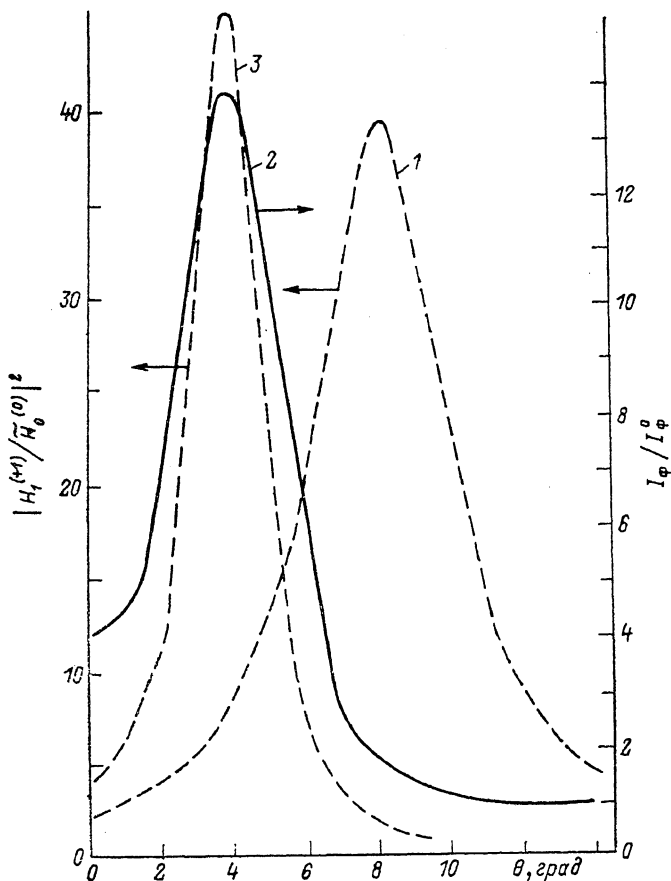


Рис. 2.

При расчете принято:  $\epsilon_1$  (GaP)=9.5 [1],  $\epsilon_2$  (Au)=-58.8+i·4.785 [11];  $\lambda=1.15$  мкм.

проводник. Оно определяется усилением электромагнитного поля световой волны и геометрическим фактором — изменением величины активной области полупроводника, т. е. того объема, в котором происходит разделение генерированных электронно-дырочных пар. Нерезонансный фотототв возбуждается в объеме, определяемом произведением суммы ширины ОПЗ и диффузионной длины неосновных носителей заряда  $W+L$  на площадь светового пучка, резонансный фотототв — в объеме, определяемом глубиной проникновения ПЭВ в полупроводник  $L_s$  (она порядка 0.07 мкм) и площадью пучка. Длина пробега ПЭВ вдоль поверхности в исследуемой области спектра ( $L_x \sim 5$  мкм) много меньше линейных размеров пучка, поэтому ею можно пренебречь в оценке объема активной области.

Для определения усиления интенсивности поля ПЭВ была численно решена задача о возбуждении и распространении ПЭВ на синусоидально профилированной границе раздела металл—полупроводник. Использовался хорошо известный рэлеевский метод (см., например, [6]), заключающийся в разложении электромагнитного поля (в случае  $p$ -поляризации поле определяется одной компо-

нентой  $H=H_y$ ) в каждой среде на сумму вида

$$H_l(x, z, t) = \exp(-i\omega t) \left[ \tilde{H}_l^{(0)} \exp(ik_x^{(0)}x + ik_z^{(0)}z) + \sum_{n=-\infty}^{\infty} H_l^{(n)} \exp(ik_x^{(n)}x + ik_z^{(n)}z) \right],$$

где  $l$  нумерует среду, а

$$k_x^{(n)} = \frac{2\pi}{\lambda} \sin \theta_0 + n \frac{2\pi}{a}, \quad (k_z^{(n)})^2 = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2 \epsilon_l - (k_x^{(n)})^2.$$

Такой ряд для используемых глубин решеток достаточно хорошо сходится при небольшом числе членов разложения; разница между величинами полей, вычисленных с учетом первых 7 или 9 членов разложения, не превышала 1% во всем интервале углов вплоть до значений амплитуды решетки  $\xi_0 \leq 0.05 a$ .

На рис. 2 приведены угловые зависимости расчетной величины  $|H_1^{(\pm 1)} / \tilde{H}_1^{(0)}|^2$ , где  $H_1^{(\pm 1)}$

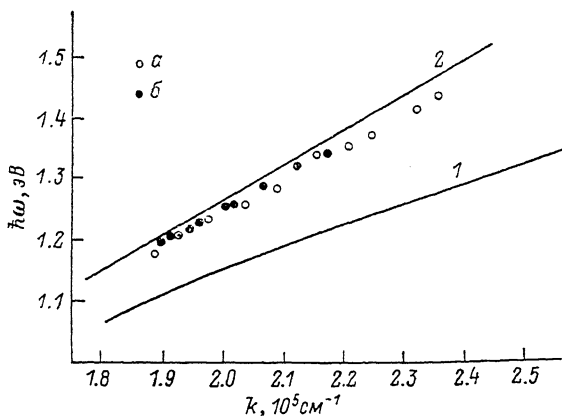


Рис. 3. Дисперсионные зависимости медленных ПЭВ в системе Au—n-GaP.

1 — расчетная дисперсионная кривая для полубесконечных сред с гладкой границей раздела; а по [10, 11]; 2 — световая линия  $\omega = ck$ . Экспериментальные точки получены из спектральных зависимостей фототовета (а) и электролюминесценции (б).

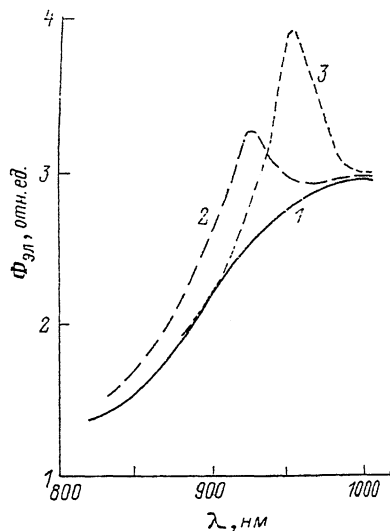


Рис. 4. Спектры ЭЛ структуры Au—n-GaP при прямом смещении.

1 — гладкая граница раздела; 2, 3 — с дифракционной решеткой;  $a = 0.358 a$ ,  $2\xi_0 = 250 \text{ \AA}$ .  $\theta$ , град: 2 — 40, 3 — 30.

и  $\tilde{H}_l^{(0)}$  — коэффициенты в рэлеевском разложении магнитного поля (кривая 1), и фототовета структуры Au—GaP с дифракционной решеткой на границе раздела (кривая 2), имеющей шаг  $a = 0.358 \text{ мкм}$  и глубину  $2\xi_0 = 200 \text{ \AA}$ . Усиление в максимуме расчетной кривой составляет 40; экспериментально полученное значение  $I_{\phi}^n / I_{\phi}^0 = 14$ . Фотототв определяется средним от квадрата амплитуды поля по активной области полупроводника. Так как глубина проникновения ПЭВ в полупроводник меньше диффузионной длины (последняя, согласно фотоэлектрехимическим измерениям, составляет  $\sim 0.2 \text{ мкм}$ ) и ширины ОПЗ ( $\sim 0.1 \text{ мкм}$ ), усиление фототовета должно быть в несколько раз меньше усиления интенсивности поля вблизи поверхности, и согласие между экспериментом и расчетом можно считать удовлетворительным. Расчетная полуширина пика  $\Delta\theta_0 = 4^\circ$ , экспериментальная — около  $4^\circ$ . Отметим, однако, различие в расчетном и экспериментальном значениях  $\theta_0$ , свидетельствующее, по-видимому, о несоответствии принятых в расчете и реальных значений  $\epsilon$ . Различие вызвано скорее всего существованием окисного слоя между металлом и полупроводником. Полученная из спектральных характеристик фототовета дисперсионная кривая ПЭВ расположена левее расчетной (рис. 3), что подтверждает это предположение. Был приведен численный расчет трехслойной системы, в которой окисный слой моделировался однородной диэлектрической прослойкой с  $\epsilon = 2.8$  [7], расположенной между металлом и полупроводником. Толщина прослойки под-

биралась так, чтобы получить экспериментальное угловое положение пика. В нашем случае толщина оксида составила  $48 \text{ \AA}$  (рис. 2, кривая 3).

Полученные результаты свидетельствуют о том, что при возбуждении при-месным светом со стороны полупроводника фототок диода Шоттки с гофрированной границей раздела возрастает более чем на порядок по сравнению с диодом без профилирования и становится селективным, причем резонансная длина волны сильно зависит от диэлектрических свойств границы раздела.

*Электролюминесценция структуры.* На этих же структурах были сняты спектры электролюминесценции (ЭЛ). Последняя возбуждалась импульсами тока частотой  $140 \text{ Гц}$  со скважностью 6 и амплитудой  $50\text{--}150 \text{ мА}$  при прямом смещении (площадь диодов  $0.02\text{--}0.10 \text{ см}^2$ ). Спектры ЭЛ измерялись со стороны полупроводника с помощью монохроматора и ФЭУ. Угловое разрешение составляло величину  $3\text{--}5^\circ$ . На спектрах структур с гладкой поверхностью в ИК области спектра при этом наблюдается широкий максимум ЭЛ (рис. 4, кривая 1), связанный, по-видимому, с эмиссией света из металла при туннелировании электронов сквозь окисный слой из полупроводника в металл [8]. При наблюдении ЭЛ на структурах с гофрированной поверхностью на спектральной зависимости ЭЛ появляется резонансный пик, угловое положение которого зависит от угла наблюдения и периода профилирования, а излучение линейно поляризовано так, что вектор магнитного поля параллелен штрихам решетки (кривые 2, 3). Расчет по уравнению (4) показал, что этот максимум соответствует переизлучению ПЭВ, распространяющихся по границе металл—полупроводник, т. е. медленной моды, в объемную световую волну посредством дифракционной решетки. Положение экспериментальных точек дисперсионной кривой ЭЛ совпадает с данными по фототокту (рис. 3).

Ранее высказывались предположения о возможном возбуждении медленных ПЭВ на границе металл—диэлектрик благодаря высокочастотным флуктуациям туннельного тока в металле, чем было объяснено широкополосное излучение в МОМ структурах. Преобразование безызлучательной моды в излучательную происходит при этом на шероховатостях границы раздела [9]. Приведенные на рис. 4 спектры являются прямым доказательством возникновения медленных ПЭВ при протекании туннельного тока через структуру металл—полупроводник. Дополнив ранее огрубленные данные [3, 4], мы показали, что возбуждение спектра ПЭВ происходит одновременно на обеих границах раздела, т. е. при протекании тока возбуждаются и быстрые, и медленные моды, а вывод излучения из образца зависит от условий преобразования нерадиационных ПЭВ в радиационную моду, в частности от периода штрихов дифракционной решетки.

В заключение отметим, что полученные в данной работе результаты являются первым описанием резонансных фотоэлектрических эффектов, связанных с возбуждением медленной поверхности моды ПЭВ. Рассмотренные явления открывают дополнительные возможности для использования диодов Шоттки в качестве как приемников излучения, так и излучателей.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Беляков Л. В., Горячев Д. Н., Сресели О. М., Ярошецкий И. Д. // Письма ЖТФ. 1985. Т. 11. В. 19. С. 1162—1165.
- [2] Berthold K., Beinstingl W., Berger R., Gornik E. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 48. N 8. P. 526—528.
- [3] Беляков Л. В., Горячев Д. Н., Румянцев Б. Л., Сресели О. М., Ярошецкий И. Д. // Письма ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 8. С. 757—761.
- [4] Köck A., Beinstingl W., Berthold K., Gornik E. // Appl. Phys. Lett. 1988. V. 52. N 14. P. 1164—1166.
- [5] Излучательная рекомбинация в полупроводниках / Под ред. Я. Е. Покровского. М., 1972. 304 с.
- [6] Toigo F., Marvin A., Celli V., Hill N. R. // Phys. Rev. B: Sol. St. 1977. V. 15. P. 5618.
- [7] Aspnes D. E., Schwarz B., Studna A. A., Derick L., Koszi L. A. // J. Appl. Phys. 1977. V. 48. N 8. P. 3510—3513.
- [8] Косяченко Л. А., Кухто Е. Ф., Склярчук В. М. // ЖТФ. 1984. Т. 54. В. 6. С. 1185—1186.
- [9] Laks B., Mills D. L. // Phys. Rev. B. 1979. V. 20. N 12. P. 4962—4980.
- [10] Clark G. D., Holonyak N. // Phys. Rev. 1967. V. 156. N 3. P. 913—924.
- [11] Johnson P. B., Christy R. W. // Phys. Rev. B. 1972. V. 6. N 12. P. 4370—4379.