

Угловое распределение интенсивности терагерцовой эмиссии плазменного канала фемтосекундного филамента

Н. А. Панов¹⁾, О. Г. Косарева, В. А. Андреева, А. Б. Савельев, Д. С. Урюпина, Р. В. Волков, В. А. Макаров, А. П. Шкуринов

Физический факультет МГУ им. М.В. Ломоносова,
Международный учебно-научный лазерный центр
119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 20 апреля 2011 г.

Разработана феноменологическая модель терагерцового излучения плазменного канала фемтосекундного филамента, удовлетворительно описывающая экспериментальные результаты по регистрации низкочастотного излучения в воздухе. Получены угловые распределения интенсивности терагерцового излучения в отсутствие внешнего электростатического поля, а также при его наличии. Установлена зависимость угла расходимости терагерцового излучения от параметров филамента.

Распространение мощных фемтосекундных лазерных импульсов в газах приводит к образованию филамента длиной до десятков метров [1, 2]. Интенсивность в нем составляет 50–100 ТВт/см² [3], что обеспечивает эффективное протекание различных нелинейных процессов, в том числе генерацию излучения в терагерцовом диапазоне частот [1, 2] (ТГц-излучение). Для генерации ТГц-излучения при филаментации могут быть использованы схемы, основанные как на четырехволновом смещении основной и второй гармоник лазерного излучения [4, 5], так и на осцилляциях электронной плотности плазменного канала [6, 7]. В настоящей работе рассматривается последняя из них. При филаментации импульса (1–10 мДж, 50–100 фс, ~800 нм) в газе с давлением ~1 атм образуется плазменный канал протяженностью 1 см и более с плотностью свободных электронов $N_e \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [8], которой соответствует плазменная частота $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N_e / m_e} \sim 1 \text{ ТГц}$ (где e , m_e – заряд и масса электрона). В результате после прохождения оптического излучения высокой пиковой мощности плазменный канал осциллирует и излучает с частотой, близкой к ω_p . При этом ТГц-излучение филамента распространяется в конус с углом раствора $\sim 10^\circ$ [6, 7]. Образование филамента во внешнем электростатическом поле напряженностью 1–10 кВ/см, направленном перпендикулярно его оси, приводит к возрастанию на порядки энергии ТГц-излучения [9, 10], которое распространяется преимущественно вперед [10].

Результаты теоретических исследований по генерации ТГц-излучения при филаментации мощных фемтосекундных лазерных импульсов описаны в ра-

боте [6], где изучены как спектральный состав, так и диаграмма направленности ТГц-излучения. В [6] спектр ТГц-излучения определяется исходя из продольных осцилляций электронной плотности в плазменном канале, т.е. процесса, длительность которого много больше длительности самосжатого в филаменте импульса: 5–10 фс [11]. Вместе с тем его угловое распределение найдено согласно теории черенковского излучения движущегося со сверхсветовой в среде скоростью фронта ионизации. Длительность этого процесса меньше, чем длительность импульса при филаментации. Это говорит о некоторой противоречивости модели [6].

В условиях жесткой аксиконной фокусировки возможно чрезвычайно эффективное преобразование энергии фемтосекундного импульса в энергию ТГц излучения [12, 13], в т.ч. с несущей частотой, близкой к частоте столкновений [13]. В теоретических работах [12, 13] установлено, что для этого необходима степень однократной ионизации газовой среды, близкая к 100%, т.е. на 3 порядка выше, чем в плазменном канале филамента. Эксперименты [14], проведенные с импульсами, мощность которых меньше либо незначительно превышает критическую мощность самофокусировки, при жесткой фокусировке пучка, показывают возможность формирования коротких (длиной менее 1 см) плазменных образований с концентрацией свободных зарядов более 10^{18} см^{-3} .

Таким образом, разработка моделей генерации ТГц-излучения плазменных каналов филаментов является актуальной задачей. В настоящей работе рассмотрена генерация ТГц-излучения протяженного плазменного канала филамента с концентрацией свободных электронов $N_e \sim 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Создана простая модель для описания угловой расходимости ТГц-

¹⁾ e-mail: napanov@ilc.edu.ru

излучения в зависимости от его частоты и длины филамента. На основе развитой в работе модели объясняется рост ТГц-сигнала при филаментации во внешнем постоянном поле.

Плазменный канал филамента является протяженным источником излучения. В предположении, что ТГц-излучение отдельных его участков является когерентным, а доминирующий вклад в его генерацию вносят поперечные осцилляции электронной плотности, электрическое поле плазменного канала в точке, куда помещен детектор ТГц-излучения, есть результат интерференции (рис. 1) излучения отдель-

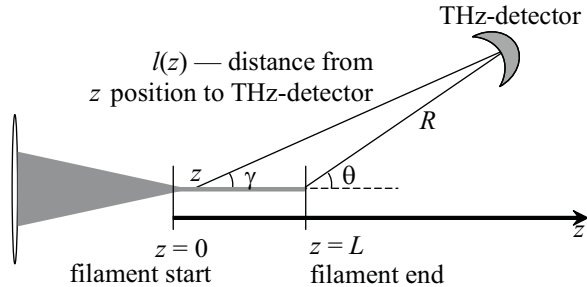


Рис. 1. Схема интерференции излучения элементов плазменного канала: L – длина филамента, z – положение излучающего участка dz , γ – угол между прямой, соединяющей этот участок и ТГц-детектор, и осью z , l – расстояние между ними, R – расстояние от ТГц-детектора до конца канала, θ – угол между прямой, соединяющей конец канала и ТГц-детектор, и осью z

ных его участков. Диаметр филамента составляет $d_{\text{fil}} \sim 100 \text{ мкм}$ [8], в то время как длина волны ТГц-излучения $\lambda_{\text{THz}} \geq 300 \text{ мкм}$. Поскольку $d_{\text{fil}} \ll \lambda_{\text{THz}}$, для расчета поля малого участка филамента в дальней зоне воспользуемся известным из литературы [15] выражением для электромагнитного поля системы зарядов на большом расстоянии от нее.

В отсутствие внешнего поля плазменный канал филамента является аксиально-симметричным [16]. Вследствие этого его поперечный дипольный момент равен нулю, а излучение каждого участка длиной dz является квадрупольным. Поле квадрупольного излучения малого участка филамента описывается соотношением [15]

$$\tilde{E}(\gamma) \propto \sin 2\gamma, \quad (1)$$

где γ – угол между направлением на детектор и осью филамента z . Штриховой кривой на рис. 2а показано распределение интенсивности квадрупольного излучения малого участка филамента в соответствии с соотношением $\tilde{I}(\gamma) \propto \sin^2 2\gamma$.

При филаментации во внешнем электростатическом поле нарушается аксиальная симметрия плаз-

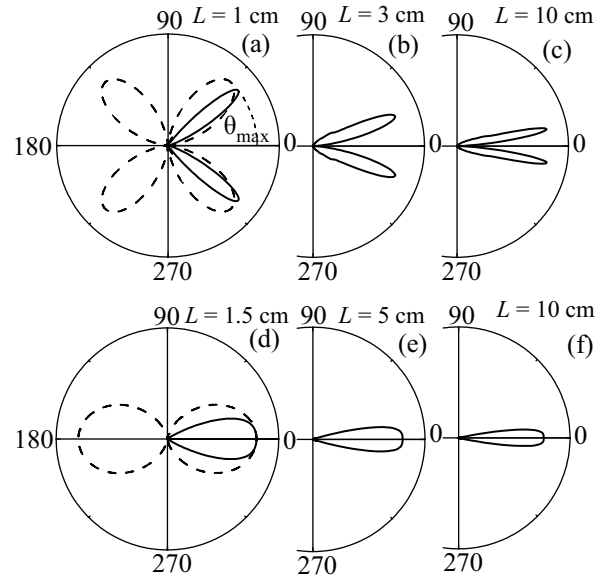


Рис. 2. (a)–(c) Диаграмма направленности ТГц-излучения филамента (сплошная линия) длины $L = 1, 3, 10 \text{ см}$ в отсутствие внешнего электростатического поля. Штриховой линией на (a) показано излучение малого участка филамента; (d)–(f) Диаграмма направленности ТГц-излучения филамента (сплошная линия) длины $L = 1.5, 5, 10 \text{ см}$ при наличии внешнего поля. Штриховой линией на (d) показано излучение малого участка филамента

менного канала, что приводит к возникновению дипольного момента. Поле дипольного излучения участка плазменного канала dz определяется формулой [15]

$$\tilde{E}(\gamma) \propto \cos \gamma. \quad (2)$$

На рис. 2е штриховой показано распределение интенсивности дипольного излучения малого элемента плазменного канала: $\tilde{I}(\gamma) \propto \cos^2 \gamma$.

Тогда интенсивность излучения филамента длиной L в дальней зоне $I(\theta)$ можно записать в виде:

$$I(\theta) \propto \int_0^\infty \left| \int_0^{ct} \frac{1}{l(z)} \tilde{E}(\gamma(z, \theta), z, t) \exp \left\{ \frac{2\pi i [z + l(z)]}{\lambda_{\text{THz}}} \right\} \times \right. \\ \left. \times \exp \left\{ -\nu_c \left(t - \frac{z}{c} \right) \right\} dz \right|^2 dt, \quad (3)$$

где $\tilde{E}(\gamma(z, \theta), z, t)$ – излучаемое в момент времени t под углом $\gamma(z, \theta)$ поле малого участка филамента длиной dz , расположенного на расстоянии z от его начала; $l(z)$ – расстояние между элементом и детектором; $\lambda_{\text{THz}} \sim 2\pi c/\omega_p$; c – скорость света; $\nu_c = 1 \text{ ТГц}$ – частота столкновений электронов с тяжелыми частицами [6]. Функция $\tilde{E}(\gamma(z, \theta), z, t)$ определяет распределение интенсивности, описываемое соотноше-

нием (1) в случае отсутствия либо (2) в случае наличия внешнего электростатического поля. В выражении (3) первый экспоненциальный множитель, $\exp\{2\pi i[z + l(z)]/\lambda_{\text{THz}}\}$, определяет максимум на оси в силу равенства оптических путей излучения, проходящего в точку с $\gamma = 0$ от каждого из участков dz . Расстояние z проходит оптический импульс со скоростью c , а оставшееся до детектора расстояние $(L - z) + R$, где R – расстояние от конца плазменного канала до детектора, с такой же скоростью (пренебрегаем дисперсией) проходит ТГц-излучение малого участка. В результате оптические пути ТГц-излучения от всех элементов совместно с лазерным путем до детектора на оси равны $L + R$ вне зависимости от текущей координаты z излучающего элемента. Второй экспоненциальный множитель, $\exp\{-\nu_c(t - z/c)\}$, связан с затуханием в результате неупругих столкновений электронов с тяжелыми частицами и определяет ширину спектра ТГц-излучения. При исследованиях филаментации подобные интерференционные модели применялись при изучении взаимодействия кольцевых структур филаментов [17] и формирования частотно-углового спектра [18]. Интеграл (3) определялся численно с шагами $\Delta_z = \lambda_{\text{THz}}/100$, $\Delta t = 2\pi/(100\omega_p)$.

На рис. 2а–с сплошной кривой представлены диаграммы направленности $I(\theta)$ ТГц излучения плазменного канала в отсутствие внешнего поля для филаментов длиной $L = 1, 3$ и 10 см, соответствующие результатам экспериментов [6, 7]. На оси филамента имеется минимум поля, а максимум достигается под углом $\theta_{\text{max}} \sim 10^\circ$ (сравните рис. 2а–с с Fig. 4 работы [7]). Увеличение длины филамента приводит к уменьшению угла раствора конуса θ_{max} (звезды на рис. 3). Расчеты проведены в области длин волн $300\text{--}3000$ мкм и длин плазменного канала $1\text{--}30$ см. Аппроксимация методом наименьших квадратов расчетных зависимостей $\theta_{\text{max}}(\lambda_{\text{THz}}, L)$ показывает, что

$$\theta_{\text{max}} = 69^\circ \sqrt{\lambda_{\text{THz}}/L}. \quad (4)$$

Зависимость (4), изображенная на рис. 3 сплошной кривой, соответствует результатам [6].

Квадрупольный член в разложении электромагнитного поля по степеням $d_{\text{fil}}/\lambda_{\text{THz}}$ (диаметр филамента d_{fil} – характерный размер излучающей области) пропорционален $(d_{\text{fil}}/\lambda_{\text{THz}})^2$, тогда как дипольный $\sim d_{\text{fil}}/\lambda_{\text{THz}}$. Ввиду того, что $d_{\text{fil}} \ll \lambda_{\text{THz}}$, величина энергии дипольного излучения на порядки превышает энергию квадрупольного. Этим объясняется наблюдаемый в экспериментах [9, 10] рост энергии ТГц-излучения. На рис. 2d–f сплошной кривой показана диаграмма направленности $I(\theta)$ ТГц-излу-

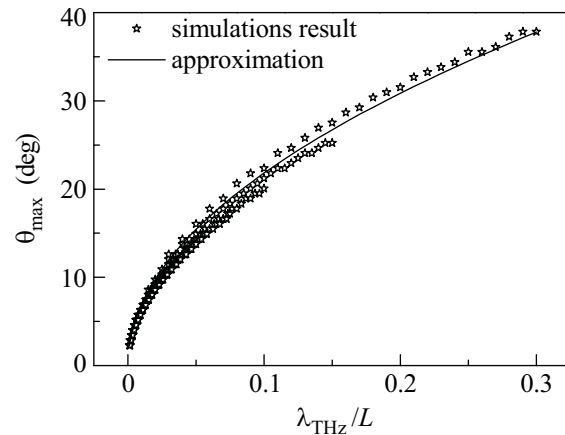


Рис. 3. Зависимость угла расходимости ТГц-излучения плазменного канала при филаментации в отсутствие внешнего поля от отношения длины волны ТГц-излучения к длине филамента λ_{THz}/L . Звездами показаны результаты моделирования, сплошной кривой – аппроксимация (4)

чения филамента длиной $L = 1.5, 5$ и 10 см при наличии внешнего электростатического поля. Излучение распространяется преимущественно вперед, его расходимость уменьшается с ростом длины филамента. Такое поведение углового распределения интенсивности ТГц-излучения наблюдалось экспериментально в [10] при генерации ТГц-излучения в филаменте, помещенном во внешнее поле (сравните рис. 2d, e с Fig. 3 работы [10]).

Таким образом, разработана феноменологическая модель генерации ТГц-излучения плазменных каналов, образующихся при филаментации фемтосекундных лазерных импульсов, описывающая экспериментальные данные по угловому распределению интенсивности ТГц-излучения. Построена диаграмма направленности ТГц-эмиссии плазменного канала филамента в предположении квадрупольного или дипольного локального излучателя. Показано, что при филаментации в отсутствие внешнего электростатического поля ТГц-излучение распространяется в конус, а при его наличии – преимущественно вперед. Угол расходимости ТГц-излучения в отсутствие внешнего поля описывается соотношением (4). Рост энергии ТГц-излучения при филаментации во внешнем поле объясняется нарушением аксиальной симметрии плазменного канала, приводящим к появлению вклада дипольного излучения, доминирующего над квадрупольным.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований # 09-02-01200-а и # 09-02-01522-а, гранта Президента

РФ для молодых кандидатов наук #МК-2213.2010.2
и ГК # 02.740.11.0223.

1. A. Couairon, A. Mysyrowicz, Phys. Rep. **441**, 47 (2007).
2. В. П. Кандидов, С. А. Шлёнов, О. Г. Косарева, Квант. электрон. **39**, 205 (2009).
3. O. G. Kosareva, W. Liu, N. A. Panov et al., Las. Phys. **19**, 1776 (2009).
4. X. Xie, J. Dai, and X.-C. Zhang, Phys. Rev. Lett. **96**, 075005 (2006).
5. A. V. Balakin, A. V. Borodin, I. A. Kotelnikov, and A. P. Shkurinov, JOSA B **27**, 16 (2010).
6. C. D'Amico, A. Houard, S. Akturk et al., New Jour. Phys. **10**, 013015 (2008).
7. C. D'Amico, A. Houard, M. Franco et al., Phys. Rev. Lett. **98**, 235002 (2007).
8. Y.-H. Chen, S. Varma, T. M. Antonsen, and H. M. Milchberg, Phys. Rev. Lett. **105**, 215005 (2010).
9. Y. Chen, T. Wang, C. Marceau et al., App. Phys. Lett. **95**, 101101 (2009).
10. A. Houard, Y. Liu, B. Prade et al., Phys. Rev. Lett. **100**, 255006 (2008).
11. С. Р. Hauri, W. Kornelis, F. W. Helbing et al., Appl. Phys. B **79**, 673 (2004); D. Uryupina, M. Kurilova, A. Mazhorova et al., JOSA B **27**, 667 (2010).
12. А. М. Быстров, Н. В. Введенский, В. Б. Гильденбург, Письма в ЖЭТФ **82**, 852 (2005); V. B. Gildenburg and N. V. Vvedenskii, Phys. Rev. Lett. **98**, 245002 (2007).
13. V. A. Kostin and N. V. Vvedenskii, Opt. Lett. **35**, 247 (2010).
14. А. А. Ионин, С. И. Кудряшов, Л. В. Селезнев, Д. В. Сидницын, Письма в ЖЭТФ **90**, 199 (2009); А. А. Ионин, С. И. Кудряшов, С. В. Макаров и др., Письма в ЖЭТФ **90**, 467 (2009).
15. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика*, том 2, *Теория поля*, М.: ФИЗМАТЛИТ (2003).
16. S. A. Hosseini, Q. Luo, B. Ferland et al., Phys. Rev. A **70**, 033802 (2004); W. W. Liu and S. L. Chin, Phys. Rev. A **76**, 013826 (2007).
17. S. L. Chin, S. Petit, W. Liu et al., Opt. Comm. **210**, 329 (2002).
18. А. Е. Dormidonov and V. P. Kandidov, Las. Phys. **19**, 1993 (2009); А. Е. Dormidonov, V. P. Kandidov, V. O. Kompanets et al., JETP Lett. **91**, 373 (2010).