

Переходное излучение кольцевой резонансной среды в условиях возбуждения ультракоротким импульсом, перемещающимся со сверхсветовой скоростью

Р.М.Архипов, М.В.Архипов, И.В.Бабушкин, Ю.А.Толмачев

Рассмотрены особенности переходного излучения периодически пространственно-модулированной одномерной среды, обладающей резонансным откликом, в условиях возбуждения ультракоротким импульсом. Изучен случай кольцевой геометрии среды при условии, что плотность частиц распределена вдоль кольца по гармоническому закону. Показано, что в спектре рассеянного излучения как при линейном, так и при нелинейном взаимодействии, помимо частоты собственного резонанса среды, возникает новая частота, зависящая от скорости перемещения импульса и периода пространственной модуляции. Исследован также случай перемещения возбуждения со сверхсветовой скоростью, когда проявляется эффект Вавилова–Черенкова.

Ключевые слова: излучение Вавилова–Черенкова, ультракороткий импульс, сверхсветовые движения, оптические уравнения Блоха.

1. Введение

При исследовании излучения прямолинейной системы пространственно-модулированных по плотности гармонических осцилляторов, возбужденной перемещающимся точечным источником, нами обнаружены нетривиальные особенности спектра, связанные с переходными процессами [1, 2]: помимо обычного для резонансных систем излучения на собственной частоте осцилляторов в течение времени пробега импульса возбуждения по среде также возбуждаются спектральные компоненты, отражающие характер пространственного распределения плотности осцилляторов. В частности, при периодической модуляции плотности в спектре возникают новые квазиомнохроматические компоненты, частота которых зависит от периода модуляции и направления наблюдения излучения. Распространение возбуждения со скоростью, превышающей скорость света в вакууме c , сопровождается излучением волн, характерных для эффекта Вавилова–Черенкова.

Движения физического объекта со скоростью, превышающей скорость света в вакууме, при котором происходит передача сигнала (информации), теория относитель-

ности не допускает. Однако в физике и, в частности, в оптике часто встречаются условия для перемещения локализованного физического возмущения, когда передачи сигнала не происходит, но реализуется движение такого объекта со сверхсветовой скоростью. Интерес к подобным сверхсветовым движениям и сопровождающему их излучению возникла еще у О.Хевисайда и А.Зоммерфельда на рубеже 19–20 вв. [3–5], до появления теории относительности. Проблема возможности сверхсветового движения не раз поднималась и в 20 в., и в наши дни [1–6]. В частности, в 1960–70-е гг. рассматривался вопрос о существовании сверхсветовых частиц – тахионов [6].

В 30-е гг. прошлого века при движении электрического заряда в среде со скоростью, превышающей фазовую скорость света в этой среде, было открыто излучение Вавилова–Черенкова [7–12], связанное с перемещением локальной поляризации среды [9], обладающей мгновенным откликом на внешнее возмущение. Излучения различных источников, перемещающихся со сверхсветовой скоростью, рассматриваются в работах [13–16]. В [17] изучено излучение зарядов, перемещающихся со сверхсветовой скоростью. Возможность проявления в различных областях физики эффектов, связанных со сверхсветовыми движениями, исследовалась и в работе [4]. В последнее время появился широкий ряд работ, в которых демонстрируется возникновение излучения Вавилова–Черенкова в виде второй гармоники по отношению к частоте падающей световой волны в средах как с хаотическим распределением восприимчивости [18], так и с периодическим [19]. Излучение, возникающее при движении заряженных частиц вдоль периодической структуры, рассматривалось также в работе [20]. Данное излучение, известное в литературе как излучение Парселла–Смита, было впервые продемонстрировано экспериментально в [21].

В оптике примеры объектов, перемещающихся со сверхсветовой скоростью, известны достаточно широко. В 1960–70-е гг. после создания лазеров была показана возможность распространения в нелинейной среде ультракоротких световых импульсов (УКИ) большой мощ-

Р.М.Архипов. Weierstrass Institute for Applied Analysis and Stochastics, Leibniz Institute in Forschungsverbund Berlin e.V, Mohrenstrasse, 39, 10117 Berlin, Germany; С.-Петербургский государственный университет, физический факультет, Россия, 198504 С.-Петербург, Старый Петергоф, ул. Ульяновская, 3; Humboldt-Universität zu Berlin, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät, Berlin, Germany; e-mail: arkhypovrostislav@gmail.com
М.В.Архипов, Ю.А.Толмачев. С.-Петербургский государственный университет, физический факультет, Россия, 198504 С.-Петербург, Старый Петергоф, ул. Ульяновская, 3; e-mail: arkhypm@mail.wplus.net
И.В.Бабушкин. Institute of Quantum Optics, Leibniz University, Welfengarten, 1, 30167 Hannover, Germany; e-mail: babushkin@iqo.uni-hannover.de

Поступила в редакцию 1 ноября 2014 г., после доработки – 16 января 2015 г.

ности со скоростью, большей скорости света [22–26]. Случай перемещения области пересечения плоского УКИ с прямой или плоскостью рассмотрен нами в работах [1, 2, 27]. В частности, в [27] было изучено рассеяние волны в форме плоского УКИ, распространяющегося со сверхсветовой скоростью по плоской поверхности с пространственно-модулированной плотностью рассеивающих центров, расположенных вдоль прямой линии или плоскости. Рассматривался только случай мгновенной релаксации центров рассеяния. Полученная зависимость от времени амплитуды рассеянного излучения отражает закон изменения плотности рассеивающих центров, причем временной масштаб соответствующего сигнала зависит от угла наблюдения.

Однако чаще других в литературе упоминается приведенный в [13–15] пример движения на удаленном экране светового пятна от вращающегося с постоянной угловой скоростью прожектора или даже пульсара. При современных методах управления круговой разверткой световых или электронных пучков частота их вращения легко может достигать $\sim 10^{10}$ Гц и выше. Соответственно, линейная скорость кругового движения области возбуждения, образованной в точке пересечения «карандашного» вращающегося пучка от точечного эмиттера с ортогональной оси конуса плоскостью, может регулироваться в очень широких пределах от досветовой до сверхсветовой простым смещением плоскости вдоль оси.

Источником излучения среды во всех описанных случаях является созданная падающим пучком фотонов или электронов динамическая поляризация вещества. На интересную особенность излучения линейной среды, состоящей из тождественных друг другу гармонических осцилляторов, мы обратили особое внимание в работах [1, 2]. Эта особенность состоит в генерации когерентного излучения типа излучения Вавилова–Черенкова на частоте, которая может быть отлична от резонансной частоты среды. При этом предполагается, что плотность осцилляторов имеет гармоническое распределение в пространстве. Эффект появления в спектре излучения среды волны с новой частотой связан с тем, что рассеянная волна, пришедшая в точку наблюдения, содержит переходный процесс. Этот переходный процесс обусловлен задержкой во времени излучения от разных участков среды, приходящего в точку наблюдения. Задержка возникает как при сверхсветовой, так и при досветовой скорости распространения возбуждения. Частота Ω_1 возникающего при рассеянии излучения не зависит от резонансной частоты осцилляторов, а зависит от угла наблюдения α , пространственного периода Λ_z расположения осцилляторов вдоль оси z и скорости V перемещения возбуждающего УКИ [1, 2]:

$$\Omega_1 = 2\pi \frac{V/\Lambda_z}{|(V/c)\cos\alpha - 1|}. \quad (1)$$

Подчеркнем, что соотношение (1) соответствует случаю, когда осцилляторы среды расположены вдоль прямой линии и нелинейные эффекты не учитываются. В настоящей работе рассматриваются случаи, когда осцилляторы среды расположены вдоль окружности. Особый методический, а возможно и практический интерес, на наш взгляд, представляет изучение результатов взаимодействия УКИ с резонансной средой в условиях, когда область его воздействия на среду перемещается в ней со ско-

ростью больше скорости света в вакууме. Оптический отклик среды может быть использован для детектирования подобных движений, он может обладать интересными свойствами, отличающимися от параметров излучения типа излучения Вавилова–Черенкова [1, 2], возникающего при движении физических тел, скорость которых превышает лишь фазовую скорость света в данной среде, но не скорость света в вакууме.

В настоящей работе, как без учета нелинейных эффектов, так и с учетом нелинейности среды, рассматриваются случаи, когда осцилляторы среды расположены вдоль окружности и плотность распределения частиц изменяется по гармоническому закону. Излучение Вавилова–Черенкова, возбуждаемое в системе коротким импульсом, движущимся со сверхсветовой скоростью, возникает только в течение времени порядка времени распространения пучка по окружности и имеет резонансный характер. Поэтому в названии статьи мы используем термин «переходный». Показано, что частота возникающего излучения отлична от частоты резонанса среды. Обсуждается возможное применение эффекта.

2. Элементарная теория явления при движении возбуждения по окружности и регистрации излучения в центре системы. Случай малой мощности возбуждения (линейный отклик среды)

Рассмотрим рассеивающую среду, имеющую одномерную кольцевую геометрию (рис.1). Пусть осцилляторы расположены вдоль окружности радиуса R , плотность распределения осцилляторов зависит гармонически от полярного угла φ и определяется выражением

$$N_\varphi(\varphi) = \frac{1}{2}(1 + \cos k\varphi), \quad (2)$$

где $k = 2\pi/\Lambda_\varphi$ – безразмерная угловая пространственная частота распределения осцилляторов; Λ_φ – угловой период этого распределения. Отсчет угла φ производится от оси y против часовой стрелки, как и в полярной системе координат. Среда возбуждается некоторым физическим объектом (в качестве которого может быть, например, пучок света или электронный пучок, УКИ и др.), распространяющимся по кругу и пробегающим окружность один раз с постоянной линейной скоростью V . Предпо-

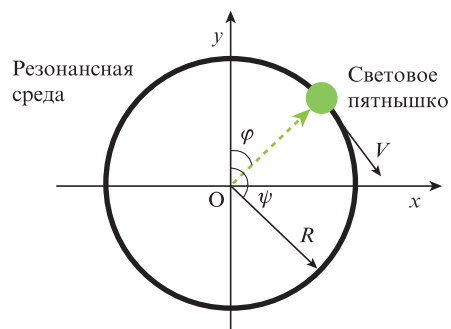


Рис.1. Кольцевая геометрия резонансной среды, возбуждаемой световым пятнышком, распространяющимся вдоль среды со скоростью V . Осцилляторы среды имеют периодическое распределение плотности вдоль круга. Излучение регистрируется в центре круга или в точке с угловой координатой ψ .

ложим также (как и в работе [2]), что время взаимодействия возбуждающего пучка с областью возбуждения имеет длительность меньше периода колебаний осцилляторов среды (или сравнимую с ним), соответственно спектр импульса взаимодействия содержит не только резонансную частоту осцилляторов и является достаточно широким и плоским. Оптические импульсы с такими характеристиками могут быть получены, к примеру, в терагерцевом диапазоне при возбуждении газовой среды (см. обзоры [28–31]). В качестве осцилляторов могут рассматриваться, например, наноантенны [32, 33], двухуровневые атомы или квантовые точки [34, 35].

Нами исследуются два случая: в первом наблюдатель регистрирует излучение, находясь в центре окружности, вдоль которой размещена среда; во втором наблюдатель находится непосредственно на окружности и регистрирует излучение, которое приходит к нему, распространяясь вдоль окружности (см. рис.1).

Под действием УКИ осцилляторы начинают излучать на собственной частоте. Поле излучения осциллятора, расположенного на окружности в точке, которой соответствует полярный угол φ , с точностью до постоянного множителя определяется выражением

$$E(t, \varphi) = \exp\left[-\frac{\gamma}{2}\left(t - \frac{R}{V}\varphi\right)\right] \times \cos\left[\omega_0\left(t - \frac{R}{V}\varphi\right)\right]\Theta\left(t - \frac{R}{V}\varphi\right). \quad (3)$$

Здесь ω_0 – резонансная частота осцилляторов среды; γ – скорость затухания поля; $\Theta(t - R\varphi/V)$ – ступенчатая функция Хевисайда, которая учитывает тот факт, что осциллятор, расположенный в точке φ , начинает излучать в момент времени $R\varphi/V$ прихода возбуждения в точку с координатой φ .

Полное поле в центре круга выражается интегралом от (3) вдоль окружности с учетом пространственной плотности распределения осцилляторов (1) и времени распространения излучения от круга до его центра R/c :

$$E(t) = \int_0^{2\pi} N_\varphi(\varphi) \exp\left[-\frac{\gamma}{2}\left(t - \frac{R}{V}\varphi - \frac{R}{c}\right)\right] \times \cos\left[\omega_0\left(t - \frac{R}{V}\varphi - \frac{R}{c}\right)\right]\Theta\left(t - \frac{R}{V}\varphi - \frac{R}{c}\right)d\varphi. \quad (4)$$

Вычисление интеграла (4) показывает, что в спектре переходного процесса наряду с основной частотой среды ω_0 содержится новая частота [2] (см. также выражение (П1) в Приложении)

$$\Omega_2 = 2\pi \frac{V/\Lambda_\varphi}{R} = \kappa \frac{V}{R}, \quad (5)$$

которая зависит от углового периода распределения осцилляторов Λ_φ , радиуса окружности R и скорости распространения возбуждения. Соотношение (5) можно переписать в виде

$$\Omega_2 = \kappa \Omega_{\text{схс}}, \quad (5a)$$

где $\Omega_{\text{схс}} = V/R$ – угловая скорость распространения возбуждения. При такой записи величина Ω_2 имеет физиче-

ский смысл частоты процесса возбуждения системы периодически расположенных осцилляторов (например, штрихов расположенной вдоль окружности криволинейной пространственной дифракционной решетки) проходящим импульсом возбуждения. Наблюдателю, регистрирующему излучение в центре круга, этот процесс будет казаться имеющим частоту Ω_2 .

Очевидно, что при выполнении условия резонанса

$$R\Lambda_\varphi/\lambda_0 = V/c \quad (5b)$$

из формул (5) и (5a) следует, что $\omega_0 = \Omega_2$, т. е. новая частота совпадает с основной частотой, и наблюдатель, находящийся в центре круга, зарегистрирует излучение только на резонансной частоте среды.

Отметим, что рассмотренный выше случай качественно совпадает со случаем линейной геометрии среды, когда излучение регистрируется в перпендикулярном направлении [1, 2]. Действительно, формулы (1) и (5) для новой частоты в предыдущих и настоящей работах совпадают при $R = 1$ и $\varphi = \pi/2$.

Перейдем к рассмотрению численных примеров. Пусть точка возбуждения пробегает окружность один раз и выполняются следующие условия: $V/c = 3.75$, $R\Lambda_\varphi/\lambda_0 = 2$, $\omega_0/\gamma = 22.22$, тогда $\omega_0/\Omega_2 = 0.53$. Результат вычисления интеграла (4) и спектр электрического поля приведены на рис.2,a и б соответственно.

Анализ полученного решения (см. рис.2,a) показывает, что излучение в т. О начинается в момент прихода поля, испущенного первым возбужденным осциллятором среды (соответствует $R/c = 1$ при этих параметрах). Затем в т. О приходит излучение от остальных осцилляторов среды. В результате формируется сложный переходный процесс, дающий новую частоту в спектре излучения среды (см. рис.2,б). После того как переходный процесс заканчивается, наблюдатель в т. О фиксирует обычные затухающие колебания среды.

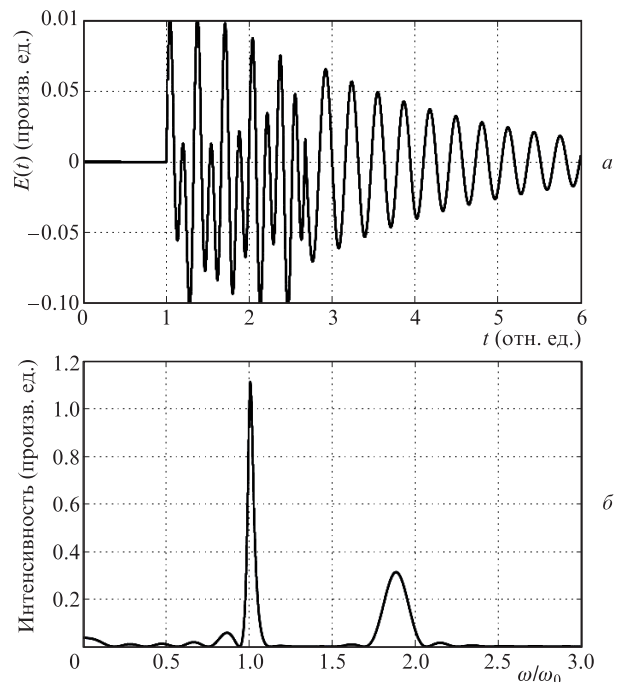


Рис.2. Поведение электрического поля $E(t)$ в центре круга в линейном случае (a) и спектр $E(t)$ (б).

Приведенное рассмотрение справедливо также в случае, когда возбуждение бежит со скоростью света c или со скоростью, меньшей c . В спектре излучения, регистрируемого в центре окружности, будет содержаться новая частота (5).

3. Случай мощного импульса возбуждения и нелинейная динамика

Описанный выше случай соответствует условиям, когда импульс накачки имеет малую мощность и нелинейные эффекты, возникающие при взаимодействии короткого импульса с резонансной средой, можно не учитывать. Однако, если импульс накачки имеет достаточно высокую мощность, отклик системы становится нелинейным.

Для расчета динамики разности населенностей $N(t, \varphi) = N_0 w(t, \varphi)$ и поляризации среды $P(t, \varphi) = d_{12} N_0 [u(t, \varphi) \times \cos \omega t + v(t, \varphi) \sin \omega t]$ под действием мощного поля импульса используются оптические уравнения Блоха для двухуровневых атомов [36]

$$\frac{d}{dt} u(t, \varphi) = -\Delta \omega v(t, \varphi) - \frac{1}{T_2} u(t, \varphi), \quad (6)$$

$$\frac{d}{dt} v(t, \varphi) = \Delta \omega u(t, \varphi) - \frac{1}{T_2} v(t, \varphi) + \Omega_R(t, \varphi) w(t, \varphi), \quad (7)$$

$$\frac{d}{dt} w(t, \varphi) = -\frac{1}{T_1} (w + 1) - \Omega_R(t, \varphi) v(t, \varphi). \quad (8)$$

Здесь N_0 – концентрация частиц в среде; $u(t, \varphi)$ и $v(t, \varphi)$ – синфазная и квадратурная с внешним полем компоненты поляризации среды в расчете на единичный атом; $w(t, \varphi)$ – разность населенностей уровней единичного атома; $\Delta \omega$ – частотная расстройка между частотой поля и частотой перехода ω_0 двухуровневых частиц; d_{12} – дипольный момент перехода; T_1 – время релаксации разности населенностей; T_2 – время релаксации поляризации; $\Omega_R(t) = d_{12} \varepsilon(t) / \hbar$ – частота Раби поля накачки. Предположим, что огибающая импульса накачки имеет гауссову форму: $\varepsilon(t) = E_0 \exp(-t^2 / \tau^2)$.

В частном случае, когда отстройка $\Delta \omega = 0$ и отсутствует релаксация ($T_1 = T_2 = \infty$), система уравнений (6)–(8) решается аналитически путем введения локальной площади импульса [23, 36]

$$\Phi(t, \varphi) \equiv \frac{d_{12}}{\hbar} \int_{-\infty}^t \varepsilon(t', \varphi) dt'. \quad (9)$$

Решение позволяет получить выражения для разности населенностей в единице объема $N(t, x)$ и поляризации среды $P(t, x)$, которые определяются как [23, 36]

$$P(t, \varphi) = d_{12} N_0 \sin[\Phi(t, \varphi)] \sin \omega_0 t, \quad (10)$$

$$N(t, \varphi) = N_0 \cos[\Phi(t, \varphi)]. \quad (11)$$

Отметим, что система уравнений (6)–(8) имеет простую физическую интерпретацию [23, 36]. Изменение N и P можно представить как поворот единичного вектора Блоха в плоскости xu . При этом x -компонента вектора соответствует N/N_0 , а u -компонента – $P/d_{12} N_0$. Тогда функция Φ является углом поворота этого вектора Блоха.

Полная площадь импульса $\Phi = \pi$ (π -импульс) соответствует полному переходу частиц с нижнего уровня на верхний уровень, а $\Phi = 2\pi$ – переходу с нижнего уровня на верхний и полному возвращению на нижний уровень (2π -импульс).

Принимая во внимание (4) и (10), получаем, что электрическое поле в центре окружности в нелинейном случае

$$E(t) \simeq \int_0^{2\pi} N_\varphi(\varphi) P\left(t - \frac{R}{V}\varphi - \frac{R}{c}\right) \times \omega_0 \left(t - \frac{R}{V}\varphi - \frac{R}{c}\right) d\varphi. \quad (12)$$

Пример нелинейной динамики поля и его спектр представлены на рис.3 ($V/c = 2.3$, $RA_\varphi/\lambda_0 = 2$, $\omega_0/\gamma = 22.22$, $\tau = 2T_0$, где $T_0 = 2\pi/\omega_0$ – период собственных колебаний осциллятора, $\Omega_R = 0.07\omega_0$, полная площадь импульса $\Phi_\infty = \pi/2$). При этих параметрах $\Omega_2/\omega_0 = 1.15$.

Спектр наблюдаемого колебания приведен на рис.3,б, на котором штриховой линией показан спектр возбуждающего импульса. Хорошо видно, что в спектре излучения среды помимо основной частоты возникает новая частота.

Зависимость спектра излучения от полной площади импульса показана на рис.4. Площадь импульса при решении задачи изменялась за счет изменения частоты Раби (амплитуды импульса) при постоянной длительности импульса $\tau = 2T_0$. Остальные параметры те же, что и в пре-

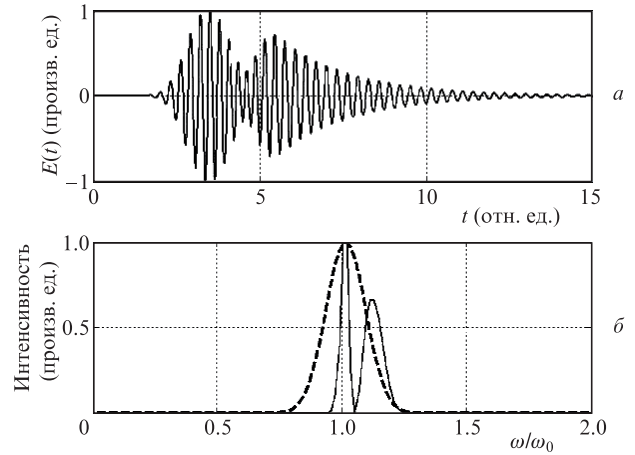


Рис.3. Поведение электрического поля $E(t)$ в центре круга в нелинейном случае (а), а также спектры $E(t)$ (сплошная линия) и импульса накачки (штриховая линия) (б).

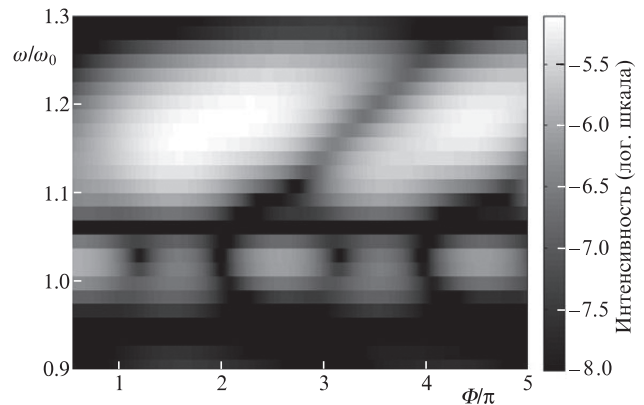


Рис.4. Зависимость спектра излучения от Φ/π .

дыдущем примере. Как видно из рис.4, в спектре возбужденного мощным импульсом колебания присутствует ветвь, соответствующая частоте резонанса среды ω_0 , и ветвь, соответствующая «сдвигу частоты» Ω_2 . Небольшое смещение максимума основного колебания резонаторов от ω_0 обусловлено затуханием осцилляторов и не зависит от величины внешнего поля, сдвига частоты резонансного колебания и наблюдается при всех значениях площади возбуждающего импульса. Отметим отсутствие излучения на резонансной частоте, если площадь кратна 2π . Этим точкам одновременно соответствуют максимумы амплитуды смещенной частоты.

Возбуждаемая внешним воздействием новая частота только при малой площади импульса совпадает с результатом расчета в приближении слабого поля. Увеличение поля приводит к приближенно линейному росту сдвига, причем процесс этот имеет периодический пилообразный характер. Из рис.4 видно, что в сильно нелинейном режиме, когда площадь импульса велика, интенсивность излучения на новой частоте Ω_2 выше интенсивности излучения на основной частоте ω_0 . В спектре отклика двухуровневой системы на внешнее поле, как известно, присутствует спектральная компонента на частоте $\omega_+ = \omega_0 + \Omega_R$. В рассмотренном примере $\omega_+ \approx \Omega_2$ и чем больше амплитуда поля накачки, тем точнее это равенство. С ростом амплитуды поля накачки происходит линейное увеличение интенсивности излучения на частоте ω_+ , что и следует из рис.4.

Периодическая структура, наблюдаемая на рис.4 может быть объяснена периодической зависимостью поляризации среды от площади импульса (член $\sin \Phi$, входящий в выражение (10) для поляризации $P(t, \varphi)$).

Отметим, что похожая зависимость наблюдалась нами в работе [2] в случае линейной геометрии среды. Небольшие побочные осцилляции интенсивности спектральных составляющих обусловлены известным эффектом резкого ограничения временного интервала возбуждения среды, а их относительно большая амплитуда на рис.4 связана только с логарифмическим представлением.

4. Элементарная теория явления в случае, когда излучение регистрируется на окружности

Предположим теперь, что излучение среды может распространяться только по окружности, как в случае мод шепчущей галереи [37, 38], а не по хорде, и регистрируется не в центре среды, а в лежащей на кольце некоторой точке, которой соответствует полярный угол ψ (см. рис.1). В этом случае, проводя рассуждения, аналогичные сделанным в предыдущем разделе, нетрудно получить выражение для электрического поля в точке ψ (при $\gamma = 0$):

$$E(t, \psi) = \int_0^{2\pi} \dot{N}_\varphi(\varphi) \cos \left\{ \omega_0 \left[t - \frac{R}{V} \varphi - \frac{R}{c} (\psi - \varphi) \right] \right\} \times \Theta \left[t - \frac{R}{V} \varphi - \frac{R}{c} (\psi - \varphi) \right] d\varphi. \quad (13)$$

Поскольку в нашей модели свет может распространяться только по окружности, слагаемое $(R/c)(\psi - \varphi)$ в подынтегральном выражении (13) соответствует времени распространения излучения от осциллятора, расположенного в

точке с полярным углом φ , до точки наблюдения, которой соответствует полярный угол ψ .

Вычисление данного интеграла показывает, что в спектре переходного процесса помимо основной частоты среды вновь содержится новая частота (см. (П3) в Приложении):

$$\Omega_3 = 2\pi \frac{V/\Lambda_\varphi}{|1 - V/c|}. \quad (14)$$

В отличие от предыдущего случая, новая частота зависит от соотношения V/c . Если возбуждение распространяется со скоростью света, знаменатель в формуле (14) для новой частоты обращается в ноль. При этом излучение от любой точки среды приходит в точку наблюдения одновременно с возбуждением. Переходный процесс не наблюдается, соответственно не будет и новой частоты в спектре излучения. Непосредственно после прихода импульса будут регистрироваться затухающие собственные колебания осцилляторов на частоте ω_0 .

Обсудим теперь физический смысл формулы (14). Как и в предыдущем случае, эта формула может быть переписана в виде

$$\Omega_3 = \frac{\kappa \Omega_{\text{exc}}}{|1 - V/c|}. \quad (14a)$$

Числитель выражения (14a) имеет смысл частоты процесса возбуждения системы периодически расположенных осцилляторов (например, штрихов криволинейной пространственной дифракционной решетки) падающим импульсом. Наблюдателю, находящемуся в точке с угловой координатой ψ , этот процесс будет казаться имеющим частоту Ω_3 (соответствующую поправку учитывает знаменатель дроби). Отметим, что в случае сложного (но периодического) распределения частиц вдоль окружности наряду с частотой Ω_3 будут возбуждаться и кратные ей гармоники (дифракция выше первого порядка).

При выполнении условия резонанса (5б) формула (14) имеет вид

$$\Omega_3 = \frac{\omega_0}{|1 - V/c|} \quad (14б)$$

и совпадает с формулой для сдвига частоты в результате эффекта Доплера, когда источник движется навстречу неподвижному приемнику.

В том случае, когда возбуждение перемещается быстрее скорости света, излучение среды в точке наблюдения регистрируется сразу же в момент прихода в нее возбуждающего импульса, как это хорошо показывают и результаты нашего численного расчета по формуле (13). Зависимости спектра излучения системы от параметров задачи – скорости перемещения точки V возбуждения и радиуса окружности R – представлены на рис.5,а и б соответственно. На рис.5 видна ветвь, соответствующая частоте резонанса среды $\omega = \omega_0$, а также ветвь дополнительной частоты Ω_3 , определяемой по формуле (14). Расчет проводился для угловой координаты наблюдателя $\psi = 2\pi$. Все остальные параметры задачи такие же, как и на рис.2. Из рис.5,а следует, что частота Ω_3 с ростом V увеличивается при $V < c$ и уменьшается при $V > c$. Когда скорость возбуждения стремится к скорости света c , частота Ω_3 стремится к бесконечности (см. (14)). Как и сле-

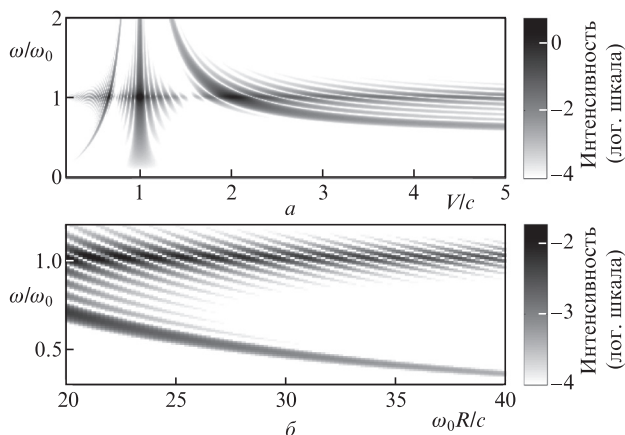


Рис.5. Зависимости спектра излучения от V/c (а) и радиуса окружности R (б).

довало ожидать, частота Ω_3 уменьшается с увеличением радиуса окружности R (см. рис.5,б) при фиксированной линейной скорости движения точки возбуждения.

Ситуация меняется, если возбуждение перемещается со скоростью, меньшей скорости света. В этом случае излучение среды будет опережать возбуждение. Поэтому если полярный угол точки наблюдения ψ отличен от нуля, то излучение в точке наблюдения начнется не сразу, а спустя время $R\psi/c$, необходимое свету для того, чтобы дойти до точки наблюдения.

В заключение еще раз отметим, что полученное в формуле (14) выражение для новой частоты останется справедливым и при возбуждении с досветовой скоростью. В этом случае изменится только упомянутый выше характер переходного процесса.

Проведенное нами элементарное рассмотрение этого варианта распространения света не учитывает пространственные нелинейные эффекты, которые могут возникать при воздействии короткого импульса на протяженную резонансную среду. В общем случае необходимо проводить расчеты с применением более строгой полуклассической теории взаимодействия света с резонансным веществом [36]. Данный вопрос является темой отдельного исследования и в настоящей работе не рассматривается. Однако уже из общих соображений можно качественно понять, что происходит при сверхсветовом распространении короткого импульса, скажем, по прямолинейной резонансной среде. Пусть короткий импульс длительностью, меньшей времен релаксации среды T_1 и T_2 , возбуждает резонансную оптически плотную среду с некоторой скоростью (например, сверхсветовой, как в работах [1, 2]). Как известно [39], короткий импульс при распространении по такой среде оставит позади себя наведенную поляризацию среды, которая будет излучать электромагнитное поле («когерентный оптический звон среды») вдогонку возбуждающему импульсу. Так как среда оптически плотная, то возможно появление кооперативных эффектов, т. е. возможен сложный нестационарный периодический обмен энергией между полем и средой, происходящий на временах короче времени релаксации поляризации среды T_2 [40–44]. Это приведет к появлению новых частот в спектре излучения среды.

Рассмотрение, проведенное нами в работе [2] для линейной геометрии среды, показывает, что в этом случае в спектре излучения среды также возможно появление частоты, определяемой выражением (1).

5. Заключение

Таким образом, в работе как в отсутствие нелинейных эффектов, так и с учетом их показано, что при сверхсветовом возбуждении резонансной среды возможна генерация новых частот в опытах различной геометрии с пространственно-модулированными параметрами. В случае линейной геометрии среды новая частота зависит от скорости возбуждения, периода пространственного распределения осцилляторов и угла наблюдения. При кольцевой геометрии среды соотношения, определяющие новую частоту, существенно зависят от того, в какой области пространства регистрируется излучение среды.

Расчеты показывают, что в линейном случае, когда мощность импульса накачки мала, интенсивность излучения на резонансной частоте ω_0 всегда выше интенсивности излучения на новой частоте Ω_2 . Однако в нелинейном случае, при большой мощности импульса, ситуация противоположная. Интенсивность излучения на новой частоте Ω_2 может превышать интенсивность излучения на резонансной частоте ω_0 . Аналогичная ситуация наблюдалась нами в случае линейной геометрии среды в работе [2].

Рассмотренный в настоящей работе эффект может быть использован для детектирования сверхсветовых движений, преобразования частоты в резонансных системах и определения пространственной структуры рассеивающей системы по спектру рассеянного сигнала. Наблюдаемый переходный процесс может быть использован также для формирования профилированного во времени импульса излучения. Изложенная в работе техника анализа может быть применена при исследовании нестационарной дифракции на фотонных кристаллах.

Авторы выражают благодарность И.А.Чехонину (СпбГУ) за полезные обсуждения. Р.М.Архипов выражает благодарность Европейскому проекту FP7 ITN PROPNET (Grant No. 264687) за финансовую поддержку.

Приложение. Вывод формул (5) и (7)

В случае кольцевой геометрии, когда излучение регистрируется в центре круга, выражение для переходного процесса (интеграл (4)) имеет следующий вид ($V > c$, $\gamma = 0$, $R/c < t < 2\pi R/V + R/c$):

$$\begin{aligned}
 E(t) &= \int_{V(t-R/c)/R}^{2\pi} N_\varphi(\varphi) \cos\left[\omega_0\left(t - \frac{R}{V}\varphi - \frac{R}{c}\right)\right] d\varphi \\
 &= -\frac{1}{\kappa} \frac{\Omega_2}{\omega_0} \sin\left[\omega_0\left(t - \frac{R}{c} - \frac{2\pi R}{V}\right)\right] + A \sin(2\pi\kappa) \\
 &\quad \times \cos\left[\omega_0\left(t - \frac{R}{c} - \frac{2\pi R}{V}\right)\right] + A \cos(2\pi\kappa) \\
 &\quad \times \sin\left[\omega_0\left(t - \frac{R}{c} - \frac{2\pi R}{V}\right)\right] - A \sin\left[\Omega_2\left(t - \frac{R}{c}\right)\right], \quad (П1)
 \end{aligned}$$

где

$$A \equiv \frac{1}{\kappa} \frac{\Omega_2^2}{\Omega_2^2 - \omega_0^2}.$$

Это выражение содержит члены, осциллирующие на частоте ω_0 и Ω_2 .

После окончания переходного процесса, т. е. при $t > 2\pi R/V + R/c$, выражение для интеграла (4) запишется как

$$\begin{aligned}
 E(t) = & \int_0^{2\pi} N_\varphi(\varphi) \cos\left[\omega_0\left(t - \frac{R}{V}\varphi - \frac{R}{c}\right)\right] d\varphi = \frac{1}{\kappa} \frac{\Omega_2}{\omega_0} \\
 & \times \left\{ \cos\left[\omega_0\left(t - \frac{R}{c} - \frac{2\pi R}{V}\right)\right] - \sin\left[\omega_0\left(t - \frac{R}{c} - \frac{2\pi R}{V}\right)\right] \right\} \\
 & + A \sin(2\pi\kappa) \cos\left[\omega_0\left(t - \frac{R}{c} - \frac{2\pi R}{V}\right)\right] \\
 & + A \cos(2\pi\kappa) \cos\left[\omega_0\left(t - \frac{R}{c} - \frac{2\pi R}{V}\right)\right] \tag{П2} \\
 & + B \left\{ \cos(2\pi\kappa) \sin\left[\omega_0\left(t - \frac{R}{c} - \frac{2\pi R}{V}\right)\right] - \sin\left[\omega_0\left(t - \frac{R}{c}\right)\right] \right\},
 \end{aligned}$$

где

$$B \equiv \frac{1}{\kappa} \frac{\Omega_2 \omega_0}{\Omega_2^2 - \omega_0^2}.$$

Последнее уравнение содержит только слагаемые, осциллирующие на частоте резонанса среды ω_0 .

В случае, когда излучение регистрируется на окружности в точке с угловой координатой ψ , выражение для интеграла (6) для переходного процесса (при $V > c, \gamma = 0, R\psi/V < t < R\psi/V + R\psi/c$) принимает вид

$$\begin{aligned}
 E(t) = & \int_{W(t - (R/c)\psi)/R}^{2\pi} N_\varphi(\varphi) \cos\left\{\omega_0\left[t - \frac{R\psi}{c} - 2\pi R\left(\frac{1}{V} - \frac{1}{c}\right)\right]\right\} d\varphi \\
 & = -C \sin\left[\Omega_3\left(t - \frac{R\psi}{c}\right)\right] + C \sin(2\pi\kappa) \\
 & \times \cos\left[\omega_0\left(t - \frac{R\psi}{c} - \frac{2\pi R}{V}\right)\right] + D \cos(2\pi\kappa) \\
 & \times \sin\left[\omega_0\left(t - \frac{R\psi}{c} - \frac{2\pi R}{W}\right)\right] \\
 & - \frac{W}{\omega_0 R} \sin\left[\omega_0\left(t - \frac{R\psi}{c} - \frac{2\pi R}{W}\right)\right], \tag{П3}
 \end{aligned}$$

где

$$W \equiv \frac{1}{V} - \frac{1}{c}, \quad C \equiv \frac{1}{\kappa} \frac{\Omega_3^2}{\Omega_3^2 - \omega_0^2}, \quad D \equiv \frac{1}{\kappa} \frac{\Omega_3 \omega_0}{\Omega_3^2 - \omega_0^2}.$$

Это выражение содержит члены, осциллирующие на частотах ω_0 и Ω_3 .

После окончания переходного процесса в (П3) входят только члены, осциллирующие на частоте ω_0 . Данное выражение мы здесь не приводим.

1. Архипов М.В., Архипов Р.М., Толмачев Ю.А. *Оптика и спектроскопия*, **112** (2), 268 (2012).
2. Arkhipov R.M., Babushkin I., Lebedev M.K., Tolmachev Yu. A., Arkhipov M.V. *Phys. Rev. A*, **89**, 043811 (2014).
3. Малькин Г.Б., Романец Е.А. *Оптика и спектроскопия*, **112** (6), 993 (2012).

4. Recami E. *Foun. Phys.*, **31** (7), 1119 (2001).
5. Recami E., Fontana F., Garavaglia R. *Int. J. Mod. Phys. A*, **15**, 2793 (2000).
6. Барашенков В.С. *УФН*, **114** (1), 133 (1974).
7. Черенков П.А. *ДАН СССР*, **21** (8), 451 (1934).
8. Serenkov P.A. *Phys. Rev.*, **52**, 378 (1937).
9. Аскарьян Г.А. *ЖЭТФ*, **42** (5), 1360 (1962).
10. Тамм И.Е., Франк И.М. *УФН*, **93**, 388 (1967).
11. Франк И.М. *УФН*, **143** (1), 111 (1982).
12. Болотовский Б.М. *УФН*, **179** (11), 1161 (2009).
13. Болотовский Б.М., Гинзбург В.Л. *УФН*, **106** (4), 577 (1972).
14. Гинзбург В.Л. *Теоретическая физика и астрофизика* (М.: Наука, 1981, гл. 9).
15. Гинзбург В.Л. *УФН*, **103**, 393 (1971).
16. Болотовский Б.М., Серов А.В. *УФН*, **175** (9), 943 (2005).
17. Болотовский Б.М., Быков В.П. *УФН*, **160** (6), 141 (1990).
18. Уклеев Т.А., Лазарева Ю.Н., Шевченко Н.Н., Кособукин В.А., Селькин А.В. *Сб. тр. Междунар. конф. «Фундаментальные проблемы оптики – 2014»*. С.-Петербург, 20–24 октября 2014 (СПб: Университет ИТМО, 2014, с. 45–47).
19. Федоров С.В., Розанов Н.Н., Шипулин А.В. *Сб. тр. Междунар. конф. «Фундаментальные проблемы оптики – 2014»*. С.-Петербург, 20–24 октября 2014 (СПб: Университет ИТМО, 2014, с.50–51).
20. Болотовский Б.М., Воскресенский Г.В. *УФН*, **94**, 378 (1968).
21. Smith S.J., Purcell E.M. *Phys. Rev.*, **92**, 1069 (1953).
22. Басов Н.Г., Амбарцумян Р.В., Зуев В.С., Крюков П.Г., Летохов В.С. *ЖЭТФ*, **50**, 23 (1966).
23. Крюков П. Г., Летохов В. С. *УФН*, **99** (2), 169 (1969).
24. Ораевский А.Н. *УФН*, **168** (12), 1311 (1998).
25. Розанов Н.Н. *УФН*, **175** (2), 181 (2005).
26. Skryabin D.V., Gorbach A.V. *Rev. Mod. Phys.*, **82**, 1287 (2010).
27. Tolmachev Yu.A. *Вестник СПбГУ. Сер. 4: Физика. Химия*, вып. 1, 246 (2013).
28. Reimann K. *Rep. Prog. Phys.*, **70**, 1597 (2007).
29. Thomson M.D., Kress M., et al. *Laser Photon. Rev.*, **1**, 349 (2007).
30. Kim K.Y., Taylor A.J., Glowina J.H., et al. *Nat. Photon.*, **2**, 605 (2008).
31. Babushkin I., Skupin S., Herrmann J. *Opt. Express*, **18**, 9658 (2010).
32. Novotny L., N. van Hulst. *Nat. Photon.*, **5**, 83 (2011).
33. Biagioni P., Huang J.-S., Hecht B. *Rep. Prog. Phys.*, **75**, 024402 (2012).
34. Mohan A., Felici M., Gallo P., Dwir B., Rudra A., Faist J., Kapon E. *Nat. Photon.*, **4**, 302 (2010).
35. Juska G., Dimastrodonato V., Mereni L.O., Gocalinska A., Pelucchi E. *Nat. Photon.*, **7**, 527 (2013).
36. Аллен Л., Эберли Дж. *Оптический резонанс и двухуровневый атом* (М.: Мир, 1978).
37. Vahala K.J. *Nature*, **424** (6950), 839 (2003).
38. Ораевский А.Н. *Квантовая электроника*, **32** (5), 377 (2002).
39. Siddons P. *J. Phys. B: Atom., Mol., Opt. Phys.*, **47** (9), 3001 (2014).
40. Багаев С.Н., Егоров В.С., Моршкин П.В., Федоров А.Н., Чехонин И.А. *Оптика и спектроскопия*, **86** (6), 912 (1999).
41. Багаев С.Н., Егоров В.С., Мехов И.Б., Моршкин П.В., Чехонин И.А., Давлятшин Е.М., Киндель Э. *Оптика и спектроскопия*, **94** (1), 126 (2003).
42. Bagayev S.N., Vasilev V.V., Egorov V.S., Lebedev V.N., Mekhov I.B., Moroshkin P.V., Fedorov A.N., Chekhonin I.A. *Laser Phys.*, **15** (7), 975 (2005).
43. Архипов М.В., Архипов Р.М., Егоров В.С., Чехонин И.А., Чехонин М.А., Багаев С.Н. *Изв. вуз. Сер. Приборостроение*, **55** (7), 42 (2012).
44. Архипов М. В., Архипов Р.М., Пулькин С.А. *Оптика и спектроскопия*, **114** (6), 912 (2013).