

## КВАНТОВЫЕ СИСТЕМЫ И ЯВЛЕНИЯ

<b>Вероятность ионизации примесей статическим и переменным электрическими полями в однослойных углеродных нанотрубках полупроводникового типа</b>	
<i>О.Ю. Бабина, С.Ю. Глазов, И.А. Подгорная</i> .....	2
<b>Квантовая чувствительность измерения малых сил с помощью опто-механических систем с когерентной связью</b>	
<i>А.И. Назмиев, С.П. Вятчанин</i> .....	6
<b>Влияние ионизации примесных центров на проводимость однослойных углеродных нанотрубок полупроводникового типа</b>	
<i>С. Ю. Глазов, Н.Е. Мещерякова, И.А. Подгорная</i> .....	9
<b>О возможности генерации встречных ортогонально-поляризованных мод в РДС-кристалле с учетом дифракции и формирования квантовых фантомных изображений</b>	
<i>А.В. Белинский, Р. Сингх</i> .....	12
<b>Характеризация однофотонных источников на основе центров окраски в алмазах</b>	
<i>М.Д. Тюгаев, А.Г. Шмелев, А.А. Калачев</i> .....	16

## Вероятность ионизации примесей статическим и переменным электрическими полями в однослойных углеродных нанотрубках полупроводникового типа

О.Ю. Бабина<sup>1</sup>, С.Ю. Глазов<sup>1,2</sup>, И.А. Подгорная<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Волгоградский государственный социально-педагогический университет

<sup>2</sup>Волгоградский государственный медицинский университет

[ser-glazov@yandex.ru](mailto:ser-glazov@yandex.ru)

Углеродные нанотрубки (УНТ) являются перспективным материалом для наноэлектроники. Подробный обзор теоретических результатов по электромагнитным свойствам УНТ представлен в [1]. Присутствие примесей и дефектов может сильно повлиять на электрические свойства углеродных нанотрубок. В работах [2-5] методом мнимого времени исследована вероятность ионизации примесей при воздействии квазиклассически сильных электрических полей в структурах на основе графена. В данной работе развивается метод мнимого времени для УНТ, исследуется вероятность ионизации примесей в однослойной углеродной нанотрубке полупроводникового типа в присутствии сильных постоянного и переменного электрических полей поляризованных вдоль оси нанотрубки.

Электронная структура УНТ описывается, как правило, в рамках анализа динамики  $\pi$ -электронов в приближении сильной связи, учитывающем взаимодействие лишь трех соседних атомов в гексагональной структуре. В рамках данной модели закон дисперсии, описывающий свойства УНТ типа zigzag  $(m,0)$ , имеет вид [1]

$$\varepsilon = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos(y)(\cos(x) + \cos(y))}, \quad (1)$$

где  $\gamma \approx 2.7$  эВ – интеграл перескока электронов между соседними узлами кристаллической решетки,  $x = p_x a$ ,  $y = \pi s / m$ ,  $s = 1, 2, \dots, m$ ,  $a = 3b / 2\hbar$ ,  $b = 0.142$  нм – расстояние между соседними атомами углерода в графене. Разные знаки относятся к зоне проводимости и валентной зоне. электронные состояния в УНТ описываются с помощью двух квантовых чисел: непрерывного электронного волнового числа  $k = p_x / \hbar$ , характеризующего поступательное движение электрона вдоль оси нанотрубки и целочисленного углового момента электрона  $s$ , характеризующего вращательное движение электрона вокруг оси нанотрубки. Энергетический спектр электронов в нанотрубке представляет собой совокупность электронных подзон  $\varepsilon_s(k)$ , нумеруемых угловым моментом  $s$ . Наличие запрещенной зоны в спектре (1) позволяет вести расчеты в однозонном приближении, накладывая ограничения на параметры внешних полей и температуру.

Для случая туннелирования электрона с примесного уровня в зону проводимости применим так называемый квазиклассический метод [6]. Процесс ионизации примеси представляет собой туннелирование электрона через потенциальный барьер и может носить квазиклассический характер. При этом вероятность перехода (ионизации) может быть записана с экспоненциальной точностью в виде

$$W = \exp\left(-\frac{2\Im S}{\hbar}\right), \quad (2)$$

где  $S$  – классическое действие, набираемое частицей при подбарьерном движении, определяемое формулой

$$S = \int_0^{t_0} [\varepsilon(p(t)) + V] dt, \quad (3)$$

где  $p(t)$  – импульс электрона, определяемый из классического уравнения движения,  $V$  – энергия залегания примеси. Предполагаем, что примеси находятся в УНТ на определенной глубине  $v$ . Начало отсчёта энергии выбираем посередине запрещённой зоны.

Электрические поля  $\vec{E} = \{E_1 + E_0 \cos \omega t, 0\}$  поляризованы вдоль оси нанотрубки.

Критерием применимости квазиклассического метода является условие

$$\Im m S \gg \hbar. \quad (4)$$

Момент начала туннелирования  $t_0$  находится из условия минимума мнимой части действия

$$\left. \frac{\partial \Im m S(t)}{\partial t} \right|_{t_0} = 0, \quad (5)$$

что соответствует условию

$$\varepsilon(t_0) = V. \quad (6)$$

Для нахождения  $\varepsilon(t)$  достаточно рассмотреть классическое уравнение движения

$$\frac{dp_x}{dt} = eE_x, \quad (7)$$

с начальным условием  $p_x(0) = p_{0x}$ ,  $s(0) = s_0$ , что соответствует попаданию электрона в зону проводимости в состояние с минимальной энергией.

Подставляя решение (7) в (6), получим трансцендентное уравнение для нахождения момента начала туннелирования, корень которого чисто мнимый  $t_0 = it_0$ . После перехода к безразмерным единицам получаем уравнение, которое решается численно

$$F_1 \tilde{\tau}_0 + \frac{F_0}{w} sh(w \tilde{\tau}_0) = \beta, \quad (8)$$

где  $\beta = \text{arcch}(\{(\tilde{\Delta} - \tilde{v})^2 - 1 - 4 \cos^2(y_0)\} / \{4 \cos(x_0) \cos(y_0)\})$ ,  $\tilde{\Delta} = \Delta / \gamma$ ,  $\Delta$  – полуширина запрещённой зоны,  $\tilde{v} = v / \gamma$ ,  $w = \hbar \omega / \gamma$ ,  $\tilde{\tau}_0 = \gamma \tau_0 / \hbar$ ,  $F_1 = aeE_1 \hbar / \gamma$ ,  $F_0 = aeE_0 \hbar / \gamma$ . Отметим, что при выводе формулы (8) можно конкретизировать значения  $x_0$  и  $y_0$ , для УНТ определенного радиуса

$$R = \frac{\sqrt{3}b}{2\pi} m. \quad (9)$$

Для УНТ типа zigzag (14,0) мы имеем эквивалентные точки с безразмерной компонентой квазиимпульса  $(0, 9\pi/14)$ ,  $(\pi, 5\pi/14)$  и  $(-\pi, 5\pi/14)$ . Отметим, что для всех подзон  $\sin(x_0) = 0$ , и это будет учтено в дальнейших формулах.

По формуле (3) проведен расчет классического действия, набираемого частицей при подбарьерном движении с момента времени начала туннелирования  $t_0$  до момента выхода частицы из-под барьера при  $t=0$ . Подставляя в (3) решение (8), находим мнимую часть действия в виде интеграла

$$\Im m S = \hbar \int_0^{\tilde{\tau}_0} \left\{ \sqrt{1 + 4ch \left( F_1 t + \frac{F_0}{w} sh(wt) \right) \cos x_0 \cos y_0 + 4 \cos^2 y_0 + (\tilde{v} - \tilde{\Delta})} \right\} dt, \quad (10)$$

который не выражается через элементарные функции, поэтому берется численно.

Отметим, что мнимая часть действия в (10) зависит от начальных условий, т.е. от того, в какую подзону совершается переход.

Выполнено численное исследование вероятности ионизации примесей в зависимости от параметров приложенных полей. Показано, что с ростом частоты, амплитуды переменного и напряженности постоянного электрического поля вероятность ионизации примесей в УНТ увеличивается, что согласуется с результатами

работ [2-5] и более ранних работ, посвященных узкозонным полупроводникам и сверхрешеткам [7-8].

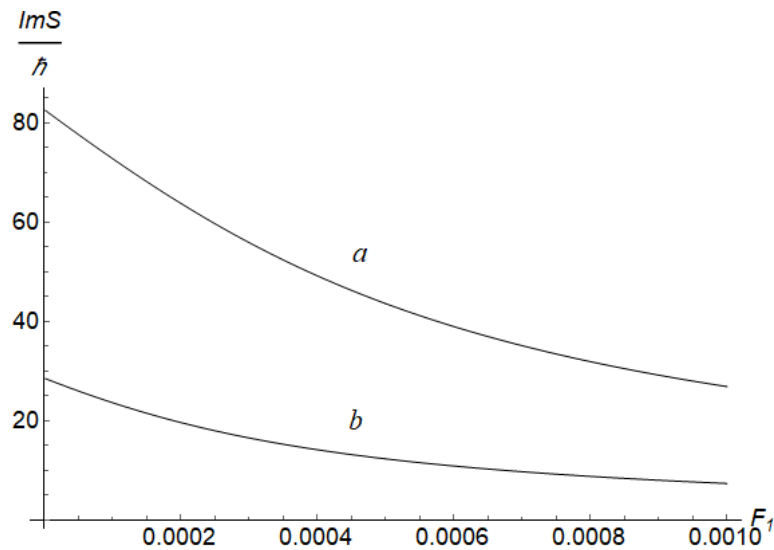


Рис.1. Зависимость мнимой части действия  $S$  от напряженности постоянного электрического поля в безразмерных единицах при  $F_0 = 0.0002$ ,  $w = 0.005$ ,  $a) m=13$ ;  $b) m=14$

На рис.1 приведена зависимость мнимой части действия от напряженности постоянного электрического поля для УНТ типа zigzag (13,0) и (14,0). Увеличение числа подзон соответствует увеличению радиуса нанотрубки. Таким образом, при увеличении радиуса УНТ мнимая часть действия уменьшается, при этом вероятность ионизации возрастает. Отметим также, что при увеличении радиуса УНТ уменьшается запрещенная зона и уменьшается ширина разрешенных подзон.

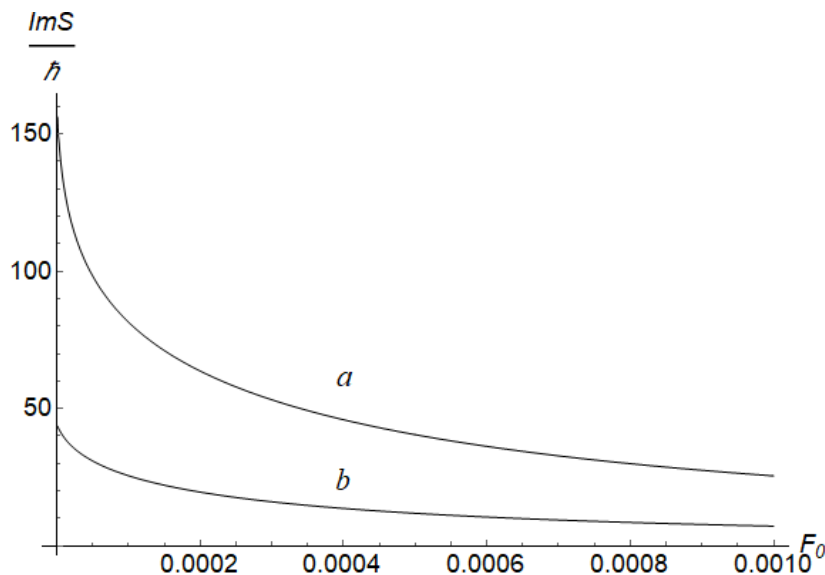


Рис.2. Зависимость мнимой части действия  $S$  от амплитуды переменного электрического поля в безразмерных единицах при  $F_1 = 0.0002$ ,  $w = 0.005$ ,  $a) m=13$ ;  $b) m=14$

На рис.2-3 приведены зависимости мнимой части действия от амплитуды и частоты переменного электрического поля для УНТ типа zigzag (13,0) и (14,0). Отметим слабую зависимость мнимой части действия от частоты переменного электрического поля по сравнению с изменением амплитуды переменного и напряженности постоянных электрических полей.

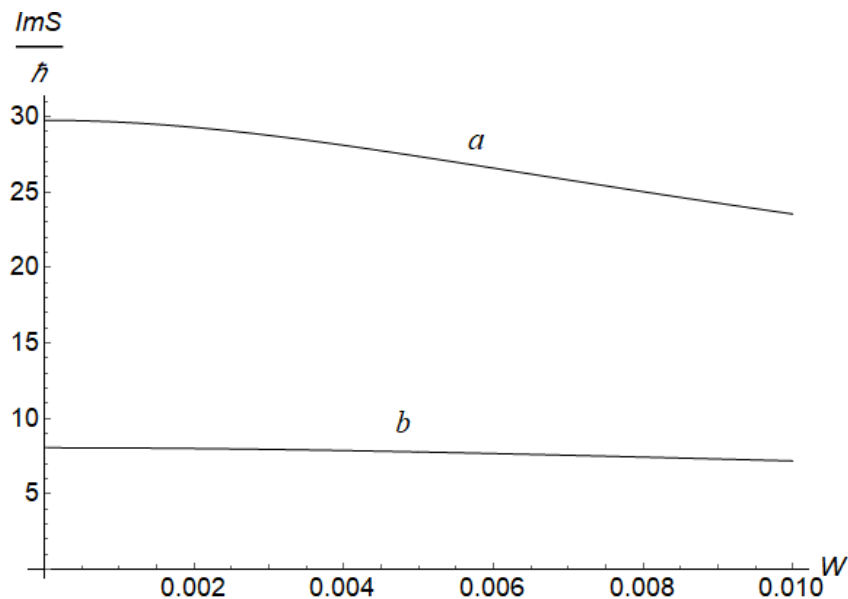


Рис.3. Зависимость мнимой части действия  $S$  от частоты переменного электрического поля в безразмерных единицах при  $F_1=0.0001$ ,  $F_0=0.001$ , а)  $m=13$ ; б)  $m=14$

В заключении сформулируем основные выводы из данной работы:

1. Получено выражение для нахождения вероятности ионизации примесей в квазиклассическом приближении в однослойных УНТ полупроводникового типа.
2. В результате численного исследования показано, что с ростом частоты, амплитуды переменного и напряженности постоянного электрического поля вероятность ионизации примесей в УНТ увеличивается.
3. При увеличении радиуса УНТ, одинаковой глубине залегания примесных центров и параметров приложенных полей, вероятность ионизации примесей возрастает.
4. Получены аналитические выражения для вероятности ионизации в присутствии только постоянного электрического поля и переменного электрического поля в предельных случаях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С.А. Максименко, Г.Я. Слепян // РЭ. 2002. Т. 47. № 3. С. 261.
2. S.Yu. Glazov, P.V. Badikova // Zh. Nano-Elektron. Fiz. 2018. V. 10. № 2. 02020.
3. П.В. Бадикова, С.Ю. Глазов // Изв. РАН. Сер.физ. 2018. Т. 82. № 11. С. 1536.
4. П.В. Бадикова, С.Ю. Глазов, Г.А. Сыродоев // ФТП. 2019. Т. 53. В.7. С. 927.
5. П.В. Бадикова, С.Ю. Глазов, Г.А. Сыродоев // Изв. РАН. Сер.физ. 2020. Т. 84. № 1. С. 38.
6. Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М. “Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике” М.: Наука, 1989.
7. С.В. Крючков, Г.А. Сыродоев // Изв. ВУЗов СССР. Радиофизика. 1990. № 6. С. 762.
8. С.В. Крючков, Г.А. Сыродоев // ФТП. 1988. Т. 22. № 9. С. 1695.

## Квантовая чувствительность измерения малых сил с помощью оптико-механических систем с когерентной связью

А.И. Назмиев, С.П. Вятчанин

Физический факультет Московского государственного университета им. М.В.Ломоносова,  
119991 Москва, Россия

[nazmiev.ai15@physics.msu.ru](mailto:nazmiev.ai15@physics.msu.ru)

Гравитационно-волновые эффекты проявляются на масштабах порядка  $10^{-19}$  м, поэтому задача по их обнаружению привела к необходимости создания прецизионных измерительных приборов. Оптико-механические системы из оптических резонаторов и связанных с ними пробных масс хорошо показали себя для создания таких приборов [1].

Среди них были выделены и изучены системы с дисперсионной и диссипативной связью [2]. Дисперсионная связь характеризуется зависимостью собственной частоты резонатора от положения пробной массы. Простейшим примером такой системы является интерферометр Фабри-Перо с подвижным зеркалом. Если измерять только фазовую квадратуру выходного света, чувствительность этой системы будет ограничена стандартным квантовым пределом (СКП) [3] измерения силы, который возникает из-за соотношения неопределенности Гейзенберга. Диссипативная связь характеризуется зависимостью ширины линии резонатора от положения пробной массы. Она реализуется в резонаторе Фабри-Перо с интерферометром Майкельсона с подвижным зеркалом [4]. Интерферометр Майкельсона служит обобщенным входным зеркалом, прозрачность которого зависит от положения подвижного зеркала.

В 2019 году был обнаружен и предложен третий тип оптико-механической связи, который возникает в многомодовых системах, в которых от положения пробной массы зависят сами собственные моды, а их частоты и ширины линий являются постоянными. Этот тип связи получил название когерентной связи [5]. Примером системы, в которой реализуется только когерентная связь является кольцевой резонатор с подвижным зеркалом, схема которого изображена на рис. 1. Настоящая работа посвящена анализу квантовой чувствительности измерителя малых сил на основе системы с когерентной связью.

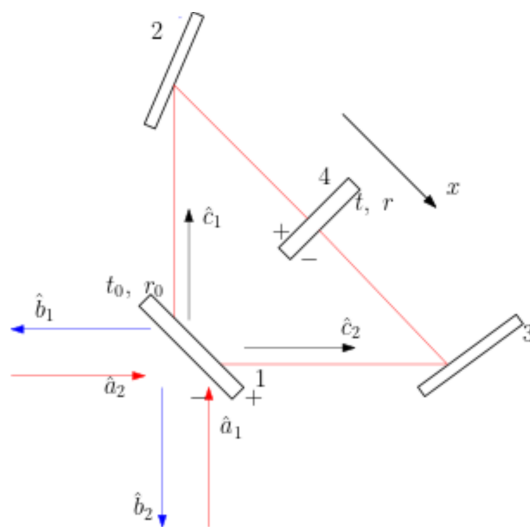


Рис. 1. Схема кольцевого резонатора.  $\hat{a}_1, \hat{a}_2$  – входные поля,  $\hat{b}_1, \hat{b}_2$  – выходные поля,  $\hat{c}_1, \hat{c}_2$  – поля внутри резонатора, 1 – входное зеркало, 2, 3 – внутренние зеркала, 4 – подвижное зеркало с координатой  $x$ .

На рис. 2. представлено соотношение частот в рассматриваемой схеме. Обе накачки поступают на частоте  $\omega_0$ , которая лежит посередине между резонансными частотами. Эта частота является резонансной для кольцевого резонатора без подвижного зеркала. Это позволяет независимо возбуждать обе собственные моды резонатора. Работа происходит в режиме узкой ширины линии и малых сигнальных частот. Это не оптимальный случай, однако он является простым и имеет методический интерес.

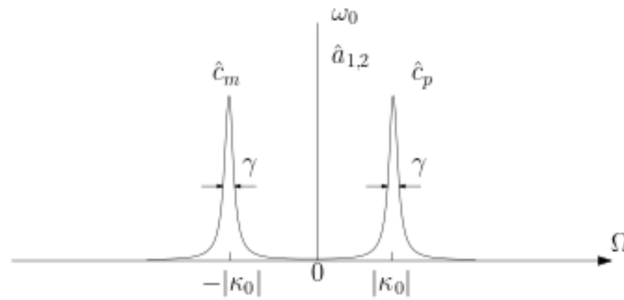


Рис. 2. Соотношение частот в задаче о резонаторе со свободной массой. Обе накачки  $\hat{a}_1$  и  $\hat{a}_2$  производятся на частоте  $\omega_0$ , которая лежит за пределами резонансных линий собственных мод  $\hat{c}_{p,m}$  с частотами  $\omega_0 \pm |\kappa_0|$  и шириной линии  $\gamma$ .

Считая, что входной свет находится в когерентном состоянии, и применяя метод последовательных приближений, можно получить выражения для координаты, поля внутри резонатора и выходного поля в спектральном представлении. Это позволяет рассчитать силу давления света, которую можно представить как сумму оптической жесткости, силы обратного флуктуационного влияния (ОФВ) и регулярной силы.

$$F_{lp} = F_x + F_{fl} + F_{reg}, \quad (1)$$

$$F_x = 4 \hbar k^2 |\kappa_0| (|C_p|^2 - |C_m|^2) \frac{(\gamma - i\Omega)^2 - |\kappa_0|^2}{(\gamma - i\Omega)^2 + |\kappa_0|^2} x, \quad (2)$$

$$F_{fl} = -2 i k \hbar |\kappa_0| \sqrt{2\gamma} \left( \frac{C_p^* a_m + C_m a_p^\dagger}{(\gamma - i\Omega) - i|\kappa_0|} - \frac{C_p a_m^\dagger + C_m^* a_p}{(\gamma - i\Omega) + i|\kappa_0|} \right), \quad (3)$$

$$F_{reg} = -2 i k \hbar |\kappa_0| (C_p^* C_m - C_m^* C_p). \quad (4)$$

Здесь  $C_p$ ,  $C_m$  – средние амплитуды собственных мод резонатора,  $a_p$ ,  $a_m$  – квантовые флуктуации накачки.

В режиме узкой ширины линии оптическая жесткость (2) является абсолютно неустойчивой, поэтому можно обнулить её, выбрав амплитуды мод резонатора равными. Сила ОФВ (3) ограничивает чувствительность измерения. Регулярная сила (4) является постоянной, поэтому её можно скомпенсировать внешними полями.

Для обнаружения сигнальной силы, действующей на свободную массу, выходные поля направляются в гомодинный детектор, с помощью которого можно измерять различные квадратуры света. Имеет смысл измерять фазовые квадратуры мод, так как в приближении узкой ширины линии малых сигнальных частот сигнальный член в них больше, чем в амплитудных квадратурах. При измерении фазовой квадратуры только одной моды наименьшая величина спектральной плотности мощности шума,

пересчитанного к СКП равна  $\sqrt{2}$ . Чтобы достичь СКП необходимо измерять фазовую квадратуру суммы мод. Для преодоления СКП в узкой полосе частот можно воспользоваться вариационным измерением. На рис. 3 представлены графики зависимости спектральной плотности мощности шума в зависимости от частоты при различных вариантах измерения.

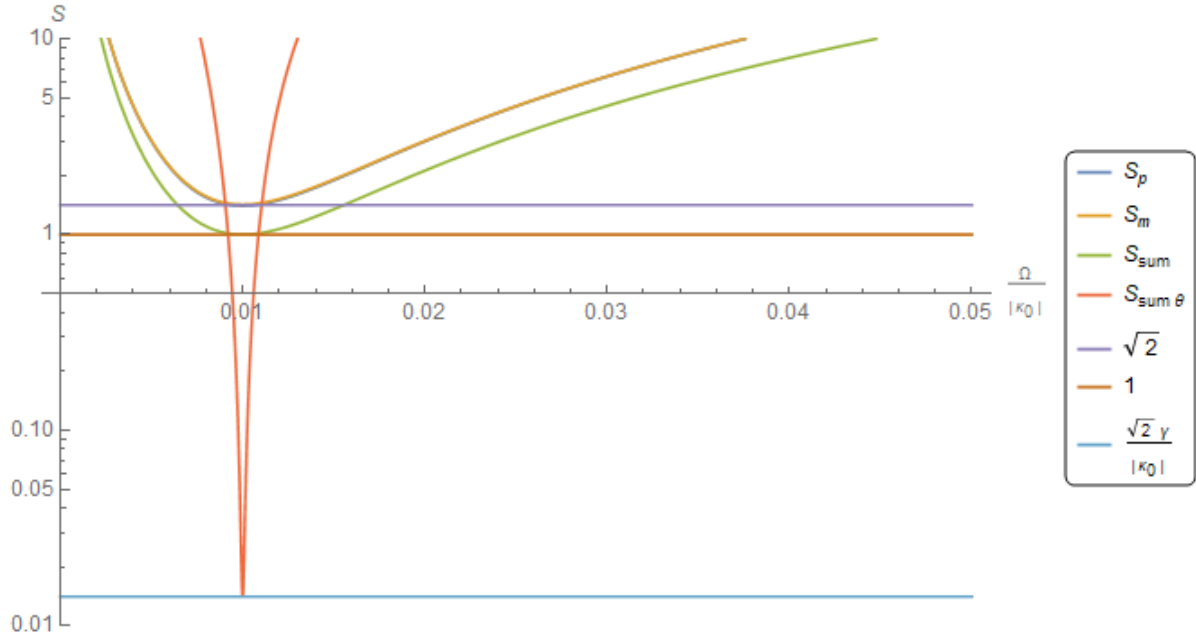


Рис. 3. График зависимости спектральной плотности мощности шума от частоты при оптимальной накачке.  $S_p$ ,  $S_m$  – спектральная плотность при измерении только одной моды. Разрешения недостаточно, чтобы увидеть разницу между графиками.  $S_{sum}$  – спектральная плотность при измерении фазовой квадратуры суммы мод.  $S_{sum \theta}$  – спектральная плотность при вариационном измерении суммы мод.  $\frac{\gamma}{|\kappa_0|} = 0.01$ .

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 19-29-11003. Назмиев А. И. является стипендиатом Фонда развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (договор № 20-2-1-96-1).

#### ЛИТЕРАТУРА

- [1] Danilishin S. L., Khalili F. Y. // Living Reviews in Relativity, 15:5, 2012.
- [2] Elste F., Girvin S. M., Clerk A. A. // Physical Review Letters, 102:207209, 2009.
- [3] V.B. Braginsky, F.Ya. Khalili, Quantum Measurement (Cambridge University Press, Cambridge, 1992).
- [4] A. Xuereb, R. Schnabel, and K. Hammerer // Physical Review Letters 107, 213604 (2011). В. Б. Брагинский, И. И. Минакова // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.. — 1964., № 1. — С. 83.
- [5] Li X. et al. // Phys. Rev. A, 100:053855, 2019.



## Влияние ионизации примесных центров на проводимость однослойных углеродных нанотрубок полупроводникового типа

С. Ю. Глазов<sup>1,2</sup>, Н.Е. Мещерякова<sup>2</sup>, И.А. Подгорная<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Волгоградский государственный социально-педагогический университет

<sup>2</sup>Волгоградский государственный медицинский университет

[ser-glazov@yandex.ru](mailto:ser-glazov@yandex.ru)

Исследована зависимость плотности тока в однослойной углеродной нанотрубке (УНТ) от характеристик приложенных статического и переменного электрических полей с учетом ионизации примесных центров. Электрические поля поляризованы вдоль оси нанотрубки. Для расчета тока использовано решение кинетического уравнения Больцмана с модельным интегралом столкновений Батнагара-Гросса-Крука при учете темпа генерации и рекомбинации. Выявлены особенности управления проводимостью продольными электрическими полями при учете ионизации примесей в зависимости от концентрации носителей.

В последнее время внимание исследователей сосредотачивается на изучении графеновых структур и, в частности, УНТ. Особый интерес вызывают структуры с контролируемыми примесями, в которых появляется возможность, задавая параметры примесей (концентрацию, глубину залегания), управлять их свойствами[1-4]. Исследованию проводимости УНТ посвящено достаточно большое количество работ[5-9]. В [7] изучена проводимость УНТ различных типов в присутствии постоянного электрического поля, получены вольт-амперные характеристики, выявлены участки дифференциальной отрицательной проводимости. В [9] исследовано влияние переменного электрического поля на проводимость системы однослойных углеродных нанотрубок полупроводникового типа, находящейся в постоянном электрическом поле, и выявлен эффект абсолютной отрицательной проводимости. В этой связи представляется актуальным исследовать зависимость плотности тока в однослойных УНТ от характеристик приложенных статического и переменного электрических полей с учетом ионизации примесных центров.

Энергетический спектр носителей заряда в УНТ в приближении сильной связи имеет вид [7]

$$\varepsilon(\vec{p}) = \pm \gamma \sqrt{1 + 4 \cos\left(\frac{ap_z}{\hbar}\right) \cos\left(\frac{\pi s}{m}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{\pi s}{m}\right)}, \quad (1)$$

где квазиимпульс  $\vec{p}$  задается как  $(p_z, s)$ ;  $\gamma \approx 2.7$  эВ;  $a = 3b/2$ ;  $b = 0.142$  нм – расстояние между соседними атомами углерода;  $s = 1, 2 \dots m$ ; разные знаки относятся к зоне проводимости и валентной зоне.

При этом скорость движения электронов вдоль оси z

$$v_z(p_z, s) = \mp \gamma \frac{2a \sin\left(\frac{ap_z}{\hbar}\right) \cos\left(\frac{\pi s}{m}\right)}{\hbar \sqrt{1 + 4 \cos\left(\frac{ap_z}{\hbar}\right) \cos\left(\frac{\pi s}{m}\right) + 4 \cos^2\left(\frac{\pi s}{m}\right)}}. \quad (2)$$

Постоянное и переменное электрические поля поляризовано вдоль оси нанотрубки  $\vec{E} = (0, 0, E_1 + E_0 \cos \omega t)$  – суммарная напряженность электрического поля,  $E_1$  – модуль напряженности постоянного электрического поля,  $E_0$  и  $\omega$  – амплитуда и частота переменного электрического поля.

Плотность тока  $j_z$  текущего вдоль оси z определяется по формуле

$$j_z = -e \sum_{\vec{p}} v_z(\vec{p}) f(\vec{p}), \quad (2)$$

где  $e$  – заряд электрона,  $f(\vec{p})$  – неравновесная функция распределения носителей. Для нахождения функции распределения носителей использовано классическое уравнение Больцмана с модельным интегралом столкновений Батнагара-Гросса-Крука, позволяющее адекватно учесть ионизацию примесей. Будем считать электронный газ невырожденным.

После разложения скорости носителей в ряд Фурье по  $p_z$ , и с учетом найденной неравновесной функции распределения, после усреднения по времени определяем постоянную составляющую плотности тока

$$j_z = j_0 B_{ion} \sum_{s=1}^m \sum_{n=1}^{\infty} A_{sn} C_{sn} \sum_{k=-\infty}^{\infty} J_k^2(n\alpha) \sin \varphi_{kn} \cos \varphi_{kn}, \quad (4)$$

где  $j_0 = e a n_0 \gamma / \hbar$ ,  $n_0$  – концентрация электронов в зоне проводимости,  $B_{ion} = 1 + \frac{N}{n_0 \nu_r} \frac{\exp(-2\sigma \text{Im} S)}{\text{Im} \tau_0 + \exp(-2\sigma \text{Im} S)}$ ,  $N$  – концентрация примесей в УНТ,  $S$  – классическое

действие, набираемое электроном при подбарьерном движении,  $\tau_0$  – время начала туннелирования,  $\sigma = \Delta / \nu \hbar$ ,  $\nu$  – характерная частота релаксации,  $\nu_r$  – частота рекомбинации,  $J_n(x)$  – функция Бесселя 1-го рода  $n$ -го порядка,  $\Omega = e E_1 a / \hbar$ ,

$$\sin \varphi_{kn} = \frac{\nu}{\sqrt{\nu^2 + (n\Omega + k\omega)^2}}, \quad \alpha = e E_0 a / \hbar \omega, \quad A_{sn} = \frac{2}{\pi C} \int_{-\pi}^{\pi} \frac{\sin z \cos(\pi s / m) \sin nz}{\sqrt{1 + 4 \cos z \cos(\pi s / m) + 4 \cos^2(\pi s / m)}} dz,$$

$$C_{sn} = \int_{-\pi}^{\pi} \cos(n a p_z) \exp(-\delta \sqrt{1 + 4 \cos a p_z \cos(\pi s / m) + 4 \cos^2(\pi s / m)}) dp_z, \quad \delta = \gamma / k_B T,$$

$$C = \sum_s \int \exp[-\delta \sqrt{1 + 4 \cos a p_z \cos(\pi s / m) + 4 \cos^2(\pi s / m)}] dp_z.$$

В (4) учет ионизации примесных центров выполнен с использованием метода мнимого времени [10].

Зависимость плотности тока от напряженности электрического поля имеет максимум, определяемый характерной частотой релаксации и участок с отрицательным дифференциальным сопротивлением.

Ключевую роль в рассматриваемых в этой работе эффектах играют столкновения электронов с решеткой. Учет влияния ионизации примесей на проводимость УНТ проведен с использованием кинетического уравнения Больцмана с модельным интегралом столкновений Батнагара-Гросса-Крука [3].

Учет ионизации примесных центров, проведенный в квазиклассически сильных полях методом мнимого времени [9], приводит к росту концентрации носителей заряда в минизоне проводимости и соответственно, к увеличению плотности тока. Начало роста тока и длительность процесса установления насыщения ионизации определяются глубиной залегания примеси и ее концентрацией.

Анализ формулы (4), ввиду ее сложности, проводился численно. На рис. 1 показана зависимость постоянной составляющей плотности тока от напряженности постоянного электрического поля при фиксированных значениях частоты и амплитуд переменного электрического поля. Сплошной линией представлен график, соответствующий “чистым” УНТ, пунктирной – с учетом ионизации примеси. Подбор примеси заданной глубины приводит к возможности задания нужных проводящих свойств УНТ. Программный комплекс, созданный на основе анализа нашей компьютерной модели, при сравнении с экспериментальными значениями тока

позволит создать детектор определения глубины залегания примеси или ее концентрации.

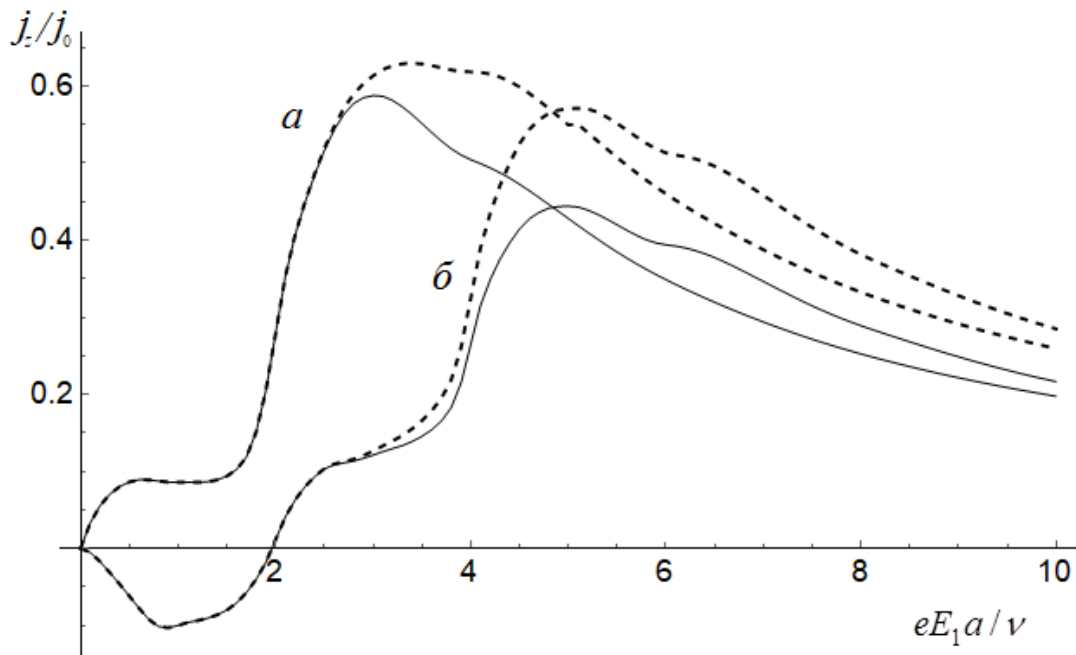


Рис.1 Зависимости постоянной составляющей плотности тока от напряженности постоянного электрического поля: а)  $aeE_0/v = 3$ ; б)  $aeE_0/v = 5$ ,  $\omega/v=2$ .

В результате можно сделать следующие выводы.

1. Получено аналитическое выражение для нахождения плотности тока в однослойных УНТ в условиях воздействия статического и переменного электрических полей, поляризованных вдоль оси нанотрубки с учетом ионизации примесных центров.

2. Учет ионизации примесей приводит к возможности роста плотности тока за счет увеличения концентрации носителей заряда в минизоне проводимости.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. S.Yu. Glazov, P.V. Badikova // Zh. Nano-Elektron. Fiz. 2018. V. 10. № 2. 02020.
2. П.В. Бадикова, С.Ю. Глазов // Изв. РАН. Сер.физ. 2018. Т. 82. № 11. С. 1536.
3. П.В. Бадикова, С.Ю. Глазов, Г.А. Сыродоев // ФТП. 2019. Т. 53. В.7. С. 927.
4. П.В. Бадикова, С.Ю. Глазов, Г.А. Сыродоев // Изв. РАН. Сер.физ. 2020. Т. 84. № 1. С. 38.
5. T.W. Ebbesen et al // Nature. 1996. V. 382. P. 54
6. А.В. Елецкий // УФН. 1997. Т.167. № 9. С. 945.
7. С.А. Максименко, Г.Я. Слепян // РЭ. 2002. Т. 47. № 3. С. 261.
8. А.В. Елецкий // УФН. 2009. Т. 179. № 3. С. 225.
9. М.Б. Белоненко, С.Ю. Глазов, Н.Е. Мещерякова // ФТП. 2010. Т. 44. № 9. С. 1248.
10. Базь А.И., Зельдович Я.Б., Переломов А.М. “Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике” М.: Наука, 1989.

## О возможности генерации встречных ортогонально-поляризованных мод в РДС-кристалле с учетом дифракции и формирования квантовых фантомных изображений

А.В. Белинский, Р. Сингх

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991, ГСП-1, Москва

[belinsky@inbox.ru](mailto:belinsky@inbox.ru)

[ranjit.singh@mail.ru](mailto:ranjit.singh@mail.ru)

Традиционно для рождения встречных ортогонально-поляризационных мод внутри оптически нелинейного кристалла рассматриваются изотропные кубические среды. Встречные моды можно использовать для формирования квантовых фантомных изображений. Отметим, что в квадратичных монокристаллах рождение (генерация) встречных мод отсутствует в связи с отсутствием фазового синхронизма между взаимодействующими модами.

Ранее теоретически и экспериментально рассматривалось встречное взаимодействие в РДС-кристаллах, когда все взаимодействующие моды имели одинаковую поляризацию в том числе СПР процесс.

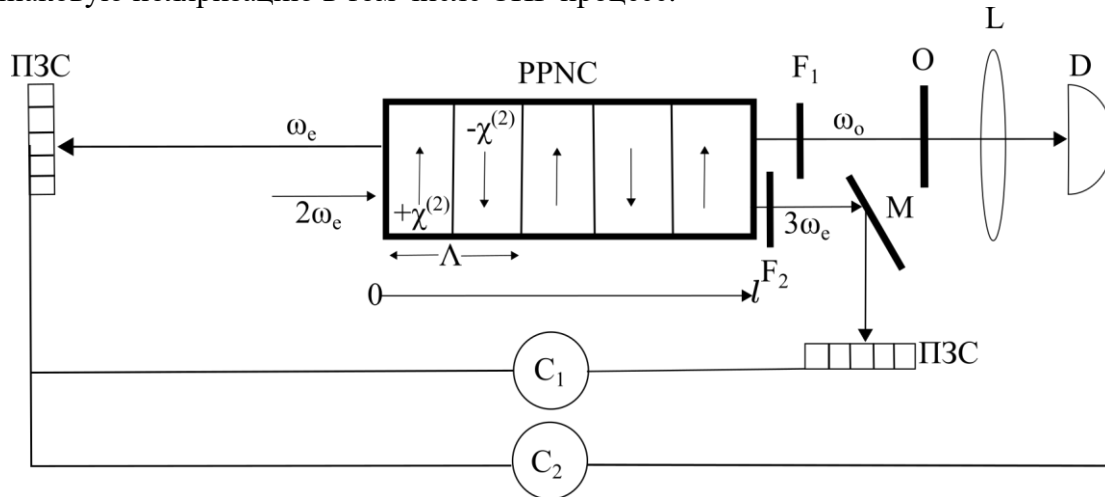


Рис. 1. Схема рождения встречных ортогонально поляризационных мод внутри РДС-кристалла и формирования фантомного изображения объекта  $O$  на матрице детекторов ПЗС. Моды имеют вырожденные частоты с поляризациями  $o$  (обыкновенная) и  $e$  (необыкновенная). Накачка на частоте  $2\omega_e$  является неистощимой на входе РДС-кристалла и остальные моды находятся в вакуумном состоянии. Для разделения частот используются фильтры  $F_1$  и  $F_2$ . Одна из встречных мод - сигнальная на частоте  $\omega_o$  облучается на прозрачный объект, затем линза  $L$  собирает лучи и они регистрируются на интегральном детекторе  $D$ . Другая - холостая мода на частоте  $\omega_e$  и мода на  $3\omega_e$  используются для восстановления изображения объекта с пространственной регистрацией фотонов на матрице детекторов (ПЗС).  $M$  – зеркало, которое отражает моду на частоте  $3\omega_e$ . Моды на частотах  $(\omega_e, \omega_o)$  и  $(\omega_e, 3\omega_e)$  попарно коррелированы. Корреляторы  $C_{1,2}$  фиксируют регистрацию единовременный приход фотонов.

В данной работе рассматривается возможность реализации спонтанного параметрического процесса, в результате которого рождаются ортогонально-поляризованные встречные моды, вырожденные по частоте. Для реализации данного процесса используется метаматериал, например, регулярные доменные структуры (РДС), которые позволяют компенсировать фазовый набег за счет обратной решетки

волнового вектора или чередования значения восприимчивости  $\chi^{(2)}$  с периодом домена  $\Lambda$  (см. рис 1).

### Процессы в РДС-кристалле

Пусть четыре стационарные, плоские, монохроматические моды, характеризуемые операторами уничтожения фотона  $\hat{a}_{1e}, \hat{a}_{1o}, \hat{a}_{2e}$  и  $\hat{a}_{3e}$  коллинеарно распространяются внутри РДС-кристалла с квадратичной нелинейностью. Операторы удовлетворяют стандартным коммутационным соотношениям:  $[\hat{a}_{jp}^\dagger, \hat{a}_{j'p'}] = \delta_{jp, j'p'}$ . Нелинейные оптические процессы, которые описывают эффективное взаимодействие и распространение 4 мод внутри РДС-кристалла имеют вид:

$$2\omega_e = \omega_o + \omega_e, \quad \delta k_1 = k_{2e} + k_{1e} - k_{1o} + m_1 G_1, \quad (1)$$

$$\omega_e + 2\omega_e = 3\omega_e, \quad \delta k_2 = k_{3e} - k_{2e} + k_{1e} + m_2 G_2. \quad (2)$$

Где  $k_{jp}$  – абсолютные значения волновых векторов соответствующих мод с частотами  $\omega_{jp}$ ;  $j=1,2,3$ ;  $p=o,e$ ;  $\Delta k_q$  – волновые расстройки соответствующего процесса для однородного кристалла;  $q=1,2$ ;  $m_q = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots$  – порядки квазисинхронизма;  $G_q = 2\pi/\Lambda_q$  – волновое число – модуль “псевдовектора” решетки доменной структуры с периодом  $\Lambda_q$ ;  $\delta k_{1,2}$  – волновые расстройки соответствующего процесса и  $m_{1,2} = \pm 1, \pm 3, \pm 5, \dots$  – порядки квазисинхронизма; Выполнение условия квазисинхронизма для рассматриваемых процессов соответствует  $\delta k_1 = \delta k_2 = 0$ . Одновременный квазисинхронизм в одной и той же доменной структуре с  $G_1 = G_2 = G$  можно реализовать, например, при различных порядках квазисинхронизма  $m_{1,2}$ . Найдены значения порядков квазисинхронизма, когда  $m_1 = m_2 = 1, 3, 5, 7$  (для процессов 1 и 2) при длинах волн  $\lambda_{1e} = \lambda_{1o} = 5,349 \mu m$ ,  $\lambda_{2e} = 2,6745 \mu m$ ,  $\lambda_{3e} = 1,7830 \mu m$  и периодов  $\Lambda_{1,2}^{(1)} = 1,2 \mu m$ ;  $\Lambda_{1,2}^{(3)} = 3,8 \mu m$ ;  $\Lambda_{1,2}^{(5)} = 6,4 \mu m$ ;  $\Lambda_{1,2}^{(7)} = 8,9 \mu m$  в РДС-кристалле LiNbO<sub>3</sub>. Верхний индекс при  $\Lambda$  означает порядок квазисинхронизма.

Система операторных уравнений, которая описывает рассматриваемые нелинейные процессы (1,2) имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial z} \hat{A}_{1o}(x, y, z) + i \frac{1}{2k_{1o}^{(z)}} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \hat{A}_{1o}(x, y, z) = -i \hat{A}_{1e}^\dagger(x, y, z),$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \hat{A}_{1e}^\dagger(x, y, z) + i \frac{1}{2k_{1o}^{(z)}} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \hat{A}_{1e}^\dagger(x, y, z) = -i \hat{A}_{1o}(x, y, z) - i \hat{A}_{3e}^\dagger(x, y, z),$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \hat{A}_{3e}^\dagger(x, y, z) - i \frac{1}{2k_{3e}^{(z)}} \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \hat{A}_{3e}^\dagger(x, y, z) = i \hat{A}_{1e}^\dagger(x, y, z).$$

Где  $\gamma = \frac{\gamma_2}{\gamma_1}$  – соотношение нелинейных коэффициентов, которые отвечают за нелинейные процессы (1,2);  $\ell = \gamma_1 z$  – приведенная длина взаимодействия. Данная система операторных уравнений решена аналитически с помощью преобразования Фурье по поперечным координатам  $(x, y)$ .

Для изучения динамики среднего числа фотонов, коэффициентов корреляций 2-го порядка (см. Рис. 2) и степень поляризации между ортогонально-поляризованными модами на частотах  $\omega_o$  и  $\omega_e$  с помощью следующих формул:

$$N_{1o,3e}(\vec{k}, \ell) = \langle \hat{a}_{1o,3e}^\dagger(\vec{k}, \ell) \hat{a}_{1o,3e}(\vec{k}, \ell) \rangle, \quad N_{1e}(\vec{k}, 0) = \langle \hat{a}_{1e}^\dagger(\vec{k}, 0) \hat{a}_{1e}(\vec{k}, 0) \rangle.$$

коэффициенты корреляции фотонов между модами

$$g_{1o,1e}^{(2)}(\vec{k}, \ell) = \frac{\langle \hat{N}_{1o}(\vec{k}, \ell) \hat{N}_{1e}(\vec{k}, 0) \rangle}{N_{1o}(\vec{k}, \ell) N_{1e}(\vec{k}, 0)}, \quad g_{1o,3e}^{(2)}(\vec{k}, \ell) = \frac{\langle \hat{N}_{1o}(\vec{k}, \ell) \hat{N}_{3e}(\vec{k}, \ell) \rangle}{N_{1o}(\vec{k}, \ell) N_{3e}(\vec{k}, \ell)},$$

$$g_{1e,3e}^{(2)}(\vec{k}, \ell) = \frac{\langle \hat{N}_{1e}(\vec{k}, 0) \hat{N}_{3e}(\vec{k}, \ell) \rangle}{N_{1e}(\vec{k}, 0) N_{3e}(\vec{k}, \ell)}.$$

степени поляризации взаимодействующих ортогональных мод

$$DoP(\vec{k}, \ell) = \frac{\sqrt{\langle \hat{S}_1^2(\vec{k}, \ell) + \hat{S}_2^2(\vec{k}, \ell) + \hat{S}_3^2(\vec{k}, \ell) \rangle}}{\langle \hat{S}_0(\vec{k}, \ell) (\hat{S}_0(\vec{k}, \ell) + 2) \rangle}.$$

Усреднение коэффициентов корреляций произведены в случае, когда мода накачки не истощалась, а остальные моды находились в вакуумном состоянии (см. Рис. 2). Значения коэффициентов корреляции вычислялись, когда мода на частоте  $\omega_e$  на входе РДС-кристалла 0, а мода на частотах  $\omega_o$  и  $3\omega_e$  на конце в точке  $\ell$ . Рис. 2 показывает, что имеется хороший уровень корреляций между модами  $(\omega_o, \omega_e)$ ,  $(\omega_o, 3\omega_e)$  и  $(\omega_e, 3\omega_e)$ . С возрастанием длины РДС-кристалла значение коэффициентов корреляций стремится к 2.

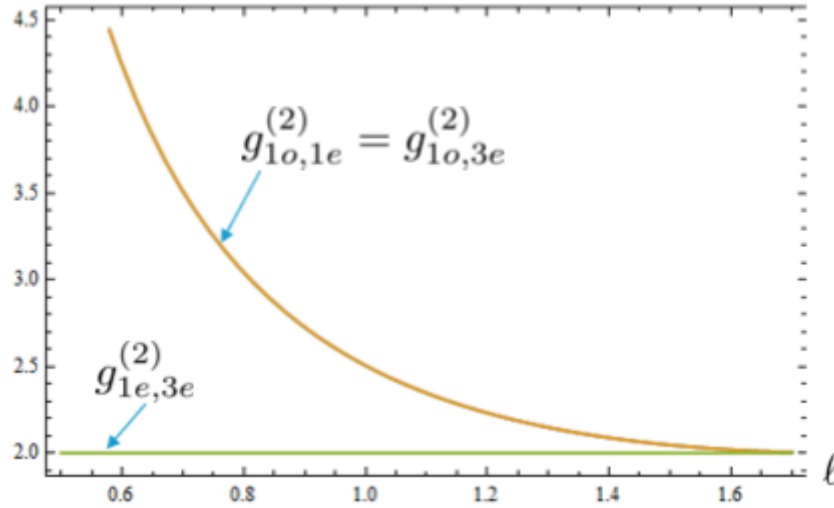


Рис. 2. Коэффициенты корреляций между модами. Опущены кривые корреляций при разных значениях поперечной части волнового числа, так как поведение кривых почти или слабо меняется.

### Краткое обсуждение результатов

Впервые рассмотрена возможность реализации вырожденного параметрического процесса, когда две ортогонально-поляризованные встречные моды рождаются и распространяются внутри РДС-кристалла. Найдены длины волн, периоды решеток и порядки квазисинхронизм в случае LiNbO<sub>3</sub>, когда оба нелинейных процесса (1,2) одновременно могут эффективно реализоваться.

Установлено, что среднее число фотонов, корреляционные коэффициенты второго порядка слабо зависят от дифракции внутри РДС-кристалла. Опущены кривые

корреляций и степень поляризации при разных значениях поперечной части волнового числа, так как поведение кривых почти не меняется.

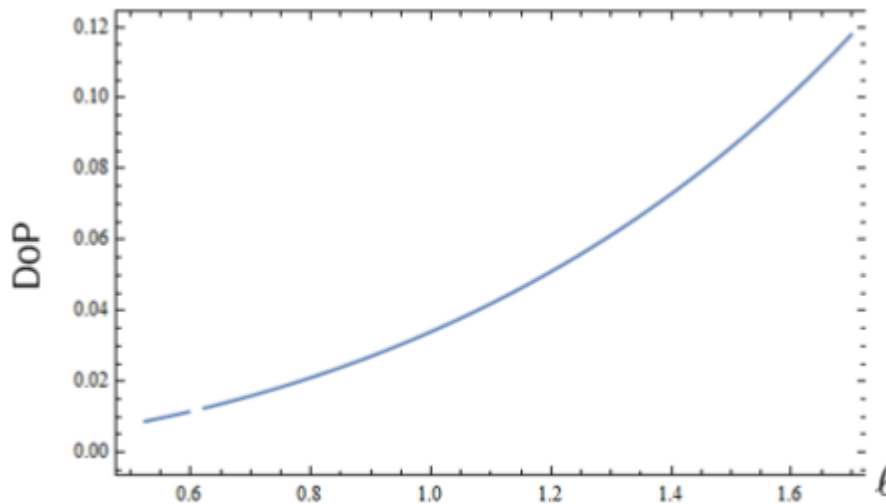


Рис. 3. Степень поляризации между модами на частотах  $\omega_o$  и  $\omega_e$ . Опушены кривые степени поляризации при разных значениях поперечной части волнового числа, так как поведение кривых почти не меняется.

На рис. 2 приведены значения коэффициентов корреляции 2-го порядка. При  $g^{(2)} > 1$  преобладают фотоны парные, коррелированные в двух модах. Кривые корреляции показывают, что встречные ортогонально-поляризованные моды могут стать хорошими кандидатами для формирования квантовых фантомных изображений аналогично, как в случае встречного четырехфотонного смещения в формировании фантомных изображений с помощью кубической нелинейной среды.

Отмечено, что дифракция внутри РДС-кристалла слабо влияет на эффективность нелинейных процессов по сравнению с попутным взаимодействием. Показано, что степень поляризации не равна нулю (см. Рис. 3).

Встречные ортогонально-поляризованные и коррелированные моды в рдс-кристалле может стать хорошим кандидатом для задач эндоскопии и формирования фантомных изображений. Встречные моды в РДС-кристаллах слабо зависят от дифракции и можно создать волноводы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Волков, А. С. Чиркин. Квантовая электроника, 26:1 (1999), стр. 82–84.
2. В. В. Волоховский, А. С. Чиркин. Квантовая электроника, 31:5 (2001), стр. 437–442.
3. А. С. Чиркин. Оптика и спектроскопия. Т.119, № 3, стр.397-402 (2015).
4. Kai-Hong Luo, etc. Opt. Express 28, 3215-3225 (2020).
5. Patrick Mutter, etc. EPJ Web Conf., 243 (2020) 18003. DOI: <https://doi.org/10.1051/epjconf/202024318003>
6. Квантовое изображение / Под ред. М.И. Колобова (ориг.), А.С. Чиркина (перев.). М.: Физматлит, 2009.
7. Booth, M. C., etc. The 15th Annual Meeting of the IEEE Lasers and Electro-Optics Society. doi:10.1109/leos.2002.1133929
8. А. В. Белинский, Р. Сингх. Известия Российской академии наук. Серия физическая, том 85, № 1, стр. 45-48 (2021).
9. А. В. Белинский, Р. Сингх. ЖЭТФ, Том 159, Вып. 2, стр. 258 (Февраль 2021).

## Характеризация однофотонных источников на основе центров окраски в алмазах

М.Д. Тюгаев<sup>1,2</sup>, А.Г. Шмелев<sup>2</sup>, А.А. Калачев<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Казанский (Приволжский) федеральный университет

<sup>2</sup>Казанский физико-технический институт ФИЦ КазНЦ РАН

[mtjugaev@gmail.com](mailto:mtjugaev@gmail.com)

### 1. Введение

Создание твердотельных однофотонных источников света, способных по требованию излучать одиночные фотоны, крайне важно, как в области квантовой информатики [1], включая квантовую криптографию и распределенные квантовые вычисления, так и в области квантовой метрологии и квантовой сенсорики [2]. В качестве таких источников предлагается использовать полупроводниковые квантовые точки, нейтральные атомы и ионы в оптических ловушках, а также различные дефекты в кристаллических структурах [1]. Среди них большой интерес представляют центры окраски в алмазах. Они нашли применение в различных областях: от квантовой магнитометрии [3] и термометрии [4] до создания квантовой памяти [5], а однофотонные источники на основе этих центров отличаются стабильностью и могут работать при комнатной температуре [6].

Центр окраски в алмазе представляет собой дефект, состоящий из замещающего атома и вакансии. В настоящее время наиболее активно изучаются алмазы с дефектами азот–вакансия (NV–центр) и кремний–вакансия (SiV–центр), что обусловлено, в частности, возможностью их интеграции с диэлектрическими и плазмонными микро- и нанорезонаторами [6, 7]. Кроме того, большой интерес вызывают и наночастицы алмазов с одиночными центрами окраски [8].

Целью настоящей работы является экспериментальная характеристика однофотонных источников на основе центров окраски в алмазах и наноалмазах с помощью интерферометра Брауна-Твисса на основе конфокального микроскопа.

### 2. Описание экспериментальной установки

Для характеристики однофотонных источников на основе одиночных центров окраски в алмазах был собран и съюстирован экспериментальный стенд. Этот стенд позволяет в стационарном режиме изучать спектры люминесценции объектов с субмикронным разрешением с помощью спектрометра на основе ПЗС-матрицы. Также имеется возможность изучать интенсивность люминесценции и корреляционные характеристики излучения образцов с субмикронным разрешением с помощью детекторов одиночных фотонов и интерферометра Брауна-Твисса. Схема установки приведена на рисунке 1. Излучение диодного лазера (ДЛ), в виде пучка диаметром 3мм, попадает на сканер, состоящий из двух перпендикулярных зеркальных гальванометров (гальво-сканер, ГС). Светоделитель (С) позволяет совмещать пучок излучения накачки и собранное объективом излучение с образца. Гальво-сканер совмещает точку образца, освещенную накачкой, с прецизионным отверстием на блоке регистрации. Перемещая точку, освещенную накачкой, по образцу с помощью гальво-сканера можно построить изображение исследуемого объекта.

Образец помещается на оптический криостат (ОК), закреплённый на трехкоординатном трансляционном держателе с микрометрическими актуаторами. Блок регистрации излучения состоит из входной диафрагмы (Д) — прецизионного



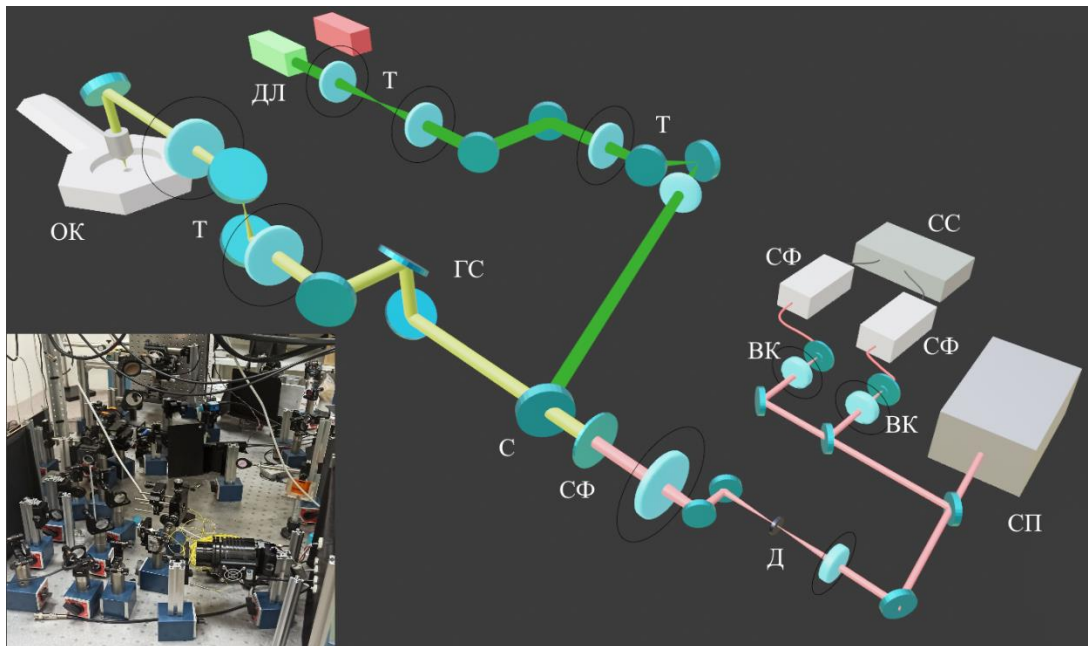


Рис. 1. Схема экспериментальной установки. ДЛ – диодный лазер 532 нм, Т – система телескопов, С – светоделитель, ГС – гальвосканер, ОК – оптический криостат, ИС – интерференционный светофильтр, Д – точечная диафрагма, СП – спектрометр, ВК – волоконный коллиматор, СФ – счетчик фотонов, СС – схема совпадений.

калиброванного отверстия диаметром 50 мкм. Величина этого отверстия и диаметр пучка накачки на образце определяют, главным образом, разрешающую способность микроскопа. Полосовой интерференционный светофильтр (длина волны максимума поглощения 525 нм, ширина полосы поглощения 40 нм), расположенный перед системой регистрации, отсекает излучение накачки от излучения образца.

Так как диафрагма является точечным источником, линза, расположенная далее, формирует параллельный пучок света. Этот параллельный пучок с помощью откидного зеркала может направляться либо в спектрометр (СП) либо в интерферометр Брауна-Твисса, состоящий из светоделителя 50/50 и двух волоконных коллиматоров. Спектрометр состоит из пропускающей дифракционной решетки (600 шт/мм) и ПЗС камеры со встроенным охлаждением с помощью элемента Пельтье.

В интерферометре Брауна-Твисса излучение центров окраски после прохождения светоделителя детектируется на однофотонных детекторах Perkin Elmer с квантовой эффективностью порядка 60% в выбранном спектральном диапазоне ( $670 \pm 75$  нм) и скоростью темновых отсчетов порядка 50 Гц. Электрические сигналы с однофотонных детекторов обрабатываются на схеме совпадений Swabian Instruments Time Tagger, По результатам детектирования отсчетов строится автокорреляционная функция.

### 3. Результаты экспериментов

Первый эксперимент был посвящен измерению автокорреляционной функции излучения SiV-центров в алмазе. Автокорреляционная функция характеризует степень «однофотонности» состояний, которые создает источник, и определяется следующим образом:

$$g^{(2)}(t) = \frac{\langle I(t)I(t+\tau) \rangle}{\langle I(t) \rangle^2}, \quad (1)$$

где  $I(t)$  - интенсивность импульса в момент времени  $t$ ,  $\tau$  – время задержки между импульсами на детекторах, а угловые скобки обозначают усреднение по времени. Источник является истинно однофотонным в случае, если  $g^{(2)}(0) = 0$ . Действительно, если на вход светоделителя падает однофотонный импульс, то он не делится пополам на светоделителе, а направляется в один из двух детекторов. При этом, скорость счета совпадений при нулевой задержке обращается в ноль (будут наблюдаться только случайные совпадения темновых отсчетов детекторов). Глубина измеряемого «провала» характеризует степень однофотонности источника.

Полученное на конфокальном микроскопе изображение образца алмазной пленки с SiV центрами и результат измерения скорости совместных фототсчетов представлены на рисунке 2. Скорость счета совпадений при нулевой задержке демонстрирует «провал» глубиной порядка 25%, что может соответствовать излучению от нескольких (порядка 3-5) центров кремний-вакансия.

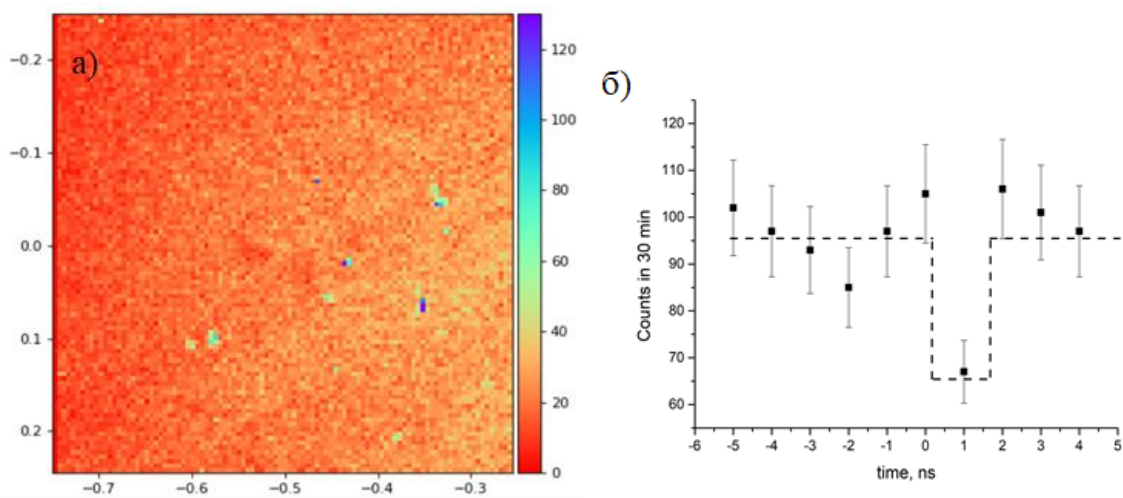


Рис. 2. Изображение распределения SiV центров в плоскости XY образца (а) и скорость совместных фототсчетов для исследуемой точки на образце в зависимости от задержки между каналами интерферометра Брауна-Твисса (б)

Второй эксперимент был посвящен изучению NV-центров в наноалмазах. Коммерческие наноалмазы с NV-центрами были диспергированы в воде с помощью ультразвуковой ванны и стабилизированы поливинил ацетатом. Капля с дисперсией наноалмазов помещалась на покровное стекло и высушивалась при непрерывном вращении (спин-коутинг) для равномерного распределения наноалмазов по покровному стеклу. Покровное стекло с наноалмазами помещалось в оптический криостат.

На рисунке 3 представлено изображение диспергированных наноалмазов с NV-центрами, полученное при помощи конфокального микроскопа. Цветом показано количество отсчетов в единицу времени. При измерении скорости счета совпадений в схеме Брауна-Твисса при нулевом времени задержки между импульсами удалось обнаружить провал глубиной порядка 2%, что может говорить о наличии порядка 9-10 центров окраски.

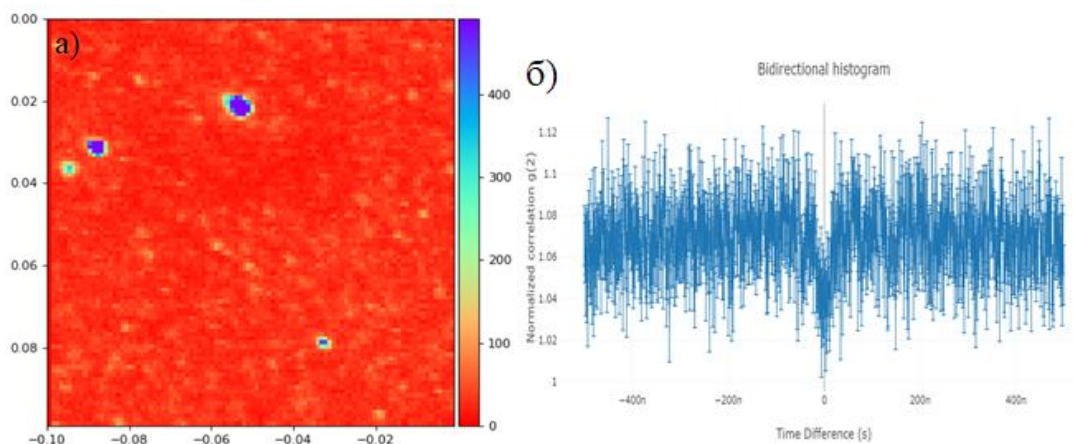


Рис. 3. Изображение наноалмазов на конфокальном микроскопе (а) и автокорреляционная функция излучения одиночного наноалмаза (б)

## 5. Заключение

Таким образом, в настоящей работе был собран и отлажен экспериментальный стенд, позволяющий изучать спектры люминесценции объектов с субмикронным разрешением, а также изучать интенсивность люминесценции и корреляционные характеристики излучения образцов с субмикронным разрешением с помощью детекторов одиночных фотонов и светоделителей. Были проведены эксперименты по изучению алмазной пленки с кремний-вакансионными центрами окраски и люминесцентных наноалмазов с азот-вакансионными центрами окраски. Были получены изображения люминесцентных центров в алмазной пленке, а также изображения люминесцентных наноалмазов диспергированных на покровное стекло. Были проанализированы их спектры люминесценции, а также была измерена скорость совместных фотоотсчетов с люминесцентной точки в алмазной пленке и единичного наноалмаза.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Правительства РФ по постановлению 220, договор № 14.W03.31.0028.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Aharonovich I., Englund D., Toth M. //Nat. Phot. 2016. V. 10. No 10. P. 631-641.
2. Degen C. L., Reinhard F., Cappellaro P. // Rev. Mod. Phys. 2017. V. 89. No 3. P. 035002.
3. Rondin L. et al. //Rep. Prog. Phys. 2014. V. 77. No 5. P. 056503.
4. Nguyen C. T. et al. //App. Phys. Lett. 2018. V. 112. No 20. P. 203102.
5. Fuchs G. D. et al. //Nat. Phys. 2011. V. 7. No 10. P. 789-793.
6. Aharonovich I., Neu E. //Adv. Opt. Mat. 2014. V. 2. No 10. P. 911-928.
7. Chiang C. C. et al. //Adv. Opt. Mat. 2020. V. 8. No 20. P. 2000889.
8. Shilkin D. A. et al. //ACS Photonics 2017. V. 4. No 5. P. 1153-1158.