

Междолинное перераспределение электронов при низких температурах и магнитодиодный эффект

© А.А. Абрамов[¶], И.Н. Горбатый

Московский государственный институт электронной техники (Технический университет),
103498 Москва, Россия

(Получена 2 декабря 2002 г. Принята к печати 17 декабря 2002 г.)

Представлены результаты измерений вольт-амперных характеристик кремниевых $p-i-n$ -структур в поперечном к току магнитном поле при температуре 77 К. Особенности вольт-амперных характеристик и магниточувствительности при низких температурах объяснены суперпозицией анизотропных размерных эффектов, вызванных силой Лоренца и междолинным перераспределением электронов. Это перераспределение в свою очередь может быть следствием либо полевого разогрева электронов (эффект Сасаки) в объеме полупроводника, либо нарушением вблизи поверхности полупроводника взаимной компенсации поперечных потоков электронов, принадлежащих разным долинам.

В $p-i-n$ -структуре, помещенной в поперечное к току магнитное поле ($\mathbf{B} \perp \mathbf{J}$, \mathbf{B} — вектор индукции магнитного поля, направленный вдоль оси z , \mathbf{J} — вектор плотности тока, направленный вдоль оси x), отклонение носителей заряда силой Лоренца к той или иной боковой поверхности $p-i-n$ -структуры вызывает магнитодиодный эффект, выражающийся в зависимости $J(B)$. Если скорости поверхностной рекомбинации (СПР) S_p^+ и S_p^- на холловских гранях i -области (при $y \pm d$) различны, то при комнатных температурах магниточувствительность (МЧ) в слабом магнитном поле обычно бывает полярной ($\Delta J/\Delta B$ имеет разные знаки при $B > 0$ и $B < 0$) [1–3]. Токовая МЧ положительна ($\Delta J/\Delta B > 0$), когда магнитное поле отклоняет носители заряда от поверхности с высокой СПР и поджимает их к поверхности с низкой СПР. В этом случае при достаточно малых значениях $|E_x B|$ (\mathbf{E} — вектор напряженности электрического поля) увеличение магнитного поля приводит к уменьшению среднего по сечению темпа рекомбинации носителей заряда, что и обуславливает рост инжекционного тока. Однако при дальнейшем увеличении $|E_x B|$ происходит такая сильная аккумуляция носителей заряда у поверхности с низкой СПР, что средний темп рекомбинации возрастает и ток начинает убывать с ростом магнитного поля. В результате полярность МЧ пропадает. Такой магнитодиодный эффект хорошо объясняется в рамках дрейфовой теории [1,4–6].

При азотных и гелиевых температурах в $p-i-n$ -структурах, изготовленных из многодолинных полупроводников (типа Ge и Si), наблюдается ряд особенностей магнитодиодного эффекта [7,8]. На рис. 1 приведены экспериментальные вольт-амперные характеристики (ВАХ) кремниевой n^+-p-p^+ -структуры при 77 К. Исследованные структуры имели такую же конструкцию, как и в работе [8]. Образцы формировались на ориентированных в плоскости (111) пластинах чистого кремния p -типа проводимости толщиной $2d = 200-400$ мкм с удельным сопротивлением $\rho \approx 20$ кОм·см и объемным временем жизни носителей заряда $\tau \approx 500$ мкс

при $T = 300$ К. На лицевой стороне пластин ионным легированием создавались n^+ - и p^+ -области, расстояние между которыми составляло $w = 300-800$ мкм. Эти области образовывали n^+-p- и p^+-p- переходы, обеспечивающие двойную инжекцию в соответствующих n^+-p-p^+ -структурах. ВАХ измерялись при $T = 77-300$ К в различных магнитных полях. Магнитное поле $B_z \equiv B$, параллельное поверхности пластины и перпендикулярное линиям тока, воздействовало в двух направлениях: при $B < 0$ носители заряда отклонялись магнитным полем к лицевой стороне пластины ($y = d$), при $B > 0$ — в противоположную сторону ($y = -d$). Для предотвращения разогрева полупроводникового образца использована импульсная методика измерений.

Отметим следующие особенности этих ВАХ. Во-первых, при $B = 0$ ВАХ имеет явно выраженный сублинейный участок. Во-вторых, необычен характер магниточувствительности при $B < 0$. В отличие от ситуации, имеющей место при комнатных температурах, здесь полярная МЧ возникает только при достаточно больших напряжениях. Этот эффект обсуждался в работе [8], но

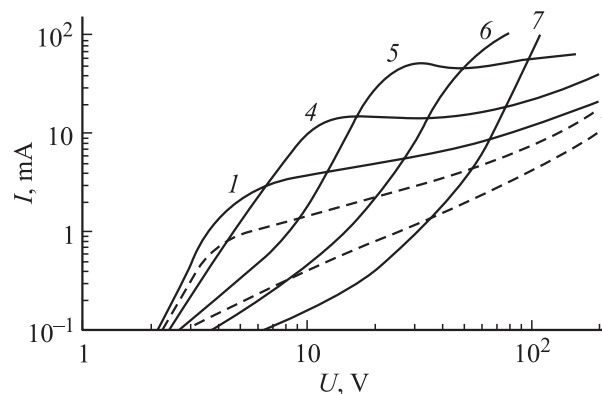


Рис. 1. Экспериментальные вольт-амперные характеристики кремниевой n^+-p-p^+ -структуры при различных магнитных полях при $T = 77$ К. B , Гл: 1 — 0, 2 — 0.05, 3 — 0.19, 4 — (-0.05), 5 — (-0.125), 6 — (-0.19), 7 — (-0.63).

[¶] E-mail: gpd@gfmicee.ru

его можно увидеть уже на ВАХ германиевых структур, исследованных при $T = 77$ К в 1968 г. в работе [7].

В работе [8] были высказаны предположения о том, что низкотемпературные особенности ВАХ и МЧ $p-i-n$ -структур могут быть связаны:

1) с междолинным перераспределением электронов (МДПЭ) вблизи поверхностей полупроводниковой пластины,

2) с МДПЭ из-за полевого разогрева электронного газа (эффект Сааки). Обсудим эти предположения.

Впервые приповерхностное МДПЭ исследовано в работе [9,10] сначала для монополярного [9], а затем и для биполярного случая (при однородной фотогенерации) [10]. Из-за того что поверхности полупроводникового слоя ограничивают поперечный к току анизотропный дрейф электронов, принадлежащих разным долинам, у поверхности полупроводника концентрация электронов в одних долинах увеличивается, а в других уменьшается. Следствиями такого приповерхностного МДПЭ в биполярном полупроводнике являются [10]:

а) увеличение эффективной скорости поверхностной рекомбинации,

б) анизотропия проводимости приповерхностных слоев полупроводника, толщина которых зависит от напряженности электрического поля и скоростей междолинной релаксации.

В работе [11] выполнено обобщение результатов работы [10] на случай $p-i-n$ -структур с двойной инжекцией, а в [12] наряду с инжекцией и приповерхностным МДПЭ учтено также отклонение носителей заряда внешним магнитным полем. Выполненные в [12] расчеты показали, что приповерхностное МДПЭ действительно может привести к ВАХ и МЧ, аналогичным тем, которые изображены на рис. 1 и наблюдались ранее [7,8]. Однако следует заметить, что для этого требуются весьма специальные условия на поверхностях полупроводниковой пластины, которые вряд ли имели место в экспериментальных образцах [7,8]. Кроме того, оценки показывают, что в обсуждаемых экспериментах безусловно имел место полевой разогрев электронного газа, который не учитывался в теории [12].

В условиях полевого разогрева носителей заряда проводимость многодолинного полупроводника, как известно, становится анизотропной (эффект Сааки [13,14]). Эта анизотропия проводимости связана с междолинным перераспределением носителей заряда, вызываемым различным разогревом электронов электрическим полем в разных долинах. При полевым разогреве электронного газа теоретический анализ токов двойной инжекции становится весьма сложным. Кинетические и релаксационные параметры полупроводника в этом случае зависят от температуры электронного газа, которая в свою очередь определяется электрическим полем. Поскольку при двойной инжекции поле E не однородное, возникает пространственная зависимость кинетических и релаксационных параметров полупроводника, и в уравнениях непрерывности появляются слагаемые, обусловленные

градиентом электронной температуры. Задачи определения концентраций электронов и температур в различных долинах являются взаимосвязанными и для их решения необходимо знать температурные зависимости релаксационных, рекомбинационных и транспортных коэффициентов, относительно которых в настоящее время существует весьма ограниченная информация. Поэтому далее при анализе ВАХ $p-i-n$ -структуры при одновременном учете эффекта Сааки и силы Лоренца ограничимся упрощенным анализом. Цель его — на количественном уровне выявить особенности ВАХ $p-i-n$ -структуры в условиях, когда анизотропия проводимости обусловлена как полевым разогревом носителей заряда, так и их отклонением внешним магнитным полем.

Анализ ВАХ и МЧ проведем с использованием понятия эффективного времени жизни носителей заряда τ_{eff} , которое можно ввести при некоторых предположениях во многих конкретных моделях токов двойной инжекции. Так, в дрейфовом режиме ВАХ $p-i-n$ -структуры $J(U)$ определяется с помощью величины τ_{eff} следующими уравнениями:

$$wJ = e\mu_n\mu_p(n_T - p_T) \int_0^{E_w} \tau_{\text{eff}} E_x dE_x,$$

$$UJ = e\mu_n\mu_p(n_T - p_T) \int_0^{E_w} \tau_{\text{eff}} E_x^2 dE_x, \quad (1)$$

где U — напряжение, p_T и n_T — равновесные концентрации дырок и электронов в i -области, $\mu_{p,n}$ — их подвижности, $E_w = E_x(w)$. Для случая, когда несущественны МДПЭ и полевой разогрев носителей, для эффективного времени жизни удается достаточно строго получить выражение, определяющее зависимость τ_{eff} от толщины полупроводникового образца, времени жизни носителей заряда, скоростей поверхностной рекомбинации, электрического и магнитного полей (см., например, [5,6]). При равных скоростях поверхностной рекомбинации $S_p^+ = S_p^-$ хорошей аппроксимацией для τ_{eff} является выражение

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\tau_{\text{eff}}^0}{\sqrt{1 + (E_x/E_B)^2}}, \quad (2)$$

где τ_{eff}^0 — эффективное время жизни при $B = 0$, а характерное поле E_B обратно пропорционально индукции магнитного поля ($E_B \propto 1/B$).

При учете приповерхностного МДПЭ (в отсутствие полевого разогрева электронов) выражение для τ_{eff} оказывается зависящим также от времен междолинной релаксации в объеме и скоростей релаксации на поверхности полупроводника; это выражение в некоторых предельных случаях также может быть аппроксимировано приближенными выражениями по типу формулы (2) (см. [12], где приведены конкретные выражения для τ_{eff} , а также результаты некоторых расчетов).

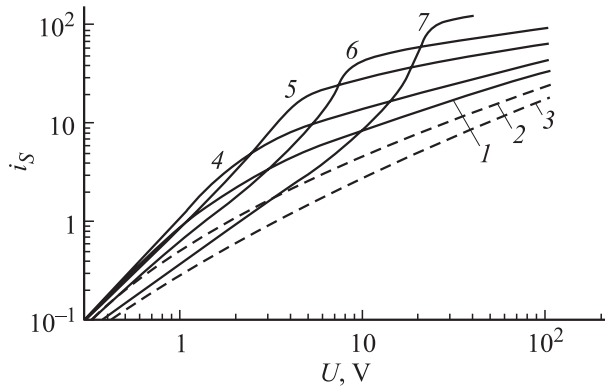


Рис. 2. Вольт-амперные характеристики $p-i-n$ -структуры при различных магнитных полях (в относительных единицах). Величина β_S : 1 — 0, 2 — 2, 3 — 5, 4 — (-1), 5 — (-2), 6 — (-3), 7 — (-5).

При анализе ВАХ $p-i-n$ -структуры при одновременном учете силы Лоренца и эффекта Сасаки примем аппроксимационное выражение для τ_{eff} , которое при подстановке в уравнения (1) дает возможность учесть суперпозицию поперечных потоков носителей заряда за счет МДПЭ в сильном электрическом поле и за счет отклонения силой Лоренца. Примем по аналогии с (2) в качестве такого выражения зависимость τ_{eff} от E_x и B вида

$$\tau_{\text{eff}} = \frac{\tau_{\text{eff}}^0}{\sqrt{1 + [(E/E_B) - (E/E_S)^\gamma]^2}}, \quad (3)$$

где E_S — характерное поле — такое, что при $E > E_S$ становятся существенными разогрев электронного газа, МДПЭ и, как следствие, анизотропия Сасаки. Параметр γ определяет насколько резко с ростом поля E развивается анизотропия Сасаки. Подставляя (3) в (1) и приводя получающиеся соотношения к безразмерному виду, получим

$$i_S = \int_0^{\varepsilon_w} \frac{\varepsilon d\varepsilon}{\sqrt{1 + (\beta_S \varepsilon - \varepsilon^\gamma)^2}},$$

$$u_S i_S = \int_0^{\varepsilon_w} \frac{\varepsilon^2 d\varepsilon}{\sqrt{1 + (\beta_S \varepsilon - \varepsilon^\gamma)^2}}, \quad (4)$$

где

$$i_S = \frac{Jw}{e\mu_n\mu_p(n_T - p_T)\tau_{\text{eff}}^0 E_S^2},$$

$$u_S = \frac{U}{wE_S}, \quad \varepsilon = \frac{E}{E_S}, \quad \beta_S = \frac{E_S}{E_B}$$

— безразмерные ток, напряжение, электрическое поле и магнитная индукция. На рис. 2 приведены рассчитанные по приведенным выше формулам зависимости $i_S(U)$ для различных магнитных полей и $\gamma = 3/2$.

При $B = 0$ и малых напряжениях зависимость тока от напряжения квадратичная, так как реализуется полупроводниковый режим двойной инжекции. С ростом

напряжения начинает проявляться анизотропия Сасаки. В результате поперечного анизотропного дрейфа носители заряда аккумулируются вблизи одной из боковых поверхностей образца и интенсивно рекомбинируют. Эффективное время жизни с ростом напряжения уменьшается, зависимость тока от напряжения становится более пологой (сублинейной).

Магнитное поле также приводит к приповерхностной аккумуляции электронно-дырочной плазмы. Причем при смене направления вектора индукции на противоположное меняется на противоположное и направление лоренцовского дрейфа. При $B > 0$ анизотропные эффекты, обусловленные магнитным полем и эффектом Сасаки, вызывают поперечный дрейф носителей в одном направлении, а при $B < 0$ — в противоположном.

При $B > 0$ лоренцовский дрейф и анизотропия Сасаки приводят к усилению приповерхностной аккумуляции носителей заряда с ростом напряжения и магнитного поля. Ток в этом случае уменьшается с ростом B при любых напряжениях. При $B < 0$ имеет место немонотонная зависимость тока от магнитного поля. При фиксированном напряжении U максимальное значение тока достигается в таком магнитном поле $B_C(U)$, которое в значительной степени приводит к компенсации анизотропии Сасаки. При $B < B_C$ преобладает эффект Сасаки и носители заряда аккумулируются у одной поверхности i -области, при $B > B_C$ доминирует лоренцовский дрейф и происходит накопление носителей у противоположной поверхности.

Рассмотрим ВАХ при фиксированном значении индукции магнитного поля $B < 0$. При малых напряжениях анизотропия проводимости полупроводника определяется магнитным полем. С ростом $|BE_x|$ усиливается лоренцовский дрейф и приповерхностная аккумуляция носителей заряда. При этом растет темп рекомбинации, уменьшается эффективное время жизни, квадратичная зависимость тока от напряжения сменяется линейной. При достаточно больших напряжениях становится существенной анизотропия Сасаки, которая сначала приводит к ослаблению аккумуляции носителей заряда у поверхности и, следовательно, к увеличению эффективного времени жизни. При $\varepsilon^{\gamma-1} = \beta_S$ происходит взаимная компенсация анизотропных эффектов, вызванных магнитным и электрическим полями, поэтому при $u_S \approx \beta_S^{1/(\gamma-1)}$ ток резко возрастает. Дальнейшее увеличение напряжения приводит к аккумуляции носителей заряда теперь уже у противоположной поверхности полупроводниковой пластины, в результате чего эффективное время жизни резко уменьшается и рост тока с напряжением замедляется.

Представленная в настоящей работе интерпретация экспериментальных ВАХ плоских $p-i-n$ -структур при низких температурах, не претендуя на строгость, тем не менее позволяет понять причины сильных различий таких ВАХ при температурах $T = 300$ и 77 К.

Список литературы

- [1] Z.S. Gribnikov, G.I. Lomova, V.A. Romanov. Phys. St. Sol., **28**, 815 (1968).
- [2] Т. Ямада. *Тр. IX Межд. конф. по физике полупроводников* (1968) т. 2, с. 711.
- [3] В.И. Стафеев, Э.И. Каракушан. *Магнитодиоды* (М., Наука, 1975).
- [4] H. Pfeleiderer. Sol. St. Electron., **15**, 335 (1972).
- [5] А.А. Абрамов, А.У. Фаттахдинов. ФТП, **13**, 2144 (1979).
- [6] L.S. Gasanov, I.N. Gorbatii. Phys. St. Sol. (a), **59**, 401 (1980).
- [7] К. Miyazaki, J. Yamaguchi. Jap. J. Appl. Phys., **7**, 1210 (1968).
- [8] Л.С. Гасанов. ФТП, **15**, 2416 (1981).
- [9] Э.И. Рашба. ЖЭТФ, **48**, 1427 (1965).
- [10] З.С. Грибников. ФТП, **3**, 1821 (1969).
- [11] А.А. Абрамов, И.Н. Горбатый. Изв. вузов. Электроника, № 6, 41 (2000).
- [12] А.А. Абрамов, И.Н. Горбатый. ФТП, **36**, 847 (2002).
- [13] W. Sasaki, M. Shibuva, K. Mizuguchi. J. Phys. Soc. Japan, **13**, 456 (1958).
- [14] К. Зеегер. *Физика полупроводников* (М., Мир, 1977).

Редактор Т.А. Полянская

Intervalley redistribution of electrons at low temperatures and magnetodiode effect

A.A. Abramov, I.N. Gorbatyi

Moscow State Institute of Electronic Engineering
(Technical University),
103498 Moscow, Russia

Abstract Experimental results for the current-voltage characteristics of Si-based $p-i-n$ -structures, mounted in the transverse magnetic field, are presented for liquid-nitrogen temperatures. Some special features of such characteristics and magnetosensitivity are interpreted theoretically considering the superposition of anisotropic dimensional effects due to Lorentz force and intervalley electron redistribution. The transversal anisotropy following the intervalley redistribution, in its turn, may be caused either by heating electrons by the electrical field (the Sasaki effect) or violating the mutual compensation near lateral semiconductor surfaces of the transverse electron flows belonging to different valleys.