

**МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ**

**ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»
(НОВОСИБИРСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ, НГУ)**

**Физический факультет
Кафедра Физики Плазмы**

**03.04.02 Физика
Магистратура**

**Выпускная квалификационная работа
Магистерская диссертация
Волчок Евгения Павловна**

Тема работы:

**Генерация терагерцового излучения в плазме
при произвольном угле столкновения пары
лазерных кильватерных волн**

«К защите допущена»

Заведующий кафедрой:

Д-р физ.-мат. наук,

Иванов

Александр Александрович

Научный руководитель:

Канд. физ.-мат. наук,

Тимофеев

Игорь Валериевич

Дата защиты: «19» июня 2018 г.

Новосибирск – 2018

Содержание

Введение	2
1. Генерация ТГц излучения при лобовом столкновении лазерных импульсов	7
2. Результаты численного моделирования для плоской задачи . . .	14
3. Поиск оптимальных параметров для проверочного эксперимента	18
4. Столкновение лазерных импульсов под произвольным углом .	21
Заключение	31
Благодарности	32
Литература	33

Введение

Электромагнитное излучение в терагерцовом диапазоне (0.3-30 ТГц) представляет большой интерес для различных областей науки и техники. Спектр его применения включает в себя как фундаментальные исследования, так и более прикладные сферы деятельности (медицина, системы безопасности). Одним из приложений излучения в данном диапазоне является применение его в исследованиях, связанных с нелинейным воздействием терагерцовых волн на различные неравновесные состояния вещества. Поскольку в терагерцовом диапазоне лежат характерные частоты межуровневых переходов и колебаний кристаллических решеток некоторых веществ, использование узкополосного ТГц излучения позволяет, направленно возбуждая определённые состояния вещества, получать ранее недоступные эффекты. Так, например, с помощью данного подхода можно достигать сверхпроводимости при комнатных температурах, перемагничивать ферромагнетики за пикосекундные времена и т.д. [1]. Несмотря на то, что эта область науки активно развивается последние годы, проблема создания компактного источника мощного узкополосного ТГц излучения по-прежнему остаётся актуальной. Наиболее мощные ТГц импульсы с характерной пиковой мощностью 1 МВт, энергией 10-30 мкДж и перестройкой по частоте в диапазоне 1-20 ТГц до сих пор способны генерироваться только на таких дорогостоящих ускорительных установках, как лазеры на свободных электронах [2].

В рамках создания более компактного источника узкополосного ТГц излучения было предложено большое количество идей. Одним из альтернативных способов генерации ТГц излучения является использование относительно компактных ускорительных систем, способных генерировать модулированные электронные пучки. При дальнейшем прохождении таких пучков через ондулятор [3] или фольгу [4] происходит генерация когерентного узкополосного ТГц излучения. Для традиционных лазеров это излучение является низкочастотным, поэтому его генерация возможна лишь с помощью нелинейных параметрических процессов на разности частот двух лазеров или с использованием различных нелинейных кристаллов. К примеру, в схеме, основанной на

разностных частотах двух chirпованных лазерных импульсов, было получено интенсивное узкополосное излучение в диапазоне 4-18 ТГц [5]. Применение оптического выпрямления пространственно модулированного лазерного импульса на органическом кристалле позволило генерировать перестраиваемое от 0.5 до 7 ТГц излучение с шириной спектра 2-3% [6]. Также предлагается использовать оптическое выпрямление коротких лазерных импульсов в периодически поляризованных кристаллах ниобата лития [7]. Существенным ограничением на достижение высокой эффективности генерации излучения при использовании нелинейных кристаллов является наличие порога разрушения под действием интенсивного лазерного излучения.

Использование плазмы в качестве нелинейной среды для генерации узкополосного излучения также является перспективной задачей. Благодаря способности плазмы поддерживать долгоживущие колебания электрического поля с экстремально высокой амплитудой, становится возможным возбуждение длинных импульсов излучения на гармониках плазменной частоты. При этом перестройка частоты излучения осуществляется за счёт изменения плотности плазмы. Один из наиболее эффективных методов возбуждения плазменной потенциальной волны основан на инъекции электронных или лазерных пучков в плазму. Однако такие волны сами по себе не способны генерировать электромагнитное излучение, поскольку фазовая скорость потенциальной волны вдоль границы меньше скорости света. Для того чтобы генерация излучения стала возможной, необходимо наличие модуляции плотности или внешнего магнитного поля. В работе [8] рассматривается возможность генерации излучения вблизи плазменной частоты в результате линейной конверсии мод в неоднородной плазме с макроскопическим градиентом плотности. Однако из-за большого разброса плазменной частоты, связанного с неоднородностью плазмы, такой подход не позволяет получить электромагнитное излучение с узким частотным спектром. Уменьшить ширину спектральной линии излучения в схемах с линейной конверсией плазменных колебаний можно с помощью недавно предложенного нами механизма пучково-плазменной антенны, в котором вместо крупномасштабных неоднородностей плотности используются периодические возмущения с малой амплитудой [9]. Суть его сводится к

следующему. В результате рассеяния раскачиваемой пучком волны на таком возмущении плотности в плазме происходит возбуждение сверхсветовой волны электрического тока, способного накачивать электромагнитное излучение. Использование магнитного поля при взаимодействии встречных лазерных импульсов с разной длиной волны позволяет получить эмиссию вблизи плазменной частоты [10]. Поскольку генерация излучения в этом случае происходит в результате конверсии электростатических колебаний, возбуждаемых биениями лазерного поля на первой гармонике плазменной частоты, это приводит к возникновению определённых сложностей, связанных с экранированием плазмой такого излучения. Кроме того, общим недостатком схем с магнитным полем является то, что они теряют свою привлекательность при работе в верхнем диапазоне ТГц спектра, поскольку для этого требуется использование чрезвычайно больших значений магнитного поля.

Альтернативный метод, позволяющий обойти трудности по созданию модуляции плотности или сверхсильных магнитных полей, основан на использовании встречных лазерных или пучковых драйверов. В данной работе представлена новая схема генерации излучения, основанная на нелинейном взаимодействии кильватерных волн, возбуждаемых короткими лазерными импульсами в однородной плазме. В результате такого взаимодействия в ней возбуждаются электростатические колебания, которые способны генерировать электромагнитное излучение на двойной плазменной частоте. При этом важным фактором в данной схеме является то, что для генерации излучения необходимо использовать лазерные импульсы с разной поперечной структурой, что будет подробно показано далее. Похожая задача обсуждалась в работе [11]. Однако рассмотрение в ней было ограничено только случаем симметричных лазерных импульсов, поэтому авторам работы вместо излучения длинноволновых стоячих колебаний из области перекрытия кильватерных волн удалось обнаружить лишь менее эффективный механизм эмиссии, связанный с возбуждением мелкомасштабных и быстро затухающих плазменных колебаний в гораздо более компактной области перекрытия лазерных драйверов. Преимуществом рассматриваемой в данной работе схемы генерации является отсутствие необходимости использовать магнитное поле и предварительно созданные гра-

диенты плотности. Кроме того, плазма прозрачна для излучения на удвоенной плазменной частоте. При использовании лазерных систем петаваттного уровня мощности данная схема позволяет генерировать перестраиваемое по частоте во всём терагерцовом диапазоне узкополосное ($\sim 1 - 2\%$) излучение с мощностью \sim ГВт и амплитудой поля до 20 МВ/см. Эффективность излучения при этом может достигать $10^{-4} - 10^{-3}$.

В данный момент в Институте лазерной физики СО РАН ведётся подготовка к эксперименту по проверке работоспособности предложенного механизма. Для этой цели будет использована имеющаяся в институте мультитераваттная лазерная система с энергией до 150-200 мДж и длиной волны 830 нм. Данный эксперимент даст возможность понять, все ли принципиально важные эффекты учитываются представленной теорией и численным моделированием и подходит ли предложенная схема генерации для масштабирования на более мощные лазерные системы. В связи с тем, что возврат лазерного излучения в систему усиления является нежелательным, в демонстрационном эксперименте будет реализована схема столкновения лазерных импульсов, распространяющихся под небольшим углом по отношению к друг другу. В соответствии с этим возникает необходимость развить описываемую в данной работе теорию генерации ТГц излучения во встречных кильватерных волнах на случай произвольных углов столкновения. Необходимо также подобрать оптимальные экспериментальные параметры, которые бы позволили наиболее наглядно продемонстрировать возможности данного механизма генерации. С этой точки зрения случай косоугольного столкновения лазерных импульсов представляет особый интерес, так как он, возможно, позволит найти более эффективный режим излучения.

В главе 1 данной работы представлена аналитическая теория обсуждаемого механизма в цилиндрической геометрии для соосных лазерных импульсов. В главе 2 обсуждаются накладываемые на теоретическую модель ограничения, полученные в результате численного моделирования методом частиц в ячейках. В главе 3 представлены оптимальные параметры для планируемой экспериментальной проверки механизма. Четвёртая глава содержит обобщение аналитической теории на случай столкновения лазерных импульсов под

произвольным углом и обсуждение угловых характеристик излучения в дальней зоне источника.

1. Генерация ТГц излучения при лобовом столкновении лазерных импульсов

Для начала рассмотрим задачу о столкновении соосных лазерных импульсов. В результате нелинейного взаимодействия кильватерных волн, распространяющихся с плазменной частотой и волновыми числами k_1 и $-k_2$, в плазме возбуждаются колебания на удвоенной плазменной частоте

$$(\omega_p, k_1) + (\omega_p, -k_2) \longrightarrow (2\omega_p, k_1 - k_2).$$

Здесь использованы следующие обозначения: $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / m_e}$ плазменная частота, m_e масса электронов, n_0 плотность однородной плазмы, k_s – волновой вектор для 1 или 2 волны, соответственно. Данный процесс является эффектом второго порядка по амплитуде поля, и задача о нахождении амплитуды результирующей волны сводится к поиску нелинейного тока.

Каждый из лазерных импульсов, расталкивая пондеромоторной силой электроны плазмы, возбуждает в ней потенциальные колебания электрического поля. Электроны, движущиеся со скоростью $\delta v_{1\parallel}$ в поле первой волны, рассеиваются на возмущении плотности δn_2 , созданном второй волной, и наоборот. В результате такого нелинейного процесса в плазме возбуждаются вынужденные колебания электрического тока, осциллирующего на удвоенной плазменной частоте $j_{\parallel} = -e(\delta n_1 \delta v_{2\parallel} + \delta n_2 \delta v_{1\parallel}) e^{i(k_1 - k_2)z - 2i\omega_p t} + \text{к.с.}$. В общем случае излучение может происходить под некоторым углом, определяемым разностью волновых чисел

$$\tan \theta = \sqrt{v_{\phi}^2 - 1} = \sqrt{\frac{4\omega_p^2}{(k_1 - k_2)^2 c^2} - 1}.$$

Для того чтобы генерация излучения стала возможной, фазовая скорость тока должна быть больше либо равна скорости света вдоль плазменной границы. В случае лазерных импульсов ($v_d \approx c$) фазовая скорость возбуждаемого тока будет бесконечной, эмиссия при этом происходит строго поперёк плазменного слоя.

Излучающий ток без учёта поперечной структуры кильватерных полей

пропорционален $j_{\parallel} \sim (k_1 - k_2)\delta v_{1\parallel}\delta v_{2\parallel}$. Отсюда видно, что в случае одинаковых лазерных импульсов из-за слишком высокой симметрии задачи ток полностью сокращается и, следовательно, излучение не происходит. Для того чтобы генерация стала возможной, необходимо использовать лазерные импульсы разной формы. Тогда в излучающем токе возникают дополнительные не исчезающие слагаемые, связанные с разной поперечной сжимаемостью электронной жидкости $\partial(\delta v_{sr\perp})/\partial r_{\perp}$. Например, в данной работе рассматриваются лазерные импульсы разной ширины (более подробно это будет обсуждаться чуть позднее).

Получим выражение для излучающего тока. Для этого рассмотрим данную задачу в цилиндрической геометрии (Рисунок 1). При выводе будем считать, что плазменные (кильватерные) волны распространяются навстречу друг другу по бесконечно протяжённому столбу плазмы с радиусом R . Кроме того, считаем, что амплитуды этих волн зависят только от поперечных координат. Благодаря цилиндрической симметрии задачи исключается также зависимость от полярного угла. Суперпозиция кильватерных полей от встречных лазерных импульсов в терминах скалярного потенциала описывается следующим образом:

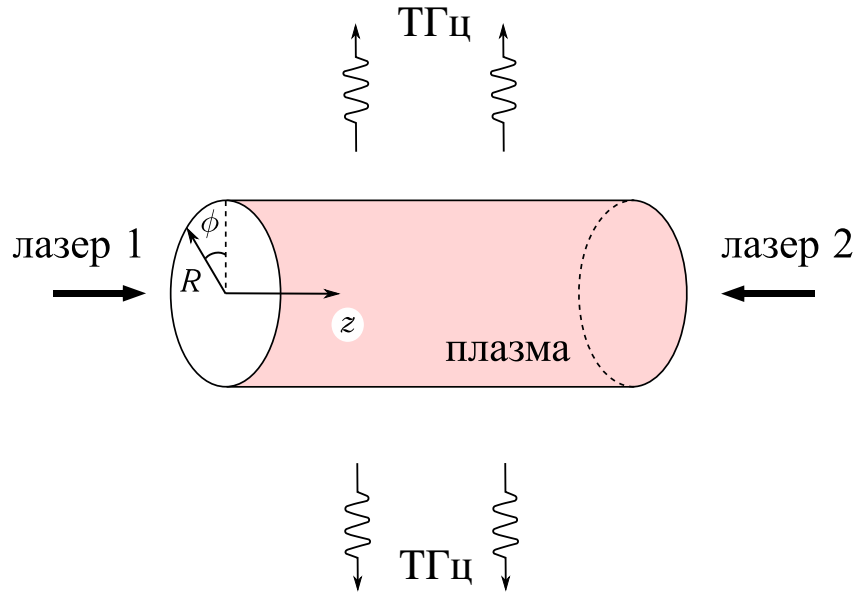


Рисунок 1: Геометрия задачи.

$$\Phi(t, \mathbf{r}) = \frac{1}{2} (\Phi_1(\mathbf{r})e^{ikz-it} + \Phi_2(\mathbf{r})e^{-ikz-it} + \text{к.с.}). \quad (1)$$

Здесь и далее, если не указано обратного, используются безразмерные единицы: пространственные размеры измеряются в единицах c/ω_p , волновые числа в ω_p/c , частота в единицах ω_p , электрические поля в $m_e c \omega_p / e$, а потенциалы в $m_e c^2 / e$.

Нелинейный ток второго порядка выражается через произведение возмущения плотности и скорости первого порядка и возмущение скорости второго порядка: $\mathcal{J}_{\parallel} \propto n^{(1)} v_{\parallel}^{(1)} + n_0 v_{\parallel}^{(2)}$. Используя уравнение движения и уравнение непрерывности, запишем возмущения скорости и плотности

$$v_{s\parallel}^{(1)} = \mp \frac{k}{2} \Phi_s e^{\pm i k z}, \quad v_{s\perp}^{(1)} = \frac{i}{2} \nabla_{\perp} \Phi_s e^{\pm i k z}, \quad (2)$$

$$n_s^{(1)} = -\frac{1}{2} (k^2 - \Delta_{\perp}) \Phi_s e^{\pm i k z}, \quad (3)$$

$$v_{\parallel}^{(2)} = -\frac{i}{2} (\mathbf{v}^{(1)} \nabla) v_{\parallel}^{(1)}, \quad (4)$$

где $k = 1$ в безразмерных единицах, а ∇_{\perp} и Δ_{\perp} – градиент и оператор Лапласа, взятые по поперечным координатам:

$$\nabla_{\perp} = \frac{\partial}{\partial r}, \quad \Delta_{\perp} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial}{\partial r} \right).$$

Возмущение скорости второго порядка для случая встречных плазменных волн с одинаковыми по модулю волновыми числами будет равно нулю, так как $v_{\parallel}^{(2)} \propto (k_1 - k_2) (\Phi_1 \Phi_2 + \frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \frac{\partial \Phi_2}{\partial r})$.

Подставляя полученные возмущения скорости и плотности в ток, запишем его в следующем виде

$$\mathcal{J} = \frac{1}{4} (\Phi_1 \Delta_{\perp} \Phi_2 - \Phi_2 \Delta_{\perp} \Phi_1). \quad (5)$$

Получившееся выражение наглядно демонстрирует вывод о том, что для генерации излучения необходимо использовать лазерные импульсы разной формы ($\Phi_1(r) \neq \Phi_2(r)$).

Найдём поля внутри плазмы $E_z(r, t) = \mathcal{E}(r) e^{-2it}$, генерируемые полученным током. Для этого преобразуем систему уравнений Максвелла к волновому

уравнению в следующем виде

$$(\Delta_{\perp} + 3) \mathcal{E}(r) = -2i\mathcal{J}. \quad (6)$$

Решением этого уравнения будет комбинация функций Бесселя и Неймана:

$$\begin{aligned} \mathcal{E} = & \left(A - \frac{i\pi}{8} \int_0^r r' \mathcal{N}_0(\sqrt{3}r') (\Phi_1 \Delta_{\perp} \Phi_2 - \Phi_2 \Delta_{\perp} \Phi_1) dr' \right) J_0(\sqrt{3}r) + \\ & + \left(B + \frac{i\pi}{8} \int_0^r r' J_0(\sqrt{3}r') (\Phi_1 \Delta_{\perp} \Phi_2 - \Phi_2 \Delta_{\perp} \Phi_1) dr' \right) \mathcal{N}_0(\sqrt{3}r). \quad (7) \end{aligned}$$

Поскольку функция Неймана $\mathcal{N}_0(\sqrt{3}r)$ при $r = 0$ имеет особенность, условие конечности поля требует зануления коэффициента B .

На полученное решение на границе плазмы при $r = R$ накладываются условия непрерывности тангенциальных компонент электрического $\{E_{\tau}\}=0$ и магнитного $\{B_{\tau}\} = 0$ полей. Электрическое поле, излучаемой в вакуум электромагнитной волны, может быть записано как

$$E_z^v = \frac{C}{\sqrt{R}} e^{2iR-2it} + \text{к.с.} \quad (8)$$

Получив из граничных условий A и C , выразим амплитуду электромагнитной волны:

$$\mathcal{E}_0 = 2 \left| \frac{C}{\sqrt{R}} \right| = \frac{2}{\sqrt{(J_0 + 2\sqrt{3}RJ_1)^2 + 16R^2J_0^2}} \left| \int_0^R r' J_0(\sqrt{3}r') \mathcal{J}(r') dr' \right|, \quad (9)$$

здесь подразумевается, что $J_0 = J_0(\sqrt{3}R)$ и $J_1 = J_1(\sqrt{3}R)$.

Конкретизируем вид кильватерных полей. Считаем, что плазменные волны возбуждаются коротким линейно поляризованным лазерным импульсом с центральной частотой ω_0 и огибающей

$$E_{\perp} = E_0 \frac{\sigma_0}{\sigma(z)} e^{-r^2/\sigma^2(z)} \sin^2 \left(\frac{\pi(t \pm r)}{2\tau} \right), \quad (10)$$

влияние дифракции лазерного импульса учитывается как

$\sigma(z) = \sigma_0 \sqrt{1 + z^2/\mathcal{R}^2}$, где $\mathcal{R} = \omega_0 \sigma_0^2/2$ длина Рэлея, соответствующая фокальному пятну величиной σ_0 .

Поля возбуждаемых кильватерных волн могут быть получены из уравнений для холодной плазмы в виде

$$\mathbf{E} = - \int_0^t dt' \sin(t - t') \nabla \frac{a^2(\mathbf{r}, t)}{4}, \quad (11)$$

где $\nabla a^2(\mathbf{r}, t)/4$ – пондеромоторная сила лазерного излучения, выраженная через безразмерный векторный потенциал магнитного поля. Более подробно генерация плазменных волн лазерными импульсами обсуждается, например, в работе [12].

Для рассматриваемого представления лазерного импульса (10) амплитуды кильватерных волн описываются выражением

$$E_s(r) = E_s^w \left(\frac{\sigma_{0s}}{\sigma_s(z)} \right)^2 e^{-2r^2/\sigma_s^2(z)}, \quad (12)$$

где

$$E_s^w = \frac{3 E_{0s}^2}{4 \omega_0^2} \frac{\sin \tau}{(4 - 5\tau^2/\pi^2 + \tau^4/\pi^4)}. \quad (13)$$

Излучающий ток содержит функции, быстро затухающие с ростом r : $\mathcal{J} \sim \exp(-2r^2/\sigma_s^2)$. Считаем, что поперечный размер плазмы намного превышает область локализации тока. Это предположение позволяет аналитически вычислить интеграл в выражении (9), распространив его на бесконечные пределы. Для взятия этого интеграла воспользуемся формулой Вебера (см. например [13])

$$\int_0^\infty \tau^{n+1} J_n(a\tau) e^{-b^2\tau^2} d\tau = \frac{a^n}{(2b^2)^{n+1}} e^{-a^2/(4b^2)}. \quad (14)$$

В результате амплитуда излучения может быть записана в виде

$$\mathcal{E}_0 = \frac{6E_1^w E_2^w \mathcal{F}_\sigma}{\sqrt{(J_0 + 2\sqrt{3}RJ_1)^2 + 16R^2J_0^2}}, \quad (15)$$

где

$$\mathcal{F}_\sigma = \frac{\sigma_{01}^2 \sigma_{02}^2 |\sigma_2^2 - \sigma_1^2|}{(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)^2} \exp \left[-\frac{3}{8} \frac{\sigma_1^2 \sigma_2^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \right]. \quad (16)$$

Полная мощность излучения, учитывающая слабую зависимость кильватерных полей от продольной координаты, даётся интегралом

$$\frac{P}{P_0} = \pi R \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_0^2 dz, \quad P_0 = \frac{m_e^2 c^5}{4\pi e^2} \approx 0.69 \text{ ГВт}. \quad (17)$$

Для оценки мощности излучения рассматривается цилиндр длиной порядка нескольких длин Рэлея, на которой амплитуда излучения спадает практически до нуля в результате дифракции лазерных импульсов.

Как уже было сказано выше, генерация излучения с помощью данного механизма возможна при использовании лазерных импульсов с разной поперечной структурой. Лазерные импульсы могут иметь фокусы одинакового размера, но при этом быть сфокусированными в разные точки по продольной оси; или сфокусированными в одну точку по продольной оси, но быть разнесёнными на некоторый прицельный параметр по радиусу. Также можно использовать лазерные импульсы с разными фокусными пятнами, сфокусированные в одну точку. Для каждого из этих случаев могут быть подобраны оптимальные параметры, такие как соотношение величины фокусов, прицельный параметр, расстояние между фокусами, при которых генерация будет наиболее эффективна [14]. Эти параметры не зависят от конкретных характеристик лазера и плазмы. Среди перечисленных схем для симметричных по энергии лазерных импульсов более эффективной является схема с разнесёнными по продольной оси фокусами, так как в этом случае генерация излучения происходит из окрестностей обоих фокусов (при этом излучение изотропно распределено по полярному углу). В данной работе рассматривается схема перекрытия кильватерных волн разной ширины, изображённая на рисунке 2. Такой выбор объясняется тем, что данная конфигурация является наиболее компактной по сравнению с остальными схемами, что позволяет вписаться в размеры газовой струи, которая будет использована в демонстрационном эксперименте.

Оптимальное соотношение между размерами лазерных перетяжек в аксиально симметричной задаче определяется величиной $\sigma_{02}/\sigma_{01} = 3$.

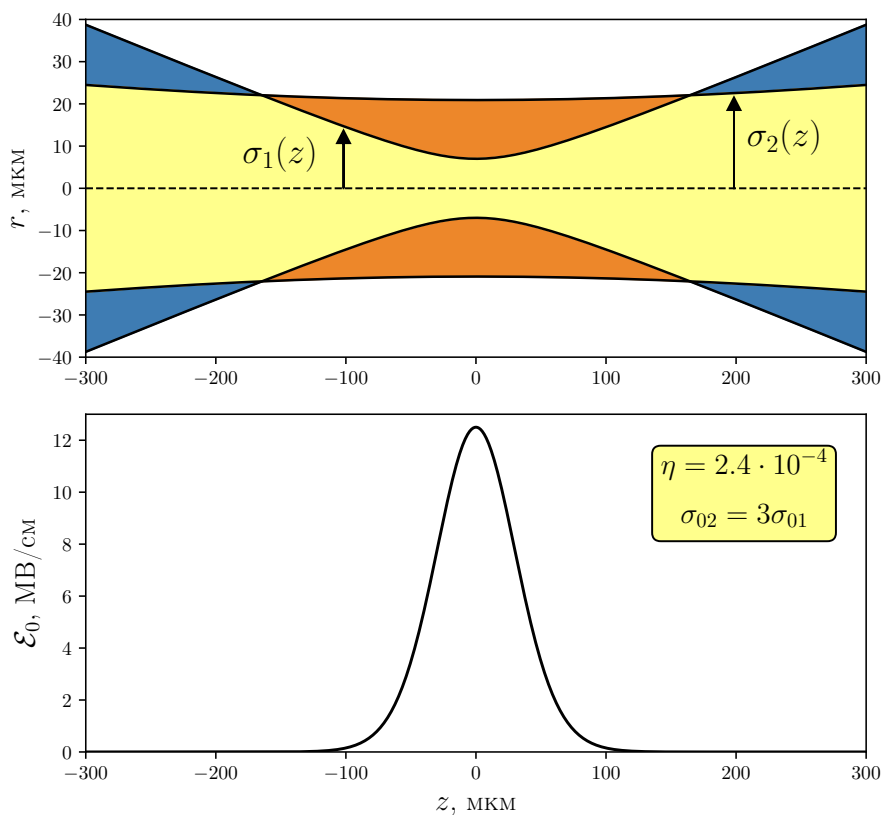


Рисунок 2: Схема перекрытия встречных лазерных импульсов: синим цветом обозначен первый лазер, оранжевым – второй, область перекрытия показана жёлтым цветом (длительность лазерных импульсов 39 фс, суммарная энергия 200 мДж, длина волны 830 нм, плотность плазмы $2.5 \cdot 10^{18} \text{см}^{-3}$).

2. Результаты численного моделирования для плоской задачи

Данная задача может быть решена также в плоской геометрии, допускающей сравнение с двумерным PIC кодом. При этом подразумевается, что лазерные импульсы сфокусированы в почти прямоугольные пятна, сильно вытянутые в одном направлении (Рисунок 3 (б)). В этом случае амплитуда излучения выражается как

$$\mathcal{E}_0 = \frac{3}{2} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{E_1^w E_2^w \mathcal{F}_\sigma}{\sqrt{\cos^2(\sqrt{3}l) + 3}}, \quad \mathcal{F}_\sigma = \frac{\sigma_{01} \sigma_{02} |\sigma_2^2 - \sigma_1^2|}{(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)^{3/2}} \exp \left[-\frac{3}{8} \frac{\sigma_1^2 \sigma_2^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} \right]. \quad (18)$$

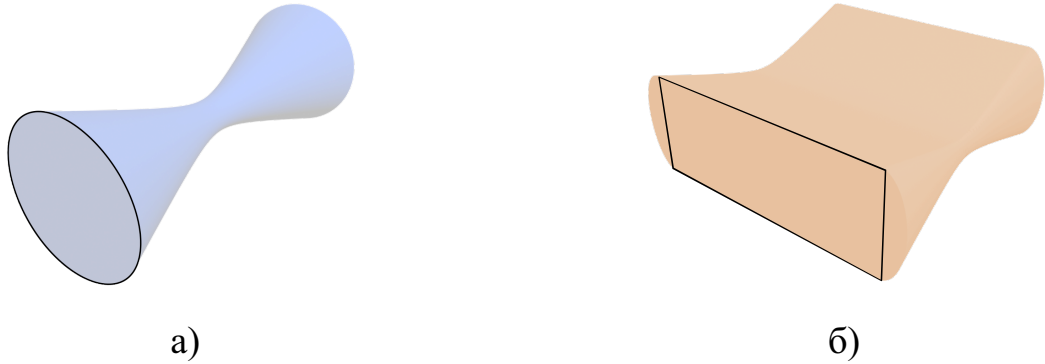


Рисунок 3: Схематическое изображение «круглых» (а) и «плоских» (б) лазерных импульсов.

С учётом слабой зависимости от продольной координаты полная мощность излучения даётся интегралом

$$\frac{P}{P_0} = \sigma_z \int_{-\infty}^{\infty} \mathcal{E}_0^2 dx. \quad (19)$$

Более подробно этот случай рассмотрен в работе [14]. В данной постановке задачи механизм генерации ТГц излучения был промоделирован методом частиц в ячейках. Для моделирования была выбрана схема, в которой

рассматривались одинаковые лазерные импульсы, фокусы которых были разнесены по продольной оси на расстояние L (Рисунок 4). Поскольку задача симметрична относительно замены x на $-x$, моделирование проводилось для области $x > 0$, содержащей только один фокус при $\sim L/2$. Оптимальное расстояние между фокусами для данной схемы равно $2.15\mathcal{R}_1$, размер фокусов $\sigma_{01} = \sigma_{02} = 1.38c/\omega_p$.

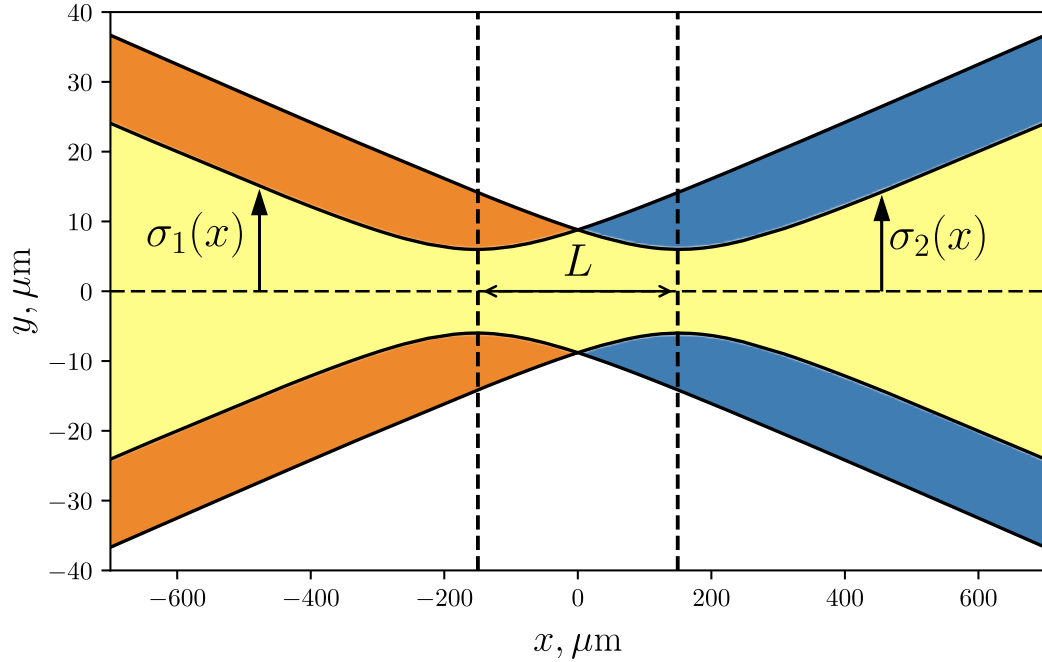


Рисунок 4: Схема перекрытия встречных лазерных импульсов: синим цветом обозначен первый лазер, оранжевым – второй, область перекрытия показана жёлтым цветом.

Из формулы (18) следует, что мощность излучения тем больше, чем больше амплитуды плазменных кильватерных волн. Это эквивалентно тому, что определяющий амплитуду кильватерной волны безразмерный вектор-потенциал лазерного поля $a_{0s} = E_{0s}/\omega_0$ стремится к единице. Данная величина характеризует уровень нелинейности. По сути этот параметр является нормированным поперечным импульсом электронов плазмы $p_{\perp}/m_e c$. При $a_{0s} \gtrsim 1$ движение электронов будет существенно релятивистским, а лазер-плазменное взаимодействие нелинейным. Нелинейный режим характеризуется коротким временем жизни плазменных колебаний, что приводит к уширению спектра излучения. С помощью численного моделирования было найдено оптимальное значение a_0 , при котором достигается баланс между достаточно высокой ам-

плитудой кильватерных волн и приемлемым временем жизни колебаний. Это значение составляет $a_0 \sim 0.7$. В этом случае плазменные волны всё ещё удовлетворяют описанной в данной работе теории и остаются стабильными в течение достаточного времени, что позволяет получить излучение с шириной спектра порядка 1-2 %. Эти результаты также представлены в работе [14].

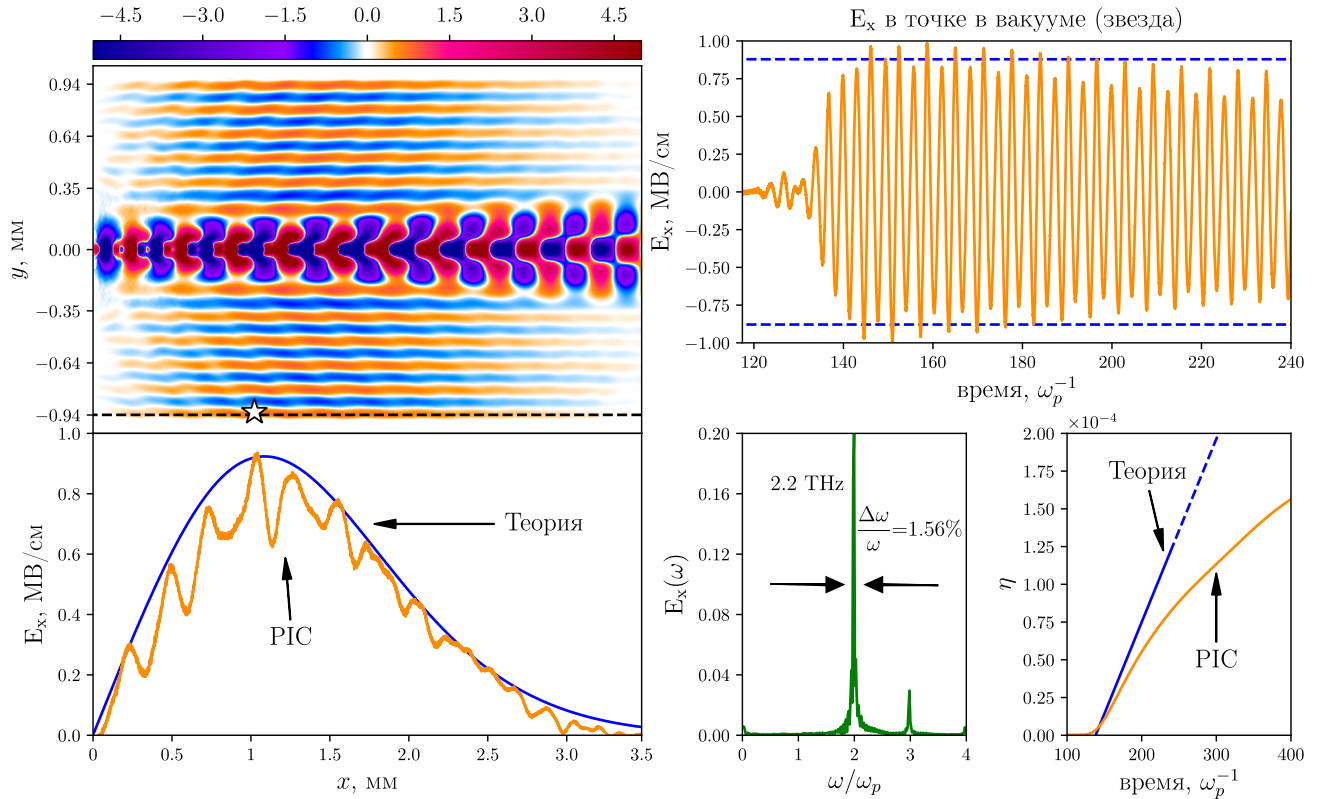


Рисунок 5: PIC моделирование для следующих параметров: $n = 1.5 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, $a_0 = 0.7$, $\tau = 500 \text{ фс}$, $\lambda = 10.6 \text{ мкм}$. (а) Карта продольного электрического поля $E_x(x, y)$ в момент $\omega_p t = 177.5$. (б) Продольный профиль ТГц электрического поля, измеренный вдоль пунктирной линии. (в) Эволюция поля E_x в точке, отмеченной белой звездой (пунктирная линия показывает теоретически предсказанную амплитуду). (г) Частота спектра излучения. (д) Полная энергия излучения, поглощенного в поглощающих слоях и нормированная на полную энергию лазеров, как функция времени.

На рисунке 5 показаны результаты численного моделирования при $a_0=0.7$ для обоих лазеров. Как можно видеть, хорошее согласование предсказаний аналитической теории и компьютерного моделирования наблюдается в течение $100\omega_p^{-1}$. На больших временах эффективность, полученная численно, растёт медленнее, чем теоретическая кривая. Это связано с тем, что представленная

аналитическая теория не учитывает диссипацию энергии волны. В результате излучения плазменная волна теряет энергию, происходит истощение. Кроме того, большая часть энергии кильватерных волн расходуется на возбуждение в плазме неизлучающих гармоник, таких как $(2\omega_p, \pm 2k)$ и $(0, \pm 2k)$. В результате нелинейного взаимодействия гармоник $(2\omega_p, 2k)$ и $(\omega_p, -k)$ в плазме рождаются колебания на третьей гармонике плазменной частоты $(3\omega_p, k)$, которые способны излучаться, однако вклад этой гармоники пренебрежимо мал. В связи с этим во всех расчётах, представленных в данной работе, использовалась оценка для времени порядка $t \sim 100\omega_p^{-1}$.

Учёт динамики ионов в моделировании показал, что образующаяся при нелинейном взаимодействии кильватерных полей стоячая плазменная волна приводит к образованию модуляции плотности плазмы. В результате происходит уширение спектра излучения за счёт более быстрого разрушения плазменных колебаний и уменьшение эффективности генерации. Это накладывает на данную теоретическую модель дополнительные ограничения. Чтобы свести к минимуму влияние эффектов ионной динамики необходимо использовать более широкие (чем в работе [14]) лазерные импульсы, для которых уровень нелинейности возбуждаемых ими кильватерных волн не превышает $\delta n_s = 0.4$. Это предположение будет использоваться в дальнейших теоретических оценках.

3. Поиск оптимальных параметров для проверочного эксперимента

Для подтверждения данного механизма генерации излучения на базе Института лазерной физики СО РАН ведётся подготовка к постановке следующего демонстрационного эксперимента. Два лазерных импульса с гауссовыми профилями инжектируются под небольшим углом по отношению друг к другу в сверхзвуковую газовую струю. Для создания однородной по плотности плазмы планируется использовать лёгкие газы (например, азот), так как они могут быть полностью ионизованы интенсивным лазерным излучением в результате надбарьерной ионизации, а неоднородности плотности в таких газах локализуется на периферии лазерного импульса. В качестве газовой мишени с локально однородной плотностью будет использовано сверхзвуковое сопло Лавала. Поскольку генерация излучения будет происходить на второй гармонике плазменной частоты, неоднородность плазменной границы и присутствие окружающего газа не должны оказывать существенного влияния на излучение.

В эксперименте будет использован имеющийся в институте фемтосекундный мультитераваттный лазерный комплекс на основе параметрических каскадов усиления с пикосекундной накачкой [15], параметры которого приведены в таблице ниже. Плотность газовой струи была выбрана равной $n_0 = 2.5 \cdot 10^{18}$,

Таблица 1: Параметры лазера.

Пиковая мощность	до 10 ТВт
Энергия лазера	150-200 мДж
Длительность лазера	20-100 фс
Длина волны	830 нм
Частота повторения	10 Гц

соответственно, частота электромагнитной эмиссии при данной плотности составляет 28 ТГц. Такой выбор обусловлен уже имеющимся оборудованием по регистрации излучения CO₂ лазера. При заданном диапазоне параметров ла-

зерной системы и газовой струи, а также ограничениях, обсуждаемых в предыдущей главе, необходимо найти оптимальный по эффективности эмиссии режим.

Частота излучения определяется только плотностью плазмы, однако наиболее эффективный режим эмиссии при фиксированной частоте достигается для ограниченного диапазона длительности лазерных импульсов ($f_{rad} \approx 1/\tau$). Для частоты излучения 28 ТГц наиболее эффективная генерация достигается при длительности 39 фс.

Размер фокального пятна в цилиндрической геометрии однозначно определяется энергией лазера, его амплитудой и длительностью

$$\mathcal{E}_l = \int_0^{2\tau} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E} \times \mathbf{B}]_z r dr = \frac{3c\tau}{32\pi} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sigma^2 E^2. \quad (20)$$

Отсюда получаем, что величина фокального пятна (в безразмерных единицах)

$$\sigma_0 = \sqrt{\frac{8\mathcal{E}_l[\text{Дж}]\omega_p^3}{3\sqrt{\pi}\tau E_0^2 m_e n c^5}}, \quad (21)$$

где E_0 – поле в перетяжке.

В работе [14] был рассмотрен симметричный по энергии лазеров случай. Однако более эффективный режим наблюдается при разной энергии лазерных импульсов. Согласно рассмотренному в предыдущей главе ограничению на величину возмущения плотности в каждой кильватерной волне, были выбраны следующие параметры лазеров: амплитуды лазерного поля в терминах безразмерного вектор-потенциала $a_1 = 0.67$ и $a_2 = 0.73$, отношение энергии лазерных импульсов при фиксированной суммарной энергии 200 мДж выбрано равным 0.1, т.е. $200\text{мДж} = 20\text{мДж} + 180\text{мДж}$.

При выбранных параметрах достигаются следующие значения: радиус первого и второго лазеров в перетяжке, соответственно, $\sigma_{01} = 2.08c/\omega_p = 7$ мкм, $\sigma_{02} = 6.02c/\omega_p = 20.2$ мкм; максимальная амплитуда излучения 12.5 МВ/см, полная мощность излучения $P = 38$ МВт, энергия 48 мкДж, эффективность $2.4 \cdot 10^{-4}$. Для сравнения на новосибирском лазере на свободных электронах

достигается пиковая мощность 1 МВт при сравнимой энергии [2].

4. Столкновение лазерных импульсов под произвольным углом

Изучение механизма генерации ТГц излучения в результате нелинейного взаимодействия распространяющихся под некоторым углом плазменных кильватерных волн представляет интерес не только в связи с тем, что такая постановка задачи более целесообразна для экспериментальной проверки эффекта. В отличие от случая встречного столкновения лазерных импульсов, в котором происходит возбуждение стоячей волны тока, косое взаимодействие кильватерных волн приводит к генерации бегущей волны в плазме. Следствием этого эффекта является ослабление влияния ионной динамики на время жизни плазменных волн.

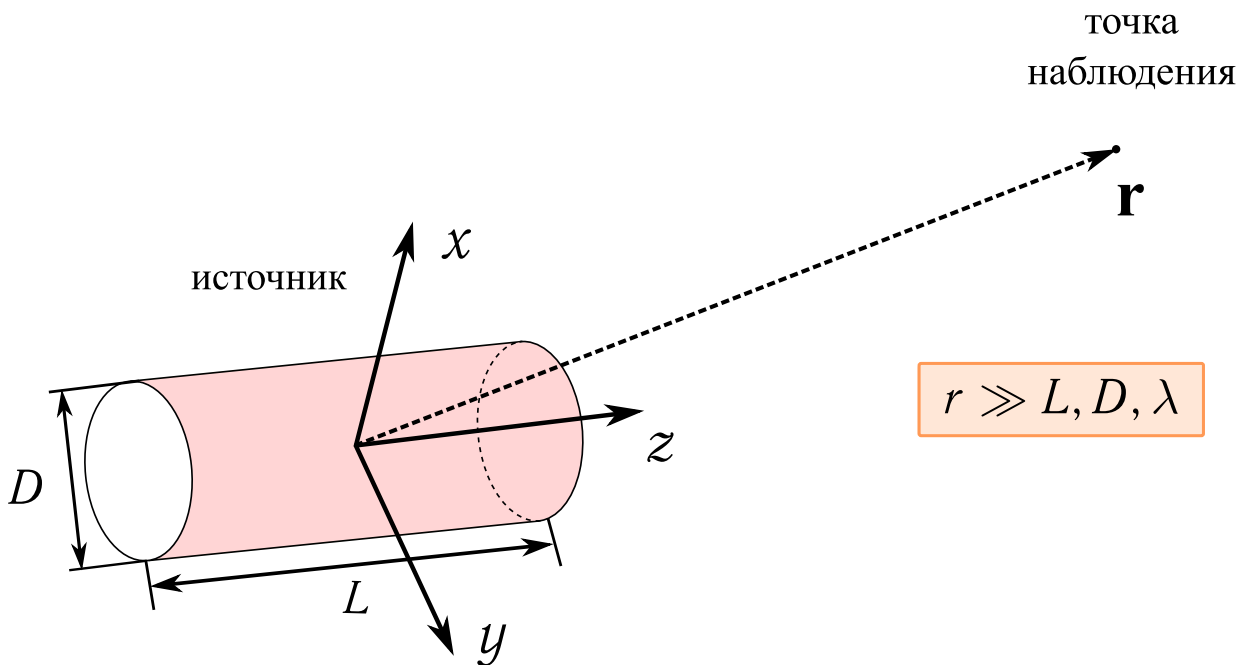


Рисунок 6: Постановка задачи для исследования излучения в дальней зоне источника.

Однако аналитическое решение граничной задачи в такой постановке уже не представляется возможным. В отличие от предыдущего случая, где для разрешения системы уравнений Максвелла использовалось предположение, что длина волны излучения много меньше размера пространственной неоднородности, здесь это приближение не верно. В связи с этим для исследования ха-

рактических характеристик излучения был использован следующий приближённый метод решения. Будем считать, что источник излучения, занимающий некоторую ограниченную область пространства, помещён в бесконечную плазму, а расстояние до точки наблюдения много больше характерных размеров источника $r \gg L, D$ и длины волны излучения $r \gg \lambda$ (Рисунок 6).

Для решения задачи удобно воспользоваться выражением для векторного потенциала магнитного поля

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{c} \int \frac{\mathbf{j}(\mathbf{r}', t')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dV'. \quad (22)$$

Здесь переменные со штрихом относятся к координатам источника излучения, переменные без штриха привязаны к координатам точки наблюдения.

Воспользуемся тем, что расстояние до точки наблюдения велико, и разложим множитель $1/|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|$ в выражении (22) по малому параметру

$$R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}'| = r - (\mathbf{n}\mathbf{r}'). \quad (23)$$

Подставляя полученное разложение в (22), получаем

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi r} \int \mathbf{J}(\mathbf{r}', t') dV' + \frac{1}{4\pi r^2} \int \mathbf{J}(\mathbf{r}', t') (\mathbf{n}\mathbf{r}') dV' + \langle \dots \rangle. \quad (24)$$

Первое слагаемое здесь отвечает за дипольное излучение, остальные слагаемые представляют более высокие порядки мультипольного разложения. С учётом задержки по времени $t' = t - R/c$ дипольное слагаемое принимает вид

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi r} e^{ikr - i\omega t} \int \mathbf{J}(\mathbf{r}') e^{-ikr'} dV', \quad (25)$$

где $\omega = 2$, а волновой вектор излучаемой электромагнитной волны $k = \sqrt{\epsilon}\omega$ (коэффициент диэлектрической проницаемости холодной плазмы $\epsilon = 3/4$).

По сравнению с длиной волны излучения источник является протяжённым. Приближённо он может быть описан в виде совокупности излучающих точечных диполей. При этом набег фазы от разных точек источника учитывается с помощью $e^{-ikr'}$ в выражении (25).

Поскольку нас интересует излучение в дальней зоне источника $kr \gg 1$, где оно имеет вид плоской электромагнитной волны, то электрическое и магнитное поля выражаются в виде

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = [i\mathbf{k} \times \mathbf{A}], \quad \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = [\mathbf{B} \times \mathbf{n}]. \quad (26)$$

Плотность потока энергии, уносимая электромагнитной волной, и интенсивность излучения в элемент телесного угла записываются следующим образом

$$\mathbf{S} = \langle [\mathbf{E} \times \mathbf{B}] \rangle_t = \frac{2}{\sqrt{\varepsilon}} B^2 \mathbf{n}, \quad \frac{dI}{d\Omega} = dS r^2 d\Omega = \frac{2}{\sqrt{\varepsilon}} B^2 r^2, \quad (27)$$

где $\langle \dots \rangle_t$ означает усреднение по времени. Полная мощность излучения находится как интеграл по всему телесному углу

$$P = P_0 \int \frac{dI}{d\Omega} \sin \theta d\theta d\phi. \quad (28)$$

Для начала проверим, позволяет ли данный подход воспроизвести результаты, полученные при решении граничной задачи, рассмотренной в главе 1. Для этого вычислим мощность излучения для соосных лазерных импульсов, подставив в (25) ток, полученный ранее (5). В этом случае также можно воспользоваться тем, что амплитуда тока быстро затухает при больших r' , вычислив часть интегралов аналитически. В результате для магнитного поля излучения получим

$$B_x = \frac{ik^3}{2r} E_1^w E_2^w \sin^3 \theta e^{ikr-2it} \int F_\sigma e^{-ikz \cos \theta} dz, \quad (29)$$

где

$$F_\sigma = \frac{\sigma_{01}^2 \sigma_{02}^2}{16} \frac{\sigma_2^2 - \sigma_1^2}{(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)^2} \exp\left(-\frac{k^2 \sin^2 \theta \sigma_1^2 \sigma_2^2}{8(\sigma_1^2 + \sigma_2^2)}\right). \quad (30)$$

Полная мощность излучения во всё пространство имеет вид

$$\frac{P}{P_0} = \frac{1}{2\sqrt{\varepsilon}} (E_1^w E_2^w)^2 \int k^6 \sin^6 \theta \left| \int F_\sigma e^{-ikz \cos \theta} \right|^2 d\Omega. \quad (31)$$

На рисунке 7 представлены мощность излучения в зависимости от радиу-

са плазмы (чёрная кривая), полученная в решении граничной задачи (15-17), и мощность излучения, вычисленная в волновой зоне источника (красная линия). Видно, что последняя представляет собой среднее по радиусу от решения граничной задачи.

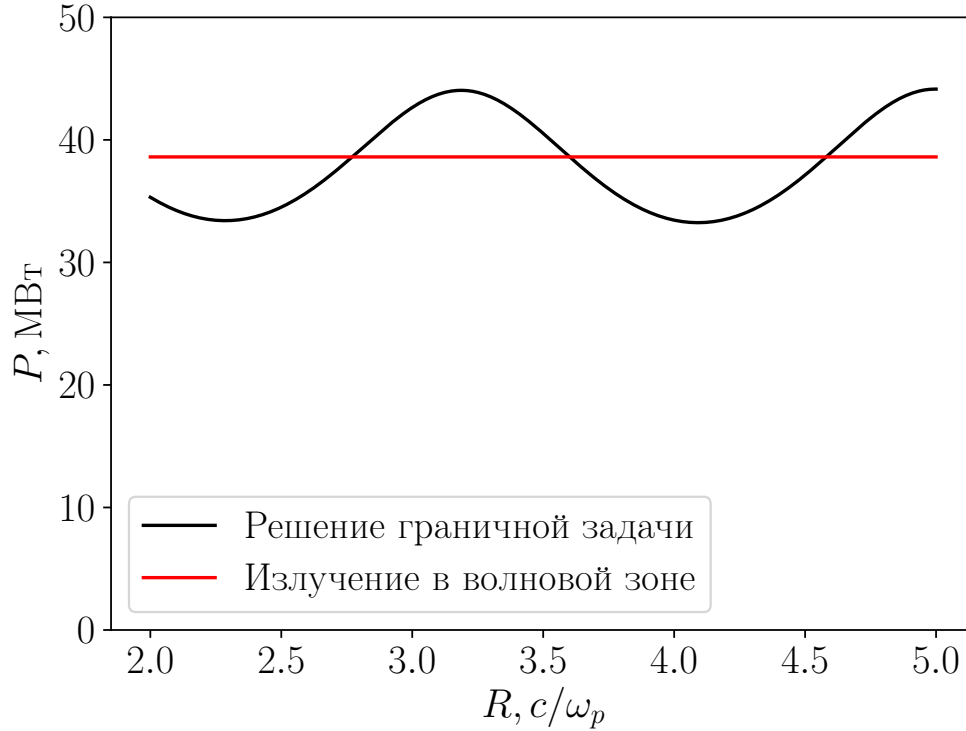


Рисунок 7: Сравнение двух подходов: зависимость мощности излучения от радиуса плазмы в решении граничной задачи (чёрная кривая); мощность излучения в дальней зоне источника (красным).

При вычислении мощности и углового распределения излучения для произвольного угла столкновения удобно перейти в декартовы координаты (Рисунок 8 (а)-(б)). Без ограничения общности будем считать, что волновые векторы кильватерных волн лежат в плоскости (y, z) . В выбранной системе координат их компоненты имеют вид

$$\begin{aligned} k_{1y} &= \sin \beta, & k_{2y} &= \sin \beta, \\ k_{1z} &= \cos \beta, & k_{2z} &= -\cos \beta, \end{aligned} \quad (32)$$

где α – угол между лазерными импульсами, а $\beta = \alpha/2$. Волновой вектор результирующей волны направлен по оси y . Выражая, как и прежде, возмущения

скорости и плотности из уравнений гидродинамики через скалярные потенциалы электрического поля, запишем компоненты излучающего тока

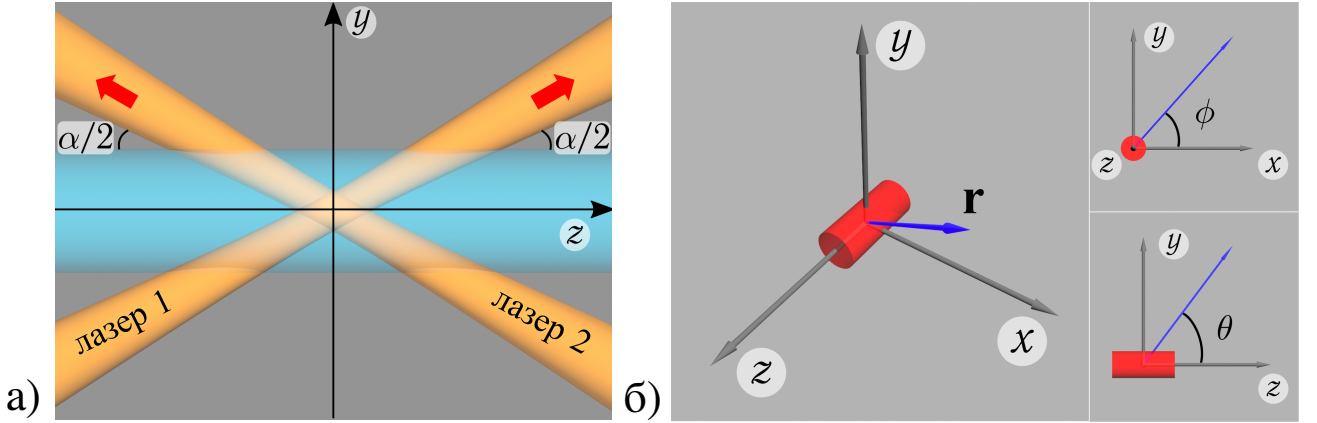


Рисунок 8: Схематическое изображение выбранной системы координат и направления отсчёта углов.

$$\mathcal{J}_x = \frac{e^{2i \sin \beta}}{4} \left[\sin \beta \cos \beta (\Phi_2 \Phi_{1_{xy}} + \Phi_1 \Phi_{2_{xy}} + \Phi_{1_y} \Phi_{2_x} + \Phi_{1_x} \Phi_{2_y}) - \right. \\ \left. -i (\Phi_{1_x} \Phi_{2_{yy}} + \Phi_{2_x} \Phi_{1_{yy}}) - \frac{3}{2}i (\Phi_{1_x} \Phi_{2_{xx}} + \Phi_{2_x} \Phi_{1_{xx}}) - \right. \\ \left. -\frac{i}{2} \cos \alpha (\Phi_{1_y} \Phi_{2_{xy}} + \Phi_{2_y} \Phi_{1_{xy}}) + i \left(1 - \frac{\cos \alpha}{2}\right) (\Phi_1 \Phi_{2_x} + \Phi_2 \Phi_{1_x}) \right], \quad (33)$$

$$\mathcal{J}_y = \frac{e^{2i \sin \beta}}{4} \left[\sin \beta (1 + \cos^2 \beta) (\Phi_1 \Phi_{2_{yy}} + \Phi_2 \Phi_{1_{yy}}) + \sin \beta (\Phi_1 \Phi_{2_{xx}} + \Phi_2 \Phi_{1_{xx}}) + \right. \\ \left. + \sin \beta (3 - 4 \sin^2 \beta) \Phi_{1_y} \Phi_{2_y} + \Phi_{1_x} \Phi_{2_x} \sin \beta - \sin \beta (1 + 2 \sin^2 \beta) \Phi_1 \Phi_2 - \right. \\ \left. -i \cos \beta \left(1 + \frac{\cos \alpha}{2}\right) (\Phi_{1_y} \Phi_{2_{yy}} + \Phi_{2_y} \Phi_{1_{yy}}) - i \cos \beta (\Phi_{1_y} \Phi_{2_{xx}} + \Phi_{2_y} \Phi_{1_{xx}}) - \right. \\ \left. -\frac{i}{2} \cos \beta (\Phi_{1_x} \Phi_{2_{xy}} + \Phi_{2_x} \Phi_{1_{xy}}) + i \cos \beta \left(\frac{1}{2} + 3 \sin^2 \beta\right) (\Phi_1 \Phi_{2_y} + \Phi_2 \Phi_{1_y}) \right], \quad (34)$$

$$\mathcal{J}_z = \frac{e^{2i \sin \beta}}{4} \left[\cos \beta (1 + \sin^2 \beta) (\Phi_1 \Phi_{2_{yy}} - \Phi_2 \Phi_{1_{yy}}) + \cos \beta (\Phi_1 \Phi_{2_{xx}} - \Phi_2 \Phi_{1_{xx}}) + \right. \\ \left. +i \sin \beta \left(1 - \frac{\cos \alpha}{2}\right) (\Phi_1 \Phi_{2_y} - \Phi_2 \Phi_{1_y} + \Phi_{1_y} \Phi_{2_{yy}} - \Phi_{2_y} \Phi_{1_{yy}}) - \right. \\ \left. -i \sin \beta (\Phi_{2_y} \Phi_{1_{xx}} - \Phi_{1_y} \Phi_{2_{xx}}) - \frac{i}{2} \cos \beta (\Phi_{1_x} \Phi_{2_{xy}} - \Phi_{2_x} \Phi_{1_{xy}}) \right], \quad (35)$$

где под Φ_{i_x} , $\Phi_{i_{xx}}$ и т.д. подразумеваются соответствующие частные производные. Каждый из лазерных импульсов в соответствующей ему системе координат

нат описывается как

$$E_s = E_{0s} \frac{\sigma_{0s}}{\sigma_s(z_s)} e^{-(x^2+y^2)/\sigma_s^2(z_s)} \sin^2 \left(\frac{\pi(t \pm z)}{2\tau} \right). \quad (36)$$

Сонаправленные распространению лазерных импульсов системы координат введены следующим образом. Ось x является общей для всех систем координат, оси y и z , соответствующие каждому из лазерных импульсов, повернуты, относительно исходных осей на угол $\alpha/2$ для первого лазера и $\pi - \alpha/2$ для второго. Связь с исходной системой координат может быть записана в следующем виде

$$\begin{aligned} y_1 &= y \cos \beta - z \sin \beta, & y_2 &= -y \cos \beta - z \sin \beta, \\ z_1 &= y \sin \beta + z \cos \beta, & z_2 &= y \sin \beta - z \cos \beta. \end{aligned} \quad (37)$$

При вычислении тока предполагалось, что огибающие лазерных импульсов не содержат зависимости от продольных координат, а слабая дифракционная зависимость $\sigma_s(z_s)$ накладывалась после.

Для того чтобы получить зависимость полной мощности излучения (28) от угла столкновения α , необходимо вычислить пятикратные интегралы от сложных быстро осциллирующих функций. Для этой цели совместно с В. В. Анненковым была разработана библиотека параллельного интегрирования произвольных функций, позволяющая проводить вычисления на сопроцессорах Intel Xeon Phi. Полученная в результате зависимость, представлена на рисунке 9. При увеличении угла между направлениями распространения лазеров происходит резкий спад мощности. Это объясняется тем, что эффективная область перекрытия лазерных импульсов, из которой происходит генерация излучения, уменьшается с увеличением угла. Видно, что при $\alpha = 5^\circ$ мощность излучения падает на 20%. Тем не менее это является приемлемым результатом для демонстрационного эксперимента, поскольку теоретически достигаемая мощность составляет 30 МВт. Примечательно, что при $\alpha = 120^\circ$ наблюдается незначительно усиление излучения. В этой точке становится возможным трёхволновое взаимодействие кильватерных волн с прямой генерацией электромагнитной

волны в плазме с частотой $2\omega_p$ и волновым вектором $k_{EM} = |\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2| = \sqrt{3}\omega_p/c$, направленным вдоль оси y . Однако этот механизм, в конечном счёте, не вносит существенного вклада, так как излучающий ток в таком случае направлен почти перпендикулярно полю электромагнитной волны и не совершает над ней работу.

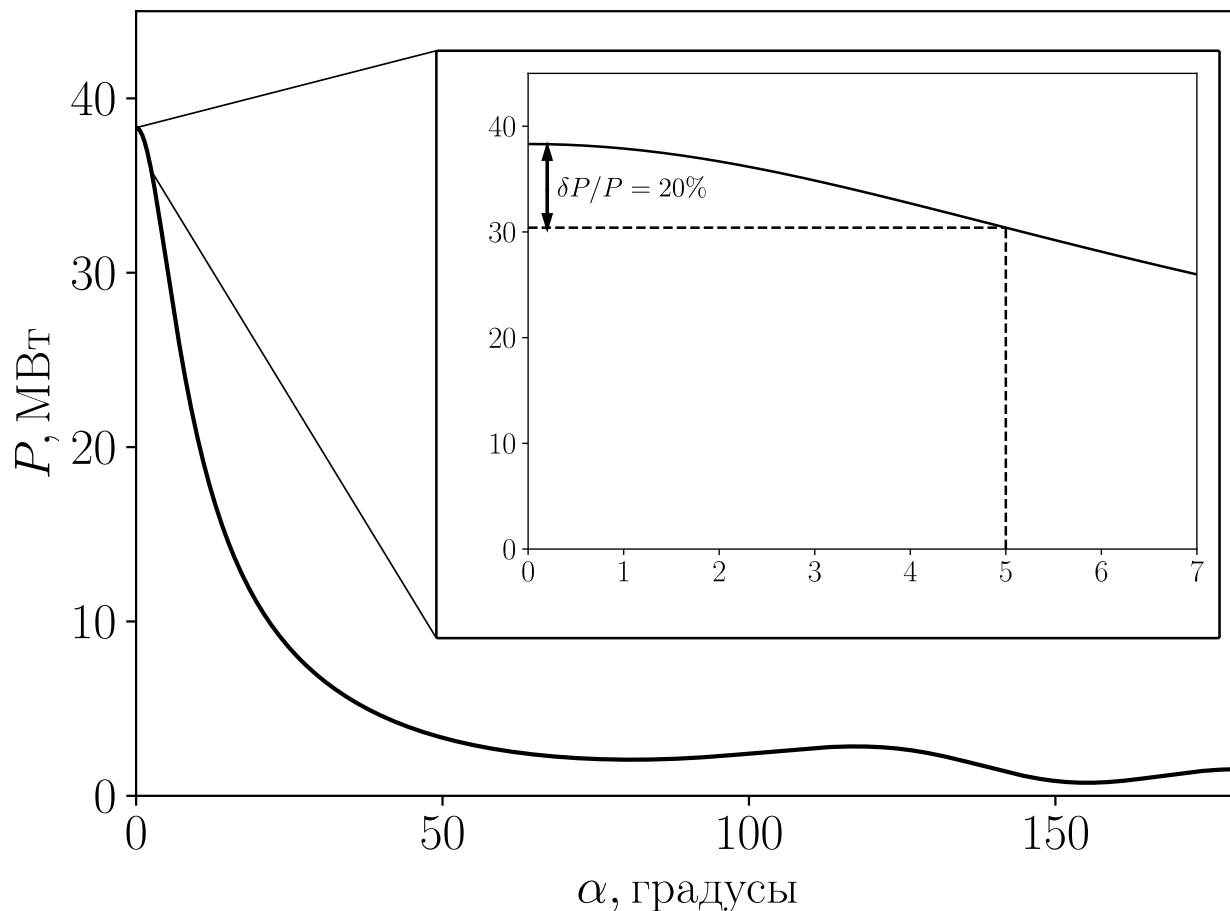


Рисунок 9: Зависимость полной мощности излучения от угла столкновения между лазерами, вычисленная в дальней зоне источника (построена при параметрах, обсуждавшихся в главе 3.).

При больших α область перекрытия лазерных импульсов становится настолько малой, что влиянием дифракции можно пренебречь. В этом случае мощность электромагнитной эмиссии может быть вычисленная аналитически. Однако выражение при этом получается чрезмерно громоздким. Ниже на рисунке 10 приведено сравнение зависимости мощности излучения от угла столкновения с учётом дифракции и без. Видно, что при $\alpha > 30^\circ$ аналити-

ческое решение без дифракции совпадает с более точным решением, учитывающим дифракционное расплывание лазерных импульсов. Однако при таких углах излучение падает на порядок по сравнению со случаем лобового столкновения.

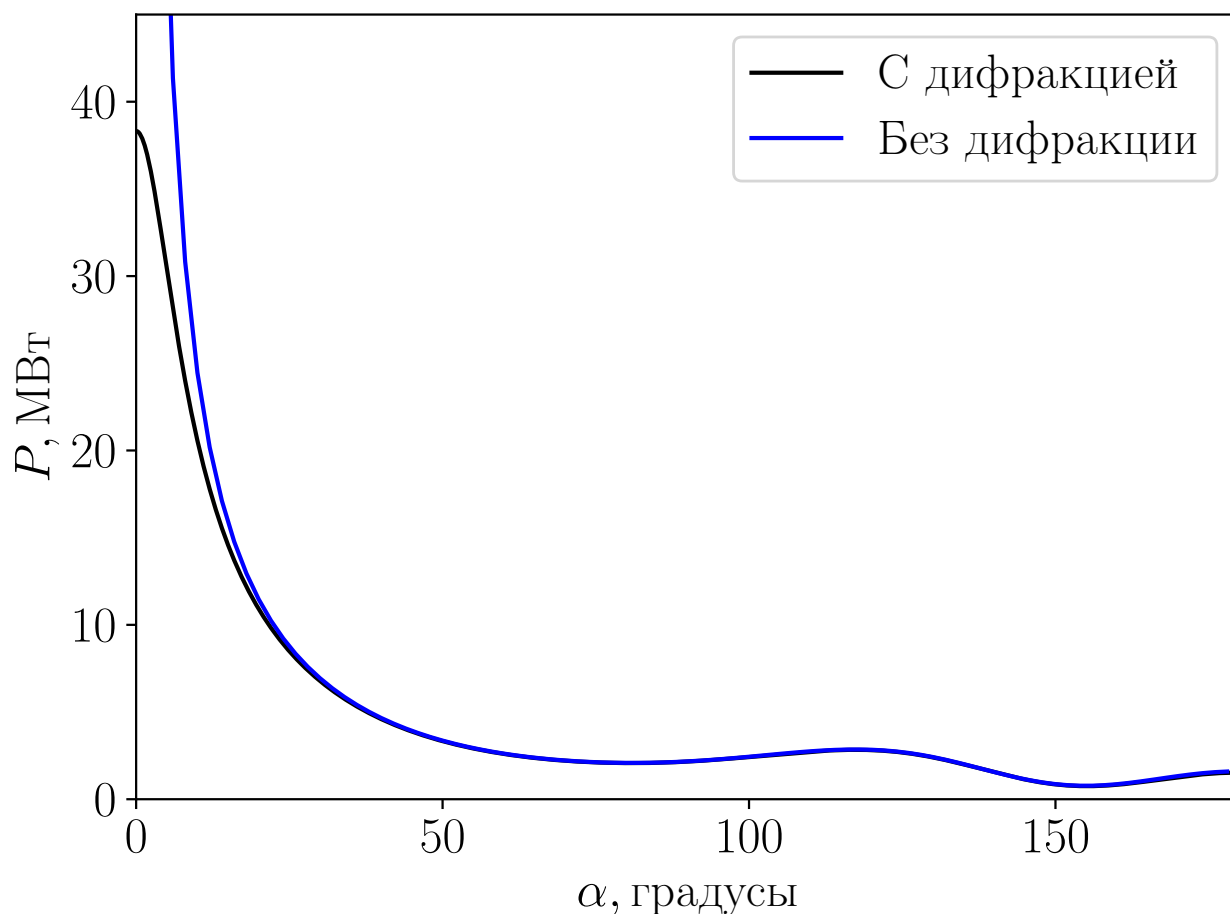


Рисунок 10: Зависимость полной мощности излучения от угла столкновения между лазерами с учётом дифракции и без.

Рассмотрим, как меняется угловое распределение с изменением угла. При $\alpha = 0$ излучение распределено изотропно по полярному углу (Рисунок 11(а)), что согласуется с результатом, полученным при решении граничной задачи. При увеличении угла распределение модифицируется (Рисунок 11(б)). Максимум интенсивности излучения поворачивается, отследивая направление поперёк более узкого лазерного импульса и усиливаясь в сторону створа лазерных осей ($\phi = 90$). Этот результат также подтверждается численным моделированием аналогичной задачи в плоской геометрии (Рисунок 12). При больших α

излучение локализуется в диапазоне $\theta \in [0; \frac{\pi}{2}]$ и $\phi \in [0; \pi]$. При $\alpha = 120$ угловое распределение излучения должно определяться трёхволновым процессом слияния двух ленгмюровских волн в электромагнитную. Точное условие синхронизма трёх волн достигается в точке $\theta = \pi/2, \phi = \pi/2$, однако на рисунке 11(в) в этом направлении наблюдается провал. Это объясняется тем, что в рассматриваемом случае генерирующий ток направлен по волновому вектору излучаемой волны и по этой причине не может совершать над ней работу.

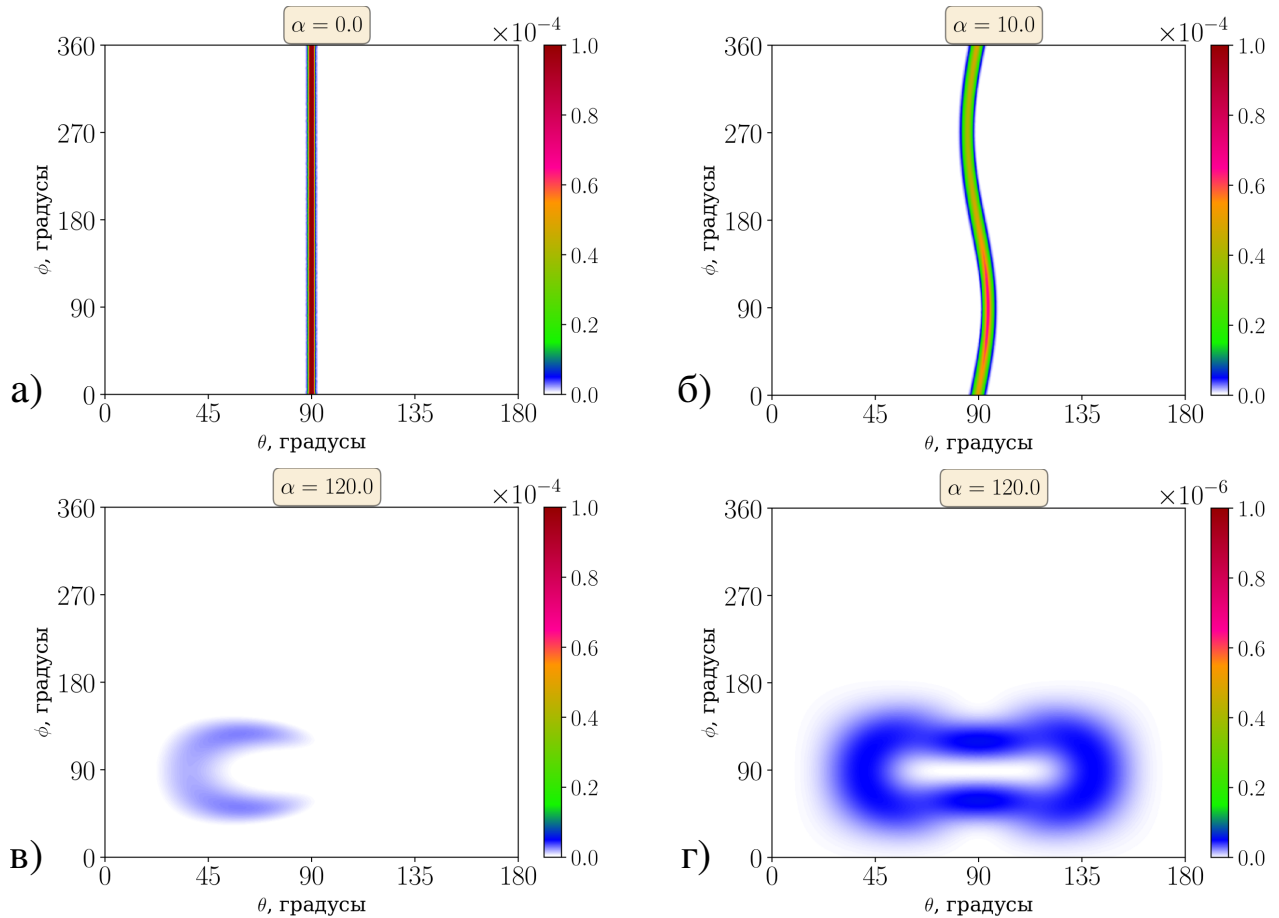


Рисунок 11: Угловое распределение для угла столкновения 0° (а), 10° (б) и 120° (в) для несимметричных лазерных импульсов с $\sigma_{01} = 2.08c/\omega_p$, $\sigma_{02} = 6.02c/\omega_p$ и для $\alpha = 120^\circ$ для симметричных лазеров с $\sigma_{01} = \sigma_{02} = 2.08c/\omega_p$.

Однако влияние поперечной структуры волн и пространственной ограниченности области излучения приводит к уширению резонанса, поэтому при отклонении от $\theta = \frac{\pi}{2}$ происходит генерация косых гармоник электромагнитных волн. Общая же несимметричность распределения в этом случае связана с

несимметричностью лазерных импульсов. Для лазерных импульсов с одинаковыми фокальными пятнами угловое распределение при $\alpha = 120^\circ$ оказывается симметричным (Рисунок 11(г)).

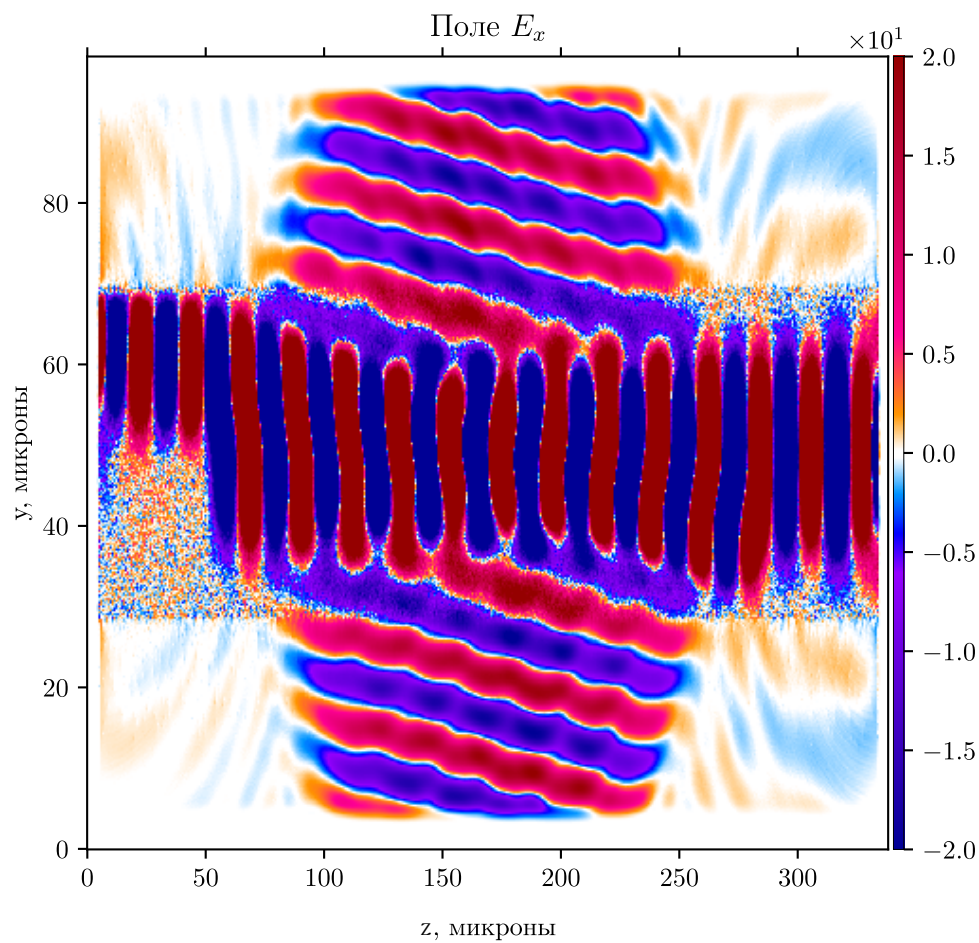


Рисунок 12: Численное моделирование генерации излучения в результате столкновения лазерных импульсов под углом 10° в плоской геометрии.

Заключение

В работе построена аналитическая теория генерации ТГц излучения при нелинейном взаимодействии плазменных кильватерных волн, сталкивающихся под произвольным углом. В результате такого взаимодействия в плазме возбуждаются сверхсветовые осцилляции электрического тока, которые приводят к генерации вакуумного электромагнитного излучения на второй гармонике плазменной частоты. При использовании лазерных систем петаваттного класса данный механизм позволяет генерировать перестраиваемое по частоте ТГц излучение с шириной спектра 1-2%, амплитудой электрического поля до 20 МВ/см, гигаваттного уровня мощности [14], что превосходит параметры излучения, достигаемые на лазерах на свободных электронах.

В данной работе подробно изучена генерация ТГц излучения при соосном распространении встречных кильватерных волн (что в ведённых обозначениях соответствует углу столкновения $\alpha = 0^\circ$). В этом случае генерация становится возможной при использовании лазерных импульсов с разной поперечной структурой. Среди возможных методов реализации данного механизма была выбрана схема, использующая лазерные импульсы разного размера, сфокусированные в одну точку. Для этого случая были подобраны оптимальные параметры для экспериментальной проверки эффекта на мультитераваттной лазерной системе ИЛФ СО РАН. При выбранных параметрах пиковая мощность и полная энергия импульса излучения достигают 38 МВт и 48 мкДж при частоте 28 ТГц, что соответствует эффективности $\eta = 2.4 \cdot 10^{-4}$.

Для решения задачи столкновения лазерных импульсов под произвольным углом был использован приближённый метод, основанный на изучении характеристик электромагнитного излучения в дальней зоне источника без учёта границы плазмы. Показано, что при лобовом столкновении лазерных импульсов этот метод согласуется с решением граничной задачи, при этом учёт конечной толщины плазменного столба приводит лишь к незначительным колебаниям вокруг среднего значения, совпадающего в обоих методах. Этот результат позволяет сделать вывод об адекватности сделанных предположений.

Установлено также, что при увеличении угла между осями лазерных им-

пульсов полная мощность излучения быстро падает. При $\alpha = 5^\circ$ это падение составляет 20% по сравнению со случаем лобового кильватерных волн и соответствует пиковой мощности 30 МВт. На основе этого можно сделать вывод о том, что в эксперименте могут быть использованы углы столкновения вплоть до $5^\circ - 7^\circ$. При больших углах (более 30°) для вычисления мощности может быть использовано приближение недифрагирующих лазерных импульсов. Это позволяет получить аналитическое выражение для эффективности излучения, однако при таких больших углах она падает на порядок по сравнению с $\alpha = 0^\circ$.

Использованный приближённый метод решения позволяет исследовать угловое распределение излучения. Показано, что при малых углах максимум интенсивности излучения поворачивается вместе с более узким лазерным импульсом, а при больших углах излучение происходит в сторону створа лазерных осей. Примечательно, что в окрестности $\alpha = 120^\circ$ наблюдается небольшое увеличение эффективности излучения. Это объясняется "включением" в этой области механизма трёхволнового взаимодействия, который однако оказывается неэффективным при данных условиях.

Полученная в данной работе теория позволяет производить предварительные оценки как интегральных характеристик излучения, так и его углового распределения, не прибегая к громоздким 3D численным расчётам.

Благодарности

Автор выражает свою признательность Тимофееву И. В. за непосредственной руководство исследовательской работой, Анненкову В. В. за помощь в разработке программы параллельного n -кратного интегрирования произвольных функций.

Также автор благодарит Информационно-вычислительный центр Новосибирского государственного университета за предоставленные вычислительные ресурсы.

Литература

1. Kampfrath T., Tanaka K., Nelson K. A. Resonant and nonresonant control over matter and light by intense terahertz transients // *Nature Photonics*. — 2013. — Vol. 7, no. 9. — P. 680–690.
2. Винокуров Н. А., Шевченко О. А. Лазеры на свободных электронах и их разработка в Институте ядерной физики им. ГИ Будкера СО РАН // *Успехи физических наук*. — 2018. — Т. 188, № 5. — С. 493–507.
3. High-field high-repetition-rate sources for the coherent THz control of matter / B. Green, S. Kovalev, V. Asgekar et al. // *Scientific reports*. — 2016. — Vol. 6. — P. 22256.
4. Generation of high-power, tunable terahertz radiation from laser interaction with a relativistic electron beam / Z. Zhang, L. Yan, Y. Du et al. // *Physical Review Accelerators and Beams*. — 2017. — Vol. 20, no. 5. — P. 050701.
5. Generation of narrowband, high-intensity, carrier-envelope phase-stable pulses tunable between 4 and 18 THz / B. Liu, H. Bromberger, A. Cartella et al. // *Optics letters*. — 2017. — Vol. 42, no. 1. — P. 129–131.
6. Vicario C., Monoszlai B., Hauri C. P. GV/m single-cycle terahertz fields from a laser-driven large-size partitioned organic crystal // *Physical Review Letters*. — 2014. — Vol. 112, no. 21. — P. 213901.
7. Kitaeva G. Kh., Penin A. N., Tuchak A. N. Generation and detection of terahertz radiation by means of periodically and aperiodically poled crystals // *Optics and Spectroscopy*. — 2009. — Vol. 107, no. 4. — P. 521.

8. Emission of electromagnetic pulses from laser wakefields through linear mode conversion / Z.-M. Sheng, K. Mima, J. Zhang, H. Sanuki // *Physical review letters*. — 2005. — Vol. 94, no. 9. — P. 095003.
9. Timofeev I.V., Volchok E.P., Annenkov V.V. Theory of a beam-driven plasma antenna // *Physics of Plasmas*. — 2016. — Vol. 23, no. 8. — P. 083119.
10. Strong terahertz emission from electromagnetic diffusion near cutoff in plasma / M. H. Cho, Y. K. Kim, H. Suk et al. // *New Journal of Physics*. — 2015. — Vol. 17, no. 4. — P. 043045.
11. Gorbunov L. M., Frolov A. A. Electromagnetic radiation at twice the plasma frequency emitted from the region of interaction of two short laser pulses in a rarefied plasma // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. — 2004. — Vol. 98, no. 3. — P. 527–537.
12. Nakajima Kazuhisa. Laser-Driven Plasma Electron Acceleration and Radiation // *Reviews of Accelerator Science and Technology*. — 2016. — Vol. 9. — P. 19–61.
13. Лавретьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функции комплексного переменного. — Москва : «Наука», 1973. — С. 749.
14. Timofeev I. V., Annenkov V. V., Volchok E. P. Generation of high-field narrow-band terahertz radiation by counterpropagating plasma wakefields // *Physics of Plasmas*. — 2017. — Vol. 24, no. 10. — P. 103106.
15. Оптимизация каскадов широкополосного параметрического усиления фемтосекундной лазерной системы с когерентным сложением полей / С. Н. Багаев, В. И. Трунов, Е. В. Пестряков и др. // *Квантовая электроника*. — 2014. — Т. 44, № 5. — С. 415–425.