Письма в ЖЭТФ, том 111, вып. 7, с. 443 – 447 © 2020 г. 10 апреля

Детектирование излучения в терагерцовом, среднем и ближнем инфракрасном диапазонах многослойной гетероструктурой металл–диэлектрик

А. Е. Щеголев[+*], *А. М. Попов*[+*×], *А. В. Богацкая*[*×◦], *П. М. Никифорова*[+], *М. В. Терешонок*[*], *Н. В. Кленов*[+*×1)]

[+]*Физический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия*

[*]*Московский технический университет связи и информатики, 111024 Москва, Россия*

[×]*Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия*

[◦]*Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына МГУ, 119991 Москва, Россия*

Поступила в редакцию 27 февраля 2020 г.
После переработки 27 февраля 2020 г.
Принята к публикации 28 февраля 2020 г.

Аналогия между туннелированием квантовых частиц через цепочку потенциальных барьеров и распространением электромагнитных волн через метасреду позволила найти новые методы создания селективных детекторов излучения в терагерцовом, среднем и ближнем инфракрасном диапазонах. Результаты расчетов показали, что резонансная гетероструктура металл–диэлектрик с одним и двумя металлическими слоями позволяет в узкой полосе частот довести долю поглощаемого излучения до величин, близких к 100 %. Использование большого числа металлических слоев открывает возможность для детектирования ультракоротких (в том числе пикосекундных) импульсов поля с широким спектром.

DOI: 10.31857/S0370274X20070036

Введение. Терагерцовый (ТГц) диапазон электромагнитного излучения (частоты в диапазоне 0.1 ... 30 ТГц) может быть использован для создания систем широкополосной связи, обнаружения следовых концентраций наркотических и взрывчатых веществ, неинвазивной диагностики заболеваний, ближнеполевой спектроскопии, исследования поверхности материалов методами электронного парамагнитного резонанса. Перспективным представляется и создание высокопроизводительных (свыше 100 Гб/с) беспроводных каналов для обеспечения связи в роботизированных производственных системах со сложно движущимися элементами и внешними комплексами обработки данных и управления. Дополнительным преимуществом использования ТГц канала при организации связи между, например, спутниками в космическом пространстве является возможность защитить передаваемые данные от несанкционированного доступа за счет использования частот, совпадающих с линиями поглощения атмосферы. Но развитие перечисленных применений сдерживает критически высокая стоимость основной элементной базы для детектирования излучения ТГц диапазона. Нужны новые физические и технические решения для создания относительно недорогих, массовых источников и детекторов терагерцового диапазона.

При переходе к ближнему инфракрасному (ИК) диапазону, вызывающему интерес, например, в связи с развитием оптических, в том числе и “квантово-защищенных” коммуникаций, хорошей альтернативой полупроводниковым детекторам (в том числе однофотонным) являются однофотонные детекторы на основе сверхпроводников за счет малой энергетической щели в спектре возбуждений таких материалов. Весьма распространенным типом детекторов при работе на длинах волн более 1600 нм являются сверхпроводниковые болометры (Transition Edge Sensor, TES). В качестве высокочувствительного “датчика” излучения здесь используется электронный коллектив, близкий к переходу в нормальное состояние. TES-детекторы и им подобные устройства обладают высокой эффективностью детектирования фотонов, способны различать энергии поглощаемых фотонов (либо их количество, если длина волны фиксирована), имеют малый темновой счет и допускают возможность интеграции в состав криогенных блоков считывания и цифровой обработки сигнала

[1)]e-mail: nvklenov@gmail.com

[1–3]. Но для таких устройств характерно очень низкое быстродействие: максимальная скорость счета фотонов не превышает сотен килогерц при микросекундных временных флуктуациях момента появления отклика. Сверхпроводниковый однофотонный детектор (Superconducting Nanowire Single Photon Detector, SNSPD: полоска сверхпроводящего материала, через которую пропускают ток, немного меньший тока распаривания) демонстрирует эффективности детектирования в интервале длин волн от одного до полутора мкм на уровне лучших InGaAs детекторов. При этом такая система превосходит конкурентов по быстродействию, временному разрешению и уровню темнового счета [4, 5]. Резистивные болометрические детекторы фиксируют вариации электрического удельного сопротивления при поглощении излучения. Исследуется и применяется целый ряд болометрических устройств, где в качестве чувствительных элементов используют тонкие слои оксида ванадия, поликристаллического или аморфного кремния, платины, металлического титана или графена [6–10].

С физической точки зрения проблема детектирования излучения в терагерцовом и ближнем ИК диапазонах связана с тем, что хорошо зарекомендовавшие себя оптические приемники так или иначе используют переходы между состояниями атомных или молекулярных систем, причем разности энергий в этом случае велики на фоне энергий (мэВ) интересующих нас квантов [11]. Выходом стало использование взаимодействия электромагнитного излучения с электронными коллективами в микроболометрах, диодах Шоттки, трехмерных плазмонных гетероструктурах GaAs/AlGaAs. В подобных устройствах нужно обеспечить передачу энергии от электромагнитной волны электронному коллективу с тем, чтобы затем так или иначе зафиксировать, например, увеличение характеризующей этот коллектив температуры T. Во всех этих случаях для повышения эффективности детектирования необходимо обеспечить проникновение волны в проводящую область и ее поглощение там. Кроме того, обычно специфика энергетического спектра электронного коллектива создает проблемы с частотной селективностью детекторов излучения на основе таких принципов.

В данной работе мы рассмотрим общий физический подход к увеличению чувствительности и селективности целого ряда детекторов ТГц и ближнего ИК диапазонов. Мы отталкиваемся от понятия резонансного туннелирования, наблюдаемого, например, в квантово-размерных гетеростуктурах [12–14]. Суть рассматриваемой концепции состоит в том, что добавление резонатора после непрозрачного для падающей волны проводящего слоя (плазмы, металла, сверхпроводника) дает возможность существенно (в несколько раз и более) увеличить напряженность поля как за упомянутым слоем, так и внутри него [15–17]. Проведенный в работе анализ явления резонансного оптического туннелирования позволяет на сегодняшний день определять оптимальные для решения упомянутых задач параметры структур даже в относительно сложных топологиях, близких к перспективным экспериментальным реализациям. Переходя к использованию нескольких "последовательных" диэлектрических резонаторов, разделенных проводящими слоями, мы формируем фотонный кристалл и превращаем, аналогично случаю перехода от одной потенциальной ямы к одномерному кристаллу, одну резонансную частоту в полосу поглощения.

Рассмотрим монохроматическое волновое поле с частотой ω, распространяющееся в направлении оси z в пространственно неоднородной среде с восприимчивостью $\chi_\omega(z)$. Тогда пространственная структура поля $E(z)$ определяется из уравнения Гельмгольца:

$$\frac{d^2E(z)}{dz^2}+\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_\omega(z)E(z)=0, \qquad (1)$$

где $\varepsilon_\omega = 1 + 4\pi\chi_\omega$ – диэлектрическая проницаемость. Электрическое поле направлено в направлении, перпендикулярном оси z.

Уравнение (1) аналогично известному из квантовой механики стационарному уравнению Шредингера, оно же – задача на собственные значения, ζ, и собственные функции, $\psi(z)$, для оператора Гамильтона в системе с потенциальной энергией $V(z)$:

$$\frac{d^2\psi}{dz^2}+\frac{2m}{\hbar^2}(\zeta-V(z))\psi=0. \qquad (2)$$

Прямое сравнение уравнений (1) и (2) показывает, что потенциальная энергия в квантовой механике $V(z)$ аналогична диэлектрической проницаемости в электромагнитной теории $(2m/\hbar^2)V(z) \to \to (1-\varepsilon_\omega)\cdot(\omega/c)^2$. Диэлектрик, среда с восприимчивостью $\chi_\omega > 0$, соответствует случаю потенциальной ямы $V(z) < 0$. Слой металла, для которого $\chi_\omega < 0$, можно считать потенциальным барьером, $V(z) > 0$.

Изложенные здесь соображения хорошо известны как составная часть оптико-механической аналогии. В частности, проникновение "квантового объекта" через потенциальный барьер, высота которого превышает его кинетическую энергию, аналогично интересующему нас распространению электромагнитной волны через область с отрицательным значением диэлектрической проницаемости. В частности, плазма является примером среды с отрицательной диэлектрической проницаемостью, если концентрация электронов превышает критическое значение $n^* = m\omega^2/4\pi e^2$, ω – частота распространяющегося излучения. Действительно, для бесстолкновительной плазмы диэлектрическая проницаемость есть

$$\varepsilon_\omega = 1 - \omega_p^2/\omega^2, \tag{3}$$

где $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_e/m$ – квадрат плазменной частоты и n_e – электронная плотность. Учет рассеяния электронов в плазме приводит к комплексному значению диэлектрической проницаемости

$$\varepsilon_\omega = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} + i\frac{\omega_p^2 \nu}{(\omega^2 + \nu^2)\omega}. \tag{4}$$

Здесь ν – частота столкновений электронов с рассеивающими центрами. Известно, что мнимая часть диэлектрической проницаемости ответственна за поглощение электромагнитной волны в среде. Аналогично, введение мнимой добавки в потенциал $V(z)$ дает возможность описать поглощение (рождение) частиц в квантовой теории.

Численное моделирование показало, что наличие диэлектрического слоя, играющего роль электромагнитного резонатора, за металлическим слоем детектора, поглощающего излучение, способно существенно увеличить эффективность фотодетектирования в области частот, близких к собственной частоте колебаний в резонаторе. Действительно, эффективное заполнение диэлектрического слоя при наличии резонанса сопровождается также эффективным проникновением поля в проводящий плазменный слой со сверхкритической концентрацией электронов, что и ведет к увеличению поглощения в нем электромагнитной энергии.

Структура с одним слоем проводника на диэлектрической подложке, параметры которой позволяют ей выступать в роли резонатора, может быть использована для эффективного детектирования электромагнитного излучения в ТГц и ближнем ИК диапазонах частот. Однако работать такой подход будет лишь для частот, лежащих в пределах спектральной ширины моды, обусловленной скоростью затухания. Можно увеличить спектральный интервал, в котором эффективно поглощается электромагнитное излучение, заменив проводящий слой и находящийся под ним слой диэлектрика периодической структурой, состоящей из последовательности диэлектрических и проводящих слоев (см. рис. 1). Здесь будет формироваться зонная

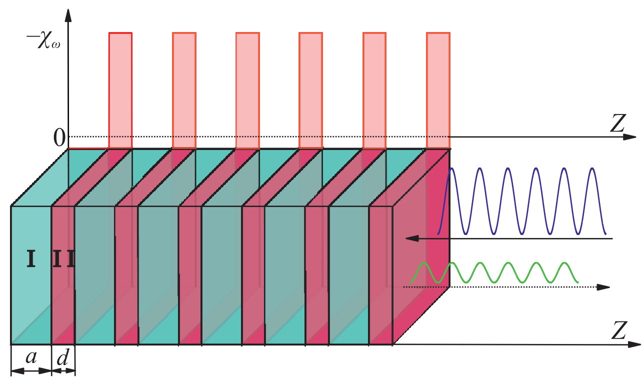

Рис. 1. (Цветной онлайн) Схематическое изображение структуры, состоящей из последовательности слоев металл (I)–диэлектрик (II). Стрелочками показано направление движения падающей и отраженной волн. С точки зрения квантовой механики слои диэлектрика представляют собой потенциальные ямы, разделенные слоями металла – потенциальными барьерами. Структура потенциального рельефа, $-\chi_\omega(z)$, представлена в верхней части рисунка

структура полевых мод (фотонный кристалл), подобно тому, как формируются разрешенные энергетические зоны для периодического потенциала, известные из квантовой теории. Для рассматриваемого детектора положение "разрешенных" зон будет определяться шириной диэлектрического слоя и значением его диэлектрической проницаемости, а их ширина – величиной связи между соседними диэлектрическими слоями, т.е. вероятностью "туннелирования" поля через разделяющий ямы потенциальный барьер (слой металлизации). Как результат, можно ожидать, что эффективное поглощение излучения такой слоистой структурой будет происходить в полосах, шириной и положением которых можно управлять, подбирая параметры структуры.

В качестве примера рассмотрим структуру, состоящую из последовательности N ($N = 1\ldots 50$) слоев кремния ($\varepsilon_a \approx 10$) толщиной $a = 2$ мкм, разделенных слоями металла толщиной $d = 0.015$ мкм. Мы полагали, что $\omega_p = 10^{16}\,\text{с}^{-1}$ и $\nu = 5\cdot 10^{13}\,\text{с}^{-1}$. Типичные распределения электрического поля внутри структуры, соответствующие нормальному падению электромагнитной волны в условиях резонанса, приведены на рис. 2 для разного числа металлических слоев.

При анализе исследуемой структуры как детектора электромагнитного излучения с заданными спектральными свойствами нам важна зависимость доли поглощаемой в ней мощности от частоты падающего

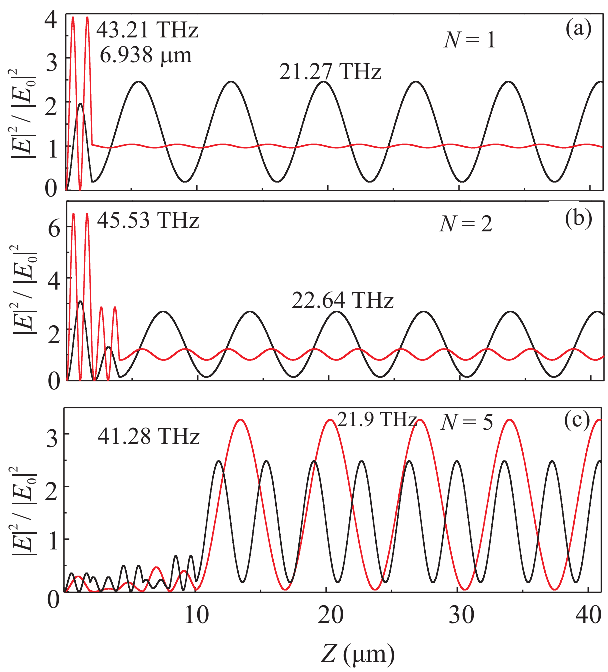

Рис. 2. (Цветной онлайн) Пространственное распределение абсолютного значения напряженности электрического поля при падении на болометрический детектор для разного числа слоев ($N = 1$; 2 и 5). Параметры структуры: $\varepsilon_a = 10$, $a = 2$ мкм, $d = 0.015$ мкм. E_0 – амплитуда напряженности поля падающей волны, $f = \omega/2\pi$

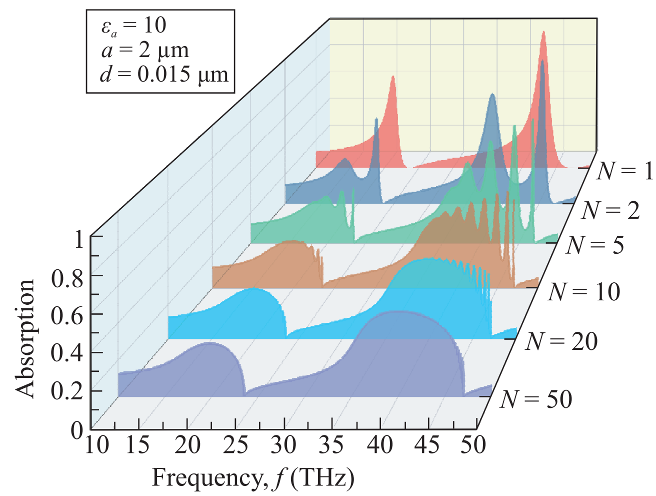

Рис. 3. (Цветной онлайн) Доля поглощаемой в металлическом слое электромагнитной энергии, падающей на структуру в зависимости от частоты излучения для разного количества используемых металлических слоев N. Параметры структуры приведены на рис. 2

излучения. Эта зависимость рассчитывалась по формуле

$$Q(\omega) = \frac{1}{2}\int \sigma_\omega E^2(z)dz, \tag{5}$$

$E(x)$ – распределение амплитуды электрического поля волны в структуре, σ_ω – проводимость. Вводя эффективность поглощения, как отношение величины энерговыделения (5) к падающему потоку энергии $I = cE_a^2/8\pi$ и определяя из (4) проводимость плазмы как

$$\sigma_\omega = \frac{\omega_p^2}{4\pi}\frac{\nu}{\omega^2+\nu^2}, \tag{6}$$

найдем

$$\eta(\omega) = Q(\omega)/I = \frac{\omega_p^2\nu}{\omega^2+\nu^2}\frac{\int E^2(z)dz}{cE_a^2}, \tag{7}$$

причем интеграл берется только по совокупности проводящих слоев. Результаты расчетов эффективности поглощения сигнала в зависимости от его частоты $\eta(\omega)$ приведены на рис. 3 для различного количества проводящих и диэлектрических слоев в структуре. Положение спектральных зон поглощения соответствует области частот, при которых электромагнитное поле эффективно заполняет структуру. Ширина зон поглощения определяется связью между "потенциальными" ямами и не зависит от числа слоев. Однако увеличение числа слоев приводит к росту плотности мод в зоне, что сглаживает частотную зависимость $\eta(\omega)$. Отметим, однако, что во внешнем проводящем слое поглощение наблюдается для произвольного значения частоты излучения, поэтому для увеличения контрастности функции $\eta(\omega)$ целесообразно "снимать" детектируемый сигнал со всех слоев, кроме внешнего. Проведенный анализ показывает, что в этом случае эффективность поглощения резко падает именно в области нерезонансных частот, в то время как в пределах ширины зон фотонного кристалла изменение эффективности детектирования снижается незначительно.

Наши расчеты показывают, что в рассматриваемых нами структурах даже при детектировании широкополосного излучения легко обеспечить поглощение до $\sim 50\,\%$ энергии импульса в ТГц и ближнем ИК диапазонах. Поскольку для структур, рассматриваемых в наших расчетах, ширина зон поглощения составляет $\Delta f \sim 10$ ТГц, можно утверждать, что структура пригодна для детектирования сигналов длительностью $\sim 1/\Delta f \sim 10^{-13}$ с, т.е. импульсов ТГц – ИК диапазонов частот предельно короткой длительности, вплоть до нескольких периодов колебаний электрического поля волны. С другой стороны, проведенные расчеты позволяют оценить время затухания электрического поля в структуре, обусловленное его поглощением в проводящих слоях $\tau_d(\omega) = W(\omega)/Q(\omega)$, где $W = \int \varepsilon_a E^2(z)dz/8\pi$ – энергия, запасенная в слоях диэлектрика, а Q определяется выражением (5). Для выбранных при расчетах параметров на частотах, соответствующих зонам поглощения, среднее значение электрического поля в слоях металлизации оказывается на один-два порядка меньше, чем в слоях диэлектрика. Как результат, для времени затухания получаем $\tau_d \leq 10^{-12}$ с. Следовательно, рассматриваемый объект позволяет детектировать импульсы, следующие с пикосекундным временным интервалом.

Заключение. В работе представлен достаточно простой и общий подход, позволяющий усовершенствовать детектирование сигнала в ТГц, среднем и ближнем ИК диапазонах за счет использования резонансных гетероструктур металл–диэлектрик. Устройства, использующие описанный в статье эффект, должны выгодно отличаться от плазмонных детекторов на основе многослойного графена – простотой изготовления, а также возможностью "настройки" на стадии проектирования на одну из множества описанных во введении актуальных практических задач. Действительно, ширина и положение эффективной полосы поглощения определяется такими варьируемыми на стадии изготовления параметрами, как толщина слоев металла и диэлектрика соответственно. При этом для детектирования слабых сигналов с узким спектром (одно или двух-тоновых) подходят гетероструктуры с одним или двумя слоями металла. Для работы с очень короткими, пикосекундными, импульсами поля лучше подойдут гетероструктуры с пятьюдесятью и более слоями металла.

Работа выполнена при поддержке грантов Президента РФ (МК-1932.2020.2; МД-186.2020.8). А. Щеголев выражает признательность за поддержку Фонду развития теоретической физики и математики "БАЗИС".

---

1. A. E. Lita, A. J. Miller, and S. W. Nam, Opt. Express **16**, 3032 (2008).
2. I. I. Soloviev, N. V. Klenov, S. V. Bakurskiy, A. L. Pankratov, and L. S. Kuzmin, Appl. Phys. Lett. **105**, 202602 (2014).
3. I. I. Soloviev, N. V. Klenov, A. L. Pankratov, L. S. Revin, E. Il'ichev, and L. S. Kuzmin, Phys. Rev. B **92**, 014516 (2015).
4. G. Gol'tsman, O. Okunev, G. Chulkova, A. Lipatov, A. Semenov, K. Smirnov, B. Voronov, A. Dzardanov, C. Williams, and R. Sobolewski, Appl. Phys. Lett. **79**, 705 (2001).
5. W. H. P. Pernice, C. Schuck, O. Minaeva, M. Li, G. N. Goltsman, A. V. Sergienko, and H. X. Tang, Nat. Commun. **3**, 1325 (2012).
6. K. C. Liddiard, Infrared Phys. **24**, 57 (1984).
7. N. Calandri, Q.-Yu. Zhao, D. Zhu, A. Dane, and K. K. Berggren, Appl. Phys. Lett. **109**, 152601 (2016).
8. U. Sassi, R. Parret, S. Nanot, M. Bruna, S. Borini, D. De Fazio, Z. Zhao, E. Lidorikis, F. H. L. Koppens, A. C. Ferrari, and A. Colli, Nat. Commun. **8**, 14311 (2017).
9. D. Svintsov, Zh. Devizorova, T. Otsuji, and V. Ryzhii, Phys. Rev. B **94**, 115301 (2016).
10. D. A. Bandurin, D. Svintsov, I. Gayduchenko, S. G. Xu, A. Principi, M. Moskotin, I. Tretyakov, D.Yagodkin, S. Zhukov, T. Taniguchi, K. Watanabe, I. V. Grigorieva, M. Polini, G. Goltsman, A. K. Geim, and G. Fedorov, Nat. Commun. **9**, 5392 (2018).
11. A. Fukasawa, J. Haba, A. Kageyama, H. Nakazawa, and M. Suyama, IEEE Trans. Nucl. Sci. **55**, 758 (2008).
12. J. E. Hasbun, J. Phys.: Condens. Matter **15**, R143 (2003).
13. O. Kidun, N. Fominykh, and J. Berakdar, Phys. Rev. A **71**, 022703 (2005).
14. A. V. Shvartsburg, Phys. Usp. **50**, 37 (2007).
15. A. V. Bogatskaya, N. V. Klenov, M. V. Tereshonok, S. S. Adjemov, and A. M. Popov, J. Phys. D **51**, 185602 (2018).
16. A. V. Bogatskaya, N. V. Klenov, A. M. Popov, and M. V. Tereshonok, Tech. Phys. Lett. **44**, 667 (2018).
17. A. V. Bogatskaya, E. A. Volkova, N. V. Klenov, M. V. Tereshonok, and A. M. Popov, IEEE Trans. Antennas Propag. **68** (2020); doi: 10.1109/TAP.2020.2972649.