

Граничная частота усиления волн пространственного заряда в тонкопленочных полупроводниковых структурах на основе нитрида индия

С. А. Сергеев,* О. С. Сенатов,† Б. В. Сергеева‡

*Саратовский государственный университет имени Н. Г. Чернышевского,
факультет нано- и биомедицинских технологий, кафедра физики полупроводников
Россия, 410012, г. Саратов, ул. Астраханская, 83*

В данной работе приводятся результаты теоретического расчета граничной частоты f_c усиления волн пространственного заряда в тонкопленочных структурах на основе n-GaAs и n-InN. Показано, что f_c для нитрида индия составляет величину порядка 200 ГГц, а для арсенида галлия 55 ГГц.

PACS: 71.45.Lg, 72.20.Nt

УДК: 621.382

Ключевые слова: функциональная электроника, нитриды, отрицательная дифференциальная проводимость, волны пространственного заряда.

Устройства на волнах пространственного заряда (ВПЗ) в тонкопленочных полупроводниковых структурах (ТПС) с отрицательной дифференциальной проводимостью (ОДП), обусловленной междолинными электронными переходами в полупроводниках типа n-SaAs и n-InN, представляют большой практический интерес благодаря широким функциональным возможностям [1–3], которые аналогичны функциональным возможностям акустоэлектронных устройств, но одновременно существенно превосходят последние по рабочим частотам. В связи с этим особый интерес представляет определение предельных рабочих частот устройств на ВПЗ в ТПС с ОДП.

Наиболее известным функциональным устройством на волнах пространственного заряда в полупроводниках является тонкопленочный усилитель бегущей волны (ТУБВ) на n-GaAs [4–8]. Исследованиями установлено, что верхний частотный предел усиления бегущих ВПЗ в полупроводнике с ОДП (а, следовательно, и верхний частотный предел тонкопленочного усилителя бегущей волны) может быть увеличен двумя путями: во-первых, использованием новых перспективных материалов вместо традиционного n-GaAs [9–11]; во-вторых, использованием механизма параметрического взаимодействия ВПЗ при низкочастотной накачке. Стоит сказать, что параметрический режим работы ТУБВ с низкочастотной накачкой наряду с увеличением верхнего частотного предела позволяет пополнить перечень возможных функций ТУБВ следующими: смеситель сдвига; управляемый фильтр, перестраиваемый частотой накачки; синтезатор частот и др. [12–16].

Волновые процессы в ТПС с ОДП на основе n-SaAs теоретически анализировались в ряде работ и наиболее подробно в монографии [8].

В работах [8,17,18] приводятся результаты теоретического исследования характеристик распростране-

ния волн пространственного заряда в тонкопленочных структурах на основе n-GaAs и n-InP. Показано, что в монохроматическом режиме граничная частота f_c , до которой возможно усиление ВПЗ, для фосфида индия составляет 115 ГГц, а для арсенида галлия 39 ГГц (для концентрации электронов n_0 порядка $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$).

В работах [19,20] проведен теоретический расчет граничной частоты усиления ВПЗ в ТПС на основе n-GaAs с учетом зависимости дрейфовой скорости v_0 и дифференциальной подвижности электронов μ_d от n_0 . Показано, что на зависимости f_c от концентрации электронов в пленке имеется максимум при $n_0 = (5 \div 6) \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, свидетельствующий о существовании оптимального уровня легирования пленки для создания наиболее высокочастотных функциональных устройств, работающих на ВПЗ в n-GaAs.

В работах [21–23] приведены результаты теоретического расчета граничной частоты усиления волн пространственного заряда в тонкопленочных структурах на основе n-GaAs, n-InP и n-GaN с учетом зависимости дрейфовой скорости и дифференциальной подвижности электронов от концентрации электронов. Показано, что оптимальный уровень легирования пленки для создания наиболее высокочастотных функциональных устройств, работающих на волнах пространственного заряда, различен для этих материалов и находится в интервале от 10^{15} до $3 \times 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

В данной работе приводятся результаты теоретического исследования влияния частотной дисперсии дифференциальной подвижности электронов на усиление ВПЗ в ТПС с ОДП, изучается влияние уровня легирования пленки на f_c . Теоретически рассчитана граничная частота усиления волн пространственного заряда в тонкопленочной полупроводниковой структуре на основе n-InN. Проведен сравнительный анализ основных свойств InN и GaAs, который показал, что нитрид индия является перспективным материалом для использования в устройствах на волнах пространственного заряда.

На рис. 1 схематически изображена полупроводниковая пленка толщиной $d = 2a$ и диэлектрической проницаемостью ϵ_1 , эпитаксиально выращенная на полу-

*E-mail: ssergeev@bk.ru

†E-mail: OlegX16@yandex.ru

‡E-mail: bsergeeva@bk.ru

золирующей подложке из того же полупроводникового материала ($\varepsilon_{2\max} = \varepsilon_1$), сверху граничащая с воздухом ($\varepsilon_{2\min} = 1$).

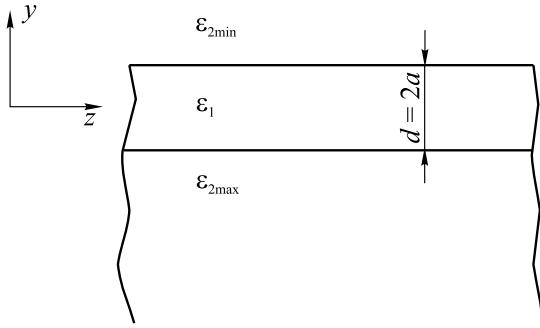


Рис. 1: Тонкопленочная полупроводниковая структура.

Система координат выбрана следующим образом: ось y перпендикулярна, а ось z параллельна плоскости пленки и делит ее по толщине пополам (рис. 1). Если в пленке n -CaAs создано сильное постоянное электрическое поле, параллельное плоскости пленки и оси z , напряженность которого E_0 соответствует участку ОДП на зависимости дрейфовой скорости электронов v_0 от E_0 , то в пленке полупроводника с ОДП могут быть возбуждены и будут распространяться в направлении дрейфа электронов с усилением или затуханием квазистатические волны пространственного заряда (волны электронной плотности).

Для модели жесткой границы потока электронов, совпадающей с реальной физической границей пленки, в [5] получено дисперсионное уравнение, которое в пренебрежении диффузией электронов (коэффициент диффузии $D = 0$) имеет вид

$$\frac{\alpha^{(0)} - \beta_M}{\alpha^{(0)}} = \frac{\varepsilon_{2\max} \beta_e}{\varepsilon_1 \zeta} \operatorname{ctg} 2\zeta a. \quad (1)$$

При получении (1) волновой множитель брался в виде $e^{i2\pi f t + i\zeta y - \gamma z}$, где f — частота, а $\gamma = \alpha + i\beta$ — продольная постоянная распространения. Верхний индекс «0» в круглых скобках здесь и далее означает нулевое приближение для соответствующей величины (при $D = 0$). Другие обозначения в (1) имеют следующий смысл: $\beta_e = \beta_0 = 2\pi f / V_0$ — фазовая постоянная (продольная), определяемая частотой f и скоростью дрейфа электронов в постоянном поле, одновременно являющаяся фазовой скоростью ВПЗ; $\zeta \approx \beta_e \sqrt{(\alpha^{(0)} - \chi \beta_M) / (\beta_M - \alpha^{(0)})}$ — поперечное (по оси y) волновое число; $\beta_M = \omega_M / V_0$; ω_M — максвелловская частота; e — модуль заряда электрона; n_0 — равновесная концентрация электронов в пленке полупроводника; ε_0 — электрическая постоянная; $\mu_e = V_0 / E_0$, $\chi = \mu_d / \mu_e$; μ_d — дифференциальная подвижность электронов, в общем случае являющаяся функцией E_0 и f . В большинстве теоретических работ, посвященных исследованиям распространения

ВПЗ в ТПС с ОДП, не учитывается зависимость μ_d от f [8,24]. Это предположение оправдано для частот до 20 ГГц для n -CaAs [25] и 60 ГГц для n -InN [26]. На более высоких частотах учет зависимости μ_d от f принципиально необходим, особенно, если речь идет об определении граничной частоты усиления ВПЗ.

Обозначив $X^{(0)} = \alpha^{(0)} / \beta_M$ и $b = \beta_e / \alpha$ и учитывая, что $\varepsilon_{2\max} = \varepsilon_1$ уравнение (1) преобразуется к следующему виду

$$\frac{X^{(0)}}{X^{(0)} - 1} - \sqrt{\frac{X^{(0)} - \chi}{1 - X^{(0)}}} \times \operatorname{tg} \left[2b \sqrt{\frac{X^{(0)} - \chi}{1 - X^{(0)}}} \right] = 0. \quad (2)$$

Решение (2) может быть найдено численными методами. В силу многозначности тригонометрической функции тангенса решений данного уравнения бесконечно много, что является свидетельством многомодового характера ВПЗ в ТПС с ОДП. В общем случае в зависимости от величин $X^{(0)}$ и χ , определяющих знак подкоренного выражения в аргументе тангенса, в пленке полупроводника возможно существование как тригонометрических, так и гиперболических мод. Однако в [8] показано, что при $\chi < 0$ (а именно этот случай наиболее интересен) в ТПС с ОДП будут существовать только тригонометрические моды, среди которых будут как нарастающие (усиливающиеся), так и затухающие. Очевидно, что при $\chi < 0$ существование тригонометрических мод возможно при $\chi < X^{(0)} < 1$. Поскольку в частотной полосе усиления ВПЗ ($X^{(0)} < 0$) первый член левой части уравнения (2) $X^{(0)} / (X^{(0)} - 1)$ всегда положителен, то

$$\operatorname{tg} \left[2b \sqrt{\frac{X^{(0)} - \chi}{1 - X^{(0)}}} \right] > 0. \quad (3)$$

Дальнейшее рассмотрение ограничим только основной модой, которая имеет место при аргументе функции тангенса в пределах от 0 до $\pi/2$. Это обстоятельство в совокупности с неравенством (3) позволяет определить начальный интервал поиска решения уравнения (2):

$$\chi < X^{(0)} < \frac{\chi + \pi^2 / (4b)^2}{1 + \pi^2 / (4b)^2}. \quad (4)$$

Уравнение (2) можно решить численно, например, методом половинного деления и определить X^0 . Учет диффузии ($D \neq 0$) в первом приближении дает поправку к решению, которое для жесткой границы потока электронов в пленке полупроводника может быть записано в виде [5]

$$X^{(1)} = X^{(0)} + \frac{\beta_e^2}{\beta_M \beta_D}. \quad (5)$$

Для теоретического анализа использовалась модель, подробно описанная в [8]. Конкретные численные рас-

четыре проведены для двух полупроводников: арсенида галлия и нитрида индия. По литературным данным существует некоторый разброс по таким важным параметрам, как диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 13.52 \div 15.3$ [27–34], скорость электронов v_0 в поле E_0 [26,28,29,31,33,35,36], коэффициент диффузии $D = 25 \div 67 \text{ см}^2/\text{с}$ [30,35] для нитрида индия и $\epsilon = 12.9 \div 13.1$ [37–46], v_0 в поле E_0 [47–53], $D = 200 \div 400 \text{ см}^2/\text{с}$ [37,48,50–53] для арсенида галлия. В связи с этим данные, использованные в расчетах, сведены в табл. 1, в которой отдельно выделены варианты сочетания этих параметров, обеспечивающие самые высокие (вариант 1) и самые низкие (2) значения граничной частоты усиления ВПЗ. В расчетах использовались данные по частотной зависимости дифференциальной подвижности электронов, рассчитанной методом Монте-Карло для p-SaAs в поле $E_0 = 5.5 \text{ кВ/см}$ в работе [25], а для p-InN в поле $E_0 = 90 \text{ кВ/см}$ в [26]. На рис. 2 показаны зависимости f_c от n_0 , рассчитанные для $n_0 d = 2 \times 10^{14} \text{ м}^{-2}$ для арсенида галлия. Цифрами обозначены варианты параметров, которые использовались при расчетах.

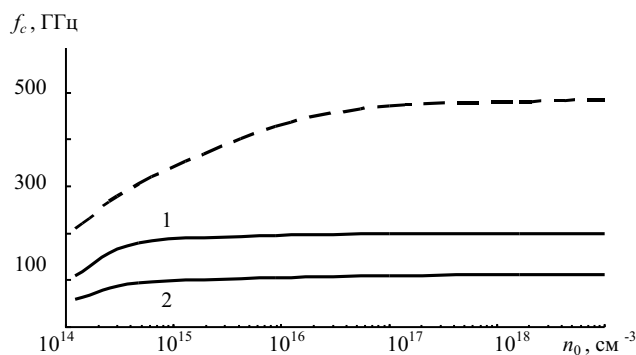


Рис. 2: Зависимости граничной частоты от концентрации для арсенида галлия.

На рис. 3 приведены аналогичные зависимости для нитрида индия. На этих же рисунках приведены пунктирные кривые, полученные для варианта 1 в пренебрежении частотной зависимостью μ_d .

Приведенные результаты свидетельствуют о том, что при увеличении n_0 примерно до $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ для p-SaAs и до 10^{16} см^{-3} для p-InN значение f_c растет, а при больших n_0 зависимости f_c от n_0 практически насыщаются, достигая в вариантах 1 уровня 55 ГГц для p-SaAs и 200 ГГц для p-InN. Причиной роста f_c в области малых n_0 является увеличение ω_M , а причиной следующего за этим насыщения — усиливающееся с ростом частоты влияние диффузии.

Сравнение сплошных и пунктирных кривых рис. 2 и 3, полученных с учетом и без учета частотной дисперсии μ_d , показывает, что влияние зависимости μ_d от f на величину f_c с ростом n_0 усиливается. Для концентраций, больших $5 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$, учет зависимости μ_d от f приводит к уменьшению f_c более чем в полтора раза для p-SaAs и более чем в два раза для p-InN.

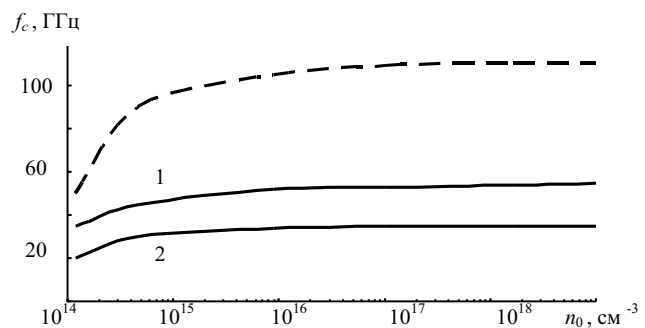


Рис. 3: Зависимости граничной частоты от концентрации для нитрида индия.

[1] Барыбин А. А., Вендик И. Б., Вендик О. Г., Калиникос Б. А., Мироненко И. Г., Тер-Мартirosян Л. Т. Микроэлектроника. **8**, вып. 1. С. 3. (1979).
 [2] Михайлов А. И., Сергеев С. А. Полупроводниковая электроника и молекулярные нанотехнологии: Сборник статей / Под общей редакцией проф. А.И. Михайлова. (Саратов: Издательский центр «Наука», 2013). С. 59.
 [3] Михайлов А. И., Сергеев С. А. Взаимодействие сверхвысокочастотного, терагерцового и оптического излучения с полупроводниковыми микро- и наноструктурами, метаматериалами и биообъектами: материалы Всероссийской научной школы-семинара. (Саратов: Изд-во Саратовский источник, 2014). С. 94.
 [4] Дин Р., Матарезе Р. ТИИЭР. **60**. № 12. Р. 23. (1972).
 [5] Kytabe K., Kanbe H. Int. J. Electronics. **58**. Р. 587. (1985).
 [6] Михайлов А. И., Сергеев С. А., Горячев А. А. Изв. ВУ-

Зов. Радиоэлектроника. **43**. № 2. Р. 16. (2000).
 [7] Патент 2138116 РФ, МКИ Н 03 D 7/00, 7/12, Н 01 L 27/095. Преобразователь частоты СВЧ диапазона / А.И. Михайлов, С. А. Сергеев, Ю. М. Игнатьев (РФ). Опубл. 20.09.99. Бюл. № 26.
 [8] Барыбин А. А. Волны в тонкопленочных полупроводниковых структурах с горячими электронами. (М.: Наука, 1986).
 [9] Сергеев С. А., Михайлов А. И., Сергеева Б. В. Учен. зап. физ. фак-та Моск. ун-та. **10**, № 2. С. 7. (2014).
 [10] Сергеев С. А., Михайлов А. И., Сергеева Б. В. Полупроводниковая электроника и молекулярные нанотехнологии: Сборник статей / Под общ. ред. проф. А.И. Михайлова. (Саратов: Издательский центр «Наука», 2013). С. 154.
 [11] Сергеев С. А., Михайлов А. И., Сергеева Б. В. В мире научных открытий. **4**, ч. 6. С. 49. (2010).

Таблица I: Параметры полупроводников

Полупроводник	Вариант	ϵ	v_0 , 107 см/с	D , см ² /с
n-CaAs ($E_0 = 5.5$ кВ/см)	1	12.9	1.7	200
	2	13.1	1.5	400
n-InN ($E_0 = 90$ кВ/см)	1	13.52	4.3	25
	2	15.5	3.4	67

- [12] Михайлов А. И., Сергеев С. А. ЖТФ. 1999. **69**, вып. 1. С. 128. (Mikhailov A. I., Sergeev S. A. Technical Physics. **44**, № 1. С. 117.(1999)).
- [13] Михайлов А. И., Сергеев С. А. Физика волновых процессов и радиотехнические системы. **13**, № 2. С. 102. (2010).
- [14] Михайлов А. И., Сергеев С. А. Письма в ЖТФ. **22**, вып. 24. С. 75. (1996).
- [15] Михайлов А. И., Сергеев С. А. Физика волновых процессов и радиотехнические системы. **13**, № 4. С. 70. (2010).
- [16] Михайлов А. И., Сергеев С. А. Физика волновых процессов и радиотехнические системы. **14**, № 1. С. 45. (2011).
- [17] Михайлов А. И., Сергеев С. А. Тез. докл. Всеросс. науч.-технич. конф. с международ. участием «Актуальные проблемы твердотельной электроники и микроэлектроники». (Таганрог, 1994.) Ч. 1. С. 88.
- [18] Михайлов А. И. Письма в ЖТФ. **21**. Р. 21. (1995).
- [19] Михайлов А. И., Сергеев С. А. Письма в ЖТФ. **25**, вып. 4. С. 85. (1999).
- [20] Mikhailov A. I., Sergeev S. A. Technical Physics Letters. **25**, № 2. С. 162. (1999).
- [21] Сергеев С. А., Михайлов А. И., Сергеева Б. В. Труды XI Международ. конф. «Опто-, наноэлектроника, нанотехнологии и микросистемы». (Ульяновск: УлГУ, 2009). С. 256.
- [22] Сергеев С. А., Михайлов А. И., Сергеева Б. В. Материалы докл. VIII Международ. науч.-технич. конф. «Физика и технические приложения волновых процессов»: Приложение к журналу «Физика волновых процессов и радиотехнические системы». (СПб.: Политехника, 2009). С. 127.
- [23] Михайлов А. И., Сергеев С. А. Физика волновых процессов и радиотехнические системы. **13**, № 1. С. 33. (2010).
- [24] Кумабе К., Кояма Д. Даней цусин гаккай ромбунси. **57**. № 6. С. 179. (1974).
- [25] Rees H. D. Sol. St. Com. **7**, № 2. Р. 267. (1969).
- [26] Starikov E., Shiktorov P., Gruinskis V., Varani L., Vaissiure J. C., Palermo C., Reggiani L. J. Appl. Phys. **98**. Р. 083701. (2005).
- [27] Тарасов С. А. Полупроводниковые оптоэлектронные приборы. (СПб.: Изд-во СПбГЭТУ, 2008).
- [28] O'Leary S. K., Foutz B. E., Shur M. S., Eastman L. F. J. Mater Sci: Mater Electron. **17**. Р. 87. (2006.).
- [29] Farahmand M., Garetto C., Bellotti E., Brennan K. J., Goano M., Ghilino E., Ghione G., Albrecht J. D., Ruden P. P. IEEE Trans., El. Dev. **48**, № 3. Р. 535. (2001).
- [30] Shur M. S., Devis R. F. GaN-based materials and devices. Selected topics in electronics and systems. **33**. (Singapore-New Jersey-London-Hong Kong: World Scientific, 2004).
- [31] Arabshahi H., Rezaee Rokn-Abadi M., Badiyan F., Eslami Moghadam Z. Adv. Appl. Sci. Res. **1**, № 1. Р. 19. (2010).
- [32] Давыдов С. Ю. ФТП. **36**, № 1. С. 45. (2002).
- [33] O'Leary S. K., Foutz B. E., Shur M. S., Bhapkar U. V., Eastman L. F. J. Appl. Phys. **83**, № 2. Р. 826. (1998).
- [34] Масюков Н. А., Дмитриев А. В. Фундаментальная и прикладная математика. **15**, № 6. С. 77. (2009).
- [35] Starikov E., Shiktorov P., Gruhinskis V., Reggiani L., Varani L., Vaissiure J. C., Palermo C. Semicond. Sci. Technol. **20**. Р. 279. (2005).
- [36] Hamdoune A., Bachir N. Int. J. of Comp. and El. Eng. **2**, № 5. Р. 1793. (2010).
- [37] Шур М. С. Современные приборы на основе арсенида галлия. (М.: Мир, 1991).
- [38] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. Т. 2. (М.: Мир, 1984).
- [39] Пасынков В. В., Сорокин В. С. Материалы электронной техники. (СПб.: Лань, 2001).
- [40] Dunn G. M., Walker A. B., Jefferson J. H., Herbert D. C. Semicond. Sci. Technol. **9**, № 11. Р. 2123. (1994).
- [41] Ren F. Wide energy bandgap electronic devises. (Singapore: World Scientific Publishing, 2003).
- [42] Brennan K., Hess K. Sol. St. Electron. **27**, № 4. Р. 347. (1984).
- [43] Pohela J., Reklaitis A. Sol. St. Electron. **23**. Р. 927. (1980).
- [44] Maloney T. J., Frey J. J. Appl. Phys. **48**, № 2. Р. 781. (1977).
- [45] Kundrotas J., Dargys A., Hesna A. Semicond. Sci. Technol. **11**. Р. 692. (1996).
- [46] Барыбин А. А., Пригоровский В. М. Изв. ВУЗов. Физика. **24**, вып. 8. С. 28. (1981).
- [47] Alekseev E., Pavlidis D. Sol. St. Electron. **44**. Р. 941. (2000).
- [48] Wandinger L. Microwave J. **24**, № 3. Р. 75. (1981).
- [49] Бородовский П. А., Осадчий В. М. Междолинный перенос электронов в полупроводниках A_3B_5 . (Новосибирск: СО АН СССР, 1987).
- [50] Левинштейн М. Е. ФТП. **13**, № 7. С. 1249. (1979).
- [51] Барейкис В. Диффузия горячих электронов. (Вильнюс: Моклас, 1981).
- [52] Стариков Е., Шикторов П. Лит. физ. сб. **32**, № 4. С. 471. (1992).
- [53] Прохоров Э. Д., Белецкий Н. И. Полупроводниковые материалы для приборов с междолинным переносом электронов. (Харьков: Вища шк. 1982). 135 с.

Cutoff frequency of space-charge waves amplification in thin-film n-InN semiconductor structures

S. A. Sergeev^a, O. S. Senatov^b, B. V. Sergeeva^c

*Saratov State University named after N. G. Chernyshevskiy
Astrakhanskaya Street, 83, 410012, Saratov, Russia
E-mail: ^as sergeev@bk.ru, ^bOlegX16@yandex.ru, ^cbsergeeva@bk.ru*

Results of theoretical calculation of space-charge waves amplification cutoff frequency f_c in thin-film n-InN and n-GaAs semiconductor structures are given in this paper. It is shown that f_c is about 200 GHz for indium nitride and 55 GHz for gallium arsenide.

PACS: 71.45.Lr, 72.20.Ht

Keywords: functional electronics, nitrides, negative differential conductivity (NDC), space-charge waves.

Received 29.05.2015

Сведения об авторах

1. Сергеев Сергей Алексеевич — канд. физ.-мат. наук, доцент кафедры физики полупроводников факультета нано- и биомедицинских технологий; тел.: (8452) 51-11-81, e-mail: ssergeev@bk.ru.
2. Сенатов Олег Станиславович — студент кафедры физики полупроводников факультета нано- и биомедицинских технологий; тел.: (8452) 51-11-81, e-mail: OlegX16@yandex.ru.
3. Сергеева Бэла Владимировна — ведущий инженер кафедры физики полупроводников факультета нано- и биомедицинских технологий; тел.: (8452) 51-11-81, e-mail: bsergeeva@bk.ru.