

# Влияние сильных магнитных полей на фотоотклик Si:В-структур с блокированной проводимостью по примесной зоне

© Б.А. Аронзон, А.Н. Драченко<sup>1</sup>, В.В. Рыльков<sup>¶</sup>, Ж. Леотин<sup>+</sup>

Российский научный центр „Курчатовский институт“,  
123182 Москва, Россия

<sup>+</sup>LNCMP, 143 Avenue de Ranguueil,  
31432 Toulouse, France

(Получена 9 ноября 2005 г. Принята к печати 28 ноября 2005 г.)

Исследована магнитополевая зависимость фотопроводимости Si:В-структур с блокированной проводимостью по примесной зоне (ВІВ-структур) с концентрацией примеси бора в активном слое  $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Измерения выполнены в импульсных магнитных полях  $B$  до 30 Тл при длительности импульса 0.8 с в диапазоне температур  $T = 4.2\text{--}9 \text{ К}$  при облучении структур фоном комнатной температуры интенсивностью  $\sim 10^{16} \text{ фотонов/см}^2 \cdot \text{с}$ . Установлено, что в продольной геометрии, когда магнитное поле направлено параллельно электрическому полю, падение фототока с увеличением  $B$  происходит главным образом из-за уменьшения коэффициента умножения дырок  $M$  в поле и(или) из-за увеличения в поле энергии активации прыжковой проводимости в активном слое. При  $T = 4.2 \text{ К}$  падение фототока может достигать нескольких десятков раз. В то же время при пониженных напряжениях смещения  $V_b$ , когда  $M \approx 1$ , и повышенных температурах,  $T \approx 9 \text{ К}$ , падение фототока не превышает 2 раз в полях  $\sim 30 \text{ Тл}$ . Обнаружено также, что в поперечной геометрии (магнитное поле перпендикулярно электрическому полю) влияние магнитного поля на фотоотклик структуры существенно увеличивается (при  $T = 4.2 \text{ К}$  более чем на порядок). Данный факт объясняется эффектами накопления заряда в нелегированном слое ВІВ-структур из-за увеличения времени пролета дырками этого слоя, связанного с сильным искривлением траекторий их движения в поперечной геометрии.

PACS: 73.40.Lq, 73.50.Pz, 73.50.Gr, 73.50.Jt.

## 1. Введение

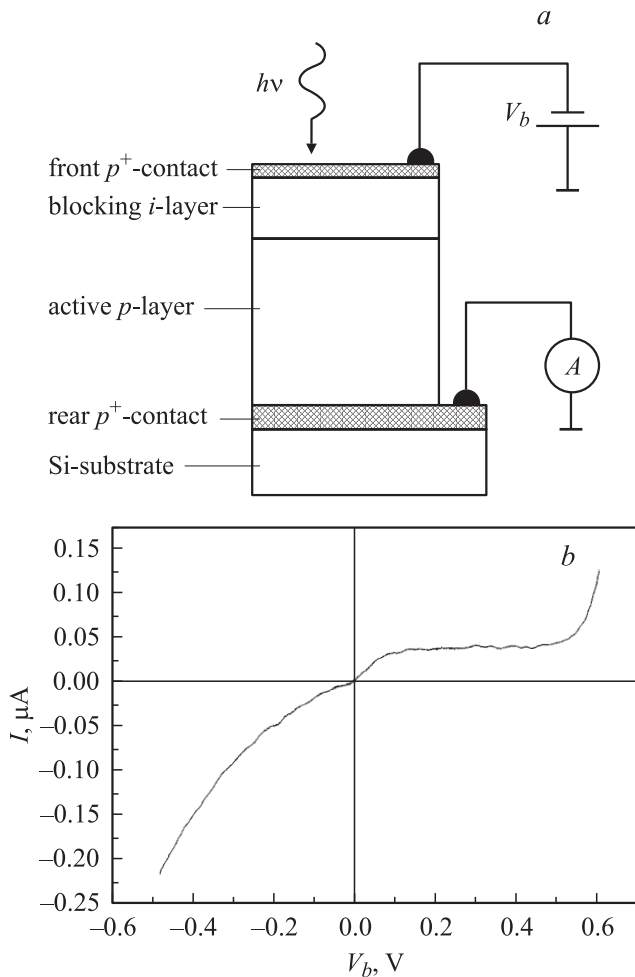
Кремниевые структуры с блокированной прыжковой проводимостью по примесной зоне (ВІВ-структуры) известны как фоточувствительные элементы, перспективные для создания в матричном исполнении высокочувствительных датчиков инфракрасного излучения главным образом для приема и обработки оптических сигналов в условиях космоса [1,2]. Наши недавние эксперименты [3,4] показали эффективность использования этих структур для магнитооптических исследований, в частности для исследований излучения квантовых каскадных лазеров (в том числе в допороговой области) в сильных магнитных полях ( $B$ ), до 40–60 Тл, содержащих важную информацию об электрон-фононном взаимодействии и особенностях электронного спектра данных систем. В экспериментах [3,4] ВІВ-структура располагалась непосредственно за импульсным соленоидом, так что подвергалась воздействию рассеянного магнитного поля величиной до нескольких Тл. В этой связи цель данной работы заключалась в систематических исследованиях влияния сильного магнитного поля (до 30 Тл) на фотоотклик ВІВ-структур. Заметим, что подобные исследования до сих пор не проводились.

## 2. Методика и результаты исследований

Исследовались эпитаксиально выращенные ВІВ-структуры (см. рис. 1, *a*) на основе Si:В с концентрацией бора в активном слое  $N_a \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$  (вольт-амперные характеристики идентичных структур в условиях слабого фона были изучены ранее [5]). Толщины блокирующего слоя (*b*) (нелегированного Si) и активного слоя (*d*) составляли 3 и 6 мкм соответственно; площадь структур  $S = 2 \times 2 \text{ мм}^2$ . Заметим, что большой уровень легирования активного слоя обеспечивает высокую квантовую эффективность ВІВ-структур при малых их размерах. Следует отметить, что в области температур вымораживания примеси темновая проводимость активного слоя может быть существенной вследствие прыжкового переноса носителей заряда по примесной зоне. Введение блокирующего слоя, с одной стороны, повышает темновое сопротивление структуры, а с другой — при определенной полярности внешнего электрического поля приводит к образованию в активном слое области пространственного заряда (ОПЗ), в которой отсутствуют центры рекомбинации для фотоносителей [6]. Этим, в частности, обеспечивается более высокий уровень фотоответа в ВІВ-приемниках по сравнению с обычными фотопроводниками на основе массивного Si. В случае ВІВ-структур *p*-типа эти условия реализуются при отрицательной полярности блокирующего слоя, о чем свидетельствует вид вольт-амперной характеристики ВІВ-структуры, представленной на рис. 1, *b*. При данной

<sup>1</sup> Адрес в настоящее время: Institute of Ion Beam Physics and Materials Research, Forschungszentrum Rossendorf, Bautzner Landstr. 128, 01328 Dresden, Germany.

<sup>¶</sup> E-mail: vvrylkov@mail.ru



**Рис. 1.** *a* — Si:B-BiB-структура: фронтальный контакт —  $p^+ = 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (толщина  $d_+ = 0.1 \text{ мкм}$ ); блокирующий слой —  $N_a < 10^{14} \text{ см}^{-3}$  ( $b = 3 \text{ мкм}$ ); активный слой —  $N_a = 10^{18} \text{ см}^{-3}$  ( $d = 6 \text{ мкм}$ ); тыльный контакт —  $p^+ = 10^{19} \text{ см}^{-3}$  (толщина  $d_+ = 1.5 \text{ мкм}$ ). *b* — вольт-амперная характеристика Si:B-BiB-структуры при  $T = 4.2 \text{ К}$  и облучении фоном комнатной температуры.

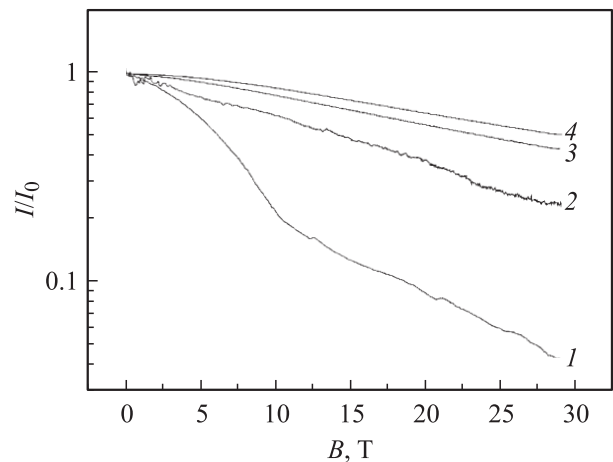
полярности фототок  $I$  монотонно растет с увеличением напряжения смещения  $V_b$ , тогда как при положительной полярности  $I$  испытывает насыщение вплоть до наступления примесного пробоя.

Влияние магнитного поля изучалось при облучении Si:B-BiB-структур фоном комнатной температуры интенсивностью (по оценке)  $\Phi \sim 10^{16} \text{ фотон/см}^2 \cdot \text{с}$  в области температур  $T = 4.2\text{--}9 \text{ К}$ . Измерения проводились в импульсном магнитном поле напряженностью до 30 Тл, длительность импульса  $\sim 0.8 \text{ с}$ .

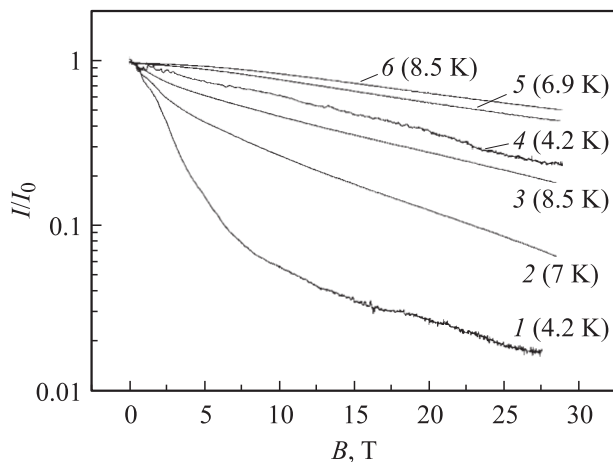
На рис. 2 представлены в нормированном виде магнитопольные зависимости фототока, полученные в продольной геометрии (магнитное поле параллельно электрическому полю) при различных температурах и напряжениях смещения. Видно, что влияние магнитного поля тем сильнее, чем ниже температура и выше напряжение смещения. Так, в поле 30 Тл при температуре 4.2 К

и напряжении смещения  $|V_b| = 0.7 \text{ В}$  падение фототока достигает 20 раз, тогда как при уменьшении напряжения  $|V_b|$  до 0.35 В и увеличении температуры до 8.5 К это падение не превышает 2 раз.

Влияние магнитного поля резко увеличивается даже при малых  $V_b$  в поперечной геометрии в условиях, когда магнитное поле направлено перпендикулярно протекающему току. На рис. 3 приведены магнитопольные зависимости, полученные в этой геометрии при напряжении смещения  $|V_b| = 0.35 \text{ В}$  и различных температурах. Там же для сравнения показаны зависимости, полученные в продольной геометрии. Из сопоставления видно, что при  $T = 4.2 \text{ К}$  падение фототока достигает в поперечной геометрии 60 раз, а в продольной всего лишь 4.



**Рис. 2.** Нормированные магнитопольные зависимости фототока BiB-структуры в продольной геометрии при различных температурах  $T$  и напряжениях смещения  $V_b$  ( $I_0$  — значение фототока при  $B = 0 \text{ Тл}$ ): 1 —  $V_b = -0.7 \text{ В}$ ,  $T = 4.2 \text{ К}$ ; 2 —  $V_b = -0.35 \text{ В}$ ,  $T = 4.2 \text{ К}$ ; 3 —  $V_b = -0.35 \text{ В}$ ,  $T = 6.9 \text{ К}$ ; 4 —  $V_b = -0.35 \text{ В}$ ,  $T = 8.5 \text{ К}$ .



**Рис. 3.** Магнитопольные зависимости фототока BiB-структуры в поперечной геометрии (1–3) и для сравнения в продольной геометрии (4–6).  $V_b = -0.35 \text{ В}$ . Температуры указаны.

### 3. Обсуждение результатов

Для интерпретации результатов измерений воспользуемся уравнениями, определяющими плотность фототока в ВІВ-детекторах [6]:

$$J = M(W)J_p(W) + e \int_0^W g(x)M(x)dx, \quad (1)$$

где  $J_p$  — плотность дырочного тока, формируемого в электронейтральной области активного слоя у границы его раздела с ОПЗ,  $W$  — ширина ОПЗ,  $g(x)$  — темп оптической генерации,  $M$  — коэффициент умножения дырок, определяемый сечением  $\sigma_l$  и критическим полем  $E_c$  ударной ионизации нейтральных акцепторов:

$$M(x) = \exp \left[ \int_0^x \xi(x')dx' \right], \quad (2)$$

$$\xi(x) = \sigma_l N_a \exp[-E_c/E(x)]. \quad (3)$$

Ширину ОПЗ найдем из уравнения Пуассона с учетом падения напряжения на электронейтральной области [7]:

$$W = \sqrt{b^2 + (\kappa/2\pi e N_d)[V_b - E_0(b+d)]} - b. \quad (4)$$

Здесь  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость,  $N_d$  — концентрация компенсирующих доноров в активном слое,  $E_0$  — электрическое поле в электронейтральной области активного слоя, связанное с плотностью тока  $J$  уравнением непрерывности

$$E_0 = J/(\sigma_p + \sigma_i), \quad (5)$$

где  $\sigma_p = J_p/E_0 = e\mu_p\tau g(W)$  — проводимость дырок в электронейтральной области,  $\mu_p, \tau$  — подвижность и время жизни дырок соответственно,  $\sigma_i$  — прыжковая проводимость в примесной зоне активного слоя.

Уравнения (1)–(5) могут быть решены аналитически относительно  $J$  в отсутствие эффектов ударной ионизации примесей при условии, что выполняется неравенство  $b^2 \gg (\kappa/2\pi e N_d)[V_b - E_0(b+d)]$  (т.е. в условиях, когда ширина ОПЗ меньше, чем толщина  $b$  блокирующего слоя) [5]:

$$J \approx (\sigma_i + \sigma_p) [V_b/(b+d)] \left[ 1 + \frac{4\pi\sigma_i N_d b}{\kappa g(b+d)} \right]^{-1}. \quad (6)$$

Предположим, что прыжковая проводимость  $\sigma_i$  при температуре жидкого гелия достаточно мала, так что второй член в квадратных скобках (6)  $4\pi\sigma_i N_d b/\kappa g(b+d) \ll 1$  (в практических единицах:  $\{\sigma_i[\text{Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}] \cdot N_d[\text{см}^{-3}]/\Phi[\text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}]\} \cdot 3.2 \cdot 10^8 \ll 1$ ; здесь для оценки  $g = \Phi\sigma_{ph}N_a$  мы положили сечение фотоионизации бора  $\sigma_{ph} \approx 10^{-15} \text{ см}^2$  [8]). Заметим, что данное неравенство выполняется с запасом, если учесть, что в наших структурах  $N_d < 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , и воспользоваться данными по прыжковой проводимости в Si:В [9]: при  $N_a \approx 10^{18} \text{ см}^{-3}$  и  $T = 4.2 \text{ К}$  прыжковая

проводимость  $\sigma_i \sim 10^{-8} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{см}^{-1}$ . В этом случае

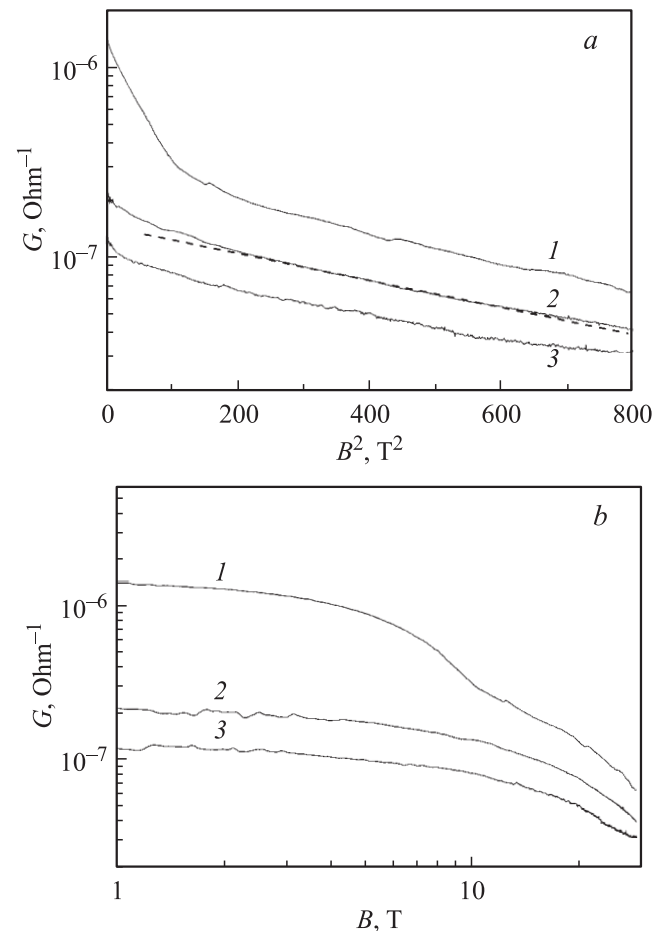
$$J \approx (\sigma_i + \sigma_p)[V_b/(b+d)] \quad (7)$$

и следует ожидать, что зависимость фототока от магнитного поля будет определяться поведением  $\sigma_i$  и(или)  $\sigma_p$  от магнитного поля (в последнем случае — главным образом зависимостью времени жизни дырок от  $B$ ). В противоположном случае, когда  $4\pi\sigma_i N_d b/\kappa g(b+d) \gg 1$  (область относительно высоких температур),

$$J = V_b g \kappa / 4\pi N_d b. \quad (8)$$

Другими словами, с ростом температуры зависимость  $J(B)$  должна ослабляться и определяться поведением  $g$  от  $B$ .

Очевидно, что в общем случае, когда коэффициент умножения заметно превышает 1, фототок при гелиевой температуре должен падать с увеличением поля  $B$  из-за уменьшения вначале  $M$  вследствие эффектов охлаждения носителей [9–11] и затем проводимости активного слоя  $\sigma = \sigma_i + \sigma_p$ . Это означает, что в достаточно сильных магнитных полях проводимость ВІВ-структуры  $G = I/V_b$  практически не должна изменяться с изме-



**Рис. 4.** Магнитополевые зависимости проводимости ВІВ-структуры  $G = I/V_b$  для продольной геометрии в координатах  $\lg G - B^2$  (a) и  $\lg G - \lg B$  (b) при  $T = 4.2 \text{ К}$  и напряжениях смещения  $V_b = -0.67$  (1),  $-0.5$  (2),  $-0.35 \text{ В}$  (3).

нением смещения  $V_b$  с точностью до ее зависимости от электрического поля  $E_0$ . Этот факт для продольной геометрии иллюстрирует рис. 4. В случае, когда в сильных магнитных полях  $B$  доминирует прыжковая проводимость  $G(B)$  следует представлять в координатах  $\lg G - B^2$  (рис. 4, *a*) [12], в противоположном случае — в координатах  $\lg G - \lg B$  (рис. 4, *b*) [13]. Действительно, зависимость  $\sigma_i(B)$  подчиняется экспоненциальному закону [12] ( $\ln G \propto -B^2$ ), тогда как зависимость  $\sigma_p(B)$  определяется временем жизни дырок  $\tau$  и должна следовать степенному закону (в квантовом пределе  $\tau \propto B^{-2}$  [13]). Из сопоставления рис. 4, *a* и *b* следует, что более предпочтительно первое предположение, т.е. в наших условиях прыжковая проводимость определяет зависимость  $G(B)$ . Заметим, что экстраполяция линейной области зависимостей  $G(B)$  (рис. 4, *a*) до пересечения с осью ординат позволяет непосредственно оценить коэффициент умножения дырок ВІВ-структур. В частности, при  $V_b = -0.67$  В его величина составляет  $M \approx 5$ .

В магнитных полях, согласно [12],

$$\sigma_i = \sigma_{i0} \exp\left(-t \frac{a_{\text{hl}} e^2 B^2}{c^2 \hbar^2 N_a}\right), \quad (9)$$

где  $a_{\text{hl}} = 2.3$  нм — радиус локализации легких дырок на атомах бора в Si [14],  $t = 0.036$  — перколяционный индекс. Формула (9) справедлива в полях  $B < B_c = N_a^{1/3} c \hbar / a_{\text{hl}} e \approx 29$  Тл (при  $N_a = 10^{18}$  см $^{-3}$ ). Аппроксимация данных рис. 4, *a* с использованием (9) (штриховая линия) дает величину параметра перколяции  $t \approx 0.3$ , что на порядок больше, чем следует из [12]. Данное обстоятельство может объясняться тем, что формула (9) не учитывает влияние магнитного поля на энергию активации прыжковой проводимости  $\varepsilon_3$ , которое может быть существенным при относительно высоких уровнях легирования. В наших условиях ( $N_a = 10^{18}$  см $^{-3}$ )  $\varepsilon_3 \approx 6$  мэВ [14], что заметно меньше величины  $\varepsilon_3$ , определяемой кулоновской энергией [12]:  $\varepsilon_3 = 0.99 e^2 N_a^{1/3} / \kappa \approx 12$  мэВ. Именно в этом случае следует ожидать заметного увеличения  $\varepsilon_3$  с ростом поля [12] (при этом в первом приближении закон  $\ln G \propto -B^2$  может выполняться, поскольку влияние поля на величину  $\varepsilon_3$  не зависит от знака его изменения).

Обсудим теперь влияние магнитного поля на проводимость структуры в поперечной геометрии при малых напряжениях смещения (рис. 3). Для этого заметим, что отсутствие области быстрого спада фототока в продольной геометрии при  $V_b = -0.35$  В (рис. 4, *a*) указывает на то, что коэффициент умножения дырок при этом значении  $V_b$  близок к единице. Если учесть этот факт и исходить из доминирующего влияния прыжковой проводимости на зависимость  $I(B)$ , то оказывается непонятной большая разница между падением фототока в поперечной и продольной геометриях (рис. 3), поскольку анизотропия прыжкового магнитосопротивления в полях  $B < B_c = N_a^{1/3} c \hbar / a_{\text{hl}} e$  не должна быть существенной [12].

Мы полагаем, что данное обстоятельство следует связывать с увеличением вероятности захвата дырок в блокирующем слое на ионизованные акцепторы, содержащиеся в нем в небольших количествах ( $< 10^{14}$  см $^{-3}$ ) [15], и их нейтрализацией. Возникающий при этом заряд в блокирующем слое имеет тот же знак, что и заряд в ОПЗ активного слоя. Это приводит к экранированию электрического поля в активном слое и падению тока. Причиной увеличения скорости захвата дырок являются их высокие значения подвижности  $\mu_p$ , которые при  $T = 4.2$  К и малых уровнях легирования ( $< 10^{14}$  см $^{-3}$ ) превышают  $10^5$  см $^2$ /В · с [16] (в активном слое структуры при уровне легирования  $\sim 10^{18}$  см $^{-3}$  подвижность дырок  $\mu_p \approx 500$  см $^2$ /В · с [17]). При этом уже в полях  $B \approx 1$  Тл выполняется условие сильного поля  $\mu_p B \gg 1$ . В результате в поперечной геометрии дырки преимущественно движутся по циклоиде перпендикулярно направлению электрического и магнитного полей, что приводит к возрастанию времени пролета блокирующего слоя и увеличению вероятности их захвата на ионизованные акцепторы. Отметим, что в обычных условиях работы ВІВ-детекторов эффекты накопления заряда в блокирующем слое структур не учитываются [6,7].

Таким образом, при использовании ВІВ-структур в качестве датчиков инфракрасного излучения в сильных магнитных полях предпочтительной является продольная геометрия, в которой магнитное поле направлено параллельно электрическому полю. Следует однако иметь в виду, что в этих условиях при повышенных потоках излучения ( $\Phi \sim 10^{16}$  фотон/см $^2$  · с) и низких температурах ( $T \approx 4.2$  К) также возможно сильное влияние магнитного поля на фотоотклик ВІВ-структур — падение фототока в полях  $\sim 30$  Тл может достигать нескольких десятков раз. Такое падение фототока происходит из-за уменьшения коэффициента умножения  $M$  носителей, а также прыжковой проводимости в активном слое структур, главным образом вследствие увеличения в поле ее энергии активации. В то же время при пониженных напряжениях смещения, когда  $M \approx 1$ , и повышенных температурах,  $T \approx 9$  К, падение фототока не превышает 2 раз в полях  $\sim 30$  Тл.

Работа выполнена в рамках Европейской программы EUROMAGNET (контракт JRA-IR) при частичной поддержке грантов РФФИ (№ 04-02-16158 и 05-02-17021).

## Список литературы

- [1] J.E. Huffman, A.G. Crouse, B.L. Halleck, T.V. Downes, T.L. Herter. *J. Appl. Phys.*, **72**, 273 (1992).
- [2] Д.Г. Есаев, С.П. Сеница. *ФТП*, **35**, 474 (2001).
- [3] D. Smirnov, C. Becker, O. Drachenko, V.V. Rylkov, H. Page, J. Leotin, C. Sirtory. *Phys. Rev. B*, **66**, 121 305 (2002).
- [4] C. Becker, C. Sirtory, O. Drachenko, V. Rylkov, D. Smirnov, J. Leotin. *Appl. Phys. Lett.*, **81**, 2941 (2002).
- [5] А.Б. Аронзон, Д.Ю. Ковалев, А.М. Козлов, Ж. Леотин, В.В. Рыльков. *ФТП*, **32**, 192 (1998).

- [6] F. Szmulowicz, F.L. Madarsz. J. Appl. Phys., **62**, 2533 (1987).
- [7] V.D. Shadrin, V.T. Coon, I.K. Blokhin. Appl. Phys. Lett., **63**, 75 (1993).
- [8] E. Burstein, G.S. Picus, B.W. Hennis, M. Lax. Bull. Amer. Phys. Soc., **30**, 13 (1955).
- [9] Ш.М. Коган. ФТТ, **4**, 2474 (1962).
- [10] Б.А. Аронзон, Е.З. Мейлихов. ФТП, **13**, 974 (1979).
- [11] A. Dargys, J. Kundrotas. Lietuvos Fiz. Zurn. (review), **34**, 395 (1994).
- [12] Б.И. Шкловский, А.Л. Эфрос. *Электронные свойства легированных полупроводников* (М., Наука, 1979).
- [13] В.Н. Абакумов, Л.Н. Крещук, И.Н. Яснеевич. ЖЭТФ, **75**, 1342 (1978).
- [14] J.A. Chroboczek, F.H. Pollak, H.F. Staunton. Phyl. Mag. B, **50**, 113 (1984).
- [15] S. Pasquier, C. Meny, L. Asadauskas, J. Leotin, B.A. Aronzon, V.V. Rylkov, V. Conedera, N. Fabre, S. Regolini, C. Morin. J. Appl. Phys., **83**, 4222 (1998).
- [16] Э.Э. Годик, Ю.А. Курицин, В.П. Синис. ФТП, **12**, 351 (1978).
- [17] С.Г. Дмитриев, В.В. Рыльков, О.Г. Шагимуратов. ФТП, **25**, 360 (1991).

Редактор Л.В. Шаронова

## Influence of strong magnetic fields on the photoresponse of Si:B structures with blocked conductivity in the impurity band

B.A. Aronzon, O. Drachenko<sup>+</sup>, V.V. Rylkov, J. Leotin<sup>+</sup>

Russian Research Center „Kurchatov Institute“,  
123182 Moscow, Russia

<sup>+</sup> LNCMP, 143 Avenue de Rangueil,  
31432 Toulouse, France

**Abstract** The magneto-field dependence of the photoconductivity of Si:B blocked-impurity-band (BIB) structures with boron concentration in the active layer  $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  has been investigated. Measurements were performed in the magnetic fields  $B$  up to 30 T in the temperature range  $T = 4.2\text{--}9 \text{ K}$  under irradiation of the structures with the  $\sim 10^{16} \text{ photons/cm}^2 \cdot \text{s}$  intensity room background. We used a 40 T pulsed magnet providing a decay time  $\sim 0.8 \text{ s}$ . It is established, that in longitudinal geometry, when magnetic field is parallel to electric field, the drop of the photocurrent happens with rise of  $B$ , mainly, because of decrease of hole multiplication coefficient  $M$  and/or increase of hopping conductivity activation energy  $\varepsilon_3$  in the active layer. At  $T = 4.2 \text{ K}$ , the drop of the photocurrent can reach several tens. At the same time at such voltage bias when  $M \approx 1$  and high temperatures,  $T \approx 9 \text{ K}$ , the photocurrent decrease does not exceed 2 in fields up to 30 T. It is revealed also, that in cross geometry (magnetic field is perpendicular to electric field) the influence of the magnetic field on the BIB-structure photoresponse increases essentially (at  $T = 4.2 \text{ K}$  more than by the order). This fact can be explained by effects of charge carrier storage in the blocking (not doped) layer of the BIB structure because of increase of the holes flight time of this layer due to high hole mobility and strong bend of their motion trajectories in cross geometry.