

## КУЛОНОВСКИЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ГЕНЕРАЦИИ НАПРАВЛЕННЫХ ТОКОВ ДВУХЦВЕТНЫМ ЛАЗЕРНЫМ ПОЛЕМ В ГАЗЕ: ОТ ТЕОРИИ К ЭКСПЕРИМЕНТУ

Л.Н. Александров, М.Ю. Емелин, И.Е. Иляков, Б.В. Шишкин, М.Ю. Рябкин

*Институт прикладной физики РАН*

Ионизационно-индуцируемое преобразование оптического излучения в терагерцовое в последнее время является одним из активно развиваемых направлений в физике взаимодействия интенсивного лазерного излучения с веществом. В частности, повышенный интерес вызывает облучение газообразных сред фемтосекундными лазерными импульсами. Осуществление оптико-терагерцовой конверсии тесно связано с созданием макроскопических квазипостоянных токов [1–5], эффективность возбуждения которых в значительной степени определяет эффективность генерации терагерцового излучения.

Суть явления возникновения направленных макроскопических токов легко понять на примере отрыва одного электрона. Положим, что в момент отрыва электрона от атома или молекулы его скорость равна нулю, а последующая динамика электрона определяется исключительно полем лазерного импульса. В этом случае остаточная скорость электрона после окончания лазерного импульса определяется значением векторного потенциала в момент ионизации (схематически представлена сплошными стрелками на рис. 1 для квазимонохроматического излучения). Однако после момента отрыва на электрон действует также кулоновский потенциал родительского иона. В статье [5] было показано, что влияние кулоновского потенциала на отрывающийся электрон очень сильно и дает существенный вклад в его конечную дрейфовую скорость (схематически представлена штрихпунктирными стрелками на рис. 1). Если среднее значение дрейфовых скоростей всех оторванных за время действия импульса электронов окажется отличным от нуля, то после прохождения импульса в среде будет наблюдаться макроскопический остаточный ток.

На рис. 2 представлены результаты моделирования процесса генерации направленных токов при взаимодействии двухчастотного лазерного излучения с атомами водорода. Видно, что оптимальная фазовая задержка между основной компонентой лазерного излучения и второй гармоникой ( $\phi$ ) зависит от рабочей интенсивности. Данная зависимость является результатом конкуренции двух вышеописанных механизмов генерации остаточного тока,

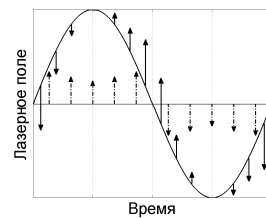


Рис. 1

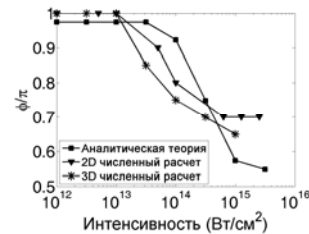


Рис. 2

один из которых обусловлен действием лазерного поля на оторванный электрон, а второй – действием кулоновского потенциала родительского иона. В области высоких интенсивностей лазерного излучения доминирует первый механизм, а в области низких интенсивностей – второй.

Для подтверждения теоретически полученных результатов была собрана установка и поставлен эксперимент. В качестве источника основного излучения использовался лазер на кристалле Ti:Sa, а генерация второй гармоники осуществлялась в кристалле ВаВ<sub>2</sub>О<sub>4</sub> (ВВО). На рис. 3 приведена принципиальная схема экспериментальной установки. Лазерный импульс с длиной волны 800 нм и длительностью 50 фс проходил через собирающую линзу с фокусным расстоянием 200 мм, после чего попадал в нелинейный кристалл. Для получения коллинеарной геометрии излучение заводилось в кристалл под углом к его оптической оси, а на выходе из кристалла использовался отражающий поляризатор для отсекающей компоненты, поляризованной перпендикулярно второй гармонике. В области фокуса линзы происходил лазерный пробой воздуха, и полученное в искре терагерцовое излучение собиралось сферическим зеркалом на детекторе. Оптическое излучение отсекалось фильтром.

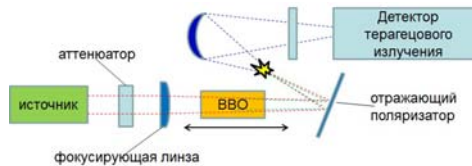


Рис. 3

Так как воздух обладает дисперсией, фазовый сдвиг между излучением на основной и удвоенной частоте зависит от длины трассы между нелинейным кристаллом и лазерной искрой. Таким образом, в эксперименте промерялась зависимость выхода терагерцового излучения от положения нелинейного кристалла и интенсивности лазерного импульса. Полученные зависимости имеют характерную периодическую форму и, как и ожидалось, сдвигаются с ростом интенсивности лазерного излучения. Однако, кроме описанного выше эффекта изменения оптимальной фазы второй гармоники с ростом интенсивности (рис. 2), есть дополнительные факторы, мешающие однозначной интерпретации полученных на данный момент экспериментальных результатов. В первую очередь, это рост искры с ростом интенсивности лазерного импульса и возможные коллективные эффекты. В данный момент ведется работа по усовершенствованию экспериментальной схемы.

Полученные в работе результаты демонстрируют важность учета влияния кулоновских эффектов на процесс генерации направленных токов при ионизации газов интенсивными лазерными импульсами.

Полученные в работе результаты демонстрируют важность учета влияния кулоновских эффектов на процесс генерации направленных токов при ионизации газов интенсивными лазерными импульсами.

- [1] Kref M., Löffler T., Thomson M.D. et al. // Nat. Phys. 2006. V. 2, No. 5. P. 327.
- [2] Kim K.-Y. et al. // Opt. Express. 2007. V. 15, No. 8. P. 4577.
- [3] Gildenburg V.B., Vvedenskii N.V. // Phys. Rev. Lett. 2007. V. 98, No. 24. P. 245002.
- [4] Silaev A.A., Vvedenskii N.V. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 102, No. 11. P. 115005.
- [5] Alexandrov L.N., Emelin M.Yu., Ryabikin M.Yu. // Phys. Rev. A. 2013. V. 87, No.1. P. 0134142.

**РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ В СВЕРХСИЛЬНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЯХ****А.В. Башинов, А.А. Гоносков, Е.С. Ефименко, А.А. Муравьев, А.В. Ким,  
А.М. Сергеев***Институт прикладной физики РАН*

В ряде проектов по созданию сверхмощных лазерных систем прогнозируется достижение мощности  $\sim 10$  ПВт в ближайшие пять лет [1]. При использовании нескольких синхронизированных пучков заявленной мощности возможно покрыть широкий диапазон интенсивностей лазерного поля от  $10^{23}$  Вт/см<sup>2</sup> вплоть до  $10^{26}$  Вт/см<sup>2</sup>. В этом диапазоне интенсивностей принципиально важными могут быть влияние радиационного трения на движение ультрарелятивистских частиц и квантовый характер излучения фотонов, при котором частица за акт излучения может терять почти всю свою энергию. В этих условиях частица может вести себя необычным образом, и изучение ее динамики является одним из фундаментальных вопросов физики сверхсильных полей.

Рассмотрим случай стоячих волн, соответствующий фокусировке двух встречных импульсов с целью повышения интенсивности поля в фокусе. Для понимания влияния радиационных потерь проанализируем возможные движения электрона в плоской стоячей линейно-поляризованной волне в зависимости от безразмерной амплитуды поля  $a = eE/(m\omega_0 c)$ , где  $E, \omega_0$  – амплитуда электрического поля и циклическая частота стоячей волны,  $c$  – скорость света,  $e, m$  – заряд и масса электрона соответственно. Отметим, что наличие диссипации ведет к сжатию фазового пространства и образованию аттракторов [2]. При  $a < 1$  электроны осциллируют вокруг узла электрического поля, их движение определяется ponderomotorным потенциалом [3]. В случае релятивистского движения ( $1 < a < 140$ ) наблюдается хаотическое движение, при котором частица не локализована вблизи узла электрического поля, а движется вдоль или против оси  $x$  (перпендикулярной векторам магнитного и электрического полей) со скоростью  $\sim c$  [4].

В этом диапазоне также возможен особый режим релятивистской инверсии [5], при котором частицы концентрируются вблизи пучности электрического поля. Такой эффект связан с релятивистским движением, радиационные потери неважны. С ростом интенсивности ( $140 < a < 600$ ) возрастает роль радиационных потерь, в результате чего частица локализована в области узла электрического поля, но может случайным образом покидать эту область и попадать в область другого узла электрического поля, теряя направленное движение вдоль оси  $x$ . При  $a > 600$  электрон захватывается [4] в области узла электрического поля, и радиационные потери не позволяют достичь энергий, позволяющих ему выйти из этой области. Этот режим мы назвали *нормальным радиационным захватом* (НРЗ) [6]. Необычное поведение электронов проявляется, когда  $a > 6000$ . Электроны локализируются в области пучности электрического поля, этот режим был назван *аномальным радиационным захватом* (АРЗ) [6]. Заметим, что при этом есть электроны, взаимодействующие с полем волны в режиме НРЗ, однако с ростом амплитуды поля их число

уменьшается. В режиме НРЗ траектория электрона представляет собой вращение в магнитном поле с плавно увеличивающимся или уменьшающимся (в масштабе гиропериода) радиусом вращения в соответствии с увеличением или уменьшением электрического поля. При таком движении электроны излучают однородно по углу в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, и энергия фотонов  $\varepsilon_{ph} / mc^2 \ll a$ . В режиме АРЗ траектория качественно устроена следующим образом. Она локализована вблизи пучности электрического поля с масштабом  $x_r \sim \lambda / 10$  ( $\lambda$  – длина волны), и магнитное поле может превосходить электрическое лишь в течение короткого промежутка времени  $t_B \sim x_r / c \ll T$ , где  $T$  – период поля волны. Электрон набирает энергию в электрическом поле, причем  $\gamma_{\max} \sim a$ , где  $\gamma_{\max}$  – максимальный лоренц-фактор, и электрон движется практически вдоль поля. Затем в возрастающем магнитном поле электрон начинает отклоняться в сторону пучности магнитного поля, возрастает кривизна траектории вследствие увеличения силы, поперечной движению, и резко увеличиваются радиационные потери. Электрон успевает совершить пол-оборота, причем вначале он отклоняется в сторону увеличения магнитного поля, и энергия электрона уменьшается, ларморовский радиус уменьшается, а затем, с уже малой (по сравнению с  $mc^2 a$ ), но релятивистской энергией отклоняется в сторону узла магнитного поля, при этом ларморовский радиус возрастает, радиационные потери на этом этапе поворота незначительны. На следующем полупериоде это движение повторяется. Такое движение позволяет электрону удерживаться около пучности электрического поля. В результате электрон максимизирует потери на излучение, являясь эффективным конвертером лазерной энергии в энергию гамма-квантов, которые преимущественно излучаются в узкий угол вокруг вектора электрического поля из-за вышеописанных особенностей движения с максимальной энергией фотона  $\varepsilon_{ph} / mc^2 \sim a$ . Отметим, что пороговое значение интенсивности поля для режима АРЗ, а также движение электронов в этом режиме зависят от поляризации и степени фокусировки излучения. Режим АРЗ реализуется, если эллиптичность поляризации не превышает 0,25, и чем сильнее фокусировка, тем меньше порог по амплитуде поля, необходимый для возникновения этого режима, однако из-за поперечного пондеромоторного выталкивания время пребывания частиц в сильном поле уменьшается.

- [1] <http://www.eli-beams.eu/>
- [2] Tamburini M. et al. // Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A. 2011. V. 653, No.1. P. 181.
- [3] Гапонов А.В., Миллер М.А. // ЖЭТФ. 1958. Т. 34, № 2. С. 242.
- [4] Lehmann G., Spatschek K.H. // Phys. Rev. E. 2012. V. 85, № 5. P. 056412.
- [5] Kaplan A.E., Pokrovski A.L. // Phys. Rev. Lett. 2005. V. 95, № 5. P. 053601.
- [6] Gonoskov A.A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. P. 014801.

## ОЦЕНКА МОЩНОСТИ ЛАЗЕРНОЙ ЛИНИИ ДЛЯ ПОЛУЧЕНИЯ СВЕРХВЫСОКОГО РАЗРЕШЕНИЯ ФЛУОРЕСЦЕНТНЫХ ОБРАЗЦОВ МЕТОДОМ BALM

В.В. Дуденкова, Ю.Н. Захаров

*Нижегородский госуниверситет*

При работе с большинством биологических препаратов исследователи сталкиваются с целым рядом проблем, основной из которых являются малые различия в оптической прозрачности внутриклеточных компонент, что приводит к низкому контрасту изображения. Малый контраст изображения затрудняет не только визуальное восприятие, но также препятствует и количественному измерению его характеристик.

Для преодоления этих трудностей в лучшей степени подходит метод голографической записи [1] и дальнейшего восстановления фазовой и амплитудной информации об объекте. С помощью цифровой внеосевой голографии можно совместить преимущества быстроты цифровой регистрации и обработки результатов, теоретически бесконечную глубину поля зрения и неинвазивность по отношению к объекту. Перечисленные особенности позволяют применить данный подход к исследованию живых полупрозрачных объектов, таких как клеточные культуры и тонкие биологические срезы. Однако при всех неоспоримых преимуществах, при восстановлении голограммной структуры поперечное разрешение остается на неизменном уровне, а значит, оно остается ограниченным дифракционным пределом Аббе.

Для улучшения разрешения в поперечном направлении можно в комплексе применять дополнительные методы, отвечающие определенным требованиям. К ним относятся быстрота регистрации (для достижения хорошего временного разрешения), а также совместимость с уже широко применяемыми стандартными подходами к изучению биологических препаратов, например такими, как кальциевый имиджинг или электрофизиологический метод.

Наилучшим для преодоления дифракционного предела в поперечном направлении является метод флуоресцентного анализа BaLM (Bleaching/blinking assisted Localization Microscopy). Основной принцип такого анализа заключается в локализации молекул флуорофоров за счет нахождения центров их дифракционных пятен на разностных изображениях последовательных кадров. Использование такого подхода удобно для биологических объектов, когда они либо имеют специальную флуоресцентную окраску красителями или антителами, или интересующие структуры имеют ярко выраженную автофлуоресценцию. Для возбуждения флуоресценции можно использовать то же лазерное излучение, что и для записи голограммы.

Для успешного совмещения двух подходов в одном эксперименте необходимо учитывать несколько параметров [2]. Так, для формирования голограммной структуры следует соблюдать равенство оптических путей опорного и предметного пучков, рассчитать необходимый угол их схождения на регистрирующей матрице и примерное равенство их интенсивностей. Значение интенсивности пучка будет влиять только на время экспонирования матри-

цы, и, учитывая высокую светочувствительность современных камер, этот параметр можно варьировать в достаточно широких пределах. Но, поскольку для возбуждения флуоресценции мощность возбуждения играет основную роль, лазерное освещение, используемое при совмещении голографического метода и метода флуоресцентного анализа, должно являться оптимально подобранным именно для метода VaLM.

Основным критерием для вычисления необходимой мощности является условие корректной работы алгоритма обработки флуоресцентных изображений методом VaLM: одновременно в одном дифракционном пятне должна загораться только одна молекула. Тогда, учитывая вероятность поглощения и излучения фотонов, формулу для нахождения оптимальной мощности лазерной линии для получения сверхвысокого разрешения флуоресцентных образцов методом VaLM можно записать в виде:

$$P = \frac{3hcSNA^4}{2\theta_f \sigma n \lambda^4 \pi^2}.$$

В данной формуле  $f$  – частота записи кадров цифровой матрицы;  $h$  – постоянная Планка;  $c$  – скорость света;  $S$  – площадь сечения лазерного пучка;  $NA$  – числовая апертура используемого объектива;  $\theta_f$  – квантовый выход флуорофора;  $\sigma$  – сечение поглощения флуорофора;  $n$  – концентрация флуорофора;  $\lambda$  – длина волны лазера.

Таким образом, при проведении эксперимента с получением изображений сверхвысокого разрешения путем совмещения голографического метода и метода флуоресцентного анализа VaLM, необходимо предварительно рассчитать оптимальное значение используемой мощности лазера. Для различных флуорофоров это значение может различаться в несколько раз.

- [1] Рыбников А.И., Дуденкова В.В., Муравьева М.С., Захаров Ю.Н. // Опт. журнал. 2013. Т. 80, № 7. С. 66.
- [2] Дуденкова В.В., Муравьева М.С., Рыбников А.И., Захаров Ю.Н. // В кн.: Тр. VIII Международной конференции молодых ученых и специалистов «Оптика-2013». Санкт-Петербург. 14–18 октября 2013 / Ред. проф. В.Г. Беспалова, проф. С.А. Козлова. – СПб: НИУИТМО, 2013. С. 364.

#### ПРОЯВЛЕНИЕ «ЭФФЕКТА ВЕТРА» В ФОРМЕ ДИАГНОСТИЧЕСКОЙ АТМОСФЕРНОЙ ЛИНИИ ВБЛИЗИ 380 ГГЦ

Г.В. Федосеев<sup>1)</sup>, А.Ф. Селезнёв<sup>1)</sup>, И.Н. Вилков<sup>2)</sup>, М.А. Кошелев<sup>2)</sup>,  
М.Ю. Гретьяков<sup>1,2)</sup>

<sup>1)</sup>Нижегородский госуниверситет

<sup>2)</sup>Институт прикладной физики РАН

Современные инструменты дистанционного зондирования атмосферы позволяют записывать профиль линий атмосферного поглощения с очень высоким отношением сигнал/шум. Для восстановления из этого профиля полного объема полез-

ной информации необходимы высокоточные лабораторные измерения параметров линий [1]. В частности, знание параметров диагностической атмосферной линии воды вблизи 380 ГГц позволяет определять распределение влажности воздуха. Известно, что необходимая для приложений точность спектроскопических измерений не может быть достигнута при аппроксимации традиционным профилем Фойгта. Об этом говорят характерные остатки, полученные при такой обработке многих линий различных газов. Реальная линия несколько уже и выше модельного профиля Фойгта, т.е. модель не учитывает некие физические механизмы, происходящие в газах и влияющие на форму молекулярных линий.

Известны два таких принципиально разных механизма, а именно: соударения, изменяющие вектор скорости молекул (эффект Дикке [2]) и зависимость сечения взаимодействия сталкивающихся молекул от их скоростей («эффект ветра» [3]). Разработаны модели формы линии, учитывающие каждый из этих механизмов. Оба механизма ведут к сужению линии, и в определенных экспериментальных условиях различить их относительный вклад даже для линии, записанной с высоким отношением сигнала к шуму, практически невозможно. Это обстоятельство потребовало разработки универсальной модели, учитывающей одновременное влияние эффектов «ветра» и Дикке, а также корреляции между ними. Такой моделью является так называемый «частично коррелированный профиль с квадратичной зависимостью столкновительной релаксации от скорости в приближении сильных соударений», который для краткости называют профилем Артмана–Тран (the Hartmann–Tran profile – НТР) [4]. Необходимо отметить, что модельный профиль НТР включает в себя, как предельные случаи, как традиционные профили, так и профили, учитывающие влияние каждого из указанных механизмов сужения.

В данной работе исследовались механизмы сужения линии вращательного перехода полярной молекулы  $\text{H}_2\text{O}$  при ее взаимодействии с инертными газами Хе (ксенон), Аг (аргон) и Не (неон). Моделирование проводилось контурами НТР, Фойгта (Voigt), Фойгта с учётом только «эффекта ветра» (SD-Voigt, характеризуется параметром сужения  $\Gamma_2$ ) [5] и профилем, учитывающим только эффект Дикке (Galatry, характеризуется коэффициентом оптической диффузии  $\beta_{\text{opt}}$ ) [6].

Для записи линий использовался терагерцовый спектрометр с радиоакустическим детектированием поглощения (РАД). На рис. 1 представлена экспериментальная запись линии  $\text{H}_2\text{O}$ , 380 ГГц, уширенная Не при давлении 1,027 торр (достигнутое в эксперименте отношение сигнал/шум составляет порядка 700), и остатки её обработки. Буква соответствует применявшейся модели: *A* – Voigt, *B* – Galatry, *C* – SD-Voigt, *D* – НТР. Из рисунка видно, что модель *A* даёт характерный систематический остаток. Модель *B* также дает неудовлетворительный результат. Остальные же модели сводят остатки к шумовым во всем исследованном диапазоне давлений от 0,5 до 4 торр. Модель *B* даёт значение  $\beta_{\text{opt}}$  в несколько раз превышающее его макси-

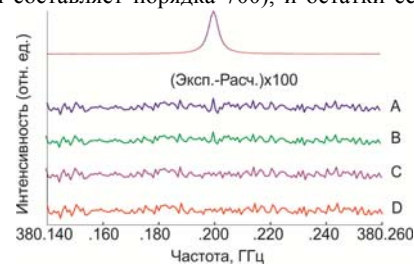


Рис. 1

мально возможное значение  $\beta_{\text{кин}}$ , рассчитанное из газокинетической теории. Аналогичный результат отмечался во многих работах (см., например, [7] и ссылки там).

Применение моделей *C* и *D* дало хорошие, совпадающие в пределах ошибок линейные зависимости полуширины линии от давления. Параметр  $\Gamma_2$ , полученный из обеих моделей, также ожидаемо линейно зависит от давления. Однако значение коэффициента этой зависимости  $\gamma_2 = \Gamma_2/P$  (где  $P$  – давление газа) при обработке моделью *D* оказалось в несколько раз больше, чем при обработке моделью *C*, а параметр  $\beta_{\text{орт}}$  превысил  $\beta_{\text{кин}}$  в 4 раза. Это указывает на присутствие сильной корреляции между параметрами сужения и диффузии, возникающей при их одновременном варьировании. При фиксировании в модели *D* параметра диффузии на значении  $\beta_{\text{кин}}$  значение параметра  $\gamma_2$  совпало в пределах погрешности с аналогичным параметром модели *C*. Это свидетельствует о том, что (а) применение модели НТР требует априорного знания механизма сужения, и (б) для исследуемой линии  $\text{H}_2\text{O}$ , уширенной давлением  $\text{Ne}$ , преобладающим механизмом столкновительного сужения линии является «эффект ветра». Аналогичные результаты были получены для линии  $\text{H}_2\text{O}$ , уширенной  $\text{Xe}$  и  $\text{Ar}$ .

Работа частично поддержана РФФИ.

- [1] Harrison J.J., Bernath P.F., Kirchengast G. //J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2011. V. 112. P. 2347.
- [2] Dicke R.H. //Phys. Rev. 1953. V. 89. P. 472.
- [3] Berman P.R. //J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 1972. V. 12. P. 1331.
- [4] Tran H., Ngo N.H., Hartmann J.-M. // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2013. V. 129. P. 199.
- [5] Rohart F., Maeder H., Nicolaisen H.-W. //J. Chem. Phys. 1994. V. 101(8). P. 6475.
- [6] Galatry L. //Phys. Rev. 1961. V. 122. P. 1218.
- [7] Tran H., Bermejo D., Domenech J.-L., et al. //J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. 2007. V. 108. P. 126.

## **МАГНИТНЫЕ РЕЗОНАНСЫ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЛЕЦ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ТОЛЩИНЫ**

**С.М. Кузнецова, А.В. Маслов, М.И. Бакунов**

*Нижегородский госуниверситет*

В последнее время диэлектрические кольца с большой диэлектрической проницаемостью привлекают внимание как многообещающий структурный элемент искусственных магнитных сред [1]. Сплошные диэлектрические кольца, подобно металлическим разрезным кольцевым резонаторам, обладают емкостью и индуктивностью и поэтому способны резонансно усиливать диамагнитный отклик на внешнее переменное магнитное поле. Для достижения малого электрического размера необходимо использовать толстые и широкие кольца. Однако распределение тока в них неоднородно, и описание с помощью эквивалентной схемы становится



неприменимым. В то же время численные расчеты методом FDTD требуют существенных затрат памяти и времени.

В настоящей работе исследован магнитный отклик диэлектрического кольца произвольных размеров, помещенного во внешнее гармоническое магнитное поле  $\mathbf{B} = B_0 z_0 \exp(i\omega t)$  (рис. 1). Создаваемое им азимутальное электрическое поле приводит к появлению поляризационного тока в кольце. Используя разработанный ранее подход к описанию планарных колец [2, 3], мы приходим к интегральному уравнению для плотности поляризационного тока:

$$j(\rho, z) - \frac{\omega^2(\varepsilon - 1)}{4\pi c^2} \int_0^{L_z} dz' \int_a^{a_2} d\rho' \rho' j(\rho', z') G(\rho, \rho', z, z') = \frac{\omega^2 \varepsilon_0 (\varepsilon - 1)}{2} B_0 \rho, \quad (1)$$

где  $\varepsilon$  – диэлектрическая проницаемость кольца, а ядро  $G(\rho, \rho', z, z')$  имеет вид

$$G(\rho, \rho', z, z') = \int_0^{2\pi} \frac{\cos \varphi d\varphi}{\sqrt{\rho^2 - \rho'^2 - 2\rho\rho' \cos \varphi + (z - z')^2}}.$$

Решение уравнения (1) определяет самосогласованное распределение тока  $j(\rho, z)$ , возбуждаемого внешним магнитным полем. В отсутствие внешнего поля решение уравнения дает набор собственных частот  $\{\omega_n\}$  и собственных функций  $\{f_n\}$ . На рис. 2 приведены  $\text{Re} \omega_n$  для низших мод при  $a_2 = 30 \mu\text{m}$ ,  $a_1/a_2 = 0,6$ ,  $\varepsilon = 100 - i$ . Поскольку частоты  $\text{Re} \omega_n$  уменьшаются с ростом отношения  $L_z/a_2$ , то электрический размер кольца также уменьшается. На рис. 3 представлены распределения плотности тока первых четырех мод. Распределение тока основной моды (рис. 3, а) является практически однородным, тогда как у высших мод (рис. 3, б–г) распределения токов являются знакопеременными.

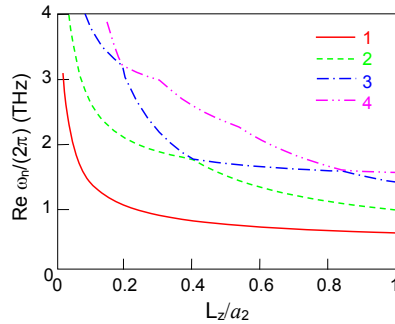


Рис. 2

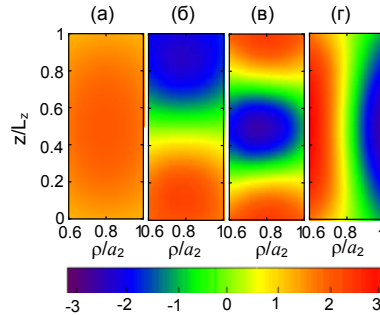


Рис. 3

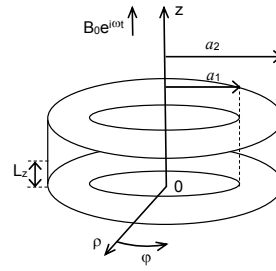


Рис. 1

Для отыскания отклика на внешнее поле раскладываем плотность тока  $j(\rho)$  по найденным собственным функциям  $f_n$  (см. [3]). Рассмотрим метаматериал с объемом элементарной ячейки  $(2a_2)^3$ , состоящий из не взаимодействующих диэлектрических колец. Его магнитная поляризуемость имеет вид:

$$\alpha = \frac{\pi\mu_0}{B_0} \int_0^{L_z} dz \int_{a_1}^{a_2} d\rho \rho^2 j(\rho, z). \quad (3)$$

На рис. 4 изображена зависимость от частоты действительной части магнитной поляризуемости при  $a_2 = 30 \mu\text{m}$ ,  $a_1/a_2 = 0.6$ ,  $L_z/a_2 = 1$ ,  $\varepsilon = 100 - i$ . Множественные резонансы соответствуют возбуждению различных мод тока в кольце.

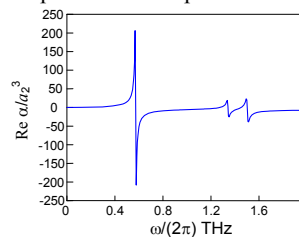


Рис. 4

- [1] Jelinek L., Marques R. // J. Phys.: Condens. Matter. 2010. V. 22. P. 025902.  
 [2] Maslov A.V., Bakunov M.I. // J. Phys.: Condens. Matter. 2013. V. 25. P. 056003.  
 [3] Bakunov M.I., Maslov A.V., Kuznetsova S.M., Zhukov S.N. // Phot. Nano. Fund. Appl. 2014. V. 12. P. 114.

### ВЛИЯНИЕ ВНЕШНИХ ВОЗДЕЙСТВИЙ НА СТАТИСТИКУ СПЕКЛОВ В ДИАГНОСТИКЕ МЕТОДОМ ОКТ

М.А. Пасухин<sup>1</sup>, П.Д. Агрба<sup>1</sup>, М.Ю. Кириллин<sup>2</sup>

<sup>1</sup>Нижегородский университет  
<sup>2</sup>Институт прикладной физики РАН

Визуализация внутренних структур методом оптической когерентной томографии (ОКТ) находит широкое применение в различных областях медицинской диагностики [1]. Метод основан на низкокогерентной интерферометрии и позволяет получать изображение внутренней структуры биоткани на глубинах до 2 мм с высоким разрешением (до единиц мкм). Для построения изображений используется излучение, рассеянное назад оптическими неоднородностями среды, зависящими от состояния биоткани. В работе [2] показано, что анализ гистограмм ОКТ-изображений позволяет разработать алгоритм для автоматического распознавания ряда патологий. Следует отметить, что помимо патологических процессов на оптические свойства биоткани могут влиять внешние факторы, такие как компрессия и изменение температурного режима объекта [3]. Эти факторы также влияют на гистограммы ОКТ-изображений, что должно учитываться при разработке методик автоматизации процесса ОКТ-диагностики. Целью данной работы было исследование влияния механической компрессии и предварительных температурных воздействий (нагрев, охлаждение) на гистограммы ОКТ-изображений тонкой кожи человека *in vivo*.

В работе использовалась ОКТ-система (ИПФ РАН, Н.Новгород) с центральной длиной волны зондирующего излучения 910 нм, которая позволяет визуализировать внутреннюю структуру биотканей с пространственным разрешением до 15–20 мкм.

При анализе гистограмм ОКТ-изображений отдельно строилась гистограмма шума для области, которая априори соответствует нулевому сигналу ОКТ. Полученная гистограмма с соответствующим весовым коэффициентом вычиталась из гистограмм диагностических ОКТ-изображений для выделения полезного сигнала. После вычитания шумов гистограмма аппроксимировалась функцией 6 переменных, представляющей из себя сумму двух распределений Гаусса:

$$S = a_1 \cdot e^{-\left(\frac{b1-x}{c1}\right)^2} + a_2 \cdot e^{-\left(\frac{b2-x}{c2}\right)^2}.$$

Для верификации применяемого метода был проведен модельный эксперимент с растворами липофундина, традиционно используемыми в качестве оптических фантомов биоткани [4]. При построении и анализе гистограмм ОКТ-изображений раствора липофундина разных концентраций была замечена тенденция к уменьшению амплитуды первой компоненты, смещение гистограммы в область более высоких интенсивностей, а при еще более высоких концентрациях – образование второго «горба» из-за сильного спада сигнала в среде (рис. 1).

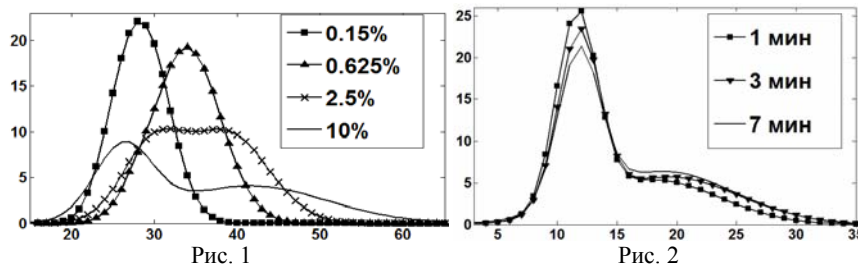


Рис. 1

Рис. 2

При анализе ОКТ-изображений тонкой кожи человека в процессе механической компрессии заметно смещение гистограммы вправо, уменьшение максимума ее амплитуды, появление второго «горба» (рис. 2). При предварительном охлаждении биоткани до 0°C наблюдается схожая картина: амплитуда максимума падает, движение вправо сохраняется, также появляется второй «горб». При предварительном нагреве поверхности биоткани до 45°C также сохраняется движение гистограммы вправо, однако отсутствуют характерные для первых двух случаев изменения амплитуды и появление «горба».

Значения параметров аппроксимации, зафиксированные в начале и в конце эксперимента (через 1 и 7 минут после начала воздействия), приведены в таблице.

Табл.

Воздействие/ Параметр	Компрессия		Охлаждение		Нагревание	
	нач	кон	нач	кон	нач	кон
a1	10,8	13,7	14,5	10,1	8,1	9,5
a2	6,6	5,8	8,6	8,2	6,8	7,3
b1	14,3	14,2	11,9	12,6	16,7	16,7
b2	18,2	19,9	18,83	20,0	20,7	22,0
c1	2,7	2,4	2,2	2,5	2,4	2,3
c2	5,1	6,4	6,2	6,7	5,0	6,0

Таким образом, в модельном эксперименте с растворами липофундина исследована связь между концентрацией раствора (следовательно, оптическими свойствами) и параметрами гистограмм их ОКТ-изображений, что потенциально позволит использовать анализ гистограмм для определения оптических свойств сред. В эксперименте на тонкой коже человека *in vivo* было показано, что внешние воздействия влияют на гистограмму ОКТ-изображений биоткани, что необходимо учитывать при разработке алгоритмов автоматического распознавания патологии в процессе ОКТ-диагностики.

- [1] Handbook of optical coherence tomography / Ed. B.E. Bouma and G.J. Tearney. – NY: Marcel Dekker, 2002. P. 23.  
 [2] Kirillin M., Panteleeva O., Yunusova E., et al. // J of Biomed. Opt. 2012. No. 17. P. 081413.  
 [3] Kirillin M.Yu., Agrba P.D., Kamensky V.A. // J. of Biophoton. 2010. V. 3, No. 12. P. 752.  
 [4] Крайнов А.Д., Мокеева А.М., Сергеева Е.А. и др.// Опт. и спектроскоп. 2013. Т. 115, № 2. С. 47.

## СВОЙСТВА СИНХРОТРОННОГО И ЧЕРЕНКОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЙ В БАЛЛИСТИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

С.А. Семиков

*Нижегородский госуниверситет*

Синхротронное и черенковское излучения отличает острая направленность вдоль скорости  $V$  излучающих частиц. Считалось, что эта направленность объясняется лишь специальной теорией относительности (СТО) и противоречит баллистической теории Ритца (БТР) [1]. Но фактически свойства излучений, следующие из теории Ритца и классической оценки  $V$ , соответствуют опытам [2–4]. Это относится и к замерам скорости синхротронного излучения в опыте Е. Александрова и на установке SLAC, где скорость излучения  $c'$  и электронов  $V$  не измерялась напрямую [4, 5]. Согласно теории Ритца, скорость электронов  $V$  добавляется к скорости света  $c$  относительно них, и расчётная скорость  $c' = c + V$  зависит от метода измерения  $V$ . При классической оценке  $V$  результаты опытов соответствуют теории Ритца [2–5].

Скорость  $V$  частиц находят по их импульсу  $p = m'V = eBR$ , где  $R$  – радиус траектории частицы массы  $m'$  и заряда  $e$  в магнитном поле  $B$ . Для ультрарелятивистских частиц импульс  $p \approx m\gamma c$ , откуда находят  $\gamma$ -фактор. В классической механике масса  $m'$  равна массе покоя  $m$  и  $V = \gamma c$  [4]. Добавление  $V$  к скорости света  $c$  сосредоточивает излучение в конусе с осью  $\mathbf{V}$  и углом образующей  $\theta = \arcsin(c/V) \sim 1/\gamma$  [2, 3].

Импульс излучения соответствует пролёту электроном отрезка орбиты  $d \sim R\theta \sim R/\gamma$ , с которого излучение поступает в детектор на расстоянии  $L$  [6]. Из начала  $A$  отрезка  $d$  свет дойдёт за время  $t_A = (d+L)/(c+V)$ , из конца  $B$  – через время  $t_B = d/V + L/(c+V)$  после излучения в  $A$ . Длительность импульсов  $\Delta T = t_B - t_A \approx d/c\gamma^2 \approx R/c\gamma^3$  в согласии с СТО [6], а их спектр формируют гармоники частоты вращения вплоть до  $f \sim 1/\Delta T \sim \gamma^3 c/R$ , что соответствует опыту [6]. По теории Ритца спектр зависит и от длины пути света  $L$  в канале вывода, что находит косвенные подтверждения [2].

Аналогично, в ондуляторе длины  $d$  найдём  $\Delta T \approx d/c\gamma^2$  в согласии с опытом и СТО [6]. В ондуляторе с шагом магнитов  $b$  частота колебаний электрона  $f = V/b$ , а регистрируемая по доплер-эффекту частота излучения  $f' = f(1 + V/c) \approx \gamma^2 c/b$  [3] в согласии с СТО [6]. То есть релятивистская и баллистическая теории приводят к близким угловым  $\theta(\gamma)$ , временным  $\Delta T(\gamma)$  и частотным  $f'(\gamma)$  характеристикам синхротронного (ондуляторного) излучения. Сделать выбор между теориями можно путём прямых замеров скорости частиц из синхротронов пролётным методом [4, 5]. Обычно релятивистскую скорость  $v$  оценивают из формул СТО, связывающих импульс  $p \approx m\gamma c$  и скорость частиц  $v = c(1 - 1/\gamma^2)^{1/2}$ , а классическая теория даёт сверхсветовое значение  $V \approx \gamma c$ , не противоречащее принципам работы синхротрона [3, 4].

Другой способ измерения  $V$  основан на исследовании черенковского излучения частиц, его свойства тоже следуют из теории Ритца. Ещё в 1888 г. О. Хевисайд предсказал, что заряд, летящий в среде, должен излучать. По теории Ритца это излучение приобретает в среде с показателем преломления  $n$  лишь часть скорости заряда  $V$  [5], так что скорость излучения  $c' = c/[n - V/(c+V)]$ . Если  $V \geq c'$ , то огибающая волновых фронтов образует конус черенковского излучения, а в рамках СТО излучение генерируется при  $v \geq c/n$ . То есть измерение скорости частиц по порогу  $v = c/n$  (СТО) и порогу  $V = c'$  (БТР) даёт разные значения. Однако зависимость порогового  $n$  от  $\gamma$  в СТО и БТР – сходная. В пороговых счётчиках скорость ультрарелятивистских частиц измеряют по показателю преломления газа  $n = 1 + \delta$  (где  $\delta \ll 1$ ), при котором возникает излучение. В СТО  $v = c/n \approx c(1 - \delta)$ , откуда пороговое значение  $\delta = 1/2\gamma^2$ . В баллистической теории из условия  $V = c'$  порог  $\delta = 1/\gamma^2$  с точностью до множителя  $1/2$  совпадает с релятивистским. Эта разница вызвана неточностью зависимости  $c'(V)$  при ультрарелятивистских скоростях ( $\gamma \gg 1$ ) и даёт простой критерий проверки теории Ритца, где измеренная величина  $\delta \ll 1$  соответствует сверхсветовым скоростям  $V \approx c\gamma \approx c/\delta^{1/2}$ , то есть и здесь основной критерий проверки теории Ритца – это прямое измерение  $V$  пролётным методом [5].

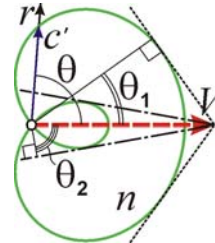


Рис. 1

Угол  $\theta$  черенковского излучения в теории Ритца выражается неоднозначно (см. рис. 1). Если на скорость  $c' = c/[n - V_r/(c + V_r)]$  в направлении  $\theta$  влияет лишь радиальная компонента скорости заряда  $V_r = V \cos \theta$ , то при  $V \sim c$  волновой фронт приобретает форму  $c'(\theta) = c/[n - (c/V \cos \theta + 1)^{-1}]$ , отличную от сферы. А при  $V \geq c$  (в СТО отвечает  $v \geq 0,71c$ ) волновой фронт – самопересекающийся, с особенностью типа лепестка. Тогда, кроме нормального конуса черенковского излучения (внешней огибающей фронтов, с углом  $\theta_1$  на рис. 1), формируется узкий конус – огибающая лепестка (с углом  $\theta_2$ ). При  $n < 1,5$  этот аномальный конус образуется при допороговых значениях  $\gamma$ . Для порога генерации излучения условие  $V = c/[n - V/(c + V)]$  даёт два решения:  $V_{1,2} = c(-1 \pm [1 + 4/(n - 1)]^{1/2})/2$ , где  $V_1$  отвечает порогу генерации нормального черенковского излучения, а  $V_2$  – допороговому (аномальному) излучению, возможному в диапазоне  $c \leq V \leq |V_2|$ .

Допороговую генерацию подтверждают эксперименты [7]. Если конус нормального черенковского излучения сужался при росте  $n$  или  $V$ , то аномальный – расширялся (в согласии с теорией Ритца). На фотографиях [8] наблюдалось два кольца: одно отвечало нормальному черенковскому эффекту ( $\theta_1$ ), а второе, аномально широкое кольцо, – излучению от частиц с  $v > c$  [8]. В рамках теории Ритца его генерируют те же частицы; аномальное излучение и формирует второе кольцо ( $\theta_2$ ).

Итак, свойства синхротронного, ондуляторного и черенковского излучений не противоречат теории Ритца, а её выводы совпадают с СТО. В ряде случаев баллистическое описание точнее релятивистского и объясняет аномалии этих излучений.

- [1] Newburgh R.G. // American J. of Phys. 1972. V. 40, No. 8. P. 1173.  
 [2] Семиков С.А. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2014. № 1(2). С. 180.  
 [3] Семиков С.А. // Инженер. 2011. № 11–12. С. 24.  
 [4] Семиков С.А. // Инженер. 2013. № 6–9. С. 18.  
 [5] Семиков С.А. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2013. № 4(1). С. 56.  
 [6] Михайлин В., Тернов И. Синхротронное излучение.– М.: Знание, 1988. 64 с.  
 [7] Тяпкин А.А. // Краткие сообщения ОИЯИ. 1993. № 3. С. 26.  
 [8] Водопьянов А.С., Зрелов В.П., Тяпкин А.А. // Письма в ЭЧАЯ. 2000. № 2. С. 35.

## ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ КОЭФФИЦИЕНТОВ УШИРЕНИЯ ЛИНИЙ ТОНКОЙ СТРУКТУРЫ МОЛЕКУЛЫ КИСЛОРОДА

**И.Н. Вилков, М.А. Кошелев, М.Ю. Третьяков**

*Институт прикладной физики РАН*

Кислород является одним из основных поглотителей излучения в атмосфере. Кислородные линии, в частности линии тонкой структуры в районе 60 ГГц, используются для мониторинга атмосферы со спутников, самолетов и наземных радиометров. Точность найденных параметров атмосферы напрямую зависит от точности

спектроскопических параметров линий, учитываемых в моделях атмосферного поглощения, поэтому основной целью данной работы было получение высокоточной спектроскопической информации о параметрах линий 60 ГГц полосы кислорода.

При атмосферном давлении все линии полосы сливаются в единый контур. При уменьшении давления полоса разрешается на множество линий, параметры которых можно исследовать по отдельности. В настоящей работе измерение параметров спектральных линий проводилось в диапазоне температур от  $-35^{\circ}\text{C}$  до  $+75^{\circ}\text{C}$  и в диапазоне давлений от 0,3 до 3,5 торр.

Запись спектров осуществлялась с помощью спектрометра с радиоакустическим детектированием сигнала поглощения [1]. Для уменьшения влияния внешних магнитных полей на контур линии ячейку с газом поместили внутрь двойного пермаллового экрана. Температура газа внутри ячейки поддерживалась термостатом Julabo с высокой стабильностью порядка  $0,1^{\circ}\text{C}$ .

Проведенные измерения позволили уточнить значения столкновительного уширения  $\gamma(300)$  (рис. 1), а также определить параметры температурной зависимости  $n_{\gamma}$  для линий кислорода в широком диапазоне значений вращательного квантового числа  $N$  (рис. 2). Полученные данные позволяют определить с максимальной на сегодняшний день точностью параметр столкновительного уширения  $\gamma$  линий полосы при температуре  $T$  как  $\gamma(T) = \gamma(300) \cdot (300/T)^{n_{\gamma}}$ , что имеет важное практическое значение для атмосферных приложений.

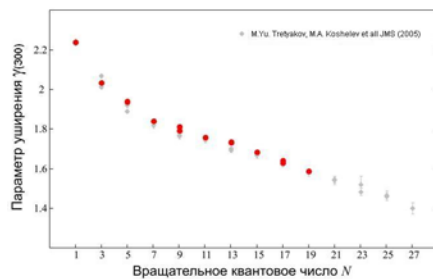


Рис. 1

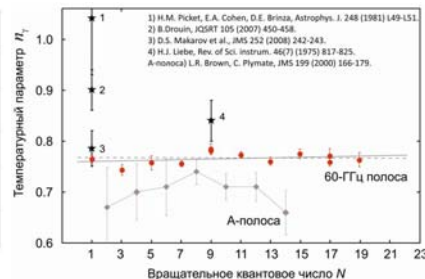


Рис. 2

Полученные данные будут использованы в моделях поглощения миллиметровых волн в атмосфере.

Работа выполнена при поддержке РФФИ.

[1] Третьяков М.Ю., Кошелев М.А., Макаров Д.С., Тонков М.В. // Приборы и техника эксперимента. 2008. № 1. С. 87.

## НЕКОЛЛИНЕАРНОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ В КРИСТАЛЛЕ GAAS

А.И. Шугуров, Е.А. Машкович, М.И. Бакунов

*Нижегородский госуниверситет*

Для создания портативных терагерцовых спектрометров подходящим источником накачки являются волоконные  $\text{Er}^{3+}$  фемтосекундные лазеры с длиной волны 1,55 мкм. В то же время на этой длине волны отсутствует синхронизм с терагерцовыми волнами в известных электрооптических кристаллах, что ограничивает применимость стандартной схемы детектирования (электрооптического стробирования) терагерцовых импульсов с коллинеарным распространением оптического и терагерцового пучков. Для стробирования приходится использовать тонкие кристаллы с толщиной менее длины когерентности (например, GaAs толщиной <1 мм [1, 2]), что снижает чувствительность детектирования. Недавно для детектирования терагерцового излучения была предложена схема с неколлинеарным распространением оптического и терагерцового пучков, в основе которой лежит инвертированный эффект Черенкова [3]. В предложенной схеме используется структура из слоя  $\text{LiNbO}_3$  и кремниевой призмы. Терагерцовое излучение вводится с помощью призмы в слой  $\text{LiNbO}_3$  под углом к его плоскости и модулирует поляризацию пробного оптического импульса, распространяющегося вдоль плоскости слоя. Недостатком схемы с  $\text{LiNbO}_3$  является необходимость компенсации собственной анизотропии этого кристалла. В настоящей работе исследована возможность применения изотропного кристалла GaAs для неколлинеарного детектирования терагерцового излучения оптическими импульсами с длиной волны 1,55 мкм.

В неколлинеарной схеме детектирования оптический импульс распространяется под углом  $\beta = \arccos(n_g/n_{\text{THz}})$  к терагерцовому ( $n_g$  – оптический индекс группового запаздывания,  $n_{\text{THz}}$  – показатель преломления терагерцовых волн),  $\beta \approx 13^\circ$  для GaAs. При этом проекция групповой скорости оптического импульса на перпендикулярное к фазовому фронту терагерцового импульса направление оказывается равной фазовой скорости терагерцового импульса, т.е. импульсы находятся в синхронизме. Существенно, что их взаимодействие происходит лишь в области пересечения терагерцового и оптического пучков, т.е. на длине  $l_{\text{geom}} = l_{\text{THz}} \text{ctg} \beta$ , где  $l_{\text{THz}}$  – поперечный размер терагерцового импульса (ширина оптического пучка мала).

Нами была экспериментально продемонстрирована работоспособность неколлинеарной схемы детектирования. На рис. 1 представлены спектры, полученные при детектировании в кристаллах GaAs различной толщины при угле падения оптического пучка на границу кристалла  $\beta = 49^\circ$  (терагерцовый пучок падал нормально). Для кристаллов толщиной 25 и 35 мм спектры практически

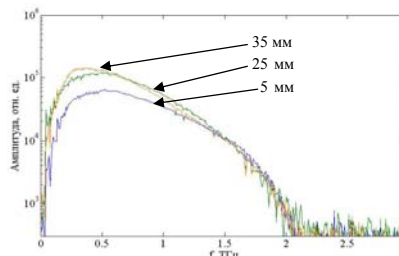


Рис. 1



одинаковы, при толщине 5 мм амплитуда спектра существенно меньше. Это можно объяснить тем, что в первых двух случаях  $l_{\text{geom}}$  меньше толщины кристалла, а в третьем случае – больше. Для увеличения амплитуды спектра при толщине кристалла 5 мм был сильнее сфокусирован терагерцовый пучок с использованием параболического зеркала с фокусным расстоянием  $F = 2,5$  см вместо  $F = 5$  см. Это должно было привести к уменьшению длины  $l_{\text{geom}}$  и пропорциональному увеличению терагерцового поля. Однако, как видно из рис. 2, где изображены спектры, полученные при фокусировке зеркалами с различными  $F$ , амплитуда спектра не увеличилась, а сам спектр сильно исказился.

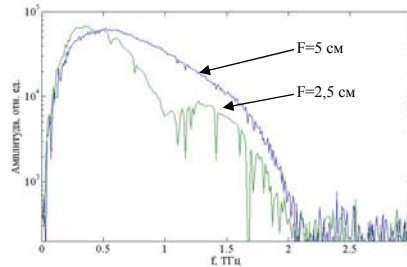


Рис. 2

Это можно объяснить тем, что при острой фокусировке фронт терагерцового импульса становится существенно неплоским на значительной части области взаимодействия оптического и терагерцового импульсов. Таким образом, можно сделать вывод о нецелесообразности использования для детектирования кристаллов GaAs толщиной 5 мм и меньше.

Оптимальная толщина кристалла должна, очевидно, несколько превосходить  $l_{\text{geom}}$  при угле синхронизма  $\beta \approx 13^\circ$  (дальнейшее увеличение толщины не приведет к росту сигнала). При  $l_{\text{THz}} = 1,6$  мм в эксперименте получено  $l_{\text{geom}} \approx 7$  мм. Однако, как показали измерения на кристалле толщиной 35 мм (рис. 3), несколько больший сигнал достигается при  $\beta = 11^\circ$  ( $\beta = 40^\circ$ ), чем при  $\beta = 13^\circ$  ( $\beta = 49^\circ$ ). Углу  $\beta = 11^\circ$  соответствует  $l_{\text{geom}} \approx 8,4$  мм, что дает оптимальную толщину кристалла  $\sim 9$  мм.

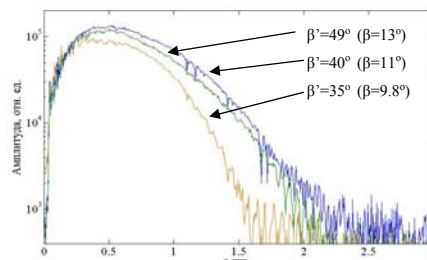


Рис. 3

Таким образом, кристалл GaAs перспективен для реализации неколлинеарной схемы электрооптического стробирования терагерцовых импульсов импульсами волоконного лазера с длиной волны 1,55 мкм. При этом оптимальным является следующий выбор параметров: толщина кристалла  $\sim 9$  мм, угол падения оптического пучка на кристалл  $\sim 40^\circ$ – $49^\circ$ , фокусное расстояние параболического зеркала  $\sim 5$  см.

[1] Nagai M. et al. // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85. P. 3974.

[2] Zhenyu Z. et al. // Opt. Express. 2010. V. 18. P. 15956.

[3] Tani M. et al. // Opt. Express. 2011. V. 19. P. 19901.

## АСИММЕТРИЧНОЕ ЧЕРЕНКОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ВОЛН УЛЬТРАКОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В КРИСТАЛЛЕ НИОБАТА ЛИТИЯ

Е.В. Свинкина, Е.А. Машкович, М.И. Бакунов

*Нижегородский госуниверситет*

Эффективным оптико-терагерцовым преобразователем является структура (рис. 1а), состоящая из кремниевой призмы и прикрепленного к ней тонкого (толщиной  $\sim 30\text{--}50$  мкм) слоя кристалла ниобата лития ( $\text{LiNbO}_3$ ) [1–3]. Фемтосекундный лазерный импульс распространяется в слое ниобата лития в виде волноводной моды и наводит в нём (за счет явления оптического выпрямления) нелинейную поляризацию, которая повторяет огибающую оптической интенсивности. Двигаясь с групповой скоростью оптического импульса, нелинейная поляризация генерирует в кремниевой призме черенковский конус широкополосного терагерцового излучения, который выводится через скошенную грань призмы в свободное пространство. Данная структура обеспечивает рекордные значения эффективности оптико-терагерцового преобразования при накачке лазерными импульсами средней (на уровне десятков мкДж) и малой (несколько нДж) энергии. Так, при использовании структуры длиной 1 см и толщиной слоя ниобата лития 35 мкм были достигнуты эффективности преобразования 0,25% (при накачке импульсами оптического усилителя с энергией 15–20 мкДж [4]) и  $0,8 \times 10^{-4}$  (при накачке импульсами оптического генератора с энергией 8 нДж [5]). Недостатком указанной схемы оптико-терагерцового преобразования является наличие провала в спектре выходного терагерцового излучения, связанного с деструктивной интерференцией терагерцовых волн, выходящих в призму из слоя ниобата лития напрямую и после отражения от нижней границы слоя.

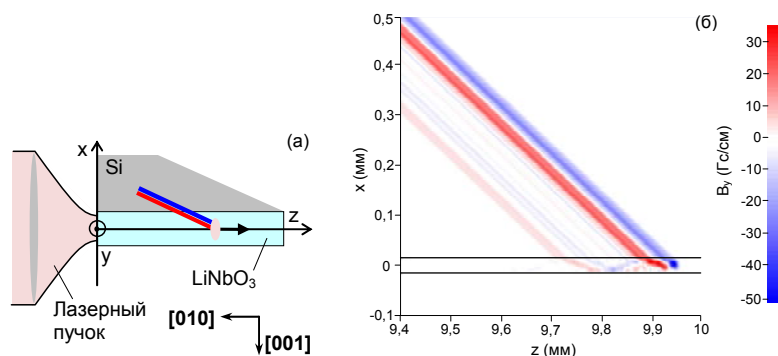


Рис. 1

В настоящей работе предложен способ устранения провала в спектре терагерцового излучения из структуры  $\text{LiNbO}_3\text{-Si}$ , основанный на эффекте асимметрии черенковского излучения в анизотропном кристалле  $\text{LiNbO}_3$  при определенной ориентации его кристаллографических осей.

Предлагаемая ориентация кристаллографических осей  $\text{LiNbO}_3$  показана на рис. 1а. Лазерный импульс поляризован вдоль оси  $x$ . В этом случае нелинейная поляризация, наводимая в кристалле, может быть представлена в виде

$$\mathbf{P}^{\text{NL}} = (p_x \mathbf{x} + p_z \mathbf{z}) F(t - z/V) G(x), \quad (1)$$

где  $G(x) = \cos^2(\pi x/a)$  – поперечный профиль основной моды диэлектрического волновода (слоя  $\text{LiNbO}_3$ ) толщины  $a$ ,  $F(t - z/V) = \exp[-(t - z/V)^2/\tau^2]$  – временная огибающая оптической интенсивности,  $V$  – групповая скорость оптического импульса,  $\tau$  – его длительность, а амплитудные множители  $p_{x,z}$  выражаются формулами

$$p_x = -d_{22} E_0^2, \quad p_z = d_{31} E_0^2 \quad (2)$$

через нелинейные коэффициенты ниобата лития  $d_{ij}$  и пиковую амплитуду оптического поля  $E_0$ . Для расчета черенковского излучения, генерируемого движущейся нелинейной поляризацией (1), решаем (с помощью преобразования Фурье по времени) уравнения Максвелла с нелинейным источником  $\sim \partial \mathbf{P}^{\text{NL}} / \partial t$  в трехслойной системе воздух- $\text{LiNbO}_3$ -Si, используя граничные условия непрерывности полей  $B_y$  и  $E_z$ . На рис. 1б приведена картина поля излучения в структуре с  $a = 30$  мкм (границы слоя  $\text{LiNbO}_3$  показаны горизонтальными линиями) при ее накачке импульсами титан-сапфирового лазера с энергией 16 мкДж и длительностью 100 фс. Видно, что черенковское излучение в направлении  $[001]$  практически отсутствует. Кроме того, из-за ТМ-поляризации черенковского излучения его отражение от границы  $\text{LiNbO}_3$ -Si является слабым.

Спектр терагерцового поля, излученного из структуры (рис. 1а), изображен на рис. 2 сплошной линией (штриховая линия – спектр для стандартной ориентации осей  $\text{LiNbO}_3$  [1–5]). Каждый спектр нормирован на свое максимальное значение. Для структуры на рис. 1а в спектре отсутствует глубокий провал на частоте  $\approx 1,5$  ТГц, характерный для стандартной ориентации осей.

Предложенная схема оптико-терагерцового преобразования на основе асимметричного черенковского излучения, обеспечивающая однородность спектра излучения, представляет интерес для терагерцовой спектроскопии.

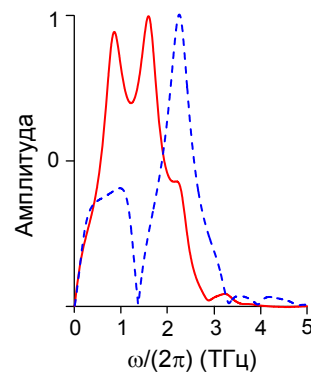


Рис. 2

- [1] Bodrov S.B., Bakunov M.I., Hangyo M. // *J. Appl. Phys.* 2008. V. 104. P. 093105.
- [2] Bodrov S.B., Stepanov A.N., Bakunov M.I. et al. // *Opt. Express.* 2009. V. 17. P. 1871.
- [3] Bakunov M.I., Bodrov S.B. // *Appl. Phys B.* 2010. V. 98. P. 1.
- [4] Bodrov S.B., Plyakov I.E., Shishkin B.V., Stepanov A.N. // *Appl. Phys. Lett.* 2012. V. 100. P. 201114.
- [5] Bakunov M.I., Mashkovich E.A., Tsarev M.V., Gorelov S.D. // *Appl. Phys. Lett.* 2012. V. 101. P. 151102.

**ЛЕКЦИОННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ ПО НАБЛЮДЕНИЮ СТРУКТУРЫ  
ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОГО ПОЛЯ ТОЧЕЧНОГО ЗАРЯДА  
ВБЛИЗИ СФЕРИЧЕСКОЙ ПРОВОДЯЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ****П.В. Казарин, Н.С. Степанов, Н.Ф. Услугин***Нижегородский госуниверситет*

При чтении курса общей физики студентам радиофизического факультета традиционно большое внимание уделяется изучению электромагнитных явлений. Наряду с изложением основных законов и экспериментальных фактов студентов знакомят с физическими моделями и методами расчета различных физических величин, сравнению полученных результатов с экспериментом. Так, при изучении электростатики студенты учатся рассчитывать электростатические поля, вначале используя принцип суперпозиции (поле системы точечных зарядов, в том числе, на примере поля диполя), а затем, при переходе к более сложным конфигурациям, знакомятся с другими методами, например, методом изображений (поле точечного заряда, расположенного вблизи плоской или, в более сложном случае, сферической проводящей поверхности). Подтверждением правильности расчетов могут служить, в частности, лекционные эксперименты по визуализации электрических полей.

Известны [1] и часто используются на лекциях демонстрации по визуализации электростатических полей с помощью взвеси крупинки манки в касторовом масле. Обычно демонстрируются поля простейших конфигураций зарядов. Данную технологию можно применить для наблюдения структуры поля точечного заряда, находящегося вблизи сферической проводящей поверхности нулевого потенциала. Известно, что подобная задача может быть решена методом изображений [2], а поле в рассматриваемой области пространства совпадает с полем, созданным в однородном пространстве двумя точечными зарядами, один из которых реальный, а второй вспомогательный – его «изображение». Величина и положение вспомогательного заряда зависят от взаимного положения реального заряда и проводящего шара, а также его радиуса.

Предлагаемый лекционный эксперимент рассчитан на демонстрацию именно того обстоятельства, что поле точечного заряда, расположенного вблизи сферической проводящей поверхности, можно «сконструировать» из полей двух точечных зарядов (реального и вспомогательного), причем положение и величина вспомогательного заряда должны быть тщательно подобраны.

Основной сложностью при реализации такого эксперимента является необходимость создания двух разных по знаку точечных зарядов с определенным отношением величин зарядов. Указанная проблема решалась путем подачи на электроды – шарики, помещенные в касторовое масло, – разных потенциалов. Для этого был изготовлен высокоомный резисторный делитель, который подключался к источнику высокого напряжения. Необходимые потенциалы с делителя подавались на электроды. Наличие высокоомного делителя позволило решить еще одну задачу, стоящую в этом эксперименте, – зафиксировать точку нулевого потенциала.

Принципиальная схема установки показана на рис. 1. Следует отметить, что поскольку слой касторового масла достаточно тонкий, то фактически в эксперименте наблюдается сечение реальной трехмерной картины плоскостью, и вместо сферы в установке можно использовать проводящее кольцо соответствующего радиуса.

Опыт проводится в следующей последовательности.

Сначала наблюдаем поле точечного заряда, находящегося вблизи проводящего кольца с нулевым потенциалом (см. рис. 2). Затем выключаем напряжение, убираем кольцо и в заранее рассчитанную точку помещаем электрод, на котором будет располагаться вспомогательный заряд-изображение. Значительная вязкость касторового масла способствует тому, что при всех этих манипуляциях с электродами в кювете первоначальная картина силовых линий (в области вне кольца) практически не изменяется. После включения высокого напряжения наблюдаем «построение» новых силовых линий вблизи вспомогательного заряда (т.е. в области, которую раньше занимало проводящее кольцо), а вне кольца картина силовых линий остается неизменной (см. рис. 3).

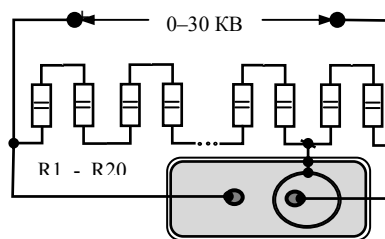


Рис. 1

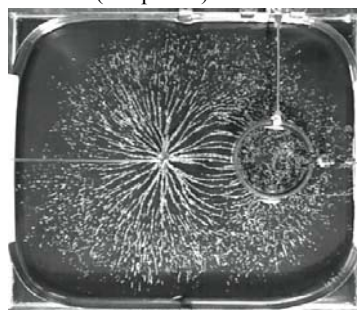


Рис. 2

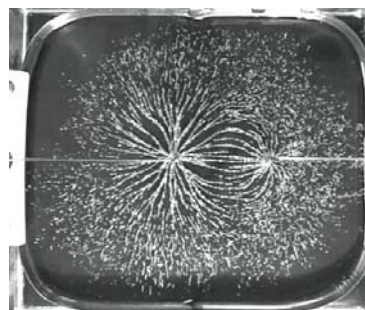


Рис. 3

Таким образом, из полей двух точечных зарядов (реального и вспомогательного) «сконструировано» поле точечного заряда, расположенного вблизи сферической проводящей поверхности, что является неплохой экспериментальной иллюстрацией метода изображений.

- [1] Лекционные демонстрации по физике / Под ред. В.И. Ивероной. – М.: Наука, 1972. 640 с.  
 [2] Сивухин Д.В. Электричество. Общий курс физики. Т.3. – М.: Наука, 2002. 656 с.

**ГЕНЕРАЦИЯ СВЕРХВЫСОКИХ ГАРМОНИК  
В СУБРЕЛЯТИВИСТСКОМ РЕЖИМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СРЕДНЕГО ИК ДИАПАЗОНА С ГАЗАМИ**

А.С. Емелина<sup>1)</sup>, М.Ю. Емелин<sup>2)</sup>, М.Ю. Рябикин<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>*Нижегородский госуниверситет*

<sup>2)</sup>*Институт прикладной физики РАН*

В последние несколько лет достигнут значительный прогресс в создании мощных фемтосекундных параметрических лазерных источников излучения в диапазоне длин волн  $\lambda = 1,5\text{--}4$  мкм [1, 2]. Создание таких источников открывает новые перспективы в исследованиях процессов взаимодействия высокоинтенсивного лазерного излучения с веществом. Пропорциональность осцилляторной энергии электрона

$$U_p = e^2 E^2 / 4m\omega^2 \sim I\lambda^2$$

квадрату длины волны лазерного излучения ( $e$  и  $m$  – заряд и масса электрона,  $E$ ,  $\omega$  и  $I$  – соответственно амплитуда электрического поля, частота и интенсивность лазерного излучения) позволяет, в частности, значительно расширить плато в спектре гармоник высокого порядка [3] в высокочастотную область при использовании источников среднего ИК диапазона. Яркой демонстрацией такой возможности стал недавний эксперимент [4], где был получен когерентный широкополосный суперконтинуум с энергиями фотонов, достигающими 1,6 кэВ при воздействии на атомы гелия излучением источника [2] с  $\lambda = 3,9$  мкм. Эксперименты [4] проводились при относительно невысокой ( $3,3 \times 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>) пиковой интенсивности лазерных импульсов, что позволило за счет малости плазменной дисперсии достичь фазового синхронизма при генерации гармоник высокого порядка (ГГВП) в волноводе, наполненном газом при высоком давлении. Настоящая работа посвящена исследованию особенностей ГГВП среднего ИК диапазона при более высоких интенсивностях лазерного излучения с целью определения максимальной ширины спектра ГГВП, которая (при соответствующем решении проблемы фазового синхронизма или квазисинхронизма) может быть получена с использованием мощных лазерных источников среднего ИК диапазона.

Основными факторами, которые могут на уровне отдельных атомарных излучателей ограничивать выход гармоник и ширину их спектра при ГГВП в поле высокоинтенсивного лазерного излучения среднего ИК диапазона, оказываются: а) опустошение атомарных уровней при интенсивностях, значительно превышающих порог ионизации [5], и б) влияние магнитного поля лазерного излучения, приводящее к отклонению («магнитному дрейфу») траекторий электронов, движущихся с субрелятивистскими скоростями, от прямолинейных [6, 7]. Для аналитического описания ГГВП с учетом обоих вышеупомянутых факторов нами предложена модификация широко используемого приближения сильного поля [8], учитывающая опустошение связанного состояния атома (с использованием выражения для скорости туннельной ионизации с поправкой на надбарьерный отрыв электрона [9]) и добавку к фазе индуцируемого дипольного момента, обусловленную магнитным

дрейфом электрона в направлении распространения лазерного излучения [7]. Проведенные расчеты показали, что при заданной величине  $\lambda$  относительная роль рассмотренных ограничивающих факторов зависит от потенциала ионизации  $I_p$  атомной системы. Так, при  $\lambda = 3,9$  мкм для атомарного гелия ( $I_p = 24,6$  эВ) доминирующим фактором, ограничивающим эффективность ГВВП, является опустошение атомарных уровней; выход гармоник ступенчатым образом спадает с их номером, см. рис. 1(а); наиболее эффективно генерируются гармоники с энергиями фотонов до  $\sim 5$  кэВ, см. рис. 1(б). Роль магнитного поля импульса быстро возрастает с ростом  $I_p$ : для ионизованного гелия ( $I_p = 54,4$  эВ) при  $\lambda = 3,9$  мкм этот эффект доминирует во всем диапазоне интенсивностей лазерного излучения и приводит к формированию дугообразного спектра ГВВП, см. рис. 1(в); при оптимальных условиях могут эффективно генерироваться гармоники с энергиями фотонов до 15–20 кэВ, см. рис. 1(г).

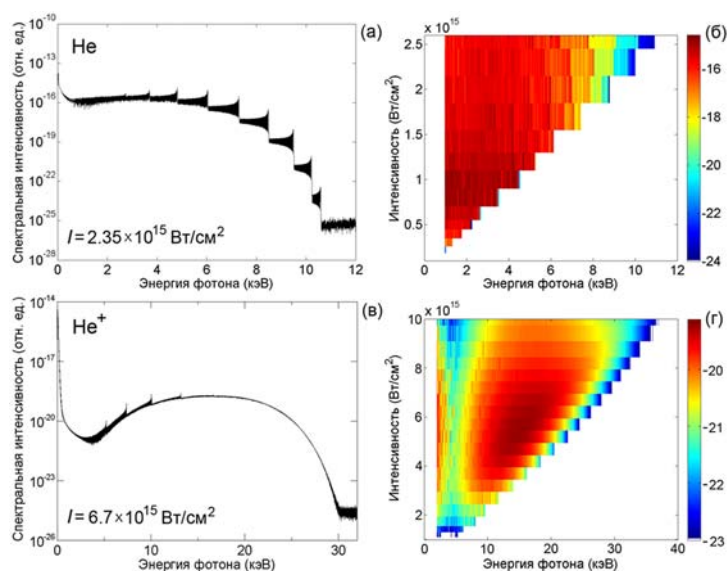


Рис. 1

- [1] Schmidt B.T. et al. // Appl. Phys. Lett. 2010. V. 96, No. 12. P. 121109.
- [2] Andriukaitis G. et al. // Opt. Lett. 2011. V. 36, No. 15. P. 2755.
- [3] Corkum P.B. // Phys. Rev. Lett. 1993. V. 71, No. 13. P. 1994.
- [4] Popmintchev T. et al. // Science. 2012. V. 336. P. 1287.
- [5] Strelkov V.V. et al. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2006. V. 39, No. 3. P. 577.
- [6] Ким А.В., Рябкин М.Ю., Сергеев А.М. // УФН. 1999. Т. 169, № 1. С.58.
- [7] Walser M.W. et al. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85, No. 24. P. 5082.
- [8] Lewenstein M. et al. // Phys. Rev. A. 1994. V. 49, No. 3. P. 2117.
- [9] Tong X.M., Lin C.D. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2005. V. 38, No. 15. P. 2593.

## ГЕНЕРАЦИЯ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СФОКУСИРОВАННЫМИ УЛЬТРАКОРОТКИМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ В ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИХ СРЕДАХ

С.А. Сычугин, М.И. Бакунов

*Нижегородский госуниверситет*

Черенковское излучение терагерцовых волн в электрооптических средах с помощью фемтосекундных лазерных импульсов является проверенным методом генерации терагерцового излучения, в основе которого лежит нелинейный эффект оптического выпрямления [1]. Сам процесс генерации включает в себя множество элементарных физических явлений, которые необходимо учитывать и описывать в исследованиях. В настоящей работе более подробно исследовано явление дифракционного расплывания оптического пучка вследствие фокусировки при распространении в электрооптических средах.

Чаще всего в теоретических работах используется предположение о том, что оптический импульс распространяется без изменения поперечного размера. Однако обычно в эксперименте для получения высокой интенсивности, необходимой для нелинейного отклика среды, используется острая фокусировка лазерного пучка [2]. Изменение поперечного размера сфокусированного оптического импульса вдоль направления распространения приводит к значительному изменению оптической интенсивности. Следовательно, вклад в генерацию терагерцового поля будет вносить лишь небольшая часть лазерного пучка в окрестности перетяжки. Таким образом, уменьшение размера перетяжки, с одной стороны, увеличивает интенсивность в фокусе, а с другой – сокращает область излучения. Возникает вопрос об оптимальной фокусировке, необходимой для достижения максимального оптико-терагерцового преобразования.

В настоящей работе обобщается теория терагерцового черенковского излучения на близкий к практически реализуемому случай, когда ультракороткие лазерные импульсы распространяются как гауссов пучок.

Записываем нелинейную поляризацию, наводимую в электрооптическом кристалле, как

$$\mathbf{P}^{\text{NL}} = \mathbf{p} \frac{a_0}{a(z)} e^{-x^2/a^2(z)} e^{-(t-z/V)^2/\tau^2}, \quad (1)$$

где  $a(z) = a_0(1 + z^2/l_d^2)^{1/2}$ ,  $l_d = ka_0^2$ . Решая уравнения Максвелла с нелинейным источником  $\mathbf{P}^{\text{NL}}$  (1) и используя метод медленно меняющихся амплитуд, получим выражение для фурье-компоненты электрического поля:

$$\tilde{E}_y(z, g, \omega) = \frac{2\pi\omega^2}{ik_z c^2} \int_{-\infty}^z dz' \tilde{P}^{\text{NL}}(z', g, \omega) e^{-ik_z(z-z')}. \quad (2)$$

Затем, выполнив двойное обратное преобразование Фурье, получим искомую компоненту электрического поля  $E_y$  и построим картину терагерцового излучения.

На рис. 1 представлен результат электродинамического расчета поля излучения при следующих параметрах:  $I_0 = 10$  ГВт/см,  $a_{\text{FWHM}} = 10$  мкм,  $\tau_{\text{FWHM}} = 200$  фс,



$\lambda(\text{Ti:Sapphire}) = 800$  нм. Неоднородность амплитуды электрического поля является результатом изменяющейся вдоль пучка оптической интенсивности. На рис. 2 представлена зависимость полной излученной терагерцовой энергии от размера перетяжки  $a_{\text{FWHM}}$  в случае бездиссипативной среды. Для каждой длительности импульса  $\tau_{\text{FWHM}}$  существует оптимальное значение  $a_{\text{FWHM}}$ .

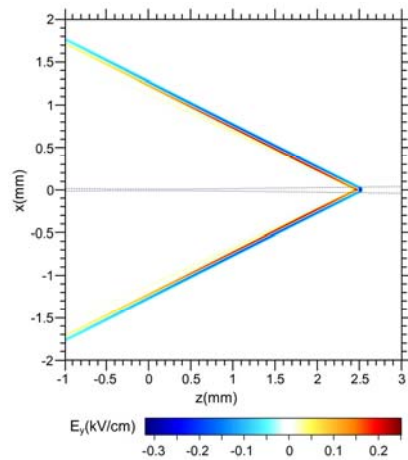


Рис. 1. Мгновенный снимок электрического поля. Пунктирная линия обозначает лазерный пучок

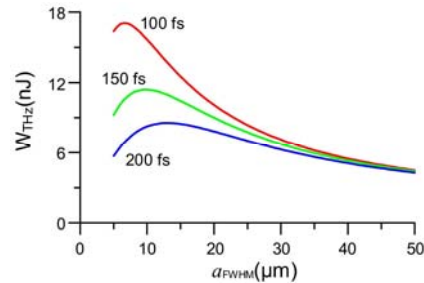


Рис. 2. Терагерцовая энергия  $W_{\text{THz}}$  как функция перетяжки  $a_{\text{FWHM}}$  для разных длительностей  $\tau_{\text{FWHM}}$  и постоянной энергии оптического импульса  $W_{\text{opt}} = 3,6$  мкДж

- [1] Auston D.H., Cheung K.P., Valdmanis J.A., Kleinman D.S. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 1555.  
 [2] Bakunov M.I., Mashkovich E.A., Tsarev M.V., Gorelov S.D. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 101. P. 151102.

## ЛЕКЦИОННЫЕ ОПЫТЫ, ДЕМОНИСТРИРУЮЩИЕ ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА ИЗОБРАЖЕНИЙ В ЭЛЕКТРОСТАТИКЕ

И.В. Гребенев, П.В. Казарин, Н.Ф. Услугин

*Нижегородский госуниверситет*

Обучение решению задач является неотъемлемым элементом процесса преподавания физики. При этом одинаково важно учить студентов как искать нестандартные решения, так и, напротив, осваивать стандартные методы. Одним из таких стандартных методов является метод изображений (метод зеркальных изображений), применяемый при расчете электростатических полей. Студенты физических

специальностей традиционно посвящают несколько занятий освоению этого метода. Тем не менее, указанный материал оказывается достаточно сложным для усвоения основной массой студентов. Поэтому лекционные эксперименты, наглядно поясняющие, что электростатическое поле в некоторой области пространства не меняется при замене реальной конфигурации проводников системой точечных зарядов (реального и его «изображений») могут быть весьма полезными. В рассматриваемом эксперименте использовалась наиболее простая конфигурация зарядов и проводников, описанная в большинстве учебников по электромагнетизму [1, 2] – точечный заряд, находящийся вблизи плоской проводящей поверхности нулевого потенциала. Как известно, решение подобной задачи сводится к нахождению поля двух точечных зарядов, расположенных в однородном пространстве. Один из этих зарядов – реальный, а второй, его изображение, – заряд, равный по величине, но противоположного знака, расположенный в зеркальной точке относительно поверхности проводника.

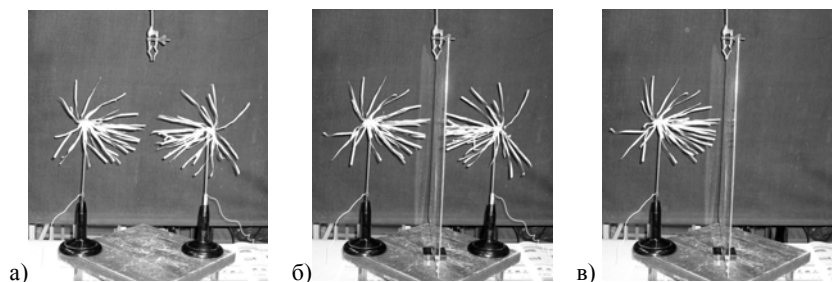


Рис. 1

В первом опыте для визуализации электрического поля используются электростатические султаны [3], а источником напряжения служит электрофорная машина. Сначала два таких султана, расположенных на достаточно большом расстоянии друг от друга, заряжаются электричеством разных знаков от разных кондукторов электрофорной машины. Наэлектризованные полоски папиросной бумаги от султанов (индикаторные полоски) распрямляются и становятся похожими на картину силовых линий точечных зарядов.

Придвигаем султаны друг к другу и наблюдаем, что за счет взаимного влияния зарядов на этих султанах индикаторные полоски меняют форму, их взаимное положение и все они вместе становятся похожими на силовые линии электрического диполя (см. рис. 1а). Помещаем заземленную проводящую пластину точно посередине между султанами, картина силовых линий (т.е. положение индикаторных полосок) не изменилась (см. рис. 1б). Убираем один из султанов и видим, что электрическое поле в той части пространства, где остался точечный заряд, т.е. электростатический султан, опять не изменилось и подобно полю электрического диполя (см. рис. 1в), хотя теперь это поле формируется точечным зарядом и зарядами, наведенными на проводящей поверхности.

Более информативное представление о распределении силовых линий электрического поля даёт картина, в которой визуализация этих линий получена взвесью крупинок в жидком диэлектрике [3]. Опыты проводятся традиционным способом: в

небольшой кювете из оргстекла устанавливаются электроды (небольшие металлические шарики), имитирующие точечные заряды. Наливается небольшой слой касторового масла и насыпаются крупинки манки. В качестве источника высокого напряжения (20–30 кВ) используем стандартный источник высокого напряжения, нагруженный на высокоомный резисторный делитель со средней точкой. Расположенная по внутреннему периметру кюветы проводящая обкладка (замкнутая металлическая лента) соединена со средней точкой делителя, являясь поверхностью «нулевого» потенциала.

В данной установке последовательность демонстрации может быть «обратной» по сравнению с экспериментами с султанами. Сначала наблюдается поле точечного заряда, находящегося вблизи проводящей плоскости, затем в «зеркальную» точку помещается заряд противоположного знака и, после формирования изображения картины поля, убира-

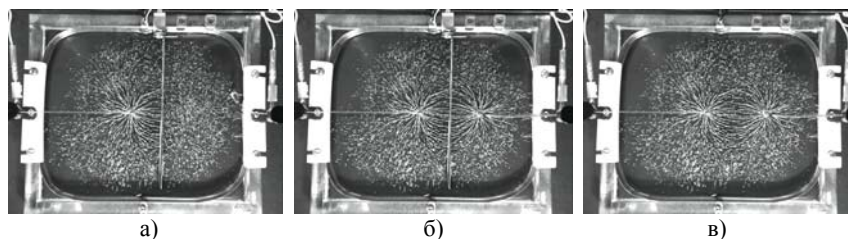


Рис. 2

ется проводящая пластина (плоскость). Внимание студентов обращается на то, что при всех этих манипуляциях электрическое поле в области расположения первого заряда не меняется. Полученные изображения приведены на рис. 2а–в.

- [1] Калашников С.Г. Электричество. – М.: Наука, 1985. 576 с.
- [2] Парселл Э. Электричество и магнетизм. – М.: Наука, 1975. 440 с.
- [3] Лекционные демонстрации по физике / Под ред. В.И. Ивероновой. – М.: Наука, 1972. 640 с.

#### **ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ФАЗОВОГО СДВИГА ГУИ ПРИ ФОКУСИРОВКЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ТЕРАГЕРЦОВЫХ ИМПУЛЬСОВ**

**С.Н. Жуков, Н.Е. Михайлычев**

*Нижегородский госуниверситет*

Фокусировка терагерцовых импульсов является неотъемлемым этапом процесса широкополосной терагерцовой спектроскопии – быстро развивающегося перспективного в плане практического применения направления исследований. При этом важна не только частотная, но и фазовая картина зондирующего импульса, которая может изменяться при фокусировке. Один из таких широко известных фазовых эффектов, возникающих при фокусировке терагерцовых импульсов, – сдвиг фазы Гуи [1], заключающийся в изменении сдвига фаз импульса по отношению к плоской волне при прохож-

дении через фокус вследствие конечной ширины импульса. Выполним моделирование данного эффекта методом конечных разностей во временной области [2] на примере гауссова пучка, для которого имеется теоретически выведенная зависимость сдвига фазы Гуй от характеристической ширины импульса [1]:

$$\varphi_G = -\operatorname{arctg} \frac{z}{z_R}.$$

Рассмотрим систему, представленную на рис. 1. Терагерцовый импульс, генерируемый в точке  $z = 0$ , падает на плоско-выпуклую цилиндрическую линзу ширины  $2R$  и радиуса кривизны  $R_L$  с фокусным расстоянием  $F$ , расположенную в точке  $z = z_1$ .

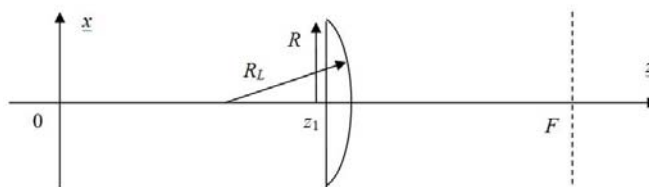


Рис. 1

В качестве модельного будем использовать ультракороткий импульс с гауссовым профилем и гауссовой огибающей:

$$f(z, x, t) = Ae^{-\frac{x^2}{l_x^2}} e^{-\frac{t^2}{\tau^2}} \sin(\omega_0 t - k_z z).$$

Распространение и фокусировка как импульса, так и плоской волны моделировались с помощью метода конечных разностей во временной области, после чего в нужных точках на оптической оси получались временные формы, от которых посредством преобразования Фурье производился переход в частотную область и расчет фазы. Результаты эксперимента представлены на рис. 2. Видно, что качественно фаза изменяется так, как и предсказано теоретически, количественные изменения также соответствуют теоретически рассчитанной величине для случая цилиндрической симметрии.

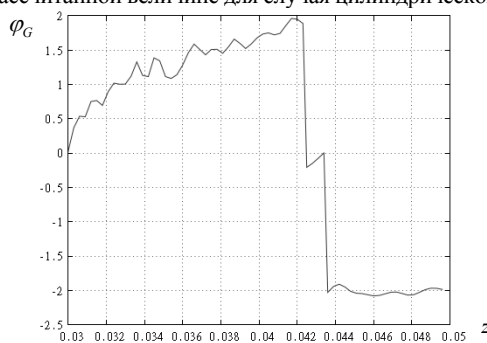


Рис. 2

Таким образом, было проведено численное моделирование фокусировки ультракороткого терагерцового гауссова импульса, выполнены наблюдения эффекта сдвига фаз Гуи при переходе импульса через фокус. Показана возможность применения метода FDTD для моделирования фазовых эффектов при фокусировке ультракоротких терагерцовых импульсов.

[1] Feng S., Winful H. G. // Opt. Lett. 2001. V. 26. P. 485.

[2] Yee K. // IEEE Trans. on Anten. and Propag. 1966. V. 14. P. 302.

## ВЫВОД УРАВНЕНИЯ ДИФфуЗИИ ПАССИВНОЙ ПРИМЕСИ НА ПОВЕРХНОСТИ ТУРБУЛЕНТНОЙ ЖИДКОСТИ

Н.С. Павлычев, Е.З. Грибова

*Нижегородский госуниверситет*

Нефть и нефтепродукты являются основными загрязняющими веществами в мировом океане. При разливе нефти вследствие, например, аварийной ситуации на буровой установке для проведения операции по снижению негативного воздействия на экосистему возникает задача описания распространения нефтяных пятен в море. Диффузия является одним из важнейших факторов формирования поля примеси в морской воде, поэтому знание её закономерностей необходимо для решения данной проблемы [1].

Рассмотрим каплю пассивной плавучей примеси, попадающую на поверхность турбулентной жидкости. Договоримся называть «лучами» линии среднего движения примеси, а «волновыми фронтами» – линии, перпендикулярные лучам. Лучи и волновые фронты образуют криволинейную систему координат  $(\alpha, \beta)$ . Пусть  $ds$  – длина дуги вдоль луча, тогда

$$c = \frac{ds}{d\alpha} \quad (1)$$

– величина, характеризующая скорость примеси. Аналогично, обозначим длину элементарного участка вдоль волнового фронта  $d\eta$ , тогда

$$J = \frac{d\eta}{d\beta} \quad (2)$$

– величина, характеризующая «расходимость» лучей. Из геометрии задачи можно найти наклон лучей:

$$d\theta = -\frac{1}{J} \frac{dc}{d\beta} d\alpha, \quad (3)$$

$$d\theta = \frac{1}{c} \frac{dJ}{d\alpha} d\beta. \quad (4)$$

Используя (1) и (2), из (3), (4) получаем уравнение

$$c \frac{\partial^2 J}{\partial s^2} + J \frac{\partial^2 c}{\partial \eta^2} = 0. \quad (5)$$

Представим скорость в виде  $c = c_0 + \sigma \tilde{c}'$ , где  $c_0$  – средняя скорость,  $\tilde{c}'$  – скорость, обусловленная турбулентными пульсациями,  $0 < \sigma < 1$ . Тогда, вводя новую функцию

$$U = \frac{\partial J}{\partial s}$$

и отбрасывая слагаемые порядка  $o(\sigma^2)$  как второй порядок малости, из (3) получим

$$\frac{\partial J}{\partial s} = U, \quad (6)$$

$$\frac{\partial U}{\partial s} = J \xi(s, \eta), \quad (7)$$

$$\xi(s, \eta) = -\frac{\sigma}{c_0} \frac{\partial^2 \tilde{c}'}{\partial \eta^2}.$$

Для случайной функции  $\xi(s, \eta)$  зададим свойства:

$$\langle \xi(s, \eta) \rangle = 0, \quad \langle \xi(s, \eta) \xi(s+x, \eta+y) \rangle = B_\xi(x, y),$$

где  $B_\xi(x, y)$  – заданная функция. Здесь угловые скобки означают усреднение по ансамблю реализаций случайной функции  $\xi(s, \eta)$ .

Следуя методике вывода диффузионного уравнения из работы [2], получаем следующее уравнение для совместной плотности вероятностей функций  $J(s)$  и  $U(s)$ :

$$\frac{\partial W}{\partial s} + U \frac{\partial W}{\partial J} = D_1 J^2 \frac{\partial^2 W}{\partial U^2} + D_2 J \frac{\partial^2 (UW)}{\partial U^2},$$

$$D_1 = \int_{-\infty}^0 B_\xi(\tau_s, 0) d\tau_s, \quad D_2 = \int_{-\infty}^0 \tau_s B_\xi(\tau_s, 0) d\tau_s.$$

Аналитическое решение полученного уравнения неизвестно, поэтому предполагается его численное решение при различных корреляционных функциях.

- [1] Озмидов Р.В. Диффузия примесей в океане. – Ленинград: Гидрометеоздат, 1986. С. 4, 190.  
 [2] Грибова Е.З., Саичев А.И. Физический подход к анализу диффузии частиц: монография. – Н. Новгород: Изд-во Нижегородского гос. ун-та, 2012. С. 33.

### ПРОЯВЛЕНИЯ АНОМАЛЬНОГО РАДИАЦИОННОГО ЗАХВАТА ПРИ КАСКАДНОЙ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР В ПЛОСКОЙ СТОЯЧЕЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЕ

А.А. Муравьев, А.В. Башинов, А.А. Гоносков, Е.С. Ефименко,  
 А.В. Ким, А.М. Сергеев

*Институт прикладной физики РАН*

Недавние теоретические исследования динамики заряженных частиц в сверхсильных лазерных полях показали, что влияние радиационного торможения может приводить к

захвату и удержанию частиц вблизи пространственного максимума электрического поля стоячей линейно поляризованной электромагнитной волны [1]. Это явление получило название аномального радиационного захвата (anomalous radiative trapping (ART)), так как слабое влияние радиационного торможения, как и пондеромоторное воздействие при малых амплитудах стоячей волны, напротив, приводит к удержанию частиц вблизи минимума электрического поля. Однако при интенсивностях поля, достаточных для проявления ART, за счет квантовых процессов излучения жестких фотонов и рождения ими электрон-позитронных пар возможно лавинообразное рождение частиц (электромагнитный каскад). Это может оказывать значительное влияние на проявления эффекта ART.

В данной работе исследуется эффект ART в условиях развития электромагнитного каскада в плоской стоячей линейно поляризованной волне в контексте возможных экспериментов на проектируемых лазерных комплексах следующего поколения. Для этого проводится численное моделирование на основе метода частиц в ячейках. Постановка задачи такова: две встречные плоские линейно поляризованные волны набегает на электрон-позитронную плазму низкой концентрации. Огибающие волн выходят на постоянное значение за время порядка периода поля. Требуется установить, существенную ли роль играет ART в развитии каскада.

Для того чтобы увидеть нормальный и аномальный радиационный захват частиц, сперва был проведен ряд численных экспериментов в описанной выше схеме без учета рождения новых частиц. Расчеты проводились при двух значениях амплитуды волны  $a$ , равных 500 и 5000 в релятивистских единицах, и в различных геометриях, определяющих, в какой области окажутся частицы во время формирования стоячей волны. Как и ожидалось, расчеты показали, что независимо от геометрии через некоторое время частицы группируются вблизи минимума электрического поля для  $a=500$  и вблизи максимума электрического поля для  $a=5000$ .

Для исследования влияния на эффект ART квантовых процессов излучения жестких фотонов и рождения ими электрон-позитронных пар был проведен аналогичный расчет, но с учётом упомянутых процессов.

Первое различие результатов состоит в том, что в этом случае очень быстро растёт концентрация частиц, поэтому в установившемся режиме такого каскада в любой момент времени подавляющее большинство частиц было рождено в течение последнего полупериода поля.

Второе различие заключается в том, что вблизи временного максимума магнитного поля распределение частиц по продольной координате имеет 2 максимума со значительным (в несколько раз) провалом посередине. В расчете без учета генерации каскадов такое распределение частиц хоть и уширилось в моменты максимума магнитного поля, но всегда оставался один четко выраженный максимум.

Важно, что в обоих расчетах концентрация частиц была недостаточной для значительной деформации поля. Можно сказать, что расчеты проводились в заданных (а главное одинаковых) полях. Таким образом, было установлено, что с учетом квантовых процессов, приводящих к рождению лавин электрон-позитронных пар, эффект ART проявляется, по крайней мере, иным образом (если проявляется).

Закономерно возникает вопрос о роли эффекта ART на фоне быстрого роста числа частиц: является ли локализация частиц вблизи максимума электрического

поля следствием перераспределения частиц под действием механизма ART или следствием в основном увеличенного темпа рождения частиц в этой области?

Для ответа на этот вопрос было изучено поведение ансамбля частиц. Было установлено, что распределение с двумя максимумами и провалом посередине образуется за счет быстрого роста количества частиц примерно посередине между пространственными максимумами электрического и магнитного полей вблизи временного максимума магнитного поля. Однако в большинстве расчетов видно, что затем (вблизи временного максимума электрического поля) частицы уходят из этой области к максимуму электрического поля (в котором помимо этого идет развитие каскада). Это объясняется именно аномальным радиационным захватом.

Чтобы дать численную характеристику относительной роли эффекта ART, был введен параметр  $k$ , равный отношению концентрации частиц в точке бокового максимума в момент наиболее ярко выраженного центрального максимума к концентрации в той же точке в предшествующий момент наиболее ярко выраженного бокового максимума. Значения  $k > 1$  соответствуют малой роли эффекта ART. Параметр  $k$  был построен в зависимости от безразмерной амплитуды поля  $a$  (см. рис.). Как видно из графика,  $k < 1$  при всех амплитудах поля. Наибольшее подавление эффекта ART достигается при  $a \approx 5000$ . При более высоких амплитудах эффект захвата более силен, в то время как при низких темп роста количества частиц недостаточен.

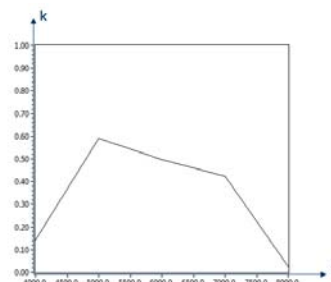


Рис.

Таким образом, эффект ART играет существенную роль в формировании распределения частиц. Более того, каскад развивается именно в тех местах и в те моменты времени, куда за счет ART смещаются захваченные частицы (речь идет об уширениях распределения частиц вблизи временного максимума магнитного поля в расчетах без учета квантовых процессов). Это позволяет утверждать, что развитие каскада и эффект ART не только не исключают, но и усиливают друг друга.

[1] Gonoskov A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. P. 014801.

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЛАБОРАТОРНОГО ОБРАЗЦА ЛАЗЕРА НА ОСНОВЕ КЕРАМИКИ $Tm^{3+}:Lu_2O_3$ ДЛЯ ХИРУРГИИ

И.Д. Еранов<sup>1)</sup>, О.Л. Антипов<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Нижегородский госуниверситет

<sup>2)</sup>Институт прикладной физики РАН

Лазерное излучение на длине волны  $\sim 2$  мкм может применяться в хирургии, поскольку оно хорошо поглощается водой (которая составляет 70–80% биологиче-



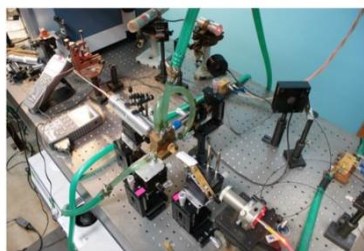


Рис. 1

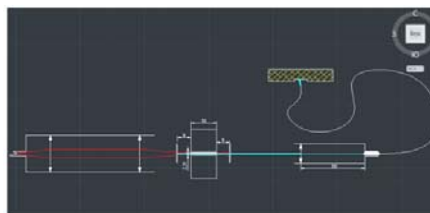


Рис. 2

ских тканей) и имеет малые потери при распространении в кварцевых оптических волокнах, пригодных для транспортировки излучения в зону воздействия [1, 2]. Лазеры на основе кристаллов, стёкол и керамики, легированных ионами  $Tm^{3+}$ , являются наиболее перспективными для генерации двухмикронного излучения, поскольку наряду с сильной линией люминесценции в этом диапазоне они имеют сильную и широкую полосу поглощения вблизи 800 нм, идеальную для накачки мощными коммерчески доступными лазерными диодами. Эффект кросс-релаксации обеспечивает заселение верхнего лазерного уровня двухмикронного «лазерного» перехода.

Созданный в ИПФ РАН лабораторный образец лазера состоял из стержня из керамики  $Tm^{3+}:Lu_2O_3$  и двух зеркал (рис. 1 и 2). В качестве источника накачки использовался диодный лазер, излучающий на длине волны  $\lambda \sim 795$  нм, с волоконным выходом и максимальной мощностью излучения до 45 Вт. Длина волны излучения накачки настраивалась на достижение максимальной мощности генерации путем регулирования температуры лазерного диода. Пучок излучения диодных линеек, выходящий из многомодового волокна, фокусировался линзовым телескопом, состоящим из двух линз, внутрь керамики  $Tm^{3+}:Lu_2O_3$  через входное зеркало. Резонатор лазера был образован двумя плоскими зеркалами. Лазерные элементы и резонатор были оптимизированы так, чтобы получить максимальную выходную мощность и высокую эффективность преобразования. В результате процесса оптимизации лазера получена генерация в непрерывном режиме на  $\lambda = 2067$  нм с максимальной выходной мощностью 12 Вт. Излучение генерации фокусировалось в кварцевое оптическое волокно с низким содержанием ОН-групп и диаметром световода 600 мкм, максимальная выходная мощность на выходе волокна составила 10 Вт.

Для исследования лазерной резки биоматериала были взяты образцы биотканей *ex-vivo*: сердце, печень, почки, легкое. Было сделано несколько разрезов при максимальной мощности генерации в 10 Вт (рис. 3). Скорость разреза примерно равна двум сантиметрам за секунду, разрез производился контактным образом. Образцы биотканей были заморожены в криотоме и разрезаны в области



Рис. 3

лазерной обработки на пластинки толщиной в ~20 мкм. После этого полученные образцы были сфотографированы и подробно изучены.

На рис. 4 обозначены области биоткани вблизи удалённой зоны: 1) карбонизации, 2) коагуляции – область, где свернулся белок, 3) вапоризации – область, откуда испарилась часть жидкости, 4) неповрежденная область. Малая область карбонизации благоприятна для быстрого заживления области разреза. В областях коагуляции и вапоризации происходит «сварка» кровеносных сосудов, что благоприятно для уменьшения кровопотерь при операции.

Таким образом, было исследовано использование  $Tm^{3+}:Lu_2O_3$  лазера для резки биоткани *ex-vivo*. Продемонстрирована хорошая скорость удаления (абляции) материала с малой областью карбонизации при достаточной для сворачивания сосудов зоне коагуляции и вапоризации.

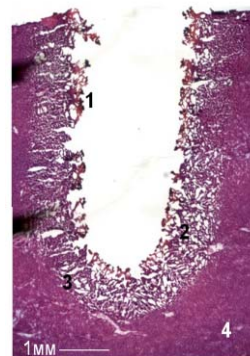


Рис. 4

[1] Scholle K., Lamrini S., Koopmann P., Fuhrberg P. // *Frontiers in Guided Wave Opt. and Optoelectron.* 2010. P. 471.

[2] Antipov O.L., Zakharov N.G., et al. // *Med. Las. Appl.* 2011. P. 67.

### ИССЛЕДОВАНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ В УСЛОВИЯХ МЕЛКОЙ ВОДЫ ОБОБЩЁННЫМ СПЕКТРАЛЬНО-АНАЛИТИЧЕСКИМ МЕТОДОМ

А.К. Бритенков<sup>1)</sup>, Н.С. Степанов<sup>1)</sup>, К.В. Власова<sup>1,2)</sup>

<sup>1)</sup>Нижегородский госуниверситет

<sup>2)</sup>Институт прикладной физики РАН

В работе рассмотрена задача о распространении звуковых волн в тонком слое слабо-диспергирующей среды (как это принято в гидроакустике) [1], состоящей из свободного пространства и отражающей поверхности (рис. 1). Моделирование реверберации проведено на примере сигналов в виде функций  $\varphi_n(t)$ , составляющих ядро обобщённого спектрально-аналитического метода (ОСАМ), в частности, функций Лагерра и Эрмита [2] и подобных. Излучаемый сигнал  $S(t)$  длительностью  $T$  на пути распространения к приёмнику отражается и складывается с прямым сигналом. Результирующий  $S^*(t)$  (искаженный сигнал



Рис. 1

относительно  $S(t)$  в точке приёма содержит две компоненты

$$S^*(t) = S(t) + \alpha S(t - \tau), \quad 0 \leq t \leq T, \tau \ll T, \quad (1)$$

где  $\alpha$  – коэффициент потерь;  $\tau$  – задержка во времени. Данную модель можно усложнить [3], например, введя дополнительные отражающие поверхности с шумом

$$S^*(t) = \alpha_0 S(t) + \sum_{i=1}^N \alpha_i S(t - \tau_i) = \sum_{i=0}^N \alpha_i S(t - \tau_i) + \eta(t), \quad (2)$$

где  $\alpha_i$  – коэффициенты потерь;  $\tau_i$  – задержка во времени одного отражения,  $N$  – число отражений,  $\eta(t)$  – случайный шум или, с учетом эффекта Доплера, вызываемый движением границы. Так, деформация (искажение) исходного сигнала в отсутствие дисперсии в мелкой воде при отражении от движущейся поверхности

$$S^*(t) = \alpha_0 S(t) + \sum_{i=1}^N \alpha_i S\left(t - \tau_i \left(1 + \frac{v_i}{c}\right)\right), \quad (3)$$

где  $c$  – скорость звука в воде,  $v_i$  – скорость движения  $i$ -й отражающей поверхности в направлении гидроакустического канала (например, скорость поверхностных волн или течения). Модель (2) справедлива только в отсутствие дисперсии среды [1, 3], однако моделирование согласно (3) скоростей движения границы (ветровых волн) и звука в воде  $v_i/c$  в пределах  $0,2 \cdot 10^{-2} \div 1,0 \cdot 10^{-2}$  приводит к незначительному искажению сигнала (по амплитуде) по сравнению со случаем неподвижной границы, что показано на рис. 2, где более светлым цветом отмечен сигнал в виде функции Эрмита 50-го порядка, а более темным – разность между ним и таким же сигналом, отражённым от движущейся границы (с такими же  $\alpha$  и  $\tau$ ).

Выделение полезного сигнала на фоне помехи возможно только при известных значениях  $\alpha$  и  $\tau$  [3, 4]. Для их поиска можно использовать распространённый в гидро-, виброакустике [3] и гидролокации [5] метод тестовых импульсов, пропуская через среду специальные сигналы до передачи  $S(t)$ . Если в качестве таких импульсов взять ортогональные базисные функции высокого порядка  $\varphi_n(t)$ , то в силу свойств ОСАМ [2] определение величин  $\alpha$  и  $\tau$  сводится к системе  $2N$  уравнений [4] (вообще говоря, нелинейных) вида

$$\begin{cases} a_n = \alpha R_{\varphi\varphi}^n(\tau) \\ a_m = \alpha R_{\varphi\varphi}^m(\tau) \end{cases}, \text{ где } a_n = \frac{(A_n - 1)}{(T - t_0)} \|\varphi_n\|^2, \quad (4)$$

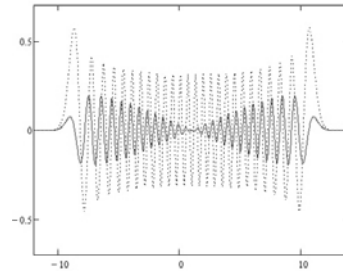


Рис. 2

$R_{\varphi\varphi}^n(t)$  – функция корреляции для  $\varphi_n(t)$ ,  $A_n$  – коэффициент разложения попавшего в приёмник тестового импульса по базису  $\varphi_n(t)$ . После решения системы (4) относительно  $\alpha$  и  $\tau$  восстановление  $S(t)$  можно реализовать с помощью итерационного (обратного к (1) или (2) преобразования [4]) или на основе преобразования Фурье для сдвига функции. При этом шумы  $\eta(t)$ , присутствующие в сигнале  $S^*(t)$ , после очищения его от реверберации восстанавливаются наряду с самим сигналом.

Таким образом, несмотря на достаточную точность восстановления сигнала (совпадающую с точностью определения  $\alpha$  и  $\tau$ ), для подавления широкополосного случайного шума требуется дополнительная фильтрация очищенного от реверберации сигнала.

- [1] Мэзон У., Терстон Р. Физическая акустика. Т. IV. – М.: Мир, 1972. 425 с.
- [2] Дедус Ф.Ф., Махортых С.А., Устинин М.Н., Дедус А.Ф. Обобщённый спектрально-аналитический метод обработки информационных массивов. – М.: Машиностроение, 1999. 357 с.
- [3] Зверев В.А., Стромков А.А. Выделение сигналов из помехи численными методами. – Н.Новгород: Изд-во ИПФ РАН, 2001. 188 с.
- [4] Бритенков А.К., Панкратов А.Н. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2006. Вып. 1(4). С. 50.
- [5] Зверев В.А., Никитина Н.Е. // Акустич. журнал. 2006. № 4. С. 480.