

Распространение частотно-модулированных импульсов в активных одномерных фотонных кристаллах

И.О.Золотовский, Д.А. Коробко, В.А.Остаточников

Рассмотрено распространение частотно-модулированных импульсов в одномерном фотонном кристалле с усилением. Получено выражение, корректно описывающее время смещения максимума проходящего импульса с учетом его характеристик – длительности, частотной модуляции и положения спектра в запрещенной зоне. Аналитические выражения находятся в принципиальном согласии с результатами численного моделирования. Рассмотрено влияние усиления в фотонно-кристаллической структуре. Показана возможность управления параметрами проходящего импульса при помощи изменения частотной модуляции входящего импульса.

Ключевые слова: одномерные фотонные кристаллы, частотно-модулированные импульсы, время задержки.

1. Введение

Туннелирование – прохождение квантовой частицы через потенциальный барьер с высотой, большей энергии частицы, является одним из фундаментальных квантовых эффектов. При определении времени туннелирования принципиальная проблема заключается в нахождении скорости частицы в области мнимого значения ее импульса [1, 2]. Вычисление времени туннелирования частицы по методу стационарной фазы приводит к известному парадоксу Хартмана, согласно которому время туннелирования не превышает некоторого конечного значения, что при достаточной толщине барьера может привести к сверхсветовым скоростям туннелирования частиц или волновых пакетов [2, 3].

Объяснение парадокса Хартмана достаточно долго было предметом широкой дискуссии, при этом частью дискуссии было решение вполне классической оптической задачи о прохождении электромагнитных волн через макроскопические фотонные барьеры [2, 4–12]. Данная проблема актуальна и в прикладном отношении. Это связано с возможностью управления скоростью волны или же временем задержки распространяющегося через барьер волнового пакета [13, 14], что может быть использовано в ряде оптоэлектронных устройств.

Одномерные фотонные кристаллы (ФК) – слоисто-периодические структуры, созданные на основе различных материалов, привлекают в последние десятилетия пристальное внимание исследователей. Благодаря периодической модуляции показателя преломления спектр этих структур обладает запрещенной зоной, в пределах которой коэффициент пропускания крайне мал, и падающее излучение практически полностью отражается [15–17]. Распространение волновых пакетов в пределах запрещен-

ной зоны по сути аналогично процессу туннелирования из-за сходства стационарного уравнения Шредингера с уравнением Гельмгольца, описывающим распространение волн в одномерном ФК.

Ряд экспериментов по распространению волновых пакетов в одномерных ФК [5–7] подтвердил парадоксальный теоретический вывод о сходимости времени задержки волнового пакета к конечному значению, в пределе не зависящему от толщины барьера. Интерпретация сверхсветового туннелирования волнового пакета как переформирования его огибающей [8] либо как распространения отдельных его спектральных компонент [9, 10] подвергается серьезной критике [11–12]. Одно из наиболее резонных объяснений этого парадокса состоит в том, что время туннелирования – это не время прохода, а время истечения энергии, запасенной в барьере, при этом затухающие моды внутри барьера не распространяются и представлены виртуальными фотонами, не существующими за его пределами [11, 18].

Аналитический и численный расчеты времени задержки волнового пакета в одномерном ФК проводились различными авторами [11, 19–21]. Можно отметить определенную неполноту результатов этих работ, связанную с тем, что авторы в первую очередь стремились разрешить парадоксальную зависимость времени задержки и не уделяли внимания некоторым прикладным аспектам задачи. К таким аспектам можно отнести возможность усиления волны в ФК (например, в активных полупроводниковых гетероструктурах [22]) или наличие у распространяющегося волнового пакета частотной модуляции.

Целью настоящей работы является расчет времени распространения частотно-модулированного волнового пакета в активном ФК, сравнение полученных выражений с известными результатами и обсуждение возможности их прикладного применения.

2. Основные соотношения

Рассмотрим распространение волн в одномерном ФК (рис.1). Для простоты положим, что периодическое изменение показателя преломления n на отрезке $[0, L]$ может быть записано как

И.О.Золотовский, Д.А.Коробко, В.А.Остаточников. Ульяновский государственный университет, Россия, 432700 Ульяновск, ул. Л.Толстого, 42, e-mail: korobkotam@rambler.ru, ost.vld@yandex.ru

Поступила в редакцию 9 июня 2014 г., после доработки – 20 июля 2014 г.

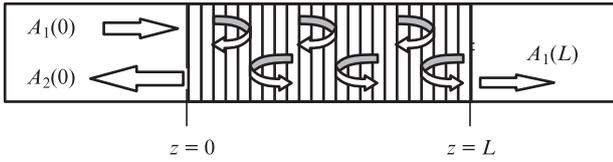


Рис.1. Схема распространения волн в активном одномерном ФК.

$$n(z) = n_0 + n_1 \cos(z/\Lambda). \quad (1)$$

Это приближение достаточно корректно описывает двухкомпонентный ФК со ступенчатым изменением показателя преломления слоев $n_0 - n_1$, $n_0 + n_1$ при его малой модуляции, $n_1 \ll n_0$. Подчеркнем, что хотя условие малости модуляции подходит для описания большинства реальных ФК структур, оно не является обязательным и лишь упрощает расчеты, позволяя применить метод связанных волн. Модуляция показателя преломления может быть задана и «реальным» ступенчатым профилем, что приводит лишь к некоторому усложнению записи коэффициента связи между волнами [23]. Период структуры Λ определяет частоту Брэгга для данного ФК $\omega_B = \pi c/(n_0 \Lambda)$ (здесь и далее мы ограничиваем рассмотрение областью брэгговского отражения первого порядка, где ширина запрещенной зоны максимальна). Электрическое поле в одномерном ФК может быть представлено суперпозицией волн, распространяющихся в противоположных направлениях:

$$E(z) = A_1(z) \exp(-i\beta z) + A_2(z) \exp(i\beta z).$$

Падающую волну $A_1(z)$, распространяющуюся в направлении оси z , будем называть прямой. Периодическое изменение показателя преломления взаимно связывает исходную прямую волну и обратную, $A_2(z)$, распространяющуюся в противоположном направлении. Присутствие усиления в системе учитывается инкрементом α . Динамика прямой и обратной волн в этом случае может быть описана системой уравнений для их амплитуд [23]

$$\begin{aligned} \frac{\partial A_1}{\partial z} - \alpha A_1 &= i\sigma A_2 \exp(2i\delta z), \\ \frac{\partial A_2}{\partial z} + \alpha A_2 &= -i\sigma A_1 \exp(-2i\delta z). \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь σ – постоянная связи между прямой и обратной волнами, которая в случае гармонического изменения показателя преломления (1) вычисляется особенно просто: $\sigma = \pi n_1/\Lambda$; $\delta = \beta - \pi/\Lambda = (\omega - \omega_B)n_0/c$ – отстройка от фазового синхронизма противоположно направленных волн. В записи уравнений учитывается, что при условии малости модуляции $n(z)$ постоянная распространения $\beta = n_0\omega/c$. Граничные условия для системы (2) при распространении прямой волны по направлению оси z задаются как $A_1(0) = A_0$, $A_2(L) = 0$, при этом решение системы имеет следующий вид [23, 24]:

$$\begin{aligned} A_1(z) &= A_0 \frac{\text{sch}s(L-z) - (\alpha - i\delta)\text{sh}s(L-z)}{\text{sch}sL - (\alpha - i\delta)\text{sh}sL} \exp(i\delta z), \\ A_2(z) &= A_0 \frac{i\sigma \text{sh}s(L-z)}{\text{sch}sL - (\alpha - i\delta)\text{sh}sL} \exp(-i\delta z), \end{aligned} \quad (3)$$

где $s = \sqrt{\sigma^2 + (\alpha - i\delta)^2}$. Комплексные коэффициенты пропускания (T) и отражения (R) активной фотонно-кристаллической структуры, равные отношению амплитуд прошедшей и отраженной волн к амплитуде падающей волны, могут быть записаны в следующем виде:

$$\begin{aligned} T &= |T| \exp(-i\varphi'_T) \\ &= \frac{A_1(L) \exp(-i\beta L)}{A_1(0)} = \frac{s \exp(-i\pi L/\Lambda)}{\text{sch}sL - (\alpha - i\delta)\text{sh}sL}, \\ R &= |R| \exp(-i\varphi'_R) = \frac{A_2(0)}{A_1(0)} = \frac{-\sigma \text{sh}sL}{\text{sch}sL - (\alpha - i\delta)\text{sh}sL}. \end{aligned} \quad (4)$$

В выражения (4) введены фазы комплексных коэффициентов отражения и пропускания φ'_R и φ'_T . Спектральная зависимость коэффициентов $T(\omega)$ и $R(\omega)$ определяется их зависимостью от отстройки δ .

Перейдем к описанию прохождения импульса с временной огибающей $A(t)$, распространяющегося на несущей частоте ω_0 . Выражение для огибающей прошедшего импульса может быть получено обратным фурье-преобразованием от свертки фурье-образа исходного импульса с комплексным коэффициентом пропускания $T(\omega)$:

$$A_T(t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \hat{A}_{in}(\Omega) T(\omega_0 + \Omega) \exp(i\Omega t) d\Omega, \quad (5)$$

где

$$\Omega = \omega - \omega_0; \quad \hat{A}_{in}(\Omega) = \int_{-\infty}^{\infty} A(t) \exp(-i\Omega t) dt.$$

Комплексный коэффициент пропускания

$$\begin{aligned} T(\omega) &= \exp(-i\Phi_T(\omega)) = \exp[-i(\varphi'_T(\omega) - i\varphi''_T(\omega))], \\ \varphi''_T(\omega) &= -\ln |T(\omega)|. \end{aligned}$$

Приближенные выражения для $A_T(t)$ и времени задержки импульса при прохождении в ФК можно получить, разложив $T(\omega)$ в ряд Тейлора около несущей частоты импульса ω_0 . Введем обозначения, которые потребуются нам в дальнейшем, исходя из того, что

$$\begin{aligned} \Phi_T(\omega) &\approx \Phi_T(\omega_0) + \left. \frac{\partial(\varphi'_T - i\varphi''_T)}{\partial\omega} \right|_{\omega=\omega_0} (\omega - \omega_0) \\ &\quad + \frac{1}{2} \left. \frac{\partial^2(\varphi'_T - i\varphi''_T)}{\partial\omega^2} \right|_{\omega=\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \dots \\ &= \Phi_T(\omega_0) + (K_r + iK_i) \Omega + \frac{1}{2} (D_r + iD_i) \Omega^2 + \dots \end{aligned}$$

Проведем расчет времени задержки, полагая, что исходный гауссов импульс обладает линейной частотной модуляцией (чирпом) C :

$$A(t) = A_0 \exp[-(1 + iC)t^2/2\tau_0^2], \quad (6)$$

где τ_0 – длительность импульса, а чирп $C = a\tau_0^2$, причем скорость частотной модуляции вдоль импульса постоянна

на, $a(t) = \text{const}$. В этом случае выражение для огибающей прошедшего импульса $A_T(t)$, полученное при учете в ряде Тейлора членов не выше второго порядка, имеет гауссов вид [25–27]:

$$A_T(t) = \rho(t) \exp[i\phi(t)], \quad (7)$$

где

$$\rho(t) = A_0 |T(\omega_0)| \exp\left[K_i^2 (1 + S^2) \tau_p^{-2}\right] \left(\frac{\tau_0}{\tau_p}\right)^{1/2} \exp\left[-\left(\frac{\tau_s}{\tau_p}\right)^2\right];$$

$$2\phi(t) = \frac{S\tau_s^2 + 2\tau_s K_i (1 + S^2) + K_i^2 S(1 + S)}{\tau_p^2} - \arctan(S + C) - 2\phi_T'(\omega_0).$$

Здесь при помощи параметров $\chi_1 = (CD_r - D_i)\tau_0^{-2}$ и $\chi_2 = (CD_i + D_r)\tau_0^{-2}$ введена длительность прошедшего импульса

$$\tau_p = \tau_0^2 \left[\frac{(1 - \chi_1)^2 + \chi_2^2}{\tau_0^2 + D_i(1 + C^2)} \right]^{1/2}. \quad (8)$$

Введен также параметр

$$S = \frac{(1 + C^2)D_r - C\tau_0^2}{(1 + C^2)D_i + \tau_0^2} = \left[(1 + C^2) \frac{\partial^2 \phi_T'}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega = \omega_0} - C\tau_0^2 \right] \times \left[\tau_0^2 - (1 + C^2) \frac{\partial^2 \ln|T|}{\partial \omega^2} \Big|_{\omega = \omega_0} \right]^{-1}, \quad (9)$$

зависящий не только от характеристик запрещенной зоны ФК, но и от длительности и частотной модуляции импульса. При рассмотрении прохождения импульсов с начальным chirпом величина S во многом является определяющей.

Наибольший интерес для решения задачи о задержке импульса в ФК представляет величина смещения максимума огибающей импульса τ_s :

$$\tau_s = t - K_r(\omega_0) - SK_i(\omega_0) = t - \frac{\partial \phi_T'}{\partial \omega} \Big|_{\omega = \omega_0} - S \frac{\partial \ln|T|}{\partial \omega} \Big|_{\omega = \omega_0}. \quad (10)$$

Положение несущей частоты импульса в спектре запрещенной зоны ФК во многом определяет смещение максимума импульса. Время τ_s является аналогом времени в сопутствующей системе координат в протяженной диспергирующей среде. (Аналог для протяженной диспергирующей среды $\tau = t - z/v_g$, где $v_g = \partial \omega / \partial \beta$ – групповая скорость.) В работах [11, 19–21] расчет времени задержки импульса при прохождении ФК проводился с учетом только одного слагаемого, что допустимо, в принципе, для нечирпированных импульсов ($C = 0$) и вдали от границ запрещенной зоны (при $(\partial \ln|T|/\partial \omega)|_{\omega = \omega_0} \rightarrow 0$). В этом случае время задержки

$$\tau_d = (\partial \phi_T' / \partial \omega) \Big|_{\omega = \omega_0}. \quad (11)$$

Для иллюстрации получим выражение для τ_d из формул (4) в случае пассивного ($\alpha = 0$) ФК в пределах запрещенной зоны ($\delta < \sigma$). В этом случае

$$\phi_T' = \arctan(\delta \tanh(sL)/s).$$

Согласно (11) время задержки [18]

$$\tau_d = \frac{n_0 L}{c} \left[\frac{(\sigma/s)^2 \tanh(sL)/sL - (\delta/s)^2 \text{sech}^2(sL)}{1 + (\delta/s)^2 \tanh^2(sL)} \right]. \quad (12)$$

Рассматривая предельно широкие барьеры, $L \rightarrow \infty$, мы получаем парадоксальный вывод о том, что время задержки сходится при этом к конечной величине $\tau_d = n_0/s\sigma$, а в середине запрещенной зоны при $\delta = 0$ получаем особенно простое выражение: $\tau_d = n_0/\sigma c = \Omega_c^{-1}$, где Ω_c – ширина запрещенной зоны. Парадокс, связанный с бесконечностью скорости туннелирования, разрешается, если время задержки не рассматривается как время прохода импульса через барьер. Пространственный «размер» импульса превышает толщину барьера L , и импульс распространяется квазистатически. В результате распределение поля внутри барьера является стационарным. В этом смысле ФК аналогичен конденсатору, и время задержки является отношением средней запасенной энергии к вводимой мощности [28]. Энергия излучения со спектром внутри запрещенной зоны сосредоточена вблизи поверхности барьера, и ее плотность быстро (практически экспоненциально) убывает по длине барьера. В рассмотренном примере пассивного ФК плотность энергии излучения на брэгговской длине волны ($\delta = 0$) распределена по длине ФК:

$$\langle u \rangle = n_0^2 A_0^2 \frac{\cosh[2\sigma(z - L)]}{2 \cosh^2(\sigma L)}.$$

Отсюда следует, что энергия, запасенная в ФК, при достаточно больших L быстро насыщается с длиной и $\propto \text{th} \sigma L$. Именно этим объясняется насыщение времени задержки τ_d , т. е. парадокс Хартмана. Заинтересованному читателю рекомендуем обзор [11] и ссылки в нем, где подробно описаны эксперименты, проводившиеся для проверки парадокса Хартмана, и проанализированы аргументы сторон, участвовавших в дискуссии.

3. Время задержки в активных фотонных кристаллах

Рассматривая время задержки τ_d для активных ФК, мы должны отметить, что введение усиления принципиально не изменяет зависимость времени задержки τ_d в середине запрещенной зоны от ширины барьера. Брэгговское отражение не позволяет излучению с частотами $\omega \approx \omega_B$ проникнуть в глубь структуры, и так называемая энергетическая емкость ФК на этих частотах практически не изменяется. Это и приводит к сохранению τ_d . Между тем, на краях запрещенной зоны при $\delta \rightarrow \sigma$ можно наблюдать интересные эффекты, связанные с изменением τ_d . Так как мы рассматриваем прохождение импульса с несущей частотой вблизи границы запрещенной зоны, то $(\partial \ln|T|/\partial \omega)|_{\omega = \omega_0}$ нельзя полагать равной нулю и, строго говоря, в этом случае для расчета времени задержки необходимо применять более общее выражение (10). Однако для импульса без частотной модуляции $|S| \ll 1$, и время задержки максимума проходящего импульса может оцениваться из стандартной формулы $\tau_d = (\partial \phi_T' / \partial \omega) \Big|_{\omega = \omega_0}$.

На рис.2 показаны спектральные зависимости модуля коэффициента пропускания $|T|$ и времени задержки (11), рассчитанные для активных ФК структур с параметрами $n_0 = 3$, $2n_1 = 0.015$. Указанные значения близки к параметрам широко встречающихся полупроводниковых структур

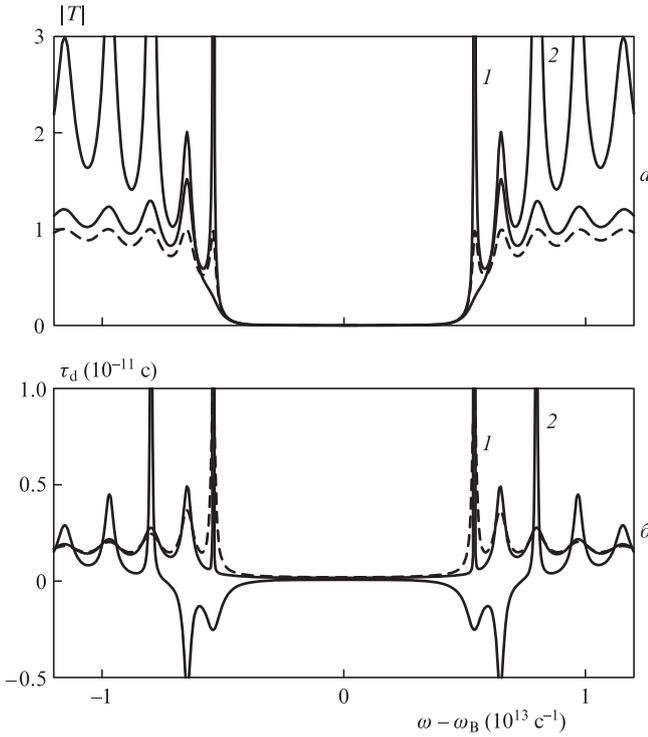


Рис.2. Модуль коэффициента пропускания (4) для ФК структуры с $\sigma = 5 \times 10^4 \text{ м}^{-1}$, $L = 150 \text{ мкм}$ (а) и время задержки τ_d , рассчитанное согласно (11) для указанных выше структур (б), при коэффициентах усиления $\alpha L = 0.15$ (1) и 0.75 (2). Штриховые кривые – зависимости для пассивного ФК ($\alpha = 0$).

тур на основе $\text{Al}_{0.7}\text{Ga}_{0.3}\text{As}$ на частоте ω_B , соответствующей длине волны около 1.5 мкм [29].

Для пассивного ФК (на рис.2 – штриховые кривые) из (12) можно показать, что при $\delta \rightarrow \sigma$ время задержки увеличивается до значения, равного времени прохождения ФК волной со скоростью света в среде: $\tau_d = n_0 L/c$. При введении усиления параметр τ_d стремительно возрастает в узкой ($\delta \approx \sigma$) спектральной полосе (кривая 1). Этот факт объясняется значительным проникновением излучения данной частоты в структуру, многократным переотражением в этой полосе и повышением энергетической емкости ФК. В этой спектральной области находится особая точка комплексного коэффициента пропускания $T(\omega)$, в которой знаменатель выражений (4) обращается в ноль. В этой точке $|T| \rightarrow \infty$, и для выделения энергии в структуре уже не требуется присутствия входящего излучения, т.е. происходит генерация. Каждая особая точка соответствует одной из мод лазера с распределенной обратной связью (РОС) [23]. Отметим, что в точке генерации время задержки возрастает до бесконечности, т.к. ФК структура излучает при нулевой вводимой энергии.

При увеличении усиления (рис.2, кривая 2) можно видеть, что особая точка коэффициента $T(\omega)$ переходит в область $\delta > \sigma$, т.е. следующие моды РОС-лазера обладают большей отстройкой и возбуждаются при более высоком усилении. При этом отметим, что в области частот перед особой точкой фаза φ'_T быстро меняется, а ее производная $\partial\varphi'_T/\partial\omega$ может менять знак, что означает возможность появления отрицательных величин τ_d . Это явление, достаточно типичное для распространения излучения в активных средах [30, 31], ни в коей мере не связано с нарушением принципа причинности и может быть пояснено

следующими рассуждениями. Средняя энергия, запасенная в ФК структуре с площадью поперечного сечения b^2 ,

$$\langle U \rangle = \frac{n_0^2 b^2}{2} \int_0^L (|A_1|^2 + |A_2|^2) dz,$$

быстро насыщается с длиной L (в области конечных значений коэффициентов $T(\omega)$, $R(\omega) < \infty$). При определенном соотношении между отстройкой и уровнем усиления возникает ситуация, при которой энергетическая емкость ФК недостаточна для хранения энергии, производимой в структуре. Фактически мы видим, что излучение «выталкивается» из ФК.

Это иллюстрирует рис.3, на котором показаны результаты прямого численного моделирования системы (5) для рассмотренной выше активной ФК структуры с $\alpha L = 0.75$. Спектр начального гауссова импульса с длительностью $\tau_0 = 3 \times 10^{-12} \text{ с}$ находится в области отрицательных значений производной $\partial\varphi'_T/\partial\omega$. Мощное усиление порождает быстрый рост переднего фронта прошедшего импульса (рис 3,б, кривая 2). Вершина прошедшего импульса сдвинута в сторону отрицательных времен, т.е. в «будущее» относительно максимума входящего импульса. Ограниченная энергетическая емкость ФК приводит к тому, что максимум проходящего импульса формируется тогда, когда максимум входящего импульса еще не вошел в ФК. Это явление представляет собой яркий пример трансформации огибающей [8, 30, 31]. Спектр прошедшего импульса (рис.3,а, пунктирная кривая) не содержит низкочастотных компонент исходного импульса (штриховая кривая). Таким образом, прошедший импульс является отображением лишь части входящего, и «сверхсветовой» передачи информации не происходит.

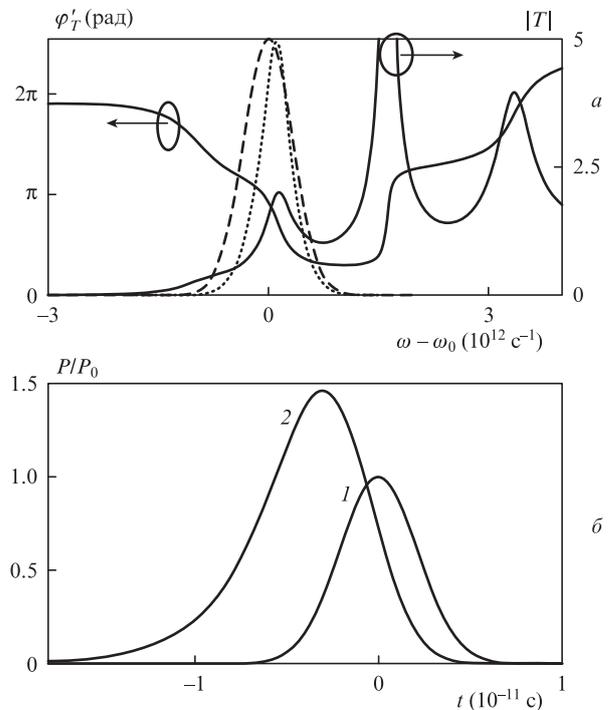


Рис.3. Фаза и модуль коэффициента пропускания (4) для ФК структуры с $\sigma = 5 \times 10^4 \text{ м}^{-1}$, $L = 150 \text{ мкм}$ и $\alpha L = 0.75$ (нормированные на максимальное значение модули спектров входящего и прошедшего импульсов $|\hat{A}(\Omega)|$ показаны штриховой и пунктирной кривыми соответственно) (а) и огибающие импульсов – входящего, $|A_I(t)|^2$ (1), и прошедшего через активную ФК структуру, $|A_T(t)|^2$ (2) (б).

4. Время задержки частотно-модулированных импульсов в одномерном фотонном кристалле

Далее еще раз обратимся к выражению для смещения максимума огибающей импульса τ_s (10). До сих пор наше рассмотрение ограничивалось первыми слагаемыми в правой части этого выражения. Задержка излучения обеспечивалась дисперсионной зависимостью фазы коэффициента пропускания $\tau_d = (\partial \phi_T / \partial \omega)|_{\omega = \omega_0}$. Обращая внимание на слагаемое $-S \partial \ln |T| / \partial \omega|_{\omega = \omega_0}$, можно отметить, что время смещения максимума прошедшего импульса определяется не только параметрами ФК структуры, но и характеристиками импульса, в частности его частотной модуляцией (чирпом).

В этой части работы исследовано влияние чирпа входящего импульса на его выходные параметры, в том числе на время задержки максимума τ_s . Для этого выполнено прямое численное моделирование системы (5) для входящего гауссова импульса (6) длительностью $\tau_0 = 10^{-7}$ с, обладающего линейной частотной модуляцией $C = 2 \times 10^4$. Для сравнения такое же численное решение проведено для начального гауссова импульса без частотной модуляции, но с той же шириной спектра. Его длительность $\tau'_0 = \tau_0(1 + C^2)^{-1/2} \approx \tau_0/C = 5 \times 10^{-12}$ с.

Чтобы исключить генерацию, расчетный параметр усиления активного ФК выбран меньшим, чем в разобранным до этого примере, остальные параметры ФК структуры те же. Несущая частота импульса ω_0 выбрана такой, чтобы она попадала на край запрещенной зоны ФК.

На рис.4 показаны нормированные спектральные плотности мощности входящих и прошедших импульсов, а также спектральная зависимость модуля коэффициента пропускания $|T|$ (штриховая кривая). В соответствии с тем, что спектр прошедшего импульса определяется сверткой спектра входящего импульса со спектром пропускания ФК, $\hat{A}_{out}(\Omega) = \hat{A}_{in}(\Omega) T(\Omega)$, совпадение спектральных плотностей входящих нечирпированного и чирпированного импульсов $|\hat{A}_{in}(\Omega)|$ вызывает совпадение спектральных плотностей прошедших импульсов $|\hat{A}_{out}(\Omega)|$. Таким образом, на рис.4 импульсы, различающиеся по чирпу, но обладающие спектрами равной ширины, неотличимы.

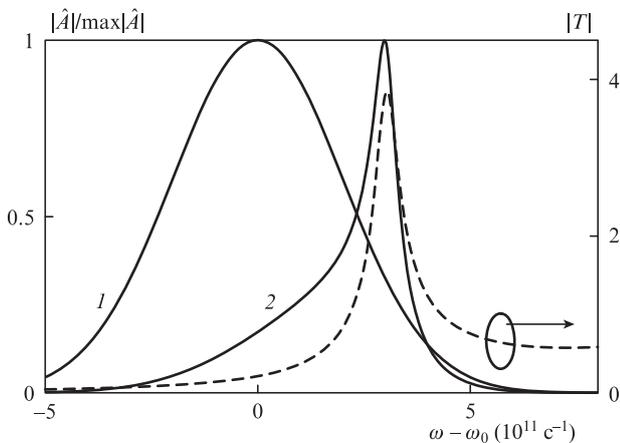


Рис.4. Нормированные на максимальное значение спектральные плотности $|\hat{A}(\Omega)/\max|\hat{A}(\Omega)|$ входящих импульсов – чирпированного и нечирпированного (1) и прошедших (2) через ФК структуру с $\sigma = 5 \times 10^4$ м⁻¹, $L = 150$ мкм и $\alpha L = 0.1125$. Штриховая кривая – спектральная зависимость модуля коэффициента пропускания ФК структуры $|T(\omega)|$. Разность между несущей частотой входящего импульса и частотой центра запрещенной зоны $\omega_0 - \omega_B = 5.1 \times 10^{12}$ с⁻¹.

Тем не менее различие в фазовых зависимостях $\hat{A}_{in}(\Omega)$ приводит к существенно разному виду огибающих прошедших импульсов $|A_T(t)|^2$, что показано на рис.5.

Из рис.4 можно видеть, что и чирпированный и нечирпированный импульсы изначально обладают частотными компонентами, усиливаемыми в активной ФК структуре. В случае чирпированного импульса (рис.5,а,б) эти компоненты распространяются на переднем фронте длинного входящего импульса. Прошедший импульс при сохранении начальной частотной модуляции теряет отфильтрованные структурой низкочастотные компоненты. В результате мы видим, что максимум прошедшего импульса располагается перед максимумом входящего импульса, т.е. опять происходит отрицательная задержка импульса. В отличие от предыдущего случая, показанного на рис.3, трансформация огибающей вызывается не только усилением в ФК структуре, но и, главным образом, фильтрацией компонент, рассредоточенных на длине импульса. При обратной линейной частотной модуляции ($C < 0$) наблюдается положительная задержка, связанная с подавлением переднего и усилением заднего фронтов импульса. Величина задержки зависит от чирпа C , и для ее описания нельзя ограничиваться выражением (11). В качестве первого приближения может быть использовано выражение (10). Особо стоит отметить, что длительность прошедшего импульса значительно меньше, чем входящего. Этот факт можно назвать компрессией только условно, т.к. прошедший импульс не является полным отображением входящего. Происхождение компрессии связано с тем, что проходящая полоса частот сосредоточена в узком временном интервале на переднем фронте импульса.

Рассматривая прохождение более короткого, но нечирпированного изначально импульса (рис.5,в,г), следует отметить, что его задержка определяется только дисперсией комплексного коэффициента пропускания $T(\omega)$. Проходящие спектральные компоненты равномерно распределены по длине входящего импульса. В ходе многочисленных преобразований в ФК структуре эти компоненты выделяются из исходного спектра, и из них формируется проходящий импульс. Вследствие дисперсионной зависимости $T(\omega)$ про-

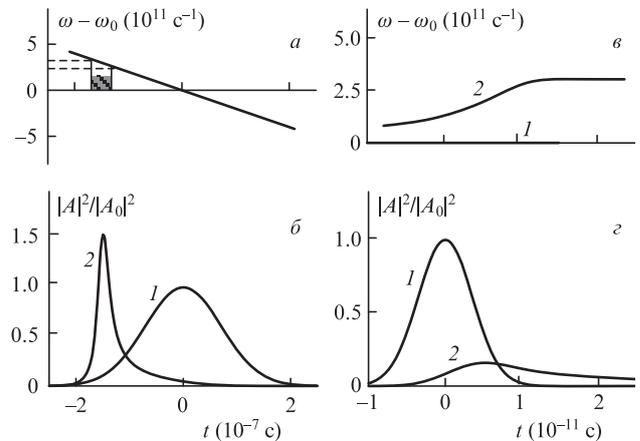


Рис.5. Мгновенная частота чирпированных входящего и прошедшего импульсов (темная область – место компактного расположения проходящих спектральных компонент) (а), огибающие чирпированных входящего (1) и прошедшего (2) импульсов (б), мгновенная частота нечирпированного входящего (1) и прошедшего (2) импульсов (в) и огибающие нечирпированного входящего (1) и прошедшего (2) импульсов (г).

ходящий импульс испытывает дисперсионное расплывание и становится частотно-модулированным. Значительное сужение спектра проходящего импульса по сравнению с входящим вместе с дисперсионным расплыванием вызывает снижение пиковой мощности и увеличение длительности прошедшего импульса. Как уже упоминалось, время задержки максимума проходящего импульса при отсутствии начального chirpa даже на краю запрещенной зоны может оцениваться из стандартной формулы (11). Действительно, в рассматриваемом случае определяющие параметры $(\partial \ln |T| / \partial \omega)|_{\omega = \omega_0}$ и S равны $\sim 4.7 \times 10^{-12}$ с и ~ 0.08 , и поправка $S(\partial \ln |T| / \partial \omega)|_{\omega = \omega_0}$ не превышает нескольких процентов от $(\partial \varphi_T' / \partial \omega)|_{\omega = \omega_0}$.

Далее рассмотрим зависимости характеристик проходящего импульса от величины начального chirpa. Результаты численных расчетов для ФК структуры с параметрами, указанными на рис.4, и входящего гауссова импульса с длительностью $\tau_0 = 10^{-7}$ с показаны на рис.6 и 7. В соответствии с предыдущим можно видеть, что импульсы с положительным chirпом испытывают отрицательную задержку, а импульсы с chirпом $C < 0$ – положительную. Можно выделить несколько областей значений chirpa входящего импульса C , в которых характеристики проходящего импульса будут схожими. В центральной области рис.6 (в рассматриваемом случае $|C| < 1.85 \times 10^4$) спектр входящего импульса с шириной $\Delta\omega_s \approx C/\tau_0$ в основном находится в

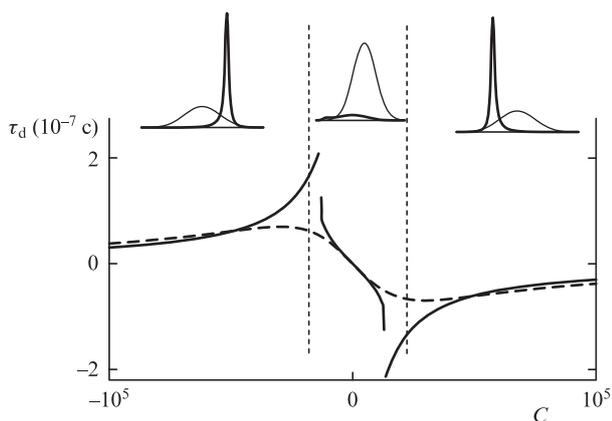


Рис.6. Зависимости времени задержки τ_d в активной ФК структуре исходно chirпированного импульса от величины chirpa C . Сплошные кривые – численный расчет по системе (5), штриховая кривая – расчет согласно (10). Вверху схематически изображены входящий (сплошные тонкие кривые) и прошедший ФК структуру (жирные кривые) импульсы, типичные для каждой области значений начального chirpa C .

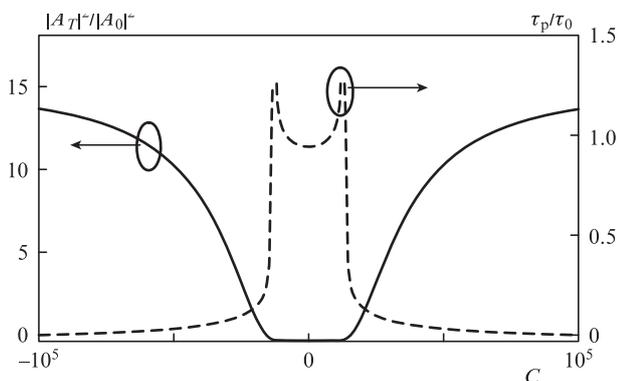


Рис.7. Отношение пиковых мощностей (сплошная кривая) и длительностей (штриховая кривая) прошедшего и входящего импульсов.

пределах запрещенной зоны. Пиковая мощность проходящего импульса значительно ниже, чем входящего. На формирование его огибающей влияют два фактора: дисперсионное смещение туннелирующего гауссова импульса и прохождение компактно сосредоточенных на одном из фронтов входящего импульса частотных компонент, соответствующих полосе пропускания (см. рис.4). И в том и в другом случае определяющее значение имеет chirp импульса. При описании смещения максимума chirпированных импульсов третье слагаемое в выражении (10), $S(\partial \ln |T| / \partial \omega)|_{\omega = \omega_0}$, начинает играть главную роль при $|C| > 100$. Смещение, пропорциональное $\partial \varphi_T' / \partial \omega$, не зависит от chirpa и является незначительным (в рассматриваемом случае – около 10^{-12} с (см. рис.5,з)).

В середине центральной области доминирует фактор, связанный с дисперсионным смещением всего спектра chirпированного туннелирующего импульса. Проходящий импульс в этом случае сохраняет гауссову форму и смещен в отрицательную сторону при $C > 0$ и, наоборот, имеет положительную задержку при $C < 0$. С увеличением $|C|$ доля проходящих спектральных компонент, сосредоточенных в узкой части фронта входного импульса, возрастает. Это приводит к деформации проходящего импульса и к образованию у него второй вершины. Области разрывов на рис.6 соответствуют выравниванию пиковых мощностей у вершин проходящего импульса. Отметим, что аналитическое решение (10) в этой зоне неприменимо, т.к. исходное предположение о близости формы огибающей прошедшего импульса к гауссову виду (7) принципиально не выполняется из-за сложной деформации импульса. Подход, связанный с параболическим приближением спектра $T(\omega)$ при разложении в ряд, имеет в этом случае ограниченную применимость. При дальнейшем увеличении $|C|$ максимум проходящего импульса связывается только с действием второго фактора – пропускания и усиления полосы частот, сосредоточенной на одном из фронтов входящего импульса. Влияние первого фактора становится незначительным. Границы центральной области на рис.6 условно проведены по значению chirpa, при котором пиковая мощность проходящего импульса равна пиковой мощности входящего. В областях сильной частотной модуляции (в рассматриваемом случае $|C| > 1.85 \times 10^4$) можно видеть, что абсолютная величина смещения с ростом $|C|$ уменьшается. Это можно объяснить приближением временной координаты проходящих частотных компонент с увеличением chirpa к максимуму входящего импульса $t = 0$. Важно отметить, что огибающая проходящего импульса при этом вновь приближается к симметричному гауссову виду, и аналитическое выражение (10), начиная с определенного значения $|C|$, вполне удовлетворительно описывает время задержки проходящего импульса.

На рис.7 представлены результаты численных расчетов согласно (5), иллюстрирующие сжатие проходящего импульса по отношению к входящему. Как и на рис.6, можно выделить области значений chirpa C , в которых характеристики проходящего импульса определяются разными факторами. В центральной области при малых $|C|$ спектр входящего импульса находится в пределах запрещенной зоны, при этом пиковая мощность и энергия туннелирующего импульса незначительны. Его поведение определяется дисперсионным расплыванием, вследствие которого длительность проходящего импульса превышает длительность входящего.

С увеличением $|C|$ ситуация резко меняется. Как уже упоминалось, в спектре входящего импульса повышается интенсивность компонент, попадающих в полосу пропускания и компактно сосредоточенных на одном из фронтов. Это приводит к образованию проходящего импульса с пиком высокой мощности и малой длительности, соответствующим проходящим компонентам. При дальнейшем росте $|C|$ растет как плотность проходящих компонент (пропорционально $|C|$), так и их интенсивность, поскольку место их компактного расположения приближается к максимуму входящего импульса. В результате происходит компрессия проходящего импульса, возрастающая с увеличением $|C|$. Заметное на рис.7 насыщение компрессии при крайне высоком чирпе связано с тем, что спектр частотно модулированного входящего импульса становится очень широким и большая его часть попадает не только в узкую полосу пропускания на границе запрещенной зоны, но и далее, в области низкого спектрального контраста $T(\omega)$ (см. рис.2). Дисперсионные факторы, сопровождающие пропускание в этих областях, снижают интенсивность спектральных компонент в узкой полосе пропускания.

5. Заключение

Сформулируем основные выводы работы. Главной ее целью было расширение описания прохождения импульсов в одномерных ФК, позволяющее рассматривать распространение частотно-модулированных импульсов в ФК с усилением. Основное внимание уделялось прохождению импульсов со спектром, находящимся в пределах запрещенной зоны ФК. На основе общего подхода получено выражение для времени смещения (задержки) максимума проходящего импульса по отношению к максимуму исходного импульса. Как показывает анализ, полученное выражение (10) уточняет стандартную формулу (11), используемую для вычисления времени задержки в одномерных ФК. Стандартное рассмотрение полностью исключает из рассмотрения характеристики импульса – его длительность и частотную модуляцию, а также расположение спектра импульса в запрещенной зоне. Выведенное выражение (10) корректно описывает смещение максимума проходящего импульса с учетом этих эффектов.

Аналитические расчеты в работе дополнены численным моделированием исследуемого процесса. Его результаты находятся в принципиальном согласии с теорией и показывают важность учета частотной модуляции входящего импульса, положения его спектра в запрещенной зоне и усиления в ФК структуре. В частности показано, что усиление в структуре может вызвать появление так называемого отрицательного времени задержки, вызванного трансформацией огибающей входящего импульса (даже в отсутствие частотной модуляции).

Основные результаты работы связаны с полученными зависимостями характеристик проходящего импульса (времени задержки, длительности и пиковой мощности) от чирпа входящего импульса. Показано, что, изменяя

чирп, можно эффективно управлять временем задержки проходящего импульса, в частности реализовать как отрицательную, так и положительную задержку. Важной также является возможность получения импульсов с зависящей от начального чирпа пиковой мощностью и длительностью.

Прикладное значение настоящей работы связано с возможностью создания серии оптоэлектронных устройств для управления излучением. Мы полагаем, что наиболее перспективными должны быть устройства с управляемой задержкой импульсов, необходимые в различных оптоэлектронных схемах. В качестве основы для них можно рассматривать полупроводниковые гетероструктуры с оптической или электрической накачкой.

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (в рамках проекта №14.Z50.31.0015 и госзадания). В.А.Остаточников поддержан программой «Обеспечение научных исследований».

1. MacColl L.A. *Phys. Rev.*, **40**, 621 (1932).
2. Шварцбург А.Б. *УФН*, **177**, 43 (2007).
3. Hartman T.E. *J. Appl. Phys.*, **33**, 3427 (1962).
4. Olkhovsky V.S., Recami E. *Phys. Rep.*, **214**, 339 (1992).
5. Spielmann Ch., Szpöcs R., Stingl A., Krausz F. *Phys. Rev. Lett.*, **73**, 2308 (1994).
6. Longhi S., Marano M., Laporta P. *Phys. Rev. E*, **64**, 055602 (2001).
7. Hache A., Poirier L. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 518 (2002).
8. Chiao R.Y., Steinberg A.M., in *Progress in Optics*, vol. XXXVII (Amsterdam: Elsevier, 1997, p.345).
9. Buttiker M. *Phys. Rev. B*, **27**, 6178 (1983).
10. Landauer R. *Sol. State Commun.*, **84**, 115 (1992).
11. Winful H. *Phys. Rep.*, **436** (1-2), 1 (2006).
12. Winful H.G. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **9**, 17 (2003).
13. Bigelow M.S., Lepeshkin N.N., Boyd R.W. *Science*, **301**, 200 (2003).
14. Vlasov Y.A., O'Boyle M., Hamann H.F., McNab S.J. *Nature*, **438**, 65 (2005).
15. Inoue K., Ohtaka K. *Photonic Crystals: Physics, Fabrication and Applications* (Berlin: Springer, 2010).
16. Sakoda K. *Optical Properties of Photonic Crystals* (Berlin: Springer, 2001).
17. Steel M.J., Levy M., Osgood R.M. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **12**, 1171 (2000).
18. Winful H.G. *New J. Phys.*, **8**, 101 (2006).
19. Esposito S. *Phys. Rev. E*, **64**, 026609 (2001).
20. Pereyra P., Simanjuntak H.P. *Phys. Rev. E*, **75**, 056604 (2007).
21. Endo R., Saito R. *J. Opt. Soc. Am. B*, **28**, 2537 (2011).
22. Алферов Ж.И. *ФТП*, **32**, 3 (1998).
23. Ярив А. *Введение в квантовую электронику* (М.: Высшая школа, 1983); Ярив А., Юх П. *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987).
24. Yariv A., Yen H.W. *Opt. Commun.*, **10**, 120 (1975); Wang S. *J. Appl. Phys.*, **44**, 767 (1973).
25. Золотовский И.О., Семенцов Д.И. *Квантовая электроника*, **34**, 852 (2004).
26. Золотовский И.О., Семенцов Д.И. *Оптика и спектроскопия*, **99**, 89 (2005).
27. Золотовский И.О., Семенцов Д.И. *Квантовая электроника*, **37**, 187 (2007).
28. Winful H. *Opt. Express*, **10**, 1491 (2002).
29. Pikhin A.N., Yas'kov A.D. *Sov. Phys. Semicond.*, **14**, 389 (1980).
30. Оравский А.Н. *УФН*, **41**, 1199 (1998).
31. Бухман Н.С. *Квантовая электроника*, **34**, 120 (2004).