

## ВЛИЯНИЕ ИНДУЦИРОВАННОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОЛЕМ АНИЗОТРОПИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ НА ВОЛЬТАМПЕРНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В *n*-Si ПРИ 77 К

Жадько И. П., Кучерук А. Д., Романов В. А., Сердега Б. К.

При 77 К в образцах *n*-Si различных кристаллографических ориентаций обнаружена сильная ориентационная зависимость вольтамперных характеристик фотопроводимости (ВАХ ФП). На основе всей совокупности экспериментальных данных установлено, что указанная зависимость является прямым следствием развития двух типов поперечных концентрационных эффектов на неравновесных носителях в условиях индуцированной электрическим полем анизотропии электронной проводимости.

1. Как известно, в многодолинных кубических полупроводниках типа Ge и Si направленный перенос носителей заряда при достаточно низких температурах сопровождается появлением заметной анизотропии электронной проводимости, приводящей в итоге к возможности наблюдения ряда эффектов, не свойственных материалам с изотропной электропроводностью [1-8].

В настоящей работе на примере *n*-Si впервые, насколько нам известно, исследованы особенности фотопроводимости многодолинного полупроводника в условиях анизотропии, возбужденной внешним электрическим полем. Опыты, выполненные при 77 К на образцах различных кристаллографических ориентаций, позволили обнаружить сильную ориентационную зависимость вольтамперных характеристик фотопроводимости (ВАХ ФП), природа которой, как показывает анализ, связана с анизотропией проводимости, вызванной полем разогревом электронов в объеме и их междолинным перераспределением у поверхностей образцов.

2. Измерения проводились на высокоомных ( $\rho = 500$  Ом·см при 300 К) образцах *n*-Si в форме прямоугольных пластин с размерами, мм:  $l_x = 10$ ,  $l_y = 0.25$ ,  $l_z = 3$ . Все образцы подвергались стандартной обработке (механической полировке и последующему травлению в CP-7; омические контакты наносились на одну из *zx*-поверхностей у торцевых *yz*-граней). Кристаллографическая ориентация образцов такова, что ось [001] всегда совпадает с *z*-направлением образца, а ось [100] составляет с *x*-направлением угол  $\varphi$ , равный 22.5 (1-я группа), 45 и 90° (2-я и 3-я группы соответственно).

В качестве источников возбуждения использовались светодиоды, излучение которых интенсивностью  $\sim 10^{14}$  кв/см<sup>2</sup>·с поглощалось в Si на характеристических длинах  $\lambda_{cp}^{-1}$ , равных 3 и 170 мкм ( $\lambda_{cp}$  — усредненное значение коэффициента поглощения в Si в спектральной полосе излучения конкретного светодиода). Частота модуляции возбуждающего излучения обычно не превышала величину обратного времени жизни неосновных носителей тока в исследованных кристаллах при 77 К.

На образцах указанных ориентацией при наличии и в отсутствие стационарной подсветки от обычной лампы накаливания изучались ВАХ ФП в зависимости от спектрального состава возбуждающего излучения, модулированного на частоте 1 МГц. Результаты исследований в основном сводятся к следующему.

В случае возбуждения сильно поглощаемым светом ( $\alpha_{\text{ср}}^{-1} \approx 3$  мкм) ВАХ ФП образцов 2-й группы ( $\varphi = 45^\circ$ ) более сублинейны, чем аналогичные характеристики темновой проводимости, причем сублинейность существенно возрастает при наличии стационарной подсветки, интенсивность которой значительно выше интенсивности модулированного излучения ( $\sim 10^{15}$  кв/см<sup>2</sup>·с). Это хорошо видно из сравнения кривых 1—3 (рис. 1), где для наглядности все ВАХ в области линейности ( $|E_x| \leq 20$  В/см) приведены к одному значению проводимости. Наоборот, при возбуждении слабо поглощаемым излучением ( $\alpha_{\text{ср}}^{-1} \approx 170$  мкм) ВАХ ФП указанных образцов менее сублинейны и при наличии стационарной подсветки становятся линейными практически во всем исследованном диапазоне полей (рис. 1, кривые 4, 5).

ВАХ ФП образцов 3-й группы ( $\varphi = 90^\circ$ ) при возбуждении слабо поглощаемым светом практически совпадают с соответствующими зависимостями для образцов 2-й группы (рис. 1, кривые 4, 5), а в случае сильно поглощаемого излучения аналогичны темновым ВАХ как в отсутствие, так и при наличии стационарной подсветки. Отметим также, что ВАХ ФП образцов 2-й и 3-й групп являются

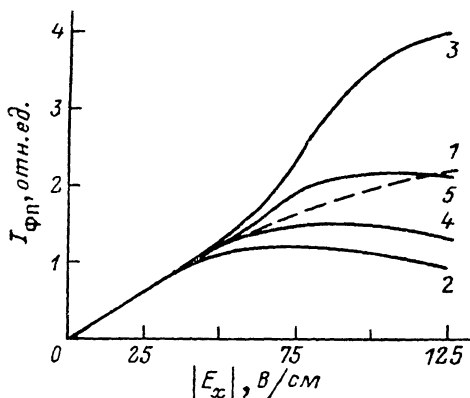


Рис. 1. Вольтамперные характеристики фотопроводимости образца 2-й группы.

1 — ВАХ темновой проводимости; 2, 3 — возбуждение сильно поглощаемым светом ( $\chi_{\text{ср}} \approx 3.3 \cdot 10^3$  см<sup>-1</sup>); 4, 5 — возбуждение слабо поглощаемым светом ( $\chi_{\text{ср}} \approx 5.9$  см<sup>-1</sup>); 2, 4 — в отсутствие стационарной подсветки; 3, 5 — при наличии подсветки.

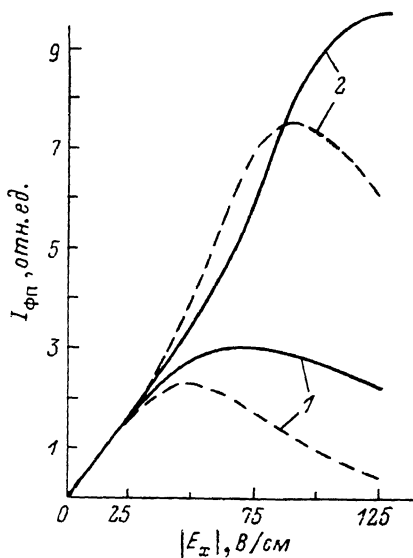


Рис. 2. Вольтамперные характеристики фотопроводимости образца 1-й группы при возбуждении сильно поглощаемым излучением ( $\chi_{\text{ср}} \approx 3.3 \cdot 10^3$  см<sup>-1</sup>) и наличии стационарной подсветки.

1 —  $E_x > 0$ , 2 —  $E_x < 0$ .

симметричными, т. е. их вид не зависит от знака приложенного к образцу электрического поля.

ВАХ ФП образцов 1-й группы ( $\varphi = 22.5^\circ$ ) сильно нелинейны и асимметричны, чем принципиально отличаются от аналогичных характеристик образцов 2-й и 3-й групп. В качестве примера на рис. 2 и 3 приведены ВАХ ФП для одного из образцов 1-й группы в случае возбуждения сильно и слабо поглощаемым излучением (сплошные кривые на рис. 2 и 3 соответственно) при наличии стационарной подсветки. В отсутствие последней нелинейность и полевая асимметрия ВАХ ФП выражены слабее.

3. При анализе полученных результатов, в первую очередь, следует учитывать полевой разогрев носителей тока [6], приповерхностное междолинное перераспределение электронов [1, 4, 5], дрейфовый вынос электронно-дырочных пар в один из контактов образца, искажение линейного распределения потенциала вдоль длины образца при его освещении — четыре фактора, наиболее сильно влияющих на вид ВАХ ФП. Два из них (дрейфовый вынос и искажение распределения потенциала) легко поддаются контролю, и их влияние на результаты измерений в наших опытах было несущественным. Поэтому основные особенности ВАХ ФП следует связывать с междолинным перераспределением электронов у поверхностей и разогревными эффектами, среди которых наиболее существенными являются наведенная полем анизотропия проводимости и поле-

вая зависимость интенсивности рекомбинационных процессов в объеме и на поверхностях образцов.

С учетом вышеизложенного нетрудно понять, что своеобразный вид ВАХ ФП для образцов 1-й группы (рис. 2) в основном является следствием развития разогревного концентрационного эффекта [7, 8] на неравновесных носителях, возбуждаемых светом. Действительно, только в образцах этой группы в греющих полях возникает поперечная анизотропия проводимости (эффект Сасаки [6]), и, следовательно, возможен поперечный вынос электронно-дырочных пар к одной из поверхностей кристалла. В этом случае при слабом разогреве носителей ВАХ ФП в линейном приближении по интенсивности возбуждающего излучения и в предположении равенства времен жизни электронов и дырок описывается выражением

$$I_{\text{ФП}} \approx eaD [\Delta p(l) - \Delta p(0)] + (u_n + u_p) \int_0^l \Delta p dy, \quad (1)$$

где  $a$  — параметр анизотропии, возбуждаемой греющим электрическим полем (подробнее о нем будет сказано далее),  $D \approx D_p$  — коэффициент биполярной диффузии,  $\Delta p$  — концентрация неравновесных дырок [ $\Delta p(0)$  и  $\Delta p(l)$  — ее значения у освещаемой и тыловой поверхностей образца соответственно],  $u_n, u_p$  — подвижности электронов и дырок.

Значения неравновесной концентрации  $\Delta p$  находим из решения уравнения биполярного переноса

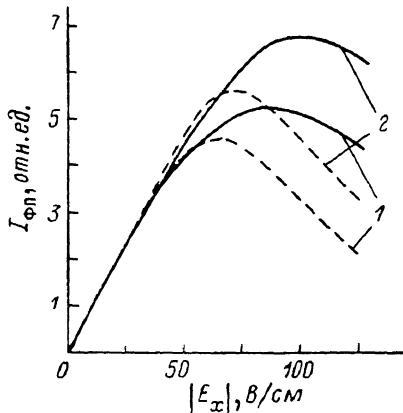


Рис. 3.

То же, что и на рис. 2, но при возбуждении образца слабо поглощаемым светом ( $\alpha_{\text{ср}} \approx 5.9 \text{ см}^{-1}$ ).

$$\frac{\partial^2 \Delta p}{\partial y^2} + \frac{eaE_x}{kT} \frac{\partial \Delta p}{\partial y} - \frac{\Delta p}{L^2} + \frac{xG}{D} \exp(-\alpha y) = 0 \quad (2)$$

с граничными условиями

$$\begin{aligned} D \left[ \frac{\partial \Delta p(0)}{\partial y} + \frac{eaE_x}{kT} \Delta p(0) \right] &= S_0 \Delta p(0), \\ D \left[ \frac{\partial \Delta p(l)}{\partial y} + \frac{eaE_x}{kT} \Delta p(l) \right] &= -S_l \Delta p(l). \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $S_0, S_l$  — скорости поверхностной рекомбинации на освещаемой и тыловой поверхностях образца соответственно,  $G$  — плотность потока фотонных, проходящих через освещаемую поверхность,  $\alpha$  — коэффициент поглощения возбуждающего излучения,  $E_x$  — электрическое поле, приложенное к образцу,  $L = \sqrt{D\tau}$  — биполярная длина диффузионного смещения носителей.

Подставляя найденное значение  $\Delta p(y)$  в (1), окончательно находим

$$\begin{aligned} I_{\text{ФП}} &= \frac{exGE_x}{D(x^2 - L^{-2} - \alpha^2)} \left\{ (1 - e^{-\alpha l}) \left( aD - \frac{u_n + u_p}{\alpha} \right) + \right. \\ &+ \left. \frac{1}{\Delta} \left[ c_1 (e^{k_1 l} - 1) \left( aD + \frac{u_n + u_p}{k_1} \right) - c_2 (e^{k_2 l} - 1) \left( aD + \frac{u_n + u_p}{k_2} \right) \right] \right\}, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$\Delta = e^{k_1 l} (S_0 + Dk_1) (S_l - Dk_2) - e^{k_2 l} (S_0 + Dk_2) (S_l - Dk_1), \quad (5)$$

$$c_1 = e^{k_2 l} [D(f - \alpha) - S_0] (S_l - Dk_1) + e^{-\alpha l} [D(f - \alpha) + S_l] (S_0 + Dk_1), \quad (6)$$

$$c_2 = e^{k_1 l} [D(f - x) - S_0] (S_1 - Dk_2) + e^{-x l} [D(f - x) + S_1] (S_0 + Dk_2), \quad (7)$$

$$k_{1, 2} = \frac{1}{L} (-\gamma \pm \sqrt{1 + \gamma^2}), \quad \gamma = \frac{eaE_x L}{2kT}, \quad f = \frac{2\gamma}{L}. \quad (8)$$

На рис. 2 и 3 наряду с экспериментальными ВАХ ФП представлены и теоретические зависимости (штриховые кривые), рассчитанные по формуле (4) с использованием следующих значений параметров:  $L=6 \cdot 10^{-3}$  см,  $S_0=8 \times 10^4$  см/с;  $S_1=10^6$  см/с,  $u_n=2.5 \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>/В·с,  $u_p=1.7 \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>/В·с,  $a=8 \cdot 10^{-6}$  Е,  $l=2.5 \cdot 10^{-2}$  см. Значения  $L$ ,  $S_0$ ,  $S_1$  найдены из абсолютных и спектральных измерений фотомагнитного эффекта на данном образце в условиях той же стационарной подсветки, которая использовалась и при получении экспериментальных ВАХ ФП. Значение  $u_n$  найдено из измерений проводимости и эффекта Холла, а  $u_p$  взято из работы [9]. При определении параметра анизотропии  $a$  ( $E_x$ ) использовано то обстоятельство, что в случае сравнительно слабого полевого разогрева электронов  $a(E_x) \approx \text{tg } \psi^n(E_x)$ , где  $\psi^n$  — угол между векторами тока и электрического поля в условиях возникновения эффекта Сасаки [7]; нами взяты значения  $\psi^n(E_x)$ , найденные в [10] для аналогичных образцов *n*-Si. Для наглядности расчетные и экспериментальные ВАХ ФП на рис. 2 и 3 в области слабых (негреющих) полей приведены к одному значению тока.

Из рис. 2 и 3 видно, что теоретические и экспериментальные зависимости качественно согласуются между собой. Количественного согласия здесь трудно ожидать, так как в теории не учитывается ряд важных факторов, существенно влияющих на вид ВАХ ФП. К ним прежде всего относятся: 1) заметная доля чисто монополярной фотопроводимости, связанной в основном с пространственным разделением носителей и быстрым захватом дырок на поверхность в поле приповерхностного истокающего изгиба зон [5]; 2) заметное отклонение от аппроксимации  $a \sim E_x^2$  при полях, превышающих 70 В/см [11]; 3) полевые зависимости времен жизни и эффективных скоростей поверхностной рекомбинации в условиях разогрева носителей, приводящие прежде всего к зависимости  $L$  от  $E_x$ ; 4) приповерхностное междолинное перераспределение электронов, приводящее к своеобразной дополнительной анизотропии электропроводности [3, 4]. По крайней мере первые два из указанных факторов приводят именно к такому характеру расхождения теоретических и экспериментальных зависимостей, как это показано на рис. 2 и 3.

В образцах 2-й и 3-й групп эффект Сасаки не возникает, однако в первом случае (2-я группа образцов) возможно максимальное перераспределение электронов у поверхностей образца, приводящее к анизотропии проводимости в приповерхностных слоях толщиной порядка растянутой междолинной длины  $L_x(E_x)$  [2, 3]. Отличительной особенностью этого вида анизотропии является то, что связанные с ее возникновением поперечные потоки электронно-дырочных пар независимо от знака приложенного поля всегда направлены к поверхностям образца. Поэтому ВАХ ФП здесь должны быть всегда симметричными и, вообще говоря, более сублинейными по сравнению с характеристиками образцов 3-й группы, где поперечный вынос пар вообще отсутствует.

Влияние анизотропии, связанной с приповерхностным междолинным перераспределением электронов, на фотопроводимость многодолинных полупроводников теоретически изучалось в работе [4]. Мы полагаем, что именно с ним связана повышенная сублинейность ВАХ ФП в образцах 2-й группы при их возбуждении сильно поглощаемым светом (рис. 1, кривые 2, 3). Действительно, в случае возбуждения образца слабо поглощаемым светом поперечный вынос неравновесных носителей в приповерхностных областях практически не влияет на полную фотопроводимость [4], поэтому кривые 4, 5 (рис. 1) по сравнению с кривыми 2, 3 менее сублинейны и практически совпадают с аналогичными зависимостями для образцов 3-й группы. Последнее обстоятельство свидетельствует о том, что полевые зависимости рекомбинационных параметров в исследованных образцах несут изотропный характер, и поэтому они не являются причиной обнаруженной зависимости ВАХ ФП от кристаллографической ориентации образцов. К сожалению, теорию [4] невозможно использовать для количественной обработки результатов, полученных на образцах 2-й группы, прежде

всего потому, что в ней не учитывается полевая зависимость времени междолинной релаксации электронов  $L_m$ . Кроме того, в [4] точный расчет ВАХ ФП выполнен только для случая поверхностного возбуждения полупроводника, когда  $\kappa_{\text{ср}}^{-1} \ll L_m$ , в то время как на опыте минимальное значение  $\kappa_{\text{ср}}^{-1} = 3 \cdot 10^{-4}$  см, так что даже превосходит  $L_m \approx 2 \cdot 10^{-4}$  см [11]. Здесь, таким образом, возможны лишь качественные оценки. Согласно [4], заметное отклонение ВАХ ФП от линейности, связанное с приповерхностной анизотропией многодолинного полупроводника, должно наблюдаться при  $E_x > kT/eL_m$ . Применительно к нашему случаю это должны быть поля выше 30 В/см, что согласуется с характером зависимостей 2 и 3 (рис. 1).

Рассмотренные здесь анизотропные эффекты носят биполярный характер. Поэтому представляется естественным то обстоятельство, что их влияние на ориентационную зависимость ВАХ ВП возрастает при наличии стационарной подсветки, поскольку последняя в конечном итоге всегда приводит к повышению вклада биполярной компоненты в полную фотопроводимость кремния при 77 К.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Рашба Э. И. — ЖЭТФ, 1965, т. 48, в. 5, с. 1427—1432.
- [2] Грибников З. С., Кочелап В. А., Рашба Э. И. — ЖЭТФ, 1966, т. 51, в. 1 (7), с. 266—280.
- [3] Рашба Э. И., Грибников З. С., Кравченко В. Я. — УФН, 1976, т. 119, в. 1, с. 3—47.
- [4] Грибников З. С., Митин В. В. — УФЖ, 1969, т. 14, в. 2, с. 240—247.
- [5] Алмазов Л. А., Григорьев Н. Н., Жадько И. П. и др. — ФТП, 1982, т. 16, в. 4, с. 635—642.
- [6] Аше М., Грибников З. С., Митин В. В., Сарбей О. Г. Горячие электроны в многодолинных полупроводниках. Киев, 1982. 325 с.
- [7] Бойко И. И., Буянов А. В., Жадько И. П. и др. — ФТП, 1985, т. 19, в. 8, с. 1447—1451.
- [8] Бойко И. И., Буянов А. В., Жадько И. П. и др. — УФЖ, 1986, т. 31, в. 3, с. 419—425.
- [9] Asche M., Borzeszkowski J. — Phys. St. Sol., 1970, v. 37, N 1, p. 433—438.
- [10] Asche M., Boitschenko B. L., Sarbei O. G. — Phys. St. Sol., 1965, v. 9, N 2, p. 323—332.
- [11] Григорьев Н. Н., Жадько И. П., Романов В. А. и др. — ФТП, 1985, т. 19, в. 6, с. 642—645.

Институт полупроводников АН УССР  
Киев

Получена 31.08.1987  
Принята к печати 5.11.1987