

О возможности генерации терагерцового излучения при оптическом пробое плотного газа

С. В. Голубев, Е. В. Суворов, А. Г. Шалашов¹⁾

Институт прикладной физики РАН, 603950 Нижний Новгород, Россия

Поступила в редакцию 2 марта 2004 г.

После переработки 22 марта 2004 г.

Анализируется возможность переноса физических принципов, лежащих в основе твердотельных генераторов терагерцового излучения, на случай плазменных газоразрядных сред. Предложен новый способ генерации электромагнитного излучения в терагерцовом диапазоне частот, основанный на возбуждении тока плазменных колебаний статическим электрическим полем в лазерной искре, создаваемой аксиконной линзой, и последующем излучении электромагнитного импульса за счет черенковского механизма.

PACS: 41.20.–q, 41.60.Bq, 42.65.Re, 52.38.–r, 52.75.–d

1. Создание эффективных источников электромагнитного излучения в терагерцовом диапазоне частот (1–50 ТГц) является весьма актуальной радиофизической и инженерной задачей. Этот относительно “новый” вид излучения может найти применение при физико-химическом анализе материалов, в медицине для эхографии и томографии тканей, а также в перспективных системах связи. В настоящее время разработаны образцы полупроводниковых излучателей, детекторов и спектрометров для анализа терагерцовых сигналов [1–4]. Развитие этого направления в основном связано с появлением источников терагерцовых колебаний, основанных на конверсии (понижении) частоты ультракоротких оптических импульсов с помощью оптоэлектронных полупроводниковых структур. По существу данный процесс представляет собой своеобразное детектирование оптического импульса, при котором излучаемый сигнал имеет форму, близкую к огибающей высокочастотного оптического импульса. Это детектирование осуществляется либо с использованием полупроводников, обладающих ярко выраженным нелинейным поляризационным откликом, либо с использованием “быстрых” фотопроводников с малым временем жизни носителей тока. В последнем случае фототок создается электростатическими полями (которые могут быть как внешними, так и внутренними); при освещении кристалла импульсным лазером возбуждается поверхностный ток, который и становится источником терагерцового излучения.

В данной работе рассматривается близкая идея, заключающаяся в возможности возбуждения тока свободных носителей заряда, созданных в газовой

среде электрическим полем оптического излучения. По сути, для плазменных сред предлагается использовать те же физические механизмы генерации излучения, что и в упомянутых выше твердотельных полупроводниковых приборах. Предлагаемый способ генерации электромагнитного излучения в терагерцовом диапазоне частот основан на возбуждении тока ленгмюровских колебаний в плазме лазерной искры с помощью внешнего статического электрического поля.

Принцип действия такого источника проиллюстрирован на рисунке. Ультракороткий лазерный импульс фокусируется с помощью аксиконной лин-

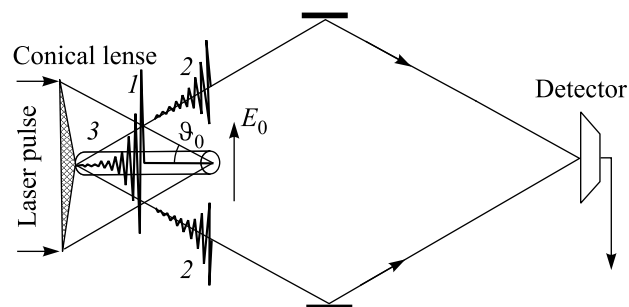


Схема плазменного источника терагерцового излучения: 1 – импульс тока, 2 – ТГц-импульс, 3 – область разряда

зы в достаточно плотном газе. Известно, что аксикон фокусирует пучок падающего излучения в нить, вытянутую вдоль своей оси – аксиконную каустику [5]. Вдоль оси фокусировки возникает волна ионизации, бегущая со сверхсветовой скоростью $c' = c / \cos \vartheta_0$, где ϑ_0 – угол фокусировки линзы. При наличии внешнего электрического поля ионизация сопровождается волной поляризации плазмы. В результате поляриза-

¹⁾e-mail: ags@appl.sci-nnov.ru

ции возникает бегущая со сверхсветовой скоростью волна тока плазменных колебаний, излучающая электромагнитный импульс за счет черенковского механизма.

2. Предположим, что интенсивность лазерного поля настолько велика, что туннельная фотоионизация газа происходит гораздо быстрее всех остальных процессов, связанных с генерацией терагерцового излучения. Рассмотрим выделенную цилиндрическую область с осью симметрии, совпадающей с осью фокусировки лазерного поля (см. рисунок). Допустим сначала, что во всем объеме рассматриваемой области мгновенно происходит полная ионизация нейтрального газа. При наличии внешнего постоянного электрического поля в этой области возбуждаются плазменные колебания. Допустим для определенности, что внешнее поле \mathbf{E}_0 ориентировано ортогонально оси цилиндра. Тогда возбуждаются колебания Тонкса–Даттнера [6, 7] цилиндрического столба плазмы, частота ω которых в приближении “холодной” плазмы с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\omega)$ может быть найдена из следующего дисперсионного соотношения²⁾:

$$\varepsilon(\omega) = -1, \quad \varepsilon(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega - i\nu_e)}. \quad (1)$$

Здесь $\omega_p = (4\pi e^2 N/m)^{1/2}$ – плазменная (ленгмюровская) частота электронной компоненты; $\nu_e \approx \approx 4\pi e^4 \ln \Lambda N/m^2 v_e^3$ – эффективная частота электронных соударений, в данной работе принятая равной транспортной частоте кулоновских соударений электронов с ионами; N – концентрация буферного газа; $v_e = (2T_e/m)^{1/2}$, e и m – тепловая скорость, заряд и масса электронов, соответственно. Приведенному дисперсионному соотношению можно сопоставить следующее дифференциальное уравнение для смещения электронов $x(t)$ вдоль электрического поля относительно неподвижных ионов:

$$\ddot{x} + \nu_e \dot{x} + (\omega_p^2/2)x = -eE_0/m. \quad (2)$$

²⁾ Речь идет о так называемых геометрических объемных резонансах тела с диэлектрической проницаемостью $\varepsilon(\omega)$. Известно, что в вакууме частота резонансных квазистатических колебаний определяются из условия $\varepsilon(\omega) = 0, -1, -2$ соответственно для однородного плоского слоя, цилиндрического столба и шара, см., например, [8]. Из этих соотношений, в частности, видно, что резонансные колебания ограниченного объема плазмы реализуются на частотах ниже ленгмюровской частоты [6, 9]. Учет пространственной дисперсии в плазме с конечной температурой и неоднородности профиля концентрации показывает, что частота основного (дипольного) резонанса столба плазмы по-прежнему с хорошей точностью определяется условием геометрического резонанса [10, 11].

При мгновенной ионизации в момент времени $t = 0$ возбуждаются затухающие плазменные колебания, описываемые решениями уравнения (2) с нулевыми начальными условиями для смещения и скорости электронов $x(0) = \dot{x}(0) = 0$. В частности, для тока $j = -eN\dot{x}$, связанного с самосогласованным движением электронов во внешнем поле и поле разделения зарядов, легко найти решение в виде

$$\mathbf{j}(t) = \begin{cases} \mathbf{j}_0 e^{-\nu_e t/2} \sin \omega t & \text{при } t \geq 0 \\ 0 & \text{при } t < 0 \end{cases}, \quad \mathbf{j}_0 = \frac{\omega_p^2 \mathbf{E}_0}{4\pi\omega}, \quad (3)$$

где $\omega = \sqrt{\omega_p^2/2 - \nu_e^2/4}$ – частота колебаний с учетом цилиндрической геометрии и затухания. Поскольку в различных областях пространства ионизация происходит с задержкой, связанной с конечной скоростью распространения фазы лазерного импульса вдоль оси фокусировки (ось z), выражение для плотности поляризованного тока во всем объеме искры можно представить в виде

$$\mathbf{j}(t, z) = \mathbf{j}(t - z/c'), \quad (4)$$

где правая часть определяется формулой (3). Здесь мы пренебрегаем эффектами, связанными с неоднородностью лазерного поля поперек оси фокусировки.

Гидродинамическое описание плазменных колебаний, основанное на уравнениях (1) и (2), применимо, если колебания в каждой пространственной точке проходят независимо и амплитуда этих колебаний мала по сравнению с характерным размером области. Первое условие фактически означает малость пространственной дисперсии плазменных волн, то есть $kv_e \ll \omega_p$. Второе условие может быть представлено как $\delta x \sim eE_0/m\omega_p^2 \ll a$, где δx – максимальное смещение электронов относительно ионов, a – поперечный размер лазерной искры. Легко убедиться, что при атмосферном давлении буферного газа оба условия обычно выполнены с большим запасом (например, для параметров, приведенных в конце этой работы).

3. Излучение заданного тока в вакууме удобно определить через запаздывающий векторный потенциал [12]

$$\mathbf{A}(t, \mathbf{r}) = \frac{1}{c} \int \frac{\mathbf{j}(t - R/c, \mathbf{r}')}{R} d^3\mathbf{r}', \quad R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'|. \quad (5)$$

В нашем случае излучающий объем имеет форму вытянутого цилиндра с радиусом a и длиной L ($L \gg a$); вдоль оси цилиндра бежит волна тока $\mathbf{j}(t - z/c')$, равномерно распределенного по попе-

речному сечению. В зоне Фраунгофера (при $r \gg \gg L^2|\omega| \sin^2 \vartheta/2c$ и $a < 2\pi c/Re\omega$) можно ограничиться только первыми двумя слагаемыми разложения величины R по степеням r/L : $R = r - z' \cos \vartheta + z'^2 \sin^2 \vartheta/2r + \dots$, где z' – координата вдоль оси цилиндра, ϑ – угол между осью z' и направлением наблюдения в выражении для запаздывающих потенциалов. В результате векторный потенциал определяется следующим выражением:

$$\mathbf{A}(t) \approx \frac{1}{cr} \int_{-L/2}^{L/2} \mathbf{j}(t - r/c + z'\xi/c) \pi a^2 dz', \quad (6)$$

где $\xi = \cos \vartheta - c/c'$ – новая угловая переменная, введенная для сокращения записи. Из этого выражения легко находится электрическое поле излучения:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(t) &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}(t)}{\partial t} \approx \\ &\approx -\frac{1}{c^2 r} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{j}(t - r/c + z'\xi/c) \pi a^2 dz' = \\ &= -\frac{\pi a^2}{cr\xi} \{ \mathbf{j}(t - r/c + L\xi/2c) - \mathbf{j}(t - r/c - L\xi/2c) \}. \end{aligned} \quad (7)$$

Данное выражение описывает черенковское излучение с диаграммой направленности, имеющей максимум под углом ϑ_0 по отношению к оси фокусировки лазерного импульса (напомним, что $\cos \vartheta_0 = c/c'$ определяется углом фокусировки лазерного пучка). Ширина диаграммы направленности определяется условием $L|\omega\xi|/2c < 1$, где $1/|\omega|$ – характерное время изменения тока. Поле, излучаемое в окрестности максимума диаграммы направленности, можно найти из общего выражения (7), раскладывая ток в ряд по аргументу $\xi \approx 0$:

$$\mathbf{E}(t) = -\frac{\pi a^2 L}{c^2 r} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{j}(t - r/c) + O(\xi^2). \quad (8)$$

Отсюда, в частности, видно, что для тока плазменных колебаний (3) центральная частота в спектре излучения вдоль черенковского конуса равна ω , а ширина спектра определяется величиной $\nu_e/2$.

Полная энергия, излученная в электромагнитном импульсе, определяется как

$$W = \int_{-\infty}^{+\infty} dt \int_0^\pi \left\{ \frac{c}{4\pi} E^2 \right\} 2\pi r^2 \sin \vartheta d\vartheta. \quad (9)$$

Подставим в это соотношение выражение для поля и поменяем порядок интегрирования по t и ϑ с учетом

того, что ток равен нулю при $t - z/c' < 0$. В результате получим следующее выражение:

$$W = \frac{(\pi a^2)^2}{2c} \left\{ \int_0^{1-\cos \vartheta_0} w(\xi) \frac{d\xi}{\xi^2} + \int_0^{\cos \vartheta_0} w(\xi) \frac{d\xi}{\xi^2} \right\}, \quad (10)$$

где

$$\begin{aligned} w(\xi) &= \int_{-L\xi/2c}^{L\xi/2c} [j(t + L\xi/2c)]^2 dt + \\ &+ \int_{L\xi/2c}^{\infty} [j(t + L\xi/2c) - j(t - L\xi/2c)]^2 dt. \end{aligned} \quad (11)$$

В последнее выражение ток входит только при положительном значении аргумента $t - z/c'$, что делает его вычисление тривиальным. Для тока плазменных колебаний, заданного выражением (3), можно получить

$$\begin{aligned} w(\xi) &= j_0^2 \omega^2 \exp(-\nu_e L\xi/2c) \cdot \{ \cos(\omega L\xi/c) + \\ &+ \nu_e \sin(\omega L\xi/c) / 2\omega - \exp(-\nu_e L\xi/2c) \}. \end{aligned} \quad (12)$$

Ниже будет показано, что в наиболее интересном и физически реализуемом случае выполняется неравенство $\nu_e L/c \gg 1$. Это означает, что излучение обладает узкой диаграммой направленности вдоль черенковского конуса $\vartheta = \vartheta_0$. В этих условиях при вычислении интеграла (10) основной вклад дает область значений ξ в окрестности нуля, поэтому верхние пределы интегрирования можно заменить на бесконечные, после чего вычисление полной энергии можно довести до простого ответа:

$$W \approx \frac{(\pi a^2)^2}{c} \int_0^\infty w(\xi) \frac{d\xi}{\xi^2} = \frac{(\pi a^2)^2 j_0^2 L \omega}{c^2 \nu_e} \operatorname{arctg} \frac{2\omega}{\nu_e}. \quad (13)$$

Это выражение справедливо при любом соотношении между величинами ω_p и ν_e . В наиболее интересном случае $\omega_p \gg \nu_e$ можно получить

$$W \approx \frac{\pi a^4 L E_0^2 \omega_p^3}{32 c^2 \nu_e}. \quad (14)$$

К аналогичному результату можно прийти и в случае достаточно общей зависимости тока от времени при условии хорошо сформированной диаграммы направленности черенковского излучения. Действительно, поле, излучаемое в окрестности максимума диаграммы направленности, определяется выражением (8). Подставляя это выражение в выражение для

полной излученной энергии (9) и интегрируя по области значений углов распространения $|\xi| < 2c/|L\omega|$, в которой применима формула (8), получаем:

$$W \approx \frac{2(\pi a^2)^2 L}{c^2 |\omega|} \int_{-\infty}^{+\infty} \left(\frac{\partial j}{\partial t} \right)^2 dt. \quad (15)$$

При подстановке в это выражение тока плазменных колебаний в форме (3) получаем ответ, совпадающий с точностью до близкого к единице численного коэффициента с (13) и (14).

4. Приведем некоторые оценки для разряда при атмосферном давлении. Пусть концентрация плазмы соответствует давлению исходного газа ($N = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$), а электронная температура – энергии ионизации ($T_e \sim 15 \text{ эВ}$). Тогда плазменная частота и частота соударений равны соответственно $\omega_p \approx 3 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$ и $\nu_e \approx 1.5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$. Таким образом, при нормальном давлении выполняется неравенство $\omega_p \gg \nu_e$, поэтому можно считать, что соотношение (3) описывает относительно медленно затухающие осцилляции тока с частотой $\omega \approx \omega_p/\sqrt{2}$ и начальной амплитудой $j_0 \approx \omega_p E_0/4\pi$. Соответственно, центральная частота излучаемого этим током электромагнитного импульса близка к $\omega/2\pi \sim 30 \text{ ТГц}$, а длительность импульса определяется временем затухания плазменных колебаний $2/\nu_e \sim 100 \text{ фс}$. Заметим, что с ростом давления плазменная частота растет медленнее, чем частота соударений ($\omega_p/\nu_e \propto 1/\sqrt{N}$), поэтому обе частоты сравниваются при давлении порядка 400 атм ($\omega_p \approx \nu_e \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$). Частота излучения при этом попадает в оптический диапазон, что, по-видимому, не представляет особого интереса. Таким образом, для газовых сред можно всегда считать выполненным неравенство $\omega_p > \nu_e$.

Для оценки частоты туннельной фотоионизации можно воспользоваться известной формулой для усредненной частоты ионизации атома водорода в линейно поляризованном поле с амплитудой E_l [13]:

$$\nu_i = 4\Omega_a \sqrt{3E_a/\pi E_l} \exp(-2E_a/3E_l), \quad (16)$$

где $E_a \approx 5.14 \cdot 10^9 \text{ В/см}$, $\Omega_a \approx 4.16 \cdot 10^{16} \text{ с}^{-1}$ – “атомные” единицы поля и частоты соответственно. Отсюда можно получить, что $\nu_i > 2 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$, если интенсивность лазерного излучения превышает $2 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$; причем, с увеличением интенсивности частота ионизации возрастает экспоненциально быстро.

В настоящее время уровень интенсивности оптического излучения порядка $2 \cdot 10^{14} \text{ Вт/см}^2$ вполне достижим в лабораторных условиях, например, в мощ-

ных лазерах с длительностью импульса порядка сотен фемтосекунд. В частности, подобный уровень интенсивности был достигнут в существующем в Институте прикладной физики РАН субтерагерцовом лазерном комплексе на кристаллах Ti:Sa [14], на базе которого наблюдался оптический пробой плотных газов в окрестности аксиальной каустики [15]. Имея в виду возможность постановки на этом стенде демонстрационного эксперимента по генерации терагерцового излучения, размеры области плазменного разряда примем равными $L = 1 \text{ см}$ и $a = 2 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ [15]. Учитывая, что максимальная напряженность внешнего электрического поля ограничена пробойным значением ($\approx 30 \text{ кВ/см}$ при атмосферном давлении), можно найти, что полная энергия электромагнитного терагерцового импульса составляет не более 0.1 нДж. Эта энергия существенно превышает порог регистрации современных детекторов терагерцового излучения. Поэтому можно надеяться на регистрацию импульса терагерцового излучения в эксперименте, если, как показано на рисунке, с помощью цилиндрического фокусирующего зеркала собрать на регистрирующем элементе основную часть импульса, излученного в черенковский конус. Заметим, что максимальная напряженность электрического поля в импульсе на расстоянии $r = L$ по порядку величины равна напряженности приложенного статического поля ($E/E_0 \approx (a\omega_p/2c)^2 \sim 1$).

Эффективность предложенного метода генерации терагерцового излучения увеличивается с ростом концентрации буферного газа. Например, если учесть, что максимальная (пробойная) величина внешнего поля с ростом давления буферного газа растет линейно, то можно получить, что полная энергия электромагнитного импульса растет как $W \propto N^{5/2}$, а поле – как $E \propto N^2$. Основная частота терагерцового импульса увеличивается с ростом концентрации как $\omega \propto N^{1/2}$. Как отмечалось выше, уже при атмосферном давлении частота импульса достаточно велика (порядка 30 ТГц); повышение эффективности генерации за счет поднятия давления газа приводит к еще большему смещению основной частоты импульса в сторону видимого света.

В заключение заметим, что на переднем фронте импульса ионизации могут возбуждаться и плазменные колебания, продольные по отношению к оси распространения разряда (так называемая “кильватерная” волна). Амплитуда возбуждаемых колебаний достаточно сложным образом зависит от формы огибающей импульса оптического излучения; расчет амплитуды этих колебаний выходит за рамки данной работы. Отметим лишь, что излучение терагерцово-

го излучения, создаваемое волной продольных плазменных колебаний, также сосредоточено в окрестности черенковского конуса, а характерная частота этого излучения примерно в $\sqrt{2}$ раз выше частоты излучения, рассмотренного выше.

1. X.-C. Zhang, *Generation and Detection of THz EM Pulse from Dielectrics with Femtosecond Optics*, in *Ultra Fast Phenomena*, CCAST-WL Series 38, Eds. K. Shum, Y.J. Ding and X.-C. Zhang, Gordon and Breach Scientific Publishers, 1994, pp. 89–115.
2. X.-C. Zhang and Y. Jin, *THz Electromagnetic Radiation from Dielectrics*, in *Perspectives in Optoelectronics*, Ed. Jha, World Scientific, 1995, pp. 81–138.
3. Zhiping Jiang and X.-C. Zhang, *Free-Space Electro-Optic Technologies, THz Sensing and Imaging Technology*, Springer-Verlag, 2001.
4. Qin Chen and X.-C. Zhang, *Electro-Optic THz Imaging*, in *Ultrafast Laser: Technology and Applications*, Ed. Fermann, Galvanuskas, Sucha, Marcel Dekker, Inc., 2001.
5. В. В. Коробкин и др., *Квант. электрон.* **13**, 265 (1986).
6. L. Tonks, *Phys. Rev.* **37**, 1458 (1931); *Phys. Rev.* **38**, 1219 (1931).
7. A. Dattner, *Ericson Technics* **2**, 309 (1957); **8**, 1 (1963); *Phys. Rev. Lett.* **10**, 205 (1963).
8. Н. Кролл, А. Трайвелпис, *Основы физики плазмы*, М.: Мир, 1975.
9. A. W. Trivelpiece and R. W. Gould, *J. Appl. Phys.* **30**, 1784 (1959).
10. P. E. Vandenplas and R. W. Gould, *Plasma Phys.* **6**, 449 (1964).
11. J. V. Parker, J. C. Nickel, and R. W. Gould, *Phys. Rev. Lett.* **11**, 183 (1963); *Phys. Fluids* **7**, 1489 (1964).
12. Л. Д. Ландау, Е. М. Лившиц, *Теория поля, Теор. физика*, т. **2**, М.: Наука, 1973.
13. Н. В. Введенский, В. Б. Гильденбург, *Письма в ЖЭТФ* **76**, 440 (2002).
14. А. А. Бабин, А. М. Киселев, К. И. Правденко и др. *УФН* **169**, 81 (1999).
15. S. Bodrov and D. Kulagin, *Technical Digest IQEC/LAT-YS 2002*, Moscow, June 22–27, 2002. p. 47.