

07

## Резонансное туннелирование электромагнитных волн для увеличения эффективности болометрических фотодетекторов

© А.В. Богацкая<sup>1-3</sup>, Н.В. Кленов<sup>1,3-5,¶</sup>, А.М. Попов<sup>1,2,4</sup>,  
М.В. Терешонок<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Научно-исследовательский институт ядерной физики  
им. Д.В. Скобельцына  
Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова,  
Москва, Россия

<sup>2</sup> Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия

<sup>3</sup> Московский технический университет связи и информатики, Москва,  
Россия

<sup>4</sup> Физический факультет Московского государственного университета  
им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

<sup>5</sup> Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики  
им. Н.Л. Духова, Москва, Россия

¶ E-mail: nvklenov@gmail.com

Поступило в Редакцию 24 апреля 2018 г.

Представлен метод увеличения эффективности болометрических фотодетекторов, использующий аналогию между туннелированием потока квантовых частиц через потенциальный барьер и распространением электромагнитных волн через непрозрачную среду. Результаты расчетов показали, что, подбирая толщину и диэлектрическую проницаемость подложки-резонатора под тонким слоем металла (сверхпроводника), можно довести на определенной частоте инфракрасного диапазона долю поглощаемого излучения в детекторе до величин, близких к единице.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.15.46437.17354

Хорошо известно, что электромагнитные волны могут проникать в область, где существуют квазисвободные заряды, лишь на относительно небольшую глубину, величина которой зависит как от параметров электронного газа, так и от частоты воздействующего излучения. Воз-

возможность проникновения электромагнитной волны внутрь проводящей области принципиально важна для ряда систем фотодетектирования, где нужно обеспечить передачу энергии от электромагнитной волны электронному коллективу, чтобы затем так или иначе зафиксировать увеличение характеризующей этот коллектив температуры  $T$ . Отметим, что схожие физические процессы протекают при взаимодействии электромагнитных волн с плазменными образованиями, возникающими при движении в атмосфере гиперзвуковых летательных аппаратов [1,2].

В настоящей работе мы предлагаем общий физический подход для поиска технических решений, основанный на использовании оптико-механической аналогии, известной из курса квантовой механики. Мы отталкиваемся от понятия резонансного туннелирования, наблюдаемого, например, в гетероструктурах [3], когда область, в которую (или из которой) может происходить туннельный переход электрона, является квантово-размерной. Аналогия между квантово-механическим движением потока частиц и распространением электромагнитных волн в пространстве (оптико-механическая аналогия) позволяет обобщить концепцию резонансного туннелирования и на случай электромагнитных процессов [4]. В рассматриваемых задачах учет существования эффективного резонатора после непрозрачного для падающей волны проводящего слоя (плазмы, металла, сверхпроводника) дает возможность существенно (в несколько раз и более) увеличить напряженность поля как за „непрозрачным“ слоем, так и внутри него, значительно повышая эффективность детектирования. Проведенный анализ явления резонансного оптического туннелирования позволяет в настоящее время определять оптимальные для решения упомянутых задач параметры структур даже в относительно сложных топологиях, близких к перспективным экспериментальным реализациям.

Для пространственно неоднородной немагнитной среды с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon(z)$ , зависящей только от одной координаты, пространственная структура электрического поля монохроматической волны, распространяющейся в этом же направлении, определяется с помощью уравнения Гельмгольца

$$\frac{d^2 E}{dz^2} + k_0^2 \varepsilon(z) E = 0, \quad (1)$$

где  $k_0^2 = \omega^2/c^2$ ,  $\omega$  — частота излучения, электрическое поле направлено перпендикулярно оси  $z$ . Уравнение (1) математически эквивалентно

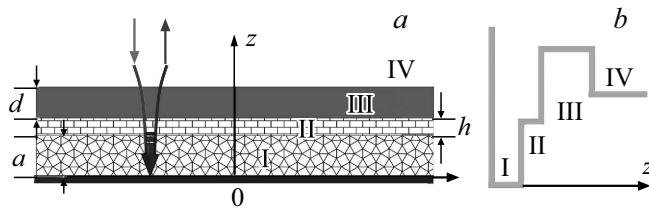
стационарному уравнению Шредингера в квантовой механике для волновой функции частиц  $\psi(z)$  в потенциальном поле  $V(z)$

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} + \kappa_0^2 \left(1 - \frac{V(z)}{\xi}\right) \psi = 0, \quad (2)$$

где  $\kappa_0^2 = 2m\xi/\hbar^2$  — волновой вектор частицы с энергией  $\xi$ . Прямое сравнение уравнений (1) и (2) показывает, что потенциальная функция в квантовой механике  $V(z)$  аналогична восприимчивости в электромагнитной теории  $(2m/\hbar^2)V(z) \rightarrow (1 - \varepsilon)(\omega/c)^2$ . Таким образом, задача на собственные значения для гамильтониана в квантовой теории оказывается математически эквивалентной задаче о расчете распределения напряженности электрического поля в волне. Среда с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon > 0$  соответствует притягивающему потенциалу  $V(z) < 0$  (потенциальная яма), в то время как среда с  $\varepsilon < 0$  может быть рассмотрена как потенциальный барьер  $V(z) > 0$ . Такой случай, в частности, реализуется для бесстолкновительной плазмы, если частота распространяющегося излучения меньше плазменной.

В терагерцевом диапазоне частот эффективность детектирования электромагнитных волн при помощи традиционных фотоэлектронных умножителей и полупроводников с малой шириной запрещенной зоны существенно снижается [5]. Хорошей альтернативой полупроводниковым однофотонным детекторам в этом диапазоне являются однофотонные детекторы на основе сверхпроводников за счет малой энергетической щели в спектре возбуждений. Наиболее развитым типом детекторов на длинах волн более 1600 nm являются сверхпроводниковые болометры; в качестве высокочувствительного термометра используется электронный коллектив, близкий к переходу в нормальное состояние [6]. Сверхпроводниковый однофотонный детектор — полоска сверхпроводника шириной около 100 nm и толщиной порядка 4 nm — несколько превосходит по эффективности фотодетектирования в интервале длин волн 1–1.5  $\mu\text{m}$  лучшие InGaAs-детекторы. При этом такая система превосходит конкурентов по быстродействию, временному разрешению и уровню темного счета, допускает возможность интеграции в состав криогенных блоков считывания и цифровой обработки сигнала [7–9].

Резистивные болометрические детекторы фиксируют вариации электрического удельного сопротивления при поглощении (в том числе и инфракрасного излучения) благодаря системе тепловой изоляции



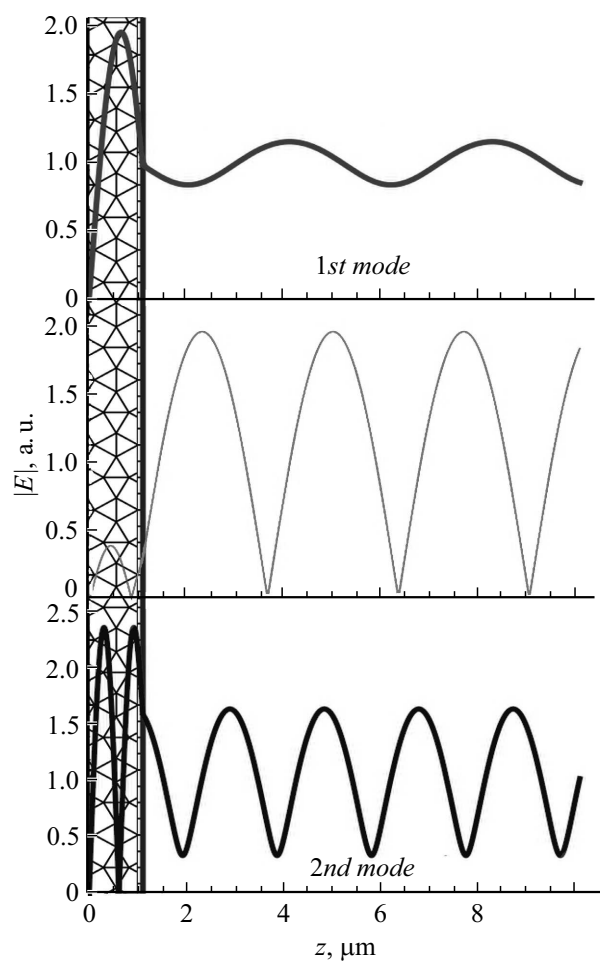
**Рис. 1.** Оптико-механическая аналогия и прохождение электромагнитных волн через область с квазисвободными зарядами: схематическое изображение рассматриваемой структуры (а) и профиль „потенциального рельефа“  $V(z) \leftrightarrow (1 - \varepsilon(z))$  (b). Выделены диэлектрический слой-резонатор (I), область границы металл–диэлектрик (II) и „непрозрачный“ слой металла (сверхпроводника) (III). Область IV — оптически прозрачная среда.

детектора. Эти изменения сопротивления далее фиксируются системой считывания электрических сигналов. Известен ряд болометрических резистивных элементов, в которых в качестве термочувствительных слоев используются тонкие слои оксида ванадия, поликристаллического или аморфного кремния, платины, металлического титана или графена [10].

В любом случае увеличение эффективности проникновения электромагнитного поля в проводящую область, содержащую квазисвободные заряды, может существенно увеличить эффективность фотодетектора. Покажем это на примере достаточно тонкого слоя проводника (металл или сверхпроводник вблизи критической температуры), который напылен на диэлектрическую подложку (рис. 1). Проводящий слой будем описывать диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \nu^2} + i \frac{\omega_p^2 \nu}{(\omega^2 + \nu^2)\omega},$$

где  $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_e / m$  — квадрат плазменной частоты,  $n_e$  — электронная плотность,  $\nu$  — транспортная частота электронов. В случае  $\omega_p \gg \omega, \nu$  этот слой является средой с отрицательной диэлектрической проницаемостью (причем  $|\text{Re}\varepsilon_p| \gg 1$ ). Подложка (кремний или сапфир) с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_d \approx 10$  образует электромагнитный резонатор, отделенный от свободного пространства потенциальным барьером и аналогичный рассмотренному в [2]. „Нижняя“ поверхность такого резонатора может быть металлизирована, что обеспечивает



**Рис. 2.** Пространственное распределение абсолютного значения напряженности электрического поля при падении на болометрический детектор в нерезонансном (в середине) и двух резонансных случаях, соответствующих первой и второй модам поля в подложке. Расчеты проведены для  $a = 1 \mu\text{m}$ ,  $\epsilon_d = 10$ ,  $d = 0.01 \mu\text{m}$ ,  $\epsilon_s = 3$ ,  $h = 0.1 \mu\text{m}$ ,  $n_e = 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ ,  $\nu = 5 \cdot 10^{13} \text{ s}^{-1}$ .

более эффективное удержание поля в резонаторе. Наконец, учтем также, что в процессе напыления проводящего слоя произойдет деградация поверхности рассматриваемого „резонатора“, что можно описать, вводя дополнительный слой диэлектрика с проницаемостью  $\epsilon_s$ , причем  $\epsilon_d \gg \epsilon_s$ .

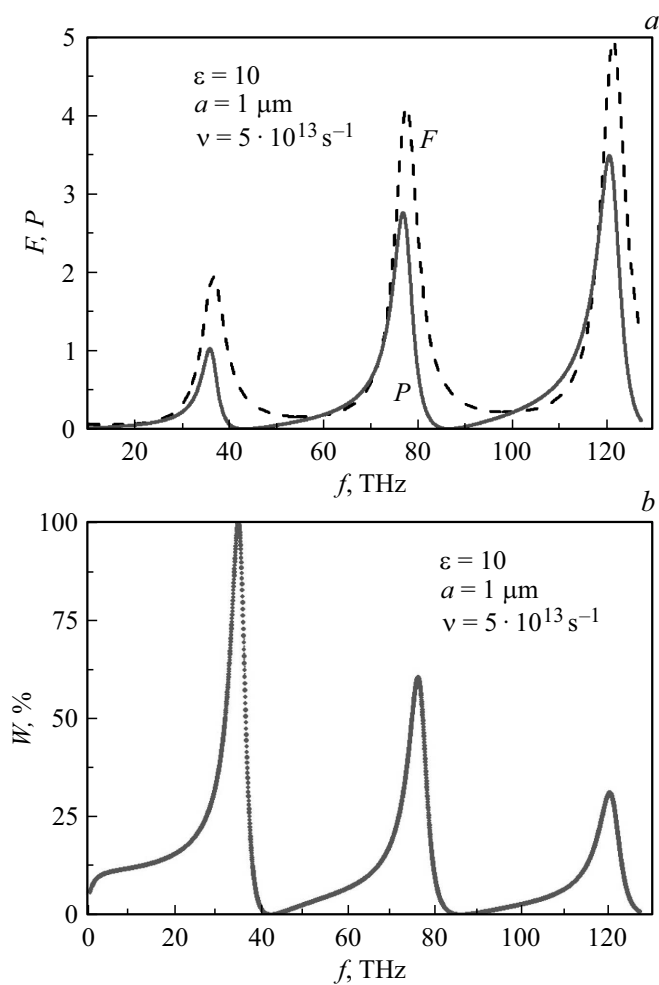
На рис. 2 приведено распределение напряженности электрического поля волны, падающей нормально на структуру, причем частота волны либо совпадает с одной из резонансных частот, либо находится вдали от нее. Здесь мы видим проникновение поля в резонатор (кремниевую или сапфировую подложку) в условиях резонанса, причем заполнение резонатора электромагнитным полем, наблюдающееся вблизи резонансных частот, сопровождается также и эффективным проникновением поля в металлический слой, что ведет к поглощению в нем электромагнитной энергии.

Для количественной характеристики процесса проникновения поля внутрь металлического слоя введем коэффициент проникновения  $P(f)$  ( $f = \omega/2\pi$ ), определяемый как отношение квадрата максимального значения поля внутри металла (плазменного слоя)  $E_m$  к величине квадрата напряженности электрического поля в падающей волне  $E_a$ :  $P(f) = \max\{|E_m|^2/|E_a|^2\}$ . Величина фактора  $P(f)$  приведена на рис. 3, а. На том же рисунке представлены данные по фактору заполнения резонатора  $F(f)$ , введенному ранее в [2]. Как видно, эти кривые подобны и демонстрируют наличие узких максимумов вблизи резонансных частот. Для увеличения эффективности болометрической системы нам важна зависимость доли поглощаемой мощности в металлическом слое от частоты падающего излучения

$$W(f) = 1 - \frac{1}{4}(|E_{\max}(f)| - |E_{\min}(f)|)^2/|E_a|^2, \quad (3)$$

где  $E_{\max}(f)$  и  $E_{\min}(f)$  — максимальное и минимальное значения поля волны в области свободного движения. Результат расчета приведен на рис. 3, б. Положения максимумов поглощения близки к резонансным частотам, причем наиболее сильное поглощение, близкое к полному, наблюдается для минимальной резонансной частоты.

С практической точки зрения важной величиной, определяющей быстродействие болометра, является скорость вытекания (втекания) поля из резонатора. Для оценки этой величины мы качественно



**Рис. 3.** *a* — коэффициент проникновения  $P(f)$  (сплошная кривая) электрического поля в металлический слой и фактор заполнения резонатора  $F(f)$  (штриховая кривая) (см. [2]) в зависимости от частоты излучения. *b* — доля поглощаемой в металлическом слое электромагнитной энергии, падающей на структуру, в зависимости от частоты излучения. Параметры расчетов соответствуют приведенным для рис. 2.

проанализировали структуру собственных мод резонатора, образованного кремниевой пластиной толщиной  $a = 1 \mu\text{m}$  при толщине металла  $d = 0.01 \mu\text{m}$ ,  $h = 0$ . Условия непрерывности тангенциальных компонент электрического и магнитного полей дают уравнение для частоты моды

$$\frac{\tan(ka) + k/\kappa}{\tan(ka) - k/\kappa} = \frac{1 + ik_0/\kappa}{1 - ik_0/\kappa} \exp(-2\kappa d), \quad (4)$$

где  $k_0 = \omega/c$ ,  $k = (\omega/c)\sqrt{\varepsilon_d}$ ,  $\kappa = (\omega/c)\sqrt{|\varepsilon_p|}$  ( $|\varepsilon_p| \approx \omega_p^2/\omega^2 \gg 1$ ). Приближенное решение этого уравнения для малой прозрачности барьера может быть найдено в виде  $\omega = \omega^* + \delta\omega$ , где  $\omega^*$  определяется исходя из решения уравнения  $\tan(ka) + k/\kappa = 0$ , соответствующего нулевой прозрачности барьера, а  $\delta\omega \ll \omega^*$  — малая добавка. Мнимая часть этой добавки определяет время вытекания поля из резонатора. Решая уравнение (4) по теории возмущений для времени вытекания поля  $\tau = 1/\gamma$  из резонатора, получим, что

$$\gamma \approx \frac{4}{\pi} \omega^* \frac{\sqrt{\varepsilon_d}}{(|\varepsilon_p| + \varepsilon_d)} \exp\left(-\frac{2\omega^*}{c} \sqrt{|\varepsilon_p|} d\right).$$

Например, для  $\omega^* \approx 2 \cdot 10^{14} \text{ s}^{-1}$  (первый резонанс на рис. 3, а) при указанных выше параметрах структуры имеем  $\gamma \approx (10^{-2} - 10^{-3})\omega^*$ , что соответствует временам  $\tau = 1/\gamma$  в несколько пикосекунд.

Представленный в работе общий подход позволяет всего лишь за счет выбора параметров (толщина и материал) подложки увеличить эффективность болометрических фотодетекторов. В перспективе наш метод дает возможность перейти к анализу нестационарных задач, что крайне важно при анализе „временных“ характеристик (скорость темнового счета, джиттер и т.д.) приемников.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты РФФИ № 18-02-00730, 16-29-09515-офи\_м).

## Список литературы

- [1] Rybak J.P., Churchill R.J. // IEEE Transact. Aero. Electron. Syst. 1971. V. AES-7. P. 879–994.
- [2] Bogatskaya A.V., Klenov N.V., Tereshonok M.V., Adjemov S.S., Popov A.M. // J. Phys. D. 2018. V. 51. P. 185602.



- [3] *Kidun O., Fominykh N., Berakdar J.* // Phys. Rev. A. 2005. V. 71. P. 022703.
- [4] *Шварцбург А.Б.* // УФН. 2007. Т. 177. С. 43–58.
- [5] *Fukasawa A., Haba J., Kageyama A., Nakazawa H., Suyama M.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 2008. V. 55. P. 758–762.
- [6] *Lita A.E., Miller A.J., Nam S.W.* // Opt. Express. 2008. V. 16. P. 3032–3040.
- [7] *Goltsman G., Okunev O., Chulkova G., Lipatov A., Semenov A., Smirnov K., Voronov B., Dzardanov A., Williams C., Sobolewski R.* // Appl. Phys. Lett. 2001. V. 79. P. 705–707.
- [8] *Soloviev I.I., Klenov N.V., Bakurskiy S.V., Pankratov A.L., Kuzmin L.S.* // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. P. 202602.
- [9] *Soloviev I.I., Klenov N.V., Pankratov A.L., Revin L.S., Il'ichev E., Kuzmin L.S.* // Phys. Rev. B. 2015. V. 92. P. 014516.
- [10] *Sassi U., Parret R., Nanot S., Bruna M., Borini S., De Fazio D., Zhao Z., Lidorikis E., Koppens F.H.L., Ferrari A.C., Colli A.* // Nature Commun. 2017. V. 8. P. 14311.