

К 40-ЛЕТИЮ ИНСТИТУТА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ ИМ. А.М. ПРОХОРОВА РАН (ИОФ РАН)

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Генерация терагерцевого излучения в плазме оптического пробоя газов

А.А. Ушаков, П.А. Чижов, В.В. Букин, С.В. Гарнов

В работе представлено современное состояние исследований по генерации терагерцевого излучения при оптическом пробое газов лазерным излучением, состоящим из основной и удвоенной гармоник фемтосекундного лазерного излучения. Рассмотрены основные подходы к описанию процесса генерации терагерцевого излучения. Показано влияние режима фокусировки, пространственной и временной модуляции, изменения длины волны и состояния поляризации излучения накачки на параметры терагерцевого излучения. Также рассмотрены вопросы влияния свойств среды, в которую производится фокусировка лазерного излучения, на параметры терагерцевых импульсов.

Ключевые слова: фемтосекундная лазерная плазма, филаментация, терагерцевое излучение

PACS numbers: 42.65.–k, 52.38.Hb, 52.59.Ye

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.10.039579>

Содержание

1. Введение (169).
2. Генерация терагерцевого излучения при фокусировке двухцветного излучения в газовые среды. Механизмы описания генерации (171).
3. Исследование влияния состояния поляризации излучения двухчастотной накачки на параметры терагерцевого излучения (172).
4. Влияние режима фокусировки лазерного излучения на параметры терагерцевых импульсов (173).
 - 4.1. Исследование зависимости диаграммы направленности терагерцевого излучения от режима фокусировки.
 - 4.2. Генерация терагерцевого излучения из плазмы в направлении, противоположном направлению распространения излучения накачки.
 - 4.3. Генерация терагерцевого излучения из протяжённых плазменных каналов.
5. Влияние эффекта chirpирования импульсов фемтосекундного лазерного излучения (176).
6. Влияние длин волн излучения накачки (177).
7. Влияние свойств газовой среды на параметры терагерцевого излучения (178).

8. Генерация терагерцевого излучения при множественной и суперфиламентации (179).
 9. Заключение (181).
- Список литературы (182).

1. Введение

Развитие лазеров с ультракороткими импульсами повлекло за собой возможности исследования нелинейных эффектов высоких порядков, таких как генерация гармоник высших порядков, филаментация, оптический пробой. В частности, появилась возможность оптического пробоя газовых сред с образованием нестационарной плазмы — источника вторичного излучения. В роли вторичного излучения выступает не только оптическое (генерация суперконтинуума с компонентами в синей части спектра [1], лазерная генерация [2], гармоники высокого порядка [3], рентгеновское и β -излучение [4], и т.д.), но и дальнейшее инфракрасное, которое также называют субмиллиметровым или терагерцевым (ТГц) [4]. Первая работа по генерации импульсного ТГц-излучения при взаимодействии импульсов ультракороткой длительности с веществом была опубликована ещё в конце 1980-х гг. [5], в качестве источника там использовалась полупроводниковая антенна, но уже тогда были показаны широкие перспективы применения импульсных источников указанного диапазона спектра электромагнитных волн ввиду возможности прямого измерения временной формы ТГц-импульсов. По этой и другим фундаментальным физическим причинам (наличие выделенных вращательных и колебательных мод у ряда веществ в ТГц-диапазоне, сильное поглощение в воде и слабое поглощение в пластике, низкая энергия кванта, слабое рассеяние и т.д. [6, 7]) интерес к данному диапазону только развивается в наше время.

А.А. Ушаков^(1,a), П.А. Чижов^(1,2,3,b), В.В. Букин⁽¹⁾, С.В. Гарнов^(1,c)

⁽¹⁾ Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, ул. Вавилова 38, 119991 Москва, Российская Федерация

⁽²⁾ Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский пер. 9, 141701 Долгопрудный, Московская обл., Российская Федерация

⁽³⁾ Всероссийский институт научной и технической информации РАН, ул. Усиевича 20, 125190 Москва, Российская Федерация

E-mail: ^(a) ushakov.aleksandr@physics.msu.ru, ^(b) pvch@inbox.ru, ^(c) garnov@kapella.gpi.ru

Статья поступила 11 августа 2023 г., после доработки 6 октября 2023 г.

Если говорить о лазерной плазме — источнике ТГц-излучения, то первые работы в этом направлении были опубликованы в 1993–1994 гг. [4], в них была продемонстрирована генерация импульсного ТГц-излучения с длительностью порядка 1 пс при фокусировке в газы и твердотельные мишени фемтосекундного лазерного излучения с длительностью порядка 100 фс и энергией до 50 мДж. Основным механизмом генерации ТГц-излучения в данном случае является радиальное ponderomotive воздействие излучения на ионизированные электроны в плазме, что во многом объясняет достаточно низкую эффективность оптико-терагерцевого преобразования $\sim 10^{-7} - 10^{-9}$, относительно узкий спектр генерации и конечную эмиссию под углом к оси плазменного канала. Примечательно, что помимо ТГц-излучения из плазмы регистрировалось β -излучение ускоренных электронов и жесткое рентгеновское излучение, а также то, что все три упомянутых вида излучений коррелируют между собой.

Для оптимизации указанного метода генерации позднее была предложена аксиальная фокусировка, при которой падающий лазерный пучок фокусируется в нить, вытянутую вдоль своей оси. При этом вдоль оси возникает сверхсветовая волна ионизации со скоростью $V = c/\sin\theta$, где θ — угол фокусировки линзы. При наличии внешнего электрического поля при ионизации возникает поляризация плазмы. В результате поляризации возникает бегущая со сверхсветовой скоростью волна тока плазменных колебаний, излучающих электромагнитный импульс за счёт черенковского механизма [8].

Все вышеописанные методы используются, как правило, на установках с относительно высокими энергиями лазерных импульсов (десятки мДж) и относительно низкими частотами следования импульсов (единицы – десятки Гц). Другие методы необходимы для работы на установках с меньшими уровнями энергии (несколько мДж в импульсе), но, как следствие, более доступными для исследовательских лабораторий, а кроме того, имеющими килогерцевые частоты следования лазерных импульсов. Такие лазерные системы уже обеспечивают необходимую для ионизации интенсивность излучения, но при этом для ускорения электронов в плазме требуются другие подходы. Приложение внешнего статического электрического поля к области формирования плазмы, возникающей в результате фотоионизации, позволяет осуществить относительно сильный разгон электронов, что в свою очередь увеличивает фототок, определяющий эффективность генерации ТГц-излучения. Направление фототока в данном случае совпадает с направлением электростатического поля, вследствие приложения поля в направлении, перпендикулярном направлению распространения лазерного импульса, будет происходить когерентное усиление напряжённости импульса ТГц-излучения вдоль плазменного канала. Для микроволнового излучения данный подход был показан в 1996 г. [9], а для генерации в ТГц-диапазоне эта же идея была перенесена на рубеже 2000-х гг. [10]. Продемонстрированный метод позволил увеличить на порядок эффективность оптико-терагерцевого излучения по сравнению с ранее предложенными методами ponderomotive ускорения электронов без внешнего поля. В первую очередь напряжённость генерируемого излучения в ТГц-диапазоне определялась величиной прикладываемых электростатических полей, ограниченных порогом пробоя. Позднее был предложен метод, в котором ускорение электронов в плазме

происходило при воздействии фемтосекундного лазерного излучения на основной частоте и второй гармонике [11]. В первой работе схема генерации была основана на размещении в сходящемся лазерном пучке кристалла второй гармоники после фокусирующей линзы. Основной интерпретацией полученной генерации вначале считалось оптическое выпрямление при четырёхволновом смешении (случай генерации разностной частоты, близкой к квазипостоянному полю). В дальнейшем по ряду причин такая модель была пересмотрена и дополнена. Примечательным отличительным свойством данного метода генерации, выделяющим его по сравнению с остальными, является ультраширокий спектр генерации ТГц-излучения 0,1–200 ТГц, возможность фокусировки лазерного излучения непосредственно перед исследуемым объектом для формирования источника, что позволит избежать естественных потерь в ТГц-пучке, связанных с поглощением при распространении излучения в парах воды в атмосфере. В целом существуют работы, в которых объединены два вышеупомянутых подхода к генерации ТГц-излучения в плазме (двухцветная накачка + внешнее поле) [12, 13] с целью повышения эффективности генерации и управления параметрами ТГц-излучения.

Следует упомянуть, что существуют и другие среды кроме газовых, где формирование плазмы под действием лазерного излучения ультракороткой длительности приводит к генерации ТГц-импульсов. Одним из интересных экспериментов в этом плане является генерация ТГц-излучения при взаимодействии фемтосекундных лазерных импульсов с газовой струей, которая, расширяясь в вакуум при определённой форме сопла, формирует кластеры [14]; здесь также наблюдается генерация рентгеновского излучения вместе с терагерцевым. Отличительным свойством непосредственно кластеров являются высокие коэффициенты поглощения лазерного излучения при относительно низкой концентрации частиц [15]. Также примечательным является тот факт, что эффективность оптико-терагерцевого преобразования в данном случае существенно возрастает при наличии предимпульса, разогревающего предварительно среду, в которую направляется основной импульс, формирующий плазменный канал [16].

По аналогии с газовыми струями продемонстрирована генерация ТГц-излучения при облучении фемтосекундным лазерным излучением капель жидкого металла [17]. При относительно низкой эффективности оптико-терагерцевого преобразования ($\sim 10^{-8}$) также наблюдается увеличение выходной энергии ТГц-излучения при формировании двух импульсов — разогревающего среду и силового, осуществляющего непосредственно генерацию.

Несмотря на кажущуюся невозможность эффективной генерации ТГц-излучения в жидкостях ввиду сильного поглощения в них, разными группами были проведены подобные исследования. Причём относительно эффективная генерация была показана как в тонкой плёнке жидкости [18–20], так и в протяжённой кювете [21]. Интересен факт, что в случае с тонкой плёнкой наличие разогревающего предимпульса также приводит к увеличению выходной мощности генерируемого ТГц-импульса [19].

Таким образом, на настоящий момент генерация терагерцевого излучения с использованием фемтосекундного лазерного излучения была продемонстрирована в различных средах и совершенно не представляется возможным уместить в рамках одной обзорной статьи все

Таблица 1. Методы генерации интенсивного ТГц-излучения

Метод	Напряжённость электрического ТГц-поля, МВ см ⁻¹	Эффективность преобразования энергии фотонов	Центральная частота спектра, ТГц	Спектральная полоса генерации, ТГц
Двухцветная лазерная плазма (0,8 + 0,4 мкм) [22]	8	10 ⁻⁴	~ 2	> 100
Двухцветная лазерная плазма (3,9 + 1,95 мкм) [23]	100	2,4 × 10 ⁻²	~ 8	~ 15
Плазма в газовых кластерах [24]	—	10 ⁻⁷	~ 0,4	~ 1
Оптическое выпрямление [25]	83	3 × 10 ⁻²	~ 4	~ 5
Оптическое выпрямление с наклонным фронтом в LiNbO ₃ [26]	7,5	10 ⁻²	~ 0,3	~ 1,3
Фотопроводящая антенна [27]	< 1	10 ⁻⁶	~ 2	~ 5
Плазма в тонких слоях жидкости [18, 19, 28]	0,2	~ 10 ⁻⁴	~ 1–1,5	~ 2–3
Излучение короткого сгустка электронов [29]	200	10 ⁻⁴	—	> 10
Лазер на свободных электронах [27]	2	10 ⁻³	3	~ 10

актуальные направления по рассматриваемому вопросу. Попытка вовлечения всех данных приведёт к необходимости ограничения перечисления многочисленных результатов, в то время как полезнее будет более подробно разобрать ряд ключевых проблем, чем поверхностно ознакомиться со всем многообразием работ. Поэтому мы остановимся более подробно на детальном обсуждении вопросов генерации ТГц-излучения при фокусировке в газовые среды фемтосекундного лазерного излучения на основной и удвоенной гармониках ввиду ультраширокого спектра генерации вторичного излучения (табл. 1) и перспектив использования данных источников в задачах удалённой диагностики и спектроскопии.

В настоящем обзоре представлено современное состояние исследований по генерации ТГц-излучения при оптическом пробое газов лазерным излучением, состоящим из основной и удвоенной гармоник фемтосекундного лазерного излучения (в дальнейшем данное излучение будем называть двухчастотным или двухцветным, а сформированная под действием такого излучения плазма оптического пробоя будет называться двухцветной плазмой). В разделе 2 представлены общие подходы к описанию генерации ТГц-излучения в газовых средах. В разделе 3 представлены работы, направленные на оптимизацию состояния поляризации волн двухчастотной накачки, в особенности обращается внимание на случай, когда импульсы на основной и удвоенной гармониках формируются в разных оптических плечах. В разделе 4 рассматривается вопрос об оптимальном режиме фокусировки двухчастотных лазерных импульсов для генерации ТГц-излучения в формируемой плазме, рассматривается как вопрос энергетических параметров, так и диаграммы направленности выходного излучения. Особенно выделяется случай острой фокусировки с формированием ТГц-излучения, распространяющегося навстречу импульсам накачки, рассматриваются особенности данного излучения. Также рассматриваются особенности генерации ТГц-излучения из протяжённых плазменных каналов, когда в результирующем ТГц-импульсе наблюдаются интерференционные эффекты, что может быть использовано для контроля фазы относительно огибающей и частотной фильтрации излучения. В разделе 5 рассматривается влияние эффекта модуляции импульсов лазерного излучения на генерацию ТГц-излучения в

плазме. Раздел 6 посвящён определению влияния длины волны излучения накачки. В разделе 7 освещаются вопросы о влиянии свойств газовых сред (давление, химический состав) на генерацию ТГц-излучения. В разделе 8 рассматривается вопрос об особенно актуальном в последнее время режиме взаимодействия лазерного излучения с газами — суперфиламентации.

2. Генерация терагерцевого излучения при фокусировке двухцветного излучения в газовые среды. Механизмы описания генерации

Для описания процесса генерации ТГц-излучения при фокусировке двухцветного фемтосекундного лазерного излучения в газовые среды изначально предлагалось использовать формализм нелинейной поляризации третьего порядка [11], а именно процесс генерации разностной частоты, который формально может быть описан как $\omega + \omega' - 2\omega = \Omega_{\text{ТГц}}$. Данный подход успешно описывает ряд экспериментальных кривых, например степенную зависимость энергии ТГц-излучения от энергии лазерного излучения [11, 30, 31]. Кроме того, примечательна синусоидальная зависимость мощности ТГц-излучения от положения кристалла второй гармоники вдоль оптической оси [30], что объясняется сдвигом относительной разности фаз между первой и второй гармониками за счёт дисперсии. Однако имеется ряд несоответствий с предложенной моделью, например, наличие насыщения при увеличении плотности мощности лазерного излучения [32], аномально высокая величина нелинейной восприимчивости [30]. Примечателен тот факт, что наличие предимпульса, ионизирующего газ до прихода основного силового импульса, существенно снижает эффективность генерации ТГц-излучения [33, 34]. Ряд этих фактов привёл к другому способу описания, связанному с полевой ионизацией газовых сред фемтосекундным лазерным излучением и формированием нестационарных фототоков [34]. В результате полевой ионизации, достаточно успешно описываемой формулами [35–37], происходит образование свободных электронов, ускоряемых лазерными импульсами. Наличие ненулевой разности фаз между первой и второй гармониками приводит к нарушению симметрии воздействующего на электроны поля,

что в свою очередь позволяет сформировать ненулевой фототок, производная от которого пропорциональна напряжённости ТГц-поля. Данная модель также удачно описывает синусоидальную кривую зависимости энергии ТГц-излучения от положения кристалла второй гармоники вдоль оси [34], поскольку взаимная фаза между первой и второй гармониками существенным образом влияет на формирование ненулевого фототока, определяющего ТГц-поле.

Более наглядно формирование источника ТГц-импульсов при фокусировке двухцветных лазерных импульсов в газовые среды может быть рассмотрено следующим образом. На первом этапе, при котором ещё нет непосредственно ионизации среды, происходит нелинейный отклик нейтральных атомов и молекул на воздействие интенсивного лазерного поля. Этот отклик может рассматриваться в рамках механизма нелинейной восприимчивости третьего порядка, описываемого через оператор фурье-образа \hat{F} формулой [38]:

$$\hat{F}(\ddot{\mathbf{P}}) = -\omega^2 \chi_{1111}^{(3)} \hat{F}(|\mathbf{E}|^2 \mathbf{E}), \quad S_{\text{pol}}(\omega) = |\hat{F}(\ddot{\mathbf{P}})|^2. \quad (1)$$

Здесь $\ddot{\mathbf{P}}$ — вторая производная поляризации по времени, S_{pol} — спектральная интенсивность, ω — круговая частота излучения, \mathbf{E} — напряжённость поля, $\chi_{1111}^{(3)}$ — тензор нелинейной восприимчивости третьего порядка.

На втором этапе происходит непосредственно полевая ионизация газовой среды. В данном случае генерация ТГц-излучения описывается в рамках модели нестационарных фототоков посредством следующего уравнения [38]:

$$\hat{F}(\dot{\mathbf{J}}) = \frac{\omega}{\omega + i\nu_c} \left(\frac{e^2}{m} \hat{F}(\mathbf{E}N_e) + e\hat{F}(\mathbf{V}_e(t, t)\dot{N}_e) \right), \quad (2)$$

$$S_{\text{pc}}(\omega) = |\hat{F}(\dot{\mathbf{J}})|^2,$$

где $N_e(t)$ — полная концентрация электронов в момент времени t , $\mathbf{V}_e(t, t)$ — начальная скорость электронов, рождённых в момент времени t , e и m — заряд и масса электрона, ν_c — частота столкновений, $S_{\text{pc}}(\omega)$ — спектральная интенсивность фототока, $\dot{\mathbf{J}}$ — производная фототока по времени.

На третьем этапе рассматривается генерация ТГц-излучения в уже сформированной плазме. Для описания здесь применяется механизм нелинейной восприимчивости третьего порядка плазмы. Методом последовательных приближений была получена соответствующая формула для определения вклада силы Лоренца G_x , определяющей генерацию ТГц-излучения [39]:

$$G_x = -\frac{e^3}{8m^2c^3(\gamma^2 + \omega^2)(\gamma^2 + 4\omega^2)} [E_\omega^2 E_{2\omega}^* + \text{к.с.}]. \quad (3)$$

В данной формуле γ — частота столкновений, E_ω и $E_{2\omega}^*$ — поле основной и второй (комплексно сопряжённой) гармоник.

Позднее в работах [38, 40] проводилось сравнение вкладов от двух предложенных моделей — нелинейной поляризации третьего порядка и нестационарных фототоков. Было показано, что доминирующий вклад в формирование ТГц-импульсов происходит за счёт генерации фототоков, при этом по спектру электромагнитного излучения из плазмы в низкочастотной области преобладает сигнал от нестационарных фототоков, а в высокочастотной — от нелинейной поляризации третьего порядка.

В дальнейшем два указанных подхода были объединены в рамках одной модели, описываемой так называемым уравнением однонаправленного распространения излучения (UPPE — Unidirectional Pulse Propagation Equation) [40–42]. Данное уравнение часто записывается для аксиально-симметричной пространственно-временной фурье-гармоники

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + ik_z \right) \hat{E}(\omega, k_r, z) = -\frac{2\pi\omega}{c^2 k_z} (\hat{J}(\omega, k_r, z) + i\omega \hat{P}(\omega, k_r, z)), \quad (4)$$

где z — координата распространения, c — скорость света. Это уравнение распространения является наиболее подходящим для моделирования генерации ТГц-излучения из индуцированной двухчастотными фемтосекундными импульсами плазмы, поскольку оно описывает одновременно электрическое поле с ультрашироким спектром от ТГц до ультрафиолетового диапазона и непараксиальную дифракцию (что особенно важно для низкочастотных ТГц-компонент спектра, которые могут расходиться из филамента под углами $\sim 10^\circ$ и более) посредством продольного волнового числа $k_z(\omega, k_r) = [\omega n^2(\omega)c^{-2} - k_r^2]^{1/2}$, где $n(\omega)$ — показатель преломления. Уравнение однонаправленного распространения излучения включает отклик нелинейной поляризации третьего порядка (эффект Керра) \hat{P} [11, 43] и нестационарного фототока \hat{J} [31, 43]

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \nu_c \right) J(t, r, z) = \frac{e^2}{m_e} N_e(t, r, z) E(t, r, z). \quad (5)$$

Здесь m_e и e — масса и заряд электрона, N_e — концентрация свободных электронов, описываемая с помощью уравнения

$$\partial_t N_e = w(E(t, r, z))(N_0 - N_e(t, r, z)), \quad (6)$$

где $w(E)$ — вероятность ионизации [35]. В целом данный подход на настоящий момент является одним из наиболее распространённых и широко применяемых на практике для интерпретации и описания экспериментальных данных.

3. Исследование влияния состояния поляризации излучения двухчастотной накачки на параметры терагерцевого излучения

В пионерской работе [11] поляризации компонент двухцветного импульса были линейными ортогональными, так как для получения второй гармоники использовался кристалл I-типа синхронизма. В предположении генерации ТГц-излучения в процессе четырёхволнового смешения сонаправленное состояние поляризаций гармоник должно обеспечивать лучший результат. Дальнейшие исследования были направлены на установление компонент тензора нелинейной восприимчивости $\chi^{(3)}$ и определение зависимости поляризации ТГц-излучения от состояния поляризаций компонент двухцветной накачки. В работе [30] использовался поворот кристалла I-типа синхронизма относительно оптической оси (рис. 1а), когда изменялся угол между направлениями поляризации основной и второй гармоник, но при этом эффективность преобразования излучения во вторую гармонику также менялась. При фиксированной эффективности преобразования во вторую гармонику и взаимном пово-

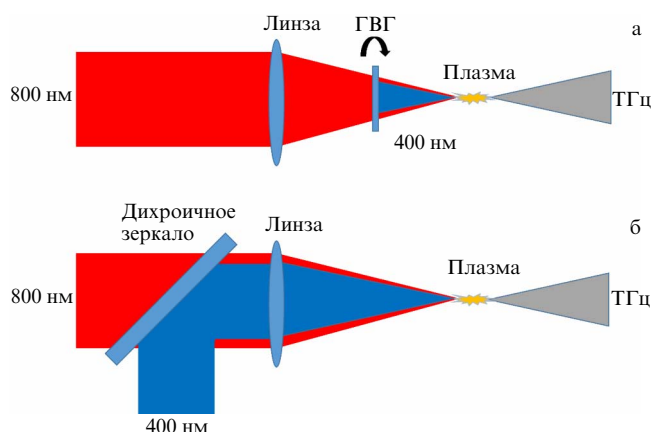


Рис. 1. Схемы генерации ТГц-излучения в лазерной плазме: (а) поляризация накачки регулируется за счёт поворота кристалла-преобразователя (генератор второй гармоники); (б) поляризация накачки контролируется независимо, двухцветный импульс формируется после дихроичного зеркала.

роте линейных поляризаций гармоник эффективность генерации ТГц-излучения р-поляризации исследовалась в [44] для определения компонент тензора $\chi^{(3)}$. В указанной работе излучение разделялось на два пучка (рис. 1б) и сбивалось вместе на дихроичном зеркале. Стоит отметить, что в данной конфигурации фаза между гармониками испытывает биения за счёт различных неоднородностей на пути пучков и восстановление временной формы ТГц-импульса представляет нетривиальную задачу. В [45] фиксировались обе поляризации (s- и р-поляризованные) в схемах, аналогичных упомянутым [30, 44], был проведён более скрупулёзный анализ поляризаций накачки и выделены перекрёстные компоненты тензора нелинейной восприимчивости.

С появлением модели переходных фототоков [34] происходит отход от определения компонент тензора нелинейной восприимчивости к рассмотрению процесса фотоионизации и траекторий движения электронов, которые должны излучать ТГц-фотоны. Стоит отметить, что в предложенной модели также присутствует гармоническая зависимость от относительной фазы между компонентами двухцветного импульса. Однако эффективность генерации ТГц-излучения связана со скоростью ионизации, нелинейно зависящей от суммарной мгновенной интенсивности двухцветного поля. Можно отметить работу [46], где состояние поляризации ТГц-излучения варьируется в широких пределах за счёт использования круговой поляризации основной гармоники, при этом вторая гармоника поляризована слабо-эллиптически (при генерации в кристалле I-типа синхронизма) с аспектным отношением осей эллипса поляризации 1 к 11. Также стоит отметить работы [47–49], где за счёт использования эллиптической поляризации гармоник показана возможность стабилизации средней мощности ТГц-излучения при использовании схемы генерации с нестабильной фазой между гармониками (рис. 1б).

В работе [50] отмечается эффект изменения (вращения) поляризации ТГц-излучения, генерируемого двухцветными импульсами, в зависимости от давления газа. Авторы связывают его с изменением фазы между гармониками из-за дисперсии в газе, величина которой зависит от давления, а также с наличием двулучепреломления в плазме для ТГц-импульса, которое может приводить к

эллиптичности поляризации ТГц-излучения вплоть до круговой.

В работе [51] состояние поляризации ТГц-излучения в зависимости от взаимного поворота линейно-поляризованных гармоник исследовалось экспериментально и анализировалось с помощью численного моделирования с использованием однонаправленного уравнения распространения импульса с учётом свободных (фототок) и связанных (нелинейная восприимчивость) носителей заряда. Было показано, что поляризация ТГц-излучения в основном близка к линейной и сонаправлена с поляризацией основной гармоники, но вблизи угла поворота поляризаций гармоник в диапазоне $60^\circ - 90^\circ$ происходит переход к эллиптической поляризации с максимальной эллиптичностью вблизи 85° . А затем, при ортогональных поляризациях гармоник, ТГц-поляризация становится линейной и сонаправленной с поляризацией второй гармоники.

Среди недавно вышедших работ можно отметить [52], где для генерации используются сонаправленные круговые поляризации гармоник, что приводит к росту эффективности преобразования до 8 раз по сравнению со случаем сонаправленных линейных поляризаций гармоник. Также следует отметить смещение пиковой частоты в спектре ТГц-излучения при использовании эллиптически-поляризованных гармоник [53].

Значительный эффект на поляризацию излучённого ТГц-импульса оказывает также чирп лазерного импульса в случае применения эллиптической поляризации основной гармоники и слабо эллиптической второй (при генерации в повернутом кристалле I-типа синхронизма). Эффект связан с расстройкой относительной фазы между гармониками, при смене знака чирпа наблюдается разворот направления вращения поляризации ТГц-излучения [54].

4. Влияние режима фокусировки лазерного излучения на параметры терагерцевых импульсов

Хорошо известен факт, что фокусировка двухцветного излучения с помощью линзы в случае, когда генерация второй гармоники происходит до прохождения излучения через линзу, неизбежно приводит к хроматическим aberrациям, с одной стороны, и к дисперсионным эффектам, с другой. Значит, гармоники имеют разные эффективные фокусные расстояния и расходятся по времени и пространству, снижая эффективность генерации. Однако в работе [55] был предложен способ независимой фокусировки первой и второй гармоник в газовую среду. В этом случае подстройкой положения линзы в одном из плеч можно добиться совмещения положений фокуса для обеих гармоник, а изменяя задержку между гармониками, реализовать их перекрытие во времени и тем самым повысить эффективность ТГц-генерации. В целом данную проблему решают применением параболических зеркал для фокусировки двухцветной накачки ввиду отсутствия дисперсии и хроматических aberrаций.

4.1. Исследование зависимости диаграммы направленности терагерцевого излучения от режима фокусировки

Одним из ключевых направлений по исследованию лазерно-плазменных источников ТГц-излучения является определение диаграммы направленности выход-

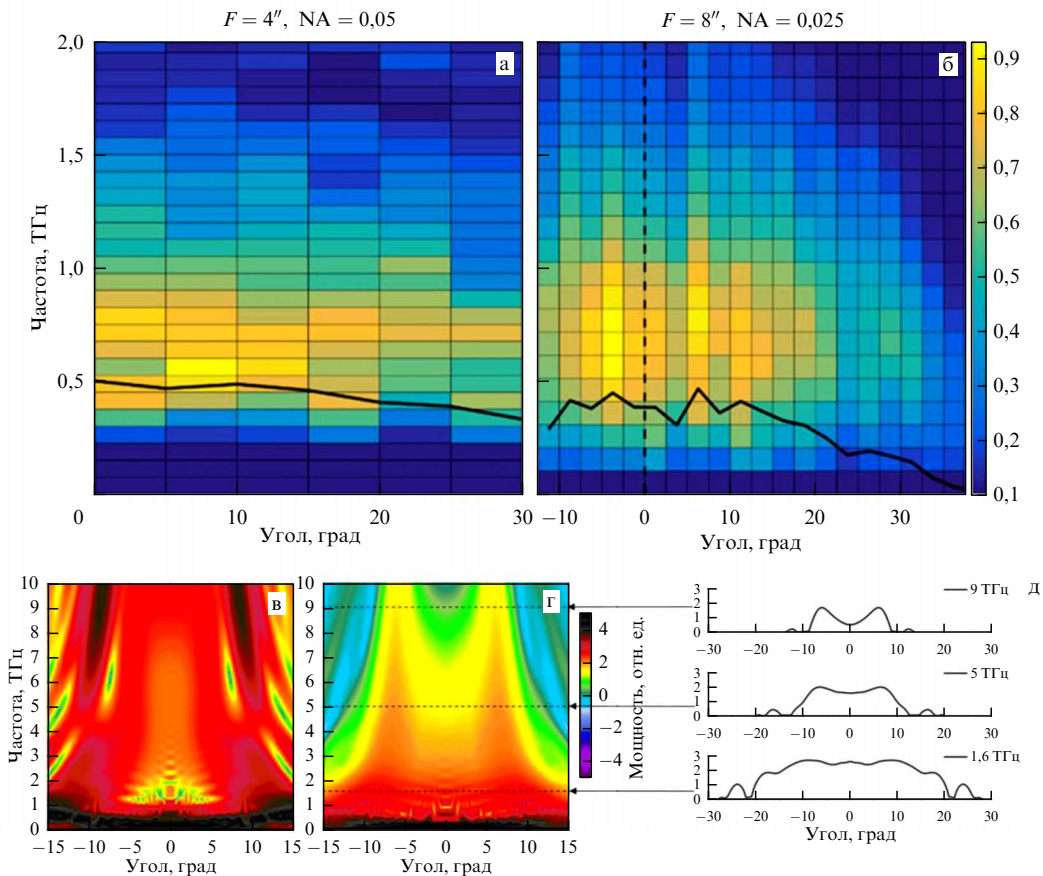


Рис. 2. Частотно-угловые распределения мощности ТГц-излучения, измеренные для различных числовых апертур (NA) параболических зеркал (а, б) и полученные в результате численного моделирования в рамках однонаправленного уравнения распространения излучения ($NA \approx 0,05$) (в), ($NA \approx 0,025$) (г) с угловыми распределениями для определённых частот в линейной шкале (д).

ного излучения. В первой работе [56] с помощью щелевой диафрагмы и балансного детектора проводилось исследование диаграммы направленности ТГц-излучения из плазмы, создаваемой при различной фокусировке двухцветного лазерного излучения. Был показан переход от унимодальной (с максимумом на оси) к кольцевой структуре при изменении режима фокусировки излучения накачки. Позднее этот вопрос исследовался и в других работах; была продемонстрирована сильная угловая расходимость и коническая структура ТГц-излучения [56–65] из филамента, что в целом снижает потенциальную применимость данных источников. Таким образом, возникает необходимость в оптимизации условий генерации ТГц-излучения в двухчастотной схеме.

Одновременно с генерацией ТГц-излучения происходит преобразование оптических гармоник в двухчастотном филаменте в воздухе [51, 66]. Этот эффект обусловлен как мгновенным электронным нелинейным откликом [43], так и инерционным молекулярным [67].

Общая расходимость ТГц-излучения определяется в основном длиной плазменного канала $L_{\text{пл}}$, и угол расходимости θ приблизительно пропорционален величине $(\nu_{\text{ТГц}} L_{\text{пл}})^{1/2}$, где $\nu_{\text{ТГц}}$ — частота ТГц-излучения [57, 59, 62, 68, 69]. Коническая структура в случае двухчастотного филамента возникает за счёт фазового рассогласования [59] и рассеяния на плазме [62, 64]. Эффект фазового рассогласования обеспечивает внеосевой синхронизм для ТГц-излучения за счёт инверсии его поляризации при увеличении фазового сдвига между оптическими гармониками от 0 до π . Данный механизм важен для плазменных

каналов длиной от 2 см и более. Плазма вытесняет ТГц-излучение за счёт сильного градиента показателя преломления внутри канала и за его пределами. В результате экспериментов и моделирования [61, 64] было показано, что яркая кольцеобразная структура в угловом распределении формируется в высокочастотной области ≥ 3 ТГц, в то время как распределение на более низких частотах ТГц-излучения (~ 1 ТГц) остаётся более унимодальным [58, 61, 64]. Это означает, что переход от унимодальной структуры к кольцевой происходит в частотной области около 0,3–3 ТГц. В ранних работах угловое распределение в спектральном диапазоне до 3 ТГц детектировалось достаточно грубо, хотя измерения частотно-угловых распределений [61, 64] были выполнены в диапазоне до 10–15 ТГц. Позднее были проведены более детальные исследования частотно-угловых распределений в низкочастотной области ТГц-диапазона. В работе [42] были проведены сравнительные измерения частотно-угловых распределений двумя методами: 1) под разными углами к оптической оси располагался детектор Голея с узкополосным ТГц-фильтром на входном окне; 2) под разными углами к оси располагался электрооптический балансный детектор, которым измерялась временная форма импульсов ТГц-излучения, а затем с помощью фурье-преобразования восстанавливался спектр. Исследования проводились на лазерных системах с длительностями импульсов 35 и 150 фс. Пример частотно-угловых распределений представлен на рис. 2.

В рамках измерений и моделирования рассматривался диапазон числовых апертур ($NA \approx 0,2–0,02$). Было по-

казано сходство угловых диаграмм ТГц-излучения для обеих лазерных установок. Это свидетельствует в пользу факта, что расходимость ТГц-излучения в низкочастотном диапазоне определяется в основном условиями фокусировки лазерного излучения накачки, а зависимость от длительности импульса проявляется значительно слабее. Для более острой фокусировки распределение ТГц-излучения является унимодальным, чем более острая фокусировка, тем более широкая диаграмма направленности у выходного излучения. Напротив, распределение ТГц-излучения для более мягкой фокусировки ($NA \approx 0,025 - 0,02$) являлось более узким (углы расходимости $15^\circ - 40^\circ$ к оптической оси) с ярко выраженной кольцевой структурой с углом расходимости к оси 7° .

Полученные в экспериментах и численном моделировании результаты объяснялись двумя механизмами: фазовым рассогласованием между оптическими гармониками, приводящим к изменению полярности ТГц-импульсов [59], и рассеянием на плотной плазме как на препятствии для ТГц-излучения [62, 64]. Но поскольку длина плазменного канала не превышала 7 мм при длине участка рассогласования между гармониками порядка 2 см, то был сделан вывод, что возникновение кольцевой структуры в основном происходило за счёт рассеяния ТГц-излучения на плазме как на препятствии. При диаметре плазменного канала порядка 100 мкм он является субволновым препятствием для ТГц-излучения с частотой $\nu_{ТГц} \leq 3$ ТГц (длины волн больше чем ≈ 100 мкм). Низкочастотные ТГц-волны огибают такое препятствие без существенных изменений в дальней зоне дифракции даже в случае плазменной частоты, большей, чем частота ТГц-излучения. В результате низкочастотное ТГц-излучение является унимодальным без кольцевых структур.

Напротив, ТГц-волны с частотой $\nu_{ТГц} \geq 3$ ТГц (длина волны меньше ≈ 100 мкм) менее эффективно дифрагируют на плазменном канале и, следовательно, распространяются через плазму [42]. Это приводит к возникновению индуцированного плазмой фазового сдвига между гармониками, который в свою очередь приводит к кольцевому распределению мощности ТГц-излучения в дальней зоне дифракции. Более длинный плазменный канал усиливает данный эффект, и его можно наблюдать для ТГц-волн с меньшей частотой.

В целом плазменные источники имеют коническую структуру в частотно-угловых распределениях, при увеличении числовой апертуры кольцевая структура смещается в высокочастотную область, но при этом падает и энергия ТГц-импульсов. В данном случае встаёт вопрос об оптимальном применении таких источников для задач исследования материалов, например, методом Z-сканирования. В работе [70] показано, что даже при сильно выраженной кольцевой структуре ТГц-излучения вблизи перетяжки собирающего излучения из источника параболического зеркала имеется область однородного унимодального распределения. Таким образом, недостаток плазменных источников в виде кольцевой диаграммы направленности может быть скомпенсирован оптимальными условиями эксперимента.

4.2. Генерация терагерцевого излучения из плазмы в направлении, противоположном направлению распространения излучения накачки

Острая фокусировка лазерного излучения приводит к формированию микроплазменного источника, про-

странственный масштаб которого имеет тот же порядок, что и длина волны генерируемого излучения. В результате у таких источников происходит генерация ТГц-излучения под углами, близкими к 90° относительно оптической оси [63, 65]. В целом теоретически предсказывалась возможность наблюдения ТГц-излучения в направлении, обратном направлению распространения лазерного излучения (в дальнейшем данное излучение будем называть обратным, а ТГц-излучение, распространяющееся в одном направлении с излучением накачки, — прямым) благодаря интерференционной модели [69, 71] (плазменный канал предполагается в виде набора источников, результат интерференции волн из которых и формирует диаграмму направленности излучения) и с помощью численного решения уравнения Шрёдингера совместно с интерференционной моделью [72]. Впервые экспериментально обратная ТГц-эмиссия наблюдалась только для облучаемой одноцветным лазерным излучением аргоновой струи с кластерами [24]. Для двухцветной накачки регистрация обратного ТГц-излучения из лазерной плазмы была показана в работе [73]. Для регистрации обратного ТГц-излучения в оптический пучок до параболического зеркала, предназначенного для фокусировки лазерного излучения, внедрялась под углом кварцевая пластинка с тонким слоем оксида индий-олова (ИО), пропускающая оптическое излучение и отражающая терагерцевое. Параболическое зеркало служило одновременно коллиматором для обратного ТГц-излучения, поскольку источник — микроплазма — находился в фокусе. После кварцевой пластинки с ИО излучение фокусировалось в детектор Голея, также независимо регистрировалась мощность ТГц-излучения в прямом направлении. Сравнительное отношение мощности ТГц-излучения в прямом и обратном направлении дало величину 5 %, что хорошо согласовывалось с данными моделирования, учитывающими реальные апертуры оптических элементов, задействованных для экспериментов. Позднее в работе [74] был проведён более детальный анализ свойств обратного ТГц-излучения. Так, например, было показано, что при увеличении длины плазменного канала соотношение мощностей в обратном и прямом направлении уменьшается. Анализ временных форм импульсов, полученных с помощью стандартной методики электрооптического детектирования с временным разрешением [75, 76] показал, что спектр обратного излучения имеет низкочастотное смещение по сравнению со спектром прямого ТГц-излучения. Для верификации результатов выполнялось соответствующее численное моделирование в рамках интерференционной модели, которое позволяло рассчитать передаточную функцию ϵ , определяемую отношением мощности излучения в обратном и прямом направлениях на разных частотных компонентах. Данные зависимости представлены на рис. 3. Сравнительный анализ подтверждает спектральное смещение у обратного ТГц-излучения в низкочастотный диапазон от 0,1 до 1 ТГц по сравнению со спектром прямого ТГц-излучения; это вызвано сходимостью плазменного канала к точечному источнику с уменьшением частоты.

В более поздней работе [77] также подтверждаются вышеупомянутые наблюдения низкочастотного смещения спектра обратного излучения и зависимости соотношения энергий от длины канала. Примечательным фактом является смещение времени прихода импульса обратного ТГц-излучения в детектор в зависимости от

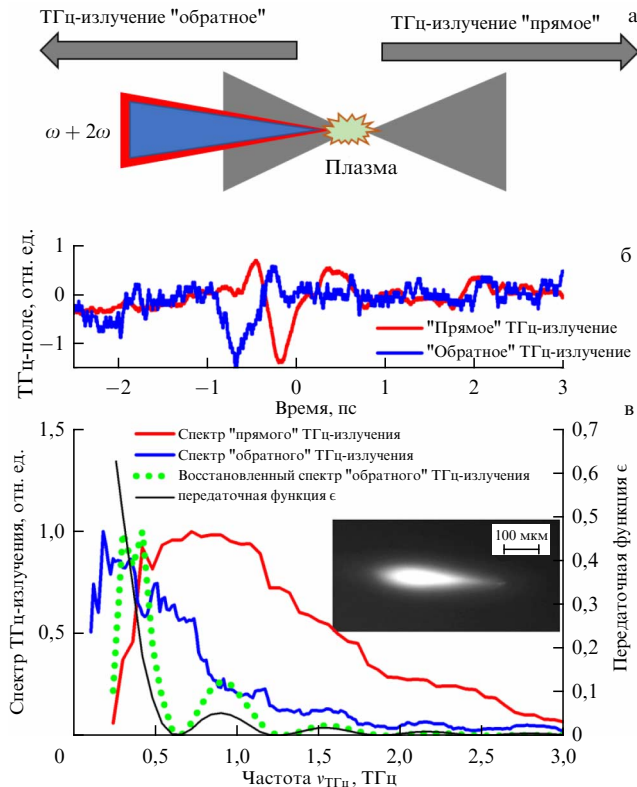


Рис. 3. (а) Схема генерации обратного ТГц-излучения; (б) измеренные временные формы импульсов обратной (синяя линия) и прямой (красная линия) ТГц-эмиссии; (в) спектры, полученные из измеренных временных форм импульсов прямой (красная линия) и обратной (синяя линия) ТГц-эмиссии; рассчитанная передаточная функция ϵ от обратного к прямому ТГц-спектру (чёрная линия); обратный ТГц-спектр, восстановленный из прямого согласно моделированию в рамках интерференционной модели. Вставка соответствует люминесценции плазмы, записанной на КМОП-камеру.

длины канала, которая связана с мощностью излучения накачки. Увеличение мощности приводит к смещению положения фокуса из-за явления самофокусировки, таким образом, положение источника меняется с изменением энергии лазерного излучения.

Спектральные измерения обратного ТГц-излучения позволяют оценить спектр ТГц-излучения в прямом направлении и длину плазменного канала по измерениям параметров обратного ТГц-излучения. Таким образом, все эти результаты могут быть полезны для неинвазивной диагностики параметров прямого/обратного ТГц-импульсов с использованием параметров другого.

4.3. Генерация терагерцевого излучения из протяжённых плазменных каналов

Как отмечалось ранее, эффективность преобразования оптического в терагерцевое излучение критически зависит от фазы между гармониками [30]. В атмосферном воздухе сдвиг фазы на π между основной (800 нм) и второй (400 нм) гармониками титан-сапфирового лазера происходит на дистанции около 25 мм. При филаментации лазерного излучения в газах длина плазменных каналов может многократно превышать указанную длину, что неизбежно приводит к изменению условий фазового синхронизма вдоль канала. В работе [59] было показано, что этот эффект приводит к внесосемому пику в угловом распределении ТГц-излучения.

Общий подход к генерации ТГц-излучения в протяжённых каналах состоит в том, что поле в каждой точке пространства является результатом интерференции волн от совокупности локальных источников (диполей) в плазменном канале [59, 62, 78, 79]. Эффективность генерации таких источников зависит от фазы между гармониками и локальной плотности плазмы, а фаза ТГц-поля — от расстояния до точки наблюдения и от части дистанции, пройденной при распространении через плазму. В работе [78] была продемонстрирована возможность управления фазой между огибающей и несущей в детектируемом ТГц-импульсе при подстройке расстояния от кристалла удвоения частоты до начала плазменного канала (начальной фазовой расстройкой между основной и второй гармониками) и изменении длины плазменного канала.

В работе [79] продемонстрированы также возможности частотной фильтрации спектра ТГц-импульса за счёт использования интерференции. Предложены два подхода: использование фазовых экранов и применение аксионов для сбора ТГц-излучения, выходящего из протяжённого плазменного канала (рис. 4). В первом подходе экраны устанавливаются вдоль плазменного канала таким образом, чтобы обеспечить конструктивную интерференцию для выделенной ТГц-частоты за счёт фазовой добавки величиной в π рад на заданной частоте. Второй подход основан на том, что максимальная интенсивность для отдельных ТГц-частот наблюдается при разных углах по отношению к оптической оси [59, 62, 64]. Таким образом, угол аксикона определяет ТГц-частоту, которая будет собрана наиболее эффективно.

В вышедшей недавно работе [80] исследовалось влияние начальной фазовой расстройки между гармониками на спектральные характеристики излучения из протяжённого филамента. Было установлено, что низкочастотное излучение (< 5 ТГц) подвержено значительному влиянию фазовой расстройки, в то время как высокочастотная (5–20 ТГц) часть сигнала испытывает лишь небольшую модуляцию. Таким образом, начальная фазовая расстройка позволяет управлять спектром ТГц-импульса.

5. Влияние эффекта чирпирования импульсов фемтосекундного лазерного излучения

При генерации терагерцевого излучения в плазме с помощью двухцветных импульсов в основном используются лазерные системы, работающие на принципе усиления чирпированных импульсов [81]. В таких системах имеется возможность управлять величиной и знаком чирпа выходящего излучения. Влияние чирпа импульса на генерацию ТГц-излучения в лазерной плазме с применением двухцветных импульсов накачки отмечено в нескольких работах [54, 82, 83]. Оказалось, что максимальная эффективность преобразования достигается при небольшом положительном чирпе исходного импульса, а не спектрально ограниченном импульсе [54, 84]. Локальный минимум эффективности генерации наблюдается при небольшом отрицательном чирпе, и в целом отрицательный знак чирпа менее продуктивен. Объяснением такого поведения служит лучшее временное перекрытие между импульсами при использовании чуть растянутого импульса при генерации второй гармоники в нелинейном кристалле, в котором в том числе наблюдается запаздывание импульса второй гармоники за счёт дисперсии.

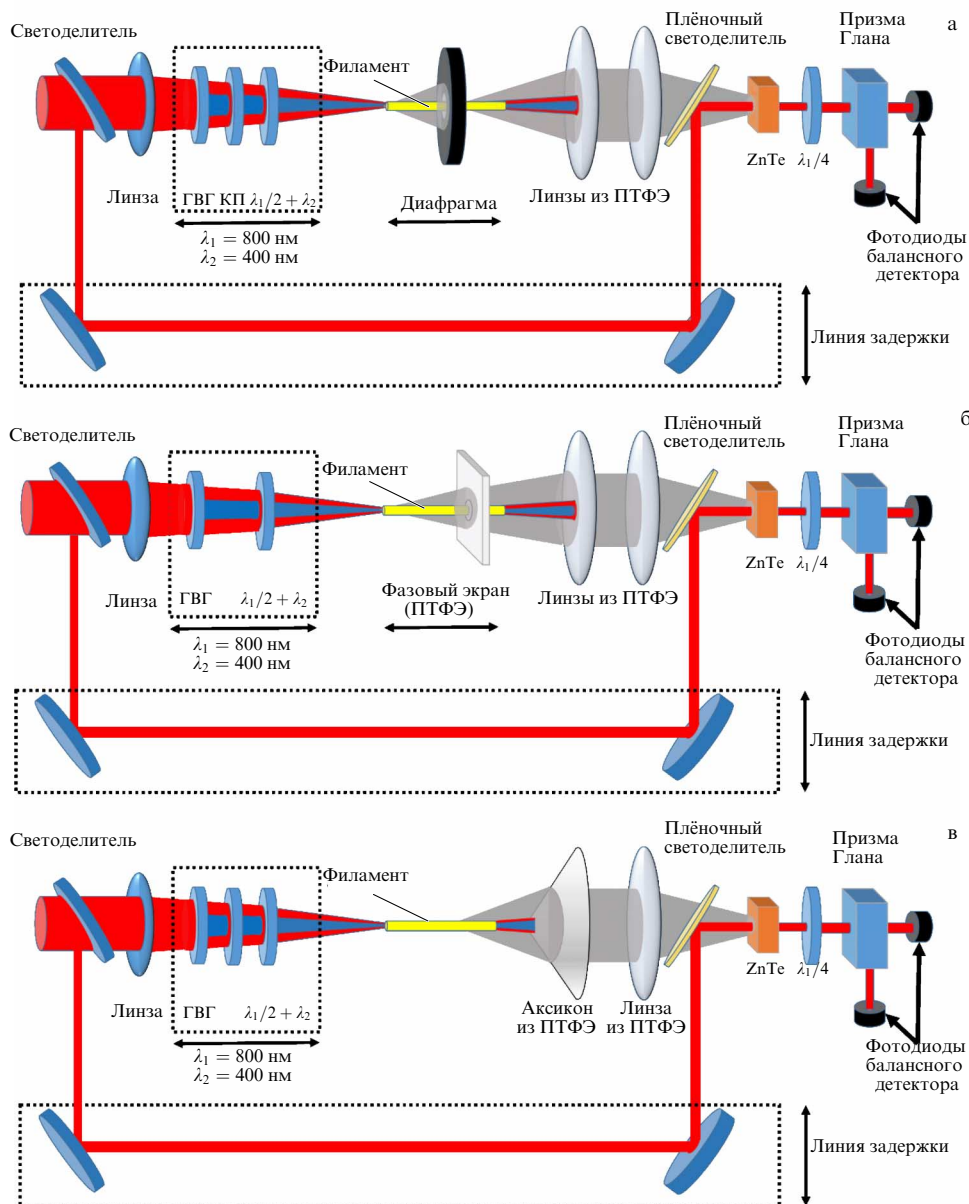


Рис. 4. Схемы экспериментальных установок (а) по исследованию генерации ТГц-излучения в длинном плазменном канале; (б) по спектральной модуляции с помощью фазовых экранов; (в) по спектральной фильтрации с помощью аксикона.

Однако растягивание импульса до значительных длительностей приводит к меньшей интенсивности лазерного излучения и худшему нелинейному преобразованию во вторую гармонику и, впоследствии, в ТГц-излучение. Кроме того, следует принимать во внимание изменение относительной фазы между гармониками двухцветного импульса, что для достижения оптимального преобразования при выбранной длительности импульса требует компенсации либо за счёт перемещения кристалла-преобразователя, либо за счёт применения компенсационных оптических элементов (пары кварцевых клиньев, пластинок из кальцита или α -ВВО). В [83] отмечается зависимость спектра ТГц-излучения от величины chirpa.

Другим примером управления параметрами генерируемого ТГц-излучения за счёт использования частотно-временных характеристик лазерного импульса может служить работа [85], где была продемонстрирована возможность перестраиваемой узкополосной ТГц-генера-

ции с контролируемой фазой между огибающей и несущей при оптическом пробое воздуха спектрально модулированными импульсами.

6. Влияние длин волн излучения накачки

При рассмотрении процесса генерации с точки зрения многоволнового смешения соотношение частот компонент двухцветного импульса 1:2 оказывается оптимальным, так как требует для оптического выпрямления кубической нелинейности среды. Использование других соотношений частот требует более высоких порядков нелинейности. С появлением модели фототоков появляется интерес к нестандартным соотношениям частот, так как в соответствии с данной моделью для эффективности генерации имеет значение суммарная мгновенная интенсивность лазерного излучения и её асимметрия в двухцветном импульсе. Так, согласно

Таблица 2. Генерация ТГц-излучения в двухцветной схеме при разных длинах волн излучения накачки

Центральная длина волны накачки в двухцветной схеме генерации (первая и вторая гармоники), мкм	Напряжённость электрического ТГц-поля, МВ см ⁻¹	Эффективность преобразования энергии фотонов	Центральная частота спектра, ТГц	Спектральная полоса генерации, ТГц
0,8 [22]	8	10 ⁻⁴	~ 2	> 100
1,92 [99]	10	3 × 10 ⁻⁴	~ 10	~ 35
3,9 [23]	100	2,4 × 10 ⁻²	~ 8	~ 15
1,2–2,6 [100]	—	10 ⁻⁴	—	—
0,8–2 [101]	4,4 (1,85 мкм)	10 ⁻³ (1,85 мкм)	6 (1,85 мкм)	20 (1,85 мкм)

теоретической работе [86] соотношения гармоник 2:3 и 3:4 могут быть так же эффективны, как и стандартное 1:2. Экспериментально такие нестандартные соотношения исследовались в [87], где использовались соотношения 1:4 и 2:3. Было продемонстрировано, что генерация при таких частотных соотношениях наблюдается, её поведение скорее соответствует фототоковому механизму, а не многоволновому взаимодействию, а также имеется возможность управления поляризацией ТГц-излучения.

Следует ещё отметить работу [88], где основная гармоника титан-сапфирового лазера (800 нм) смешивалась с излучением из параметрического усилителя вблизи половинной гармоники (1600 нм). Наблюдалось резонансное поведение эффективности генерации вблизи половинной частоты и усиление высокочастотных компонент спектра при расстройке частоты. Подобное усиление высокочастотных компонент также отмечено при расстройке от частоты второй гармоники в [89].

В рамках продолжения подхода к использованию разных соотношений между гармониками появляются работы с трёхцветной накачкой, где одновременно взаимодействуют три импульса накачки с разными длинами волн [90]. Примечательно, что в данном случае происходит как увеличение выходной мощности, так и уширение спектра ТГц-излучения [91–93]. Этот факт объясняется нарушением периодичности актов ионизации во времени, что формирует временную структуру, похожую на аперриодическую дифракционную решётку для излучения в ТГц-диапазоне, соответствующем нулевому порядку дифракции.

Следующим вопросом является оптимизация длин волн лазерного излучения накачки (при стандартном соотношении 1:2) для эффективной генерации ТГц-излучения из плазмы. Здесь ряд теоретических работ демонстрируют повышение эффективности генерации при увеличении длины волны основной гармоники, в частности, в работе [40] сообщается о увеличении мощности ТГц-излучения на порядок при использовании импульсов на длине волны 2 мкм по сравнению с наиболее распространённым случаем 0,8 мкм. Позднее было показано [94], что при рассмотрении диапазона длин волн от 0,8 до 10,6 мкм максимум эффективности генерации достигается в области 3,2 мкм, при этом смещение в длинноволновую область у импульсов накачки приводит к уменьшению угла расходимости ТГц-излучения. В другой работе [95] также сообщалось о повышении выходной мощности ТГц-излучения при смещении из видимой в инфракрасную область 1,5–4 мкм. Во многом оптимум выходной мощности здесь определялся условиями фокусировки. Для трёхцветной схемы ($\omega + 2\omega + 3\omega$) смещение в область

4 мкм основной частоты также вызывает рост, как и в случае двухцветной схемы [96]. В работе [97] расширили диапазон рассматриваемых длин волн от 2,15 мкм до 15,15 мкм, указав, что в данной области имеется ряд локальных максимумов, но глобальный максимум при этом располагается в области вблизи 12,3 мкм.

Кроме традиционных работ с использованием титан-сапфирового лазера (800 нм + 400 нм) экспериментально была показана генерация ТГц-излучения для иттербиевого лазера (основная длина волны излучения 1030 нм) [98], комбинация 1600 нм + 800 нм (титан-сапфировый лазер и параметрический усилитель) [88], тулиевого волоконного лазера (основная длина волны 1920 нм) [99], Yb:KGW лазера с параметрическим преобразователем (основная длина волны 3900 нм) [23], титан-сапфирового лазера с параметрическим преобразователем (основная длина волны 1200–2600 нм) [100], титан-сапфирового лазера с параметрическим преобразователем (основная длина волны 1225–2020 нм) [101]. Сводная таблица с параметрами работ представлена в табл. 2.

Однозначно сравнить все представленные результаты довольно сложно, поскольку они приведены для разных условий фокусировки, длительности и энергии импульсов, но при сравнительных исследованиях в рамках одной работы явно видно повышение эффективности генерации ТГц-излучения при смещении длины волны основной гармоники в среднюю инфракрасную область.

7. Влияние свойств газовой среды на параметры терагерцевого излучения

Давление газа существенно влияет на параметры образующейся лазерной плазмы [102] и на нелинейный отклик среды. Первой работой по исследованию влияния давления газа на эффективность генерации ТГц-излучения в случае двухцветной накачки была [31], где менялось давление азота в широком диапазоне давлений: от 3 мбар до 20 бар. Авторы выделяли 3 области: 3–100 мбар — рост эффективности генерации, который они объясняли полной ионизацией газа; 100 мбар–2 бар — режим со слабым изменением мощности ТГц-излучения с оптимумом в районе 1 бар, что связывалось с ростом влияния дефокусировки в плазме и насыщением произведения объёма плазмы на её плотность; 2–20 бар — наблюдался спад в эффективности генерации, который связывался с увеличением рассеяния электронов на молекулах, деструктивно влияющим на макроскопический фототок. Снижение эффективности генерации с ростом давления также отмечено в [103] в воздухе и углекислом газе. Оптимум в низкочастотной области спектра (< 2 ТГц) также был отмечен вблизи 1–2 бар.

Таблица 3. Эксперименты по генерации ТГц-излучения в газовой плазме при накачке 800 нм + 400 нм при изменённом давлении

Литература	Исследуемые газы	Давление, мбар	Энергия лазерного импульса, мДж	Длительность, фс	Длина фокусировки, см	Максимальная энергия ТГц-импульса, мкДж	Ширина измеряемого спектра, ТГц
[31]	N ₂	3–20000	0,18	150	—	—	2
[103]	Воздух, CO ₂	10–10000	0,64	120	17	0,55	1,5
[104]	Воздух, N ₂ , Ar, Kr, He	10–580	2–18	50	15	5	75
[105]	Воздух, Ar, Kr, Xe, Ne	1–700	6	40	12,5	0,7	20
[32]	Воздух, N ₂ , Ar, Kr, He, Ne	10–580	2–18	50	12,5–40	5	75
[106]	N ₂ , Cs, Rb	0,025–0,67	0,06–0,6	50	—	—	8
[107]	N ₂ , H ₂ O, D ₂ O	0–1000	1	100	10	—	8
[110]	Воздух, N ₂ , Ar	0,2–1500	1–80	30–500	25	1,5	6

С появлением методов измерения спектральной мощности импульсов ТГц-излучения в диапазоне свыше 3 ТГц стало ясно, что основная мощность ТГц-излучения из лазерной плазмы, созданной двухцветными импульсами, лежит именно в высокочастотной области. Работы [32, 104, 105] показали, что оптимум оптико-терагерцевого преобразования достигается при давлениях ниже атмосферного. Кроме того, газы с низкими потенциалами ионизации демонстрируют худшую эффективность генерации ТГц-излучения. При распространении лазерного излучения вдоль плазменного канала за счёт дисперсии в плазме меняется относительная фаза между гармониками, что приводит к модуляции эффективности преобразования [105]. При этом амплитуда модуляции растёт при повышении энергии лазерного импульса, но быстрее затухает с ростом давления газа.

Генерация ТГц-излучения также исследовалась в разреженных парах металлов, таких как рубидий и цезий, где наблюдается существенное усиление генерации за счёт низкого потенциала ионизации [106]. Также продемонстрирована генерация в разреженных парах воды и в кластерах воды в газовой струе [107], что особенно интересно с учётом сильного поглощения молекулы воды в ТГц-диапазоне (табл. 3).

Кроме того, отмечается возможность управления эффективностью генерации ТГц-излучения в протяжённом филаменте при локальном изменении плотности плазмы — за счёт использования струи газа [108, 109].

8. Генерация терагерцевого излучения при множественной и суперфиламентации

Явление филаментации известно научному сообществу с 1960-х годов в связи с развитием лазерных источников. Причиной явления филаментации послужил процесс самофокусировки, при котором происходит нелинейное изменение показателя преломления вещества под действием лазерного излучения. При этом общее выражение для показателя преломления в данном случае будет определяться как

$$n = n_0 + n_2 I + n_4 I^2 + n_6 I^3 + n_8 I^4 + n_{10} I^5 + \dots, \quad (7)$$

где n_0 — линейный показатель преломления, $n_2, n_4, n_6, n_8, n_{10}$ — нелинейные показатели преломления, I — интенсивность излучения.

При рассмотрении только первых двух слагаемых в выражении для показателя преломления для распространения, например, гауссова пучка (который по своим свойствам приближен к реальным лазерным пучкам), интенсивность излучения в приосевой области всегда выше, чем на периферии, из-за этого лазерный пучок формирует среду, по своим свойствам напоминающую устройство линзы. Таким образом может происходить фокусировка лазерного излучения без каких-либо дополнительных оптических элементов.

При существенном возрастании интенсивности следующие слагаемые в уравнении (4) также начинают вносить значимый вклад, что неизбежно приводит к изменению параметров плазмы, обеспечивающих достижение равновесия между фокусировкой и дефокусировкой, необходимого для существования филамента. Изменение показателя преломления (или анизотропия показателя преломления) при воздействии интенсивного лазерного излучения на среду может быть определено в экспериментах в схеме накачка – зондирование. Значения n_4, n_6, n_8, n_{10} для различных газов были измерены в работе [111] с близким к сонаправленному распространением импульсов накачки и зондирования. Следует отметить, что помимо эффекта Керра вклад в анизотропию вносит выстраивание молекул под действием лазерного излучения, причём за счёт этого эффекта наблюдается периодическое восстановление такой анизотропии с временным интервалом в несколько пикосекунд после прохождения силового излучения [111–113]. При ортогональной геометрии распространения импульсов накачки и зондирующего излучения визуализация анизотропии показателя преломления осуществлена в экспериментах со сверхбыстрой фотографией со скрещенными поляризаторами [112, 113] и в схеме с интерферометрической регистрацией изменений в зондирующем пучке [114, 115]. Интерферометрическая схема регистрации, помимо наблюдения наведённой в среде анизотропии, позволяет также визуализировать распространение фронта ионизации в среде и восстанавливать распределение электронной плотности плазмы, наблюдать при увеличении задержки зондирующего импульса за динамикой рекомбинации плазмы [102, 114, 116].

На рисунке 5 приведены картины наблюдаемого фазового набега из-за анизотропии в аргоне и гелии [114, 115]. При смене знака добавки к показателю преломления по мере роста интенсивности лазерного излучения

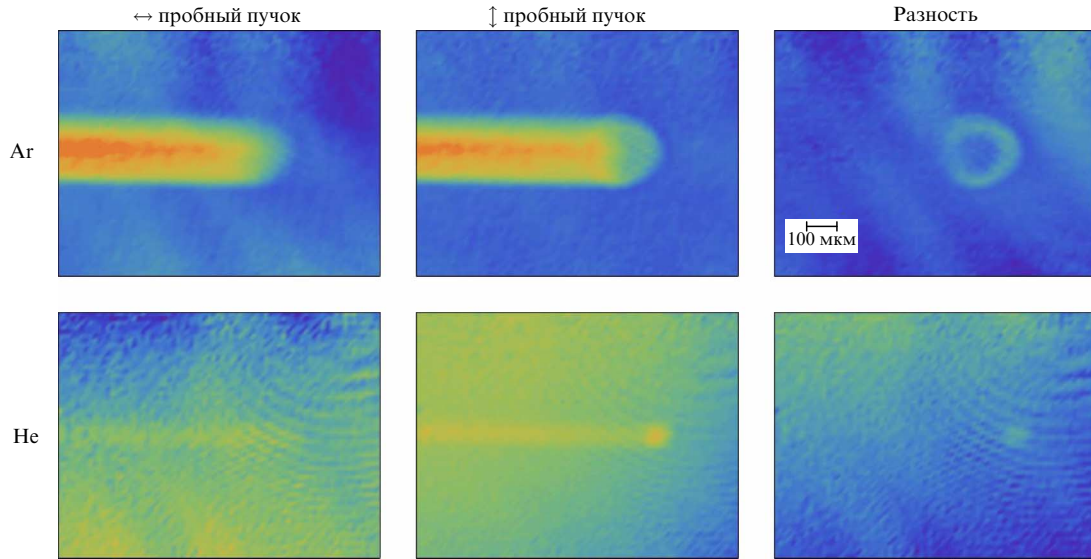


Рис. 5. Изображения фазовой добавки в момент формирования канала при изменении поляризации просвечивающего пучка, свидетельствующие об анизотропии показателя преломления. (\leftrightarrow — горизонтально поляризованный зондирующий импульс; \downarrow — вертикально поляризованный зондирующий импульс при вертикально поляризованном ионизирующем импульсе).

фазовый набег в интенсивной части импульса уменьшается (или даже меняет знак), что приводит к формированию кольцеобразной структуры в фазовом изображении (аргон). Там, где смены знака не происходит (гелий), фазовый набег из-за анизотропии показателя преломления представляет собой "пятно".

Из-за конечных размеров лазерных пучков неизбежен процесс дифракции, конкурирующий с самофокусировкой. Поэтому, вообще говоря, существует параметр, который определяет порог данного процесса, — критическая мощность самофокусировки, задаваемая выражением

$$P_{\text{кр}} = \frac{3,77\lambda^2}{8\pi n_0 n_2}, \quad (8)$$

здесь λ — длина волны излучения. При компенсации вкладов от процессов самофокусировки и дифракции может образоваться устойчивый режим, называемый самоканалированием, когда пучок может распространяться, не изменяя своих размеров, на достаточно большие расстояния.

Возможна также ситуация, при которой вклад самофокусировки превышает дифракционные эффекты, тогда может происходить формирование плазмы за счёт полевой ионизации — в данном случае возникает дополнительный вклад в дефокусировку лазерного излучения. Добавочный член к показателю преломления, связанный с образованием плазмы, определяется выражением

$$\Delta n \approx -\frac{\omega_p^2}{2\omega^2}. \quad (9)$$

В случае, когда вклады от плазменной дефокусировки, дифракции и самофокусировки уравниваются, лазерное излучение также может распространяться на достаточно большие расстояния по аналогии с самоканалированием, при этом образуются протяжённые нити — филаменты. Для импульсов с пиковой мощностью, в десятки раз превышающей $P_{\text{кр}}$, происходит распад на множество филаментов. Причём сам распад происходит из-за про-

странственно-модуляционной неустойчивости высокоинтенсивного оптического поля в среде с нелинейностью третьего порядка. Из-за хаотических возмущений интенсивности и фазы оптического поля, которые возникают по ряду фундаментальных причин (распределение поля на выходе из лазерной системы, флуктуации показателя преломления в среде, рассеяние), происходит формирование нелинейных фокусов. Данное явление в свою очередь неизбежно ведёт к перераспределению интенсивности в поперечном сечении пучка с дальнейшим образованием нескольких филаментов. Такой процесс является негативным для генерации ТГц-импульсов ввиду нарушения когерентности и поляризации ТГц-излучения из-за фазового сдвига от отдельных плазменных каналов [1]. Недавно было показано, что при мощностях излучения, существенно превышающих $P_{\text{кр}}$, возможен процесс, когда несколько филаментов начинают взаимодействовать друг с другом, образуя единый канал — суперфиламент [117]. В данном случае происходит рост нелинейных процессов, а источник является более устойчивым по сравнению со случаем множественной филаментации, что вызывает интерес у исследовательских групп для генерации вторичного излучения.

Несмотря на привлекательность указанного режима взаимодействия высокомогущного лазерного излучения с газовыми средами, суперфиламент рассматривается в большинстве научных работ не как источник ТГц-излучения, а как объект исследования [118]. В ряде работ лазерный пучок предварительно модулируется с помощью специальных амплитудных или фазовых масок для возможности более наглядной демонстрации слияния одиночных филаментов с формированием суперфиламента [119, 120]. В данном случае имеется возможность сформировать квазисуперфиламент при относительно невысоких мощностях лазерного излучения, а также определить влияние суперфиламента и отдельных филаментов, участвующих в его формировании, на генерацию ТГц-излучения из плазмы оптического пробоя в газовой среде. Интерференция ТГц-излучения от таких филаментов

или суперфиламентов может приводить к усилению ТГц-излучения в приосевом направлении. Например, в экспериментальной работе [121] при формировании двух отдельных плазменных каналов с регулируемой задержкой и изменяемым состоянием поляризации была показана возможность усиления суммарного сигнала ТГц-излучения. Однако ранее в моделировании [69] и эксперименте [122] при наличии нескольких невзаимодействующих каналов образуется коническое распределение мощности генерируемого ТГц-излучения. Поэтому важно определить оптимизированное состояние для генерации ТГц-излучения и разработать способы управления пространственным распределением ТГц-излучения для двухцветной схемы. В работе [123] предложенный подход был реализован для генерации ТГц-излучения из двухцветной лазерной плазмы с применением амплитудной модуляции лазерного излучения накачки.

Плазма формировалась путём фокусировки в воздух лазерного излучения, состоящего из основной и второй гармоник с линейным сонаправленным состоянием поляризации. При этом задержка между основной и удвоенной гармониками дополнительно компенсировалась. Филаменты формировались с помощью амплитудной маски с отверстиями, независимое формирование каналов определялось внедрением кварцевой пластинки в один из каналов для внесения задержки, в несколько раз превышающей длительность исходных импульсов.

В ходе измерений проводилась регистрация энергии импульсов с помощью детектора Голея и временных форм ТГц-импульсов, распространяющихся из плазмы под разными углами к оси, методикой электрооптического детектирования [42, 124], далее с помощью преобразования Фурье восстанавливались частотно-угловые распределения.

Интерферометрия методом накачка–зондирование использовалась для характеристики плазменного канала. Второй пробный пучок пропусклся через линию оптической задержки 2 и затем через центральную часть плазменного канала в направлении, перпендикулярном оптической оси. Зондирующий пучок, преломляемый на плазме, телескопом отображался на интерферометр Майкельсона. Фазовый сдвиг в плазменном канале зондировался сразу после ионизации.

Эксперименты проводились при пиковой мощности импульса около 20 ГВт. Данная величина в два раза превышает критическую мощность для самофокусировки [125]. Были реализованы следующие три варианта плазменного источника: одиночный канал плазмы, образованный свободным пучком без маски; взаимодействие филаментов, образованных после двух отверстий маски (для вертикальной и горизонтальной ориентации отверстий), что соответствует регистрации трёх каналов в распределении фазовых сдвигов (самоу яркому центральному каналу плазмы соответствует суперфиламентоподобная структура); независимое образование двух филаментов за счёт задержки между двумя частями пучка (рис. 6). При этом пиковая концентрация электронов в случае суперфиламента составила $2,3 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$, $1,4 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ для одиночного филамента и $7 \times 10^{17} \text{ см}^{-3}$ для каждого из двух задержанных филаментов.

Свободный пучок (одиночный филамент) обеспечивает наивысшую мощность ТГц-излучения. Три филамента, образованные при взаимодействии двух пучков, обеспечивают более низкий уровень мощности ТГц-из-

лучения. Два независимых филамента с задержкой обеспечивают почти такой же минимальный уровень мощности, как у одного пучка. Горизонтальная и вертикальная ориентации отверстий маски не приводят к отличиям в ТГц-мощности в приосевой области, поэтому можно предположить, что структура каналов плазмы существенно не меняется. Полученная диаграмма из двух запаздывающих филаментов не является арифметической суммой мощностей ТГц-излучения от каждого из каналов. Последнее свидетельствует о существенной интерференции между этими двумя источниками.

Диаграмма направленности имеет максимум при $+5^\circ$, без симметричного максимума ТГц-излучения при -5° . Это соответствует наклонному фронту интенсивности, обусловленному задержкой ТГц-излучения от одного из плазменных источников. В случае, когда маска не использовалась, частотно-угловое распределение характерно для режима умеренной фокусировки двухцветного фемтосекундного импульса [42, 58, 59, 62, 64]. Распределение амплитуды ТГц-излучения является плоским с возникающей конической структурой с углом раскрытия $5-10^\circ$. Для суперфиламентоподобной структуры формируется новая ТГц-составляющая, распространяющаяся по оси пучка (под углом 0°). Тем не менее появляются также окружающие кольца с углом расхождения $5-10^\circ$. Таким образом, экспериментально показана связь между появлением осевой компоненты в частотно-угловом распределении ТГц-излучения и взаимодействием филаментов. Фактически взаимодействие филаментов от различных отверстий маски может быть существенно ограничено задержкой фемтосекундного излучения, проходящего через одно отверстие, на величину, в несколько раз превышающую длительность лазерного импульса, относительно излучения, проходящего через другое отверстие. В этом случае филаменты больше не взаимодействуют. В случае двух запаздывающих филаментов преобладает коническое пространственное распределение, а осевая составляющая является незначительной по сравнению со случаем суперфиламентоподобной структуры.

В целом можно отметить, что пространственная модуляция излучения накачки позволяет управлять диаграммой направленности ТГц-излучения и структурой плазменного канала.

Однако следует указать, что пространственная модуляция уменьшает суммарную энергию ТГц-излучения, что, по всей видимости, и объясняет небольшое количество исследовательских работ в данном направлении.

9. Заключение

За последние 30 лет с момента опубликования первой работы по генерации ТГц-излучения в лазерной плазме были проведены обширные исследования по оптимизации данного типа источников, которые существенным образом повысили их потенциальную применимость. Выходные уровни электрических полей до десятков сотен МВ см^{-1} позволяют использовать такие источники как в задачах нелинейной спектроскопии [126–128], силового воздействия [129], удалённой диагностики [130], так и в различных широкополосных ТГц-спектрометрах [131, 132] и физических установках для исследования свойств материалов методом накачка–зондирование [133].

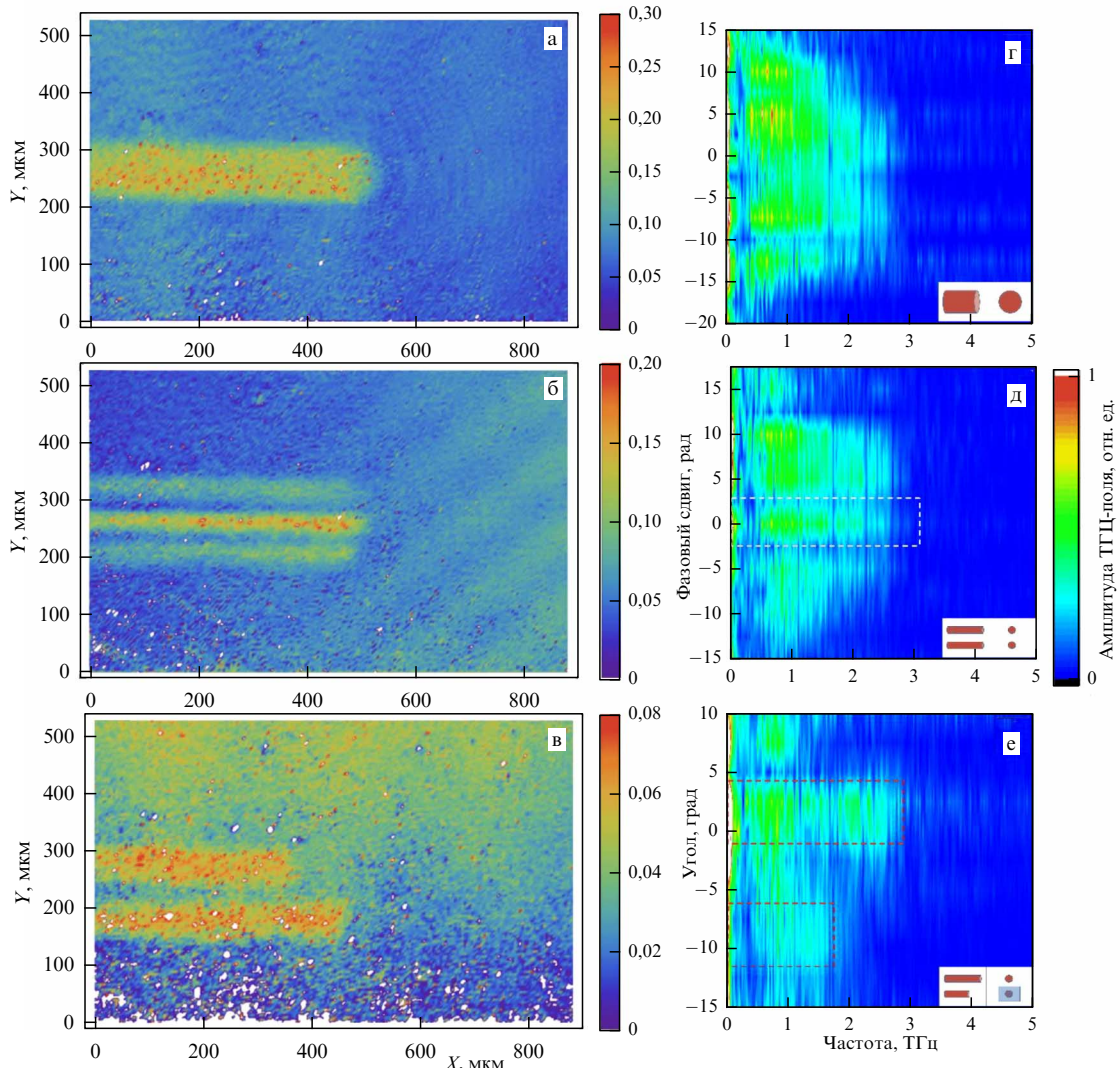


Рис. 6. Сдвиг фазы в плазменном канале, регистрируемый с помощью интерферометрии. (а) Пучок без маски; (б) пучок с маской, одновременно распространяющиеся импульсы и их взаимодействие; (в) пучок с маской, задержанные импульсы, т.е. независимые филаменты; частотно-угловые распределения амплитуды ТГц-излучения: (г) свободный пучок без маски; (д) два регуляризованных пучка, образующих суперфиламентоподобную структуру; (е) два независимых задержанных филамента.

Благодарности. Авторы выражают благодарность Н.А. Панову, Д.Е. Шипило и И.А. Николаевой за плодотворные обсуждения. Также авторы благодарят Министерство науки и высшего образования Российской Федерации за финансовую поддержку в рамках проекта № 075-15-2020-790.

Список литературы

1. Кандидов В П, Шленов С А, Косарева О Г *Квантовая электроника* **39** 205 (2009); Kandidov V P, Shlenov S A, Kosareva O G *Quantum Electron.* **39** 205 (2009)
2. Luo Q, Liu W, Chin S L *Appl. Phys. B* **76** 337 (2003)
3. Banerjee S et al. *Phys. Plasmas* **9** 2393 (2002)
4. Hamster H et al. *Phys. Rev. Lett.* **71** 2725 (1993)
5. Fattinger Ch, Grischkowsky D *Appl. Phys. Lett.* **54** 490 (1989)
6. Ferguson B, Zhang X-C *Nat. Mater.* **1** 26 (2002)
7. Siegel P H *IEEE Trans. Microwave Theory Tech.* **50** 910 (2002)
8. Голубев С В, Суворов Е В, Шалашов А Г *Письма в ЖЭТФ* **79** 443 (2004); Golubev S V, Suvorov E V, Shalashov A G *JETP Lett.* **79** 361 (2004)
9. Lai C H et al. *Phys. Rev. Lett.* **77** 4764 (1996)
10. Löffler T, Jacob F, Roskos H G *Appl. Phys. Lett.* **77** 453 (2000)
11. Cook D J, Hochstrasser R M *Opt. Lett.* **25** 1210 (2000)
12. Wang T-J et al. *Appl. Phys. Lett.* **96** 211113 (2010)
13. Ushakov A et al. *Appl. Sci.* **11** 11888 (2021)
14. Balakin A V et al. *IEEE Trans. Terahertz Sci. Technol.* **7** (1) 70 (2017)
15. Ditmire T et al. *Phys. Rev. Lett.* **78** 3121 (1997)
16. Mori K et al. *Appl. Phys. Lett.* **111** 241107 (2017)
17. Solyankin P M et al. *Phys. Rev. Appl.* **14** 034033 (2020)
18. Jin Q et al. *Appl. Phys. Lett.* **111** 071103 (2017)
19. Ponomareva E A et al. *Opt. Express* **27** 32855 (2019)
20. Tsyupkin A N et al. *Opt. Express* **27** 15485 (2019)
21. Dey I et al. *Nat. Commun.* **8** 1184 (2017)
22. Oh T I et al. *Appl. Phys. Lett.* **105** 041103 (2014)
23. Koulouklidis A D et al. *Nat. Commun.* **11** 292 (2020)
24. Jahangiri F et al. *Appl. Phys. Lett.* **99** 261503 (2011)
25. Shalaby M, Hauri C P *Nat. Commun.* **6** 5976 (2015)
26. Wu X et al. *Adv. Mater.* **35** 2208947 (2023)
27. Zhang X C, Shkurinov A, Zhang Y *Nat. Photon.* **11** 16 (2017)
28. Zhang L-L et al. *Phys. Rev. Appl.* **12** 014005 (2019)
29. Daranciang D et al. *Appl. Phys. Lett.* **99** 141117 (2011)
30. Kress M et al. *Opt. Lett.* **29** 1120 (2004)
31. Roskos H G et al. *Laser Photon. Rev.* **1** 349 (2007)
32. Kim K-Y et al. *IEEE J. Quantum Electron.* **48** 797 (2012)
33. Чижов П А и др. *Квантовая электроника* **43** 347 (2013); Chizhov P A et al. *Quantum Electron.* **43** 347 (2013)
34. Kim K Y et al. *Opt. Express* **15** 4577 (2007)
35. Попов В С *УФН* **174** 921 (2004); Popov V S *Phys. Usp.* **47** 855 (2004)
36. Келдыш Л В *ЖЭТФ* **47** 1945 (1964); Keldysh L V *Sov. Phys. JETP* **20** 1307 (1965)
37. Аммосов М В, Делоне Н Б, Крайнов В П *ЖЭТФ* **91** 2008 (1986); Ammosov M V, Delone N B, Krainov V P *Sov. Phys. JETP* **64** 1191 (1986)

38. Borodin A V et al. *Opt. Lett.* **38** 1906 (2013)
39. Balakin A V et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **27** 16 (2010)
40. Bergé L et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 073901 (2013)
41. Kolesik M, Moloney J V *Phys. Rev. E* **70** 036604 (2004)
42. Ushakov A A et al. *Opt. Express* **26** 18202 (2018)
43. Kosareva O et al. *Opt. Lett.* **35** 2904 (2010)
44. Xie X, Dai J, Zhang X-C *Phys. Rev. Lett.* **96** 075005 (2006)
45. Houard A et al. *Opt. Lett.* **33** 1195 (2008)
46. Dai J, Karpowicz N, Zhang X-C *Phys. Rev. Lett.* **103** 023001 (2009)
47. Ушаков А А и др. *Краткие сообщения по физике ФИАН* **41** (7) 31 (2014); Ushakov A A et al. *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **41** 200 (2014)
48. Volkov R V et al. *Laser Phys.* **25** 065403 (2015)
49. Чижов П А и др. *Труды ИОФ РАН* **70** 78 (2014); Chizhov P A et al. *Phys. Wave Phenom.* **22** 236 (2014)
50. Manceau J-M, Massauti M, Tzortzakakis S *Opt. Express* **18** 18894 (2010)
51. Kosareva O et al. *Opt. Lett.* **43** 90 (2018)
52. Tu Y-Y et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **39** A83 (2022)
53. Wang L et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **39** A68 (2022)
54. Mou S et al. *Photon. Res.* **11** 978 (2023)
55. Zhang Y et al. *Opt. Lett.* **47** 3816 (2022)
56. Zhong H, Karpowicz N, Zhang X-C *Appl. Phys. Lett.* **88** 261103 (2006)
57. D'Amico C et al. *Phys. Rev. Lett.* **98** 235002 (2007)
58. Borodin A V et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **29** 1911 (2012)
59. You Y S, Oh T I, Kim K Y *Phys. Rev. Lett.* **109** 183902 (2012)
60. Oh T I et al. *New J. Phys.* **15** 075002 (2013)
61. Blank V, Thomson M D, Roskos H G *New J. Phys.* **15** 075023 (2013)
62. Gorodetsky A et al. *Phys. Rev. A* **89** 033838 (2014)
63. Buccheri F, Zhang X-C *Optica* **2** 366 (2015)
64. Andreeva V A et al. *Phys. Rev. Lett.* **116** 063902 (2016)
65. Shkurinov A P et al. *Phys. Rev. E* **95** 043209 (2017)
66. Yuan S et al. *J. Phys. B* **48** 094018 (2015)
67. Yuan S et al. *Opt. Express* **23** 5582 (2015)
68. Панов Н А и др. *Письма в ЖЭТФ* **93** 715 (2011); Panov N A et al. *JETP Lett.* **93** 638 (2011)
69. Panov N et al. *Laser Phys. Lett.* **11** 125401 (2014)
70. Rasmussen M et al. *Opt. Express* **31** 9287 (2023)
71. Köhler C et al. *Opt. Lett.* **36** 3166 (2011)
72. Stremoukhov S Yu, Andreev A V *Laser Phys. Lett.* **12** 015402 (2015)
73. Ushakov A A et al. *Письма в ЖЭТФ* **106** 675 (2017); *JETP Lett.* **106** 706 (2017)
74. Ushakov A A et al. *Appl. Phys. Lett.* **114** 081102 (2019)
75. Rice A et al. *Appl. Phys. Lett.* **64** 1324 (1994)
76. Shipilo D E et al. *Photonics* **9** (1) 17 (2022)
77. Chen Y et al. *Sensors* **23** 4630 (2023)
78. Zhang Z et al. *Phys. Rev. Lett.* **117** 243901 (2016)
79. Chizhov P A et al. *Laser Phys. Lett.* **16** 075301 (2019)
80. Zhang Z et al. *Appl. Phys. Lett.* **123** 031108 (2023)
81. Strickland D, Mourou G *Opt. Commun.* **56** 219 (1985)
82. Yiwen E et al. *Appl. Phys. Lett.* **113** 181103 (2018)
83. Xu X et al. *Chinese Phys. Lett.* **40** 045201 (2023)
84. Zhang Z et al. *Appl. Phys. Lett.* **113** 241103 (2018)
85. Zhou X et al. *Opt. Lett.* **48** 2881 (2023)
86. Kostin V A et al. *Phys. Rev. Lett.* **117** 035003 (2016)
87. Zhang L-L et al. *Phys. Rev. Lett.* **119** 235001 (2017)
88. Vvedenskii N V et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 055004 (2014)
89. Fan Z, Lu C, Liu Y *Opt. Commun.* **505** 127532 (2022)
90. Ma D et al. *Opt. Commun.* **481** 126533 (2021)
91. Bagley J D et al. *J. Phys. B* **51** 144004 (2018)
92. Vaičaitis V et al. *J. Appl. Phys.* **125** 173103 (2019)
93. Petersen P B, Tokmakoff A *Opt. Lett.* **35** 1962 (2010)
94. Fedorov V Yu, Tzortzakakis S *Opt. Express* **26** 31150 (2018)
95. Nikolaeva I A et al. *Photonics* **9** 974 (2022)
96. Wang S et al. *J. Opt. Soc. Am. B* **37** 3325 (2020)
97. Flender R, Borzsonyi A, Viktor Chikan V *J. Opt. Soc. Am. B* **37** 1838 (2020)
98. Piccoli R et al. *Opt. Express* **27** 32659 (2019)
99. Buldt J et al. *Opt. Lett.* **48** 3403 (2023)
100. Nguyen A et al. *Opt. Lett.* **44** 1488 (2019)
101. Clerici M et al. *Phys. Rev. Lett.* **110** 253901 (2013)
102. Чижов П А и др. *Квантовая электроника* **46** 332 (2016); Chizhov P A et al. *Quantum Electron.* **46** 332 (2016)
103. Solyankin P M et al. *New J. Phys.* **22** 013039 (2020)
104. Kim K Y et al. *Nat. Photon.* **2** 605 (2008)
105. Rodriguez G, Dakovski G L *Opt. Express* **18** 15130 (2010)
106. Sun X, Zhang X-C *Appl. Phys. Lett.* **104** 191106 (2014)
107. Johnson K et al. *Phys. Lett. A* **372** 6037 (2008)
108. Чижов П А и др. *Краткие сообщения по физике ФИАН* **46** (11) 3 (2019); Chizhov P A et al. *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **46** 333 (2019)
109. Xiao H et al. *Phys. Rev. A* **104** 013517 (2021)
110. Nazarov M M et al. *J. Infrared Millimeter Terahertz Waves* **41** 1069 (2020)
111. Lorient V et al. *Opt. Express* **17** 13429 (2009)
112. Fujimoto M et al. *Opt. Lett.* **24** 850 (1999)
113. Fujimoto M, Aoshima S, Tsuchiya Y *Meas. Sci. Technol.* **13** 1698 (2002)
114. Chizhov P, Bukin V, Garnov S *Phys. Procedia* **71** 222 (2015)
115. Chizhov P A, Bukin V V, Garnov S V *J. Phys. Conf. Ser.* **666** 012018 (2016)
116. Bodrov S et al. *Opt. Express* **19** 6829 (2011)
117. Point G et al. *Phys. Rev. Lett.* **112** 223902 (2014)
118. Samsonova Z et al. *Phys. Rev. A* **97** 063841 (2018)
119. Pushkarev D et al. *New J. Phys.* **21** 033027 (2019)
120. Pushkarev D et al. *Laser Phys. Lett.* **15** 045402 (2018)
121. Song Q et al. *Opt. Express* **29** 22659 (2021)
122. Jahangiri F et al. *Appl. Phys. Lett.* **102** 191106 (2013)
123. Ushakov A et al. *Photonics* **8** (1) 4 (2021)
124. Чижов П А и др. *Квантовая электроника* **45** 434 (2015); Chizhov P A et al. *Quantum Electron.* **45** 434 (2015)
125. Liu W, Chin S L *Opt. Express* **13** 5750 (2005)
126. Chai X et al. *Opt. Lett.* **43** 5463 (2018)
127. Vicario C, Shalaby M, Hauri C P *Phys. Rev. Lett.* **118** 083901 (2017)
128. Hoffmann M C et al. *Appl. Phys. Lett.* **95** 231105 (2009)
129. Agranat M B et al. *Phys. Rev. Lett.* **120** 085704 (2018)
130. Talbi A et al. *Europhys. Lett.* **143** 10001 (2023)
131. Bergé L et al. *Europhys. Lett.* **126** 24001 (2019)
132. Zhou B et al. *Sensors* **23** 3669 (2023)
133. Yada H et al. *Appl. Phys. Lett.* **105** 143302 (2014)

Generation of terahertz radiation in the plasma of optical gas breakdown

A.A. Ushakov^(1,a), P.A. Chizhov^(1,2,3,b), **V.V. Bukin⁽¹⁾**, S.V. Garnov^(1,c)

⁽¹⁾ Prokhorov General Physics Institute, Russian Academy of Sciences, ul. Vavilova 38, 119991 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University),

Institutskii per. 9, 141701 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation

⁽³⁾ Russian Institute for Scientific and Technical Information (VINITI RAS), ul. Usievicha 20, 125190 Moscow, Russian Federation

E-mail: ^(a) ushakov.aleksandr@physics.msu.ru, ^(b) pvch@inbox.ru, ^(c) garnov@kapella.gpi.ru

The paper presents the current state of research on the generation of terahertz radiation in the optical breakdown of gases by laser radiation, consisting of the fundamental and second harmonics of femtosecond laser radiation. We consider the main approaches to describing the generation of terahertz radiation. The influence of the focusing mode, spatial and temporal modulation, changes in the wavelength, and polarization state of the pump radiation is shown. Also considered is the influence of the properties of the medium into which laser radiation is focused.

Keywords: femtosecond laser plasma, filamentation, terahertz radiation

PACS numbers: **42.65.** –k, 52.38.Hb, 52.59.Ye

Bibliography — 133 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **194** (2) 169–183 (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2023.10.039579>

Received 11 August 2023, revised 6 October 2023

Physics – Uspekhi **67** (2) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2023.10.039579>