

PACS numbers: 03.65.Xp, 42.25.-p, 78.67.-p
 DOI: 10.3367/UFNr.0181.201111j.1212

Резонансное туннелирование сверхкоротких электромагнитных импульсов в градиентных метаматериалах: парадоксы и перспективы

А.Б. Шварцбург, Н.С. Ерохин

1. Введение. Туннелирование монохроматической волны через градиентный фотонный барьер (точно решаемая модель)

Настоящее сообщение посвящено новым эффектам туннелирования волновых импульсов через неоднородные среды. Говоря о туннелировании, часто подразумевают квантовые эффекты проникновения частиц через потенциальные барьеры, высота которых превосходит энергию самих частиц. Именно такую задачу впервые решал Г.А. Гамов [1] в 1928 г., когда Э. Резерфорд предложил ему объяснить парадокс альфа-распада атомных ядер, при котором энергия альфа-частицы, покидающей ядро, оказывалась меньше высоты потенциального барьера, окружающего ядро. Используя формальную аналогию между классическим волновым уравнением и уравнением Шрёдингера, Гамов показал, что известному в оптике эффекту нарушенного полного внутреннего отражения соответствует частичное проникновение через барьер волн де Бройля, описывающих альфа-частицу. Такой механизм проникновения, невозможный в классической механике, получил специальное название — "туннелирование". Связав эту аналогию с неопределённостью в соотношении импульса и координаты квантовой частицы, Гамов вычислил экспоненциально малую, но конечную вероятность туннелирования частиц через барьер. Это, по-видимому первое, применение квантовой механики в ядерной физике стало на многие годы эталоном для описания туннелирования квантовых объектов в электронике и физике твёрдого тела.

Новый всплеск интереса к эффектам туннелирования возник в связи с появлением метаматериалов, а особенно в связи с успехами нанотехнологии в создании так называемых градиентных сред, электромагнитные или механические параметры которых непрерывно распределены внутри среды по заданному закону, контролируемой технологией изготовления. Речь шла не о традиционных квантовых задачах, а о классических проблемах распространения электромагнитных волн через градиентные диэлектрические слои с конечной толщиной. В нанофотонике такие слои называют "градиентные фотонные барьеры", в радиофизике электромагнитных волн сверхвысокочастотного диапазона говорят о градиентных волновых барьерах. Именно такие структуры привлекают сегодня внимание при создании нового поколения фотонных кристаллов, направляющих волновых систем и миниатюрных устройств радиоэлектроники.

А.Б. Шварцбург. Объединённый институт высоких температур РАН, Москва, РФ; Институт космических исследований РАН, Москва, РФ
 E-mail: alex-s-49@yandex.ru

Н.С. Ерохин. Институт космических исследований РАН, Москва, РФ
 E-mail: nerokhin@mx.iki.rssi.ru

Как показано в работе [2], физические основы процессов туннелирования электромагнитных волн (ЭМ) через градиентные среды обусловлены геометрической, или нелокальной, дисперсией; этот механизм не связан с материальной дисперсией вещества барьера, а зависит от градиента и кривизны пространственного профиля показателя преломления $n(z)$. Эффекты искусственной дисперсии рассматриваются в настоящей статье для прозрачных барьеров, полученных при напылении диэлектрика на однородную непоглощающую подложку с показателем преломления n . Точные аналитические решения уравнений Максвелла для ряда таких градиентных фотонных барьеров показывают своеобразие процессов туннелирования волн в градиентной нанооптике, которое заключается, в частности, в следующем [3].

1. Спектры отражения и пропускания градиентных сред определяются не только скачком показателя преломления $n(z)$ на границе среды, но и разрывами градиента и кривизны профиля $n(z)$; получены формулы, определяющие спектры отражения и пропускания для ряда профилей $n(z)$, причём классические формулы Френеля являются лишь частным случаем полученных результатов. Так, нормированный профиль $n(z)$ (рис. 1), содержащий два произвольных пространственных масштаба, L_1 и L_2 ,

$$n(z) = n_0 U(z), \quad U(z) = \left(1 + \frac{z}{L_1} - \frac{z^2}{L_2^2}\right)^{-1}, \quad (1)$$

характеризуется частотой отсечки Ω [3], зависящей от толщины барьера d , показателя преломления материала барьера n_0 и геометрических параметров профиля (1):

$$\Omega = \frac{2cy\sqrt{1+y^2}}{n_0d}, \quad y = \frac{L_2}{2L_1}. \quad (2)$$

Пропускание градиентного волнового барьера (1) с частотой отсечки (2) определяется дисперсией волнового типа: волны с частотами $\omega > \Omega$ распространяются через барьер в режиме бегущей волны, а с частотами $\omega < \Omega$ — в режиме туннелирования. Спектры пропускания барьера (1) удобно рассматривать с помощью безразмерной частоты $u = \Omega/\omega$; при этом режиму $\omega > \Omega$ ($\omega < \Omega$) соответствует условие $u < 1$ ($u > 1$). Комплексный коэффициент пропускания

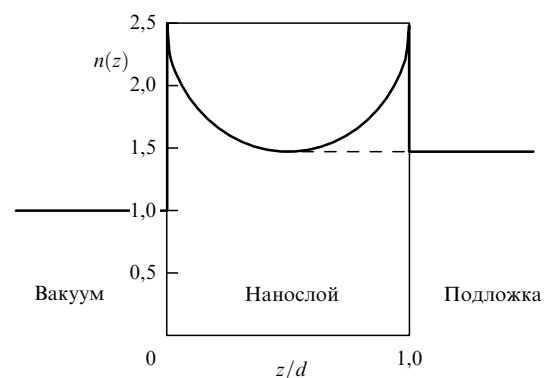


Рис. 1. Нормированный профиль диэлектрической проницаемости (1) внутри градиентного фотонного барьера, обеспечивающий туннелирование ЭМ-волн через барьер шириной d ; z/d — безразмерная координата поперёк барьера.

барьера (1) $T = |T| \exp(i\phi_t)$ в режиме бегущей волны даётся выражениями [3]

$$|T|^2 = \frac{4nm_c^2(1+t^2)}{|G|^2}, \quad (3)$$

$$|G|^2 = \left[t \left(n - \frac{\gamma^2}{4} + n_c^2 \right) + \gamma n_c \right]^2 + (n+1)^2 \left(n_c - \frac{\gamma t}{2} \right)^2, \quad (4)$$

$$\cos \phi_t = \frac{(n+1)(n_c - \gamma t/2)}{|G|}, \quad (5)$$

$$\sin \phi_t = \frac{t(n - \gamma^2/4 + n_c^2) + \gamma n_c}{|G|},$$

$$t = \tan \left(l \sqrt{\frac{1}{u^2} - 1} \right), \quad n_c^2 = n_0^2(1 - u^2), \quad (6)$$

$$\gamma = \frac{2n_0 u y}{\sqrt{1 + y^2}}, \quad l = \ln \frac{y_+}{y_-}, \quad y_{\pm} = \sqrt{1 + y^2} \pm y. \quad (7)$$

Комплексный коэффициент пропускания барьера в режиме туннелирования $T = |T| \exp(i\phi_t)$ описывается другими выражениями:

$$|T|^2 = \frac{4nm_c^2(1-t^2)}{|\mathcal{N}|^2}, \quad (8)$$

$$|\mathcal{N}|^2 = \left[t \left(n - \frac{\gamma^2}{4} - n_c^2 \right) + \gamma n_c \right]^2 + (n+1)^2 \left(n_c - \frac{\gamma t}{2} \right)^2, \quad (9)$$

$$\cos \phi_t = \frac{(n+1)(n_c - \gamma t/2)}{|\mathcal{N}|}, \quad (10)$$

$$\sin \phi_t = \frac{t(n - \gamma^2/4 - n_c^2) + \gamma n_c}{|\mathcal{N}|},$$

$$n_c^2 = n_0^2(u^2 - 1), \quad t = \tanh \left(l \sqrt{1 - \frac{1}{u^2}} \right). \quad (11)$$

Параметры γ и l , входящие в (8)–(11), определены в (7).

2. Анализ выражений (3)–(11) для комплексного коэффициента пропускания $T = |T| \exp(i\phi_t)$ показывает, что при переходе от режима бегущей волны к режиму туннелирования ($u = 1$) модуль коэффициента $|T|$ меняется непрерывно (рис. 2а), а фаза ϕ_t испытывает скачок на π (рис. 2б).

3. Диэлектрическая проницаемость, в отличие от таковой в традиционных эффектах туннелирования ЭМ-волн в средах со свободными носителями, сохраняет положительное действительное значение во всех точках внутри наноплёнки ($0 < z < d$), в том числе и на падающей ветви профиля $\varepsilon(z)$ ($0 \leq z \leq d/2$), где при $\varepsilon > 0$ выполнено условие $\text{grad } \varepsilon < 0$. Интерференция прямой и обратной волны в градиентном барьере может привести не к известным эффектам сильного отражения падающей волны и экспоненциального затухания туннелирующего поля в однородном прямоугольном барьере, а к почти безотражательному (резонансному) режиму туннелирования в некотором спектральном интервале. В таком режиме коэффициент пропускания $|T|^2$ может достигать высоких значений, $|T|^2 = 0,9-0,95$ и даже $|T|^2 = 1$.

2. Динамика сверхкороткого импульса при резонансном туннелировании.

Отмеченные свойства, указанные ранее в [2, 3] для монохроматических полей, используются здесь для анализа туннелирования сверхкоротких широкополос-

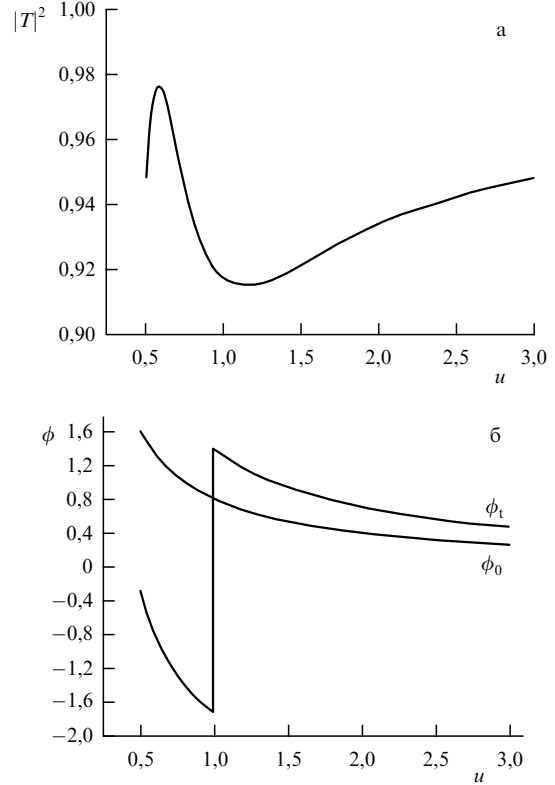


Рис. 2. Спектры туннелирования для градиентного барьера, показанного на рис. 1, с параметрами $n_0 = 2,3$, $n_{\min} = 1,47$, $d = 100$ нм. (а) Коэффициент пропускания $|T|^2$ по энергии. (б) Сдвиг фазы ϕ_t прошедшей волны; ϕ_0 — набег фазы волны в воздухе, $u = \Omega/\omega$ — нормированная частота.

ных фемтосекундных импульсов и видеоимпульсов, содержащих одно или несколько колебаний поля, через градиентный фотонный барьер. Туннелирование таких импульсов рассматривается ниже без каких-либо новых физических допущений и математических приближений на основе уравнений Максвелла для точно решаемой модели такого барьера.

Рассмотрим барьер, образованный прозрачным диэлектрическим нанослоем шириной d с непрерывным профилем (1), показанным на рис. 1 (кривая 1). Нанослой напылён на толстую однородную подложку с показателем преломления n . Показатель преломления достигает максимальных значений $n = n_0$ на границах слоя $z = 0$ и $z = d$ и минимального значения $n = n_{\min}$ при $z = 0,5d$. Частота отсечки такого градиентного барьера Ω определяется выражением (4). Амплитудно-фазовые спектры пропускания в окрестности нормированной частоты отсечки $u = \Omega/\omega = 1$, построенные по формулам (3)–(11) для комплексного коэффициента пропускания барьера $T = |T| \exp(i\phi_t)$, приведены на рис. 2.

Как видно из рис. 2, значения коэффициента пропускания по энергии $|T|^2$ при $u = 1$ непрерывны, а в спектре фазы прошедшей волны при $u = 1$ имеется скачок фазы на π [4]: значения $\phi_t(\omega)$ в туннелирующем режиме ($\omega \leq \Omega$, $u \geq 1$) положительны, а в режиме распространения ($\omega \geq \Omega$, $u \leq 1$) отрицательны. Фазовый сдвиг ϕ_t в режиме туннелирования может превосходить в некотором интервале частот фазовый сдвиг ϕ_0 волны с той же частотой ω , распространяющейся на то же расстояние d в свободном пространстве ($\phi_0 = \omega d/c$). Эти сверхсветовые

($\phi_t > \phi_0$) и досветовые ($\phi_t < \phi_0$) фазовые эффекты показаны на рис. 2б.

Рассмотрим туннелирование фемтосекундного импульса длительностью t_0 с несущей частотой ω_0 и амплитудой E_0 с огибающей

$$E(t) = E_0 \sin \frac{\pi t}{t_0} \cos(\omega_0 t) \quad (12)$$

при нормальном падении на градиентный барьер, спектры пропускания которого показаны на рис. 2. В спектре импульса (12) содержатся гармоники, принадлежащие как области распространения, так и области туннелирования; фазовые сдвиги ϕ_t в этих областях противоположны по знаку, а частотная дисперсия фазовых спектров значительна в обеих областях (рис. 2б). В зависимости от расстройки несущей частоты ω_0 от частоты отсечки Ω вклады гармоник с $\phi_t < 0$ и $\phi_t > 0$ в огибающую туннелирующего импульса оказываются различными. Огибающая импульса после прохождения через градиентный барьер строится с помощью обратного фурье-преобразования от произведения $F(\omega)T(\omega)$, где $F(\omega)$ — фурье-образ исходного импульса (12), $T(\omega)$ — комплексный коэффициент пропускания. Для того чтобы учесть вклад как досветовых, так и сверхсветовых фазовых сдвигов в формирование туннелирующей огибающей $E_1(t)$, обратное фурье-преобразование производится в интервале частот ω от 0 до ∞ .

Динамику туннелирующего импульса удобно рассматривать в координатной системе, движущейся вместе с передним фронтом импульса в свободном пространстве со скоростью c . Точкам огибающей, расположенным позади (впереди) этого фронта, соответствуют положительные (отрицательные) значения времени, началу импульса соответствует момент $t = 0$. Рисунок 3, выполненный в этой системе координат, показывает сверхсветовые смещения деформированной огибающей, обусловленные туннелирующими частотами ($u > 1$) в области $t < 0$ [4]; распространяющиеся частоты ($u < 1$) определяют деформацию в досветовой области $t > 0$. Неравенство фазовых сдвигов различных гармоник приводит к осциллирующему расширению прошедшего импульса и сверхсветовому смещению его переднего фронта, сопровождающемуся некоторой потерей энергии импульса ($|T|^2 = 0,91 - 0,92$ (рис. 2а)). Нормированные огибающие прошедших импульсов $E_1(t)/E_0$ показаны на рис. 3. Сравнение этих огибающих показывает, что искажение туннелирующих импульсов критически зависит от расстройки $\Delta = (\omega_0 - \Omega)/\Omega$ несущей частоты относительно частоты отсечки Ω .

Рисунок 3а, соответствующий случаю отрицательной расстройки $\Delta = -8,16 \times 10^{-2}$, показывает, что предвестники, формирующиеся на переднем фронте туннелирующего импульса, расположены в области $t < 0$ и, таким образом, они опережают передний фронт свободно распространяющегося импульса ($t = 0$); амплитуда этих предвестников, составляющая 0,2 в точке $t = 0$, убывает в сторону распространения импульса. Модуляция заднего фронта в области $t > 0$ обеспечивается распространяющимися частотами ($u < 1$). При равенстве частот $\omega_0 = \Omega$ ($\Delta = 0$) возникает полное расщепление импульса, приводящее к формированию двух пиков с амплитудой 0,7; амплитуда предвестника на переднем фронте в точке $t = 0$ возрастает до 0,48. Наконец, при сдвиге несущей частоты в область распро-

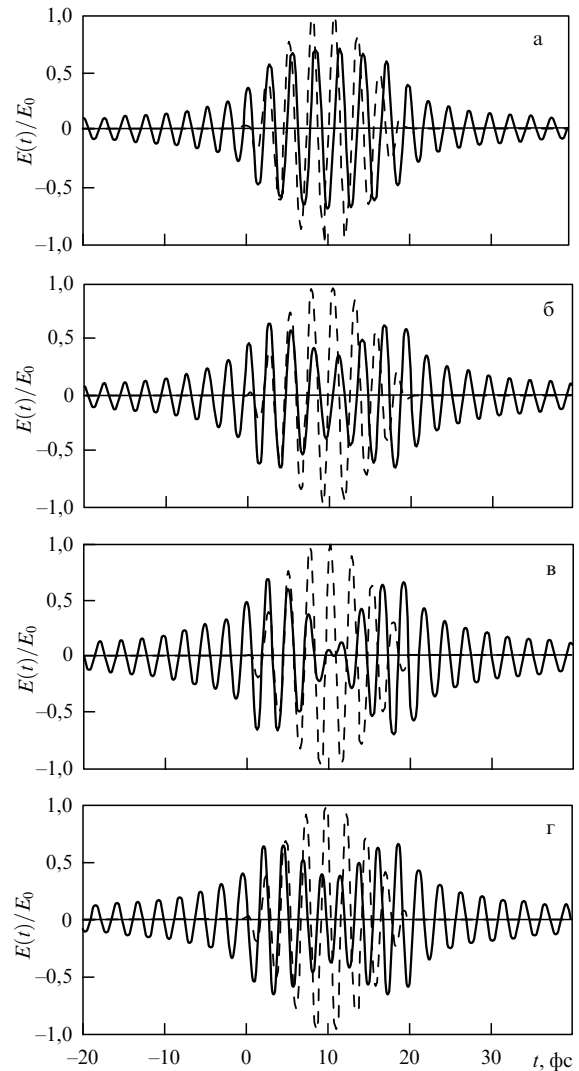


Рис. 3. Нормированные временные огибающие фемтосекундного импульса (12) $E(t)/E_0$ ($t_0 = 20$ фс), распространяющегося в свободном пространстве (штриховые кривые), и импульса, туннелирующего через градиентный барьер (сплошные кривые), $\Omega = 2,45 \times 10^{15}$ рад с^{-1} ; на рис. 3а–г несущие частоты и расстройки составляют $\omega_0 = 2,25 \times 10^{15}$, $2,35 \times 10^{15}$, $2,45 \times 10^{15}$ и $2,55 \times 10^{15}$ рад с^{-1} и $\Delta = -8,16 \times 10^{-2}$, $-4,08 \times 10^{-2}$, 0 и $4,08 \times 10^{-2}$ соответственно. Сверхсветовые предвестники формируются в области $t < 0$.

странения ($\Delta = 4,08 \times 10^{-2} > 0$) модуляция фронтов туннелирующего импульса и расщепление максимума становятся выраженными слабее (рис. 3г).

Примечательно, что эти деформации возникают при прохождении импульса (12) через тонкий градиентный барьер, толщина которого $d = 100$ нм гораздо меньше длины волны λ (800 нм), соответствующей несущей частоте ω_0 . Указанный эффект характерен именно для градиентного барьера: как видно из рис. 4, при прохождении импульса (12) с той же несущей частотой ω_0 через однородный барьер, у которого частоты отсечки нет ($\Omega = 0$), а значения остальных параметров (n_0, n_{\min}, n, d) совпадают с соответствующими значениями для вышеописанного градиентного барьера, режим туннелирования и расщепление импульса не возникают.

Следует отметить смещение при туннелировании "центра тяжести" t_c импульса $f(t)$ относительно центра t_{c0} импульса, распространяющегося в вакууме со ско-

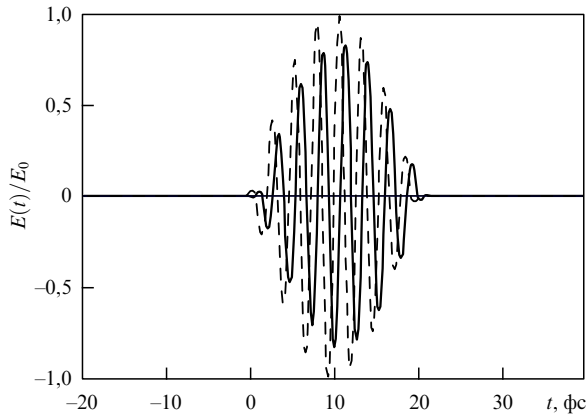


Рис. 4. Прохождение импульса (12) при $\omega_0 = 2,45 \times 10^{15}$ рад с^{-1} в режиме бегущей волны через однородный волновой барьер ($\Omega = 0$), параметры которого n_0 , n_{\min} , n , d указаны в подписи к рис. 2. Предвестники импульса, в отличие от таковых в режиме туннелирования (рис. 3), не формируются.

ростью света, $\Delta t = t_{c0} - t_c$, где

$$t_c = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} t f(t) dt}{\int_{-\infty}^{\infty} f(t) dt}. \quad (13)$$

Расчёт по формуле (13) показывает, что при туннелировании импульса (12) ($t_0 = 20$ фс) смещение Δt составляет $\Delta t \approx 0,15-0,2$ фс, т.е. центр тяжести импульса после туннелирования *отстаёт* от центра тяжести свободно летящего импульса ($\Delta t > 0$).

3. Формирование сверхсветовых предвестников при туннелировании короткого импульса

На первый взгляд, модуляция огибающей на краях импульса напоминает классический эффект Зоммерфельда–Бриллюэна — формирование предвестников при распространении импульса в прозрачной дисперсной среде вне области туннелирования. Как известно, длина пути формирования этих предвестников должна быть достаточно велика ($Z \gg ct_0$), их амплитуда мала по сравнению с пиковой амплитудой импульса, а их скорость не превосходит скорость света в вакууме c [5]. Однако результаты формирования сверхсветовых предвестников [4] при туннелировании через градиентный волновой барьер (см. рис. 3) сильно отличаются от таковых для классической картины.

1. Вследствие скачка фазы, вызывающего быстрое смещение туннелирующих гармоник, развивается значительная деформация импульса на расстояниях, меньших длины волны.

2. Амплитуды предвестников не малы, и они могут стать сравнимыми с пиком исходного импульса.

3. Частичное или полное расслоение импульса, вызывающее формирование предвестников, определяется расстройкой частоты Δ .

Говоря о формировании сверхсветовых предвестников импульса, прошедшего через градиентный барьер в режиме туннелирования, следует отметить различия основных параметров прошедшего и начального импульсов:

а) энергия прошедшего импульса меньше энергии начального, а его длительность больше длительности

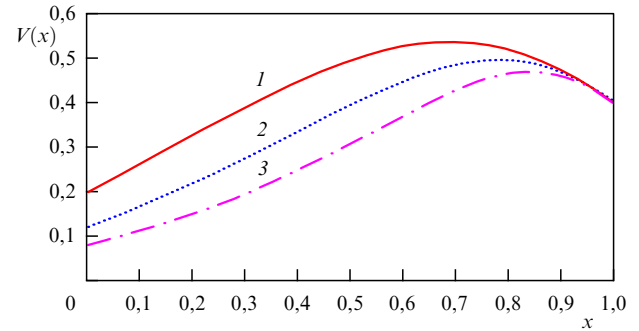


Рис. 5. Дисперсия нормированной групповой скорости $V(x) = v_g/c$ внутри градиентного фотонного барьера, показанного на рис. 1, $x = z/d$ — безразмерная координата. Кривые 1, 2 и 3 соответствуют нормированным частотам $u = 1,0, 1,5$ и $2,0$.

начального импульса. Более того, огибающая прошедшего импульса не имеет ничего общего с начальной огибающей;

б) скорость переноса энергии туннелирующей волной внутри барьера v_g , определяемая как $v_g = P/W$, где P — вектор Умова–Пойнтинга, W — плотность энергии, меньше скорости света в вакууме c (рис. 5);

в) центр тяжести прошедшего импульса отстаёт от центра тяжести такого же импульса при свободном распространении.

Темп формирования предвестников зависит от числа колебаний поля (m) внутри туннелирующего импульса с несущей частотой ω_0 и длительностью t_0 ($m \approx \omega_0 t_0 / (2\pi)$) и связанного с параметром m темпа нарастания амплитуды от периферии к максимуму. В условиях рис. 3 ($m = 7-8$) предвестники и расслоение максимума хорошо выражены, а в случае $t_0 = 100$ фс при той же несущей частоте m гораздо больше ($m = 37-38$), темп нарастания амплитуды медленнее и небольшая модуляция возникает лишь на крыльях огибающей (рис. 6), расслоения центрального пика нет. Для того чтобы исключить возможное влияние искусственных "концевых точек" огибающей, возникающих в модели (12), в работе [4] была исследована динамика туннелирования "гладкого" гауссова импульса, в которой медленный спад огибающей на крыльях не связан с такими

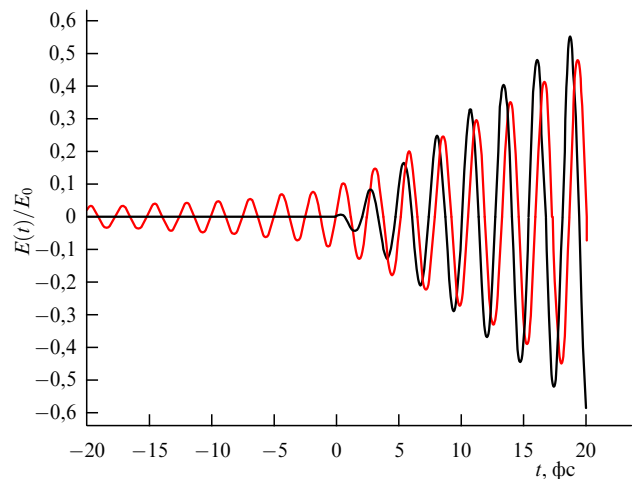


Рис. 6. Слабая модуляция огибающей ($E/E_0 \leq 0,05$) на периферии "длинного" импульса (12) ($t_0 = 100$ фс), туннелирующего через барьер в условиях рис. 3, $\omega_0 = 2,562 \times 10^{15}$ рад с^{-1} .

точками:

$$E(t) = E_0 \exp\left(-\frac{t^2}{t_1^2}\right) \cos(\omega_0 t). \quad (14)$$

Характерное время t_1 в (14) выбрано так, чтобы t_0 , определяющее длительность импульса (12), соответствовало полуширине гауссова импульса (14), т.е. $t_1 = 1,2t_0$.

Сравнение процессов туннелирования импульсов (12) и (14) через один и тот же барьер при одинаковых несущих частотах ω_0 показывает, что и в случае гауссова импульса возникает расслоение огибающей, а на переднем фронте формируется сверхсветовой предвестник.

Аналогичные эффекты наблюдаются и при туннелировании ультракоротких широкополосных видеоимпульсов, содержащих одно или несколько негармонических колебаний поля и длинный затухающий "хвост" [6]. Пример такой перестройки видеоимпульса с огибающей, построенной из функций Лагерра,

$$\frac{E(t)}{E_0} = \frac{1}{2} x(x-4) \exp\left(-\frac{x}{2}\right), \quad x = \frac{t}{t_0}, \quad (15)$$

где t_0 — характерный масштаб времени, приведён на рис. 7.

Говоря о сверхсветовых предвестниках, следует отметить, что вопрос о скорости туннелирования стал камнем преткновения для теории туннелирования ещё со времён работы Гамова. Так, попытка Кондона [7] рассчитать в рамках этой теории скорость или пролётное время частицы в области, где энергия частицы E меньше высоты потенциального барьера U_0 , выявила принципиальную проблему: как определить эти величины в "классически запрещённой" зоне, где импульсу частицы следовало бы присписать мнимые значения? Ещё год спустя Макхолл пришёл к выводу об "отсутствии какой-

либо задержки волнового пакета, движущегося внутри барьера" [8]. Позднее, при анализе туннелирования основной моды металлического волновода через участок с меньшей частотой отсечки, привлекла внимание концепция комплексного времени [9]. В рамках этой концепции время туннелирования τ в рассматриваемой задаче определялось через комплексную функцию пропускания $T = |T| \exp(i\phi_t)$:

$$\tau = \sqrt{\left(\frac{\partial \phi_t}{\partial \omega}\right)^2 + \left(\frac{\partial \ln |T|}{\partial \omega}\right)^2}. \quad (16)$$

В преддверии столетнего юбилея специальной теории относительности (2005 г.) появились и новые формулировки принципа причинности, включающие в себя эффекты туннелирования: например, в любой момент поток энергии на выходе стационарной среды не может быть больше того потока, который имелся бы в её отсутствие [10]. Однако такая формулировка вызывает противоречивые оценки [11, 12], и вопрос об определении времени туннелирования остаётся открытым.

4. Заключение

Говоря о контролируемой дисперсии волн в градиентных средах, целесообразно отметить некоторые особенности такой дисперсии, полезные для разработки градиентных структур оптоэлектроники.

1. Для создания градиентного волнового барьера в заданном спектральном диапазоне можно использовать искусственный материал, области поглощения которого лежат вдали от области сильной дисперсии, в отличие от областей поглощения естественных материалов, которые обычно к ней близки.

2. Появление контролируемой частоты отсечки в градиентных диэлектриках открывает возможности использования таких диэлектриков вместо металлических плёнок в элементах фотонных кристаллов и других устройств плазмоники.

3. Универсальный характер отмеченных эффектов, основанных на точных аналитических решениях уравнений Максвелла для неоднородных сред, позволяет распространить полученные результаты на иные области спектра, например гигагерцевый диапазон. Указанная аналогия позволяет вести параллельные разработки и моделирование субволновых оптических, гигагерцевых и квантовых структур с такими наборами параметров, которые не встречаются в естественных материалах.

Следует также подчеркнуть, что рассмотренный здесь механизм формирования сверхсветовых предвестников при туннелировании через градиентные фотонные нанобарьеры описан в рамках точных аналитических решений уравнений Максвелла и не требует новых физических допущений. Более того, использование слабозатухающих туннелирующих мод снимает проблему регистрации экспоненциально затухающих мод при традиционных туннельных экспериментах. В этой ситуации решающее значение приобретают эксперименты по туннелированию излучения как в оптической, так и в микроволновой частях спектра ЭМ-волн [13]. При этом, как подчёркивалось выше, прошедший импульс, в некоторой части которого в результате туннелирования отмечено сверхсветовое смещение огибающей, не имеет ничего общего с падающим импульсом (энергия прошедшего импульса меньше энергии падающего, длитель-

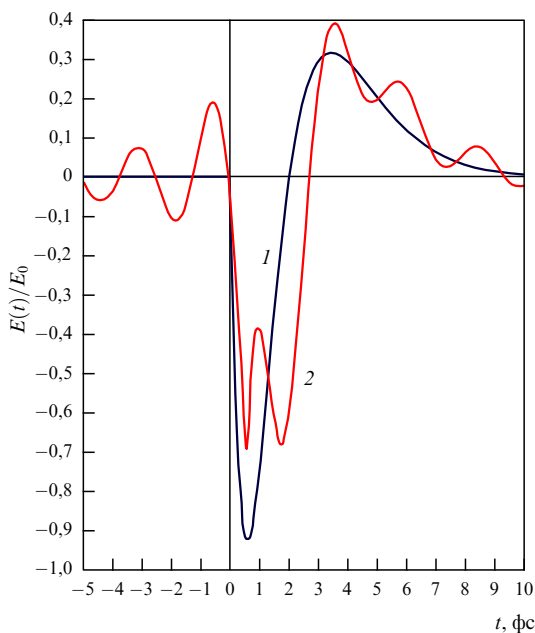


Рис. 7. Быстрая модуляция видеоимпульса (15) и образование сверхсветовых предвестников при туннелировании через градиентный барьер, 1 и 2 — временные огибающие падающего и прошедшего импульсов ($t_0 = 0,5$ фс). Сверхсветовые предвестники образуются на переднем фронте видеоимпульса ($t < 0$).

ность прошедшего импульса больше длительности падающего, временные и спектральные огибающие обоих импульсов различны), так что эйнштейновская трактовка скорости света как предельной скорости движения любого объекта в вакууме ("скорость света в вакууме не может зависеть от скорости источника" [14]), в обсуждаемой картине туннелирования не нарушается. Однако исследование сверхсветового опережения некоторой части импульса по сравнению с таким же импульсом, распространяющимся в вакууме, может представлять не только академический, но и практический интерес, открывая перспективы для приложений.

Авторы благодарят Т. Ареки, Л.М. Зелёного, М.А. Зуева, В. Кузмака, А.А. Марадудина, Г. Пети, О.В. Руденко и В.Е. Фортова за обсуждение результатов этой работы.

Список литературы

1. Gamow G Z. *Phys.* **51** 204 (1928)
2. Шварцбург А В *УФН* **177** 43 (2007) [Shvartsburg A B *Phys. Usp.* **50** 37 (2007)]
3. Shvartsburg A B, Kuzmiak V, Petite G *Phys. Rep.* **452** 33 (2007)
4. Shvartsburg A B, Petite G, Zuev M *J. Opt. Soc. Am. B* **28** 2271 (2011)
5. Гинзбург В Л *Распространение электромагнитных волн в плазме* (М.: Наука, 1967) [Ginzburg V L *The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas* (Oxford: Pergamon Press, 1970)]
6. Shvartsburg A B *Impulse Time-Domain Electromagnetics of Continuous Media* (Boston: Birkhäuser, 1999)
7. Condon E U, Morse P M *Rev. Mod. Phys.* **3** 43 (1931)
8. MacColl L A *Phys. Rev.* **40** 621 (1932)
9. Buttiker M, Landauer R J. *Phys. C Solid State Phys.* **21** 6207 (1988)
10. Steinberg A M, Kwiat P G, Chiao R Y *Phys. Rev. Lett.* **71** 708 (1993)
11. Nimtz G, Enders A, Spieker H J. *Physique I* **4** 565 (1994)
12. Milonni P W J. *Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **35** R31 (2002)
13. Shvartsburg A B et al. *Phys. Rev. E* **78** 016601 (2008)
14. Einstein A "On the electrodynamics of moving bodies", in *The Collected Papers of Albert Einstein* Vol. 2 *The Swiss Years: Writings, 1900–1909* (Eds J Stachel et al.) (Princeton, N.J.: Princeton Univ. Press, 1989)

PACS numbers: **43.20.+g**, **43.30.+m**, **43.60.-c**
DOI: 10.3367/UFNr.0181.201111k.1217

Фокусировка низкочастотных звуковых полей на океанском шельфе

В.Г. Петников, А.А. Стромков

1. Введение

В настоящее время для целого ряда прикладных задач акустики морского шельфа изучается возможность использования сфокусированного низкочастотного (100–500 Гц) звукового поля. Речь идёт о фокусировке звука на расстояниях в несколько десятков километров от фокусирующих систем при типичной глубине моря порядка 100 м.

С физической точки зрения, ставится задача о фокусировке звука в плоском волноводе, параметры кото-

рого (глубина, показатель преломления, акустические характеристики нижней границы, определяемые морским дном) сложным образом зависят от пространственных координат. Существенно, что часть этих параметров, в первую очередь показатель преломления, испытывает случайные пространственно-временные возмущения. Кроме того, расстояние до точки фокусировки значительно превышает размеры фокусирующей системы.

В такой ситуации, пожалуй, единственным способом сфокусировать звук является применение методов, основанных на излучении фокусирующей системой самосогласованного со средой волнового поля. К таким методам относятся обращение волнового фронта (ОВФ) акустических волн и сходный с ним метод, основанный на временном обращении волн (ВОВ) [1–3] (который в англоязычной литературе получил название "time-reversal mirror"). Напомним, что в основе указанных методов лежит регистрация звукового поля от пробного источника (ПИ), помещённого в точку предполагаемой фокусировки, и излучение фокусирующей системой обратно в волновод обращённого волнового поля. Распространение звука в обратном направлении через те же самые неоднородности, что и в прямом направлении, приводит к компенсации фазовых и временных искажений акустических сигналов и, как следствие, к фокусировке в месте расположения ПИ.

Настоящее сообщение содержит описание методов и результатов исследований необычных свойств сфокусированного звука в мелком море. Обсуждаются характеристики физических устройств, предназначенных для фокусировки акустического поля в столь сложных с экспериментальной точки зрения условиях. Рассматриваются возможные сферы использования сфокусированного звука.

2. Методы исследования сфокусированного звука в мелком море

Изучение особенностей фокусировки звука на морском шельфе проводилось как в рамках численного моделирования, так и в натурных экспериментах (см., например, работы [4–6]). В общем случае эффект фокусировки в окрестности точки \mathbf{r}_0 , основанный на ВОВ, рассчитывался для пространственного распределения величины $B(\mathbf{r})$:

$$B(\mathbf{r}) = \max_t (B_c(\mathbf{r}, t)) = \max_t \left[\frac{1}{T} \left| \int_{-\infty}^{\infty} P(\omega, \mathbf{r}) s(\omega) \exp(-i\omega t) d\omega \right|^2 \right]. \quad (1)$$

Здесь функция $B_c(\mathbf{r}, t)$ представляет собой огибающую взаимно корреляционной функции излучённого и принимаемого переизлучённого сигнала, строго говоря, определяемую для широкополосных сигналов с конечной длительностью; максимум берётся для зависимости от времени t ; \mathbf{r}_0 — радиус-вектор точки фокусировки (точки расположения ПИ); $s(\omega)$ — спектр излучённого сигнала; T — длительность сигнала; $P(\omega, \mathbf{r})$ — спектр переизлучённого сигнала в точке \mathbf{r} ,

$$P(\omega, \mathbf{r}) = \sum_j^J Z_1(\omega, \mathbf{r}_j, \mathbf{r}) Z^*(\omega, \mathbf{r}_0, \mathbf{r}_j) s^*(\omega), \quad (2)$$

В.Г. Петников. Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, РФ. E-mail: petniko@kapella.gpi.ru
А.А. Стромков. Институт прикладной физики РАН, Нижний Новгород, РФ