

01;06;09

Резонансный детектор модулированного излучения терагерцового диапазона на основе углеродных нанотрубок

© Ю.В. Стебунов,¹ В.Г. Лейман,¹ А.В. Арсенин,¹ А.Д. Гладун,¹ В.И. Рыжий²

¹ Московский физико-технический институт (Государственный университет),
141700 Долгопрудный, Московская область, Россия

² University of Aizu,
965-8580 Aizu-Wakamatsu, Japan
e-mail: v_leiman@mail.ru

(Поступило в Редакцию 17 марта 2011 г.)

Рассмотрена система из двух свободно подвешенных однослойных углеродных нанотрубок, представленная в виде отрезка передающей линии. В основу ее электродинамического описания положена модель жидкости Томонаги–Латгинжера. Рассматриваемая система представляет собой плазмонный резонатор с резонансной частотой, лежащей в терагерцовом диапазоне, являясь при этом высокочастотным механическим осциллятором, связанным с плазмонным резонатором через нелинейную пондеромоторную силу. В качестве одного из возможных приложений этой схемы предложена новая модель резонансного детектора. Получены оценки выходных параметров такого наноразмерного детектора.

Введение

Использование электромеханических систем с проводящими кантилеверами, являющимися подвижными элементами, открывает новые возможности для создания различных нано- и микроразмерных электронных приборов. Впервые эта идея была предложена в работе [1] на примере полевого транзистора, в котором в качестве механически подвижного затвора используется упругая проводящая пластина. Принцип работы такого транзистора основан на том, что, управляя положением затвора, можно управлять током в расположенном около затвора проводящем канале. Позже были предложены микроразмерные полевые транзисторы с подвижным затвором, в которых в качестве канала использовался двумерный электронный газ [2,3], характеризующийся более высокой по сравнению с металлами подвижностью электронов.

В работе [4] было показано, что в двумерном (2D) электронном газе могут возбуждаться коллективные колебания плотности заряда (плазмоны) с частотой, лежащей в терагерцовом диапазоне. Это привело к созданию детекторов терагерцового излучения на базе полевых транзисторов с неподвижным затвором [5–8].

В дальнейшем резонансные свойства 2D-электронного газа были положены в основу концепции детекторов электромагнитного излучения терагерцового излучения на базе полевого транзистора с подвижным затвором [9–13]. В общем случае эффективное детектирование в таких устройствах основывается на том, что воздействие внешнего модулированного по амплитуде излучения приводит к возникновению резонанса плазменных колебаний в канале. Как известно, на упругий кантилевер, находящийся над каналом, в таком случае будет действовать пондеромоторная электрическая сила, пропорциональная квадрату напряжения между кантилевером и каналом, т.е. квадрату добротности плаз-

монного резонатора. Резонансная частота механических колебаний упругого затвора, являющегося механическим осциллятором, в таких устройствах выбирается в полосу частоты модуляции терагерцового излучения. Таким образом, амплитуда установившихся колебаний затвора должна быть пропорциональна не только добротности механического осциллятора, но к квадрату добротности плазмонного резонатора. За счет этого достигается значительное увеличение чувствительности такого резонансного детектора.

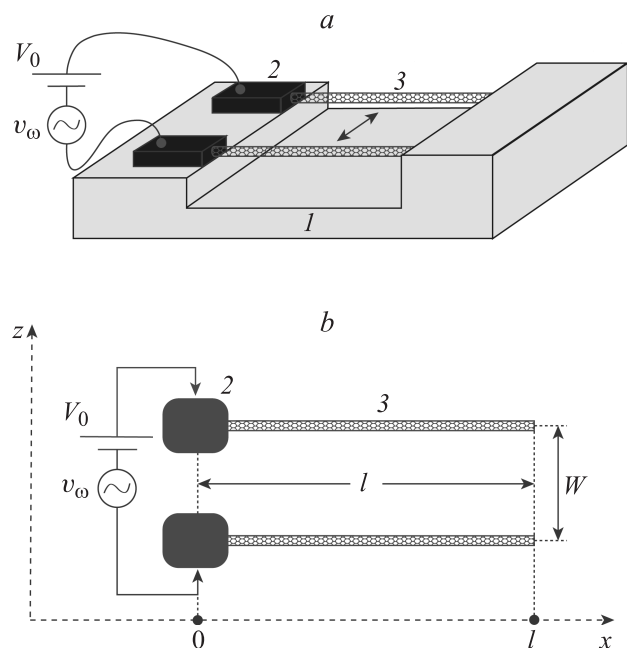


Рис. 1. Схема детектора из двух параллельных УНТ, расположенных над поверхностью изолятора: *a* — общий вид, *b* — вид сверху; *l* — изолятор, *2* — проводящие контакты, *3* — УНТ.

В работе [11] впервые было предложено использовать в качестве подвижного затвора в детекторах на базе 2D-электронного газа углеродную нанотрубку (УНТ) металлического типа. Однако в этой работе рассматривались преимущества, обусловленные лишь уникальными механическими свойствами УНТ [14]. Между тем известно [15–17], что в нанотрубках также возможны плазмонные резонансы.

В настоящей работе предложена модель резонансного детектора терагерцового диапазона, в котором две параллельные подвешенные УНТ выполняют одновременно и роль каналов, в которых возбуждаются плазмоны, и роль подвижных упругих кантилеверов — механических осцилляторов (рис.1). Проведен анализ процесса детектирования в такой схеме и получены оценки, показывающие, что рассматриваемый детектор обладает более высокой чувствительностью по сравнению с детекторами, в которых в качестве канала используется 2D-электронный газ.

Модель передающей линии в приближении жидкости Томонаги–Латтинжера

Как известно, явления переноса (электропроводность, теплопроводность) в обычных трехмерных образцах металлов и полупроводников достаточно эффективно описываются в модели ферми-жидкости [18], если электроны считаются невзаимодействующими. Однако в одномерных системах ферми-жидкостное состояние становится неустойчивым относительно межэлектронного кулоновского взаимодействия [19]. При этом теория предполагает, что электроны должны образовывать жидкость Томонаги–Латтинжера, (ЖТЛ), в которой низкоэнергетические возбуждения являются коллективными и включают в себя коррелированное движение большого числа электронов, т.е. представляют собой плазмоны [20]. Как показали теоретические [21] и экспериментальные [22,23] исследования, электроны в углеродных нанотрубках, в которых из-за малого поперечного размера образуется сравнительно небольшое число размерно-квантованных подзон, адекватны модели ЖТЛ. Это относится и к однослойным углеродным нанотрубкам (ОУНТ) с металлической проводимостью, которые и будут рассматриваться далее.

Впервые теория ЖТЛ для описания электродинамики ОУНТ, образующих передающую линию (ПЛ), была предложена в работе [24]. Согласно базирующейся на теории ЖТЛ модели ПЛ, в ее эквивалентную схему кроме обычных погонных магнитной индуктивности L_M и электростатической емкости C_E должны входить дополнительные погонные кинетическая индуктивность L_K и квантовая емкость C_Q , а также погонное сопротивление, зависящее от квантового сопротивления R_Q и длины свободного пробега. На рис. 2 представлена эквивалентная электрическая схема двух параллельных нанотрубок, соответствующих модели ЖТЛ. Описывающая такую ПЛ

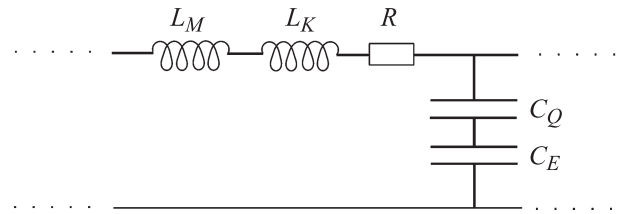


Рис. 2. Эквивалентная схема проводящей линии из двух параллельных УНТ.

система уравнений должна иметь следующий вид [24]:

$$\begin{aligned} -\frac{\partial v}{\partial z} &= L_{\text{eff}} \frac{\partial i}{\partial t} + R_{\text{eff}} i, \\ -\frac{\partial i}{\partial z} &= C_E \frac{\partial v}{\partial t}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $v = v(z, t)$ и $i = i(z, t)$ — распределение соответственно напряжения и тока в передающей линии.

$$L_{\text{eff}} = \frac{L_M + 2L_K}{1 + 2C_E/C_Q}, \quad R_{\text{eff}} = \frac{R_{\text{p.u.l.}}}{1 + 2C_E/C_Q},$$

$$L_M = \frac{\mu_0 \mu}{\pi} \ln \left(\frac{W}{2r_c} \right), \quad C_E = \frac{\pi \epsilon_0 \epsilon}{\ln(W/2r_c)},$$

где

$$L_K = \frac{h}{8e^2 v_F}, \quad C_Q = \frac{8e^2}{h v_F},$$

$$R_Q = \frac{h}{2e^2} = 12.9 \text{ k}\Omega, \quad R_{\text{p.u.l.}} = \frac{1}{2} R_Q \frac{1}{l_{\text{m.f.p.}}},$$

$l_{\text{m.f.p.}}$ — длина свободного пробега, v_F — скорость Ферми, ϵ_0 и μ_0 — диэлектрическая и магнитная постоянные соответственно, ϵ и μ — диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, в которой находятся нанотрубки, W — расстояние между нанотрубками в детекторе. В дальнейшем принято $\epsilon = 1$, $\mu = 1$. Учитывая гармоническую зависимость от времени падающего излучения ($i \propto e^{i\omega t}$, $v \propto e^{j\omega t}$), можно получить волновые уравнения для напряжения (или тока) в системе

$$\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} = (R_{\text{eff}} + j\omega L_{\text{eff}})(-j\omega C_E)v \quad (2)$$

или в приближении малых изгибов трубок $dW/dz \ll 1$ и малых потерь

$$\frac{\partial^2 v}{\partial z^2} - k^2 v = 0, \quad (3)$$

где $k = \omega \sqrt{L_{\text{eff}} C_E}$. Так как рассматриваемые нанотрубки имеют конечную длину, в системе установятся стоячие волны напряжения и тока, пространственное распределение которых можно найти, задав соответствующим образом граничные условия на концах отрезка ПЛ. В случае

разомкнутой линии стоячие волны представляются в виде

$$v = v_0 \cos \frac{2\pi}{\lambda} (l - z) e^{j\omega t},$$

$$i = i_0 \sin \frac{2\pi}{\lambda} (l - z) e^{j\omega t}, \quad (4)$$

где l — длина трубки, λ — длина волны, ось z направлена вдоль ПЛ (рис. 1). При длине отрезка линии, равной нечетному числу четверти длины волны, он представляет собой плазмонный резонатор, эквивалентный последовательному колебательному контуру. Далее, если не оговорено особо, считаем отрезок линии четвертьволновым и разомкнутым на выходном конце.

Для определения добротности получившегося плазмонного резонатора учтем потери в системе. Решением телеграфного уравнения линии с потерями (2) в случае гармонического сигнала будут волны вида

$$v = v_0 e^{j\omega t} e^{\pm jkz}, \quad (5)$$

где волновое число

$$k = \sqrt{\omega^2 L_{\text{eff}} C_E - j\omega C_E R_{\text{eff}}}$$

$$\approx \sqrt{L_{\text{eff}} C_E} \left(1 - j \frac{R}{2\omega L_{\text{eff}}} \right). \quad (6)$$

Таким образом, амплитуда сигнала уменьшается экспоненциально как $v \propto e^{-\gamma z}$, где коэффициент затухания

$$\gamma \approx \frac{R_{\text{eff}}}{2} \sqrt{\frac{C_E}{L_{\text{eff}}}}. \quad (7)$$

Поскольку за период колебаний сигнал проходит расстояние $4l$, добротность осциллятора представляется в виде

$$Q = \frac{2\pi}{1 - e^{-4\gamma l}}. \quad (8)$$

При характерных для рассматриваемой системы параметрах (1) ($L_K = 3.2 \cdot 10^{-3}$ Н/м, $L_K \gg L_M$, $C_E = 1.73 \cdot 10^{-11}$ Ф/м, $C_E/C_Q \approx 10^{-1}$, $l = 500$ нм) величина $\gamma \approx 1.27 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$, так что с учетом сопротивления двух контактов для добротности получается оценочное значение $Q = 4$.

Амплитуда стоячей волны в окрестности резонансной частоты Ω записывается в виде

$$v_0 = v_\omega H(\omega), \quad (9)$$

где v_ω — амплитуда падающего сигнала,

$$H(\omega) = Q / \sqrt{Q^2 (1 - \omega^2/\Omega^2)^2 + \omega^2/\Omega^2}$$

— амплитудно-частотная характеристика (АЧХ).

Усредненные пондеромоторные силы и уравнение для механического осциллятора

В рассматриваемом случае погонная пондеромоторная сила определяется зависимостью емкости и индуктивности системы от расстояния между нанотрубками, так как

$$f = -\frac{d}{dW} \left(\frac{C_E v^2}{2} + \frac{L_{\text{eff}} i^2}{2} \right). \quad (10)$$

Поскольку $L_K \ll L_M$, магнитной составляющей силы можно пренебречь, так что

$$f \approx -\frac{v^2}{2} \frac{dC_E}{dW}. \quad (11)$$

Подаваемый на детектор сигнал представляет собой модулированное по амплитуде излучение с несущей частотой ω , лежащей в терагерцовом диапазоне, и частотой модуляции ω_m , причем по порядку величины равно $\omega/\omega_m \sim 10^3$,

$$v = v(z) \cos \omega t (1 + \alpha_m \cos \omega_m t), \quad (12)$$

где α_m — глубина модуляции.

Можно усреднить силу, действующую на нанотрубки, по быстро осциллирующим составляющим

$$\langle f \rangle = -\frac{dC_E}{dW} \frac{v^2(z)}{4} \left(1 + 2\alpha_m \cos \omega_m t + \frac{\alpha_m^2}{2} \right). \quad (13)$$

Движение нанотрубок в детекторе будет рассматриваться в модели сосредоточенных параметров. В рамках этой модели нанотрубки представляют собой линейные механические осцилляторы, которым сопоставляется характерная масса M и характерная жесткость K (рис. 3). Жесткость можно оценить из величины прогиба нанотрубки под действием распределенной силы g , приходящейся на единицу длины УНТ. В теории упругости форма закрепленного стержня описывается как [25]

$$\Delta W = \frac{g}{24EI} z^2 (z - l)^2, \quad (14)$$

где E — модуль Юнга нанотрубки, а I — момент инерции площади поперечного сечения трубки. Тогда

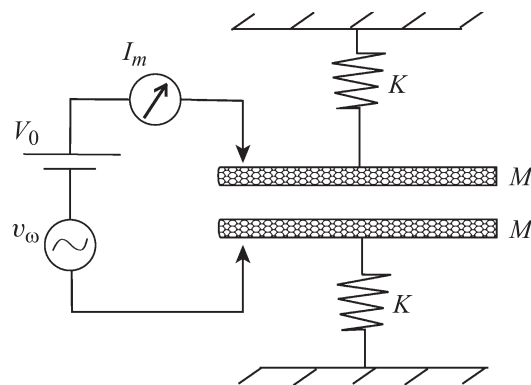


Рис. 3. Электромеханическая схема детектора: M — эквивалентная масса, K — эквивалентный коэффициент упругости.

коэффициент упругости в модели сосредоточенных параметров можно представить в виде

$$K = \frac{\int g dz}{\Delta W \left(\frac{l}{2}\right)} = \frac{384EI}{l^3}, \quad (15)$$

где для стержня кругового сечения $I = \pi r^4/4$.

Для нанотрубки с параметрами $E \approx 1.3 \cdot 10^{12}$ Па, $l \approx 500$ nm и $r \approx 1$ nm величина жесткости равна

$$K = 3.1 \cdot 10^{-3} \text{ N/m}. \quad (16)$$

Для этих же параметров характерная масса нанотрубки $M \approx 4.6 \cdot 10^{-22}$ kg, так что резонансная частота механических колебаний

$$\Omega_M = \sqrt{\frac{K}{M}} \approx 2.6 \text{ GHz}. \quad (17)$$

Запишем уравнение механического движения рассматриваемой системы

$$\ddot{x} + 2\gamma_M \dot{x} + \Omega_M^2 x = \frac{1}{M} \int f dz, \quad (18)$$

где x — отклонение колеблющейся нанотрубки от положения равновесия, γ_M — коэффициент затухания механической системы.

Для случая усредненной пондеромоторной силы (13) уравнение (18) механических колебаний относительно положения равновесия, определяемого постоянной составляющей силы, принимает вид

$$\ddot{x} + 2\gamma_M \dot{x} + \Omega_M^2 x = \frac{\alpha_m v_0^2 l}{4M} \frac{dC_E}{dW} \cos(\omega_m t). \quad (19)$$

Решением уравнения движения осциллятора будет функция

$$x = H_M(\omega_m) \frac{mv_0^2 l}{4M\Omega_M^2} \frac{\partial C_E(0)}{\partial W} \cos(\omega_m t), \quad (20)$$

где

$$H_M(\omega_m) = Q_M / \sqrt{Q_M^2 (1 - \omega_m^2/\Omega_M^2)^2 + \omega_m^2/\Omega_M^2}$$

— АЧХ механического осциллятора, $Q_M = \Omega_M/2\gamma_M$ — его добротность.

Анализируя уравнения (9) и (20), можно заключить, что

$$x \propto H^2(\omega) H_M(\omega_m) \propto Q^2 Q_M, \quad (21)$$

т.е. амплитуда механических колебаний пропорциональна не только, как обычно, добротности механического осциллятора, но и квадрату добротности плазмонного резонатора.

Чувствительность детектора

В рассматриваемой модели полезным сигналом детектора является наведенный ток с частотой, равной частоте модуляции падающего излучения, снимаемый амперметром, подключенным между УНТ. На нанотрубки подано постоянное базовое напряжение V_0 .

Чувствительность детектора определяется как отношение тока, снимаемого с детектора, к мощности подаваемого на детектор излучения

$$R = \frac{\Delta J}{P_\omega}, \quad (22)$$

где ΔJ — амплитуда тока в выходной цепи детектора, P_ω — мощность излучения, принимаемого антенной.

Ток в выходной цепи детектора, будучи наведенным током вследствие колебаний заряженных нанотрубок, можно представить в виде

$$\Delta J = 2\omega_m V_0 l \frac{\partial C_E(0)}{\partial W} \Delta x, \quad (23)$$

где Δx — амплитуда колебаний механического осциллятора

$$\Delta x = \frac{mv_0^2 l}{M\Omega_M^2} \frac{\partial C_E(0)}{\partial W} H_M(\omega_m). \quad (24)$$

Мощность электромагнитного излучения, поглощаемая антенной, равна [5]

$$P_\omega = \frac{2Gc_l \varepsilon_0}{\pi} v_\omega^2, \quad (25)$$

где G — коэффициент усиления антенны (для дипольной антенны $G \approx 1.5$), c_l — скорость света. Таким образом, из (9), (22)–(25) получаем

$$R = V_0 \frac{\pi m l^2 \omega_m}{GM\Omega_M^2 c_l \varepsilon_0} \left(\frac{\partial C_E(0)}{\partial W} \right)^2 H_M(\omega_m) H^2(\omega). \quad (26)$$

Тогда для рассматриваемых размеров данной системы ($l = 500$ nm, $W = 10$ nm, $r_c = 1$ nm) и величины базового напряжения $V_0 = 1$ V можно оценить чувствитель-

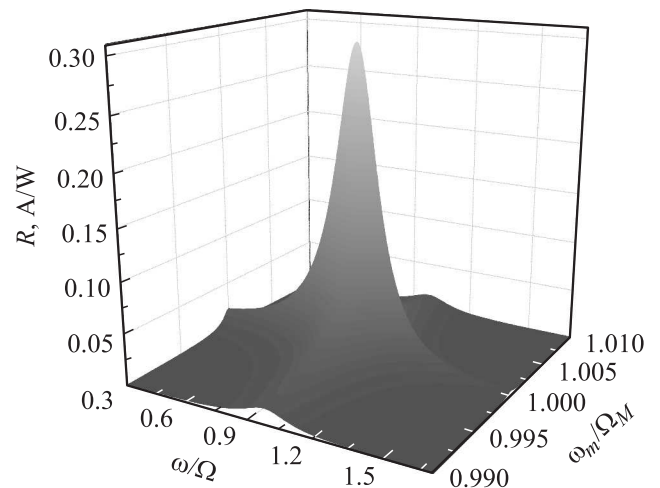


Рис. 4. Зависимость чувствительности детектора от несущей частоты и частоты модуляции.

ность детектора в резонансе

$$R = \frac{\Delta I}{P_{\omega}} \approx 1.87 \cdot 10^{-4} m Q^2 Q_M. \quad (27)$$

На рис. 4 представлена зависимость чувствительности от несущей частоты и частоты модуляции подаваемого на нанотрубки сигнала для параметров, характеризующих плазмонный и механический резонансы и падающее на детектор излучение: $Q \approx 4$, $Q_M \approx 10^3$ [26], $m \approx 10^{-1}$. В резонансе получается значение чувствительности (рис. 4) $R [A/W] \approx 0.3$, которое значительно превосходит аналогичные показатели для ранее рассмотренных детекторов [9–11].

Заключение

В настоящей работе впервые предложен и проанализирован детектор модулированного излучения терагерцового диапазона на базе подвешенных однослойных УНТ металлического типа, образующих как механический, так и плазмонный резонаторы. Для расчета электродинамики нанотрубок используется модель ЖТЛ. Согласно этой модели, распространение электромагнитных волн (плазмонов) в двух параллельных нанотрубках описывается известной системой уравнений для передающей линии (телеграфными уравнениями), в которую дополнительно к классическим погонным емкости, индуктивности и сопротивлению следует ввести погонные квантовую емкость и кинетическую индуктивность. Последние величины зависят от квантовых параметров — скорости Ферми и квантового сопротивления. Кроме того, эти величины существенно зависят от числа эффективно проводящих каналов или числа подзон размерного квантования, которое для рассматриваемых ОУНТ считается равным 4 (с учетом спина электронов). Скорость распространения плазмонных волн в таких квантовых системах может быть почти на два порядка меньше, чем скорость света, что и позволяет существовать плазмонным резонансам в терагерцовом диапазоне при таких довольно малых продольных размерах плазмонного резонатора (порядка $1 \mu\text{m}$).

Отметим другие возможные схемы резонансного детектора рассмотренного типа на подвешенных ОУНТ с металлической проводимостью. Прежде всего это схема с одной нанотрубкой, подвешенной над хорошо проводящей поверхностью (рис. 5, *a*). В соответствии с методом электрических изображений такая схема сводится к рассмотренной в работе схеме из двух параллельных нанотрубок, однако она представляется более простой в экспериментальной реализации. Можно рассмотреть также схему в виде массива параллельных однослойных нанотрубок, подвешенных над хорошо проводящей поверхностью (рис. 5, *b*). В этом случае для грубой оценки можно считать, что схемы с массивами представляют собой включенные параллельно предыдущие схемы, а их чувствительность пропорциональна количеству элементарных ячеек.

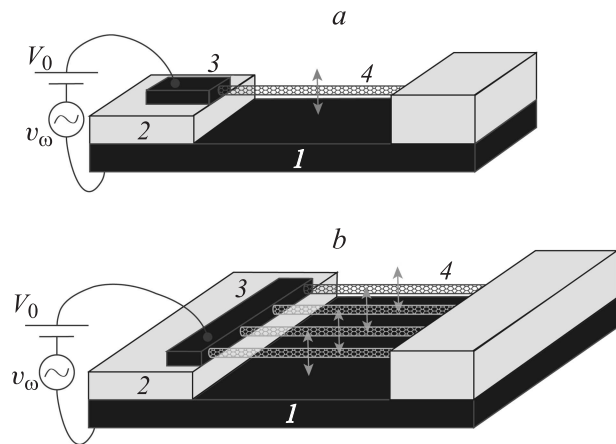


Рис. 5. Альтернативные схемы детектора: *a* — одна УНТ над проводящей поверхностью, *b* — массив УНТ над проводящей поверхностью; 1 — проводящая поверхность, 2 — изолятор, 3 — проводящие контакты, 4 — УНТ.

Помимо таких преимуществ рассмотренного детектора, как его резонансная избирательность, малые размеры и способность работать в терагерцовом диапазоне, стоит отметить и другие. Это прежде всего перспектива достижения рекордной чувствительности при повышении добротности как механического, так и плазмонного резонаторов, используя известные в радиофизике и квантовой физике методы (например, введение отрицательного сопротивления, использование активной среды и т.д.). Кроме того, открываются новые технологические возможности создавать такие устройства методами только углеродных технологий, не прибегая к кремниевым. Следует также отметить возможность объединения в одно компактное устройство предложенного плазмонного резонатора с резонансной наноантенной [14] и межсоединениями [15], выполненными из тех же металлических ОУНТ.

В заключение следует отметить, что проведенные в настоящей работе оценки выходных параметров резонансного детектора терагерцового излучения на базе углеродных нанотрубок свидетельствуют о перспективности его применения в экспериментальной физике и технике.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (проекты П1139, П1144 и П589), Российского фонда фундаментальных исследований (гранты N09-07-00440-а, 10-07-00618-а и 11-07-00505-а) и гранта президента РФ МК-334.2011.9.

Список литературы

- [1] Nathanson H.C., Newell W.E., Wickstrom R.A., Davis J.R. // IEEE. Trans. Electron. Devices. 1967. Vol. ED-14. N 3. P. 117.
- [2] Beck R.G., Eriksson M.A., Westervelt R.A., Campman K.L., Gossard A.C. // Appl. Phys. Lett. 1996. Vol. 68. P. 3763.

- [3] Schwarz M.P., Grundler D., Meinel I., Heyn Ch., Heitmann D. // Appl. Phys. Lett. 2000. Vol. 76. P. 3564.
- [4] Dyakonov M.I., Shur M.S. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71. P. 2465.
- [5] Dyakonov M.I., Shur M.S. // IEEE. Trans. Electron. Devices. 1996. Vol. 43. P. 1640.
- [6] El Fatimy A., Teppe F., Dyakonova N., Knap W., Seliuta D., Valusis G., Shchepetov A., Roelens Y., Bollaert S., Cappu A., Rumyantsev S. // Appl. Phys. Lett. 2006. Vol. 89. P. 131 926.
- [7] Антонов А.В., Гавриленко В.И., Маремьянин К.В., Морозов С.В., Тeppe F., Кnap W. // ФТП. 2009. Т. 43. С. 552.
- [8] Popov V.V., Tsymbalov G.M., Fateev D.V., Shur M.S. // Int. J. High Speed. Electronics and Systems. 2007. Vol. 17. P. 557.
- [9] Ryzhii V., Ryzhii M., Hu Y., Hagiwara I., Shur M.S. // Appl. Phys. Lett. 2007. Vol. 90. P. 203 503.
- [10] Hu Y., Ryzhii M., Hagiwara I., Shur M.S., Ryzhii V. // Phys. Stat. Sol. C. 2008. Vol. 5. P. 277.
- [11] Leiman V.G., Ryzhii M., Satou A., Ryabova N., Ryzhii V., Otsuji T., Shur M.S. // J. Appl. Phys. 2008. Vol. 104. P. 024 514.
- [12] Арсенин А.В., Гладун А.Д., Лейман В.Г., Семенов В.Л., Рыжий В.И. // РЭ. 2009. Т. 54. С. 1394.
- [13] Арсенин А.В., Гладун А.Д., Лейман В.Г., Семенов В.Л., Рыжий В.И. // РЭ. 2010. Т. 55. С. 1376.
- [14] Dresselhaus M.S., Dresselhaus G., Avouris P. Carbon Nanotubes. Berlin: Springer, 2001. 453 с.
- [15] Sleyuan G.Ya., Maksimenko S.A., Lakhtakia A., Yevtushenko O., Gusakov A.V. // Phys. Rev. B. 1999. Vol. 60. P. 17 136.
- [16] Burke P.J., Li S., Yu Z. // IEEE. Trans. on Nanotech. 2006. Vol. 5. P. 314.
- [17] Maffucci A., Miano G., Villone F. // Int. J. Circ. Theor. Appl. 2008. Vol. 36. P. 17 136.
- [18] Абрикосов А.А. Основы теории металлов. М.: Наука, 1987. 520 с.
- [19] Гантмахер В.Ф. // Физика низких температур. 2005. Т. 31. С. 436.
- [20] Giamarchi T. Quantum Physica in One Dimension. Oxford: Oxford University Press, 2003. 424 p.
- [21] Bockrath M.W. Carbon nanotubes: electrons in one dimension Berkeley, Ph. D. Dissertation, 1990. 131 p.
- [22] Bockrath M., Cobden D.H., Lu J., Rinzler A.G., Smalley R.E., Balents L., McEuen P.L. // Nature. 1990. Vol. 397. P. 598.
- [23] Ishii H., Kataura H., Shiozawa H., Yoshioka H., Otsubo H., Takayama Y., Miyahara T., Suzuki S., Achiba Y., Nakatake M., Narimura T., Higaahiguchi M., Shimada K., Namatame H., Taniguchi M. // Nature. 2003. Vol. 426. P. 540.
- [24] Burke P.J. // IEEE. Trans. on Nanotech. 2002. Vol. 1. P. 129.
- [25] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория упругости (Сер. Теор. физ. Т. VIII) М.: Физматлит, 1987. 248 с.
- [26] Sazonova V., Yaish Y., Ustunel H., Roundy D., Arias T.A., McEuen P.L. // Nature. 2004. Vol. 431. P. 284.