

Модель реабсорбции при генерации терагерцового излучения из массива некогерентных оптических филаментов

Ю.Э. Гейнц, А.Д. Булыгин

Институт оптики атмосферы СО РАН

634055, Томск, Россия, пл. Академика Зюева, 1, ygeints@iao.ru, b.a.d@iao.ru

Численно исследуется генерация терагерцового излучения из массива некогерентных оптических филаментов, сформированных после прохождения мощным лазерным импульсом атмосферного турбулентного слоя. Предложена теоретическая модель позволяющая свести решение задачи к исследованию редуцированного стационарного варианта нелинейного уравнения Шредингера с феноменологическим учетом эффектов реабсорбции излучения в плазме.

Ключевые слова: терагерцовое излучение, фемтосекундный лазерный пучок, филаментация; terahertz radiation, filament.

Введение

Исследования генерации микроволнового (терагерцового) излучения в веществе при взаимодействии с сильными оптическими полями [1] являются актуальной и быстро развивающейся научной темой, что обусловлено ее широкими прикладными аспектами, в том числе для атмосферной оптики, где терагерцовый диапазон важен для дистанционной лазерной диагностики атмосферных газов и антропогенных воздействий. Лазерная генерация терагерцового (ТГц) излучения в воздухе, в отличие от других традиционных методов оптической СВЧ-генерации (нелинейные кристаллы, электрический разряд в газовой смеси, оптический пробой твердых мишеней), не приводит к необратимому разрушению активной среды, поскольку воздух является самовосстанавливающимся ресурсом. На практике ТГц-излучение обычно может быть получено путем филаментации одиночного фемтосекундного лазерного импульса, что обычно называется в литературе одноцветной филаментацией [1], или парой коллинеарно распространяющихся импульсов с разными длинами волн несущей, так называемой двухцветной филаментацией [2, 3].

Основной проблемой генерации ТГц-излучения с помощью плазмы является довольно низкая эффективность преобразования оптического излучения в микроволны. Действительно, при использовании органических кристаллов с $\theta^{(2)}$ -нелинейностью можно добиться выхода энергии в ТГц диапазон, составляющего около нескольких процентов, тогда как в схемах с лазерной филаментацией в воздухе это значение едва превышает сотые доли процента [1-3].

В связи с этим предлагаются различные способы повышения эффективности ТГц-сигнала и, в частности, когерентное наложение микроволн от разных частей одиночного филамента [3]. Стоит отметить, что подобные методы основаны на когерентном сложении нескольких ТГц-источников в области филамента и, следовательно, требуют полного контроля фазы каждого элемента среды, излучающей микроволны. В то же время в практике атмосферной филаментации, когда используется фемтосекундное излучение обычно характеризуется довольно большой апертурой и низким качеством поперечного распределения энергии, становится невозможным обеспечить требуемый фазовый синхронизм между нитями в лазерном пучке.

Ранее мы предложили исследовать ТГц-генерацию из некогерентного массива филаментов, формируемых за счет наложения фазовой маски в исходный фемтосекундный пучок [4]. Оказалось, что и такое некогерентное излучение из области множественной филаментации может приводить к заметному повышению эффективности ТГц-генерации. При этом наш анализ показал, что для построения теоретической модели такого ТГц-источника и возможности интерпретировать наблюдаемые в эксперименте закономерности необходим дополнительный учет эффектов реабсорбции низкочастотного излучения в образующейся плазме.

Модель реабсорбции

И в соответствии с выражением, предложенным в [4, 5], мы будем исследовать величину

$$q_{TH} = \int w^{m+1} dx dy. \quad (1)$$

Данная величина есть мера ТГц-энергии, вышедшей из области филаментации; w - плотность энергии излучения фемтосекундного лазерного излучения.

Однако данная величина в полной мере не позволяет описать экспериментальные данные, так как ТГц-излучение от филаментов поглощается в плазменных следах от других филаментов. Для оценки данного об-

стоятельства воспользуемся уравнением переноса для ТГц-частоты в трансверсальном сечении для поля яркости в среде с источниками и поглощением. Тогда уравнение переноса для поля яркости можно записать в достаточно общем виде:

$$\left(\frac{1}{c}\partial_t + \mathbf{k}_\perp \nabla_\perp\right) J = S_q - \alpha J. \quad (2)$$

Далее мы заметим, что области филаментации являются как ТГц-источниками в процессе их формирования, так и поглотителями этого излучения после акта высвечивания составляющего сотни фемтосекундного излучения, что можно считать мгновенным актом излучения по сравнению с временем выхода излучения из области филаментации. Тогда в рамках макроскопического усредненного описания, когда уместно говорить некоторой средней плотности источников, все сказанное можно записать в форме:

$$S_q(\mathbf{k}_\perp, \mathbf{r}_\perp, t) = \alpha_S(\mathbf{k}_\perp) \rho_q(\mathbf{r}_\perp) \delta(t), \quad (3)$$

где α_S , α_r - соответствующие феноменологические параметры.

Далее введем вектор Умова-Пойтинга:

$$\mathbf{S}_\perp = \iint J \mathbf{k}_\perp d\mathbf{k}_\perp. \quad (4)$$

Предположим, что поле ρ_q имеет два масштаба пространственной неоднородности: малый и большой. Примем допущение, что на большом масштабе неоднородность поля обусловлена исключительно радиальной составляющей, то есть $\rho_q = \bar{\rho}_q(r) \chi(r_\perp)$. В этом случае можно ввести эффективный коэффициент поглощения, усредненный по малым масштабам, и с учетом корректной операции перепутывания операторов распространения и поглощения введем $\bar{\alpha}_r$ - эффективный коэффициент поглощения, который функционально зависит от масштабов неоднородности χ . Нетрудно показать (мы опустим здесь математические подробности этой тривиальной, хотя и несколько громоздкой операции), что чем сильнее неоднородность поля, тем меньше величина $\bar{\alpha}_r$!. Дальнейшее упрощение модели будет заключаться в реализации усреднения по малому масштабу неоднородности и, соответственно, аксиальной симметрии в среднем (черту сверху опускаем). Тогда для потока ТГц-излучения через поверхность с нормалью $\mathbf{n}$, $S_n \equiv (\mathbf{n} \mathbf{S}_\perp)$ можно выписать следующее дифференциальное уравнение баланса:

$$dS_n = (\alpha_S - \alpha_r S_n) \rho_q(r) 4\pi r^2 dr, \quad (5)$$

где $\alpha_r S_n$ дает поправку, связанную с реабсорбцией при прохождении радиального слоя dr с феноменологическим коэффициентом α_r ; ρ_q - плотность источников ТГц-излучения, α_S - соответствующий размерный параметр, причем $\alpha_S \rho_q \equiv \kappa_n q_{TH}$, где $\kappa_n \equiv \sum_k \kappa_{0k} n^k$. После интегрирования найдем:

$$S_n = S_n^0 \exp(-\mu S_n^0), \quad (6)$$

где $\mu \equiv \alpha_r / \alpha_S$; $S_n^0 = \int_0^\infty \alpha_S \rho_q(r) 4\pi r^2 dr$ - поток излучения без учета реабсорбции.

Результаты численного моделирования и сравнение с экспериментом

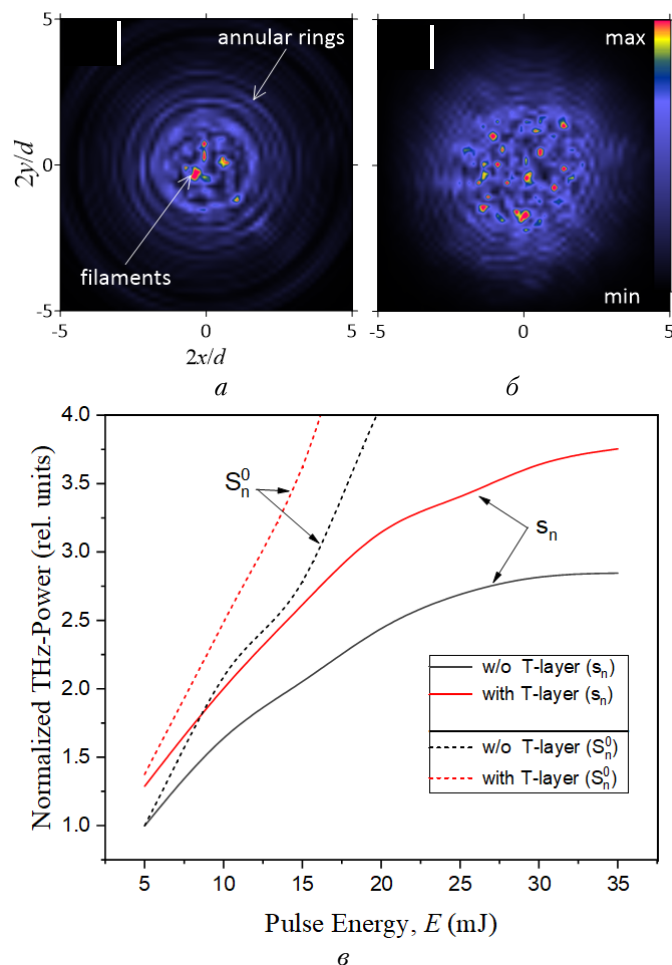
Для нахождения искоемых величин S_n^0 мы будем с учетом методологии, описанной выше, решать нелинейные уравнения Шредингера для медленно-меняющейся огибающей светового поля с волновым числом на несущей частоте k_0 с учетом высших нелинейностей, обуславливающих остановку коллапса, с реализацией филаментации в так называемом стационарном приближении [6]:

$$2ik_0 U_z = (\Delta_\perp + \varepsilon_{\text{ker}}(UU^*) + \varepsilon_m(UU^*)^{2m} + ik_0 \alpha_m(UU^*)^{2(m-1)} + \varepsilon_{\text{turb}})U. \quad (7)$$

Здесь k_0 - волновое число на несущей длине волны 800 нм; ε_{ker} - коэффициент при кубичной нелинейности; ε_m - коэффициент при нелинейности m -го порядка, обеспечивающий остановку сжатия пучка за счет эффектов, моделирующих плазменную дефокусировку с соответствующим поглощением в плазме, моделируемом последним диссипативным слагаемым α_m . Эффективная численная реализация приближенного аналога данного уравнения может быть достигнута методом эффективных самонаведенных рассеивателей [7]. Прохождение турбулентного слоя будем генерировать спектральным методом. Начальный профиль поля в нашем случае выбирался в форме Гауссова пучка. Размер пучка и фокусное расстояние соответствует эксперименту [4].

Распределение поля, полученное в численном эксперименте, позволяет вычислить параметр неоднородности поля плазмы на малых масштабах, а через него отследить трансформацию эффективного феноменоло-

гического параметра μ для двух вышеприведенных ситуаций и воспроизвести экспериментальные ситуации, как это представлено на рисунке.



Теоретическое моделирование генерации ТГц-излучения из области филаментации фемтосекундного оптического импульса (а, б). Пространственный профиль интенсивности импульса (нормализованные единицы измерения) во время филаментации фемтосекундного гауссовского импульса в невозмущенном воздухе (а) и после прохождения через турбулентный слой (б). Нормализованная ТГц-мощность в зависимости от энергии импульса E , рассчитанная по формуле (7) (пунктирная линия) и через формулу (6) (сплошная линия) (в)

Заключение

В работе теоретически исследованы основные закономерности формирования энергетических характеристик ТГц-излучения из области множественной филаментации мощного фемтосекундного лазерного импульса, инициируемой случайным фазовым экраном. Для установления качественных и количественных закономерностей в формировании ТГц-излучения в зависимости от свойств фазового экрана, параметризуемого температурой источника тепловых неоднородностей (нагретой струи), достаточно рассмотрения стационарной модели множественной филаментации и коррекционного учета эффекта реабсорбции ТГц-излучения в плазме. Показано, что данный эффект реабсорбции может быть учтен на основе уравнений переноса для ТГц-излучения, формируемого из области филаментов, с последующей реабсорбцией этого излучения в этих плазменных каналах. Причем большое значение имеет пространственная структура распределения областей поглощения, и чем менее она однородна, тем меньше эффект реабсорбции, и, следовательно, эффективней генерация ТГц-излучения из области филаментации.

Финансирование. Работа выполнена в рамках госзадания ИОА СО РАН.

Список литературы

1. Amico C.D., Houard A., Akturk S., Liu Y., Le Bloas J., Franco M., Prade B., Couairon A., Tikhonchuk V., Mysyrowicz A. Forward THz radiation emission by femtosecond filamentation in gases: Theory and experiment // New J. Phys. 2008. V. 10, N 1. P. 013015.
2. Zhao J., Zhang X., Li S., Liu C., Chen Y., Peng Y., Zhu Y. Detecting the propagation effect of terahertz wave inside the two-color femtosecond laser filament in the air // Appl. Phys. B. 2018. V. 124, N 45. P. 1–7.

3. *Bai K., Gou Y., Peng X.-Y.* Terahertz beam array generated by focusing two-color-laser pulses into air with a microlens array // *AIPAdvances*. 2022. V. 12, N 9. P. 095113.
4. *Geints Y., Bulygin A., Babushkin P., Kabanov A., Petrov A., Oshlakov V., Khoroshaeva E.* Turbulence-enhanced THz generation by multiple chaotically-distributed femtosecond filaments in air // *Opt. Laser Technol.* 2024. V. 179. P. 11322.
5. *Булыгин А.Д.* Оптимизация генерации ТГц-излучения методом профилирования лазерного излучения в воздухе с использованием генетического алгоритма // *Оптика атмосферы и океана*. 2024. Т. 37, № 12. С. 1023–1027.
6. *Berge L., Skupin S., Lederer F., Müjean G., Kasparian Yu., Salmon E., Wolf J., Rodriguez M., Wüste L., Bourayou R., Sauerbrey R.* Multiplefilamentation of terawatt laser pulsed in air // *Phys. Rev. Lett.* 2004. V. 92, N 22.
7. *Bulygin A.D., Geints Yu.E.* Toward high-speed effective numerical simulation of multiple filamentation of high-power femtosecond laser radiation in a transparent medium // *J. Opt. Soc. Am. B*. 2023. V. 40. P. 2339-2348.

Yu.E. Geints, A.D. Bulygin. The reabsorption model for terahertz radiation generation from an array of the incoherent optical filaments.

The generation of terahertz radiation from an array of the incoherent optical filaments formed after a powerful laser pulse passes through an atmospheric turbulent layer is numerically studied. A theoretical model is proposed that allows to reduce the solution of the problem to the study of a reduced stationary version of the nonlinear Schrödinger equation with phenomenological consideration of the effects of radiation reabsorption in plasma.