

Генерация терагерцового излучения при аксиконной фокусировке ионизирующих лазерных импульсов

Р. А. Ахмеджанов, И. Е. Иляков, В. А. Миронов, Е. В. Суворов, Д. А. Фадеев, Б. В. Шишкин

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 10 сентября 2008 г.

Представлены экспериментальные результаты по генерации терагерцового излучения при пробое газов квазимонохроматическими мощными лазерными импульсами в условиях фокусировки аксиконной линзой. Построена теоретическая модель генерации терагерцового излучения, включающая нелинейное взаимодействие фемтосекундного импульса с ионизуемым газом и возбуждение поперечных колебаний плазменного столба. Проведено сравнение результатов теоретического исследования с данными эксперимента.

PACS: 41.60.—m, 52.38.—r

Введение. В последнее время ведутся активные исследования возможности использования терагерцового излучения в области материаловедения, контроля состояния окружающей среды, дистанционной идентификации взрывчатых и опасных химических веществ и т.д. [1]. Неионизирующий характер терагерцового излучения (ТИ) открывает широкие возможности для его использования в биологии и медицине; прошедшее и отраженное от биологических объектов излучение несет значительную информацию для анализа. Измеряя спектральные характеристики (амплитудные и фазовые) прошедшего излучения (например, time-domain-методами), удается исследовать структурные особенности объектов.

Один из перспективных методов генерации ТИ связан с детектированием фемтосекундных лазерных импульсов при оптическом пробое газов [2–5]. В работе [6] и последующей [7] было предложено использовать лазерную искру, создаваемую при аксиконной фокусировке оптического излучения в атмосфере, для генерации ТИ.

В данной работе представлены результаты экспериментального исследования возбуждения ТИ при аксиконном пробое воздуха в поле фемтосекундного лазерного импульса и дана теоретическая интерпретация полученных данных.

Экспериментальные результаты. Для генерации и регистрации ТИ используется фемтосекундная лазерная система “Spitfire”, обладающая следующими параметрами: энергия импульсов – 2.5 мДж, длительность – 50 фс, центральная длина волны – 780 нм, частота следования импульсов – 1 кГц, диаметр лазерного пучка – 12 мм. Фемтосекундные лазерные импульсы фокусируются аксиконной линзой из плавленого кварца с углом при основании

15° . В фокальной области аксикона возникает искра длиной ~ 15 мм. С помощью тефлонового аксикона и системы параболических зеркал генерируемые низкочастотные импульсы фокусируются на поверхность электрооптического кристалла, который служит в качестве детектора терагерцового излучения. На рис.1а изображена типичная временная зависимость

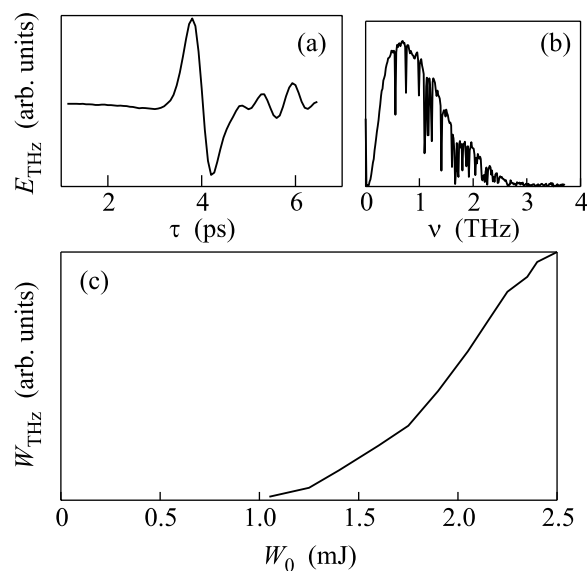


Рис.1. (а) – зависимость амплитуды терагерцового сигнала от времени, полученная на некотором расстоянии от оси системы, (б) – спектр терагерцового импульса, (с) – зависимость амплитуды терагерцового импульса от энергии импульса накачки

мощность поля импульса низкочастотного электромагнитного излучения. Энергия импульса сосредоточена практически в одной осцилляции поля с масштабом порядка 1 пс. Соответствующий спектр приведен

на рис.1б. Зависимость энергии терагерцового излучения от энергии лазерного импульса носит ярко выраженный пороговый характер (рис.1с). Порог генерации терагерцового излучения, по-видимому, определяется порогом ионизации (появление значительного количества заряженных частиц). При использовании излучения с циркулярной поляризацией вместо линейной, пороговое значение поля возрастает в два раза. Увеличение энергии возбуждающего лазерного импульса выше порогового значения сопровождается возрастанием амплитуды ТИ по линейному закону. При достижении максимальной для данной установки амплитуды импульса накачки наблюдается тенденция к насыщению роста амплитуды ТИ. Увеличение длительности лазерного импульса при постоянной его энергии приводит к уменьшению эффективности генерации. При наложении постоянного электрического поля заметного увеличения терагерцового сигнала не наблюдается. Для измерения диаграммы направленности и поляризации ТИ в качестве детектора использовался InSb болометр. Диаграмма направленности ТИ определялась при помощи непроницаемого экрана с отверстием, который крепился на двухкоординатной подвижке и перемещался в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения. Видно (см. рис.2а), что диаграмма направленности терагерцового излучения

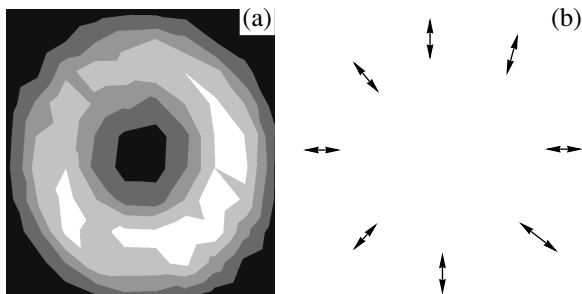


Рис.2. Распределение мощности (а) и поперечной компоненты вектора поляризации (б) терагерцового излучения в плоскости перпендикулярной оси системы на расстоянии ~ 5 см от искры

представляет собой конус с углом раскрытия, примерно совпадающим с углом фокусировки аксиконной линзы. Для исследования поляризационных характеристик ТИ использовался поляризатор. Преимущественное направление поляризации определялось по величине сигнала при вращении поляризатора вокруг оси. Исследование показало что излучение линейно (радиально) поляризовано (см. рис.2б).

Теоретическая модель. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что порог генера-

ции ТИ связан с оптическим пробоем газа. Длительность терагерцового импульса заметно превышает длительность фемтосекундного импульса. Это означает, что источником ТИ являются колебания плазменного столба, возникающие в процессе оптического пробоя. Для определения источника ТИ рассмотрим последовательно процессы, происходящие в системе.

Сначала исследуем формирование плазменного столба в самосогласованном режиме взаимодействия лазерного излучения с плазмой. На втором этапе рассмотрим возбуждение колебаний плазменного столба. На заключительном, третьем, этапе проанализируем структуру поля излучения плазменного следа.

Для описания самосогласованной эволюции лазерного импульса в условиях пробоя воспользуемся следующим уравнением:

$$-\frac{2}{c} \frac{\partial^2 E}{\partial z \partial \tau} + \Delta_{\perp} E = \frac{4\pi e^2}{c^2 m} n_i E, \quad (1)$$

где n_i – концентрация ионов плазмы, τ – сопутствующее время, определенное как

$$\tau = t - \frac{1}{c} z. \quad (2)$$

Уравнение (1) описывает безотражательное ($\omega \gg \omega_p$, ω_p – плазменная частота) распространение квази-монохроматического импульса $E(\tau, r)$ вдоль трассы z в малоугловом приближении. Излучение предполагается поляризованным линейно, поэтому уравнение (1) записано в скалярном виде. Основным нелинейным эффектом при распространении импульса является рефракция лазерного излучения на образующейся плазме. Поляризация возникающей плазмы на оптической частоте описывается правой частью уравнения (1).

Для описания изменения плотности плазмы n_i мы использовали модель туннельной ионизации [8]. Она является предпочтительной для лазерных полей в проводимых нами экспериментах. В пренебрежении слабой зависимостью предэкспоненциального множителя от поля [9] уравнение для скорости ионизации принимает вид

$$\frac{\partial n_i}{\partial \tau} = 8n_0 \omega_H \exp\left(-\frac{2E_H}{3|E|}\right), \quad (3)$$

где $E_H = 5.14 \cdot 10^9$ В/см – характерное атомное поле, $\omega_H = 4.13 \cdot 10^{16}$ с $^{-1}$ – характерная атомная частота, $n_0 = 4 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ – концентрация нейтралов (здесь предполагается, что ионизируются молекулы кислорода, так как они имеют меньший потенциал ионизации, чем молекулы азота).

В качестве начальных условий, моделирующих поле лазерного импульса на оси аксиконной линзы, задавалось следующее распределение поля:

$$E_o = A \exp \left(-\frac{\rho^2}{R_o^2} - \frac{(\tau c - \rho \sin \alpha)^2}{c^2 T_o^2} \right) \times \sin \left(\omega \left(\tau - \frac{\rho}{c} \sin \alpha \right) \right), \quad (4)$$

где α – угол сходимости лучей или угол при основании аксиконной линзы, ρ – радиальная координата в цилиндрической системе координат, R_o – радиус импульса накачки перед линзой, а T_o – его длительность. Видно, что вблизи оси системы ($\rho \approx 0$) уравнение (1) с начальным условием (4) описывает импульс, распространяющийся со скоростью $c(1 + \alpha^2/2)$, совпадающей с реальной сверхсветовой скоростью волнового пакета при аксиконной фокусировке $c/\cos(\alpha)$ в малоугловом приближении.

Результаты численного моделирования процесса фокусировки приведены на рис.3а. Рефракция ионизирующего излучения на плазме приводит к насыщению интенсивности поля в фокальной области и образованию подковообразной структуры поля. В результате рост концентрации плазмы прекращается, начиная с некоторого значения трассы распространения импульса $z = z_0$ (см. рис.3д). В рассматриваемом режиме слабого поглощения имеет место уширение плазменного столба, определяемое сохранением потока энергии. Обсуждаемые здесь процессы самовоздействия оптического излучения заметно отличаются рассматриваемую ситуацию от исследуемой в работах [6, 7].

Далее рассмотрим возбуждение малых колебаний электронов плазменного столба. Для этого воспользуемся системой уравнений гидродинамики для медленных (в масштабе оптического периода) тока и концентрации:

$$\frac{\partial n}{\partial \tau} + \frac{1}{\rho} \text{div}_\rho j = 0, \quad (5)$$

$$\frac{\partial j}{\partial \tau} + \frac{e^2}{m} n_i \nabla_\rho (\varphi + \Phi) = 0, \quad (6)$$

где $n = n_e - n_i$, j – радиальный ток ($\mathbf{j} = \rho_0 j$), φ – потенциал разделения зарядов, подчиняющийся уравнению Пуассона

$$\Delta_\rho \varphi = 4\pi e n, \quad (7)$$

а $\Phi = e^2 E_o^2 / 4m^2 \omega^2$ – пондеромоторный потенциал лазерного импульса накачки. Источником плазменных колебаний в данном случае является усредненная (по периоду оптического поля) сила. Использование системы уравнений (5)–(7) оправдано в случае

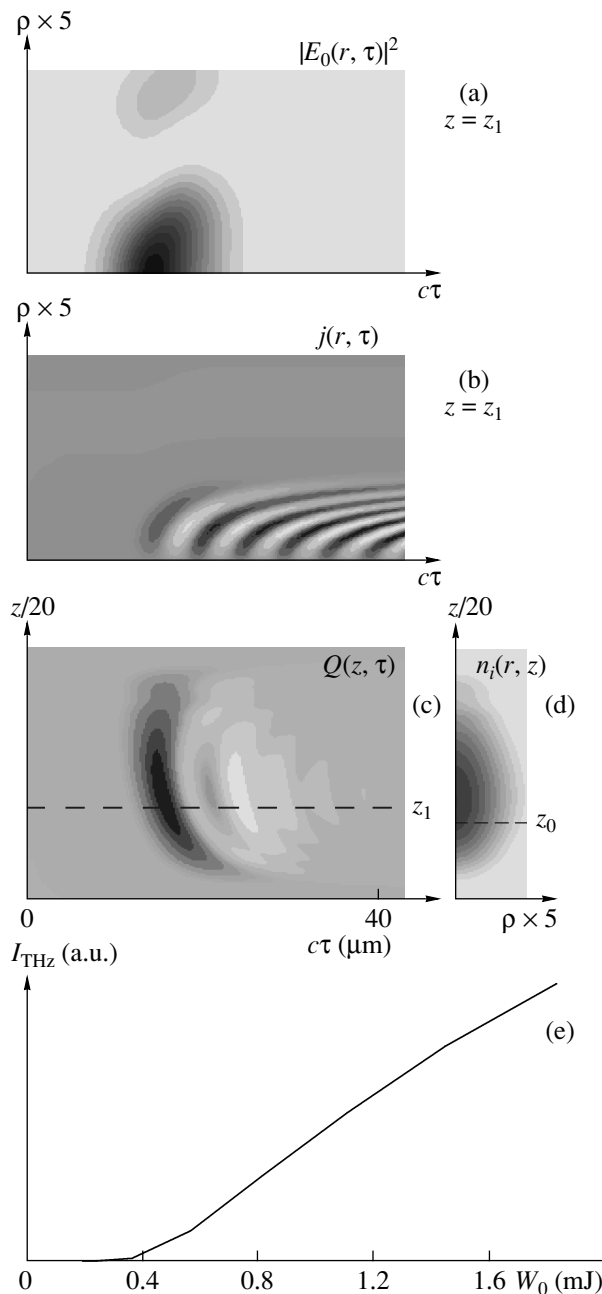


Рис.3. (a), (b) – зависимость интенсивности ($\propto |E_o|^2$) лазерного излучения и электронного тока j от сопутствующего времени τ и поперечной координаты ρ при значении трассы $z = z_1$ отмеченном пунктиром на рис.(c), (c) – зависимость излучающего момента Q от сопутствующего времени τ и трассы z ; (d) – зависимость плотности ионов n_i от поперечной координаты ρ и трассы z при τ соответствующих окончанию оптического импульса, (e) – зависимость мощности терагерцового излучения от энергии лазерного импульса

аксиконной фокусировки следующими обстоятельствами. Во-первых, поперечный градиент интенсивнос-

ти поля оказывается значительно больше продольного. Во-вторых, столкновительный механизм возбуждения продольного тока и ТИ [5] в условиях эксперимента подавлен, так как частота столкновений мала по сравнению с частотой ТИ. В силу аксиальной симметрии задачи далее будем рассматривать возбуждение радиальных колебаний электронов в заданном распределении ионов $n_i(\rho, \tau)$. При однородном распределении ионов внутри цилиндрического столба колебания электронов происходят, очевидно, на частоте $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_i / m}$. В случае неоднородного распределения ионов, которое возникает в самосогласованном режиме взаимодействия ионизирующего лазерного излучения с воздухом, частота колебаний плотности заряда в плазменном столбе становится функцией поперечной координаты ρ (см рис.3б). Последствия этого обсудим ниже.

Расчет структуры поля излучения плазменного столба проведем в предположении, что длина волны ТИ много больше характерного поперечного размера плазменного столба. Выражение для поля излучения в дальней зоне имеет вид

$$\mathbf{E}(\omega, \mathbf{R}) = \frac{\mathbf{k}_0}{cR} e^{i\mathbf{k}_0 R} \left[\mathbf{n} \times \int e^{-i\mathbf{k}_0(\mathbf{r}\mathbf{n} - k_0 z)} \mathbf{j}(\omega, \mathbf{r}) d^3 r \right], \quad (8)$$

где R – расстояние до точки наблюдения, $\mathbf{n} = \mathbf{R}/R$ – вектор направления, $\mathbf{j}(\omega, \mathbf{r}) = \int \mathbf{j}(\mathbf{r}, t') \exp(i\omega t') dt'$ – спектр электронного тока, рассчитанный на основе гидродинамической модели. Слагаемое $k_0 z$ в показателе экспоненты в выражении (8) связано с тем, что функция тока $j(t', \mathbf{r})$ задана в сопутствующих координатах (2). Отсюда для амплитуды терагерцового поля, излучаемого радиальными колебаниями плазменного следа, можно получить:

$$\mathbf{E}(\omega, \mathbf{R}) = \frac{\pi k_0^2}{cR} e^{i\mathbf{k}_0 R} [\mathbf{n}, [\mathbf{n}, \rho_0]] \sin \theta \tilde{Q}(\omega, k_0(1 - \cos \theta)), \quad (9)$$

где $\tilde{Q}_\rho(\omega, \kappa) = \int \exp(i z \kappa) Q(\omega, z) dz$ – пространственный спектр погонного излучающего момента $Q_\rho(\omega, z)$, определенного следующим соотношением:

$$Q_\rho(\omega, z) = \int j(\omega, \rho, z) \rho^2 d\rho. \quad (10)$$

Выражение (9) получено для излучателя в виде бесконечно тонкой нити. Как видно из представленного решения, поляризация излучения линейна и имеет радиальную структуру, что находится в согласии с экспериментальными результатами на рис.2б. Для

получения представления о диаграмме направленности ТИ момент Q аппроксимируем следующим выражением:

$$Q_\rho(\tau, z) \propto \exp\left(-\frac{z^2}{L^2} - \frac{(\tau - zV)^2}{T^2}\right) \sin(\omega_{THz}(\tau - zV)), \quad (11)$$

где V – скорость движения пакета в сопутствующей системе координат, L – характерная длина аксиальной искры, T – время, в течение которого поперечные колебания плазмы имеют существенный излучающий момент Q . Нетрудно видеть что диаграмма ($\sim E^2(\theta)$) имеет вид конуса с осью, совпадающей с осью системы z , и углом, равным углу сходимости лучей импульса накачки. Длина развития процесса (размер фокальной области) определяет ширину диаграммы направленности. Так, при увеличении длины фокальной перетяжки (например, при увеличении апертуры импульса накачки с сохранением его интенсивности) излучение становится более направленным.

На рис.3с видно, что источник ТИ существует конечное время за лазерным импульсом. Даже в отсутствие диссипации имеет место затухание колебаний излучающего момента Q , связанное, по-видимому, с “перемешиванием” в поперечно неоднородном плазменном столбе (сравни рис.3б и 3с). Видно, что полученный при численном моделировании результат находится в хорошем качественном соответствии с аппроксимацией (11), поэтому выводы, сделанные для модели, справедливы и для излучения, рассчитанного численно. Для упрощения численного моделирования выбирались минимальные апертуры, при которых процесс распространения лазерного импульса и генерации ТИ выходит на стационарный режим.

Обсуждение результатов. В целом совокупность экспериментальных данных находится в хорошем соответствии с результатами теоретического исследования генерации ТИ на основе предложенной модели. Характерной особенностью процесса генерации является наличие порогового значения амплитуды лазерного излучения (см. рис.1с). Вычисления дают для зависимости амплитуды ТИ от энергии лазерного импульса поведение, сходное с полученным экспериментально (см. рис.1б и рис.3е). Для объяснения такого поведения принципиальным оказался учет рефракции оптического излучения на возникающей плазме. Теория дает более низкое значение пороговой энергии фемтосекундного импульса (примерно вдвое). Это обстоятельство связано, видимо, с аппроксимацией скорости ионизации выражением (3). Оно проявляется и в другом. Рез-

кая зависимость темпа ионизации от поля приводит к завышенному значению (по сравнению с экспериментом) для характерной частоты ТИ (примерно на порядок). Экспериментальные данные о поляризации ТИ дополнительно свидетельствуют в пользу механизма излучения, связанного с радиальными колебаниями плазменного следа. Численные расчеты подтверждают этот вывод и конусную структуру диаграммы направленности ТИ. Последнее обстоятельство и связь его с черенковским излучением обсуждалась еще в [6].

Заключение. В работе экспериментально и теоретически исследован процесс генерации ТИ при аксиконном пробое воздуха атмосферного давления мощными лазерными импульсами фемтосекундной длительности. Показано, что основным механизмом генерации является возбуждение радиальных коллективных колебаний электронов плазменного столба, вызванных пондеромоторной силой, возникающей в осесимметричном лазерном поле. Механизмами, определяющими спектральные характеристики ТИ, могут являться “перемешивание” колебаний в поперечно неоднородном плазменном столбе и рефракция ионизирующего излучения на образующейся плазме. Диаграмма направленности генерируемого ТИ имеет четко выраженную конусную форму с углом раскрытия, совпадающим с углом фокусировки аксиконной

линзы. В области максимального ТИ поляризация линейна, а ее вектор направлен радиально. Получено хорошее согласие экспериментальных и расчетных данных, что является подтверждением развитой в работе теоретической модели генерации ТИ.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты ## 08-02-97045, 08-02-00978, 08-02-01260, 06-02-17496)

1. M. Tonouchi, *Nature Photonics*, **1**, 97 (2007).
2. T. Löffler and H. G. Roscos, *J. Appl. Phys.* **91**, 2611 (2002).
3. Xu Xie, Jianming Dai, and X.-C. Zhang, *PRL* **96**, 075005 (2006).
4. A. Houard, Y. Liu, and A. Mysyrowicz, *Appl. Phys. Lett.* **91**, 241105 (2007).
5. C. D'Amico, A. Houard, M. Franco et al., *PRL* **98**, 235002 (2007).
6. С. В. Голубев, Е. В. Суворов, А. Г. Шалашов, *Письма в ЖЭТФ* **79**, 443 (2004).
7. А. М. Быстров, Н. В. Введенский, В. Б. Гильденбург, *Письма в ЖЭТФ* **82**, 852 (2005).
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая Механика*, т. 3, М.: Наука, 1989.
9. В. С. Попов, *УФН* **174**, 9 (2004).