

# К ТЕОРИИ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ ОПТИЧЕСКОМ ПРОБОЕ ВОЗДУХА ФЕМТОСЕКУНДНЫМИ ЛАЗЕРНЫМИ ИМПУЛЬСАМИ, СОДЕРЖАЩИМИ ВТОРУЮ ГАРМОНИКУ

© 2010 г. Д. А. Фадеев; В. А. Миронов, канд. физ.-мат. наук

Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород

E-mail: fadey@appl.sci-nnov.ru

Предложена теоретическая модель генерации квазипостоянного тока при оптическом пробое воздуха фемтосекундными лазерными импульсами, содержащими вторую гармонику наряду с фундаментальной. Выполнены аналитические оценки для величины тока. Представлены результаты моделирования излучения терагерцовых импульсов из плазменного столба.

**Ключевые слова:** плазменные колебания, оптический пробой, лазерный импульс, терагерцовое излучение.

Коды OCIS: 260.2110

Поступила в редакцию 13.04.2010

## Введение

Перспективы применения электромагнитных волн терагерцового диапазона чрезвычайно широки. Здесь можно отметить возможность использования терагерцового излучения (ТИ) для диагностики лекарств, взрывчатых веществ, для исследования сложных молекул в химии. Одним из перспективных направлений в области генерации ТИ являются лазерно-плазменные методы [1]. ТИ наблюдалось из области искры, создаваемой в результате пробоя воздуха мощными фемтосекундными лазерными импульсами. Позже появились более эффективные методы генерации ТИ. Новая схема генерации с использованием лазерного импульса на удвоенной частоте помимо основного была предложена в работе [2]. В эксперименте при добавлении второй гармоники удается повысить эффективность генерации ТИ примерно на три порядка.

Экспериментальные успехи в этой области заметно опережают теоретические. Важной задачей является теоретическое описание физических процессов, происходящих при оптическом пробое газа в поле фемтосекундного лазерного импульса.

## Постановка задачи

Исследование генерации ТИ проводится в несколько независимых этапов. На первом этапе рассчитывается процесс фокусировки излуче-

ния лазерного импульса в условиях пробоя газа. Концентрация плазмы при этом описывается формулой Келдыша, а высокочастотный ток определяется на основе кинетического уравнения Больцмана. Далее (второй этап) на основе данных, полученных на первом этапе, определяется источник низкочастотных токов. На третьем этапе решаются уравнения Максвелла для низкочастотных полей в области искры в условиях заданного плазменного канала и источника тока. Далее рассчитывается поле излучения ограниченной плазмы на основе уравнений Максвелла с заданными токами, полученными на предыдущем этапе.

В данной работе мы кратко обсудим часть задачи, касающуюся формирования источника в условиях генерации ТИ бихроматическими лазерными импульсами (подробнее см. [3]), и представим результаты численного моделирования процесса возбуждения ТИ (последний этап).

## Источник токов

В силу линейности задачи, рассматриваемой на третьем этапе, свойства генерируемого ТИ в некотором смысле повторяют свойства источника низкочастотного тока, которые в свою очередь определяются амплитудой, фазой и поляризацией удвоенной и основной гармоник. В нашей модели для описания возбуждения квазипостоянного тока (ток электронов, появившихся в процессе ионизации, в бихроматическом

поле) используется уравнение Больцмана для функции распределения электронов  $f(\vec{v}, r, t)$ , при этом источник частиц представляется в виде дельта-функции скорости. Отметим, что подобный подход адекватен только для таких параметров лазерного импульса, при которых происходит мгновенное рождение электронов с нулевой начальной скоростью (т. е. в случае туннельной ионизации). Для вычисления источника квазипостоянного тока  $j = e \int f v dv$  следует записать уравнение для второго момента уравнения Больцмана:

$$\frac{\partial \vec{j}}{\partial t} = \frac{e^2}{m} (\vec{E}n + \vec{E}_{\text{opt}}n). \quad (1)$$

Скорость изменения концентрации плазмы  $n$  определяется по формуле Келдыша в туннельном пределе.

Для расчета терагерцового поля излучения следует произвести усреднение уравнения (1) по периоду оптического поля ( $\vec{S} = \overline{\vec{E}_{\text{opt}}n}^{T_{\text{opt}}}$ ).

Электрическое поле лазерного импульса представляется в виде

$$E = e_A A \sin(\omega t) + e_B B \cos(2\omega t + \varphi). \quad (2)$$

При добавлении второй гармоники возможно появление гармоник одинаковой четности во временному профиле концентрации плазмы  $n(t)$  и амплитуде электрического поля  $E_{\text{opt}}(t)$ , что приводит к появлению ненулевого источника  $\vec{S}$ . Подробно этот вопрос рассмотрен в работе [3], где получены аналитические зависимости для источника квазистационарного тока от параметров  $A, B, \varphi, e_A, e_B$ , а также проведено сравнение с экспериментальными данными и резуль-

татами одномерного моделирования формирования квазистационарного тока в квантовой модели для одного электрона в модельном потенциале. Исследование квантовой модели было обусловлено в основном проблемой применимости туннельного предела для параметров, реализующихся в эксперименте. В [3] было показано, что наибольшая эффективность генерации ТИ достигается в случае коллинеарных поляризаций  $e_A$  и  $e_B$ , при  $\varphi = 0$ . Отмечено, что при  $\varphi = \pi/2$  генерация не наблюдается ни при каких направлениях поляризаций  $e_A$  и  $e_B$ .

### Поле излучения

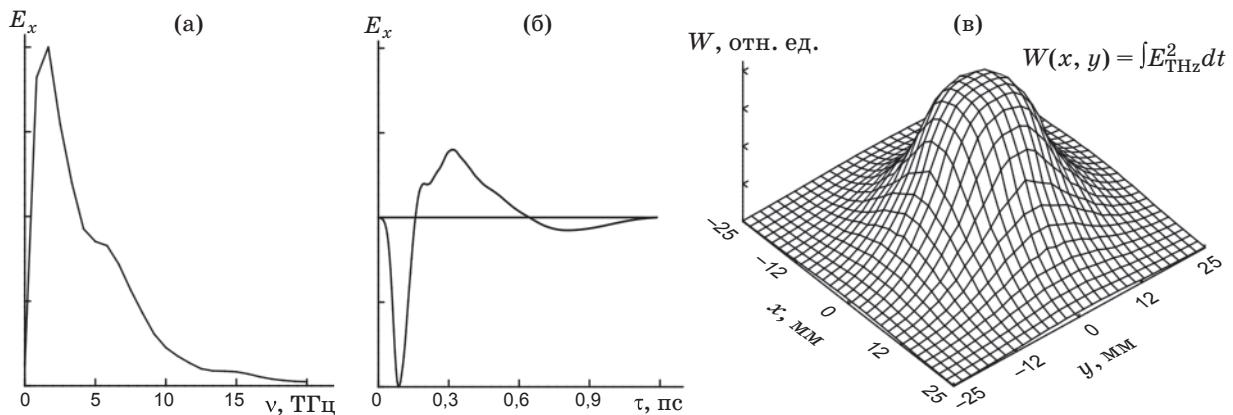
Для расчета поля излучения используется система уравнений Максвелла, дополненная уравнением (1) и формулой Келдыша для вычисления концентрации. Расчеты проводились для заданной огибающей модельного поля  $E_{\text{opt}}$ , которая подставлялась в выражение для источника [3] в предположении оптимальной фазы:

$$\vec{S} = \vec{e}_A E_{\text{opt}}^{3/2} w(E_{\text{opt}}).$$

При этом поперечная структура выбиралась в виде супергауссового импульса, а продольная структура – в виде гауссова:

$$E_{\text{opt}} \propto A(t) \exp(-r^4/r_0^4(t)) \exp(-z^2/L^2).$$

Здесь  $A(t) = 0,1E_H/r_0$  выбиралась с целью сохранения энергии импульса, а  $r_0(t)$ , заданная в виде  $r_0^2(t) = R_0^2 + t^4/T^4$ , позволяла увеличить эффективную длину перетяжки. Предложенная модель наиболее близка к результатам, получаемым при моделировании фокусировки излучения лазерных импульсов в условиях пробоя газа.



Терагерцовый спектр (а) и сигнал (б) для поля  $E_x$  в центре диаграммы направленности (в). Диаграмма получена на расстоянии 50 мм от искры длиной 2 мм.

Ток  $\vec{j}(t, \vec{r})$ , полученный при моделировании уравнений Максвелла, использовался для расчета дальнего поля по формуле:

$$\vec{E}_{far}(\omega, \vec{R}) \propto i\omega \exp(i\omega R/c) \times \\ \times \left[ \vec{n} \left[ \vec{n}, \int \exp(i\omega \vec{n} \cdot \vec{r}/c) \vec{j}(\omega, r) d^3 r \right] \right] / R,$$

где  $\vec{n} = \vec{R}/R$  – вектор направления,  $\vec{R}$  – указывает на точку наблюдения. Для упрощения расчета интегрирование по поперечным координатам  $x, y$  проводили отдельно с разложением экспоненты в ряд Тейлора до первого члена. При этом возникал только один значащий интеграл:  $Q_{xx}(\omega, z) = \int j_x(\omega, r) d^2 r_\perp$ , а поле рассчитывалось по формуле:

$$\vec{E}_{far}(\omega, \vec{R}) \propto -\omega^2 n_x \times \\ \times \exp(i\omega R/c) \left[ \vec{n} \left[ \vec{n}, \vec{x}_0 \int \exp(i\omega n_z z/c) Q_{xx}(\omega, z) dz \right] \right] / R c.$$

Результаты моделирования приведены на рисунке. Поляризация терагерцового излучения

направлена вдоль поляризации источника (здесь  $x_0$ ). Спектр терагерцового сигнала протягивается до плазменной частоты, достигавшей в наших расчетах  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ , при этом максимум спектра приходится на 1,5 ТГц. Диаметр плазменного столба достигал 80 мкм. Угол расходимости ТИ соответствует длине плазменного канала ( $\theta_{\max} \sim \sqrt{2c/L\omega_{THz}}$ , где  $L$  – длина искры).

## ЛИТЕРАТУРА

1. Hamster H., Sullivan A., Gordon S., Falcone R.W. Subpicosecond, Electromagnetic Pulses from Intense Laser-Plasma Interaction // PRL. 1993. V. 71. № 17. P. 2725–2728.
  2. Cook D.J., Hochstrasser R.M. Intense terahertz pulses by four-wave rectification in air // Opt. Lett. 2000. V. 25. № 16. P. 1210–1212.
  3. Ахмеджанов Р.А., Иляков И.Е., Миронов В.А., Суторов Е.В., Фадеев Д.А., Шишкин Б.Б. О генерации терагерцового излучения при оптическом пробое в поле бихроматического лазерного импульса // ЖЭТФ. 2009. Т. 136. № 3. С. 431–441.
-