

УДК 535.3

*Д.В. Донецкий, Г.Л. Беленький,
Л.Е. Воробьев, М.Я. Винниченко, Д.А. Фирсов,
Р.М. Балагула, А.В. Бобылев, С.П. Свенссон*

ВРЕМЯ ЖИЗНИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В СВЕРХРЕШЕТКАХ InAs / GaSb

*D.V. Donetsky¹, G.L. Belenky²,
L.E. Vorobjev³, M.Ya. Vinnichenko⁴, D.A. Firsov⁵,
R.M. Balagula⁶, A.V. Bobylev⁷, S.P. Svensson⁸*

^{1, 2}Department of Electrical and Computer Engineering, Stony Brook University,
100 Nicolls Rd, Stony Brook, NY 11794, United States.

^{3, 4, 5, 6, 7}St. Petersburg State Polytechnical University,
29 Politekhnicheskaya St., St. Petersburg, 195251, Russia.

⁸U.S. Army Research Laboratory, Sensors & Electron Devices Directorate,
2800 Powder Mill Rd, Adelphi, Maryland 20783-1197, United States.

CARRIER LIFETIME IN InAs/GaSb SUPERLATTICE STRUCTURES

Исследована фотолюминесценция высокого временного разрешения в сверхрешетках InAs/GaSb при различных энергиях возбуждения, получены спектры фотолюминесценции и поглощения, исследована фотолюминесценция в условиях слабой синусоидальной модуляции интенсивности излучения накачки. По зависимости интенсивности фотолюминесценции от частоты модуляции определено время жизни неосновных носителей заряда в структуре. Аналогичные результаты получены с использованием фотолюминесценции высокого временного разрешения. Показано, что фактором, ограничивающим время жизни неосновных носителей заряда в исследуемой структуре, является рекомбинация Шокли–Рида–Холла.

СВЕРХРЕШЕТКИ. ОПТИЧЕСКОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ. ВРЕМЯ ЖИЗНИ. ИНФРАКРАСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ.

The time-resolved photoluminescence (PL) data are studied for strained-layer InAs / GaSb superlattice structures at different excitation powers. Photoluminescence and absorption spectra are obtained. The minority carrier lifetime is obtained from PL frequency response to sin-wave modulated excitation. Similar results follow from analysis of the time-resolved PL data. It has been concluded that the minority carrier lifetime is limited by Shockley-Read-Hall recombination.

SUPERLATTICE. OPTICAL ABSORPTION. CARRIER LIFETIME. INFRARED LIGHT.

Структуры со сверхрешетками из напряженных слоев InAs/GaSb перспективны для использования в качестве фотоприемников и лазеров среднего инфракрасного (ИК) диапазона спектра [1 – 4]. Для опти-

мизации устройств на базе сверхрешеток с напряженными слоями необходимо более детальное понимание процессов рекомбинации носителей заряда.

В умеренно легированных полупрово-

дниковых соединениях A^3B^5 время жизни неосновных носителей заряда, как правило, определяется с помощью измерения фотолюминесценции с высоким временным разрешением. Если концентрация неравновесных носителей заряда незначительно превышает концентрацию основных носителей заряда, то по затуханию фотолюминесценции (ФЛ) можно определять время жизни неосновных носителей заряда. Однако при малой концентрации неравновесных носителей заряда довольно сложно обнаружить необходимый малый сигнал на фоне шума. Для повышения отношения сигнал/шум необходимо уменьшить полосу пропускания системы. В настоящей работе приводятся результаты непосредственного измерения времени жизни носителей заряда по частотному отклику ФЛ при синусоидальном возбуждении. Такая методика позволяет понизить уровень накачки (концентрацию неравновесных носителей заряда) и одновременно уменьшить шумы.

Скорость изменения числа неравновесных носителей заряда в единицу времени определяется стационарной скоростью генерации G_0 , модулированной синусоидальным сигналом с амплитудой $G_1 \ll G_0$ и частотой ω , а также рекомбинацией носителей заряда с характерным временем рекомбинации τ :

$$\frac{d(\Delta n)}{dt} = G_0 + G_1 \cos(\omega t) - \frac{\Delta n}{\tau}. \quad (1)$$

Решение уравнения (1) дает зависимость изменения концентрации носителей заряда от времени, содержащую стационарную и осциллирующую части:

$$\Delta n(t) = G_0 \tau + \frac{G_1 \tau}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \cos(\omega t - \varphi), \quad (2)$$

где φ – начальный сдвиг фазы.

Зависимость сигнала ФЛ на частоте ω пропорциональна осциллирующей части изменения концентрации:

$$I_{PL}(\omega) \sim \frac{G_1 \tau}{\sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}. \quad (3)$$

Измерение зависимости времени затухания ФЛ от уровня стационарного возбуждения $\tau(G_0)$ позволяет определить время жизни неосновных носителей τ_0 в пределе

$G_0 \rightarrow 0$. В материале p -типа с собственной концентрацией дырок p_0 избыточная концентрация неосновных носителей заряда (электронов) мала: $\Delta n \ll p_0$. Исходя из этого, время жизни неосновных носителей заряда может быть представлено следующим образом:

$$\frac{1}{\tau_0} = A + B p_0, \quad (4)$$

где A, B – коэффициенты рекомбинации Шокли–Рида–Холла и излучательной рекомбинации, соответственно. В уравнении (4) мы пренебрегли оже-рекомбинацией ввиду малого значения концентрации носителей заряда и низкой температуры.

Поскольку стационарная интенсивность ФЛ измеряется с помощью узкополосного усилителя, отклик ФЛ на частоте $\omega \ll 1/\tau$ определяется осциллирующей концентрацией электронов и дырок с общей амплитудой $G_1 \tau$ (см. формулу (2)) и соответствующими равновесными концентрациями дырок $(p_0 + G_0 \tau)$ и электронов $(G_0 \tau)$:

$$I_{PL}(G_0) \Big|_{\omega \rightarrow \infty} \sim \frac{B}{\Phi} (p_0 + 2G_0 \tau) G_1 \tau. \quad (5)$$

Из зависимости интенсивности ФЛ от уровня накачки (5) можно определить собственную концентрацию равновесных основных носителей заряда p_0 . Знание этой величины важно для оптимизации параметров роста сверхрешеток, а также для определения коэффициента рекомбинации Шокли–Рида–Холла, связанного с генерационно-рекомбинационной частью темнового тока p - n -перехода.

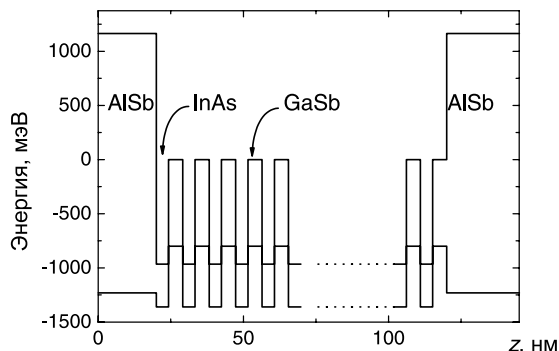


Рис. 1. Схематичная зонная диаграмма структуры с напряженными слоями InAs/GaSb

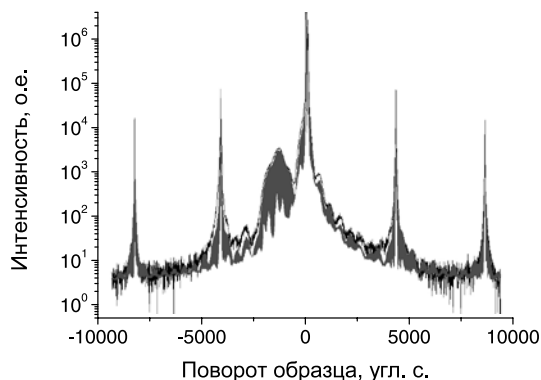


Рис. 2. Спектр рентгеновской дифракции высокого разрешения структуры с напряженными слоями InAs/GaSb

Исследуемая структура со сверхрешеткой InAs/GaSb была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на слабо легированной подложке *p*-GaSb. Активная область состояла из 200 периодов InAs (7 монослоев) и GaSb (8 монослоев), для пространственного ограничения носителей заряда она была ограничена слоями AlSb толщиной 20 нм. Схематичная зонная диаграмма структуры представлена на рис. 1. На поверхности структуры был выращен слой GaSb толщиной 20 нм.

Анализ структур с помощью спектров рентгеновской дифракции высокого разрешения показал наличие в сверхрешетке малых остаточных напряжений и резких гетерограниц. На рис. 2 представлен спектр рентгеновской дифракции высокого разрешения, полученный для исследуемых структур. Интенсивные узкие дифракционные пики указывают на хорошо сформировавшиеся периоды сверхрешетки напряженных слоев InAs/GaSb и высокое качество кристаллической структуры образцов. Пик нулевого порядка от сверхрешетки накладывается на пик от подложки, что означает, что напряженные слои InAs/GaSb не имеют отклонения от кубической решетки, а остаточные напряжения в структуре пренебрежимо малы. Вероятно, столь низкий уровень механических напряжений был достигнут благодаря формированию переходного слоя InSb между слоями InAs и GaSb в каждом периоде сверхрешетки. Исходя из расстояния между дифракционными пика-

ми, можно оценить период сверхрешетки, который составил 45,45 Å. Результаты аппроксимации полученных спектров рентгеновской дифракции позволяют предположить, что толщины слоев InAs, InSb и GaSb составили 19,28, 1,93 и 24,24 Å, соответственно. Широкий пик слева от пика нулевого порядка соответствует напряженным ограничивающим слоям AlSb. Толщина слоя AlSb в расчетах считалась равной 19,2 Å.

Спектры ФЛ были измерены на установке, представленной на рис. 3. Для измерения временной зависимости ФЛ избыточные носители заряда возбуждались в структуре либо с помощью модулируемого током лазерного диода с обратной оптической связью по оптоволокну, излучающего на длине волны 1,3 мкм, либо с помощью ИАГ-лазера, легированного неодимом ($\lambda = 1064$ нм, $\Delta t = 0,5$ нс, $\Delta t < \tau$).

Спектры фотолюминесценции и поглощения структуры были получены при $T = 77$ К с помощью фурье-спектрометра. Они представлены на рис. 4. Спектры ФЛ измерялись при мощности возбуждения избыточных носителей заряда 1 Вт/см² на длине волны 0,98 мкм (энергия кванта 1,26 эВ). Из рис. 4 видно, что спектр ФЛ соответствует переходам носителей заряда между основными состояниями краев запрещенной зоны: зоны проводимости С и валентной зоны V1. Отдельной стрелкой на рис. 4 указано положение переходов между основным состоянием в зоне про-

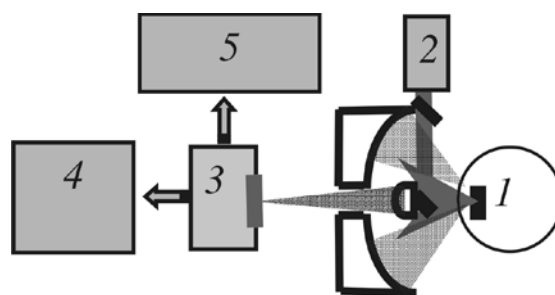


Рис. 3. Блок-схема экспериментальной установки для получения времяразрешенных спектров ФЛ: 1 – азотный криостат с образцом, 2 – диодный лазер, 3 – фотоприемник InSb с фильтром, 4 – осциллограф, 5 – селективный микровольтметр

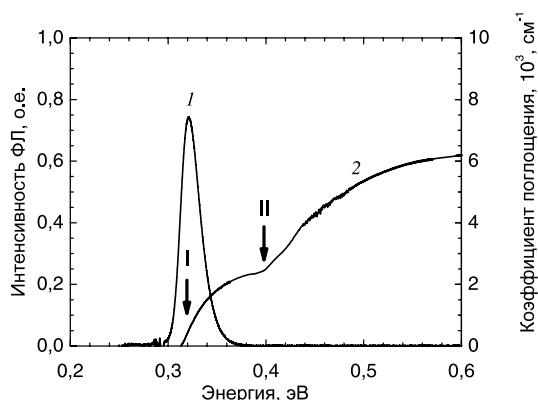


Рис. 4. Спектры фотолюминесценции (1) и поглощения (2) при $T = 77$ К. I, II – переход C-V1 и переход C-V2 соответственно

димости и вторым состоянием в валентной зоне сверхрешетки C-V2. Из-за того, что энергия накачки меньше ширины запрещенной зоны AlSb, в этих ограничивающих слоях свет не поглощался. Фотолюминесценции из подложки GaSb обнаружено не было. Этот результат согласуется с предположением, что большая часть падающего излучения поглощается в самой структуре и не доходит до подложки. Коэффициенты поглощения света с длинами волн 1,0 и 1,3 мкм в сверхрешетке InAs/GaSb, по нашим оценкам, составляют $3,4 \cdot 10^4$ и $2,1 \cdot 10^4$ см⁻¹, соответственно [5]; это отвечает 95 и 85 % поглощения падающего света на всей сверхрешетке.

Временные зависимости фотолюминесценции представлены на рис. 5 для разных энергий кванта излучения накачки: 23, 11 и 2,3 нДж. С учетом известной площади поперечного сечения лазерного луча ($3,4 \cdot 10^{-3}$ см²), было рассчитано значение максимального уровня возбуждения – $2,5 \cdot 10^{16}$ см⁻³ для энергии импульса 2,3 нДж. Для этого уровня возбуждения из временных зависимостей была рассчитана константа спада ФЛ (см. рис. 5). Ее значение составило 42 нс. На рис. 6 показана зависимость интенсивности ФЛ от интенсивности накачки и, соответственно, от концентрации неравновесных носителей заряда. При малых интенсивностях накачки количество инжектированных носителей заряда невелико, следовательно, квазиуровни Фер-

ми электронов и дырок находятся вблизи дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, соответственно. В этом случае электроны и дырки описываются невырожденной статистикой. Таким образом, интенсивность фотолюминесценции прямо пропорциональна концентрациям инжектированных электронов Δn и дырок Δp [6]:

$$J_{PL}(t) \sim \Delta n(t) \cdot \Delta p(t), \quad (6)$$

$$J_{PL}(t) \sim [\Delta n(t)]^2. \quad (7)$$

Спадающий участок зависимости ФЛ от времени можно аппроксимировать экспонентой с характерным временем τ , следовательно (см. формулу (8)):

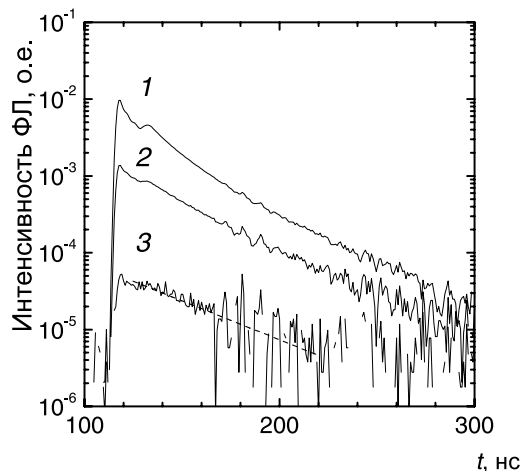


Рис. 5. Временные зависимости ФЛ при различных энергиях возбуждения, нДж: 23 (1), 11 (2), 2,3 (3)

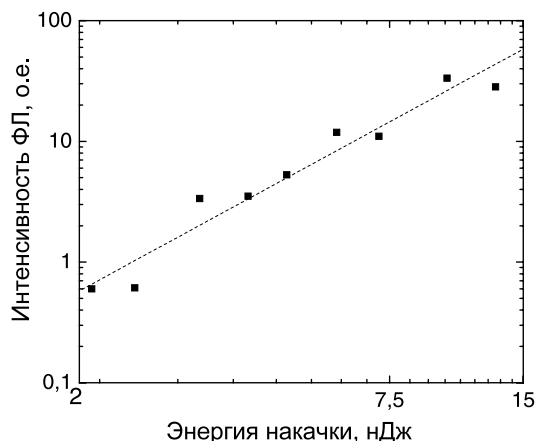


Рис. 6. Зависимость интенсивности ФЛ от энергии возбуждения

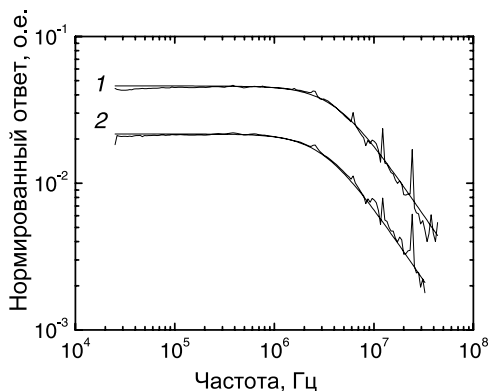


Рис. 7. Частотный отклик ФЛ на малое синусоидальное возбуждение для двух интенсивностей постоянной накачки 9,8 мВт (1) и 5,5 мВт (2) при $T = 77$ К

$$J_{PL}(t) \sim \exp(-2t / \tau). \quad (8)$$

Заметим, что при уменьшении интенсивности накачки возможен переход от квадратичной (см. формулу (7)) к линейной зависимости от концентрации. Квадратичная зависимость интенсивности ФЛ от уровня возбуждения (см. рис. 6) указывает, что исходная концентрация носителей в обоих образцах была ниже, чем $2,5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

При уровнях возбуждения неравновесных носителей заряда ниже, чем 10^{16} см^{-3} , время жизни носителей заряда определялось путем измерения отклика ФЛ на периодическое возбуждение. На рис. 7 представлены полученные результаты зависимости фототвора от частоты модулирующего сигнала. Время жизни носителей заряда при данной мощности возбуждения было определено путем аппроксимации кривых, показанных на рис. 7, уравнением (3). На рис. 8 приведены зависимости обратного времени жизни носителей заряда и отклика ФЛ от мощности накачки на низкой частоте (50 кГц). При площади возбуждения $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-2}$ и мощности 2 мВт оценки дают для значения концентрации неравновесных носителей заряда величину $3,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Из экстраполяции экспериментальной зависимости $1/\tau$ к нулевым значениям интенсивности накачки (см. рис. 8) было найдено значение времени жизни неосновных носителей заряда $\tau = 80$ нс. Быстрое монотонное уве-

личение интенсивности низкочастотного отклика от мощности, начиная от самого низкого уровня накачки, показало, что исходная концентрация носителей была ниже, чем $3,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Сублинейный характер этой зависимости определяется уравнением (5) и связан с уменьшением времени жизни носителей заряда при увеличении мощности возбуждения. Сопоставление наклона зависимости $1/\tau(G_0)$ с ростом излучательной рекомбинации позволило определить коэффициент $B = 4 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$ при $T = 77$ К. Вычитание возможного излучательного слагаемого из времени жизни неосновных носителей в предположении, что значение собственной концентрации носителей заряда не превышает $3,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, позволило оценить величину времени жизни носителей заряда при рекомбинации Шокли–Рида–Холла; она находится в диапазоне от 80 до 90 нс. Таким образом, можно сделать вывод, что найденное время жизни неосновных носителей заряда при низком возбуждении определяется в основном временем рекомбинации Шокли–Рида–Холла.

Таким образом, по зависимости ФЛ от частоты модуляции возбуждающего излучения определено время жизни неосновных носителей заряда $\tau = 80$ нс для нелегированной короткопериодной напряженной сверхрешетки. Аналогичные результаты получены с использованием фотолуминесценции высокого временного разрешения. По зависимости интенсивности

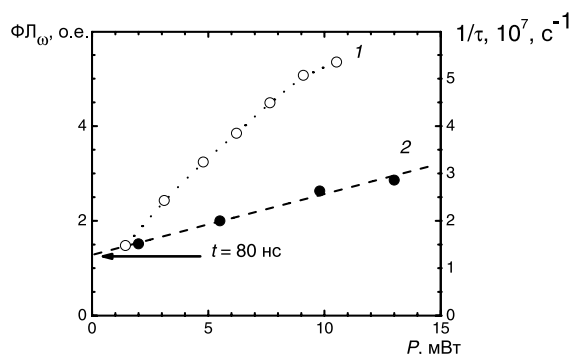


Рис. 8. Зависимости отклика ФЛ (1) и обратного времени жизни носителей заряда (2) от мощности накачки на низкой частоте (50 кГц)

ФЛ от мощности возбуждения определена собственная концентрация носителей заряда, не превышающая $3,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Показано, что фактором, ограничивающим время жизни неосновных носителей заряда, является рекомбинация Шокли-Рида-Холла.

Исследование выполнено при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации, соглашение 14.132.21.1408 «Фотоэлектрические и оптические свойства кристаллических наноструктур на основе полупроводников Ge/Si и A3B5 в среднем инфракрасном диапазоне спектра», а также грантов Правительства Санкт-Петербурга и РФФИ №11-02-01128.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Koerperick, E.J.** Active region cascading for improved performance in InAs-GaSb superlattice LEDs [Text] / E.J. Koerperick, J.T. Olesberg, J.L. Hicks, [et al.] // Quantum Electronics, IEEE Journal of. – 2008. – Vol. 44. – P. 1242–1247.

2. **Haugan, H.J.** Optimizing residual carriers in undoped InAs/GaSb superlattices for high operating temperature mid-infrared detectors [Text] / H.J. Haugana, S. Elhamrib, B. Ullrichc, [et al.] // Journal of Crystal Growth. – 2009. – Vol. 311. – № 7. – P. 1897–1900.

3. **Zhang, W.D.** InAs/GaSb broken-gap heterostructure laser for terahertz spectroscopic sensing application [Text] / W.D. Zhang, D.L. Woolard // Nanotechnology, IEEE Transactions on. – 2010.

– Vol. 9. – Iss. 5. – P. 575–581.

4. **Gautam, N.** Performance improvement of longwave infrared photodetector based on type-II InAs/GaSb superlattices using unipolar current blocking layers [Text] / N. Gautam, H.S. Kim, M.N. Kutty [et al.] // Appl. Phys. Lett. – 2010. – Vol. 96. – Iss. 23. – P. 231107-1–231107-3.

5. **Levinshtein, M.** Handbook series on semiconductor parameters [Text] / M. Levinshtein, S. Rumyantsev, M. Shur. – New Jersey: World Scientific, 1996. – 232 с.

6. **Рывкин, С.М.** Фотоэлектрические явления в полупроводниках [Текст] / С.М. Рывкин. – М.: Физматгиз, 1963. – 496 с.

ДОНЕЦКИЙ Дмитрий Владимирович (DONETSKY Dmitry) – *PhD, профессор (professor) факультета электротехники и компьютерных технологий университета штата Нью-Йорк в Стоуни Брук, США.*

Department of Electrical and Computer Engineering, State University of New York at Stony Brook, New York 11794-2350, USA.

БЕЛЕНЬКИЙ Григорий Львович (BELENKY Gregory) – *доктор физико-математических наук, почетный профессор (distinguished professor) факультета электротехники и компьютерных технологий университета штата Нью-Йорк в Стоуни Брук, США.*

Department of Electrical and Computer Engineering, State University of New York at Stony Brook, New York 11794-2350, USA.

ВОРОБЬЕВ Леонид Евгеньевич – *доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики полупроводников и наноэлектроники Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.*

195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
lvor@rphf.spbstu.ru

ВИННИЧЕНКО Максим Яковлевич – *старший преподаватель кафедры физики полупроводников и наноэлектроники Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.*

195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
mvin@spbstu.ru

ФИРСОВ Дмитрий Анатольевич – *доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой физики полупроводников и наноэлектроники Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.*

195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
lvor@rphf.spbstu.ru



БАЛАГУЛА Роман Михайлович – аспирант кафедры физики полупроводников и наноэлектроники Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
rmbal@spbstu.ru

БОБЫЛЕВ Александр Викторович – аспирант кафедры физики полупроводников и наноэлектроники Санкт-Петербургского государственного политехнического университета.

195251, г. Санкт-Петербург, Политехническая ул., 29
mvin@spbstu.ru

СВЕНССОН Стефан (Svensson Stefan P.) – Дирекция отдела сенсоров и электроники, Исследовательская лаборатория армии США, Адельфи, штат Мэриленд, США.

U.S. Army Research Laboratory, Sensors & Electron Devices Directorate, Adelphi, Maryland, USA.