

УДК 530.14

УПРАВЛЕНИЕ СПЕКТРОМ ПОЛЯРИТОНОВ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ

Дзедолик И.В., Каракчиева О.С., Микульская Ю.П.

*Таврический национальный университет им. В.И. Вернадского, Симферополь, Украина
E-mail: dzedolik@crimea.edu*

На основе поляритонной модели исследована зависимость от внешнего электрического поля и температуры спектра электромагнитного импульса, прошедшего через диэлектрический ионный кристалл кубической сингонии. Показано, что с помощью внешнего электрического поля, приложенного к кристаллу, можно управлять спектральным составом импульса, что может быть использовано для создания управляемых фильтров в терагерцевом и оптическом диапазонах.

Ключевые слова: диэлектрический кристалл, поляритон, электромагнитный импульс.

ВВЕДЕНИЕ

Внешнее электромагнитное поле в резонансной области частот эффективно взаимодействует с твердым телом, представляющим собой систему взаимосвязанных заряженных частиц – электронов и протонов, доказательством чему является существенное снижение скорости распространения электромагнитной волны в теле по сравнению с вакуумом, а также частотная дисперсия. Электромагнитная волна вносит в тело энергию, при этом изменяет свои параметры из-за взаимодействия с ним. В результате такого взаимодействия в среде генерируются квазичастицы, представляющие собой связанные состояния электромагнитного поля и поля поляризации среды – поляритоны [1-5]. На выходе из тела поляритоны отдают свою энергию фотонам электромагнитного поля за вычетом энергии, расходуемой на тепловые осцилляции среды.

Поляритоны в диэлектрических средах и полупроводниках активно исследуются в настоящее время в связи задачами генерации и управления [6-11] излучением терагерцового диапазона. Целью данной работы было исследование зависимости от напряженности внешнего электрического поля и температуры спектра поляритонов, возникающих в диэлектрическом кристалле кубической сингонии при прохождении через него электромагнитного импульса. Показано, что при варьировании напряженности внешнего электрического поля изменяется ширина щели в поляритонном спектре. Если спектр электромагнитного импульса, прошедшего через такой кристалл, попадает в область спектральной щели, то параметры импульса также меняются. Это свойство кристалла дает возможность управлять спектром электромагнитных импульсов на выходе из кристалла, т.е. создать управляемый фильтр в диапазоне частот, в котором лежит щель поляритонного спектра.

Помимо этого, на основе управления пропускной способностью такого фильтра с помощью внешнего электрического поля, возможно конструирование «полевых

спектральных транзисторов», аналогичных по принципу действия электронным полевым транзисторам со встроенным каналом. При пропускании импульса с несущей частотой, лежащей в области спектральной щели фильтра, через «канал спектрального транзистора», амплитудой импульса можно эффективно управлять с помощью внешнего электрического поля.

1. МАКРОСКОПИЧЕСКАЯ ПОЛЯРИТОННАЯ МОДЕЛЬ

При переходе осциллятора среды из основного состояния 0 в возбужденное состояние 1 отклик среды пропорционален «силе осциллятора»

$$f \sim \left| \int \psi_1^* \mathbf{r} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \psi_0 d\mathbf{r} \right|^2 \quad [12],$$

описывающей его мультипольный отклик. В зависимости от соотношения интенсивности внешнего поля и длины волны, а также расстояния между атомами тела и типа решетки в кристалле, при $k\mathbf{r} \ll 1$ преобладает дипольный $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \rightarrow 1$ либо квадрупольный $\exp(i\mathbf{k}\mathbf{r}) \rightarrow i\mathbf{k}\mathbf{r}$ отклик. В области прозрачности для большинства диэлектрических сред преобладает дипольный отклик на внешнее поле.

Рассмотрим движение положительных и отрицательных зарядов в кристалле кубической сингонии. В макроскопической модели в длинноволновом приближении ($ka \ll 1$, где a – размер ячейки) [5, 13] дипольный отклик можно учесть, записывая уравнение движения положительных и отрицательных зарядов в ячейке [11]

$$\ddot{\mathbf{R}} + \Gamma \dot{\mathbf{R}} + \Omega_{\perp}^2 \mathbf{R} = \frac{e^*}{m^*} (\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}), \quad (1)$$

где $\mathbf{R} = \mathbf{r}_+ - \mathbf{r}_-$ – вектор смещения положительного и отрицательного зарядов, Γ – коэффициент затухания, Ω_{\perp} – частота поперечных упругих осцилляций связанных зарядов (собственных поперечных колебаний ионов) [5, 13], m^* – приведенная масса, e^* – эффективный заряд элементарной ячейки среды, $\mathbf{E}_0 = const$ – внешнее статическое электрическое поле, $\mathbf{E} \sim \exp(-i\omega t + i\mathbf{k}\mathbf{r})$ – высокочастотное электрическое поле.

В общем случае в кристаллах кубической сингонии с N_a атомами в ячейке имеется $3N_a$ ветвей спектра упругих колебаний. Частоты трех ветвей спектра стремятся к нулю при $k \rightarrow 0$ – это акустические колебания, а частоты остальных $3(N_a - 1)$ ветвей оптических колебаний при $k = 0$ не равны нулю [13]. В изотропном кристалле частоты ветвей поперечных колебаний совпадают.

Вектор поляризации среды представим в виде

$$\mathbf{P} = e^* N \mathbf{R} + \chi_{10} \mathbf{E}_0 + (\chi_1 + \chi_2 E_0) \mathbf{E}, \quad (2)$$

где N – число ячеек в единице объема, χ_j – диэлектрическая восприимчивость среды. Первый член в выражении (2) для вектора поляризации учитывает упругие смещения в среде, второе слагаемое – поляризацию среды под действием постоянного электрического поля, первое слагаемое в круглых скобках учитывает

поляризацию среды под действием переменного электрического поля, второе слагаемое в круглых скобках описывает электрооптический эффект Поггеляса.

Уравнения для электромагнитного поля в рассматриваемом случае представим в форме

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{E} = -c^{-2}(\ddot{\mathbf{E}} + 4\pi\ddot{\mathbf{P}}) \quad (3)$$

$$\nabla(\mathbf{E} + 4\pi\mathbf{P}) = 0. \quad (4)$$

В системе уравнений (1), (3), (4) учтена связь зарядов среды через высокочастотное электромагнитное поле.

Статическое электрическое поле \mathbf{E}_0 смещает положения равновесия зарядов из точки $\mathbf{R} = 0$. В стационарном приближении при равенстве нулю переменного электрического поля из уравнения (1) находим новое положение равновесия $\mathbf{R}_0 = (e^*/m^*)\Omega_{\perp}^{-2}\mathbf{E}_0$. Вектор поляризации среды в этом случае равен $\mathbf{P}_0 = [(e^{*2}N/m^*)\Omega_{\perp}^{-2}]\mathbf{E}_0 = \chi_{10}\mathbf{E}_0 = (\varepsilon_0 - 1)\mathbf{E}_0/4\pi$. Из этого соотношения получаем выражение для статической диэлектрической проницаемости среды

$$\varepsilon_0 = 1 + \omega_p^2 \Omega_{\perp}^{-2}, \quad (5)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi e^{*2}N/m^*$ – эффективная плазменная частота.

При наличии и переменного, и статического электрического полей, перепишем уравнение (1) в форме

$$\Delta\ddot{\mathbf{R}} + \Gamma\Delta\dot{\mathbf{R}} + \Omega_{\perp}^2\Delta\mathbf{R} = \frac{e^*}{m^*}\mathbf{E}, \quad (6)$$

где $\Delta\mathbf{R} = \mathbf{R} - \mathbf{R}_0$. Решение уравнения (6) имеет вид

$\Delta\mathbf{R} = (e^*/m^*)(\Omega_{\perp}^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega)^{-1}\mathbf{E}$, тогда решение исходного уравнения (1) представим в виде

$$\mathbf{R} = \frac{e^*}{m^*} \left(\frac{\mathbf{E}_0}{\Omega_{\perp}^2} + \frac{\mathbf{E}}{\Omega_{\perp}^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega} \right). \quad (7)$$

Вектор поляризации (2) при подстановке выражения (7) принимает форму

$$\mathbf{P} = \left(\frac{e^{*2}N}{m^*\Omega_{\perp}^2} + \chi_{10} \right) \mathbf{E}_0 + \left(\frac{e^{*2}N}{m^*\Omega_{\perp}^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega} + \chi_1 + \chi_2 E_0 \right) \mathbf{E}. \quad (8)$$

Представляя вектор поляризации (7) в виде $\mathbf{P} = \frac{\varepsilon_0 - 1}{4\pi}\mathbf{E}_0 + \frac{\tilde{\varepsilon} - 1}{4\pi}\mathbf{E}$, находим выражение для диэлектрической проницаемости среды на частоте ω ,

$$\tilde{\varepsilon} = \varepsilon_{\infty} + \frac{\omega_p^2}{\Omega_{\perp}^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega} + 4\pi\chi_2 E_0, \quad (9)$$

где $\varepsilon_{\infty} = 1 + 4\pi\chi_1$ – высокочастотная диэлектрическая проницаемость среды, измеренная вдали от резонансной частоты Ω_{\perp} .

2. БАЛАНС ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ И ПОЛЯ ПОЛЯРИЗАЦИИ СРЕДЫ

В зависимости от соотношения параметров среды и падающего электромагнитного поля фотоны и фононы в среде будут переносить различную долю энергии. Плотность энергии в среде можно найти, пользуясь методикой баланса энергии полей [5]. Из полевых уравнений

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \dot{\mathbf{B}}, \quad (10)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \dot{\mathbf{E}} + \frac{4\pi}{c} \dot{\mathbf{P}}, \quad (11)$$

получаем уравнение баланса плотности энергии в среде в виде

$$\nabla \mathbf{S} = -\frac{\partial w}{\partial t}, \quad (12)$$

где $\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} \mathbf{E} \times \mathbf{B}$ – вектор Пойнтинга, $\frac{\partial w}{\partial t} = \frac{1}{4\pi} (\mathbf{E} \dot{\mathbf{E}} + \mathbf{B} \dot{\mathbf{B}}) + \mathbf{E} \dot{\mathbf{P}}$ – изменение плотности энергии электромагнитного поля и поля поляризации среды во времени.

Плотность энергии в среде можно представить в форме

$$w = \frac{m^* N}{2} \dot{\mathbf{R}}^2 + \frac{m^* N \Omega_{\perp}^2}{2} \mathbf{R}^2 + m^* N \Gamma \int \dot{\mathbf{R}}^2 dt - e^* N (\mathbf{E}_0 + \mathbf{E}) \mathbf{R} - \frac{1}{2(\chi_1 + \chi_2 E_0)} [\chi_{10} \mathbf{E}_0 + (\chi_1 + \chi_2 E_0) \mathbf{E}]^2 + \frac{1}{8\pi} (\mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2) + \mathbf{E} \mathbf{P}. \quad (13)$$

Действительно, беря производную по времени от выражения (13), с учетом уравнения движения зарядов (1) и выражения (2) для вектора поляризации \mathbf{P} , получаем производную от плотности энергии $\partial w / \partial t$, фигурирующую в правой части уравнения (12). Если в (13) подставить (2), то выражение для плотности энергии среды в присутствии электромагнитного поля принимает вид

$$w = \frac{m^* N}{2} \dot{\mathbf{R}}^2 + \frac{m^* N \Omega_{\perp}^2}{2} \mathbf{R}^2 + m^* N \Gamma \int \dot{\mathbf{R}}^2 dt - e^* N \mathbf{E}_0 \mathbf{R} - \frac{\chi_{10}^2}{2(\chi_1 + \chi_2 E_0)} \mathbf{E}_0^2 + \frac{1}{8\pi} \{ [1 + 4\pi(\chi_1 + \chi_2 E_0)] \mathbf{E}^2 + \mathbf{B}^2 \}. \quad (14)$$

Первые два члена выражения (14) – это кинетическая и потенциальная энергия осцилляций ячеек в единице объема среды, третий член описывает поглощение энергии в среде, четвертый и пятый – плотность электростатической энергии, внесенной в среду внешним электрическим полем, последний член – плотность энергии высокочастотного электромагнитного поля в среде. При повышении частоты осцилляций доля энергии электромагнитного поля (фотонов) в среде увеличивается, а доля энергии поля поляризации (фононов) уменьшается [5] и наоборот.

3. СПЕКТР ПОЛЯРИТОНОВ В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СРЕДЕ В ПРИСУТСТВИИ ВНЕШНЕГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

3.1. Спектр поляритонов в среде с учетом поглощения

Для вектора электрического поля плоской волны в среде уравнения (3) и (4) имеют вид

$$(k^2 - \omega^2 c^{-2} \tilde{\varepsilon}) \mathbf{E} = \mathbf{k}(\mathbf{kE}), \quad (15)$$

$$\tilde{\varepsilon} \mathbf{kE} = 0. \quad (16)$$

В безграничной диэлектрической среде, представляя электрический вектор в виде суммы поперечной и продольной компонент $\mathbf{E} = \mathbf{E}_\perp + \mathbf{E}_\parallel$ (по отношению к волновому вектору \mathbf{k}), из уравнений (15) и (16) для поперечного поля $\mathbf{kE}_\perp = 0$ получаем дисперсионное уравнение для поляритонов с учетом поглощения

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left(\varepsilon_\infty + 4\pi\chi_2 E_0 + \frac{\omega_p^2}{\Omega_\perp^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega} \right). \quad (17)$$

3.2. Спектр поляритонов в слабопоглощающей среде

В слабопоглощающей среде $\Gamma \rightarrow 0$ дисперсионное уравнение (17) можно представить в виде

$$\omega^4 - \left(\Omega_\perp^2 + \frac{\omega_p^2}{\varepsilon_2} + \frac{c^2 k^2}{\varepsilon_2} \right) \omega^2 + \Omega_\perp^2 \frac{c^2 k^2}{\varepsilon_2} = 0, \quad (18)$$

где $\varepsilon_2 = \varepsilon_\infty + 4\pi\chi_2 E_0$. Дисперсионное уравнение (18) имеет решения для частот $\omega > 0$ в форме двух ветвей поляритонного спектра [11]

$$\omega_\pm = \left\{ \frac{1}{2} \left(\Omega_\perp^2 + \frac{\omega_p^2 + c^2 k^2}{\varepsilon_\infty + 4\pi\chi_2 E_0} \right) \pm \left[\frac{1}{4} \left(\Omega_\perp^2 + \frac{\omega_p^2 + c^2 k^2}{\varepsilon_\infty + 4\pi\chi_2 E_0} \right)^2 - \Omega_\perp^2 \frac{c^2 k^2}{\varepsilon_\infty + 4\pi\chi_2 E_0} \right]^{1/2} \right\}^{1/2}. \quad (19)$$

Поляритонный спектр зависит от напряженности внешнего электрического поля E_0 .

3.3. Частота продольных осцилляций

Помимо поперечных осцилляций, в среде генерируются также и продольные осцилляции в результате связи ионов среде через электромагнитное поле. Если длина волны много больше размеров элементарной ячейки среды $ka \ll 1$, то сдвигом фаз осцилляций соседних ячеек, т.е. пространственной дисперсией можно пренебречь. В длинноволновом приближении представим уравнения для продольных колебаний среды без учета затухания и продольной компоненты высокочастотного электрического поля в виде

$$\ddot{\mathbf{R}}_\parallel + \Omega_\perp^2 \mathbf{R}_\parallel = (e^* / m^*) \mathbf{E}_\parallel, \quad (20)$$

$$\nabla(\mathbf{E}_{\parallel} + 4\pi\mathbf{P}_{\parallel}) = 0, \quad (21)$$

где $\mathbf{P}_{\parallel} = e^* N \mathbf{R}_{\parallel} + \chi_1 \mathbf{E}_{\parallel} + \chi_2 E_0 \mathbf{E}_{\parallel}$. Из уравнения (21) следует, что $\mathbf{k}(\mathbf{E}_{\parallel} + 4\pi\mathbf{P}_{\parallel}) = 0$, т.е. $\mathbf{E}_{\parallel} = -4\pi\mathbf{P}_{\parallel}$. Тогда находим продольное электрическое поле $\mathbf{E}_{\parallel} = -4\pi e^* N \varepsilon_2^{-1} \mathbf{R}_{\parallel}$. Если это выражение для \mathbf{E}_{\parallel} подставить в уравнение продольных колебаний среды (20)

$$\ddot{\mathbf{R}}_{\parallel} = -(\Omega_{\perp}^2 + \omega_p^2 \varepsilon_2^{-1}) \mathbf{R}_{\parallel}, \quad (22)$$

то мы находим частоту продольных осцилляций $\Omega_{\parallel} = [\Omega_{\perp}^2 + \omega_p^2 (\varepsilon_{\infty} + 4\pi\chi_2 E_0)^{-1}]^{1/2}$.

Частота продольных осцилляций среды (продольных фононов) зависит от напряженности внешнего электрического поля E_0 . С учетом выражения (5) $\omega_p^2 = (\varepsilon_0 - 1)\Omega_{\perp}^2$ получаем связь частоты поперечных Ω_{\perp} и продольных Ω_{\parallel} фононов в форме $\Omega_{\parallel} / \Omega_{\perp} = [1 + (\varepsilon_0 - 1)(\varepsilon_{\infty} + 4\pi\chi_2 E_0)^{-1}]^{1/2}$.

Выражение для поляритонного спектра (19) с учетом выражения для частоты продольных фононов Ω_{\parallel} можно переписать в виде

$$\omega_{\pm} = \left\{ \frac{1}{2} \left(\Omega_{\parallel}^2 + \frac{c^2 k^2}{\varepsilon_{\infty} + 4\pi\chi_2 E_0} \right) \pm \left[\frac{1}{4} \left(\Omega_{\parallel}^2 + \frac{c^2 k^2}{\varepsilon_{\infty} + 4\pi\chi_2 E_0} \right)^2 - \Omega_{\perp}^2 \frac{c^2 k^2}{\varepsilon_{\infty} + 4\pi\chi_2 E_0} \right]^{1/2} \right\}^{1/2}, \quad (23)$$

Из (23) следует, что при $k \rightarrow 0$ частота верхней ветви ω_+ спектра стремится к частоте продольных фононов $\omega_+ \rightarrow \Omega_{\parallel}$, а частота нижней ветви поляритонного спектра равна нулю $\omega_- = 0$.

На рис. 1 представлен поляритонный спектр (23) с учетом зависимости от внешнего электрического поля. В среде с положительным значением диэлектрической восприимчивости $\chi_2 > 0$ при увеличении напряженности электрического поля E_0 ширина щели в спектре поляритонов уменьшается. Частота поперечных оптических фононов не зависит от напряженности внешнего электрического поля, а определяется только упругими параметрами данного кристалла. Для двухатомного кристалла кубической сингонии, например $NaCl$, частота поперечных оптических фононов равна $\Omega_{\perp} = 3.09 \cdot 10^{13} c^{-1}$, а диэлектрические проницаемости кристалла при температуре $t^0 = 20^0 C$ имеют значения $\varepsilon_0 = 5.62$, $\varepsilon_{\infty} = 2.25$.

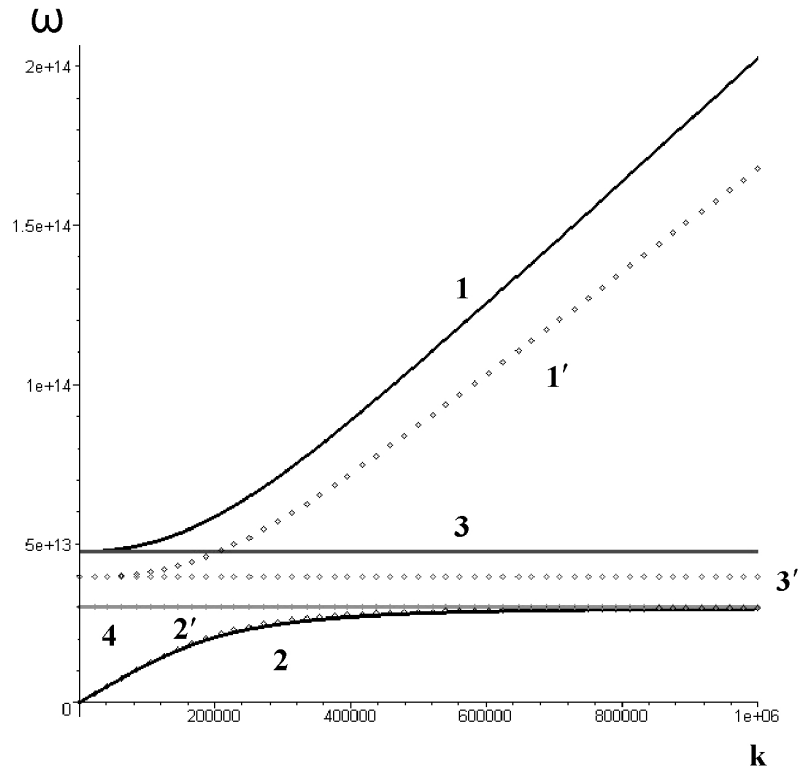


Рис. 1. Спектр поляритонов в диэлектрической среде в присутствии внешнего электрического поля. По оси ординат отложены значения частоты поляритонов ω (c^{-1}), по оси абсцисс – значения волнового вектора k (m^{-1}): верхняя ветвь поляритонного спектра $\omega_+(k, E_0)$, кривая 1 при $E_0 = 0$, кривая 1' – при $4\pi\chi_2 E_0 = 1$; нижняя ветвь поляритонного спектра $\omega_-(k, E_0)$, кривая 2 – при $E_0 = 0$, кривая 2' – при $4\pi\chi_2 E_0 = 1$; прямые 3 и 3' – продольные фононы $\Omega_{||}(E_0)$ при $E_0 = 0$ и $4\pi\chi_2 E_0 = 1$; прямая 4 – поперечные фононы $\Omega_{\perp} = 3.1 \cdot 10^{13} c^{-1}$; диэлектрические проницаемости среды $\epsilon_0 = 5.6$, $\epsilon_{\infty} = 2.25$.

При повышении напряженности внешнего электрического поля верхняя ветвь поляритонного спектра (рис. 1, кривая 1') приобретает меньший наклон к оси абсцисс, а частота продольных фононов уменьшается (рис. 1, прямая 3'). Ширина щели в поляритонном спектре

$$\Delta\omega_g = \Omega_{||} - \Omega_{\perp} = \Omega_{\perp} \left\{ \left[1 + (\epsilon_0 - 1)(\epsilon_{\infty} + 4\pi\chi_2 E_0)^{-1} \right]^{1/2} - 1 \right\} \quad (24)$$

зависит от напряженности внешнего электрического поля E_0 . Электромагнитные волны, частоты которых попадают в щель поляритонного спектра $\Delta\omega_g$, не распространяются в среде, а отражаются от ее границы, т.е. границу среды можно трактовать как управляемое внешним электрическим полем зеркало. Частота поперечных оптических фононов (рис. 1, прямая 4) не зависит от напряженности внешнего электрического поля.

4. СПЕКТР ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИМПУЛЬСА, ПРОШЕДШЕГО УПРАВЛЯЕМЫЙ ФИЛЬТР

Диэлектрическую среду, к которой приложено внешнее электрическое поле, можно рассматривать как управляемый частотный фильтр. У импульсов, прошедших через такую диэлектрическую среду, спектр которых попадает в область щели поляритонного спектра $\Delta\omega_g$, при сужении или расширении щели меняется спектральный состав.

Например, гауссов импульс $a_G(t) = \exp(-i\omega_0 t - t^2/T_0^2)$ с длительностью $2T_0$ и с несущей частотой ω_0 имеет гауссову спектральную форму на входе в среду

$$A(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{t^2}{T_0^2}\right) \exp[i(\omega - \omega_0)t] dt = \sqrt{\pi} T_0 \exp\left[-\frac{1}{4}(\omega - \omega_0)^2 T_0^2\right] \quad (25)$$

с полушириной спектра $\Delta\omega = \omega - \omega_0 = 2/T_0$. На выходе из среды толщиной L форму импульса можно определить, подставляя выражения $A(\omega)$ (25) в интеграл

$$A(t, L) = \frac{1}{2\pi} \left[\int_{-\infty}^{\Omega_{\perp}} A(\omega) \exp(-i\omega t + ikL) d\omega + \int_{\Omega_{\parallel}}^{\infty} A(\omega) \exp(-i\omega t + ikL) d\omega \right], \quad (26)$$

где

$$k = \frac{\omega}{c} \left[\varepsilon_{\infty} + 4\pi\chi_2 E_0 + \frac{2\pi\Omega_{\perp}^2}{\alpha T (\Omega_{\perp}^2 - \omega^2 - i\Gamma\omega)} \right]^{1/2},$$

$$\Omega_{\parallel} = \Omega_{\perp} \left[1 + \frac{2\pi}{\alpha T (\varepsilon_{\infty} + 4\pi\chi_2 E_0)} \right]^{1/2}.$$

Интеграл (25) вычисляется численными методами. Из выражения для интеграла (26) следует, что форма импульса, прошедшего через такую среду, зависит от напряженности внешнего электрического поля E_0 и температуры среды T .

На рис. 2 показаны профили гауссова импульса с несущей частотой ω_0 , попадающей в область щели поляритонного спектра $\Delta\omega_g = 2 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$, на входе (кривая 1) в среду и на выходе (прямая 2, кривая 3) из среды толщиной L .

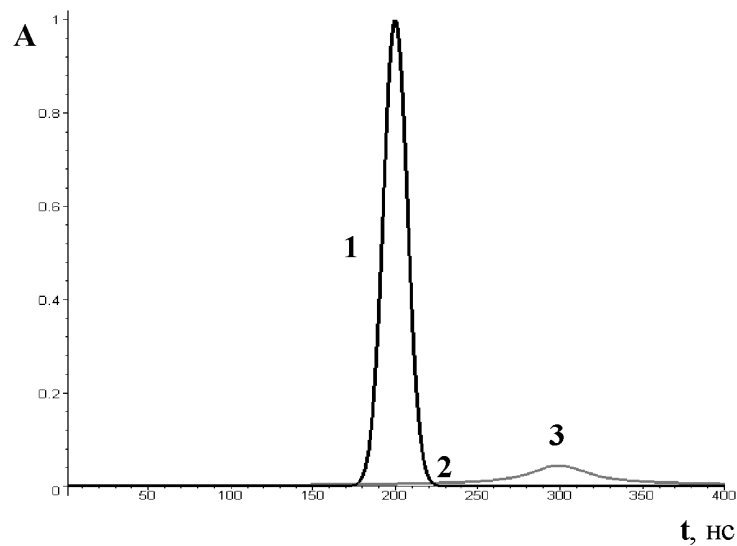


Рис. 2. Профили гауссова импульса с несущей частотой, лежащей в области щели поляритонного спектра в диэлектрической среде: кривая 1 – на входе в среду, прямая 2 – на выходе из среды при напряженности внешнего электрического поля $E_0 = 0$, кривая 3 – на выходе из среды при $E_0 \neq 0$ ($4\pi\chi_2 E_0 = 3$).

Ширина спектра импульса с длительностью $2T_0 = 20$ нс и несущей частотой $\omega_0 = 3 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$ равна $\Delta\omega = 4 \cdot 10^{12} \text{ c}^{-1}$. Так как его спектр лежит в области спектральной щели, при $E_0 = 0$ импульс отражается от границы среды, его амплитуда на выходе из среды равна нулю (рис. 2, прямая 2). При напряженности внешнего электрического поля, определяемой соотношением $4\pi\chi_2 E_0 = 3$, ширина щели уменьшается до значения $\Delta\omega_g = 1.16 \cdot 10^{13} \text{ c}^{-1}$. В этом случае импульс частично проходит через среду (рис. 2, кривая 3), но его амплитуда на выходе уменьшается приблизительно в 14 раз как за счет дисперсионного расплывания в среде, так и в результате «вырезания» части гармоник поляритонной спектральной щелью.

Таким образом, с помощью внешнего электрического поля можно управлять амплитудой импульса, прошедшего через диэлектрическую среду, т.е. создать «полевой спектральный транзистор», аналогичный по методу управления электронному полевому транзистору со встроенным каналом.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Взаимодействие электромагнитного поля и диэлектрической среды приводит к генерации в среде волн поляризации. Связанному состоянию поляризационных волн и электромагнитных волн соответствуют квазичастицы – поляритоны. При

повышении частоты поля доля энергии поляризационных колебаний среды в поляритонах верхней ветви спектра стремится к нулю, а в поляритонах нижней ветви к ста процентам. На оптических частотах основную долю энергии поляритонов верхней ветви в среде переносят фотоны, а на частотах терагерцового диапазона для поляритонов нижней ветви – фононы. Но для любых частот электромагнитного поля в среде всегда возбуждаются поляритоны, которые трансформируются в фотоны на выходе из среды.

В работе показано, что в диэлектрической среде спектр поляритонов зависит от напряженности внешнего электрического поля. Варьируя напряженность внешнего электрического поля, приложенного к диэлектрической среде, можно менять ширину поляритонного спектра. При этом спектр электромагнитного импульса, прошедшего через такую среду, на выходе из среды изменяется.

Физический механизм, основанный на управлении с помощью внешнего электрического поля амплитудой электромагнитного импульса, прошедшего через диэлектрическую среду, можно использовать для создания управляемых спектральных фильтров, а также «полевых спектральных транзисторов» в терагерцовом и оптическом диапазонах.

Список литературы

1. Толпыго К.Б. Физические свойства решетки типа каменной соли, построенной из деформируемых ионов / Толпыго К.Б. // ЖЭТФ. – 1950. – Т. 20, вып. 6. – С. 497–509.
2. Huang K. On the interaction between the radiation field and ionic crystals / Huang K. // Proc. Roy. Soc. – 1951. – V. A 208. – P. 352–365.
3. Fano U. Atomic theory of electromagnetic interaction in dense materials / Fano U. // Phys. Rev. – 1956. – V. 103, No. 5. – P. 1202–1218.
4. Hopfield J.J. Theory of the contribution of excitons to the complex dielectric constant of crystals / Hopfield J.J. // Phys. Rev. – 1958. – V. 112, No. 5. – P. 1555–1567.
5. Борн М. Динамическая теория кристаллических решеток / Борн М., Хуан К. – Москва: Иностранная литература. – 1958. – 488 с.
6. Dzedolik I.V. One-dimensional controllable photonic crystal / Dzedolik I.V. // J. Opt. Soc. Am. B. – 2007. – V. 24, No. 10. – P. 2741–2745.
7. Pereira M.F. Intersubband antipolaritons: Microscopic approach / Pereira M.F. // Phys. Rev. B. – 2007. – V. 75, 195301. – P. 1-5.
8. Dzedolik I.V. Splitting of an optical pulse as disintegration of a quasi-particle bunch in a transversely inhomogeneous dielectric medium / Dzedolik I.V. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. – 2009. – V. 11. – 015704. – 6 p.
9. Balili R. Bose-Einstein condensation of microcavity polaritons in a trap / Balili R., Hartwell V., Snoke D. et al. // Science. – 2007. – V. 316. – P. 1007-1009.
10. Воронова Н.С. Бозе-конденсация экситонных поляритонов в оптической микрополости / Воронова Н.С., Лозовик Ю.Е. // ФТТ. – 2008. – Т. 50, вып. 8. – С. 1496-1500.
11. Dzedolik I.V. Polariton Spectrum Control in Dielectric Medium / Dzedolik I.V., Mikulska. – Proceedings of 2nd IEEE International Workshop on “THz Radiation: Basic Research and Applications TERA’2010”, Sevastopol, Ukraine, 12-14 September, 2010. – P. 288-290.
12. Агранович В.М. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экситонов / Агранович В.М., Гинзбург В.Л. – М.: Наука. – 1979. – 432 с.
13. Давыдов А.С. Теория твердого тела / Давыдов А.С. – Москва: Наука. – 1976. – 639 с.

Дзедолик І.В. Керування спектром полярітонів у діелектричному середовищі / Дзедолик І.В., Каракчієва О.С., Мікульская Ю.П. // Вчені записки Таврійського національного університету ім. В.І. Вернадського. Серія: Фізико-математичні науки. – 2010. – Т. 23(62), №3. – С. 64-74.

На основі поляритонної моделі досліджена залежність від зовнішнього електричного поля і температури спектру електромагнітного імпульсу, що пройшов через діелектричний іонний кристал кубічної сингонії. Показано, що за допомогою зовнішнього електричного поля, яке приложене до кристала, можна керувати спектральним складом імпульсу, що може бути використано для створення керованих фільтрів в терагерцевому та оптичному діапазонах.

Ключові слова: діелектричний кристал, поляритон, електромагнітний імпульс.

Dzedolik I.V. Polariton spectrum control in dielectric medium / Dzedolik I.V., Karakchieva O.S., Mikulska J.P. // Scientific Notes of Taurida National V.I. Vernadsky University. – Series: Physics and Mathematics Sciences. – 2010 – Vol. 23(62), No.3. – P. 64-74.

The depending of spectrum electromagnetic pulse passed through a dielectric ionic crystal of cubic system on external electric field and temperature was researched on basis of polariton model. With a help of external electric field applied to the crystal one can control a spectral composition of the pulse. It can be used for creation of controlled filters in terahertz and optical wave ranges.

Keywords: dielectric crystal, polariton, electromagnetic pulse.

Поступила в редакцію 29.10.2010 г.