

Федеральное государственное бюджетное учреждение науки  
Физический институт им. П.Н. Лебедева  
Российской академии наук

На правах рукописи

Куратов Андрей Сергеевич

**МЕХАНИЗМЫ ГЕНЕРАЦИИ СВЕРХСИЛЬНЫХ ТЕРАГЕРЦОВЫХ  
ПОЛЕЙ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ РЕЛЯТИВИСТСКИ  
ИНТЕНСИВНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ С  
ТВЕРДОТЕЛЬНЫМИ МИШЕНЯМИ**

Специальность 1.3.19 – лазерная физика

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Брантов Андрей Владимирович

Москва – 2023

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Введение</b>		<b>5</b>
<b>1 Аналитические и численные подходы для решения уравнений Максвелла</b>		<b>18</b>
1.1	Решение уравнений Максвелла в дальней зоне . . . . .	18
1.2	Решение уравнений Максвелла в ближней зоне . . . . .	24
1.3	Численные методы решения уравнений Максвелла. Метод конечных разностей во временной области . . . . .	27
1.4	Метод частиц в ячейках . . . . .	29
<b>2 Генерация терагерцового излучения</b>		<b>30</b>
2.1	Терагерцовое излучение в дальней зоне . . . . .	31
2.1.1	Выражение для токов, соответствующих механизмам генерации . . . . .	31
2.1.2	Генерация электромагнитного излучения ТГц диапазона . . . . .	35
2.1.3	Энергетические свойства излучения соответствующего различным механизмам генерации . . . . .	39
2.2	Генерация ТГц излучения быстрыми электронами в ближней зоне . . . . .	42
2.2.1	Генерация излучения импульсом тока быстрых электронов . . . . .	44
2.2.2	Предельные случаи формы вылетающего заряда . . . . .	46
2.2.3	Вылетающий заряд произвольной формы . . . . .	52
2.2.4	Численное моделирование . . . . .	56
2.2.5	Обсуждение результатов . . . . .	59
2.3	Экспериментальное подтверждение теории . . . . .	61
2.4	Основные результаты главы 2 . . . . .	62

<b>3</b>	<b>Генерация поверхностных электромагнитных волн терагерцового диапазона</b>	<b>64</b>
3.1	Генерация ПЭВ быстрыми электронами и разлетающейся в вакуум плазмой . . . . .	65
3.2	Сравнение эффективности генерации ПЭВ быстрыми электронами и разлетающейся в вакуум плазмой. . . . .	68
3.3	Уравнения для генерации электромагнитных полей при воздействии короткого лазерного импульса на плоскую мишень . . . . .	69
3.4	Возбуждение поверхностных электромагнитных волн термо-ЭДС	70
3.5	Сравнение энергий ПЭВ генерируемых термо-ЭДС и быстрыми электронами. . . . .	76
3.6	Основные результаты главы 3 . . . . .	79
<b>4</b>	<b>Образование и эволюция электромагнитных поверхностных полей и поверхностных токов</b>	<b>80</b>
4.1	Поляризационная волна при вылете из металлической мишени лазерно-нагретых электронов . . . . .	81
4.1.1	Аналитическая теория процесса . . . . .	82
4.1.2	Численное моделирование . . . . .	90
4.2	Поляризация при быстром включении поля разделения заряда . . . . .	96
4.2.1	Аналитическая теория процесса . . . . .	98
4.2.2	Численное моделирование . . . . .	103
4.3	Основные результаты главы 4 . . . . .	107
<b>5</b>	<b>Применение цилиндрических мишеней для задач генерации ТГц излучения</b>	<b>108</b>
5.1	Эксперимент на сверхмощных установках . . . . .	111
5.1.1	Облучение проволочных мишеней мощными лазерными импульсами многоканальных установок . . . . .	111
5.1.2	Моделирование эксперимента . . . . .	113

5.1.3	Результаты моделирования . . . . .	116
5.1.4	Увеличение эффективности генерации . . . . .	121
5.2	Моделирования движения заряженных частиц вдоль проволок . .	122
5.2.1	Заключение . . . . .	127
5.3	Основные результаты главы 5 . . . . .	128
<b>Заключение</b>		<b>129</b>
<b>Список литературы</b>		<b>132</b>

## Введение

### Актуальность

Терагерцовое (ТГц) излучение является распространенным инструментом, широко используемым в различных областях науки и технологиях начиная от использования в фундаментальных исследованиях и заканчивая применениями в коммуникациях [1] и в сфере безопасности [2]. Терагерцовые технологии имеют большую и развитую элементную базу и используются в большом числе готовых приборов [2]. При этом в последние годы все отчетливее прослеживается тенденция в получении все более мощных широкополосных ТГц импульсов, прорывной прогресс в котором связывается с использованием мощных короткоимпульсных лазеров.

Успехи в разработке источников мощного ТГц излучения и их оптимизации для получения еще больших значений полей дают импульс развитию и усовершенствованию методик применения ТГц излучения в различных областях [3], таких как биомедицина [4], физика конденсированного состояния вещества [5, 6], безопасность [7], и ТГц связь [8]. Мощные источники позволяют исследовать нелинейные явления в физике твердого тела, увеличивая область применения ТГц спектроскопии; применяются для исследований в области резонансного и нерезонансного контроля материалов, например, для изучения полевой эмиссии электронов под действием ТГц волн [9–11], исследования Блоховских осцилляций [12], ионизации Ридберговских состояний [13], управления состояниями сверхпроводников [14–16].

Отметим, что разработка мощных источников ТГц излучения позволяет не только диагностировать и изучать свойства материалов, но и управлять ими. Таким образом, к настоящему времени компактные и доступные источники мощного терагерцового излучения являются востребованным для широкого

круга практических задач. Именно актуальной проблеме разработки теоретических основ терагерцового излучения на основе воздействия релятивистских лазерных импульсов на мишени с высокой проводимостью и посвящена данная работа.

## Обзор литературы

Одним из перспективных методов генерации ТГц излучения является генерация с помощью нелинейных кристаллов посредством процесса оптического выпрямления [17]. Использование наклонного волнового фронта падающего импульса и органических кристаллов в данных схемах генерации позволяет увеличить КПД системы [17]. Максимальные значения коэффициента конверсии лазерного излучения в ТГц могут достигать единиц процентов [18], а максимальные поля ТГц импульсов могут достигать сравнительно больших значений  $> 1$  МВ/см. Однако, данная схема имеет сложность согласования фазовых соотношений для некоторых кристаллов, что может накладывать ограничение на эффективность повседневной эксплуатации и на возможность гибкого использования системы. Более того, при сравнительно высоких интенсивностях разрушается нелинейный элемент, что накладывает ограничение на максимальную используемую интенсивность и, следовательно, энергетически ограничивает выходящий ТГц сигнал. Использование фотопроводящих антенн с большой апертурой является одним из наиболее развитых методов генерации широкополосных ТГц импульсов небольшой мощности [19, 20]. Фотопроводящие антенны имеют довольно высокий коэффициент конверсии, однако эффекты насыщения и пробоя препятствуют генерации высоких ТГц полей до 1 МВ/см [19, 21]. Еще один метод генерации интенсивного ТГц излучения связан с облучением газовой мишени двумя лазерными импульсами, частоты которых отличаются в два раза, так называемых двухцветовой способ генерации. Данный способ позволяет генерировать довольно высокие поля  $\sim 10$  МВ/см [22]. Основной проблемой данного метода является стабильность и сложность согласования двух

лазерных импульсов. Гиротроны и лазеры на свободных электронах, могут достаточно эффективно генерировать интенсивные ТГц импульсы, но большой размер установок препятствует их повсеместному практическому использованию. Большинство указанных недостатков лишена схема генерации терагерцового излучения при взаимодействии релятивистски интенсивных лазерных импульсов с твердотельными мишенями. Она обладает сравнительно высоким коэффициентом конверсии, нет насыщающих эффектов ограничивающих выходящий импульс, схема лишена сложностей, вытекающих из необходимости согласования фаз. Существуют несколько групп, которые вносят существенный вклад в развитие темы генерации ТГц импульсов из лазерной плазмы. Среди них выделяется экспериментальная группа из университета Гельмгольца в Йене (Германия) [23], исследования которой затрагивают изучение зависимости ТГц излучения и генерируемых в процессе эмиссии частиц от характеристик лазерного импульса и от состава материала мишеней, в качестве которых используются тонкие фольги. Ими экспериментально достигнут коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию терагерцового излучения  $\sim 10^{-4}$  [23,24]. Похожие эксперименты проводились и группой из Института Физики Китайской академии наук [25,26], которая продемонстрировала достижение такого же коэффициента конверсии [25], а в последних работах добилась коэффициента уровня  $\sim 10^{-3}$  [27]. Стоит отметить также ряд экспериментов по воздействию лазерного излучения на твердотельные металлические мишени цилиндрической формы (проволоки), проводимые группой ученых из университета Киото (Япония) [28,29]. В проведенных экспериментах измерялись вторичные электромагнитные импульсы (поверхностные волны ТГц диапазона), распространяющиеся вдоль мишени, а так же электроны, движущиеся вдоль мишеней. В работах предсказывается довольно высокое значение коэффициента конверсии лазерной энергии в энергию ТГц-ых импульсов (на уровне  $10^{-2}$ ) [28], не подтвержденное другими группами, например, исследованиями в университете Мичиган [30]. Комбинированные мишени использовались в экспериментах группы из

университета Белфаста, в которых высокоинтенсивный лазерный импульс воздействовал на твердотельную мишень, к которой прикреплялась металлическая проволока и на ней регистрировалось бегущее электромагнитное поле [31].

Таким образом, к настоящему времени собран большой экспериментальный материал по генерации терагерцового излучения при взаимодействии высокоинтенсивного лазерного излучения ( $I > 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>) короткой длительности ( $\tau < 1$  пс.), с различными мишенями, такими как цилиндрические проволоки субмиллиметровых размеров, которые использовались, например, группой из университета в Киото [28, 32], тонкими фольгами, используемыми в частности группами из университета Гельмгольца [23, 24, 33], и китайской академии наук [25, 27]. Однако, несмотря на то, что эксперименты сопровождаются обсуждением механизмов генерации ТГц излучения, развитие теоретических моделей, объясняющих процессы, стоящие за генерацией ТГц излучения такими мощными релятивистскими лазерными импульсами, все еще находится на начальном этапе.

В первых работах группы из университета Гельмгольца [23] объяснение генерации ТГц излучения сводилось к дипольному излучению электронов, колеблющихся в поле разделения заряда на тыльной стороне мишени. В работах [25, 28] произведена попытка объяснить генерацию когерентным переходным излучением [34]. Так же в литературе встречаются попытки объяснения генерации ТГц импульсов за счет тормозного излучения и некогерентного переходного (см. [27]). В России также существует ряд исследовательских групп, занимающихся теоретическими работами по генерации терагерцового излучения с использованием лазерных импульсов до релятивистских интенсивностей [35, 36] и релятивистских интенсивностей [37], рассматривающих механизмы излучения, связанные с отражением лазерного импульса от поверхности мишени в условиях высокочастотного [38] или аномального скин-эффектов [36], а также при падении импульса (нескольких импульсов) на слой плазмы с низкой (околокритической или докритической) плотностью [39–44], а также воздействием импульсов



на структурированные мишени [45, 46]. Из подобного разнообразия подходов к теоретическому описанию генерации терагерцовых импульсов и неоднозначности объяснения экспериментальных результатов вытекает основная цель диссертационной работы и последующие задачи способствующие ее достижению.

## Цель работы

Целью работы является теоретическое исследование процесса генерации терагерцового излучения при взаимодействии релятивистски интенсивных лазерных импульсов с твердотельными мишенями, включая проведение сравнения механизмов генерации и оценку параметров результирующего излучения. В соответствии с поставленной целью в диссертационной работе ставились следующие задачи:

1. Рассмотреть процессы, возникающие при взаимодействии релятивистски интенсивных лазерных импульсов с твердотельными мишенями, способные приводить к генерации низкочастотного излучения в терагерцовом диапазоне частот. Оценить их максимальные эффективности и выделить наиболее вероятные источники низкочастотного излучения.
2. В приближении мишени с идеальной проводимостью получить аналитические решения для генерируемых электромагнитных волн ТГц диапазона частот переходного излучения в вакууме в ближней зоне, найти их форму, спектральные и энергетические характеристики.
3. Получить аналитические решения для генерируемых электромагнитных поверхностных ТГц волн, найти их спектральные и энергетические характеристики. Изучить особенности распространения заряда в скинновом слое мишени с высокой проводимостью.
4. Провести численные расчеты, соответствующие взаимодействию лазерных импульсов с мишенями, и показывающие генерацию излучения при вылете пучка электронов (в том числе с разбросом по энергии и углу)

из мишеней с конечной диэлектрической проницаемостью для проверки корректности приближений, сделанных в аналитических моделях.

5. Исследовать возможность концентрации энергии ТГц излучения за счет геометрии мишени (использования проволочных мишеней).

### **Научная новизна**

Диссертация содержит описание законченного исследования, научная новизна которого заключается в следующем:

1. Впервые получены аналитические выражения для электромагнитного поля когерентного переходного излучения ТГц диапазона частот сгустка заряда, вылетающего из мишени с идеальной проводимостью.
2. Описан процесс генерации поверхностных электромагнитных волн в ТГц диапазоне частот за счет термо-ЭДС.
3. Теоретически выделен механизм (переходное излучение высокоэнергетичных электронов), наиболее эффективный для генерации ТГц излучения при воздействии релятивистских лазерных импульсов на твердотельные мишени.
4. Впервые описаны процессы эволюции поверхностных зарядов, возникающих при вылете из мишени с высокой проводимостью пучка высокоэнергетичных электронов, ускоренных коротким мощным лазерным импульсом.

### **Практическая значимость**

Практическая значимость разработанных в диссертации теоретических моделей генерации терагерцового излучения состоит в объяснение результатов экспериментов по генерации ТГц излучения при взаимодействии лазерного излучения с высокопроводящими мишенями, а также возможности будущего планирования экспериментов на мощных установках, позволяя оценивать коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию генерируемого

терагерцового импульса, вычислять направленность излучения и его спектр, оценивать ожидаемые максимальные поля на разном расстоянии от источника.

### **Положения, выносимые на защиту**

1. При взаимодействии лазерного импульса длительности от десятков фемтосекунд до пикосекунд с релятивистской интенсивностью ( $I > 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>) с твердотельными мишенями преобладающим механизмом генерации терагерцового излучения является переходное излучение нагретых лазером высокоэнергетичных электронов.
2. Переходное излучение нагретых электронов при лазер-плазменном взаимодействии проявляется в форме униполярных электромагнитных импульсов, улетающих от мишени.
3. Термоэлектрические токи, возникающие вследствие неколлинеарных градиентов плотности и температуры, генерируют поверхностные волны в терагерцовом диапазоне частот с заметным коэффициентом конверсии энергии лазера в энергию терагерцовых поверхностных волн вплоть до  $10^{-5}$ .
4. Зарядка мишени, возникающая при воздействии релятивистского лазерного импульса фемтосекундной - пикосекундной длительности на металлические мишени, приводит к сильным поляризационным токам, распространяющимся от области взаимодействия в виде импульсов терагерцового диапазона частот с сильными приповерхностными полями, превосходящими в ближней зоне поля поверхностных волн.
5. Проволочные мишени позволяют за счет геометрического фактора усиливать у своей поверхности поля ТГц импульса переходного излучения и распространять ТГц электромагнитные волны на расстояния много большие размеров области взаимодействия и длины волны излучения.

## **Достоверность**

Достоверность полученных результатов обуславливается использованием стандартных подходов к нахождению аналитических решений уравнения Максвелла, использованием проверенных численных кодов и хорошим согласием результатов моделирования с аналитическими оценками.

Полученные в диссертации результаты согласуются с рядом экспериментальных работ, проводимых в институтах (Германия [23], Китай [27], Япония [47]), а коэффициенты конверсии и спектрально-энергетические характеристики излучения очень близки или соответствуют полученным в экспериментах результатам. Механизм генерации ТГц излучения при лазер плазменном взаимодействии, описанный в диссертационной работе как основной, ответственный за генерацию основной энергии ТГц излучения, совпадает с механизмом полученным в экспериментальной работе [27], в которой исследовались механизмы генерации ТГц излучения.

## **Личный вклад автора**

Все результаты работы получены автором лично или при его непосредственном участии. Постановка задач исследований и интерпретация результатов выполнены совместно с соавторами опубликованных работ. Автор участвовал в получении аналитических решений описываемых уравнений и проверки их достоверности. Автор лично проводил численные эксперименты и численные оценки результирующих параметров. Так же автором лично модифицировались и дополнялись численные коды для решения задач представленных в главах диссертации.

## **Апробация результатов**

Работа была представлена лично автором на следующих конференциях и семинарах:

1. Международной звенигородской конференции по физике плазмы и УТС

- (2017 Звенигород, Россия)
2. Всероссийская школа для студентов, аспирантов, молодых ученых и специалистов по лазерной физике и лазерным технологиям (2017 Саров, Россия)
  3. Харитоновские тематические научные чтения (2016, 2018 Саров, Россия)
  4. International Conference on Plasma Physics by Laser and Applications (PPLA) (2017 Мессина, Италия)
  5. International Conference on Ultrafast Optical Science UltrafastLight (2017, 2019 Москва)
  6. International Conference on Laser Optics (ICLO) (2018, 2022 Санкт-Петербург, Россия)
  7. EPS Conference on Plasma Physics (2016, Лиссабон, Португалия)
  8. International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz) (2016 Копенгаген, Дания, 2019 Париж, Франция)
  9. Asia-Pacific Conference on Plasma Physics (AAPPS-DPP) (2018 Канадзава, Япония)
  10. European conference of laser interaction with matter (ECLIM) (2016 Москва, Россия)
  11. Annual international laser physics workshop (LPHYS) (2017, Казань, Россия)
  12. Новые методы ускорения частиц и экстремальные состояния материи (2022, 2023, Новосибирск-Нижний Новгород-Москва)
  13. Семинар им. А.А. Рухадзе Теоретического отдела ИОФ РАН (2022, Москва)

14. Семинар отделения Квантовой радиофизики им. Н.Г. Басова, ФИАН (2022, Москва)

### Список публикаций по теме диссертации

Статьи в рецензируемых научных журналах, индексируемых в базах данных Web of Science/Scopus/РИНЦ:

1. A.S. Kuratov, A.V. Brantov, Yu.M. Aliev and V.Yu. Bychenkov „Terahertz radiation in laser-induced charge separation in the irradiated plasma target“, *Quantum Electronics*, **46**, 11, (2016), 1023-1030
2. A.S. Kuratov, A.V. Brantov, Yu.M. Aliev and V.Yu. Bychenkov „Laser-induced thermoelectric current as a source of generation of THz surface electromagnetic waves“, *Quantum Electronics*, **48**, 7, (2018), 653–657
3. A.S. Kuratov, A.V. Brantov and V.Yu. Bychenkov „Modeling of Laser Generation and Propagation of Electron Bunch Along Thin Irradiated Wire“, *Bulletin of the Lebedev Physics Institute*, **45**, 11, (2018), 346–349
4. A.V. Brantov, A.S. Kuratov and V.Yu. Bychenkov „Laser-triggered fast charge-separation field generates a strong surface current and wave“, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **62**, 9, (2020), 094003
5. A.V. Brantov, A.S. Kuratov, Yu.M. Aliev and V.Yu. Bychenkov „Ultrafast target charging due to polarization triggered by laser-accelerated electrons“, *Physical Review E*, **102**, 2, (2020), 021202
6. A.S. Kuratov, A.V. Brantov, V.F. Kovalev and V.Yu. Bychenkov „Powerful laser-produced quasi-half-cycle THz pulses“, *Physical Review E*, **106**, 3, (2022), 035201
7. А.С. Куратов, А.В. Брантов, В.Ю. Быченко «Концентрация и распространение сверхсильных лазерно-генерируемых ТГц полей на микропроволочной мишени», *Квантовая Электроника*, **53:3**, (2023), 278-284.

[ A.S. Kuratov, A.V. Brantov and V.Yu. Bychenkov «Concentration and Propagation of Superstrong Laser-Induced THz Fields on A Microwire Target», Bulletin of the Lebedev Physics Institute, 2023, Vol. 50, Suppl. 7, pp. S854–S862 (2023), DOI: 10.3103/S1068335623190107 ]

8. А.С. Куратов, А.В. Брантов, В.Ф. Ковалев, В.Ю. Быченко «Лазерный источник сверхмощного терагерцового излучения», Квантовая Электроника, **53**:3, (2023), 253-258 [ A.S. Kuratov, A.V. Brantov, V.F. Kovalev and V.Yu. Bychenkov «Laser Source of Super-Power THz Radiation» Bulletin of the Lebedev Physics Institute, Vol. 50, Suppl. 7, pp. S821–S828 (2023), DOI: 10.3103/S1068335623190090 ]

Материалы конференций, индексируемых в Web of Science/Scopus:

1. A.S. Kuratov, A.V. Brantov, Yu.M Aliev and V.Yu Bychenkov "Terahertz electromagnetic wave generation by high-intensity laser pulse along metal surfaces *International Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz 2016)*, Copenhagen, Denmark, (2016), 7758837
2. A.S. Kuratov A.V. Brantov, Yu.M Aliev and V.Yu Bychenkov "Generation of terahertz electromagnetic wave by high-intensity laser pulse interaction with solid targets *International Conference Laser Optics 2018 (ICLO 2018)*, St.Petersburg, Russia, (2018), 256
3. A.V. Brantov, A.S. Kuratov, M.G.Lobok, Yu.M Aliev, A. Maksimchuk and V.Yu Bychenkov "Laser triggered radiation sources (from terahertz radiation to gamma-rays) *International Conference Laser Optics 2018 (ICLO 2018)*, St.Petersburg, Russia, (2018), 235,
4. A.S. Kuratov, A.V. Brantov, A. Maksimchuk, Yu.M Aliev and V.Yu Bychenkov "Laser induced THz Sommerfeld waves along metal wire *EPJ Conferences*, **195**, (2018), 03002

5. A.S. Kuratov, A.V. Brantov, Yu.M Aliev and V.Yu Bychenkov "Strong terahertz electromagnetic wave generation due to intense laser-plasma inter-action mechanism *Conference on Infrared, Millimeter and Terahertz Waves (IRMMW-THz 2019)*, Paris, France, (2019), 8874115
6. A.V. Brantov, V.F. Kovalev A.S. Kuratov and V.Yu Bychenkov "Intence source of laser-produced unipolar terahertz pulses *International Conference Laser Optics 2022 (ICLO 2022)*, St.Petersburg, Russia, (2022), 21955445

### Объем и структура диссертации

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения. Объем работы составляет 145 страниц, где содержится 38 рисунков, список литературы содержит 119 наименований.

В **Первой главе** представлены два аналитических подхода к решению уравнения Максвелла, которые использованы в работе. Первый состоит в переходе в Фурье пространство и последующего решения уравнений. Такой подход позволяет получить характеристики излучения в дальней зоне. Второй поход состоит в упрощении взаимодействия вторичного излучения с мишенью (использование идеального проводника) и решения уравнения для векторного потенциала, что позволяет получить явные выражения для электромагнитных полей в ближней зоне. Решения уравнений осуществляется для токов представленных в общем виде и характерных для процессов лазе-плазменного взаимодействия. Описаны численные методы используемые в диссертации.

Во **Второй главе** описывается генерации электромагнитного излучения терагерцового диапазона. Сравняются два механизма генерации, свойственные лазер-плазменному взаимодействию при релятивистских интенсивностях, первым является генерация при разлете плазмы в вакуум, вторым – переходное излучение быстрых электронов, которые преодолевают запирающих барьер и вырываются из плазмы. Произведено сравнение коэффициентов конверсии излучения и показан преобладающий механизм. Получены спектральные плот-



ности мощности в дальней зоне. Для преобладающего механизма (переходное излучение быстрых электронов) получены аналитические выражения для поля в ближней зоне, дополненные результатами численного моделирования.

В **Третьей главе** рассматривается генерация поверхностных электромагнитных волн, к рассмотренным в предыдущей главе механизмам добавляется механизм генерации ТГц излучения основанный на лазерно-индуцированном термо-ЭДС. Производится попарное сравнение эффективности генерации поверхностных электромагнитных волн ТГц диапазона и показывается преобладающих механизм.

В **Четвертой главе** описаны приповерхностные явления в ближней зоне, возникающие при взаимодействии лазерного излучения релятивистской интенсивности с твердотельными мишенями. Описана теория и проведены численные моделирования, показывающие образование поляризационных волн (волн поверхностного заряда) на границе раздела твердое тело-вакуум. В главе показаны различные характеристики волн. Волны рассматривались в терагерцовом диапазоне частот.

В **Пятой главе** рассматривается процесс генерации ТГц излучения при облучении мощными короткими лазерными импульсами металлических проволок диаметров порядка десятков и сотен микрон. Приводятся результаты численного решения уравнений Максвелла, описывающие поля, генерируемые при вылете из цилиндрической мишени осе-симметричного пучка высокоэнергетичных электронов, демонстрирующие усиление ТГц полей вблизи проволоки, а так же их способность удерживать и направлять заряженные частицы. Оценены спектральные и энергетические характеристики излучения.

В **Заключении** сформулированы основные выводы диссертации.

## Глава 1.

### Аналитические и численные подходы для решения уравнений Максвелла

В первой главе описаны два стандартных подхода к аналитическому решению уравнения Максвелла в неоднородной среде (состоящей из вакуума и мишени с высокой проводимостью), используемые в диссертационной работе. Первый подход, основанный на переходе в Фурье-пространство по времени и поперечным координатам (координатам в плоскости мишени), позволяет записать Фурье-компоненты электромагнитных полей в вакууме и в мишени с конечной диэлектрической проницаемостью при заданном распределении внешнего тока. Однако, вычисление полей в реальном пространстве, как правило, возможно только в приближении дальней зоны, где также несложно получить выражения для спектрально-углового распределения излучаемой энергии. В рамках данного подхода также возможно описание поверхностных волн, амплитуда которых зависит от диэлектрической проницаемости среды. Вторым используемым подходом основан на приближении мишени с бесконечной проводимостью, что позволяет свести задачу о вылете из мишени пучка электронов к вычислению полей в вакууме для самого пучка и его изображения для удовлетворения граничных условий, и получить выражения для электромагнитных полей во всем пространстве (в том числе в ближней зоне). Данный подход позволяет в явном виде вычислить форму излучаемого импульса. Также описаны численные методы решения задач физики плазмы используемые в работе.

#### 1.1 Решение уравнений Максвелла в дальней зоне

Для изучения генерации э.м. полей заданными токами, обусловленными воздействием коротких лазерных импульсов на мишень, воспользуемся системой уравнений Максвелла в цилиндрической системе координат. Произведе-

дем Фурье-преобразование по времени  $f(z, \mathbf{r}_\perp, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt f(z, \mathbf{r}_\perp, t) \exp(i\omega t)$ .

Предполагая аксиальную симметрию сторонних источников и генерируемых полей, воспользуемся разложением по пространству  $\mathbf{r}_\perp$  в плоскости мишени

$f(z, \mathbf{k}_\perp, \omega) = 2\pi \int_0^\infty r_\perp dr_\perp J_0(\mathbf{r}_\perp \mathbf{k}_\perp) f(z, \mathbf{r}_\perp, \omega)$  и соответственно  $f(z, \mathbf{k}_\perp, \omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty k_\perp dk_\perp J_0(\mathbf{r}_\perp \mathbf{k}_\perp) f(z, \mathbf{k}_\perp, \omega)$ , где  $J_0$  - функция Бесселя нулевого порядка.

Система уравнений Максвелла при этом принимает вид:

$$\begin{aligned} i\frac{\omega}{c}B_\phi(z, k_\perp, \omega) &= \frac{\partial E_z(z, k_\perp, \omega)}{\partial z} - ik_\perp E_z(z, k_\perp, \omega) \\ -\frac{\partial B_\phi(z, k_\perp, \omega)}{\partial z} &= -i\frac{\omega}{c}\epsilon(\omega, z) E_r(z, k_\perp, \omega) + \frac{4\pi}{c}j_r(z, k_\perp, \omega) \\ ik_\perp B_\phi &= -i\frac{\omega}{c}\epsilon(\omega, z) E_z(z, k_\perp, \omega) + \frac{4\pi}{c}j_z(z, k_\perp, \omega) \end{aligned} \quad (1.1)$$

Здесь  $\epsilon(\omega)$  – диэлектрическая проницаемость среды. Выражая аксиальную  $E_z(z, k_\perp, \omega)$  и радиальную  $E_r(z, k_\perp, \omega)$  компоненты электрического поля через азимутальную компоненту напряженности магнитного поля  $B_\phi(z, k_\perp, \omega)$ , для последней получаем уравнение:

$$\epsilon \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial B_\phi}{\partial z} \right] - k^2 B_\phi = -\frac{4\pi\epsilon}{c} \left[ \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{j_r}{\epsilon} \right) - ik_\perp \frac{j_z}{\epsilon} \right] = Q', \quad (1.2)$$

где  $k^2 = k_\perp^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon$ . Из уравнения (1.2) следует, что генерация магнитного поля производится источником  $\text{rot} \left[ \frac{\mathbf{j}}{\epsilon(z)} \right]$ . В случае, когда, возбуждаемые в плазме токи  $\mathbf{j}$  являются потенциальными, например, при генерации вихревых полей в результате термо-эдс или пондеромоторного воздействия лазерного импульса на мишень, такой источник имеет вид  $\text{rot} \left[ \frac{\mathbf{j}}{\epsilon(z)} \right] = \nabla \frac{1}{\epsilon(z)} \times \mathbf{j}$  и действует только в приповерхностной области, где имеется сильная неоднородность электронной плотности. В главе рассматривается генерация излучения токами, возникающими при отлете от поверхности сгустка горячей неквазинейтральной плазмы, под действием короткого мощного лазерного импульса, а так же за счет переходного излучения высокоэнергетичных электронов, а затем производится сравнение

эффективности излучения для этих механизмов.

Предполагается, что при  $z \leq 0$  существует плазма (передняя/левая границы мишени не рассматривается), а при  $z > 0$  вакуум, плоскость  $z = 0$  соответствует задней поверхности мишени. Решение уравнения (1.2) для магнитного поля внутри мишени ( $z < 0$ ) имеет вид:

$$B_{\phi}^p(z, k_{\perp}, \omega) = \left[ B_{\phi}(z = -0, k_{\perp}, \omega) + \frac{1}{2k} \int_{-\infty}^0 e^{kz} Q'(z, \omega, k_{\perp}) \right] e^{kz} - \frac{1}{2k} \left[ e^{-kz} \int_{-\infty}^z dz e^{kz} Q'(z, \omega, k_{\perp}) \right] \quad (1.3)$$

где  $B_{\phi}(z = 0, \omega, k_{\perp}) \equiv B_{\phi}^0(\omega, k_{\perp})$  напряженность магнитного поля на границе мишени. Для магнитного поля в вакууме  $B_{\phi}^V(z, \omega, k_{\perp})$  получаем из (1.2)

$$B_{\phi}^V(z, \omega, k_{\perp}) = \left[ B_{\phi}(z = +0, k_{\perp}, \omega) + \frac{1}{2k_0} \int_0^{\infty} dz e^{-k_0 z} Q'(z, \omega, k_{\perp}) \right] e^{-k_0 z} - \frac{1}{2k_0} \left[ e^{k_0 z} \int_z^{\infty} dz e^{-k_0 z} Q'(z, \omega, k_{\perp}) + e^{-k_0 z} \int_0^z dz e^{k_0 z} Q'(z, \omega, k_{\perp}) \right], \quad (1.4)$$

где  $k_0^2 = k_{\perp}^2 - \frac{\omega^2}{c^2}$

Интегрируя уравнение (1.2) в окрестности  $z = 0$ , находим величину напряженности магнитного поля на границе мишени  $B_{\phi}^0(\omega, k_{\perp})$

$$\begin{aligned}
B_\varphi^0(\omega, k_\perp) &= -\frac{1}{D(\omega, k_\perp)} \left[ \int_0^\infty dz e^{-k_0 z} Q'(z, \omega, k_\perp) + \right. \\
&\quad \left. + \int_{-\infty}^0 dz e^{kz} Q'(z, \omega, k_\perp) + \int_{-0}^{+0} dz \frac{Q'(z, \omega, k_\perp)}{\varepsilon(z, \omega)} \right] = \\
&= \frac{4\pi}{cD(\omega, k_\perp)} \left( \int_0^\infty dz e^{-k_0 z} [k_0 j_r(z, \omega, k_\perp) - ik_\perp j_z] \right. \\
&\quad \left. + \frac{1}{\varepsilon} \int_{-\infty}^0 dz e^{kz} [k j_r(z, \omega, k_\perp) + ik_\perp j_z] \right), \tag{1.5}
\end{aligned}$$

где

$$D(\omega, k_\perp) = k/\varepsilon + k_0 \tag{1.6}$$

Соотношение  $D(\omega, k_\perp) = 0$  является дисперсионным уравнением для Поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ). Исследуем генерацию электромагнитного излучения и ПЭВ, составляющей тока  $j_z$ , нормальной к поверхности мишени. Это, например, имеет место на задней стороне фольги. Тогда выражение для магнитного поля в вакууме с учетом (1.4), (1.5) принимает вид

$$\begin{aligned}
B_\varphi^V(z, \omega, r) &= -i \int_0^\infty \frac{k_\perp^2 dk_\perp}{ck_0} J_0(k_\perp r_\perp) \times \\
&\quad \times \left\{ \left[ \frac{2k_0}{D(\omega, k_\perp)} - 1 \right] \int_0^\infty dz' e^{-k_0 z'} j_z(z', \omega, k_\perp) e^{-k_0 z} + \right. \\
&\quad + \int_z^\infty dz' e^{k_0(z-z')} j_z(z', \omega, k_\perp) + \int_0^z dz' e^{k_0(z'-z)} j_z(z', \omega, k_\perp) + \\
&\quad \left. + \frac{2k_0}{\varepsilon D(\omega, k_\perp)} \int_{-\infty}^0 dz' e^{kz'} j_z(z', \omega, k_\perp) e^{-k_0 z} \right\} \tag{1.7}
\end{aligned}$$

Рассмотрим случай при  $|\epsilon| \gg 1$ , а затем вычислим поле излучения в дальней зоне. Учтем приближенное выражение для функции Бесселя  $J_0(kr) \simeq \sqrt{\frac{1}{2\pi kr}} e^{i(kr - \pi/4)}$ , а так же то, что для электромагнитных волн  $k_0 = -i\sqrt{\frac{\omega^2}{c^2} - k_\perp^2}$ ,  $0 < k_\perp < \omega/c$ , соотношение (1.7) примет вид:

$$B_\varphi^w(z, \omega, r) = \int_0^{\omega/c} \frac{k_\perp^2 dk_\perp}{2c |k_0|} \sqrt{\frac{2}{\pi k_\perp r_\perp}} e^{i(k_\perp r_\perp + |k_0|z - \frac{\pi}{4})} K(|k_0|, k_\perp), \quad (1.8)$$

где

$$K(|k_0|, k_\perp) = \int_0^\infty dz' e^{i|k_0|z'} j_z(z', \omega, k_\perp) + e^{2i|k_0|z} \int_z^\infty dz' e^{-i|k_0|z'} j_z(z', \omega, k_\perp) + \int_0^z dz' e^{-i|k_0|z'} j_z(z', \omega, k_\perp) \quad (1.9)$$

В (1.8) сохраняются только слагаемое в асимптотическом разложении функции Бесселя, отвечающее волне, уходящей от поверхности мишени в вакуум. При вычислении используем метод перевала [48], получаем:

$$B_\varphi^w(z, \omega, r) = \frac{\omega r_\perp}{c^2 r} \frac{e^{i\omega r/c}}{r} K\left(\frac{\omega z}{cr}, \frac{\omega r_\perp}{cr}\right) \quad (1.10)$$

Зная магнитное поле (1.10), определяем энергию, излучаемую в элемент телесного угла  $do = 2\pi \sin \theta d\theta$  и интервал частот  $d\omega$

$$dW^w(\omega, \theta) = \frac{cr^2}{4\pi^2} |B_\varphi^w|^2 d\omega do \quad (1.11)$$

Как известно, излучение наиболее эффективно, если частицы сгустка из-

лучают когерентно, т.е. сконцентрированы на масштабе много меньшем длины излучаемой волны. В случае, когда сгусток состоит из частиц одного знака, то имеет место сложение амплитуд полей и плотность излучаемой энергии оказывается значительно большей, чем сумма излучений отдельных электронов [49].

Получим выражение, которое описывает электромагнитное поле, генерируемое равномерно движущимся зарядом со скоростью  $v$ , пересекающим границу раздела среда-вакуум. Для такого заряда ненулевой компонентой тока является  $j_z$ , которая принимает вид:

$$j_z = en_e(z - vt, \mathbf{r}_\perp)v \quad (1.12)$$

Фурье компоненты электрического и магнитного полей в вакууме и среде примут вид:

$$B_\phi^v = \frac{4\pi en_k v^2}{c(\kappa_p^2 v^2 + \omega^2)} \left( \frac{\omega(\epsilon - 1)(\kappa_p v + i\omega(1 - v^2/c^2))}{(\kappa_p + \epsilon\kappa_v)v(\kappa_p v + i\omega)} e^{-\kappa_v z} - i e^{i\omega z/v} \right) \quad (1.13)$$

$$B_\phi^p = \frac{4\pi en_k v^2}{c(\kappa_p^2 v^2 + \omega^2)} \left( \frac{\omega(\epsilon - 1)(\kappa_v v - i\omega(1 - \epsilon v^2/c^2))}{(\kappa_p + \epsilon\kappa_v)v(\kappa_v v - i\omega)} e^{-\kappa_v z} - i e^{i\omega z/v} \right) \quad (1.14)$$

$$E_z^v = -\frac{4\pi en_k v}{\kappa_p^2 v^2 + \omega^2} \left( \frac{k(\epsilon - 1)(\kappa_p v + i\omega(1 - v^2/c^2))}{(\kappa_p + \epsilon\kappa_v)(\kappa_p v + i\omega)} e^{-\kappa_v z} + \frac{i\omega}{kv} \left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \right) e^{i\omega z/v} \right) \quad (1.15)$$

$$E_z^p = -\frac{4\pi en_k v}{\epsilon(\kappa_p^2 v^2 + \omega^2)} \left( \frac{k(\epsilon - 1)(\kappa_v v - i\omega(1 - \epsilon v^2/c^2))}{(\kappa_p + \epsilon\kappa_v)(\kappa_v v - i\omega)} e^{-\kappa_v z} + \frac{i\omega}{kv} \left( 1 - \epsilon \frac{v^2}{c^2} \right) e^{i\omega z/v} \right), \quad (1.16)$$

где  $\kappa_v = \sqrt{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}}$  и  $\kappa_p = \sqrt{k^2 - \epsilon \frac{\omega^2}{c^2}}$ , для вакуума и среды соответственно.

Предполагая значительную величину диэлектрической проницаемости  $|\epsilon| \gg 1$ ,

рассмотрим выражение для токов в дальней зоне, так же учтем приближенный вид функции Бесселя. Принимаем во внимание, что  $z = R' \cos \theta$  и  $r_{\perp} = R' \sin \theta$ . Поле примет вид:

$$B_{\phi}^v = \frac{2env \sin \theta}{R'c^2[1 - (v^2/c^2) \cos^2 \theta]} e^{i\omega R/c} \quad (1.17)$$

Мощность излучения определяется выражением:

$$\frac{dW}{d\omega do} = \frac{cR'^2}{4\pi^2} |B_{\phi}(\omega)|^2 = \frac{e^2 v^2 \sin^2 \theta |n(\omega, k_0)|^2}{\pi^2 c^3 [1 - (v^2/c^2) \cos^2 \theta]^2}, \quad (1.18)$$

где  $k_0 = \frac{\omega r}{cR}$ .

## 1.2 Решение уравнений Максвелла в ближней зоне

Исходя из уравнений Максвелла, рассмотрим процесс генерации электромагнитного поля в вакууме ( $z > 0$ ) лазерно-индуцированным электронным током с поверхности среды с бесконечной проводимостью (металла), занимающей полупространство  $z \leq 0$ . Исходными являются уравнения Максвелла для напряженностей электрического  $\mathbf{E}(t, \mathbf{r})$  и магнитного  $\mathbf{H}(t, \mathbf{r})$  полей в вакууме, которые возбуждаются источником – сторонним током с плотностью  $\mathbf{j}(t, \mathbf{r})$ , связанных с движением зарядов с плотностью  $\rho$ , из металлической поверхности с бесконечной проводимостью, расположенной в плоскости  $z = 0$ ,

$$\begin{aligned} c \operatorname{rot} \mathbf{H} &= \partial_t \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{j}, \quad c \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\partial_t \mathbf{H}, \\ \operatorname{div} \mathbf{H} &= 0, \quad \operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi \rho, \quad \partial_t \rho + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0. \end{aligned} \quad (1.19)$$

Вместо векторов  $\mathbf{E}$  и  $\mathbf{H}$  удобно стандартным способом ввести вектор-потенциал  $\mathbf{A}(t, \mathbf{r})$  и электростатический потенциал  $\varphi(t, \mathbf{r})$ , связанные условием лоренцевской калибровки  $\operatorname{div} \mathbf{A} + (1/c) \partial_t \varphi = 0$ , и которые задают электрическое и маг-



нитное поля следующим образом

$$\mathbf{H} = \text{rot} \mathbf{A}, \quad \mathbf{E} = -\text{grad} \varphi - (1/c) \partial_t \mathbf{A}. \quad (1.20)$$

Подставляя (1.20) в (1.19), получим уравнение для вектор-потенциала  $\mathbf{A}$

$$\partial_{tt} \mathbf{A} = c^2 \Delta \mathbf{A} + 4\pi c \mathbf{j}. \quad (1.21)$$

В частном случае задачи с осевой симметрии, когда отличны от нуля только  $z$ -компоненты вектор-потенциала  $\mathbf{A} = (0, 0, A_z)$  и тока  $\mathbf{j} = (0, 0, j_z)$ , компоненты электрического и магнитного полей (в цилиндрической геометрии  $\{r, \varphi, z\}$ ) выражаются через  $A_z$  следующим образом

$$E_z = -\frac{1}{c} \partial_t A_z - \partial_z \varphi, \quad E_{r_\perp} = -\partial_{r_\perp} \varphi, \quad H_\varphi = -\partial_{r_\perp} A_z, \quad r_\perp = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad (1.22)$$

а сама величина  $A_z$  находится из более простого, чем (1.21), уравнения

$$\partial_{tt} A_z = c^2 \Delta A_z + 4\pi c j_z. \quad (1.23)$$

Решение этого уравнения при  $t > 0$  и  $-\infty < x, y, z < \infty$  в интересующем нас случае нулевых начальных условий дается формулой Кирхгофа (см., например, [50, с.417])

$$A_z = \frac{1}{c} \iiint_{-\infty}^{\infty} d\xi d\eta d\zeta \frac{1}{r} j_z \left( t - \frac{r}{c}, \xi, \eta, \zeta \right), \quad (1.24)$$

$$r = \sqrt{(x - \xi)^2 + (y - \eta)^2 + (z - \zeta)^2}.$$

Решение (1.24) для уравнения (1.23) определено во всем пространстве, но применительно к обсуждаемой здесь задаче о возбуждении электромагнитных полей током, заданным при  $t = 0$  в плоскости  $z = 0$ , оно справедливо лишь в полупространстве  $z > 0$  над металлической плоскостью. Чтобы получить из (1.24) искомое решение, воспользуемся методом отражения [50, с.412], и будем

рассматривать вектор-потенциал как результат действия двух токов,  $j_z = j_+$  при  $z > 0$  и  $j_z = j_-$  при  $z < 0$ , отличающихся знаком заряда и направлением и получающихся друг из друга заменой  $z \rightarrow -z$ . Например, для точечного заряда  $Q$ , вылетающего из начала координат со скоростью  $v$  в направлении  $z \rightarrow \infty$ , и его “зеркального” отображения, имеем

$$j_{\pm} = Qvn_0\delta(x)\delta(y)\delta(vt \mp z)\tilde{\theta}(t), \quad (1.25)$$

где  $\tilde{\theta}$  – функция Хевисайда. Приведенным выше токам  $j_+$  и  $j_-$  соответствуют при  $t > 0$  решения  $A_+$ ,  $\varphi_+ = (c/v)A_+$  и  $A_-$ ,  $\varphi_- = -(c/v)A_-$ , которые дают искомые выражения для напряженности электромагнитных полей в виде

$$\begin{aligned} E_z &= -(1/c)\partial_t(A_+ + A_-) - (c/v)\partial_z(A_+ - A_-), \\ E_{r_{\perp}} &= -(c/v)\partial_{r_{\perp}}(A_+ - A_-), \quad H_{\varphi} = -\partial_{r_{\perp}}(A_+ + A_-), \end{aligned} \quad (1.26)$$

автоматически удовлетворяющие условию обращения в нуль тангенциальной составляющей электрического поля  $E_{\rho} = 0$  на поверхности металла  $z = 0$ .

Наиболее просто эти формулы выглядят для вылетающего из металлической плоскости точечного заряда, ток которого задан формулами (1.25), а именно: вектор-потенциал и его зеркальное отображение даются формулами

$$A_{\pm} = \frac{Qv}{cr_{\pm}} \tilde{\theta}(t \mp (zv/c^2) - r_{\pm}/c), \quad r_{\pm}^2 = (1 - \beta^2)r_{\perp}^2 + (z \mp vt)^2, \quad (1.27)$$

а компоненты электрического и магнитного полей в цилиндрической системе

координат имеют вид

$$\begin{aligned}
E_z = & Q(1 - \beta^2) \left\{ \frac{(R' \cos \theta - vt) \tilde{\theta} (t - (zv/c^2) - r_+/c)}{[\left((1 - \beta^2)R'^2 \sin^2 \theta + (R' \cos \theta - vt)^2\right)^{3/2}} \right. \\
& \left. - \frac{(R' \cos \theta + vt) \tilde{\theta} (t + (zv/c^2) - r_-/c)}{[\left((1 - \beta^2)R'^2 \sin^2 \theta + (R' \cos \theta + vt)^2\right)^{3/2}} \right\} \\
& - \frac{2Q\beta}{c} \frac{\sin^2 \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} \frac{\delta(t - R'/c)}{R}, \quad R'^2 = r_\perp^2 + z^2, \\
E_\rho = & Q(1 - \beta^2)R' \sin \theta \left\{ \frac{\tilde{\theta} (t - (zv/c^2) - r_+/c)}{[\left((1 - \beta^2)R'^2 \sin^2 \theta + (R' \cos \theta - vt)^2\right)^{3/2}} \right. \\
& \left. - \frac{\tilde{\theta} (t + (zv/c^2) - r_-/c)}{[\left((1 - \beta^2)R'^2 \sin^2 \theta + (R' \cos \theta + vt)^2\right)^{3/2}} \right\} \\
& + \frac{2Q\beta}{c} \frac{\sin \theta \cos \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} \frac{\delta(t - R'/c)}{R'}, \quad \sin \theta = r_\perp/R', \\
H_\varphi = & Q(1 - \beta^2)\beta R' \sin \theta \left\{ \frac{\tilde{\theta} (t - (zv/c^2) - r_+/c)}{[\left((1 - \beta^2)R'^2 \sin^2 \theta + (R' \cos \theta - vt)^2\right)^{3/2}} \right. \\
& \left. - \frac{\tilde{\theta} (t + (zv/c^2) - r_-/c)}{[\left((1 - \beta^2)R'^2 \sin^2 \theta + (R' \cos \theta + vt)^2\right)^{3/2}} \right\} \\
& + \frac{2Q\beta}{c} \frac{\sin \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} \frac{\delta(t - R'/c)}{R'}.
\end{aligned} \tag{1.28}$$

Эти формулы согласуются с результатами, приведенными в обзоре [51].

### 1.3 Численные методы решения уравнений Максвелла. Метод конечных разностей во временной области

В диссертационной работе использовался код **VSim** [52], позволяющих численно решать уравнения Максвелла методом конечных разностей во временной области (finite-difference time-domane **FDTD**) [53]. Метод заключается в использовании разностной схемы для двух уравнений Максвелла (использован код, вычисляющий уравнения Максвелла в системе СИ):

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon_0} \nabla \times \mathbf{H} \quad (1.29)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{E} \quad (1.30)$$

Особенностью метода является смещенные пространственные и временные сетки для магнитного и электрического полей, что позволяет увеличить точность. Для одномерного случая:

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\epsilon_0} \nabla \times H_y \quad (1.31)$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = -\frac{1}{\mu_0} \nabla \times E_x \quad (1.32)$$

Разностная схема для такого случая будет иметь вид:

$$\frac{E_x^{n+1/2}(k) - E_x^{n-1/2}(k)}{\Delta t} = -\frac{1}{\epsilon_0} \frac{H_y^n(k+1/2) - H_y^n(k-1/2)}{\Delta x} \quad (1.33)$$

$$\frac{H_y^{n+1}(k+1/2) - H_y^n(k+1/2)}{\Delta t} = -\frac{1}{\mu_0} \frac{E_x^{n+1/2}(k+1) - E_x^{n+1/2}(k)}{\Delta x} \quad (1.34)$$

Верхний индекс  $n$  показывает шаг по времени, а аргумент  $k$  показывает положение на координатной сетке. В процессе выполнения диссертации среда моделировалась методом вспомогательных дифференциальных уравнений, который позволяет вносить частотную зависимость в диэлектрическую проницаемость. Преимуществом метода является непосредственное решение уравнений Максвелла, что позволяет охватывать большой класс задач, а недостатком является требовательность к вычислительным мощностям.

## 1.4 Метод частиц в ячейках

Для непосредственного моделирования взаимодействия электромагнитного излучения с плазмой и плазменными объектами, использовался метод частиц в ячейках (particle-in-cell, **PIC**) [54]. В данном методе помимо решения уравнений Максвелла используется решатель уравнения движения для частиц образующих плазму. Подобное совместное решение позволяет моделировать плазму. Для решения PIC методом использовался код **VSim** [52].

## Глава 2.

### Генерация терагерцового излучения

В первой части текущей главы рассматривается генерация терагерцового (ТГц) излучения в дальней зоне, сравниваются два механизма генерации, свойственных процессам взаимодействия лазерного излучения с твердотельными мишенями. Для определенности, в качестве мишеней, рассматриваются металлические фольги с толщинами порядка десятков или сотен микрон. Первый механизм связан с генерацией когерентного переходного излучения при прохождении электронного сгустка сквозь границу мишень – вакуум. Подобный механизм используется для получения мощного терагерцового источника на основе ультрарелятивистского электронного пучка из большого линейного ускорителя [55], обладающий зарядом порядка нанокulon. Сравнимым по величине зарядом могут обладать и релятивистские электроны, генерируемые мощным коротким лазерным импульсом в направлении его распространения при облучении твердотельных мишеней [56]. Пересекая заднюю поверхность фольги, покидающие мишень электроны могут генерировать когерентное переходное излучение в направлении вперед, а также поверхностное излучение, и то и другое – терагерцового диапазона. Вероятно, с этим связано наблюдавшееся терагерцовое излучение в экспериментах по лазерному облучению твердотельных мишеней [23, 25, 57, 58]. Покидающий мишень электронный сгусток включает в себя лишь малую долю всех лазерно-ускоренных (нагретых) электронов, тех, энергия которых достаточна для преодоления запирающего электростатического потенциала. Типично – это сгусток релятивистски движущихся частиц. Большая же часть горячих электронов остается в мишени, формируя сильное электростатическое поле у задней поверхности мишени, приводящее к ее ионизации и последующему разлету плазмы. С этими электронами связан второй механизм генерации ТГц излучения. При таком разлете, на фронте разлета-

ющейся плазмы возникает движущийся нескомпенсированный электрический диполь [59], который, по-существу, эквивалентен отлетающему от мишени заряду и, значит, также способен генерировать излучение [23]. Такой механизм излучения, в отличие от первого, связан с медленным движением заряда. Однако величина отлетающего заряда велика по сравнению с зарядом релятивистского сгустка и его роль в излучении следует учитывать. Говоря об этих двух механизмах излучения, следует отметить, что в обоих случаях возможна генерация как объемных, так и поверхностных терагерцовых импульсов. Именно детализации и сопоставлению механизмов генерации объемного и поверхностного излучения, обусловленного покидающим мишень релятивистским сгустком электронов и неквазинейтральным разлетом плазмы, посвящена настоящая глава. При этом, используя модельную связь соответствующих электрических токов с параметрами греющего лазерного излучения, решается задача определения характеристик генерируемого терагерцового излучения в зависимости от энергии, размера пятна фокусировки и длительности лазерного импульса. Во второй части главы рассматриваются характеристики и форма терагерцовых электромагнитных полей в ближней зоне. Аналитическая теория сопровождается численным моделированием.

## **2.1 Терагерцовое излучение в дальней зоне**

### **2.1.1 Выражение для токов, соответствующих механизмам генерации**

Рассмотрим токи, образующиеся на металлической поверхности задней стороны плоской мишени (граница мишень-вакуум) в результате воздействия коротких мощных лазерных импульсов на ее фронтальную поверхность. Токи генерируются в пятне размером порядка пятна фокусировки лазера (обычно от нескольких до десятка микрон), которое быстро ионизуется, превращаясь в плазму. Энергия лазерного импульса в основном переходит в энергию электронов, движущихся в направлении лазерного пучка. Наиболее энергичная часть

этих электронов покидает мишень, а основная часть нагретых электронов, вылетая на расстояние порядка дебаевского радиуса, формирует поле разделения заряда, приводящее к разлету плазмы в вакуум, на фронте которой формируется тонкий (дебаевский) слой разделения заряда.

Рассмотрим ток, создаваемому сгустком наиболее быстрых электронов, преодолевших потенциальный барьер приповерхностной плазмы. Сгусток таких электронов с плотностью  $n_f$ , движущийся от поверхности мишени вдоль оси  $z$  со скоростью  $V_f$ , представим в виде однородного по  $z$  цилиндра длиной  $L$ . Считая, что распределение плотности в радиальном направлении является гауссовым,  $\exp(-r_{\perp}^2/R^2)$ , где характерный размер  $R$  определяется размером пятна фокусировки лазерного импульса, запишем ток в виде:

$$j_z(z, r_{\perp}, t) = en_f V_f \tilde{\theta}(t) \tilde{\theta}(z - V_f t + L) (V_f t - z) \exp(-r_{\perp}^2/R^2), \quad (2.1)$$

где  $e$  - заряд электрона. Величина рассматриваемого тока определяется энергией (скоростью) быстрых электронов и их плотностью  $n_f$ , которые можно связать с характеристиками падающего лазерного импульса. Для этого необходимо оценить эффективность нагрева мишени и найти величину запирающего потенциала. Для определения температуры нагретых электронов будем использовать ее зависимость от интенсивности лазерного излучения,  $I_0$ , в виде, задаваемом пондеромоторным потенциалом [60]  $T = mc^2 \left( \sqrt{1 + \eta a_0^2/2} - 1 \right)$

Здесь  $a_0^2 = 2I_0/n_c mc^3 = 0.85I_0/10^{18}\lambda^2$ ,  $n_c$  - критическая плотность электронов,  $\lambda$  - длина волна лазерного излучения в мкм,  $\eta$  - коэффициент поглощения лазерного излучения  $I_0$  - интенсивность лазера в Вт/см<sup>2</sup>. Плотность электронов может быть определена из условия сохранения потока энергии. Так, приравнявая  $n \langle \varepsilon \rangle v_h = \eta I_0$ , где  $v_h = c \frac{a_0 \sqrt{\eta}}{\sqrt{2 + \eta a_0^2}}$  - средняя скорость электронов, вычисляемая по их средней энергии  $\langle \varepsilon \rangle$ , которую определим как эффективную температуру,  $T$ , получаем следующее выражение для концентрации нагретых



электронов:

$$n = a_0 n_c \sqrt{\frac{\eta}{2}} \frac{\sqrt{1 + \eta a_0^2 / 2}}{\sqrt{1 + \eta a_0^2 / 2} - 1}, \quad (2.2)$$

которое будет использоваться в дальнейшем для оценки эффективности преобразования энергии лазера в энергию вторичного излучения.

Зная характеристики лазерно-нагретых электронов, можно найти характерную величину запирающего потенциала у границы мишени,  $e\Phi_{\min} = -2T \ln (R/\lambda_{De})$  [59], где  $\lambda_{De} = \sqrt{T/4\pi e^2 n}$  - дебаевский радиус горячих электронов, и оценить число быстрых электронов,  $n_f = n \exp \{e\Phi_{\min}/T\}$ , способных преодолеть этот потенциал, предполагая максвелл-больцмановское распределение горячих электронов. Типично плотность быстрых электронов  $n_f$  составляет величину на уровне долей процента от плотности общего числа лазерно-нагретых электронов  $n$ .

Отметим, что задача о переходном излучении равномерно движущимся сгустком электронов решалась в различных постановках [61] в том числе применительно к лазерно-нагретым электронам [62, 63], однако вопрос о зависимости эффективности генерации э.м. излучения от лазерных параметров детально не обсуждался.

Температура нагретых электронов и их плотность определяют эффективный ток, возникающий на фронте разлетающейся в вакуум плазмы за счет нарушения квазинейтральности. Можно показать, что этот ток значителен только на дебаевском масштабе на фронте разлетающейся плазмы, где существует разделение заряда. Вообще говоря, существует еще ток внутри плазмы, связанный с волной разрежения. Однако, поскольку его излучение пренебрежимо мало, этот ток не представляет интереса для рассматриваемой задачи. Скорость дви-

жения фронта плазмы  $V$  растет со временем сначала линейно [59]:

$$V = 2c_s \ln \left( \tau + \sqrt{1 + \tau^2} \right), \quad (2.3)$$

а затем с логарифмической точностью выходит на постоянное значение в несколько ионно-звуковых скоростей  $c_s = \sqrt{T/M}$ . Здесь  $\tau = \omega_{pi} t / \sqrt{2\hat{e}} \equiv t/\tau_0$ ;  $\hat{e} = \exp(1)$ ;  $\omega_{pi} = c_s/\lambda_{De}$ ;  $M$  – масса ионов плазмы,  $\omega_{pi}$  – ионная плазменная частота. При этом концентрация электронов на фронте уменьшается по закону:

$$n_e = \frac{n}{2.718(1 + \tau^2)} \quad (2.4)$$

В соответствии с этим будем моделировать ток разлета следующим выражением:

$$j_z(z, \mathbf{r}_\perp, t) = enc_s \lambda_{De} \tilde{\theta}(t) \exp(-\alpha t/\tau) \left[ \delta(z - c_s t \tau) \tau \tilde{\theta}(\tau_0 - t) + \delta(z - 2c_s t + c_s \tau_0) \right] \exp(-r_\perp^2/R^2). \quad (2.5)$$

Здесь также предполагается гауссово распределение тока в поперечном направлении. Первое слагаемое в (2.5) описывает ускоренно движущийся до момента времени  $\tau_0$  сгусток электронов, а второе слагаемое отвечает равномерному движению в последующие,  $t > \tau_0$ , моменты времени. Постоянная  $\alpha$  определяет скорость уменьшения концентрации электронов вследствие уменьшения разделения зарядов при разлете плазмы. В рассматриваемой модели характерные времена рассасывания заряда оказываются порядка  $\tau_0$  ( $\alpha \approx 1$ ). Отметим, что такие же времена исчезновения тока характерны и при адиабатическом остывании электронов после окончания действия лазерного импульса.

### 2.1.2 Генерация электромагнитного излучения ТГц диапазона

Рассмотрим возбуждение электромагнитные волн в волновой зоне (вдали от источника), распространяющихся от поверхности мишени. Согласно результатам главы 1, для равномерного движения сгустка электронов с распределенной плотностью, пересекающего поверхность мишени (для тока (2.1)), выражение для магнитного поля излучения имеет вид:

$$B_{\varphi}^w(z, \omega, r) = B_{\varphi}^{w0}(z, \omega, r)F(\omega, \theta),$$

где

$$B_{\varphi}^{w0}(z, \omega, r) = \frac{2iq_f V_f \sin \theta}{rc^2 \left(1 - \frac{V_f^2}{c^2} \cos^2 \theta\right)} \exp\left(\frac{i\omega r}{c}\right) \quad (2.6)$$

Форм-фактор  $F(\omega, \theta)$ , определяет частотную и угловую зависимость излучения и представляет собой пространственно-временной фурье-образ плотности тока  $j_z(z, \omega, k_{\perp})$  (2.1), обезразмеренный на произведение полного заряда сгустка  $q_f = en_f L \pi R^2$  на его скорость  $V_f$ :

$$F = \frac{2V_f}{\omega L} \sin\left(\frac{\omega L}{2V_f}\right) \exp\left(i\frac{\omega L}{2V_f}\right) \exp\left(-\frac{R^2 \omega^2 \sin^2 \theta}{4c^2}\right) \quad (2.7)$$

Для низкочастотных волн  $L\omega/c \ll 1$ ,  $(R\omega)/c \ll 1$  форм-фактор  $F \approx 1$ . Спектральная плотность энергии переходного объемного излучения генерируемого сгустком, пересекающим поверхность мишени, может быть записана в виде [61]

$$\frac{dW^w(\omega, \theta)}{d\omega d\theta} = \frac{dW^{w0}}{d\omega d\theta} |F(\omega, \theta)|^2, \quad (2.8)$$

где  $W^{w0}(\omega, \theta)$  спектральная плотность энергии переходного излучения заряда с величиной  $q_f = en_f L \pi R^2$  [61]

$$\frac{dW^{wo}}{d\omega d\theta} = \frac{q_f^2 V_f^2 \sin^2 \theta}{\pi^2 c^3 \left(1 - \frac{V_f^2}{c^2} \cos^2 \theta\right)^2} \quad (2.9)$$

Проанализируем полученное выражение в релятивистском пределе, когда кинетическая энергия электронов  $\varepsilon_0$  превосходит энергию покоя,  $\varepsilon_0 \gg mc^2$  (рис. 2.1). В этом случае полная энергия, излучаемая в интервал частот от 0 до  $\omega$  может быть записана в виде:

$$W^w(\omega) = \frac{2q_f^2}{\pi L} \int_0^{\frac{\omega L}{2c}} dy \frac{\sin^2(y)}{y^2} \times \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{\varepsilon_0^4 \sin^3(x) dx}{(\varepsilon_0^2 \sin^2(x) + m^2 c^4 \cos^2(x))^2} \exp\left(-\frac{2R^2 y^2}{L^2} \sin^2 x\right) \quad (2.10)$$

В низкочастотном пределе  $\omega \ll 2c/L$  получаем стандартное выражение для переходного излучения ультрарелятивистского заряда, линейно растущее с частотой

$$W^w(\omega) = \frac{q_f^2 \omega}{\pi c} \left\{ 2 \ln \left( \frac{2\varepsilon_0}{mc^2} \right) - 1 \right\} \quad (2.11)$$

В обратном пределе  $\omega \gg 2c/L$  имеем выражение, не зависящее от частоты, а определяемое параметрами пучка, которое показывает полную энергию переходного излучения (для всех частот):

$$W^w = \frac{2q_f^2}{\pi L} \int_0^\infty dy \frac{\sin^2(y)}{y^2} \int_0^\infty \frac{x dx}{(1+x)^2} \exp\left(-\frac{2R^2 m^2 c^4 y^2}{\varepsilon_0^2 L^2} x\right) \quad (2.12)$$

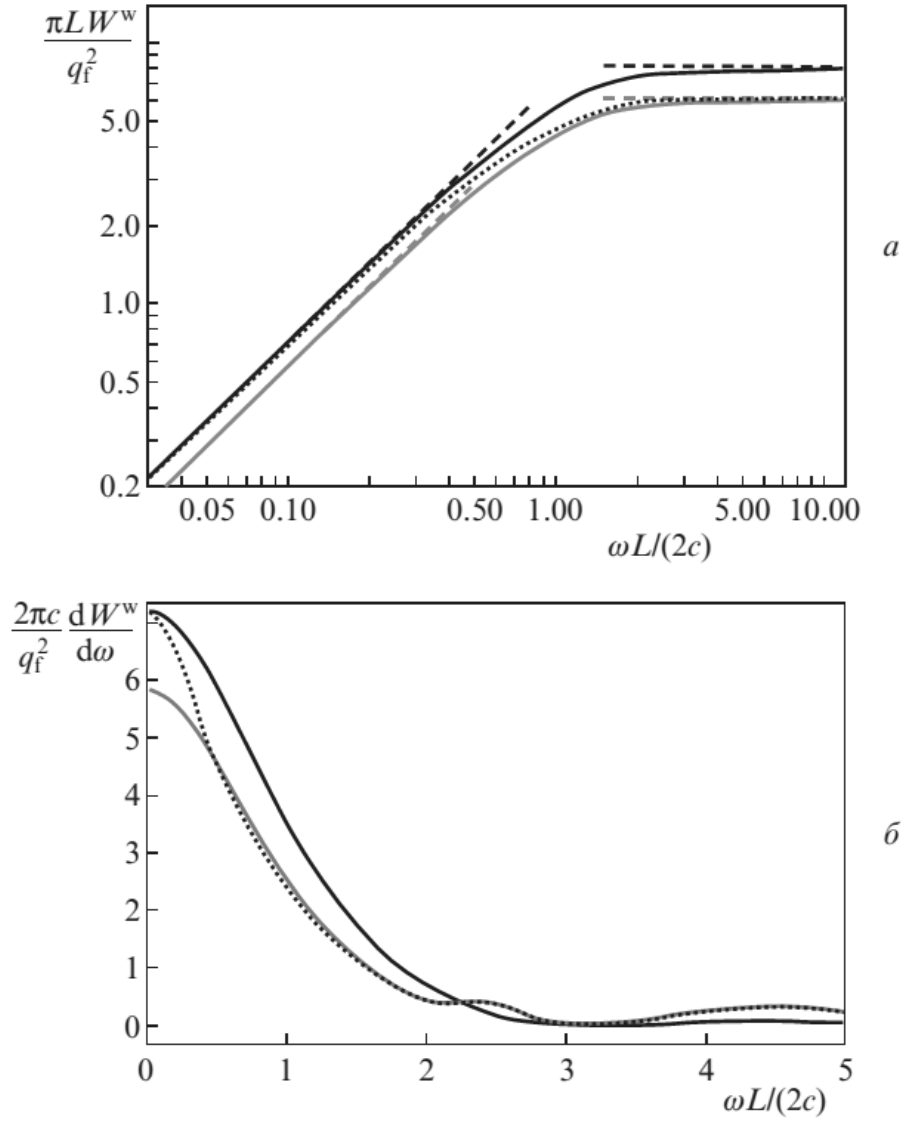


Рис. 2.1: Энергия объемного излучения, генерируемого сгустком электронов (а), и соответствующие спектры излучения (б) в зависимости от частоты для  $\varepsilon_0 = 30mc^2$ ,  $R/L = 1$  (сплошная черная кривая),  $\varepsilon_0 = 15mc^2$ ,  $R/L = 1$  (сплошная серая кривая) и  $\varepsilon_0 = 30mc^2$ ,  $R/L = 2$  (пунктирная кривая). Штриховые линии отвечают предельным случаям  $\omega \ll 2c/L$  и  $\omega \gg 2c/L$

Заметим, что при  $\varepsilon_0 L/mc^2 R \gg 1$  двойной интеграл хорошо аппроксимируется следующим выражением

$$W^w = \frac{q_f^2}{\pi L} \left\{ 3 \ln \left( \frac{\varepsilon_0 L}{\sqrt{2} mc^2 R} \right) - 1 \right\} \quad (2.13)$$

В данном пределе максимальная частота (до которой частотный спектр излу-

чения практически постоянный, и при превышении которой начинает падать) определяется продольным размером пучка, т.е. длительностью лазерного импульса,  $\omega_m \sim c/L$ . Отметим слабую зависимость энергии излучения от размера пятна фокусировки лазерного импульса (поперечного размера электронного пучка).

Разлет плазмы в вакуум определяется скоростью звука, которая много меньше скорости света:  $c_s \ll c$ . Именно в таком нерелятивистском приближении вычислим магнитное поле объемного излучения для тока (2.1):

$$B_\phi^W(z, \omega, \mathbf{r}) = \frac{2iqc_s \sin \theta}{rc} \exp\left(i\frac{\omega r}{c}\right) G(\omega, \theta),$$

где форм-фактор  $G(\omega, \theta)$  имеет вид:

$$G(\omega, \theta) = \frac{i\omega\tau_0 (1 - e^{-\alpha - i\omega\tau_0})}{(\alpha + i\omega\tau_0)} e^{-\frac{\omega^2 R^2 \sin^2 \theta}{4c^2}} \quad (2.14)$$

Здесь полный заряд определяется дебаевским радиусом горячих электронов  $q = en\lambda_{De}\pi R^2$ . Соответственно, излучаемая энергия имеет вид:

$$\frac{dW^W}{d\omega d\theta} = \frac{q^2 c_s^2}{\pi^2 c^3} |G(\omega, \theta)|^2 \sin^2 \theta \quad (2.15)$$

В пределе  $\alpha = 0$  (движение без изменения плотности сгустка) форм-фактор (2.14) совпадает с результатом, полученным для переходного излучения цилиндра (2.7) с  $L/V_f = \tau_0$ :  $G(\omega, \theta) = \frac{2 \sin(\omega\tau_0/2)}{\omega\tau_0} e^{-\frac{\omega^2 R^2 \sin^2 \theta}{4c^2} - \frac{i\omega\tau_0}{2}}$ , хотя излучение формируется при равномерном ускорении заряда до времени  $\tau_0$ , а не в момент пересечения поверхности, как в случае с равномерно движущимся зарядом. В общем случае, полная энергия, излучаемая в интервал частот от 0 до  $\omega$  имеет вид:

$$W^W(\omega) = \frac{q^2 c_s^2 \tau_0^2}{\pi R^3} \int_0^{\omega \tau_0} dx \frac{1 + e^{-2\alpha} - 2e^{-\alpha} \cos(x)}{x(\alpha^2 + x^2)^2} \left[ \sqrt{2\pi} \left( 1 + \frac{x^2 R^2}{c^2 \tau_0^2} \right) \times \right. \\ \left. \times e^{-\frac{x^2 R^2}{2c^2 \tau_0^2}} \operatorname{Erf} \left( \frac{xR}{c\tau_0 \sqrt{2}} \right) - \frac{2xR}{c\tau_0} \right] \quad (2.16)$$

В области малых частот  $\omega \tau_0 \ll 1$  поведение энергии (2.16) определяется величиной  $\alpha$ :

$$W^W(\omega) = \frac{2q^2 c_s^2}{3\pi c^3 \tau_0} \left[ \left( \frac{\arctan(\omega \tau_0 / \alpha)}{\alpha} - \frac{\omega \tau}{\alpha^2 + \omega^2 \tau_0^2} \right) \times \right. \\ \left. \times \left( (1 - e^{-\alpha})^2 - 3\alpha^2 e^{-\alpha} \right) + \frac{2\omega^3 \tau_0^3 e^{-\alpha}}{\alpha^2 + \omega^2 \tau_0^2} \right]$$

При  $\alpha \ll \omega \tau_0 \ll 1$  энергия линейно растет с частотой  $W^W(\omega) = \frac{4q^2 c_s^2 \omega}{2\pi c^3} (1 - \alpha)$ , в то время как при  $\omega \tau_0 \ll \alpha$  энергия излучения кубическая функция частоты:  $W^W(\omega) = \frac{4q^2 c_s^2 \omega^3 \tau_0^2}{9\pi c^3 \alpha^3} (1 - e^{-\alpha})^2$ . В обратном предельном случае  $\omega \tau_0 \gg 1$  полная энергия определяется параметрами электронного тока. Максимально достижимая полная энергия отвечает  $\alpha = 0$ :  $W^W = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{q^2 c_s^2}{4c^2 R}$  при  $R \gg c\tau_0$   $W^W = \frac{2q^2 c_s^2}{3c^3 \tau_0}$  и при  $R \ll c\tau_0$ . Таким образом, изменение плотности заряда в разлетающейся плазме во времени приводит к нарушению когерентности излучения, что проявляется в существенном снижении энергии излучения (см. рис. 2.2). Это особенно существенно для низких частот. В области частот  $\omega \ll 1/\tau_0$  уменьшение частоты на порядок приводит к падению энергии излучения на три порядка.

### 2.1.3 Энергетические свойства излучения соответствующего различным механизмам генерации

Оценим сначала полную энергию, излучаемую в результате ускорения малой доли быстрых электронов, покидающих мишень. В релятивистском пределе,  $a_0 \gg 1$ , горячие электроны ускоряются в направлении лазерного им-

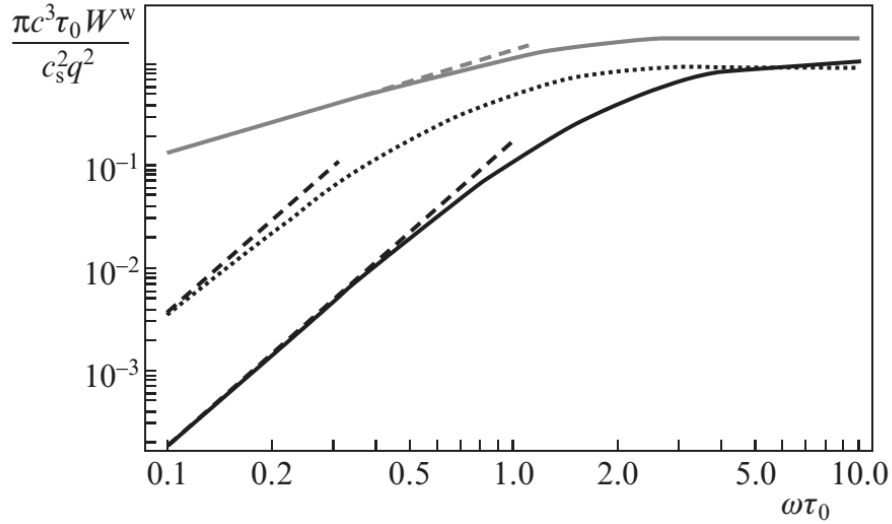


Рис. 2.2: Энергия объемного излучения, генерируемого при разлете плазмы в вакуум, в зависимости от частоты для  $\alpha = 1$ ,  $R/(c\tau_0) = 0.1$  (сплошная черная кривая),  $\alpha = 0$ ,  $R/(c\tau_0) = 1$  (сплошная серая кривая) и  $\alpha = 0.3$ ,  $R/(c\tau_0) = 1$  (пунктирная кривая). Штриховые линии отвечают предельному случаю  $\omega\tau_0 \ll 1$

пульса, проходят мишень и вылетают с ее тыльной стороны. При этом, наиболее энергетичные электроны, способные преодолеть потенциальный барьер, покидают мишень. Число таких быстрых электронов мало по сравнению с общим числом горячих электронов, однако они имеют релятивистские скорости, что значительно увеличивает энергию их излучения. Оценим полный заряд  $q_f$  быстрых электронов, покидающих мишень, предполагая, что продольный размер пучка определяется длительностью лазерного импульса,  $L = c\tau_L$ ,  $q_f = ea_0 n_c \lambda^2 c \tau_L \sqrt{\eta/8\pi^2}$ . Считая, что характерная энергия быстрых электронов составляет  $\varepsilon_0 \approx -e\Phi_{\min} = 2T \ln [R/\lambda_{De} \sqrt{2}]$ , энергия излучения определяется максимальной частотой  $\omega_m$  следующим образом (см. (2.11))

$$W^w = \frac{m^2 c^4 a_0^2 \eta}{4\pi e^2} \omega_m c \tau_L^2 \left( \ln \left( 4a_0 \sqrt{\frac{\eta}{2}} \ln \left( \frac{\pi \sqrt{2} R}{\lambda} \right) \right) - \frac{1}{2} \right).$$

Или, переписывая энергию в единицах Дж., имеем:

$$W^w \approx 2 \times 10^{-7} \left( \frac{\omega_m}{10^{12}} \right) \left( \frac{\tau_L}{30 \text{ фс.}} \right)^2 a_0^2 (1 + \ln a_0) \text{ [Дж.]}$$



Для оценок здесь и ниже используется  $\eta = 0.3$ . Можно оценить эффективность преобразования энергии лазерного импульса,  $W_L = \pi R^2 \tau_L I_0$  в энергию вторичного переходного излучения в интервале частот до  $\omega_m$

$$\frac{W^w}{W_L} = \frac{\eta}{2\pi^3} \omega_m \tau_L \frac{\lambda^2}{R^2} \left( \ln \left( 4a_0 \sqrt{\frac{\eta}{2}} \ln \left( \frac{\pi \sqrt{2} R}{\lambda} \right) \right) - \frac{1}{2} \right)$$

Эта величина слабо зависит от интенсивности лазера и достигает максимума для остро-сфокусированных импульсов ( $R \sim \lambda$ ) :  $W^w/W^L \approx 1.4 \times 10^{-4} \left( \frac{\omega_m}{10^{12} \text{с}^{-1}} \right) \left( \frac{\tau_L}{30 \text{фс}} \right) \left( \frac{\lambda}{R} \right)^2 (1 + \ln a_0)$ .

Характерная максимальная частота переходного излучения определяется продольным или поперечным размером пучка быстрых электронов (см. формулы (2.12-2.13)). Для релятивистских лазерных импульсов продольный размер лазера, определяемый его длительностью, больше его поперечного размера, что приводит к пучку горячих электронов с  $L > R$ . В этом случае максимальная частота не зависит от пятна фокусировки, а полностью определяется длительностью лазерного импульса,  $\omega_m \sim 1/\tau_L$ . Для коротких (длительность лазерного импульса  $\tau_L \sim 30$  фс) остро-сфокусированных ( $R \sim 2 - 10\lambda$ ) лазерных импульсов эти характерные частоты оказываются порядка 30 ТГц. Таким образом, до 30% энергии всего объемного излучения находится в терагерцовой области частот (до 10 ТГц). Например, для лазерного импульса с энергией 2 Дж ( $2\lambda$ ,  $\tau_L = 30$  фс,  $a_0 = 10$ ) энергия объемного излучения в терагерцовой области достигает 0.6 мДж, что соответствует конверсии на уровне 0.12%. Увеличение длительности импульса приводит к сдвигке спектра переходного излучения в область более низких частот. Так, при длительности импульса больше 100 фс практически все объемное излучение будет лежать в терагерцовой области.

В случае разлета плазмы в вакуум полное число горячих электронов, участвующих в формировании разделения заряда несколько больше чем число быстрых электронов,  $q = ea_0 n_c \sqrt{\eta/8} R^2 \lambda$ , тогда как характерная скорость разлета (на уровне нескольких ионно-звуковых скоростей) много меньше скорости

быстрых электронов, т.к.  $c_s/c = \sqrt{\sqrt{\frac{\eta a_0^2}{2}} Z m / M} \ll 1$ . Ниже для оценок будем считать  $Zm/M = m/2m_p \approx 0.00027$ . Малость скорости разлета приводит к значительно более низкой (примерно на три-четыре порядка) полной энергии вторичного излучения по сравнению со случаем вылета пучка быстрых электронов. Практически, величина излучения оказывается еще более малой из-за быстрого исчезновения поля разделения заряда (и токов) на характерном масштабе порядка дебаевской длины, которая для мощных лазерных импульсов оказывается порядка длины волны самого лазерного излучения. Кроме того, как показано выше, рассасывание заряда в процессе разлета ( $\alpha = 1$ ) приводит к "зарезанию" низкочастотной области излучения. Можно оценить полную энергию для низкочастотного диапазона как  $W^w(\omega) = 9.6 \times 10^{-3} \eta a_0^2 \omega_m^3 R_0^4 m^2 c / e^2$ . Так, для рассматриваемого выше лазерного импульса энергия излучения в терагерцовой области оказывается только 0.08 мкДж, а коэффициент конверсии,  $\frac{W^w}{W_L} = 1.95 \times 10^{-3} \eta \frac{\lambda^2 R^2 \omega_m^3}{c^4 \tau_L}$ , на уровне  $4 \times 10^{-8}$ . Таким образом, эффективность генерации вторичного излучения в результате разлета плазмы в вакуум всегда оказывается много меньше эффективности возникновения излучения вследствие вылета пучков быстрых электронов. При этом стоит отметить различную угловую направленность генерируемого переходного излучения. Если пучок быстрых электронов приводит к возникновению излучения направленного вдоль его скорости (практически по нормали к мишени или по направлению падения на мишень лазерного импульса), то излучение, связанное с разлетом плазмы в вакуум направлено в основном вдоль поверхности мишени.

## 2.2 Генерация ТГц излучения быстрыми электронами в ближней зоне

В предыдущей части главы были рассмотрены возможные механизмы генерации ТГц излучения при взаимодействии лазерных импульсов высокой интенсивности с высокопроводящими мишенями и произведено сравнение таких механизмов по эффективности генерации излучения. Было показано за генера-

цию наиболее мощных ТГц импульсов отвечает переходное излучение быстрых электронов. Стандартно теория переходного излучения электронного сгустка представлена в приближении дальнего поля [64–67] как расширение классической теории для одиночного электрона [68]. Не существует соответствующей теории ближнего поля, которая могла бы стать основой для экспериментальных измерений ТГц полей вблизи поверхности мишени, где эти поля имеют максимальную напряженность. Теория представленная во второй части текущей главы заполняет этот пробел. Приводится аналитическое решение уравнений Максвелла в ближней зоне для мишени с идеальной проводимостью, которая хорошо совпадает с результатом численного моделирования для случая конечной проводимости мишени. Аналитическая модель наглядно демонстрирует, что когерентное переходное излучение электронного сгустка имеет вид полупериодичного терагерцового импульса. Электромагнитное излучение такого вида до сих пор часто называют “странными электромагнитными волнами” [69], хотя давно известно, что заряженные частицы могут излучать в виде униполярных импульсов (см. обзор [70] и цитированную в нем литературу). Строго говоря, такие полупериодные импульсы описывались только в теоретических моделях, да и то с использованием самых упрощенных из них. До сих пор нет существует “прямых” измерений, подтверждающих регистрацию униполярных импульсов в экспериментах с электронами как в традиционных схемах ускорения [71], так и при лазер-плазменном взаимодействии. Одна из причин маловыраженного интереса к экспериментам по целенаправленному изучению именно униполярных источников излучения заключается в том, что нужны специальные детекторы, чтобы реагировать на быстро бегущее статическое поле в свободном пространстве. С другой стороны было предсказано, что такие мощные ТГц импульсы могут служить эффективным инструментом по управлению процессами адсорбции молекул на поверхности, сегнетоэлектрической поляризации и ориентации молекул [72].

### 2.2.1 Генерация излучения импульсом тока быстрых электронов

Согласно методологии изложенной в главе 1, рассмотрим обобщенное выражение  $j_+$ , считая, что ток создается движущимся со скоростью  $v$  сгустком зарядов произвольной формы, а следовательно зависит от переменной  $z - vt$ :

$$j_+ = Qvn_{\perp}(r_{\perp})n_z(vt - z)\tilde{\theta}(t), \quad r_{\perp} = \sqrt{x^2 + y^2}, \quad (2.17)$$

где  $v$  – скорость движения пучка которая предполагается постоянной. В частном случае  $n_{\perp} = (1/2\pi)\delta(r_{\perp})$  и  $n_z = n_0\delta(z - vt)$  из (2.17) следует приведенное выше выражение (1.25) для плотности тока точечного заряда. Упростим общую формулу (1.24), подставив в нее выражение для плотности тока (2.17). Переходя затем от  $\xi, \eta$  и  $x, y$  к полярным координатам

$$x = r_{\perp} \cos \psi, \quad y = r_{\perp} \sin \psi, \quad \xi = x + \mu \cos \phi, \quad \eta = y + \mu \sin \phi, \quad (2.18)$$

и выполняя затем интегрирование по угловым переменным, получим

$$A_+ = Q \frac{v}{c} \int_0^{\infty} \mu d\mu N_{\perp} \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta \frac{1}{\sqrt{\mu^2 + (z - \zeta)^2}} \tilde{\theta} \left( t - \frac{1}{c} \sqrt{\mu^2 + (z - \zeta)^2} \right) \times n_z \left( \zeta - vt + \frac{v}{c} \sqrt{\mu^2 + (z - \zeta)^2} \right). \quad (2.19)$$

Здесь  $N_{\perp} = N_{\perp}(\mu, r_{\perp})$  есть результат усреднения по угловым переменным “поперечной” функции плотности тока  $n_{\perp}$ ,

$$N_{\perp}(\mu, r_{\perp}) = \int_0^{2\pi} d\chi n_{\perp} \left( \sqrt{r_{\perp}^2 + \mu^2 + 2\mu r_{\perp} \cos \chi} \right). \quad (2.20)$$

Для специального вида  $n_z$  и  $n_{\perp}$  интегралы по  $\chi$  и  $\zeta$  вычисляются, что позволяет представить  $A_+$  в более наглядном виде. В качестве иллюстрации рассмотрим

локализованное по радиусу  $r_{\perp}$  и по  $z$  распределение плотности тока

$$n_{\perp} = \frac{1}{\pi r_0^2} \exp\left(-\frac{r_{\perp}^2}{r_0^2}\right), \quad n_z = \frac{1}{vt_0} \left[ \tilde{\theta}(-z + vt) - \tilde{\theta}(-z + v(t - t_0)) \right]. \quad (2.21)$$

Подстановка первого соотношения из (2.21) в (2.20) дает следующее выражение для  $N_{\perp}$ ,

$$N_{\perp} = \frac{2}{r_0^2} I_0 \left( \frac{2\mu r_{\perp}}{r_0^2} \right) \exp\left(-\frac{r_{\perp}^2 + \mu^2}{r_0^2}\right). \quad (2.22)$$

Использование второго соотношения из (2.21) в (2.19) позволяет снять интегрирование по  $\zeta$ ,

$$\begin{aligned} & \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta \frac{1}{\sqrt{\mu^2 + (z - \zeta)^2}} \tilde{\theta}\left(t - \frac{1}{c}\sqrt{\mu^2 + (z - \zeta)^2}\right) \\ & \quad \times n_z\left(\zeta - vt + \frac{v}{c}\sqrt{\mu^2 + (z - \zeta)^2}\right) \\ & = \frac{1}{vt_0} \left[ \tilde{\theta}\left(t - \frac{1}{c}\sqrt{\mu^2 + (\zeta_1 - z)^2}\right) \ln\left(\frac{\zeta_1 - z + \sqrt{\mu^2 + (\zeta_1 - z)^2}}{\mu}\right) \right. \\ & \quad - \theta\left(t - \frac{1}{c}\sqrt{\mu^2 + (\zeta_2 - z)^2}\right) \ln\left(\frac{\zeta_2 - z + \sqrt{\mu^2 + (\zeta_2 - z)^2}}{\mu}\right) \\ & \quad \left. + \ln \frac{ct + \sqrt{(ct)^2 - \mu^2}}{\mu} \theta(\zeta_1 - \zeta_b) \tilde{\theta}(\zeta_b - \zeta_2) \right]. \end{aligned} \quad (2.23)$$

Здесь  $\zeta_1$ ,  $\zeta_2$  и  $\zeta_b$  даются формулами

$$\begin{aligned} \zeta_1 & = \gamma^2 \left( vt - \beta^2 z - \beta \sqrt{\mu^2(1 - \beta^2) + (z - vt)^2} \right), \\ \zeta_2 & = \gamma^2 \left( v(t - t_0) - \beta^2 z - \beta \sqrt{\mu^2(1 - \beta^2) + (z - v(t - t_0))^2} \right), \\ \zeta_b & = z + \sqrt{(ct)^2 - \mu^2}, \quad \beta = v/c, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \end{aligned} \quad (2.24)$$

Подставляя (2.22) и (2.23) в (2.19), получим окончательную формулу для компоненты вектор-потенциала  $A_+$  в случае локализованного по координатам (2.21)

распределения плотности тока (2.17)

$$\begin{aligned}
A_+ = & \frac{2Q}{ct_0 r_0^2} \int_0^\infty \mu d\mu I_0 \left( \frac{2\mu r_\perp}{r_0^2} \right) \exp \left( -\frac{r_\perp^2 + \mu^2}{r_0^2} \right) \\
& \left[ \tilde{\theta} \left( t - \frac{1}{c} \sqrt{\mu^2 + (\zeta_1 - z)^2} \right) \ln \left( \frac{\zeta_1 - z + \sqrt{\mu^2 + (\zeta_1 - z)^2}}{\mu} \right) \right. \\
& - \tilde{\theta} \left( t - \frac{1}{c} \sqrt{\mu^2 + (\zeta_2 - z)^2} \right) \ln \left( \frac{\zeta_2 - z + \sqrt{\mu^2 + (\zeta_2 - z)^2}}{\mu} \right) \\
& \left. + \ln \frac{ct + \sqrt{(ct)^2 - \mu^2}}{\mu} \tilde{\theta}(\zeta_1 - \zeta_b) \tilde{\theta}(\zeta_b - \zeta_2) \right]. \tag{2.25}
\end{aligned}$$

Величина  $A_-$  получается из (2.25) заменой  $z \rightarrow -z$ . Далее, дифференцируя полученные выражения по  $t, r_\perp, z$  и используя соотношения (1.26) при  $t > 0$ , можно записать искомые формулы для электрического и магнитного полей.

### 2.2.2 Предельные случаи формы вылетающего заряда

Релятивистски интенсивный фемтосекундный лазерный импульс, способный создать наибольшую плотность электронного тока и, следовательно, самый мощный ТГц импульс, должен быть сфокусирован в фокусное пятно в несколько микрон, что обычно соответствует  $ct_0 \gg r_0$ . В этом случае поперечный гауссов профиль электронного пучка можно заменить дельта-функциональным распределением  $N_\perp^p(r_\perp, r'_\perp) = \delta(r_\perp - r'_\perp)/r_\perp$  в уравнении (2.25). Соответственно, из уравнения (2.25) приходим к следующим легко анализируемым аналитическим выражениям для компонент электромагнитного поля

$$\begin{aligned}
E_z &= \frac{Q}{vt_0} \left[ \left( \frac{1-\beta^2}{R^+(t)} + \frac{1-\beta^2}{R^-(t)} - \frac{2}{r} \right) \tilde{\theta}(ct-r) \right. \\
&\quad \left. - \left( \frac{1-\beta^2}{R^+(\tau)} + \frac{1-\beta^2}{R^-(\tau)} - \frac{2}{r} \right) \tilde{\theta}(c\tau-r) \right], \\
E_{r_\perp} &= \frac{Q}{vt_0 r_\perp} \left[ \left( \frac{vt-z}{R^+(t)} - \frac{vt+z}{R^-(t)} + \frac{2z}{r} \right) \tilde{\theta}(ct-r) \right. \\
&\quad \left. - \left( \frac{v\tau-z}{R^+(\tau)} - \frac{v\tau+z}{R^-(\tau)} + \frac{2z}{r} \right) \tilde{\theta}(c\tau-r) \right], \\
H_\varphi &= \frac{Q}{ct_0 r_\perp} \left[ \left( \frac{vt-z}{R^+(t)} + \frac{vt+z}{R^-(t)} \right) \tilde{\theta}(ct-r) \right. \\
&\quad \left. - \left( \frac{v\tau-z}{R^+(\tau)} + \frac{v\tau+z}{R^-(\tau)} \right) \tilde{\theta}(c\tau-r) \right],
\end{aligned} \tag{2.26}$$

где  $r = \sqrt{z^2 + r_\perp^2}$ . В пределе  $t_0 \rightarrow 0$  из уравнений (2.26) восстанавливаем известный результат для точечного заряда [51].

В общем случае уравнения (2.26) не демонстрирует простого разделения полей, собственного поля сгустка и поля излучения. В дальней зоне  $ct > r \gg ct_0$  компоненты электрического поля (2.26) можно переписать в следующем виде:

$$\begin{aligned}
E_z &= \frac{Q}{\beta} \frac{\tilde{\theta}(ct-r) - \tilde{\theta}(c\tau-r)}{ct_0} \left( \frac{1-\beta^2}{R^+(t)} + \frac{1-\beta^2}{R^-(t)} - \frac{2}{r} \right) \\
&\quad - Q(1-\beta^2) \tilde{\theta}(c\tau-r) \left( \frac{vt-z}{(R^+(\tau))^3} + \frac{vt+z}{(R^-(\tau))^3} \right), \\
E_{r_\perp} &= \frac{Q}{\beta r_\perp} \frac{\tilde{\theta}(ct-r) - \tilde{\theta}(c\tau-r)}{ct_0} \left( \frac{vt-z}{R^+(t)} - \frac{vt+z}{R^-(t)} + \frac{2z}{r} \right) \\
&\quad + Q r_\perp (1-\beta^2) \tilde{\theta}(c\tau-r) \left( \frac{1}{(R^+(\tau))^3} - \frac{1}{(R^-(\tau))^3} \right), \\
H_\varphi &= \frac{Q}{r_\perp} \frac{\tilde{\theta}(ct-r) - \tilde{\theta}(c\tau-r)}{ct_0} \left( \frac{vt-z}{R^+(t)} + \frac{vt+z}{R^-(t)} \right) \\
&\quad + Q r_\perp \beta (1-\beta^2) \tilde{\theta}(c\tau-r) \left( \frac{1}{(R^+(\tau))^3} + \frac{1}{(R^-(\tau))^3} \right),
\end{aligned} \tag{2.27}$$

где пренебрегли всеми членами, убывающими быстрее, чем  $1/r^2$ , и использовали обозначение  $r_\perp = r \sin \vartheta$  и  $z = r \cos \vartheta$ .

Каждая из компонент электромагнитного поля в (2.27) имеет два различных вклада:  $\mathbf{E} = \mathbf{E}^{rad} + \mathbf{E}^{int}$  и  $\mathbf{H} = \mathbf{H}^{rad} + \mathbf{H}^{int}$ . Вклады  $\mathbf{E}^{rad}$  и  $\mathbf{H}^{rad}$ , пропорциональные разности  $\theta$ -функций, убывают как  $1/r$  при больших  $r$  и определяют поле излучения, а остальные вклады  $\mathbf{E}^{int}$  и  $\mathbf{H}^{int}$ , убывающие как  $1/r^2$  при больших  $r$ , описывают собственное поле движущегося электронного сгустка. Распространяющееся поле излучения достигает заданной точки на расстоянии  $r$  в дальней зоне в момент времени  $t = r/c$  и продолжается до  $t = r/c + t_0$ . Затем с течением времени поле излучения заменяется слабым приходящим собственным полем (см., например, рис.2.3 ниже). Для момента, соответствующего возникновению поля излучения,  $ct \simeq r$ , получается простой вид для компонентов излучения,  $E_r = E_{r\perp} \sin \vartheta + E_z \cos \vartheta = 0$  и  $E_\vartheta = E_{r\perp} \cos \vartheta - E_z \sin \vartheta = H_\phi$ , что для большей ясности можно переписать в сферических координатах следующим образом:

$$E_\theta^{rad} = H_\phi^{rad} \simeq \frac{2Q}{r} \frac{\beta \sin \theta}{1 - \beta^2 \cos^2 \theta} \frac{\tilde{\theta}(ct - r) - \tilde{\theta}(c\tau - r)}{ct_0}, \quad E_r^{rad} \simeq 0. \quad (2.28)$$

Как и ожидалось, эти результаты показывают, что поле излучения дальней зоны представляет собой сферическую поперечную электромагнитную волну с амплитудой, уменьшающейся  $\propto 1/r$ . И снова для наглядности, при предельном сокращении сгустка частиц  $ct_0 \rightarrow 0$  различие между двумя  $\theta$ -функциями в (2.28) можно заменить на  $\delta$ -функцию,  $(\tilde{\theta}(ct - r) - \tilde{\theta}(c\tau - r))/(ct_0) \rightarrow \delta(ct - r)$ , и прийти к формуле для поля переходного излучения, создаваемого точечным зарядом [51].

Временной профиль электромагнитного поля представляет собой полупериодный импульс (см. рис. 2.3) с шириной, определяемой длительностью электронного импульса  $t_0$ . При заданном полном заряде электрона амплитуда поля увеличивается с увеличением энергии электронного пучка. Для ультрарелятивистских электронов с  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2} \gg 1$  ( $\beta$  – отношение скорости к скорости света) направление максимума излучаемого поля соответствует полярному уг-



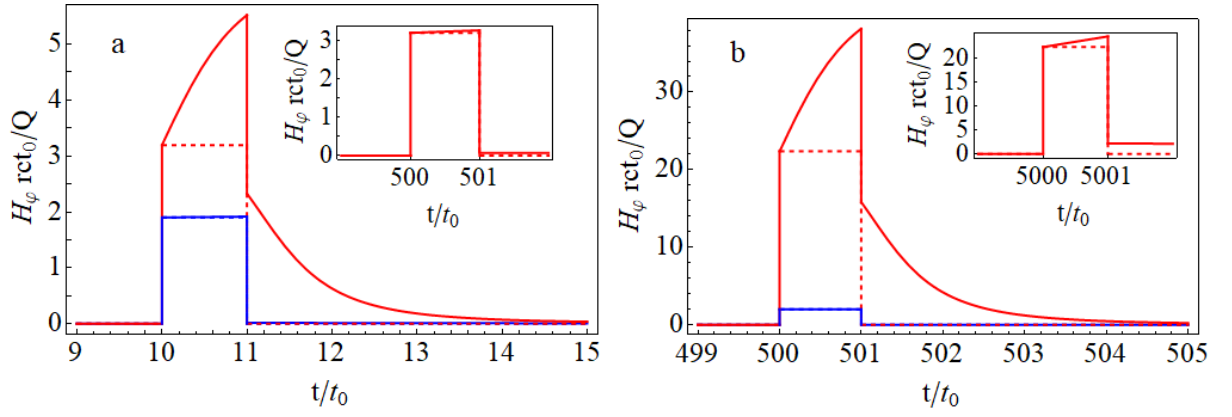


Рис. 2.3: Временной профиль магнитного поля,  $H_\varphi(t)$ , для  $v = 0.95c$  ( $\gamma \simeq 3.2$ ) при  $r = 10ct_0$  (слева) и для  $v = 0.999c$  ( $\gamma \simeq 22$ ) при  $r = 500ct_0$  (справа) вдоль направления  $\theta = 1/\gamma$  максимального излучаемого поля (красные кривые) и вдоль целевой поверхности  $\theta = \pi/2$  (синие кривые). Штриховые линии соответствуют приближению дальнего поля. На вставках показаны временные профили магнитного поля при  $r = 500ct_0$  (слева) и  $r = 5000ct_0$  (справа).

ду  $\hat{\theta} \simeq 1/\gamma$ . В этом направлении разделение генерируемого электромагнитного поля на собственное поле движущегося заряда и излучаемое поле в ближней зоне невозможно. Однако это возможно на больших расстояниях,  $r \gg ct_0$ , где работает приближение дальнего поля и значительно падает амплитуда поля излучения (см. вставки на рис. 2.3). Выделение компоненты излучения из полного электромагнитного поля в направлении его максимальной интенсивности затруднено для очень энергичных электронов. Чем выше их энергия, тем большее расстояние требуется для измерения истинного поля излучения. Например, оптимальный угол излучения электронов с энергией 22 МэВ ( $v \simeq 0.999c$ ) составляет всего лишь  $\sim 2.5^\circ$ , и поэтому собственное поле будет давать незначительный вклад только на расстоянии более  $5000ct_0$ , т.е.  $\sim 15$  см при  $t_0 = 100$  фс (см. рис. 2.3). С другой стороны, в поперечном направлении такая селекция возможна на гораздо меньших расстояниях в соответствии с рис. 2.3, где нет видимой разницы между синими пунктирными и сплошными кривыми. Таким образом, нахождение истинной энергии поля излучения может потребовать соответствующего пересчета ее из измеренной полной энергии поля с учетом приведенного выше теоретического пространственно-углового нахождения.

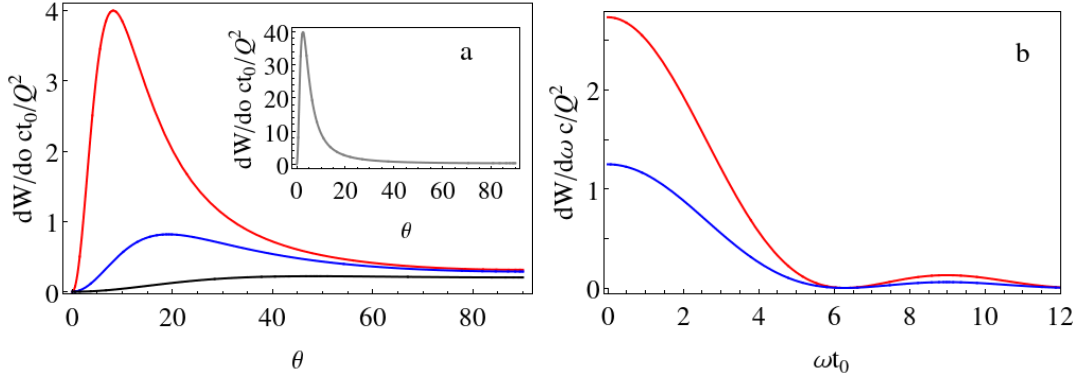


Рис. 2.4: Угловое распределение излучаемой энергии (слева) для  $v = 0.99c$  (красный),  $v = 0.95c$  (синий),  $v = 0.8c$  (черный) и  $v = 0.999c$  (серый на врезке). Спектры излучаемой энергии (справа) для  $v = 0.99c$  (красный) и  $v = 0.9c$  (синий).

Спектрально-угловое распределение излучаемой энергии в дальней зоне равно:

$$\frac{dW}{d\omega d\Omega} = \frac{cr^2}{4\pi^2} |H_\omega|^2 = \frac{4Q^2}{\pi^2 c} \frac{\beta^2 \sin^2 \theta}{(1 - \beta^2 \cos^2 \theta)^2} \left| \frac{\sin(\omega t_0/2)}{\omega t_0} \right|^2. \quad (2.29)$$

Оно демонстрирует классическое угловое распределение [61] с максимумом при угле  $\hat{\theta} \sim 1/\gamma$  для релятивистского предела (см. рис. 2.4), излучаемая энергия уменьшается с частотой, а ширина спектра на половине максимума  $\Delta\omega_c \simeq 2.8/t_0$  (см. рис. 2.4). Последнее, естественно, соответствует диапазону, где присутствует когерентное переходное излучение  $\omega < t_0^{-1}$  и малый некогерентный вклад, относящийся к более высоким частотам. Колебания в высокочастотном хвосте спектра отражают лишь модельную прямоугольную форму лазерного импульса, принятую для простоты с целью достижения точного аналитического описания, и могут не проявляться в случае естественного плавного импульса. Для ультрарелятивистских электронов с  $\gamma \gg 1$  полная излучаемая энергия хорошо аппроксимируется следующим простым выражением  $W = Q^2(4 \ln 2\gamma - 2)/ct_0$ .

Простейшее воспроизведение приведенного выше аналитического результата в дальней зоне и нерелятивистском случае,  $\beta \ll 1$ , легко осуществить в дипольном приближении. В этих пределах, используя  $n_\perp = \delta(r_\perp - r'_\perp)/(2\pi r_\perp)$  в плотности электронного тока и  $\mathbf{H} = [\dot{\mathbf{A}} \times \mathbf{n}]/c$ , где  $\mathbf{n}$  — единичный вектор

вдоль направления распространения излучения, а  $A$  дается в запаздывающий момент времени  $t - r/c$ , получим:

$$\mathbf{A} = \frac{1}{cr} \int \mathbf{j} dV = \frac{Q\mathbf{v}}{cr} \left( \int_0^{\infty} n_z^+ dz - \int_0^{-\infty} n_z^- dz \right), \quad \dot{\mathbf{A}} = \frac{2Q\mathbf{v}}{crt_0} (\tilde{\theta}(t') - \tilde{\theta}(t' - t_0)) \quad (2.30)$$

Уравнения (2.30) приводят к тому, что компоненты поля совпадают с уравнением (2.28) при  $\beta \ll 1$ . Ключевым моментом является то, что изменение во времени дипольного момента происходит не за счет изменения скорости частиц (ненулевое ускорение), а за счет изменения заряда сгустка, который увеличивается при выходе сгустка в вакуум, будучи равным нулю внутри мишени с высокой проводимостью.

Другой предельный случай, характеризующий вылет тонкого заряда с большой площади, описывается током вида:

$$j_z = Qv\delta(z - vt)\tilde{\theta}(z) \exp(-r_{\perp}^2/r_0^2)/\pi r_0^2 \quad (2.31)$$

Векторный потенциал примет вид:

$$A_z^{\pm} = -Q\gamma\beta \int_0^{\infty} r'_{\perp} dr'_{\perp} \frac{N(r_{\perp}, r'_{\perp})\tilde{\theta}(\sqrt{c^2t^2 - z^2 - r'_{\perp}{}^2})}{\sqrt{\gamma^2(vt \mp z)^2 + r'_{\perp}{}^2}}, \quad (2.32)$$

где  $\gamma = 1/\sqrt{1 - (v/c)^2}$  – гамма-фактор,  $N(r_{\perp}, r'_{\perp}) = 2/r_0^2 I_0(2r_{\perp}r'_{\perp}/r_0^2) \exp(-(r_{\perp}^2 + r'^2)/r_0^2)$ ,  $I_0$  – модифицированная функция Бесселя. Разделение этих полей, происходящее в волновой зоне, связано с более быстрым убыванием собственного поля на больших расстояниях  $\sim 1/r^2$  по сравнению с достаточно медленным  $\sim 1/r$  убыванием генерируемого поля излучения. Расстояние до волновой зоны определяется характерной длиной волны излучения (т.е. поперечным размером пучка,  $r_0$ ), а также энергией электронов пучка. Так, в случае вылета релятивистского пучка электронов, поле излучения становится сравнимым с собствен-

ным полем на расстоянии порядка  $r \sim \gamma^2 r_0$ , отсчитываемом вдоль направления максимальной энергии излучения,  $\hat{\theta} \sim 1/\gamma$ , и только на больших расстояниях от области взаимодействия (области вылета пучка) поле излучения начинает доминировать. Это хорошо видно из Рис. 2.5, где магнитное поле представлено как в случае вылета пучка электронов со скоростью  $0.5c$ , так и в случае ультрарелятивистского сгустка электронов, движущегося со скоростью  $0.99c$ . В первом случае поле излучения, распространяющееся со скоростью света, уже отделилось от собственного кулоновского поля пучка электронов, в то время как во втором случае такого разделения пока нет. Импульс излучения имеет гауссов профиль с характерным размером, который изменяется от  $r_0$  до  $0$  с уменьшением расстояния до прямой вылета пучка (см. Рис. 2.5а и Рис. 2.6). Отметим, что максимум магнитного поля в рассматриваемом случае не совпадает с максимумом излучаемой энергии, и достигается при углах много меньших  $1/\gamma$  (отвечающих направлению максимума излучаемой энергии), когда поперечный размер излучаемого импульса становится очень малым (см. Рис. 2.6). Можно показать, что полная энергия излучения,  $W$ , в рассматриваемом случае пропорциональна энергии электронов,  $W = \sqrt{\pi/2} \gamma Q^2 / r_0$ . Напомним, что для ультрарелятивистских электронов с  $\gamma \sim r_0 / ct_0 \gg 1$  рассматриваемое приближение оказывается неприменимым и необходимо учитывать конечную длительность электронного пучка, которая и определяет энергию излучения в противоположном предельном случае  $\gamma ct_0 / r_0 \gg 1$ ,  $W = Q^2 / (\pi ct_0) (3 \ln(\gamma ct_0 / r_0) - 1)$ .

### 2.2.3 Вылетающий заряд произвольной формы

Рассмотрим общий случай, описываемый уравнениями (1.26), (2.22), (2.25). Генерируемое электромагнитное поле (1.26) имеет два вклада: (1) собственное поле движущегося заряда и его изображения и (2) поле излучения. Такая структура поля иллюстрируется рис. 2.7, где собственное поле движущегося заряда показано синим цветом, а поле излучения - красным. Отчетливо видно формирование сферической волны и униполярный импульс поля излучения (см.

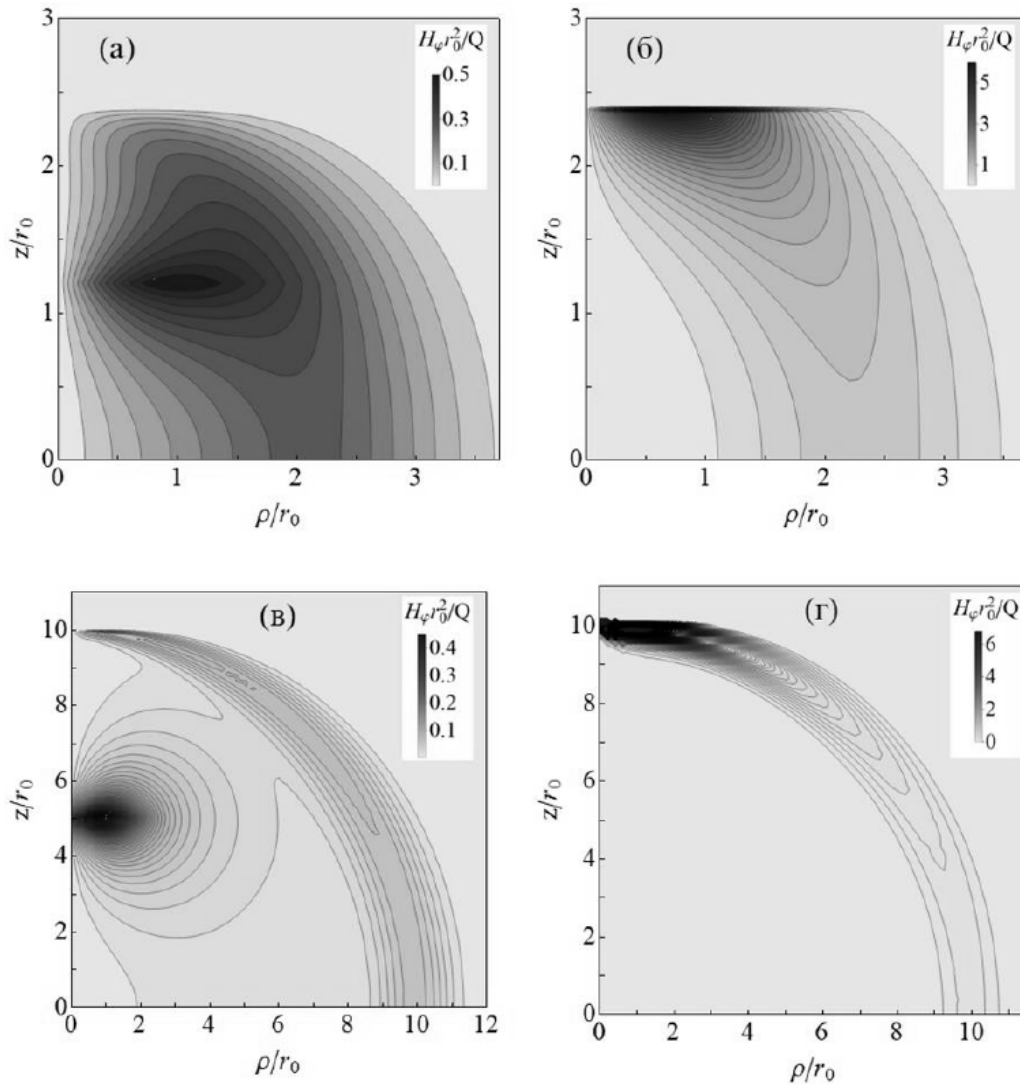


Рис. 2.5: Распределение магнитного поля при вылете из идеального проводника пучка электронов со скоростью  $0.5c$  (панели а, в) и  $0.99c$  (панели б, г) в момент времени  $t = 2.4r_0/c$  (верхние панели а, б) и  $t = 10r_0/c$  (нижние панели в, г).

вставки на рис. 2.7).

Временные профили волн из вставок на рис. 2.7а и рис. 2.7б представлены для разных направлений распространения, что приводит к различному соотношению собственных и радиационных полей в этих вставках. Для случая  $v = 0.5c$  временной импульс регистрировался в направлении вдоль границы раздела мишень-вакуум, достаточно далеко от электронного сгустка, а для случая  $v = 0.95c$  регистрировался импульс поля при небольшом ( $20^\circ$ ) угловом отклонении от направления распространения сгустка. Хорошо видно, что представленные на рис. 2.7 теоретически полученные структуры поля качественно

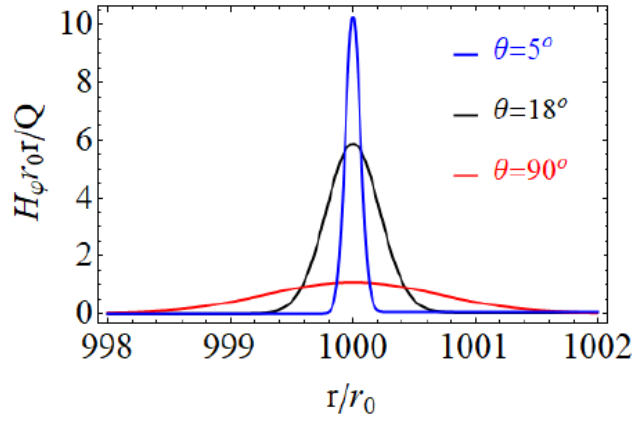


Рис. 2.6: Импульс магнитного поля излучения на расстоянии  $r = 10^3 r_0$  при вылете из идеального проводника пучка электронов со скоростью  $0.95c$  для трех углов наблюдения, отвечающих направлению вдоль мишени ( $90^\circ$ ), направлению наибольшей энергии излучения  $\sim 1/\gamma$  ( $18^\circ$ ) и направлению вблизи прямой вылета электронов ( $5^\circ$ ).

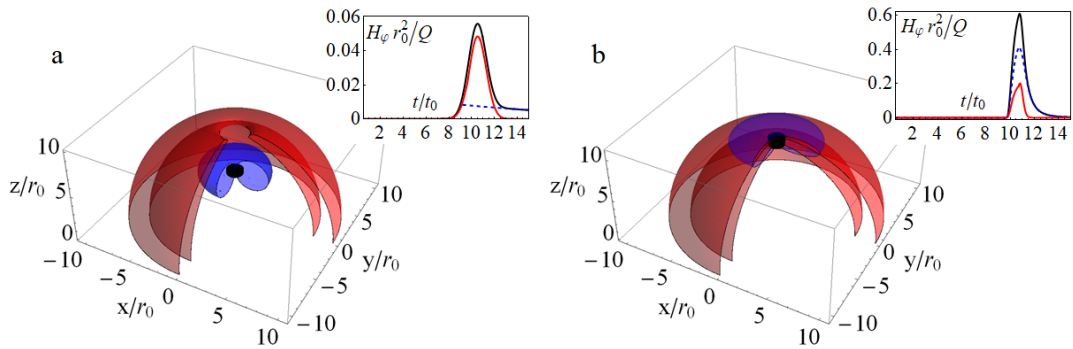


Рис. 2.7: Магнитная составляющая  $H_\phi$  генерируемого электромагнитного поля, распространяющегося в вакууме при  $v = 0.5c$  (а) и при  $v = 0.95c$  (б) в момент времени  $t = 10t_0$ . Сгусток электронов размером  $ct_0 = r_0$  показан черным цветом. Синие, соответствующие уровням  $0,05 Q/r_0^2$  (а) и  $0,1 Q/r_0^2$  (б), показывают собственное поле, а красные уровни  $0,02 Q/r_0^2$  (а) и  $0,04 Q/r_0^2$  (б) иллюстрируют излучаемое поле. . На вставках показана временная форма магнитного импульса (черная кривая – полное поле, синяя штриховая кривая – собственное поле и красная кривая – поле излучения) на расстоянии  $10r_0$  вдоль направления максимального излучаемого поля.

соответствуют результатам численного моделирования ТГц излучения в прямом направлении из облученной фольги [73].

С уширением диаметра электронного пучка профиль генерируемого импульса сглаживается, как только поперечный размер пучка приближается к продольному. При  $r_0 \sim ct_0$  временной профиль импульса поля принимает гаус-

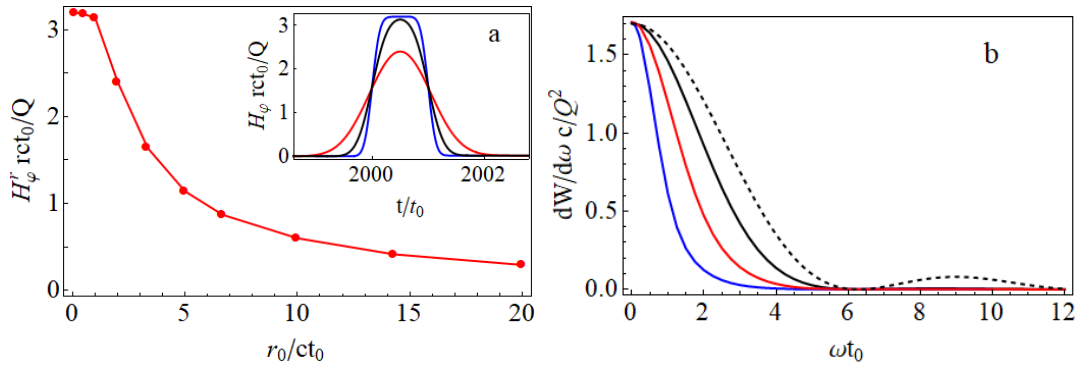


Рис. 2.8: Максимум излучаемого магнитного поля в зависимости от отношения  $r_0/ct_0$  и спектры излучаемой энергии для  $r_0 = 0.5ct_0$  (черные кривые),  $r_0 = ct_0$  (красные кривые) и  $r_0 = 2ct_0$  (синие кривые) для  $\beta = 0.95$ . Черные пунктирные кривые соответствуют предельному случаю  $ct_0 \gg r_0$  (уравнение (2.29)). На вставках показана временная форма магнитного импульса на расстоянии  $2000ct_0$  вдоль направления максимального излучаемого поля.

сову временную форму, соответствующую пространственному гауссовскому распределению электронного пучка (см. вставку на рис.2.8). При заданном заряде электронного сгустка (данной мощности лазера, см. ниже) чем выше отношение  $ct_0/r_0$ , тем выше амплитуда электромагнитного импульса (см. рис.2.8). Если  $r_0 \ll ct_0$ , то временная форма излучаемого импульса повторяет временной профиль электронного сгустка, т.е. прямоугольный, рассмотренный выше (см. вставки на рис. 2.3). Для данного  $t_0$  максимальное поле уменьшается как  $\sim 1/r_0$ , как показано на рис.2.8а.

При относительно малой скорости сгустка  $v \sim 0.5c$  излучение распространяется преимущественно вдоль поверхности мишени, а для ультрарелятивистских электронов импульс излучения коллимирует вдоль направления распространения электронного сгустка, несколько смещаясь от него в соответствии с классической теорией переходного излучения [61]. Чем выше скорость, тем меньше это смещение.

Спектр излучения определяется пространственно-временной формой электронного сгустка. Полупериодный ТГц профиль поля четко иллюстрируется хорошо выраженной низкочастотной областью спектра, где в случае  $b \sim 1$  может появиться обрыв спектра за счет вклада дифракционного излучения. Сверхши-

рокополосное излучение (рис. 2.4b) характеризуется спектральной шириной полосы  $\Delta\omega \simeq c/(ct_0 + r_0)$  в соответствии с подходом дальнего поля (см главу 1). Отметим зависимость ширины спектра от размера фокального пятна (радиуса электронного сгустка). Спектр уменьшается с увеличением размера горячей точки. Соответственно, полная излучаемая энергия уменьшается с этим размером. В случае  $\gamma t_0/(cr_0) \gg 1$  полную излучаемую энергию можно оценить как  $W_R = Q^2/(\pi ct_0)(3 \ln(\mathcal{E}_e t_0/(mcr_0)) - 1)$ , где  $\mathcal{E}_e = mc^2\gamma$  — энергия нагретого лазером электрона.

#### 2.2.4 Численное моделирование

Для изучения влияния высокой, но конечной проводимости мишени на генерацию терагерцового импульса было проведено трехмерное моделирование методом конечных разностей во временной области (FDTD) [53], основанное на численном решении уравнений Максвелла в среде с заданной диэлектрической проницаемостью. Средой в моделировании являлась металлическая мишень, диэлектрическая проницаемость которой является сложной функцией  $(\epsilon' + i\epsilon'')$ , но по-прежнему  $|\epsilon| \gg 1$ . Для описания диэлектрической проницаемости использовалась стандартная модель Друде  $\epsilon = 1 + 4\pi\sigma(\omega)/\omega$  с проводимостью  $\sigma = \sigma_0/((1 - i\omega)/\nu)$ , где  $\sigma_0 = 10^{18} \text{ с}^{-1}$  и  $\nu = 10^{13} \text{ с}^{-1}$ . Цель занимала полупространство  $z < 0$  мкм в поле моделирования  $-300 \text{ мкм} < x < 300 \text{ мкм}$ ,  $-300 \text{ мкм} < y < 300 \text{ мкм}$  и  $-200 \text{ мкм} < z < 400 \text{ мкм}$ . Ячейка сетки размер составлял 1 мкм, а шаг по времени - 1 фс. Распределенный заряд имеет гауссовы профили в обоих поперечных направлениях,  $z$  и  $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ , с тем же размером горячей точки, что и выше, для сравнения с развитой теорией,  $ct_0 = r_0 = 20 \text{ мкм}$ . Сгусток начинает двигаться от поверхности мишени по нормали, вдоль оси  $Z$ , с заданной скоростью  $v = 0.5c$  или  $v = 0.95c$ .

Как и аналитическая теория, выполненные расчеты демонстрируют формирование и распространение полупериодного терагерцового импульса. Распределение поля по своим параметрам хорошо согласуется с теоретической моде-



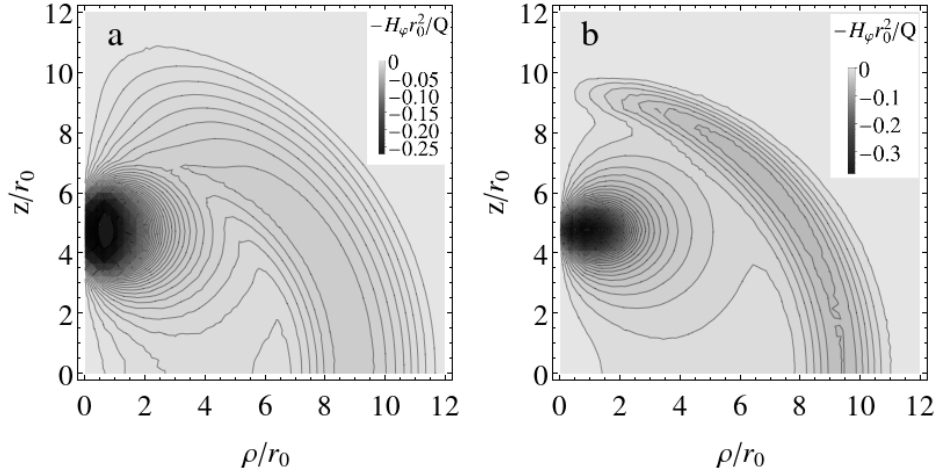


Рис. 2.9: Распределение магнитного поля  $H_\phi$  (в плоскости, проходящей через ось  $Z$ ) из моделирования FDTD (а) в сравнении с теоретическим результатом (б) при  $v = 0.5c$  в момент времени,  $t = 10t_0$ .

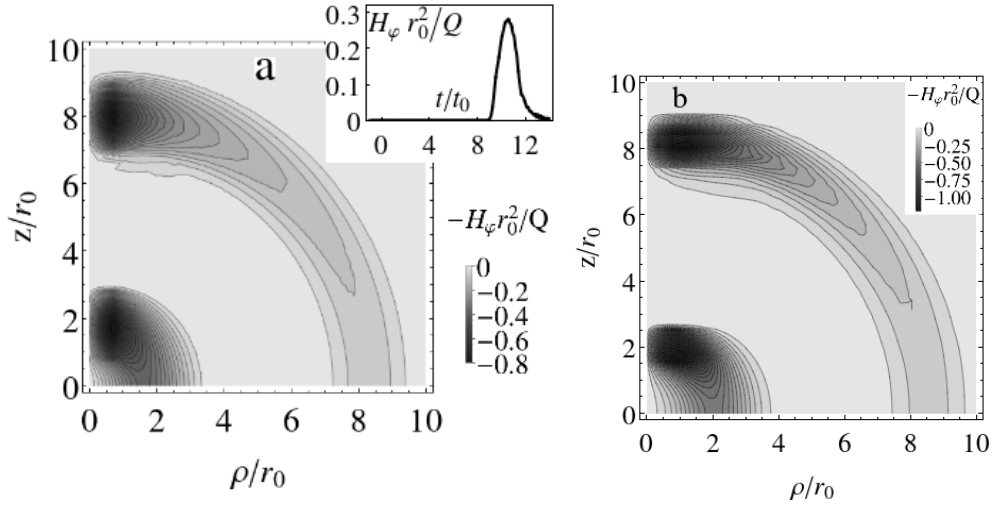


Рис. 2.10: То же, что и на рис. 2.9, но для  $v = 0.95c$  при  $t = 2.7t_0$  (внизу) и  $t = 9.1t_0$  (вверху). На вставке показан временной профиль магнитного поля на расстоянии  $10r_0$  вдоль направления, в котором излучаемое поле максимально.

люю описанной выше, что хорошо видно из сравнения графиков плотности для  $H_\phi$ , представленных на рис. 2.9 и рис. 2.10. Как и должно быть, несколько более плавное распределение магнитного поля вдоль направления  $Z$  по результатам моделирования связано с использованием гауссовского временного профиля зарядового пучка вместо прямоугольного, используемого в теоретической модели.

Так же было проверено, что униполярность терагерцового импульса сохраняется, если электроны излучающего сгустка имеют заданное распределение по энергии, когда более быстрые электроны могут догонять более медленные

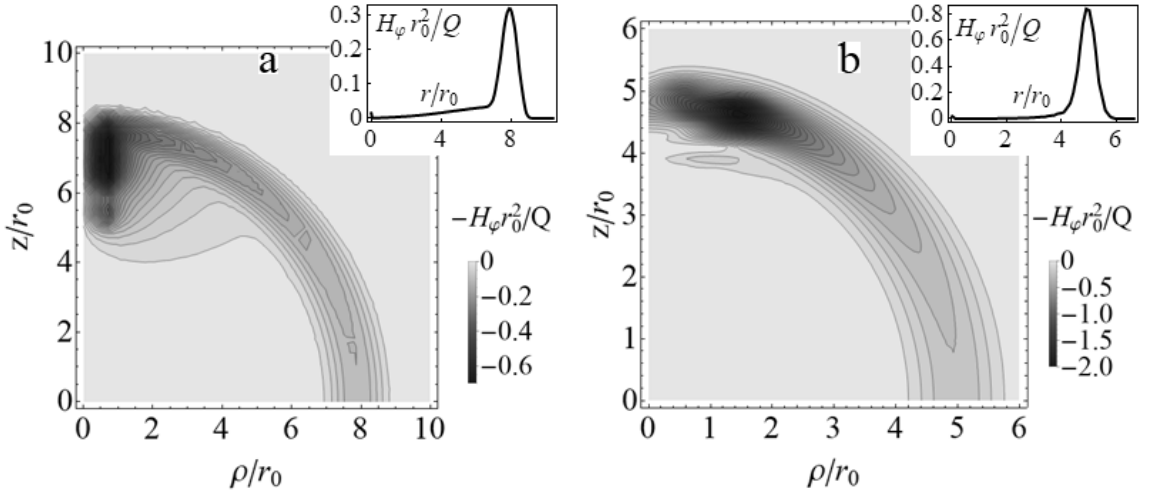


Рис. 2.11: (а) Распределение магнитного поля ( $H_\phi$ ) из моделирования FDTD при  $t = 9t_0$  для случая электронов, распределенных по скоростям и убегающих в нормальном направлении. (б) Распределение магнитного поля из моделирования FDTD в момент времени  $t = 5.6t_0$  для случая вылета электронов с разными скоростями внутри конуса с открытым углом  $15^\circ$ . На вставках показаны пространственные профили магнитного импульса вдоль направления, соответствующего углу  $45^\circ$

(см. рис. 2.11а). Имелись упрощенно выбранные группы вылетающих электронов с  $v = 0.7c$  и  $v = 0.99c$  распределенные в соответствии с распределением Больцмана,  $\propto e^{-\varepsilon_e/\Delta T_f}$  и  $\Delta T_f = 4$  МэВ, что соответствовало эффективному разбросу скоростей  $\Delta \hat{v} \simeq 0.76c$ .

Поскольку генерация терагерцового излучения электронами, движущимися в определенном диапазоне углов к нормали границы раздела, является более реалистичной, также было проведено соответствующее моделирование. Результаты представлены на рис. 2.11б для трех групп электронов имеющих разные энергии, и вылетающих внутрь конуса с различным углом раскрытия  $15^\circ$ . Электроны с наименьшей скоростью,  $v = 0.95c$ , имели гауссово пространственное распределение с характерным масштабом  $r_0$  и равномерным распределением по углам  $\hat{\theta}$ , меняющимся от  $\hat{\theta} = 0^\circ$  до  $\hat{\theta} = 15^\circ$ . Другие, более энергичные электроны ( $v = 0.99$  и  $v = 0.999$ ) имели такое же пространственное распределение, но вылетали под нулевым углом. Все три группы электронов были распределены по больцмановскому распределению с  $\Delta T_f = 4$  МэВ. моделиро-

вание проводилось в поле  $-100 \text{ мкм} < x < 100 \text{ мкм}$ ,  $-100 \text{ мкм} < y < 100 \text{ мкм}$ ,  $-67 \text{ мкм} < z < 133 \text{ мкм}$ , где цель находится в точке  $z < 0$ . Электронный сгусток имел размеры  $ct_0 = 5 \text{ мкм}$  и  $r_0 = 10 \text{ мкм}$ . Что касается рассмотренных ранее моделей источника электронов, то генерация полупериодного терагерцового импульса также хорошо видна на рис. 2.11b.

### 2.2.5 Обсуждение результатов

Амплитуда терагерцового волнового поля пропорциональна общему заряду  $Q$  вылетающих высокоэнергетических электронов, что составляет лишь малую часть всех электронов, нагретых лазером. Эти электроны должны иметь достаточно энергии, чтобы преодолеть потенциальный барьер  $\Phi_m$  и покинуть мишень. Характерное значение этого потенциального барьера на границе мишень-вакуум составляет  $e\Phi_m = -2T_h \ln[r_0/(\lambda_{De}\sqrt{2})]$ , где  $T_h$  — температура горячие электроны с плотностью  $n_h$ . Соответственно плотность вылетающих электронов  $n_f$  можно оценить как  $n_f \simeq n_h \exp(e\Phi_m/T_h)$ , т.е. полный заряд равен  $Q = en_f ct_0 \pi r_0^2 = T_h ct_0 / (2e)$ . Температура горячих электронов стандартно соответствует пондеромоторному масштабированию  $T_h \simeq mc^2(\sqrt{1 + a_0^2/2} - 1)$ , что приводит к  $T_h \approx 0,7 \times mc^2 a_0$  для релятивистски интенсивного лазерного импульса, где  $a_0$  — безразмерная амплитуда лазерного поля,  $a_0 = 0,85 \sqrt{I[10^{18} \text{ Вт/см}^2] \lambda_0^2 [\text{ мкм}]}$  ( $I$  — интенсивность лазерного импульса,  $\lambda_0$  — длина волны лазера). Наконец, суммарный заряд вылетающих электронов зависит только от амплитуды и длительности лазерного импульса,  $Q = 0,35 \times ea_0 ct_0 / r_e$ , где  $r_e = e^2/mc^2$  — классический радиус электрона.

Общий заряд сгустка грубо оценивает общую излучаемую ТГц энергию,  $\mathcal{E}_R$ , как  $\mathcal{E}_R \sim Q^2/ct_0 \sim 0,1 \times mc^2 a_0^2 ct_0 / r_e$ , а также эффективность преобразования  $\hat{\eta}$  энергии лазерного импульса  $\mathcal{E}_L = mc^2 a_0^2 ct_0 R_0^2 \pi / (2\lambda^2 r_e)$  в энергию излучения,  $\text{hat}\eta = \mathcal{E}_R/\mathcal{E}_L \sim 0,08 \lambda^2 / R_0^2$  (коэффициент конверсии). Здесь  $R_0$  — радиус фокального пятна лазера, который может отличаться от радиуса пятна излучения электронов,  $R_0 < r_0$ . Для данной энергии лазера плотная фокусировка

благоприятна для получения терагерцового излучения. Например, при фокусировке лазерного луча в пятно  $4\lambda$  эффективность преобразования достигает 2%. Десятиджоулевый лазерный импульс длительностью 100 фс (100 ТВт), сфокусированный в  $(2-3)\lambda_0$  фокального пятна, формирует широкополосный (до 10 ТГц)  $\sim 100$  мДж униполярный ТГц импульс с амплитудой поля  $\sim 10^{10}$  В/м на расстоянии 1 мм от мишени, что близко к рекордному значению, опубликованному на сегодняшний день [27,74]. Значительного увеличения интенсивности терагерцового импульса можно ожидать при фокусировке фемтосекундного лазерного импульса в дифракционный предел.

Представленная в главе теория аналитически описывает создание уникальных полупериодных ТГц импульсов с обратной стороны облучаемой лазером мишени из фольги. Для этого требуется, чтобы мишень была тонкой, микронной толщины и большого поперечного размера,  $\gtrsim 1$  см, для подавления вклада дифракционного излучения [64,65]. Управляемая преплазма на облучаемой стороне мишени могла бы позволить добиться максимального тока эмиттируемого сзади электронного тока и, следовательно, максимизировать выход ТГц-излучения.

Разработанная теория описывает структуру генерируемых ТГц полей во всей области вакуума, от ближней до дальней зоны. Как было показано, для ультрарелятивистских электронов приближение дальней зоны применимо на очень больших расстояниях, где испускаемый импульс уже ослаблен. Аналитическая теория и крупномасштабное моделирование FDTD открывают путь к планированию эксперимента по обнаружению сверхсильных терагерцовых полей вблизи поверхности мишени, например, с использованием лазерных заряженных частиц в качестве бесценного инструмента для исследования электрических и магнитных полей [75].

Представленные в главе результаты ясно демонстрируют, что сильное терагерцовое излучение, генерируемое переходным излучением высокоэнергетичных электронов лазерного излучения из твердой мишени, происходит в виде

уникальных импульсов полупериода. Весьма вероятно, что с учетом развитой теории и проведенных расчетов терагерцовое излучение, наблюдаемое в ряде экспериментов, например [27], следует интерпретировать как генерацию униполярных ТГц импульсов. Прямое экспериментальное подтверждение такого нового взгляда на природу лазерного терагерцового излучения представляло бы большой интерес. Возможным подходом может быть использование электронной или протонной рентгенографии.

### 2.3 Экспериментальное подтверждение теории

В текущей главе выделен основной механизм отвечающих за генерацию ТГц излучения при воздействии релятивистски интенсивного лазерного импульса взаимодействиях – переходное излучение быстрых электронов. К сожалению, эксперименты по генерации ТГц излучения не имеют диагностики плазменных процессов происходящих в мишени, поэтому информации по которой можно судить о верности теоретических предположений не так много. Например в текущей и последующих главах акцент делается на коэффициентах конверсии лазерного импульса в ТГц излучения, это один из параметров, по которому можно сравнить адекватность теории. В текущей главе показано, что преобладающим механизмом генерации ТГц излучения является переходное излучение быстрых электронов, коэффициент конверсии для которого может достигать единиц процентов при жесткой фокусировке и высоких интенсивностях, при значениях фокусировки (диаметр  $\sim 8 - 10\lambda$ ) и интенсивности на уровне  $10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>, типичных для подобных экспериментов, значение коэффициента конверсии варьируется в пределах  $10^{-3..-4}$ . В работе [27] было представлено сравнение различных механизмов генерации мощного ТГц излучения по коэффициентам конверсии, которое представлено на рисунке 2.12.

Красным выделены коэффициенты конверсии соответствующие источнику рассматриваемому в диссертационной работе. Можно заметить что типичные коэффициенты конверсии соответствуют встречаемые в экспериментах со-

		Laser-THz conversion efficiency
FEL [15]		...
LINAC (TR) [16]		...
Organic crystal (OR) [18,19]		3%
LiNbO <sub>3</sub> (OR) [20]		0.77% (3.8%[21])
Air plasma [25,26]		0.01% (0.1% [27])
Liquid plasma [28]		0.1%
Solid plasma	JETI [33]	0.08%
	This work	(0.16–0.29)%

Рис. 2.12: Сравнение различных механизмов генерации мощного ТГц излучения по коэффициентам конверсии [27]. Красным выделены коэффициенты конверсии для источника соответствующего взаимодействию релятивистских лазерных импульсов с твердыми телами полученные в работах [23, 27].

ответствуют полученным в данной главе, что подтверждает результаты.

В этой же работе было проведено экспериментальное сравнение механизмов и было получено что при воздействии релятивистских интенсивных лазерных импульсов длительностью до 1.5 пс преобладающим механизмом генерации ТГц излучения является переходное излучение релятивистских электронов. При длительностей импульсов больших нескольких пикосекунд, преобладают другие процессы генерации, что подтверждается различной угловой направленностью излучений. На рисунке 2.12 показан измеренный в эксперименте спектр излучения, а красным показан спектр соответствующий переходному излучению.

Следовательно, представленная работа подтверждает преобладание переходного излучения релятивистских электронов для значений лазерного импульса и способа генерации ТГц излучения рассматриваемого в диссертационной работе.

## 2.4 Основные результаты главы 2

В настоящей главе проведено сравнение двух, вероятно основных, механизмов генерации низкочастотного излучения в ТГц области частот при взаимодействии лазерных импульсов релятивистской интенсивности с высокопро-

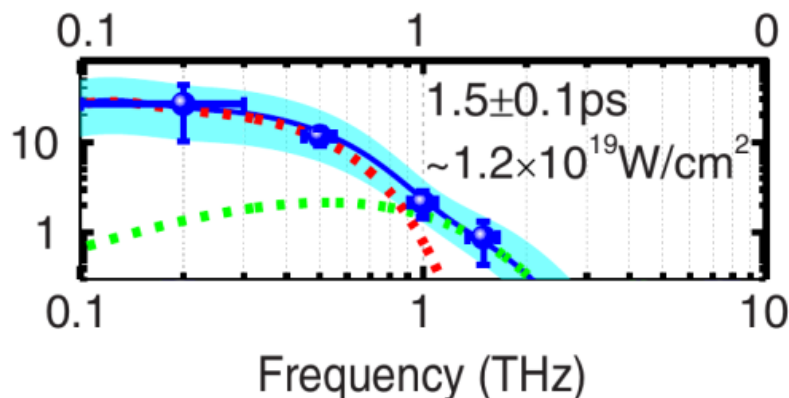


Рис. 2.13: Спектральная плотность ТГц излучения в экспериментах в работе [27] для импульса длительностью 1.5 пс. и интенсивностью  $\sim 1.2 \times 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>. Красной линией показан спектр переходного излучения, который является преобладающим при данных параметрах лазерного импульса.

водящими твердотельными мишенями, отвечающих когерентному переходному излучению быстрых электронов и разлету горячей плазмы в вакуум. Получены спектрально-угловые характеристики излучения в обоих случаях. Показано, что эффективность генерации низкочастотного ТГц излучения за счет переходного излучения пучка релятивистских ускоренных лазерным импульсом электронов значительно выше, чем в случае разлета плазмы в вакуум.

Для основного (преобладающего) механизма генерации терагерцового излучения (для переходного излучения пучка электронов) получены аналитические решения уравнений Максвелла в приближении идеальной проводимости мишени, позволяющие проанализировать поля излучения в ближней зоне. Показано, что генерируемое излучение имеет форму уникального униполярного ТГц электромагнитного импульса. Результаты аналитической модели подтверждены численными решениями уравнений Максвелла, учитывающими конечную проводимость мишени, а также угловой и энергетический спектры пучка улетающих электронов. Так же представлены экспериментальные работы подтверждающие преобладание подобного механизма генерации.

## Глава 3.

### Генерация поверхностных электромагнитных волн терагерцового диапазона

Помимо возбуждения ТГц излучения, распространяющегося в вакуум, при воздействие лазерного излучения на твердотельные мишени генерируются и поверхностные электромагнитные волны, распространяющиеся вдоль границы раздела мишень-вакуум, изучению которых посвящена текущая глава. Рассмотрены несколько механизмов, приводящих к генерации поверхностных волны. К таким механизмам относятся процессы описанные в предыдущей главе: вылет быстрых электронов, разлет плазмы в вакуум. А так же рассматривается дополнительный процесс заключающейся в том что в лазерной плазме возникают сильные квазистационарные магнитные поля, одним из основных источников которых в условиях неколлинеарности градиентов температуры и плотности электронов является термо-ЭДС. К настоящему времени достаточно полно развита теория генерации квазистационарных магнитных полей [76, 77] в объеме лазерно-нагретой плазмы, подтвержденная экспериментальными данными [76, 78]. В работах [76, 77] и большом числе последующих работ обсуждался режим, отвечающий достаточно медленному изменению таких полей,  $\omega \ll ck$ , где  $1/\omega$  и  $1/k$  – его характерные временные и пространственные масштабы изменения, соответственно,  $c$  – скорость света. В то же время, возникновение термо-ЭДС под действием лазерных импульсов может приводить к возбуждению электромагнитных полей, ( $\omega \approx ck$ ), которые в том числе распространяются вдоль поверхности т.е. поверхностных электромагнитных волн. Термо-ЭДС возникающего горячего тонкого электронного слоя приводит к генерации электромагнитного поля в виде аperiodического всплеска, возбуждающего распространяющийся из фокальной области широкополосный импульс ПЭВ, типично



терагерцового диапазона. Аналогичный процесс может протекать на тыльной стороне облучаемой лазером тонкой фольги. Эффективность такой генерации ПЭВ сравнивается с эффективностью генерации переходного поверхностного излучения, обусловленного покидающим мишень сгустком высокоэнергетичных электронов [79].

### 3.1 Генерация ПЭВ быстрыми электронами и разлетающейся в вакуум плазмой

Сначала рассмотрим генерацию поверхностных электромагнитных волн для механизмов, описанных в предыдущей главе. Большая эффективность в генерации ТГц излучения в вакуум быстрыми электронами предсказывает, что эффективность данного механизма при генерации ПЭВ выше, однако формулы описывающие генерацию ПЭВ сильно отличаются от формул для обычного излучения, что может внести свои коррективы. Рассмотрим магнитное поле ПЭВ, которое определяется выражением (1.7) и в волновой зоне с учетом асимптотического разложения функции Бесселя имеет вид

$$B_{\varphi}^V(z, \omega, r) = \frac{2\varepsilon^2 k_0^s k_{\perp}^s}{c(\varepsilon^2 - 1)} \sqrt{\frac{2\pi}{k_{\perp}^s r_{\perp}}} e^{i(k_{\perp}^s r_{\perp} - \frac{\pi}{4}) - k_0^s z} \int_0^{\infty} dz' e^{-k_0^s z'} j_z(z', \omega, k_{\perp}^s) \quad (3.1)$$

где  $k_{\perp}^s = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon}{1+\varepsilon}}$ ,  $k_0^s = \frac{\omega}{c\sqrt{-1-\varepsilon}}$  [79]. Поскольку основной вклад в энергию поверхностной волны дает поле в вакууме, можно оценить спектральную плотность энергии ПЭВ как ( $|\varepsilon| \gg 1$ )

$$\frac{dW^{(s)}}{d\omega} = \frac{r_{\perp} c}{2\pi} \int_0^{\infty} dz |B_{\varphi}^V(z)|^2 = \frac{2\omega |k_0^s|^2}{c^2 \text{Re}[k_0^s]} \left| \int_0^{\infty} e^{-k_0^s z} j_z(z, \omega, \omega/c) dz \right|^2 \quad (3.2)$$

Используя (3.2), в случае тока (2.1) выражение для излученной энергии ПЭВ принимает вид  $\frac{dW^{(s)}}{d\omega} = \frac{dW^{(s0)}}{d\omega} |F(\omega, \pi/2)|^2$ , где  $W^{s0}(\omega)$  спектральная плотность

энергии поверхностной волны, генерируемой при пересечении поверхности зарядом  $q$ :

$$\frac{dW^{(s_0)}}{d\omega} = \frac{2q_f^2 V_f^2}{c^3 |\epsilon|^{1/2} \cos [\arctan(\epsilon'/\epsilon'')/2]} \quad (3.3)$$

причем  $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$ . Для тока, определяемого выражением (2.5) получаем соответственно

$$\frac{dW^{(s)}}{d\omega} = \frac{dW^{(s_0)}}{d\omega} |G(\omega, \pi/2)|^2$$

где  $W^{s_0}(\omega)$  определяется выражением (3.3) с заменой  $V_f$  на  $c_s$  и  $q_f$  на  $q$ . Здесь частотная зависимость плотности излучения определяется не только фактором  $F(\omega)$ , но и зависимостью от частоты диэлектрической проницаемости плазмы. Это приводит к тому, что для металлов ( $\epsilon \approx 4\pi i\sigma/\omega$ ) полная энергия поверхностной волны, генерируемой пучком релятивистских электронов, в области низких частот  $\omega \ll 2c/L$  растет с частотой более быстро ( $\sim \omega^{3/2}$ ), чем энергия переходного излучения ( $\sim \omega$ ) (см. Рис. 3),  $W^s(\omega) = \frac{2\sqrt{2}q_f^2\omega^{3/2}}{3c\sqrt{\pi\sigma}}$ . Заметим, что при этом энергия ПЭВ не зависит от энергии электронов пучка. В обратном пределе  $\omega \gg 2c/L$  полная энергия ПЭВ при  $L \gg R$  может быть записана как  $W^s(\omega) = \frac{4q_f^2}{L} \sqrt{\frac{c}{\sigma L}}$ . Как и в случае генерации объемных волн, максимальная частота определяется продольным размером пучка быстрых электронов (длительностью лазерного импульса),  $\omega_m \sim c/L$ .

Резкая зависимость от частоты ПЭВ генерируемых в результате разлета плазмы в вакуум при  $\omega < 1/\tau_0$  приводит к очень низкой эффективности возбуждения низкочастотных поверхностных волн в результате рассматриваемого механизма (см. Рис. 3.1).

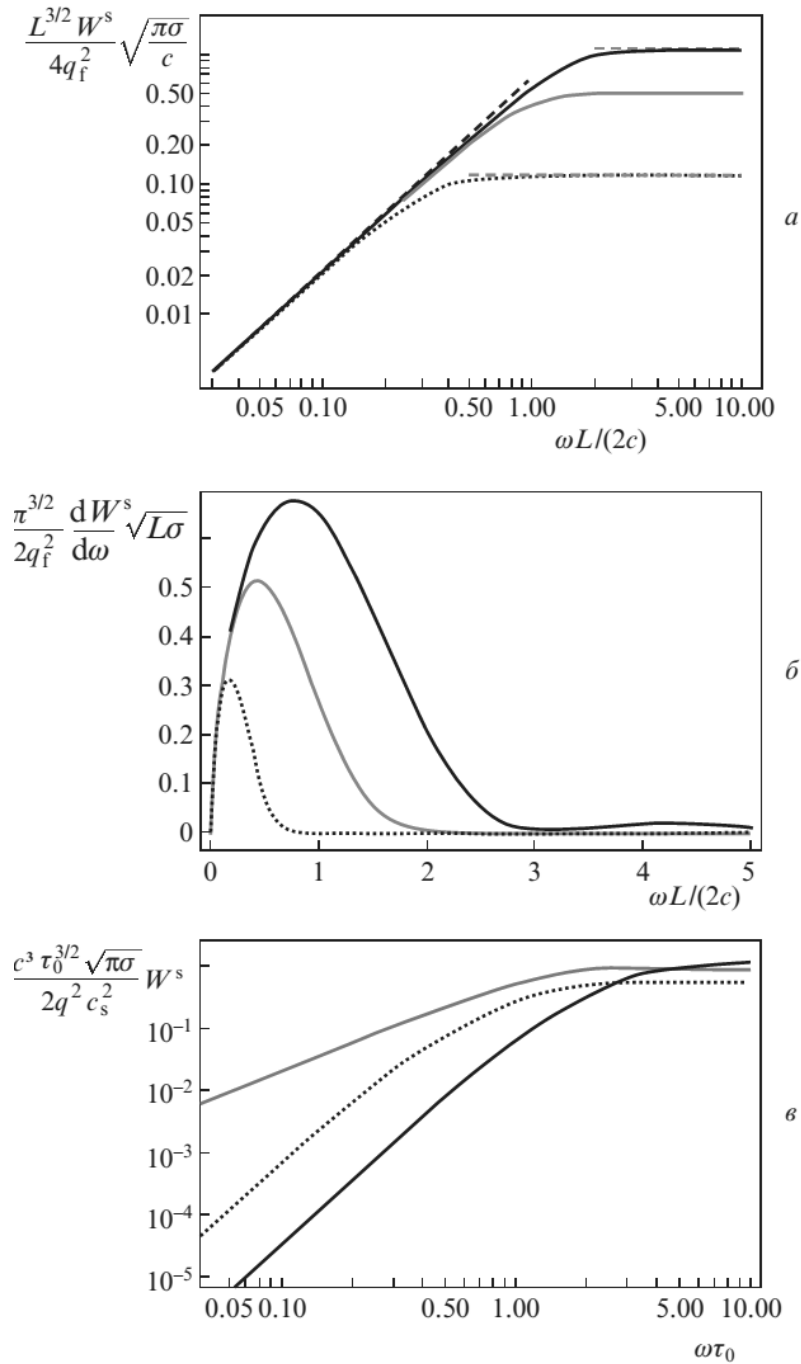


Рис. 3.1: Зависимости от частоты энергии поверхностных волн, генерируемых сгустком электронов (а), и соответствующие спектры излучения (б) для  $R/L = 0.3$  (сплошная черная кривая), 1 (сплошная серая кривая) и 3 (пунктирная кривая), а также зависимости от частоты энергии поверхностных волн, генерируемых при разлете плазмы в вакуум, для параметров, отвечающих рис. 2.2 (в). Штриховые линии на (а) соответствуют предельным случаям  $\omega \ll 2c/L$  и  $\omega \gg 2c/L$ .

### 3.2 Сравнение эффективности генерации ПЭВ быстрыми электронами и разлетающейся в вакуум плазмой.

Исходя из (3.3) и видоизменений формулы согласно различным выражениям токов для обоих механизмов можно сделать вывод, что генерация поверхностных волн наиболее эффективна быстрыми электронами, следовательно этот механизм преобладает в их генерации. Так же сравнивая с результатами прошлой главы можно сделать вывод, что эффективность генерации ПЭВ ниже эффективности генерации объемного излучения. Это связано как с большой величиной диэлектрической проницаемости металлов (плазмы), так и с ее дополнительной зависимостью от частоты. Последнее приводит к уменьшению энергии ПЭВ в области низких частот:  $W^s = \frac{m^2 c^4 a_0^2 \eta}{6e^2 \sqrt{2\pi\sigma}} \omega_m^{3/2} c \tau_L^2$ , что дает  $W^s \approx 1.6 \times 10^{-8} \left(\frac{\omega_m}{10^{13}}\right)^{3/2} \left(\frac{\tau_L}{30 \text{ фс}}\right)^2 a_0^2$  Дж. Здесь для оценок использовалась величина  $\sigma \approx 10^{17} \text{ с}^{-1}$ , характерная для металлов и рассматривалась только ПЭВ, создаваемая релятивистским пучком электронов. Для рассматриваемого выше примера энергия поверхностной волны в терагерцовом диапазоне частот оказывается порядка 1.7 мкДж, что соответствует конверсии порядка  $10^{-6}$ . Возникающая вследствие вылета пучка быстрых электронов поверхностная волна содержит больше энергии, чем объемная волна, генерируемая при разлете плазмы в вакуум. Заметим также, что интенсивность поверхностных волн из-за геометрического фактора падает медленнее, чем объемных волн при удалении от источника и, значит, вдали от источника именно ими может обуславливаться экспериментально измеряемый эффект. Поэтому, при регистрации терагерцового излучения вдоль поверхности ограниченной мишени, можно ожидать, что основной вклад в него дает излучение поверхностных волн, а не излучение от разлета плазмы в вакуум. Не исключено, что при определенном дизайне поверхности (например, используя полосы из диэлектрических материалов [80]) и/или способе фокусировки лазерно-генерируемой поверхностной волны можно добиться более сильной концентрации ее энергии и перейти к решению задачи

о направленной терагерцовой антенне.

### 3.3 Уравнения для генерации электромагнитных полей при воздействии короткого лазерного импульса на плоскую мишень

Перейдем к описанию нового механизма генерации ТГц поверхностных импульсов за счет термо-ЭДС. Для изучения генерации э.м. полей заданными токами, обусловленными воздействием коротких лазерных импульсов на мишень, воспользуемся системой уравнений Максвелла:

$$\operatorname{rot} \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} (\mathbf{j} + \mathbf{j}_{st}) + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{E}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \mathbf{B}, \quad (3.4)$$

где через  $\mathbf{j}_{st}$  обозначена плотность стороннего электронного тока. Величина  $\mathbf{j}$  определяется токами в электронном слое/мишени, для нахождения которых будем считать, в соответствии с описанием, представленным во Введении, что существуют два сорта электронов – горячие ( $h$ ) в нагретом электронном приповерхностном слое и холодные ( $c$ ) внутри мишени, движение которых определяет плотность тока  $\mathbf{j} = -e (n_c \mathbf{u}_c + n_h \mathbf{u}_h)$ . Запишем уравнения движения для обоих сортов электронов:

$$\begin{aligned} m_e \frac{\partial \mathbf{u}_c}{\partial t} &= -e \mathbf{E} - m_e \nu_{eff} \mathbf{u}_c - \frac{1}{n_c} \nabla (n_c T_c), \\ m_e \frac{\partial \mathbf{u}_h}{\partial t} &= -e \mathbf{E} - \frac{1}{n_h} \nabla (n_h T_h) \end{aligned} \quad (3.5)$$

динамика которых определяются как возникающими в плазме полями  $\mathbf{E}$ , так и тепловым давлением холодных/горячих электронов,  $\nabla (n_{c,h} T_{c,h})$ , с температурой  $T_{c,h}$ , и плотностью  $n_{c,h}$ . Здесь  $\nu_{eff}$  – эффективная частота столкновений электронов. Заметим, что в отсутствие бесстолкновительной горячей компоненты, первое уравнение (3.5) позволяет определить скорость электронов и ток в пренебрежении электронной инерцией  $m_e \nu_{eff} \mathbf{j} = e n_c^2 \mathbf{E} + e \nabla (n_c T_c)$ , подстановка которого в систему (3.4) приводит к уравнению для генерации квазистационар-

ного магнитного поля [76]:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} - \frac{m_e \nu_{eff} c^2}{en_c^2} \Delta \mathbf{B} = \frac{c}{en_c} \nabla T_c \times \nabla n_c$$

Для решения системы уравнений (3.4)-(3.5) в общем случае применим преобразование Фурье по времени. Тогда, для фурье-компоненты тока  $\mathbf{j}(\omega)$  получаем:

$$\mathbf{j}(\omega) = -e(n_c \mathbf{u}_c + n_h \mathbf{u}_h) = \sigma \mathbf{E} + \frac{\sigma_c}{en_c} \nabla(n_c T_c) + \frac{\sigma_h}{en_h} \nabla(n_h T_h), \quad (3.6)$$

где введены электрические проводимости  $\sigma(\omega) = \sigma_c(\omega) + \sigma_h(\omega)$ ,  $\sigma_c = \omega_{pc}^2 / 4\pi(\nu_{eff} - i\omega)$  и  $\sigma_h = i\omega_{ph}^2 / (4\pi\omega)$ , где  $\omega_{ph}$  и  $\omega_{pc}$  – плазменные частоты горячих и холодных электронов соответственно. Уравнение для магнитного поля после преобразования Фурье по времени принимает вид:

$$\begin{aligned} \epsilon \operatorname{rot} \left[ \frac{1}{\epsilon} \operatorname{rot} \mathbf{B} \right] - \epsilon \frac{\omega^2}{c^2} = \frac{4\pi\epsilon}{ec} \operatorname{rot} \left[ \frac{\sigma_c}{en_c} \nabla(n_c T_c) \right] + \\ + \frac{4\pi\epsilon}{ec} \operatorname{rot} \left[ \frac{\sigma_h}{en_h} \nabla(n_h T_h) \right] + \frac{4\pi\epsilon}{ec} \operatorname{rot} \left[ \frac{\mathbf{j}_{st}}{\epsilon} \right], \quad (3.7) \end{aligned}$$

где  $\epsilon = 1 + 4\pi\sigma/\omega = 1 - \omega_{pc}^2 / (\omega^2 - i\omega\nu_{eff}) - \omega_{ph}^2/\omega^2 \gg 1$ . Уравнение (3.7) является основой для исследования генерации как объемных, так и поверхностных электромагнитных волн за счет возникающих в плазме термоэлектрических токов (первые два слагаемых в правой части уравнения (3.7)) и сторонних электронных токов (последнее слагаемое в правой части уравнения (3.7)).

### 3.4 Возбуждение поверхностных электромагнитных волн термо-ЭДС

Здесь мы рассматриваем уравнение (3.7) применительно к генерации ПЭВ на поверхности мишени с нормалью вдоль оси  $z$ . Будем считать, что сторонним

током является ток в вакууме, обусловленный движением быстрых электронов (улетающих из мишени в вакуум). Он направлен по нормали к поверхности  $\mathbf{j}_{st} = (0, 0, j_z)$ , температуры горячих и холодных электронов являются функциями времени и координаты, а проводимость среды является только функцией координаты  $z$ . Применим теперь двумерное преобразование Фурье по поперечным координатам, отвечающим плоскости вдоль поверхности мишени, для аксиально-симметричного случая, характеризуемого зависимостью поля от  $z$  и  $r_\perp = \sqrt{x^2 + y^2}$ . Из уравнения (3.7) получаем уравнение для азимутальной компоненты магнитного поля  $\mathbf{B} = (0, B_\phi, 0)$ :

$$\begin{aligned} \epsilon \frac{d}{dz} \left[ \frac{1}{\epsilon} \frac{d}{dz} B \right] - k^2 B &= \frac{4\pi i k_\perp}{c} \left( j_{z,\omega} - \frac{\epsilon n_c T_{c,k}}{e} \frac{d}{dz} \frac{\sigma_c}{\epsilon n_c} - \frac{\epsilon n_h T_{h,k}}{e} \frac{d}{dz} \frac{\sigma_h}{\epsilon n_h} \right) \\ &\equiv \frac{4\pi i k_\perp}{c} Q'(z), \end{aligned} \quad (3.8)$$

где  $k^2 = k_\perp^2 - \epsilon \omega^2 / c^2$  и правая часть уравнения (3.8) представляет источник излучения, который появляется из-за неоднородности и нестационарности давления холодных/горячих электронов в мишени/плазменном слое и тока быстрых электронов, покидающих мишень, в вакууме. В общем случае диэлектрическая проницаемость,  $\epsilon$ , является сложной функцией координаты  $z$ , изменяясь от своего максимального значения внутри мишени до 1 в вакууме на масштабах двойного слоя, сформированного горячими электронами.

В дальнейшем будем интересоваться электромагнитными полями с характерными пространственными масштабами, намного превосходящими пространственный масштаб изменения  $\epsilon$ . В этом случае можно разделить генерируемые поля в вакууме и в среде, считая переходную область слоя горячих электронов пренебрежимо узкой. Тогда, решение уравнения (3.8) дает следующее выражение для магнитного поля в вакууме:

$$\begin{aligned}
B^{out}(\omega, z, r) = & - \int_0^\infty \frac{ik_\perp^2 dk_\perp}{k_0 c} J_0(k_\perp r) \left[ \left( \frac{2k_0}{D(k, \omega)} - 1 \right) \times \right. \\
& \times \int_0^\infty e^{-k_0(z'+z)} Q'(z') dz' + \int_z^\infty e^{-k_0(z'-z)} Q'(z') dz' + \\
& + \int_0^z e^{k_0(z'-z)} Q'(z') dz' + \frac{2k_0}{\epsilon_p D(k, \omega)} \int_{-\infty}^0 e^{kz' - k_0 z} Q'(z') dz' + \\
& \left. + \frac{2k_0 e^{-k_0 z}}{D(k, \omega)} \int_{0-}^{0+} \frac{Q'(z')}{\epsilon(z')} dz' \right], \tag{3.9}
\end{aligned}$$

где  $k_0^2 = k_\perp^2 - \omega^2/c^2$ ,  $\epsilon_p$  – диэлектрическая проницаемость внутри мишени, а уравнение  $D = 0$  является дисперсионным соотношением для ПЭВ. Полос дисперсионного соотношения согласно (3.9) дает вклад в возбуждение ПЭВ. Выражение для магнитного поля ПЭВ в дальней зоне, с учетом, что  $|\epsilon_p| \gg 1$ , может быть записано в следующем виде:

$$\begin{aligned}
B_\phi^{s,out} = & B_0 \sqrt{\frac{2\pi c}{\omega r_\perp}} e^{i(\omega r/c - \pi/4) - k_0^s z} \\
B_0 = & \frac{2k_0^s \omega}{c^2} \left( \int_0^\infty e^{-k_0^s z'} Q'(z') dz' + \int_{0-}^{0+} \frac{Q'(z')}{\epsilon(z')} dz' + \frac{1}{\epsilon_p} \int_{-\infty}^0 e^{k^s z'} Q'(z') dz' \right), \tag{3.10}
\end{aligned}$$

где  $k_0^s = \omega / (c\sqrt{-\epsilon_p})$  и  $k^s = \omega\sqrt{-\epsilon_p}/c$  следуют из решения дисперсионного уравнения для распространения ПЭВ вдоль проводящей поверхности с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_p$  фактически совпадающей с диэлектрической проницаемостью плазмы холодных электронов с эффективной частотой столкновений, отвечающей твердотельной мишени. Для определенности будем говорить о металлической мишени.

Чтобы продвинуться далее, необходимо задать явный вид для пространственно - временной зависимости тока и температуры электронов. Будем для определенности считать, что сторонний ток  $j_z$  отвечает релятивистским элек-



тронам, вылетающим со скоростью света, которые обладают достаточной энергией для преодоления потенциального барьера,  $\Phi_m$ , и покидают мишень. Плотность этих электронов,  $n_f$ , определяемая отношением дебаевского радиуса горячих электронов,  $\lambda_{De}$ , к поперечному размеру нагретой области,  $R$  (см., например, [81, 82]), оказывается не зависящей от плотности горячих электронов  $n_h$ ,  $n_f = n_h \exp(e\Phi_m/T_h) = n_h \exp(-2 \ln(\sqrt{2}\lambda_{De}/R)) = T_h/(2\pi e^2 R^2)$ , а полный заряд зависит только от температуры горячих электронов и времени действия источника быстрых электронов,  $\tau$ ,  $q_f = en_f c \tau \pi R^2 = T_h c \tau / (2e)$ . Тогда, считая, что ток зависит от переменной  $t - z/c$ , для Фурье-компоненты тока можно записать следующее выражение:

$$j_z(\omega, z, k_\perp) = -\frac{c\tau T_{h0}}{2e} F(\omega, k_\perp) \exp\left(i\frac{\omega z}{c}\right), \quad (3.11)$$

где  $F(\omega, z, k_\perp)$  – форм-фактор, фактически определяемый пространственно-временным распределением температуры горячих электронов,  $F(\omega, k_\perp) = \int dt d\mathbf{r} T_h(t, z, r)$ . Для оценок будем предполагать, что температура нагретых электронов имеет гауссово пространственное распределение и держится некоторое характерное время  $\tau$ ,  $T_h(t, z, r) = T_{h0} [\tilde{\theta}(\tau/2 - t) + \tilde{\theta}(\tau/2 + t)] \exp(-r_\perp^2/R^2)$ , что приводит к следующему Форм-фактору:

$$F(\omega, k_\perp) = \frac{\sin(\omega\tau/2)}{\omega\tau} \exp\left(-\frac{R^2 k_\perp^2}{4}\right). \quad (3.12)$$

Вид тока (3.11) использовался в главе 2 без учета его явной зависимости от температуры горячих электронов. Для вычисления источника, связанного с термо-ЭДС, предполагая резкую зависимость плотности от координаты  $z$ ,  $dn/dz = n\delta(z)$ , приближенно имеем

$$-\frac{\epsilon n_h T_{h,\omega,k}}{e} \frac{d}{dz} \frac{\sigma_h}{\epsilon n_h} = -i \frac{q_h T_{h0}}{m_e c \omega} F(\omega, k_\perp) \delta(z), \quad (3.13)$$

где полный заряд горячих электронов  $q_h = \epsilon n_h c \tau \pi R^2$ . Поскольку источники, связанные с термо-ЭДС, пропорциональны температуре электронов, вклад холодных электронов является пренебрежимо малым и в дальнейшем рассматриваться не будет.

Вычислим теперь вклад в генерацию ПЭВ источников (3.11), (3.13). Для тока, задаваемого соотношением (3.11), величина фурье-компоненты магнитного поля определяется выражением:

$$B^{sj} = -i \frac{k_0^s \tau T_{h0}}{e} F\left(\omega, \frac{\omega}{c}\right) \sqrt{\frac{2\pi c}{\omega r_\perp}} \exp\left(i\left(\frac{\omega r_\perp}{c} - \frac{\pi}{4}\right) - k_0^s z\right), \quad (3.14)$$

а для источника, описываемого уравнением (3.13), выражением:

$$B^{sT} = i \frac{k_0^s \tau T_{h0} \omega^2 R^2}{e 2c^2} F\left(\omega, \frac{\omega}{c}\right) \sqrt{\frac{2\pi c}{\omega r_\perp}} \exp\left(i\left(\frac{\omega r_\perp}{c} - \frac{\pi}{4}\right) - k_0^s z\right). \quad (3.15)$$

При выводе соотношения (3.15) считалось, что диэлектрическая проницаемость слоя горячих электронов равна  $\epsilon \approx -\omega_{ph}^2/\omega^2$ . Это приводит к отсутствию явной зависимости величины магнитного поля ПЭВ (3.14) от плотности горячих электронов. Зависимость магнитного поля от времени получается взятием обратного преобразования Фурье от выражений (3.14-3.15). В обоих рассматриваемых случаях, (3.14) и (3.15), ПЭВ бежит со скоростью близкой к скорости света вдоль поверхности мишени в виде аперидического электромагнитного импульса с масштабом порядка одной длины волны (см. Рис. 3.2).

Соответствующая полям (3.14), (3.15) спектральная плотность энергии ПЭВ, распространяющихся вдоль металлической поверхности,  $dW^{(s)}/d\omega = rc \int_0^\infty dz$  дается в дальней зоне следующими выражениями (см. главу 1)

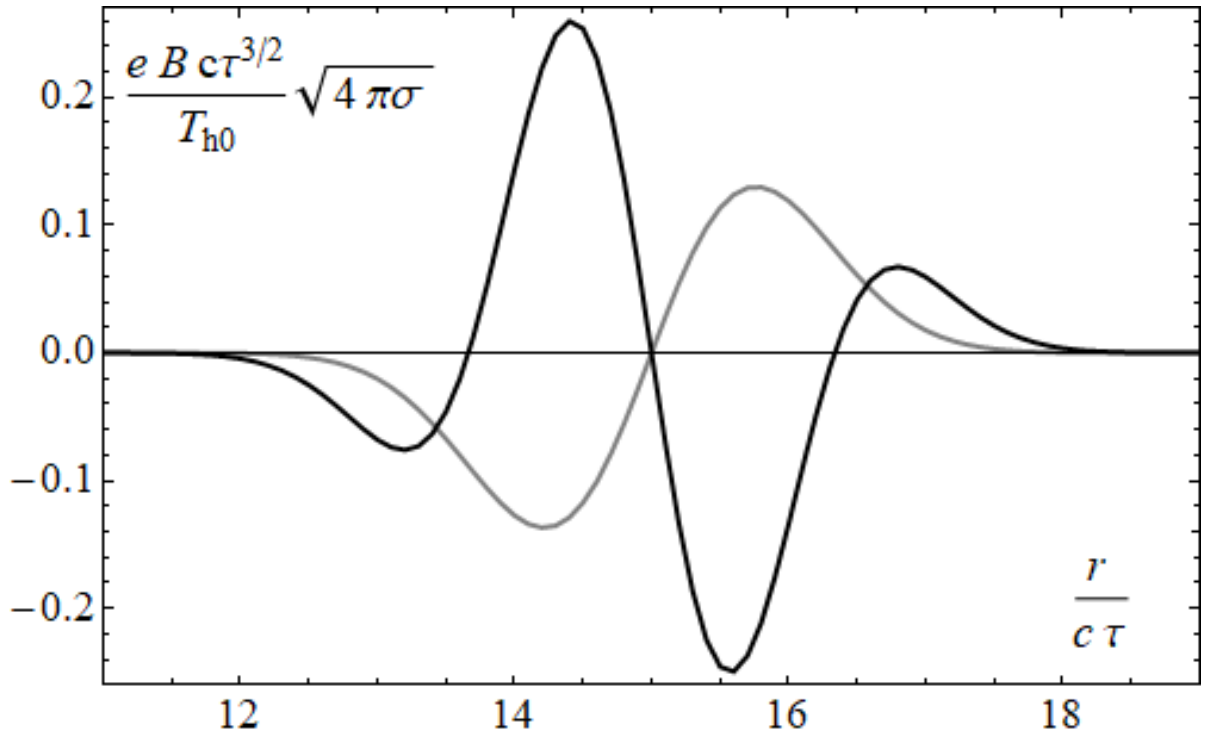


Рис. 3.2: Пространственные профили магнитного поля ПЭВ в момент времени  $t = 15\tau$ , генерируемого пучком улетающих электронов (серая кривая) и термоэлектрическими токами (черная кривая) для  $R/c\tau = 1$ . Для диэлектрической проницаемости металла использовалось приближенное выражение  $\epsilon_p \approx 4\pi i\sigma/\omega$ .

$$\frac{dW^{(sf)}}{d\omega} = \frac{c\tau^2 T_{h0}^2}{\sqrt{2}e^2 |\epsilon_p|^{1/2}} \left| F\left(\omega, \frac{\omega}{c}\right) \right|^2 - \text{для (3.14)}$$

$$\frac{dW^{(sT)}}{d\omega} = \frac{\tau^2 R^4 \omega^4 T_{h0}^2}{4\sqrt{2}c^3 e^2 |\epsilon_p|^{1/2}} \left| F\left(\omega, \frac{\omega}{c}\right) \right|^2 - \text{для (3.15)} \quad (3.16)$$

Более резкая зависимость спектральной плотности энергии ПЭВ, возбуждаемых термо-ЭДС, от частоты, приводит к подавлению спектра в области низких частот (где  $|\epsilon_p| \approx 4\pi\sigma/\omega$ ) и некоторому сдвигу спектра в область более высоких частот (см. Рис. 3.3). Для случая  $R = c\tau$ , иллюстрируемого Рис. 3.3, характерная частота,  $\omega_T \sim 1.95/\tau$ , отвечающая максимуму в спектре ПЭВ, возбуждаемых термо-ЭДС, оказывается в три раза выше характерной частоты в случае возбуждения ПЭВ током улетающих электронов,  $\omega_f \sim 0.65/\tau$ .

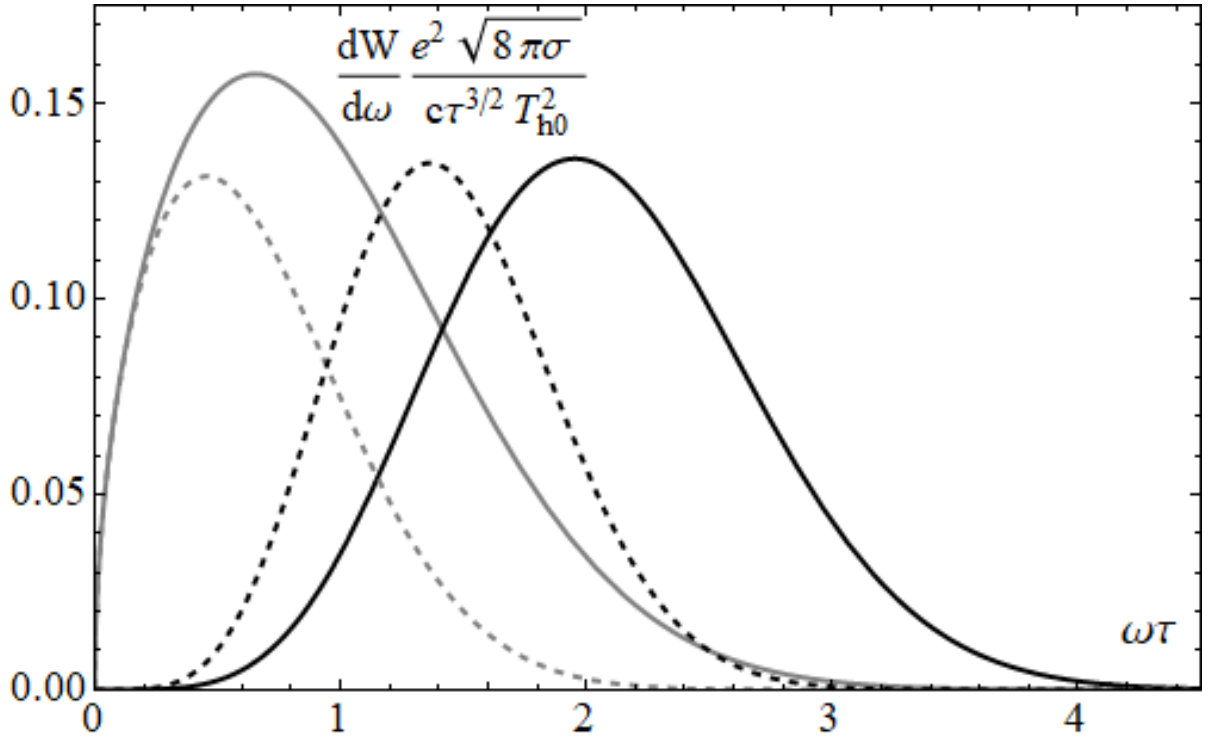


Рис. 3.3: Спектральная плотность ПЭВ, генерируемых улетающими электронами (серые кривые) и термоэлектрическими токами горячих электронов (черные кривые) для  $R = ct$  (сплошные линии) и  $R = 1.5ct$  (пунктирные линии).

### 3.5 Сравнение энергий ПЭВ генерируемых термо-ЭДС и быстрыми электронами.

Сравним эффективности возбуждения ПЭВ с точки зрения полной излученной энергии, получаемой при интегрировании выражений (3.15) по частоте. В обоих случаях эффективность генерации ПЭВ определяется температурой горячих электронов, значение которой будем оценивать по поглощенной интенсивности лазерного импульса  $T_{h0} \approx mc^2 a_0$  [60], где  $a_0 = (2\eta I_0 / n_c m c^3)^{1/2} = 0.85 \sqrt{\eta \lambda^2 I_0 / 10^{18}}$ ,  $n_c$  – критическая плотность электронов,  $\lambda$  – длина волна лазерного излучения в мкм,  $\eta$  – коэффициент поглощения лазерного излучения,  $I_0$  – интенсивность лазера в единицах Вт/см<sup>2</sup>. Полная энергия ПЭВ также зависит от размера нагретой области и времени действия источника — характерного времени остывания горячих электронов (см. Рис. 3.4). Как правило, эти величины превосходят размер лазерного фокального пятна,  $R_L$ , и длительность лазерного импульса,  $\tau_L$ . Так, вылетающие из фокального лазерного пятна элек-

троны, разворачиваясь назад, демонстрируют так называемый фонтан-эффект, в результате чего радиус горячего пятна  $R_{fon}$  на поверхности мишени оказывается больше  $R_L$  [83,84]. Типично он составляет  $R_{fon} \geq 2R_L$ . Поскольку горячие электроны, нагреваемые до релятивистских энергий, разлетаются от области фокусировки на мишени со скоростью света, то за время действия лазерного импульса размер горячего пятна может не ограничиваться  $R_{fon}$ , а составлять  $R \sim R_{fon} + c\tau_L$ . После нагрева, происходящего в течении действия лазерного

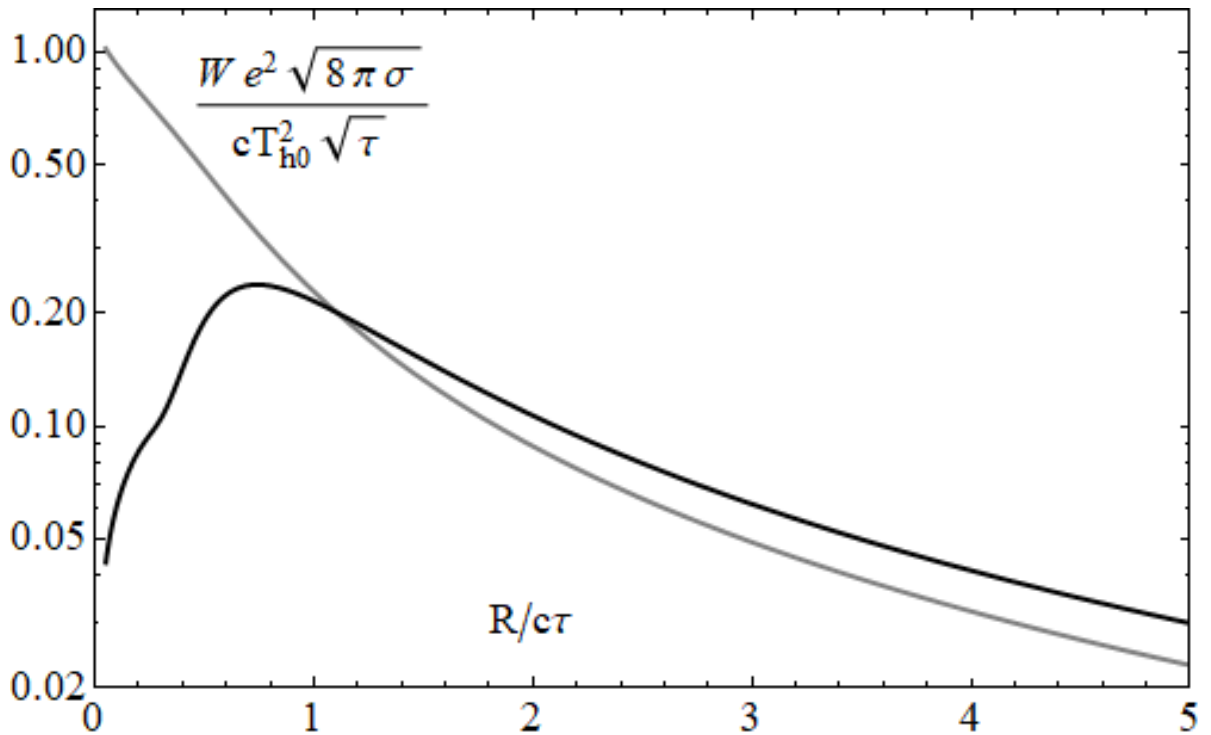


Рис. 3.4: Зависимость полной энергии ПЭВ, генерируемой улетающими электронами (серая кривая) и термоэлектрическими токами горячих электронов (черные кривые) от безразмерного масштаба нагретой области  $R/c\tau$ .

импульса ( $\tau_L$ ), электроны остаются горячими до тех пор пока не начнут терять свою энергию за счет тех или иных процессов. В работах [81, 82] в качестве основного ограничения длины пролета горячих электронов и, соответственно, времени существования нагретой области использовались ограничения связанные с ионизационными потерями горячих электронов при их движении в мишени и их диффузионного рассеяния на ионах. Однако, для релятивистски интенсивных фемтосекундных (суб-пикосекундных) лазерных импульсов, обсуждаемых

нами, такие ограничения приводят к слишком завышенным размерам горячего пятна. Мы обращаем внимание на существование еще одного, более существенного ограничения, связанного с адиабатическим охлаждением горячих электронов из-за возникающего разлета плазмы. Такое ограничение возникает на временах порядка обратной ионной ленгмюровской частоты, вычисленной по плотности горячих электронов,  $\tau_0 = \sqrt{m_i/4\pi e_i^2 n_{h0}}$  [85, 86]. Из баланса энергии системы лазер-электроны можно оценить плотность горячих электронов как  $n_{h0} \approx a_0 n_c c \tau_L R_L^2 / (2R^2)$  [81, 82]. На момент окончания лазерного импульса имеем:  $R \sim R_{fon} + c\tau_L$ ,  $\tau \sim \tau_L |\tau_0|$ , где  $\tau_0 \approx \sqrt{m_i/2\pi e_i^2 a_0 n_c} (c\tau_L + R_{fon})^{3/2} / (R_L \sqrt{c\tau_L})$ . Строго говоря, аккуратный расчет возбуждения ПЭВ требует учета динамики расширения горячего пятна и одновременного охлаждения электронов, что должно видоизменить полученные выше формулы, использующие заданные характерные значения  $\tau$  и  $R$ . Однако, не претендуя на строгую количественную оценку эффективности возбуждения ПЭВ, мы ограничиваемся предложенной моделью, используя в ней приближенные оценки  $\tau \sim \tau_L + \tau_0$  и  $R \sim R_{fon} + c\tau$ .

В соответствии с этим, для лазерного импульса с энергией 5 Дж,  $\lambda = 1$  мкм,  $\tau_L = 30$  фс и  $R_{fon} = 2R_L = 12$  мкм, что дает  $a_0 = 6.5$ , значения  $R$  и  $\tau$  оказывается порядка 55 мкм и 150 фс, что приводит к характерным частотам возбуждаемых ПЭВ  $f_f \sim 0.5$  ТГц и  $f_T \sim 1.7$  ТГц. Для такого же лазерного импульса, но с  $\tau_L = 270$  фс и  $R_{fon} = 2R_L = 4$  мкм соответственно получается  $R \sim 380$  мкм,  $\tau_0 \sim 1.3$  пс, что приводит к характерным частотам возбуждаемых ПЭВ  $f_f \sim 0.08$  ТГц и  $f_T \sim 0.2$  ТГц.

Для достижения высоких интенсивностей используется достаточно острая фокусировка лазерного импульса,  $R_L \ll c\tau_L$ , что приводит к соотношению  $R \sim c\tau$ . В этом случае оба рассматриваемых механизма приводит к генерации импульсов ПЭВ с примерно одинаковыми энергиями, значение которого зависит только от величины  $\tau$  и может быть оценено как  $W^{sT} \approx W^{sf} \approx 10^{-6} \left(\frac{\tau}{1 \text{ пс}}\right)^{1/2} a_0^2$  Дж, воспользовавшись для проводимости металлов значением  $\sigma = 2 \times 10^{17}$  с<sup>-1</sup>. Заметим, что наша теория справедлива для лазерных импульсов высоко-

го контраста, который с помощью современных методов (например, двойное плазменное зеркало) оказывается лучше чем  $10^{15}$  на наносекундном масштабе и достигает  $10^8$  на пикосекундном масштабе. Для таких импульсов характерный размер разлета плазмы не превышает 0.1 мкм (что меньше ширины слоя горячих электронов), что отвечает условиям применимости данной теории.

### 3.6 Основные результаты главы 3

В главе 3 произведены вычисления характеристик поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ), возникающих при взаимодействии релятивистски интенсивного лазерного излучения с твердотельными мишенями вследствие вылета из мишени части наиболее горячих (быстрых) электронов или разлета горячей плазмы мишени в вакуум. Показано, что наиболее эффективный способ возбуждения ПЭВ связан с вылетающими электронами, а эффективность нового предложенного в работе механизма генерации ПЭВ за счет термо-ЭДС может достигать таких же значений, как и преобладающий механизм, в определенной области параметров воздействующего лазера. Вычислены значения спектральной плотности энергии ПЭВ для рассмотренных механизмов, а также получены простые выражения для оценки энергий ПЭВ в зависимости от параметров лазерного импульса

## Глава 4.

### Образование и эволюция электромагнитных поверхностных полей и поверхностных токов

Возникновение импульсов сильных поверхностных полей и электрических токов, которые из-за своей величины не связаны с ПЭВ, наблюдаемые при взаимодействии коротких интенсивных лазерных импульсов с твердыми плотными мишенями, в настоящее время представляют большой интерес [75, 87–91], поскольку генерация сильного поверхностного тока тесно связана с переносом горячих электронов вдоль поверхности мишени, электромагнитными поверхностными волнами и значительным расширением горячего пятна на мишени. Например, эффект переноса горячих электронов вдоль поверхности рассматривается в контексте физики схемы быстрого зажигания лазерного термоядерного синтеза [87]. Возбуждение электромагнитных поверхностных волн - это элегантный способ получения терагерцового излучения с высокой концентрацией энергии [28], который является дополнением к лазерной генерации ТГц излучения в вакуум [23, 92].

В текущей главе представлены две теоретические модели, объясняющие возможные механизмы генерации импульсов сильных поверхностных полей, лежащих как правило в терагерцовой области частот, и соответствующих поверхностных токов (текущих в скин-слое). В подтверждение полученных аналитических решений уравнений Максвелла, проведены ряд численных расчетов, результаты которых находятся в хорошем согласии с теоретическими предсказаниями.



#### 4.1 Поляризационная волна при вылете из металлической мишени лазерно-нагретых электронов

Можно выделить целую серию экспериментов, в которых наблюдается импульсные электрические поверхностные токи, инициируемые лазерным излучением, [75, 87–89, 91]. Возбуждение этого тока обычно связывают с потерей электро-нейтральности плазмы, поскольку наиболее энергетичные лазерно-нагретые электроны покидают мишень, приводя к заметному положительному потенциалу, который обеспечивает нейтрализацию мишени за счет перераспределения заряда и распространения электромагнитных импульсов от области взаимодействия [75]. Однако, теоретическая модель, поддерживающая такой сценарий, до сих пор не разработана.

Нами предложена теоретическую модель, основанная на идее, что лазерно-ускоренный электронный сгусток, пересекающий границу мишень - вакуум, генерирует быстрое поверхностное поле и соответствующий поверхностный скин-новый ток в виде волны поляризации. Такая волна естественно появляется как точное решение уравнений Максвелла в ближней зоне в том же подходе, который использовался в теории переходного излучения [61], и является фундаментальным эффектом для среды с высокой проводимостью, например, твердой плотной плазмы или металла. Подчеркнем, что хорошо зарекомендовавшая себя модель переходного излучения, вычисленного в приближении дальней зоны [61], абсолютно неприменима к экспериментальной ситуации, поскольку она применима для описания полей и токов обычно на миллиметровых расстояниях, в то время как источник их генерации находится в масштабе размер лазерного фокального пятна, т. е. микронном. Представленная ниже теория покрывает огромный разрыв между этими масштабами, когда генерируемые поверхностные поля наиболее сильны.

### 4.1.1 Аналитическая теория процесса

Предположим, что нагретый лазером электронный сгусток вылетает из мишени со скоростью  $\mathbf{v}$ . Будем описывать этот сгусток нормальной к поверхности мишени компонентой тока  $\mathbf{j} = en^e\mathbf{v}$ , который появляется на поверхности мишени в момент времени  $t = 0$  и отрывается от поверхности в при  $t = \tau$ . Мишень характеризуется диэлектрической проницаемостью  $\epsilon$ . Будем пренебрегать нелинейными эффектами, связанными с зарядкой мишени, что оправдано, если плотность вылетающих электронов  $n^e$  намного меньше, чем плотность электронов мишени  $n_0$ :  $n^e \ll n_0$ . Данная модель применена как к вылету электронов с тыльной стороны тонкой мишени, так и к вылету электронов с передней облучаемой стороны мишени, если толщина преплазы не препятствует эффективной генерации электронов в скин-слое.

Система уравнений Максвелла для генерируемого электрического поля в Фурье-пространстве  $(\omega, \mathbf{k})$  сводится к уравнению для нормальной  $(\mathbf{x})$ -компоненты электрического поля  $E_x^v(x > 0)$  в вакууме и  $E_x^p(x < 0)$  в среде,

$$\frac{\partial^2 E_x^{p,v}}{\partial x^2} - k_{p,v}^2 E_x^{p,v} = \frac{4\pi e}{\epsilon} \frac{\partial \epsilon n_{\omega,k}^e}{\partial x} - \frac{4\pi e i \omega v}{c^2} n_{\omega,k}^e, \quad (4.1)$$

где  $\mathbf{k} \perp \mathbf{x}$ ,  $\mathbf{v} = (v, 0, 0)$ ,  $k_v = \sqrt{\mathbf{k}^2 - \omega^2/c^2}$ ,  $k_p = \sqrt{\mathbf{k}^2 - \epsilon\omega^2/c^2}$ , и  $\epsilon$  - диэлектрическая проницаемость. Для плотности пучка электронов в виде  $n^e(x - vt, \mathbf{r}_\perp)$ , можно записать решение уравнения (4.1), которое учитывает непрерывность тангенциальных компонент поля, под  $\omega$  следует понимать  $\omega + i0$  и  $n \equiv n(\omega, k)$

представлено как  $n_{\omega,k}^e = ne^{i\omega x/v}/v$  [61], в следующем виде:

$$\begin{aligned}
E_x^v &= -\frac{4\pi enkv}{v^2 k_v^2 + \omega^2} \left( \frac{i\omega}{kv} \left( 1 - \frac{v^2}{c^2} \right) e^{i\frac{\omega x}{v}} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{k(\epsilon - 1)(vk_p + i\omega(1 - v^2/c^2))}{(k_p + \epsilon k_v)(vk_p + i\omega)} e^{-k_v x} \right), \\
E_x^p &= -\frac{4\pi enkv}{\epsilon(v^2 k_p^2 + \omega^2)} \left( \frac{i\omega}{kv} \left( 1 - \epsilon \frac{v^2}{c^2} \right) e^{i\frac{\omega x}{v}} + \right. \\
&\quad \left. + \frac{k(\epsilon - 1)(vk_v - i\omega(1 - \epsilon v^2/c^2))}{(k_p + \epsilon k_v)(vk_v - i\omega)} e^{k_p x} \right).
\end{aligned} \tag{4.2}$$

Решение (4.2) представляет собой сумму кулоновского поля движущегося сгустка и индуцированного поля (первый и второй члены). С точки зрения физических эффектов уравнение (4.2) описывает генерацию переходного излучения в свободное пространство [68] и переходное излучение вдоль поверхности [79]. Оба типа излучения хорошо изучены в приближении дальнего поля, но переходные электромагнитные поля и электрический ток еще не изучены в ближней зоне, что необходимо для объяснения экспериментов по распространяющимся электромагнитным импульсам и по переносу электронов вдоль поверхности мишени [75, 87–91]. Ниже используется двумерная геометрия в пространстве  $(x, z)$  для анализа решения уравнения (4.2).

Генерация поверхностной волны определяется полюсом в уравнении (4.2), то есть дисперсионным соотношением  $d_0 = k_p + \epsilon k_v = 0$ , которое имеет решение  $k_0 \simeq \pm \omega/c(1 - 1/(2\epsilon))$  для  $|\epsilon| \gg 1$ . Этот вклад дает следующее выражение для нормальной компоненты поля поверхностной волны в вакууме:

$$E_x^{sv} = - \int \frac{d\omega 2ienv\omega}{c^2 \sqrt{-\epsilon}} e^{-i\omega(t - \frac{|z|}{c}(1 - \frac{1}{2\epsilon}))} e^{-\frac{\omega x}{c\sqrt{-\epsilon}}}. \tag{4.3}$$

Амплитуда поверхностной волны (4.3) содержит малый фактор  $1/\sqrt{|\epsilon|}$  и становится пренебрежимо малой в пределе  $|\epsilon| \rightarrow \infty$ .

В этом пределе идеального проводника  $|\epsilon| \rightarrow \infty$ , компонента поверхност-

ного поля  $E_{x0}^v = E_x^v(x=0)$  может быть записана в виде

$$E_{x0}^v = E_r + E_d = -4\pi en \left( \frac{v}{c^2 k_v} + \frac{1 - v^2/c^2}{v k_v - i\omega} \right), \quad (4.4)$$

где  $E_r$  отвечает за поле переходного излучения, а  $E_d$  представляет собой дипольное поле движущегося заряда и его зеркального отображения [51]. Для движущегося точечного заряда пространственная компонента Фурье  $E_r$  равна  $E_r(k) = 4\pi en v J_0(ckt)/c$ , что согласуется с результатом статьи [51]. В пространстве  $(x, z)$  уравнение (4.4) принимает вид

$$E_{x0}^v = \begin{cases} -\frac{4\hat{\lambda}}{\sqrt{c^2 t^2 - z^2}} \frac{cvt^2 \gamma^2}{z^2 + v^2 t^2 \gamma^2}, & z^2 < c^2 t^2, \\ 0, & z^2 > c^2 t^2, \end{cases} \quad (4.5)$$

где  $\hat{\lambda}$  - линейная плотность заряда, а  $\gamma$  - фактор Лоренца движущегося нитевидного(вдоль  $y$ ) заряда. Поляризационное поверхностное поле распространяется в виде волны со скоростью света и имеет резкий фронт при  $z = ct$ . Это показано на Рис. 4.1. Интегрируемая расходимость на фронте волны в уравнении (4.5) обусловлена сингулярностью заряда точечного размера.

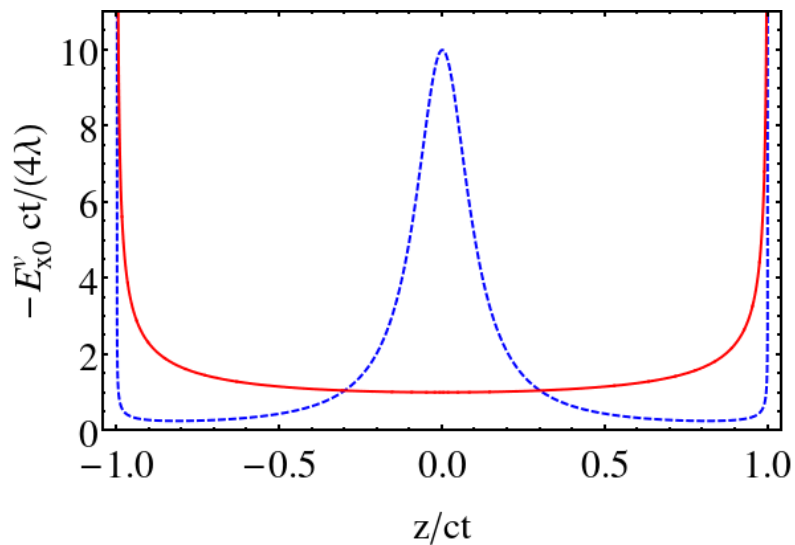


Рис. 4.1: Поверхностное электрическое поле  $E_{x0}^v(t, z)$  для  $v = 0.1c$  (синяя кривая) и  $v = 0.99c$  ( $\gamma \simeq 7$ ) (красная кривая).

Как и должно быть в нерелятивистском пределе  $v \ll c$ , поле поляризации (4.5) похоже на квазистационарное дипольное поле двух зарядов (реального заряда и его зеркального отображения) с максимумом на поверхности мишени под следом движущегося заряд и с двумя сингулярными всплесками поля излучения, бегущими в противоположных направлениях с незначительной энергией. В релятивистском пределе картина кардинально меняется. Для  $v \simeq c$  доминирует поле излучения  $E_{x0}^v \simeq E_r \sim \hat{\lambda}/\sqrt{c^2t^2 - z^2}$  (ср. красную и синюю кривые на Рис. 4.1) и распространяется по поверхности. Отметим, что полный заряд поверхности  $\hat{\lambda}_s = (\int E_0^v dz)/4\pi$  в точности равен заряду вылетевших электронов  $\hat{\lambda}$ , то есть  $\hat{\lambda}_s = -\hat{\lambda}$ .

Для большей наглядности проведем сопоставление результатов точных расчетов полей с упрощенным подходом, основанным на вычислении поля движущегося заряда (движение подразумевается вдоль оси X) и его зеркального отражения внутри светового конуса, которое в рассматриваемой двумерной геометрии может быть записано в виде:

$$\begin{aligned} E_x &= -\frac{2\hat{\lambda}}{\gamma} \left( \frac{x - vt}{(x - vt)^2 + z^2\gamma^{-2}} - \frac{x + vt}{(x + vt)^2 + z^2\gamma^{-2}} \right), \\ E_z &= -\frac{2\hat{\lambda}}{\gamma} \left( \frac{z}{(x - vt)^2 + z^2\gamma^{-2}} - \frac{z}{(x + vt)^2 + z^2\gamma^{-2}} \right) \end{aligned} \quad (4.6)$$

Если заряд появляется в вакууме, пересекая границу раздела проводник - вакуум, то он также производит переходное излучение [61]. Это означает, что, строго говоря, уравнение (4.6) неприменимо (поскольку оно не учитывает переходное излучение), и поэтому требуется точное решение уравнений Максвелла, что и сделано выше для поля на поверхности мишени. Тем не менее, в квазистационарном случае медленно движущегося заряда ( $v \ll c$ ) простое выражение (4.6) является хорошим приближением, поскольку переходное излучение, которое распространяется со скоростью света, быстро исчезает. Соответственно, такое квазистационарное электрическое поле показано на рис. 4.2. В соответ-

ствии с уравнением Пуассона  $\text{div } \mathbf{E} = 4\pi\rho$ , нормальная к поверхности проводника компонента электрического поля  $E_x(x=0)$  определяет индуцированный на поверхности электрический заряд  $\sigma = E_x(0)/4\pi$ . Этот поверхностный положительный заряд плавно растекается по поверхности по мере удаления внешнего отрицательного заряда от границы раздела сред (ср. левая и правая панели на рис 4.2).

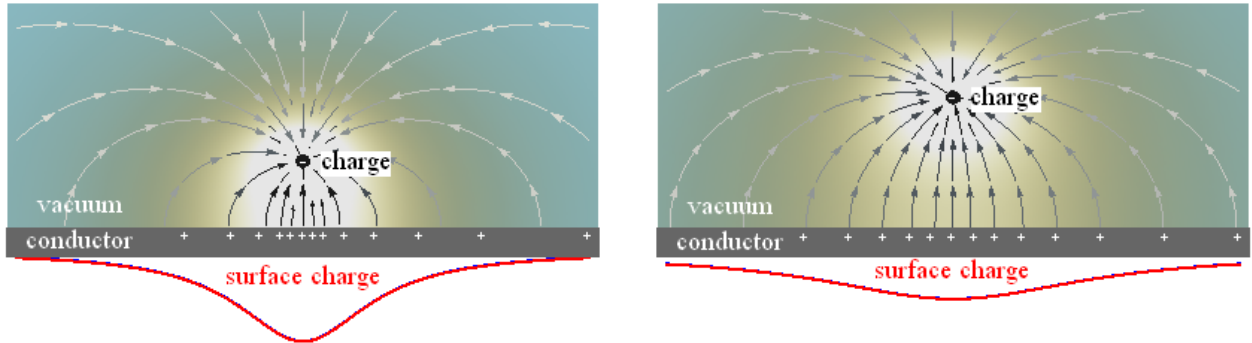


Рис. 4.2: Распределение электрического поля и поверхностного заряда (красная кривая) от отрицательного заряда (показано жирной черной точкой) движущегося со скоростью  $v = 0.1c$  в вакуум от границы идеального проводника в моменты времени  $t_1$  (слева) и  $t_2$  (справа) с интервалом  $t_2 - t_1 = 2t_1$ .



Рис. 4.3: Тоже распределение, что и на Рис. 4.2 для  $v = 0.9c$  и  $t_2 - t_1 = (5/3)t_1$ .

Поведение поверхностного индуцированного заряда резко меняется при движении ультрарелятивистского внешнего заряда со скоростью близкой к скорости света  $v \simeq c$ . В этом случае практически весь индуцированный заряд движется вместе с полем переходного излучения, распространяющегося со скоростью света, что приводит к заряде поверхности в виде двух импульсов, бегущих в противоположных направлениях со скоростью света. Упрощенное описание на

основе дипольного поля (уравнение (4.6)), проиллюстрированное синей кривой на Рис. 4.3, оказывается неверным (ср. синюю и красную кривые на рис. 4.3). Отметим, что в случае медленного движения заряда синяя и красная кривые полностью перекрываются (см. 4.2). Поскольку при взаимодействии лазерного импульса с плазмой обычно только релятивистские электроны с  $v \sim c$  покидают мишень учет переходных процессов необходим, а это требует точных решений Максвелла для ближней зоны полученных выше. Ниже остановимся на наиболее типичном релятивистском случае  $\gamma \gg 1$ .

Случай точечного источника хорошо подчеркивает разницу в зарядке поверхности мишени за счет вылета из мишени медленного и быстрого пучка электронов. Поскольку электрическое поле  $E_{x0}^v$  пропорционально поверхностному заряду, можно ясно видеть, что релятивистский вылетающий заряд электронов приводит к формированию положительного поверхностного заряда в виде отдельных волн, расходящихся друг от друга, в отличие от плавно расплывающегося пятна положительного заряда в нерелятивистском случае медленного вылета электронов. Такая же картина в целом сохраняется и при вылете заряда электронов конечного размера, как в продольном (ширина импульса), так и в поперечном (размер пятна) направлениях. Предполагая, что  $|\epsilon|, \gamma \gg 1$  в уравнении (4.2) и используя отношения  $B_y = (\omega\epsilon E_x + 4\pi i j_x)/(kc)$  и  $E_z = ic/(\omega\epsilon)\partial B/\partial x$ , получаем следующую систему уравнений для всех компонент полей

$$\begin{aligned}
 E_x^v &= -\frac{4\pi en e^{-k_v x}}{ck_v}, \quad E_x^p = \frac{4\pi en}{\epsilon} \left[ \frac{e^{i\frac{\omega x}{c}} - e^{k_p x}}{i\omega} - \frac{e^{k_p x}}{ck_v} \right], \\
 B_y^v &= -\frac{4\pi en}{ck} \left( \frac{\omega}{ck_v} e^{-k_v x} - i e^{i\frac{\omega x}{c}} \right), \\
 \{E_z^p; B_y^p\} &= \frac{4\pi en}{ck} e^{k_p x} \left( \frac{\omega}{ck_v} - i \right) \left\{ \frac{i\omega}{ck_p}; -1 \right\}, \\
 E_z^v &= \frac{4\pi i en}{ck} \left( e^{-k_v x} \left[ 1 + \frac{\omega}{ck_p} \left( \frac{\omega}{ck_v} - i \right) \right] - e^{i\frac{\omega x}{c}} \right).
 \end{aligned} \tag{4.7}$$

Для дальнейших примеров будем использовать диэлектрическую проницаемость

плазмы в виде  $\epsilon = 1 - \omega_p^2/\omega^2 \simeq -\omega_p^2/\omega^2$ , ( $\omega_p$  – плазменная частота) и плотность вылетевших электронов  $en^e = \hat{\lambda}\tilde{\theta}(t)(\tilde{\theta}(vt-x) - \tilde{\theta}(vt-c\tau-x)) \exp(-z^2/L^2)/(Lv\tau\sqrt{\pi})$ . Этот сгусток электронов со скоростью  $v \simeq c$  появляется на поверхности мишени в момент времени  $t = 0$  и полностью выходит в вакуум в момент  $t = \tau$ , что отвечает длительности лазерного импульса (времени генерации горячих электронов)  $\tau$  и имеет гауссов поперечный размер, моделирующий размер пятна фокусировки лазерного импульса  $L$ . Используя  $en = i\hat{\lambda}e^{-k^2L^2/4}(1 - e^{i\omega\tau})/(\omega\tau)$  в уравнениях (4.7), была рассчитана эволюция волны поляризации, которая показана на Рис. 4.4. Амплитуда индуцированного электрического поля на поверхности сначала ( $t < \tau$ ) увеличивается внутри области взаимодействия (области вылета электронов) до максимального значения, которое определяется отношением  $L/c\tau$ , а при  $L = c\tau$ , составляет  $\sim 6\hat{\lambda}/L$ . По окончании импульса ( $t > \tau$ ) поле разделяется на два волновых импульса, распространяющихся со скоростью света в противоположных направлениях вдоль поверхности мишени от области взаимодействия. Амплитуда поля уменьшается со временем как  $1/t$ . В соответствии с Рис. 4.4, заряд электрона  $\sim 100$  пКл/мкм, вылетающий из пятна с  $L \sim 5$  мкм, может генерировать поверхностное электрическое поле с амплитудой до ТВ/м.

Тангенциальное электрическое поле  $E_z^p \propto 1/\sqrt{|\epsilon|}$  соответствует сильному плазменному току  $j_z^p \simeq -i\omega\epsilon E_z^p/(4\pi) \propto \sqrt{|\epsilon|}$ , связанному с волной поляризации, который ведет себя аналогично магнитному полю  $B_y^p$  в уравнении (4.7). При  $t > \tau$  этот ток равен

$$j_z^p = \frac{i\hat{\lambda}\omega_p}{2c\tau} \int \frac{dk}{\pi k} [J_0(ck(t-\tau)) - J_0(ckt)] e^{-\frac{k^2L^2}{4}} e^{ikz + \frac{cx}{\omega_p}}. \quad (4.8)$$

Ток течет со скоростью света внутри скин-слоя в виде двух униполярных импульсов, распространяющихся друг от друга, как показано на Рис. (4.5). Полный заряд, содержащийся в этих импульсах внутри скин-слоя, в точности равен заряду  $\hat{\lambda}$  убегających электронов. Поскольку в нейтральной плазме



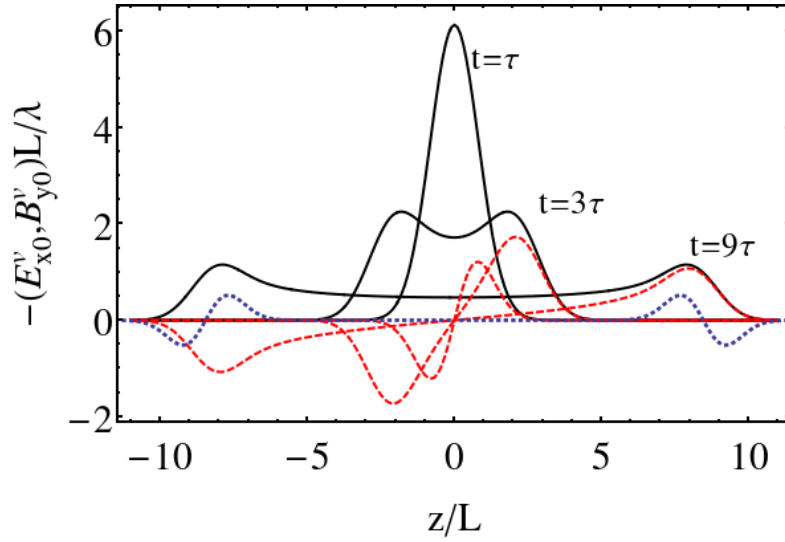


Рис. 4.4: Эволюция поверхностного электрического поля  $E_{x0}^v(t, z)$  (черные кривые) и соответствующего магнитного поля  $B_{y0}^v(t, z)$  (красные кривые) на границе мишень-вакуум для  $L = c\tau$ . Синяя кривая отвечает полю поверхностной волны (4.3) для  $\omega_p\tau = 10$  в момент времени  $t = 9\tau$ .

возбуждается ток, инициируемый поляризацией, мы интерпретируем его как зарядный ток, в отличие от ранее предполагавшегося тока нейтрализации заряда [75]. Характеристическая частота поляризационной волны  $\omega_*$  может быть оценена как  $\omega_* \simeq \min\{\tau^{-1}, c/L\}$ .

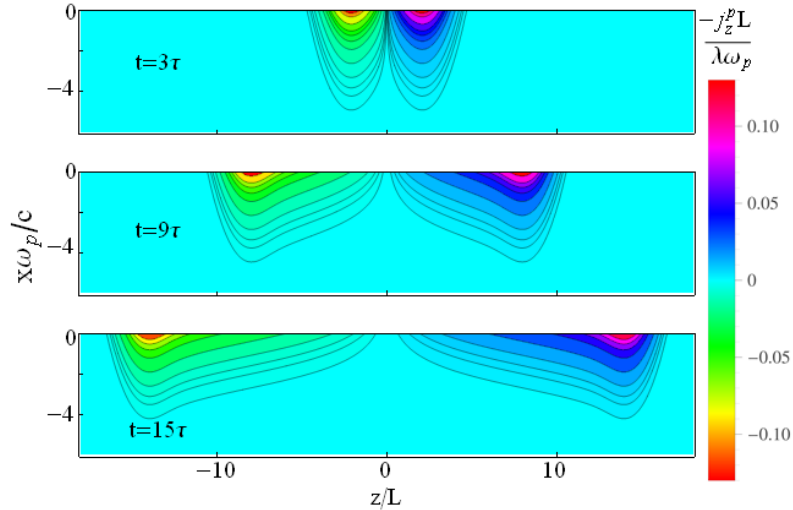


Рис. 4.5: Распределение плотности электрического тока  $j_z^p L / (\hat{\lambda}\omega_p)$  для  $L = c\tau$ .

Поскольку амплитуда поляризационной волны монотонно уменьшается  $\propto 1/t$ , она в конечном итоге падает ниже амплитуды поверхностной волны, которая изначально была меньше в  $1/\sqrt{|\epsilon|}$  раз. Эти амплитуды становятся срав-

нимыми в момент  $t_s \sim \sqrt{|\epsilon|}/\omega_*$ , где  $|\epsilon|$  оценивается на частоте  $\sim \omega_*$  или, что то же самое, на расстоянии от области взаимодействия  $l_s \sim ct_s$ . Для плазменной мишени  $t_s \sim \omega_p/\omega_*^2$ , а для металлической мишени  $t_s \sim \omega_*^{-3/2}\sqrt{\sigma}$ , где  $\sigma$  - электропроводность для  $\omega \sim \omega_*$ . Расстояние  $l_s$  увеличивается с длительностью лазерного импульса  $\tau$ , если  $L/c < \tau$ , а для импульса длительностью 1 пс достигает значений от нескольких сантиметров до нескольких десятков сантиметров. На большом расстоянии  $z \gtrsim l_s$  нестационарная волна поляризации исчезает, и остается только поверхностная волна, которая может распространяться на большие расстояния. Для плазменной мишени последняя описывается как

$$E_x^{sv} = \frac{4\sqrt{\pi}\hat{\lambda}}{\omega_p\tau L} \left( e^{-\frac{(ct\mp z)^2}{L^2}} - e^{-\frac{(ct-c\tau\mp z)^2}{L^2}} \right) \theta(\pm z). \quad (4.9)$$

При выводе уравнения (4.9) пренебрегли мнимой частью  $\epsilon$ . Более точный расчет показывает, что поверхностная волна распространяется со скоростью, немного меньшей, чем скорость света, в форме биполярного импульса с нулевым суммарным зарядом, как показано на Рис. 4.4. Подчеркнем, что обычная электромагнитная поверхностная волна не может приводить к зарядке мишени (см. [93]).

#### 4.1.2 Численное моделирование

Приведенная выше аналитическая теория игнорирует возможную потерю небольшой части ускоренных лазером электронов из мишени (диэлектрическая проницаемость мишени не меняется). Чтобы выяснить, можно ли обнаружить ток, нейтрализующий заряд, было проведено численное решение уравнений Максвелла в среде с заданной диэлектрической восприимчивостью методом конечных разностей (FDTD [53]). Соответствующий решатель был реализован как дополнительный модуль в последней версии коммерческого кода VSim [52]. Чтобы продвинуться в изучении переходного поля, распространяющегося вдоль мишени, это моделирование было проведено для металлической мишени, где ди-

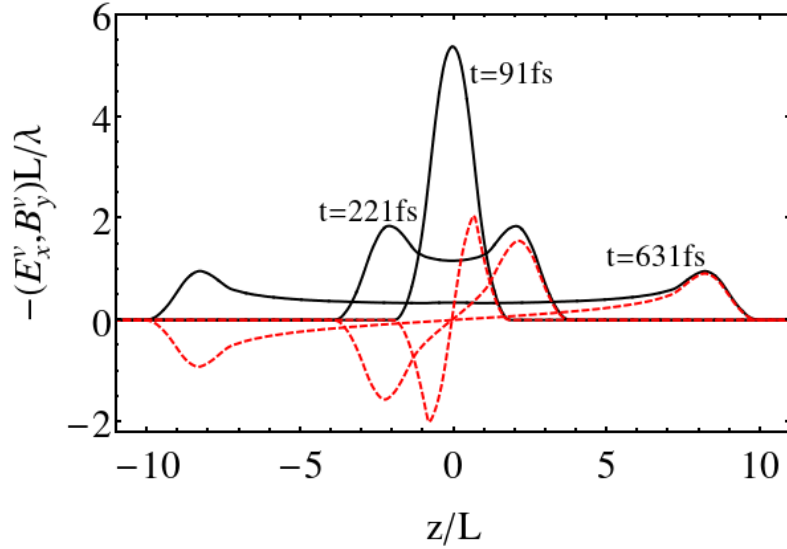


Рис. 4.6: Эволюция поверхностного электрического поля  $E_{x0}^v(t, z)$  (черные кривые) и соответствующего магнитного поля  $B_{y0}^v(t, z)$  (красные кривые) на границе мишень-вакуум из результатов численного решения уравнений Максвелла методом конечных разностей для  $L = c\tau = 20$  мкм.

электрическая проницаемость является сложной функцией ( $\epsilon' + i\epsilon''$ ), но при этом  $|\epsilon| \gg 1$ . Использовалась та же, что и в теории, модель для выходящего электронного пучка, однородного вдоль оси  $y$ , движущегося со скоростью  $v = 0.99c$ ,  $L = c\tau = 20$  мкм и  $q/L = 100$  пКл/мкм для  $\epsilon$ , заданной стандартной моделью Друде:  $\epsilon = 1 + 4\pi i\sigma(\omega)/\omega$ , где  $\sigma = \sigma_0/(1 - i\omega/\nu)$  с  $\sigma_0 = 10^{18}$  с<sup>-1</sup> и  $\nu = 10^{13}$  с<sup>-1</sup>. Мишень занимала полупространство  $x < 75$  мкм в области моделирования  $0 < x < 300$  мкм,  $-300$  мкм  $< y < 300$  мкм и  $-300$  мкм  $< z < 300$  мкм. Размер ячейки сетки составлял 1 мкм, шаг по времени - 1 фс. В отличие от аналитической модели, здесь предполагалась полная зарядовая нейтральность, что приводит к зарядке мишени после вылета электронов.

Результаты моделирования, приведенные на Рис. 4.6, хорошо согласуются с аналитической моделью, показывающей, что волна поляризации вносит основной вклад в поверхностное электромагнитное поле. В соответствии с аналитической теорией моделирование также показывает, что изменение типа диэлектрической проницаемости оказывает незначительное влияние на поверхностное поле при условии  $|\epsilon| \gg 1$ . Использование вместо точечного заряда распре-

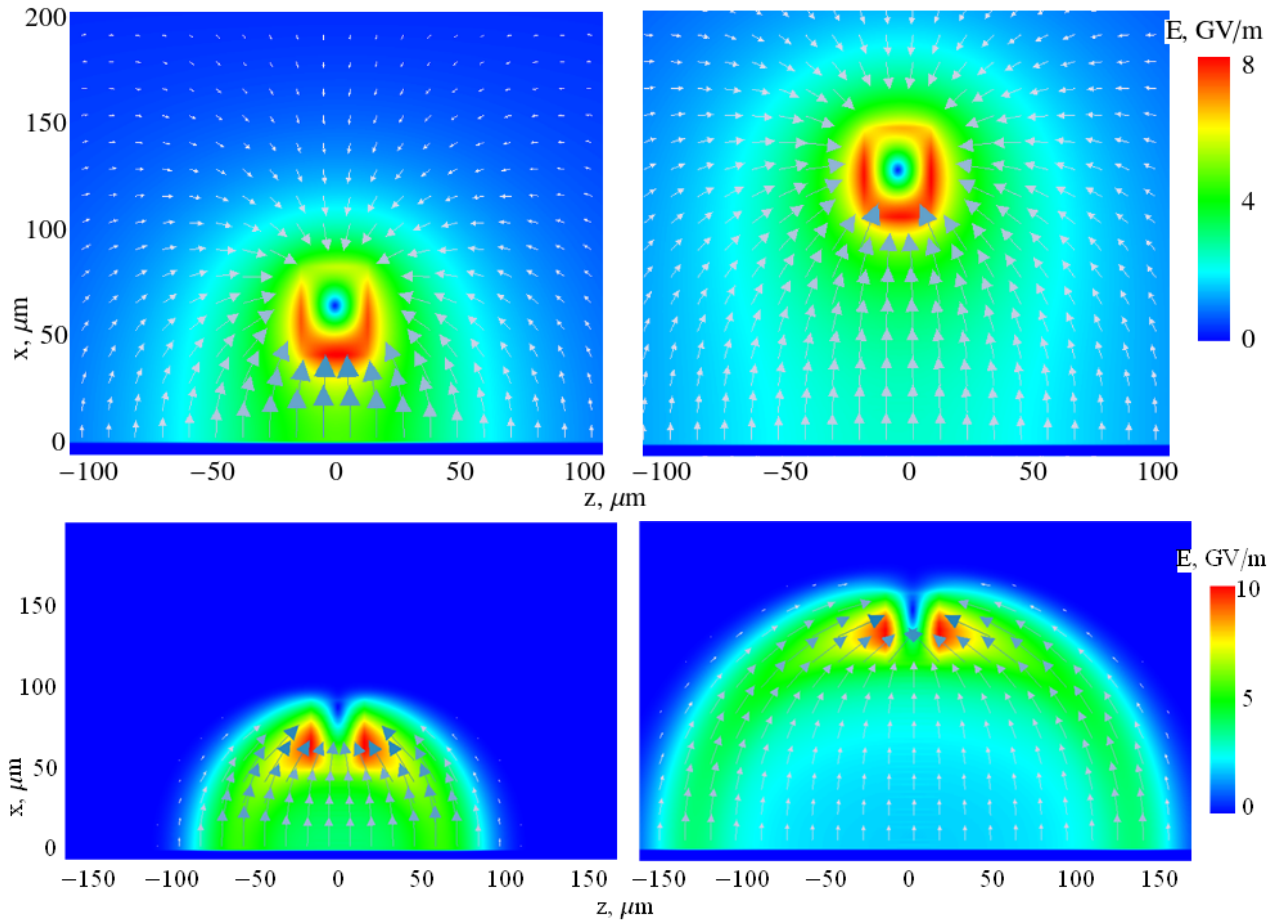


Рис. 4.7: Распределение электрического поля в случае движения сгустка электронов со скоростью  $v = 0.2c$  в моменты времени 1.4 пс и 2.44 пс (верхняя панель) и  $v = 0.9c$  в моменты времени 331 фс и 551 фс (нижняя панель) мз численного решения системы уравнений Максвелла методом FDTD для  $L = c\tau = 20$  мкм.

ленного сгустка не меняет и общей картины возникающего поля и эволюции поверхностного заряда (см. Рис. 4.7 и Рис. 4.8). В случае вылета сгустка с малой скоростью  $0.2c$  наблюдается плавное расплывание поля, а не волнообразная импульсная структура, хорошо проявляющаяся в релятивистском случае.

Конечная диэлектрическая проницаемость мишени  $\epsilon$  приводит к перераспределению поверхностного заряда внутри скин-слоя. Это позволяет также получить известную электромагнитную поверхностную волну как поверхностную собственную моду, которая исчезает в пределе  $|\epsilon| \rightarrow \infty$ . Для мишеней с высокой проводимостью (плазма / металл) его амплитуда незначительна, и классическая поверхностная волна не несет никакого суммарного заряда, распространяясь в

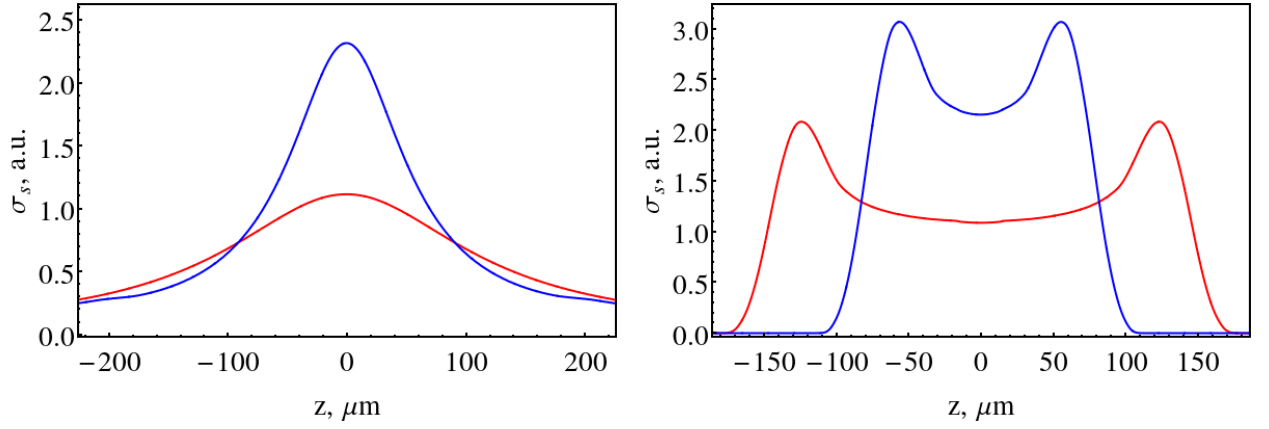


Рис. 4.8: Распределение поверхностного заряда в случае движения сгустка электронов со скоростью  $v = 0.2c$  (левая панель) в моменты времени 1.4 пс (синяя кривая) и 2.44 пс (красная кривая) и с  $v = 0.9c$  (правая панель) в моменты времени 331 фс (синяя кривая) и 551 фс (красная кривая) для  $L = c\tau = 20$  мкм.

виде биполярного импульса с нулевым суммарным зарядом. Следовательно, поверхностная волна не может быть ответственной за зарядку мишени, что согласуется с результатами представленного моделирования.

Вопреки интуитивному ожиданию, что инициируемый лазером электронный сгусток, летящий по нормали от мишени, вызывает поверхностный поляризационный заряд под следом сгустка, показано, что индуцированный поверхностный заряд появляется в виде импульса, который распространяется от области взаимодействия со скоростью света. Этот новый механизм генерации сильного индуцированного поверхностного электромагнитного поля возникает только для релятивистского электронного сгустка, то есть только для релятивистски интенсивного короткого лазерного импульса. Видимо, предлагаемый механизм напрямую связан с экспериментальными измерениями и объясняет их. Таким образом, наблюдаемая экспериментально, быстрая зарядка мишени представляет собой переходный процесс, связанный с возбуждением быстрого поверхностного тока электрической поляризацией из-за переходного излучения, генерируемого выброшенными из мишени электронами, и ранее теоретически не описывалась.

Также было проведено двумерное PIC-моделирование [52] взаимодействия

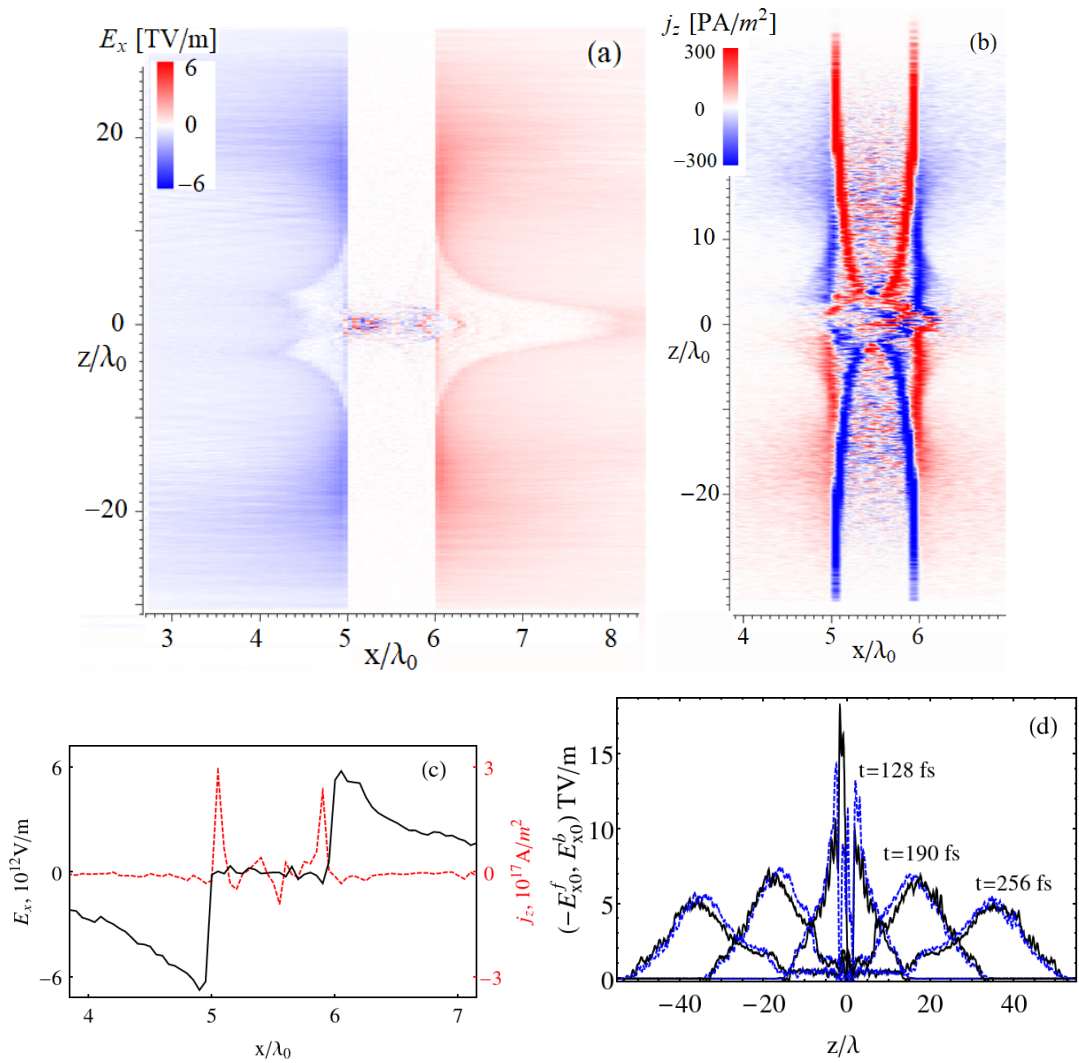


Рис. 4.9: Пространственное распределение (из результатов PIC расчетов) электрического поля (a) и тока (b) совместно с их сечениями (вдоль линии  $z = 17\lambda_0$ ) (c) в момент времени  $t=190$  фс (80 фс после прихода на мишень максимума лазерного поля). Эволюция поверхностного электрического поля на облучаемой стороне мишени ( $x = 4.9\lambda_0$ )  $E_{x0}^f$  (черные кривые) и тыльной стороне мишени ( $x = 6.1\lambda_0$ )  $E_{y0}^b$  (синие кривые) показана на панели (d).

короткого лазерного импульса с плазменной пластиной-мишенью. Лазерный импульс (гауссовский как в пространстве, так и во времени) с длительностью (определяемой по полувысоте) 30 фс, максимальной интенсивностью  $10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup> и длиной волны  $\lambda_0 = 1$  мкм, был сфокусирован в пятно, размером  $L = 3\lambda_0$  на переднюю поверхность мишени ( $x = 5\lambda_0, z = 0$  на рис. 4.9). Мишень толщиной  $1\lambda_0$  состояла из электронов с плотностью  $100n_c$ , где  $n_c$  - критическая плотность, и полностью ионизированных ионов алюминия с реальным отношением массы иона к массе электрона. В расчетах использовалось 10 макрочастиц на

ячейку для каждого вида. Предполагалось, что электроны и ионы изначально холодные. Расчетная область составляла  $12\lambda_0 \times 120\lambda_0$  с пространственным разрешением  $\lambda_0/200$  в обоих направлениях. Результаты моделирования также подтверждают формирование волны поверхностной поляризации, распространяющейся по обеим сторонам мишени в противоположных направлениях от области воздействия лазерного импульса, как показано на Рис. 4.9. Также продемонстрирован скиновый характер генерируемого переходного поверхностного тока и плохая локализация поверхностного поля на вакуумной стороне. Максимальное поверхностное электрическое поле первоначально достигает величины  $\sim 15$  ТВ/м в соответствии с теоретической моделью для заряда  $\hat{\lambda} \sim 2$  нКл/мкм, предсказываемого расчетами. Это поле уменьшается  $\propto 1/z$  и предсказуемо падает до уровня нескольких ГВ/м на расстоянии  $\sim 1$  см. В этой связи отметим, что электромагнитные импульсы, распространяющиеся со скоростью света с сильным электрическим полем (порядка ГВ/м), уже были измерены на расстоянии сантиметра от области взаимодействия [90]. Отметим также, что небольшая часть лазерно-нагретых электронов распространяется вдоль поверхности мишени со стороны вакуума, вследствие их хорошего удержания сильными поверхностными полями (см. [47, 75, 88]).

Представленная теория проливает свет на физический механизм генерации и распространения переходного электромагнитного импульса и поверхностного тока в форме волны вдоль поверхности мишени со скоростью света. Предлагаемый механизм связан с быстрой электрической поляризацией мишени с высокой проводимостью при выбросе из мишени ускоренного лазером электронного сгустка. Опираясь на результаты развитой теории, описывающей поля в ближней зоне, и двух численных моделей, предложенный и изученный здесь механизм может быть важен для более глубокого понимания экспериментов, которые уже показали чрезвычайно сильную сверхбыструю зарядку металлической мишени, облучаемой мощным лазерным импульсом [28, 75, 88–91], значительное увеличение пятна горячей области на мишени [88], возникновение

униполярных поверхностных импульсов (пи-импульсы) [75, 90, 91], генерацию переходных поверхностных полей с напряженностью в несколько ГВ/м вдали от пятна фокусировки лазера [75, 91], при-поверхностное увлечение на большие расстояния электронов, нагретых лазером [47, 75, 88], и генерацию магнитного поля короткими лазерными импульсами в проволочных спиралях [94].

## 4.2 Поляризация при быстром включении поля разделения заряда

Один из наиболее простых и эффективных способов увеличения мощности и интенсивности лазерного импульса состоит в уменьшения его длительности, а не в увеличении его полной энергии. Хорошая иллюстрация этой современной тенденции - создание лазеров с уровнем мощности в несколько ТВт и длительностью импульса  $\lesssim 10$  фс (см., например, [95, 96]) или даже  $\sim 1$  петаваттного лазера с длительностью импульса  $\lesssim 15$  фс [97]. Такие сверхкороткие лазерные импульсы высокой интенсивности и с  $\tau < D/c$ , где  $\tau$  - длительность импульса, а  $D$  - размер лазерного пятна, можно рассматривать как источник мгновенного образования сильного поля разделения зарядов на поверхности мишени в результате выталкивания электронов мишени в вакуум как с передней, так и с задней стороны мишени.

Обычно при взаимодействии лазерного импульса и плазменной мишени поле разделения зарядов рассматривается в контексте ускорения ионов посредством так называемого ускорения ионов в поле двойного слоя [98, 99]. В то же время, быстрое возникновение этого поля двойного слоя может быть рассмотрено как источник сильных поверхностных токов и импульсов поверхностного поля. Поле разделения заряда локализовано вблизи поверхности мишени на характерном масштабе порядка дебаевской длины горячих электронов  $\lambda_{De}$ . Амплитуда поля  $\sim T_h/(e\lambda_{De})$  ( $T_h$  - это температура горячих электронов, обычно порядка нескольких МэВ) для петаваттных лазеров может достигать значений до десятков ТВ/м [99]. Обычно считается, что поперечный размер поля двойного слоя вдоль поверхности мишени порядка размера лазерного фокального пят-



на  $D$ . В то же время, есть экспериментальные указания, что даже на тыльной стороне тонкой мишени это пятно поля значительно превосходит размер пятна фокусировки лазера [88, 100, 101], что не может быть объяснено простой геометрической расходимостью пучка горячих лазерно-нагретых электронов при их распространении внутри мишени. В принципе так называемый, эффект фонтана, связанный с рециркуляцией электронов, может приводить к некоторому увеличению горячей области и даже рассматривался как возможное объяснение этого увеличения [100]. Однако, маловероятно, что рециркуляция электронов является единственной причиной увеличенных областей нагрева, которые могут быть довольно большими по сравнению с размером пятна фокусировки и наблюдаются для самых разных условий взаимодействия лазер-мишень (см. статью [101] и ссылки в ней).

Здесь предлагается механизм, связанный с электрической поляризацией мишени с высокой проводимостью, возникающей из-за быстрого включения поля разделения зарядов, генерируемого, когда электроны мишени выталкиваются в вакуум ультракоротким лазерным импульсом. Разработана соответствующая теоретическая модель генерации переходного поверхностного тока и возбуждения поверхностной электромагнитной волны, а также их распространения из области взаимодействия. Данная теория дополняет модель зарядки поверхности мишени за счет поляризационного излучения, создаваемого электронами, покидающими мишень (описано в предыдущем разделе), и демонстрирует, что хорошо изученные ПЭВ обычно малы по сравнению с обсуждаемой нестационарной поляризационной поверхностной волной. Быстрая электрическая поляризация, вызванная ультракоротким лазерным импульсом, проявляется в виде переходного поверхностного поля и тока в форме волнового импульса. Они распространяются на большое расстояние по поверхности от области взаимодействия и могут рассматриваться как причина сильного бокового нагрева мишени. Также было выполнено моделирование численного решения уравнений Максвелла с использованием метода конечных разностей во времен-

ной области (FDTD) [53] для поддержки аналитической модели, результаты которого хорошо согласуются с предсказаниями теории.

Электромагнитные импульсы переходного излучения, возбуждаемые при мгновенном включении лазерным импульсом сильного поля разделения зарядов, распространяется по поверхности мишени со скоростью света, что упрощает описание этого явления. Во-первых, обсуждаемый эффект можно учесть, решив задачу Коши для уравнений Максвелла в среде. Во-вторых, откликом ионов можно пренебречь, поскольку ускорение ионов по нормали к мишени происходит в более поздние моменты времени после ухода импульса поверхностного поля. Тем не менее, распространяющийся импульс поля большой амплитуды порядка  $\sim \text{ТВ/м}$  будет ионизировать вещество и создавать плазму до своего полного истощения (или на характерных масштабах, отвечающих его истощению). Не претендуя на описание всех сопутствующих эффектов, просто отметим важность генерируемого поверхностного тока для последующего ускорения ионов из более крупного горячего пятна, хотя периферийные ионы будут иметь заметно меньшую энергию, потому что амплитуда поля уменьшается по мере расширения пятна. Вместе с тем этот эффект необходимо учитывать при исследовании ускорения ионов интенсивными лазерами с короткими импульсами [102]. Большая область горячей при-поверхностной плазмы вокруг пятна фокусировки и увеличенный объем области ускорения ионов уже наблюдались в ряде экспериментов (см., например, [101]). Очевидно, что наиболее выгодная ситуация достигается в случае близкой к одномерной геометрии (провода и полоски) с минимальными геометрическими потерями энергии поля [75].

#### 4.2.1 Аналитическая теория процесса

Чтобы изучить эволюцию генерируемого электромагнитного поля и тока вблизи границы плазмы, будем искать решение стандартных уравнений Максвелла для электрического и магнитного полей  $\mathbf{E}^a$  и  $\mathbf{B}^a$  в вакууме ( $a = v$ ) и в мишени ( $a = p$ ),  $\delta_{av}$  - дельта функция в вакууме и ноль в среде, предполагая,

что хорошо проводящая мишень (плазма) занимает полупространство  $x < 0$  и в момент  $t = 0$  в результате действия ультракороткого лазерного импульса появляется заданное электрическое поле  $\mathbf{E}|_{t=0} = \{E_x(t = 0, x, \mathbf{r}_\perp), 0, 0\}$  (где  $\mathbf{r}_\perp = \{y, z\}$ ) в области  $x > 0$  вблизи границы вакуум-мишень:

$$\text{rot } \mathbf{B}^a = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}^a}{\partial t} + \frac{4\pi}{c} \mathbf{j} \delta_{av}, \quad \text{rot } \mathbf{E}^a = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}^a}{\partial t}. \quad (4.10)$$

В общем случае  $\mathbf{j}$  нелокально (в пространстве и времени) связано с электрическим полем  $\mathbf{E}^p$  через проводимость мишени. В данном рассмотрении пренебрегается пространственной дисперсией индуцированного поля, что является хорошо обоснованным приближением для плазмы и металла, обсуждаемых ниже. Используя одностороннее преобразование Фурье по времени уравнений Максвелла с разрывной диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_a$  и учитывая, что  $\partial_t \mathbf{E}^a = -i\omega \mathbf{E}_\omega^a - \mathbf{E}|_{t=0} \delta_{av}$ , получаем:

$$\text{rot } \mathbf{B}_\omega^a = -\frac{i\omega}{c} \epsilon_a \mathbf{E}_\omega^a - \frac{1}{c} \mathbf{E}|_{t=0} \delta_{av}, \quad \text{rot } \mathbf{E}_\omega^a = \frac{i\omega}{c} \mathbf{B}_\omega^a, \quad (4.11)$$

где диэлектрическая проницаемость стандартным образом связана с проводимостью среды  $\sigma(\omega)$ :  $\epsilon_v = 1$ ,  $\epsilon_p = \epsilon = 1 + 4\pi i\sigma/\omega$ . После пространственного преобразования Фурье по поперечным координатам  $y$  и  $z$ , получаем следующие выражения для электромагнитных полей:

$$\begin{aligned} E_{\omega k, x}^a &= \frac{c}{\omega \epsilon_a} (\mathbf{B}_{\omega k}^a \times \mathbf{k})_x + \frac{i}{\omega \epsilon_a} E_{k, x}(0, x, \mathbf{k}) \delta_{av}, \\ \mathbf{k} \mathbf{E}_{\omega k, \perp}^a &= \frac{ic}{\omega \epsilon_a} \frac{\partial}{\partial x} (\mathbf{B}_{\omega k}^a \times \mathbf{k})_x, \\ \left( \epsilon_a \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{\epsilon_a} \frac{\partial}{\partial x} \right) - k_a^2 \right) (\mathbf{B}_{\omega k}^a \times \mathbf{k})_x &= \frac{ik^2}{c} E_{k, x}(0, x, \mathbf{k}) \delta_{av}, \end{aligned} \quad (4.12)$$

где  $k_a = \sqrt{k^2 - \epsilon_a \omega^2 / c^2}$ . Найдем решение системы уравнений (4.12) для описания эволюции поверхностного поля  $E_x^v(t, x = 0, \mathbf{r}_\perp)$ . Используя известное решение волнового уравнения для  $(\mathbf{B}_{\omega k} \times \mathbf{k})_x$  (4.12) и условия непрерывно-

сти для  $\mathbf{V}_{\omega k}$  и  $\mathbf{kE}_{\omega k, \perp}$  на границе мишень-вакуум, получаем выражение для  $x$ -компоненты электрического поля на границе с ее вакуумной стороны в Фурье-пространстве  $(\omega, \mathbf{k})$  (см. [61]),

$$E_{\omega k, x}^v(\omega, x = 0, \mathbf{k}) = \frac{i}{\omega} E_{k, x}(0, x, \mathbf{k}) - \frac{ik^2 \epsilon}{\omega(k_p + \epsilon k_v)} \int_0^\infty dx e^{-k_v x} E_{k, x}(0, x, \mathbf{k}). \quad (4.13)$$

Учитывая, что стандартное поле разделения зарядов, инициированное лазером, имеет вид  $E_{k, x}(t = 0, x, \mathbf{k}) = E_{k, 0}(\mathbf{k}) \times \exp(-x/\lambda_{De})$ , перепишем уравнение (4.13) в виде

$$E_{\omega k, x}^v(\omega, x = 0, \mathbf{k}) = \frac{i}{\omega} E_{k, 0}(\mathbf{k}) - \frac{ik^2 E_{k, 0}(\mathbf{k}) \lambda_{De}}{\omega(k_v \lambda_{De} + 1)} \left( \frac{1}{k_v} - \frac{k_p}{\epsilon k_v d(k, \omega)} \right), \quad (4.14)$$

где  $d \equiv k_p/\epsilon + k_v = 0$  - стандартное дисперсионное соотношение для поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ) [79]. Дебаевская длина  $\lambda_{De}$  определяется нагретыми лазером электронами (с плотностью порядка критической плотности) и с температурой порядка пондеромоторной энергии (порядка десятков МэВ). Хотя длина Дебая может быть порядка размера фокального пятна для субпетаваттных или петаваттных лазеров, ограничимся случаем  $\lambda_{De} \ll D$ , который допускает возможность получения аналитического решения.

Второй член в уравнении (4.14) включает два вклада от генерации поляризованной волны ( $\propto 1/k_v$ ) и стандартной поверхностной волны ( $\propto 1/d$ ), оба из которых распространяются по поверхности от области возникновения поля (пятна фокусировки лазерного импульса). Второй вклад исчезает в пределе  $\epsilon \rightarrow \infty$ , т.к. амплитуда поверхностной волны в  $\sim 1/\sqrt{\epsilon}$  раз меньше амплитуды поляризованного импульса. Таким образом, поля поляризации для мишени с высокой проводимостью доминирует вблизи области нагрева.

Моделируя поле источника гауссовским распределением  $E_x(t = 0, x, \mathbf{r}_\perp) = E_0 \exp(-x/\lambda_{De} - r_\perp^2/R_0^2)$  и применяя условие  $k_v \lambda_{De} \ll 1$ , можно выполнить обратное Фурье-преобразование выражения (4.14), получив пространственно-

временное выражение для генерируемого поверхностного электрического поля:

$$E_x^v(t, x = 0, \mathbf{r}_\perp) = E_0 \left[ e^{-r_\perp^2/R_0^2} + e_p(t, r_\perp) + e_s(t, r_\perp) \right], \quad (4.15)$$

где

$$e_p = -\pi \frac{ct\lambda_{De}}{4R_0^2} \int_0^\infty d\kappa \kappa^3 J_0 \left( \frac{\kappa r_\perp}{R_0} \right) e^{-\kappa^2/4} \Psi \left( \frac{c\kappa t}{R_0} \right). \quad (4.16)$$

Здесь мы вводим функцию  $\Psi(\eta) = J_1(\eta)H_0(\eta) + J_0(\eta)[2/\pi - H_1(\eta)]$ , которая записывается в терминах цилиндрические функции Бесселя и Струве  $J_n(\eta)$  и  $H_n(\eta)$ . Вклад поверхностной волны  $e_s$ , который мал в ближней зоне по сравнению с уравнением (4.16), легко вычисляется в приближении дальнего поля с учетом полюса, отвечающего решению дисперсионного уравнения  $d(k, \omega) = 0$ . Это позволяет снять интегрирование по волновому числу в уравнении (4.14), положив  $k = k^0$  где  $k^0 = \pm\omega/c\sqrt{\epsilon/(1+\epsilon)} \approx \pm\omega/c(1 - 1/(2\epsilon))$  - известное решение дисперсионного соотношения и  $\kappa = R_0\omega/c$

$$e_s \simeq \frac{\lambda_{De}}{R_0} \sqrt{\frac{\pi R_0}{2r_\perp}} \int_{-\infty}^\infty \frac{d\kappa \kappa^{3/2}}{\sqrt{-\epsilon}} e^{-\kappa^2/4 - i\pi/4} e^{i\kappa(r_\perp - ct)/R_0}. \quad (4.17)$$

Уравнения (4.15), (4.16) и (4.17) описывают, как структура локализованного поверхностного поля в виде уединенной волны отделяется от поля источника (поля разделения заряда) и распространяется радиально со скоростью близкой к скорости света в виде импульсов. На рисунке 4.10 показано распределение поля на поверхности мишени, когда переходная волна уже полностью покинула область генерации. Значительное уменьшение исходного поля, сопровождающееся генерацией поверхностного поля малой амплитуды, свидетельствует о том, что основная энергия источника расходуется на объемную эмиссию в вакуум, изучение которой выходит за рамки данной работы.

Из формул (4.16) и (4.17) следует, что амплитуды генерируемых поверхностных полей малы в силу малости параметра  $\lambda_{De}/R_0$ . Электрическое поле поляризационного импульса  $e_p$  в среде с высокой проводимостью (плазма или

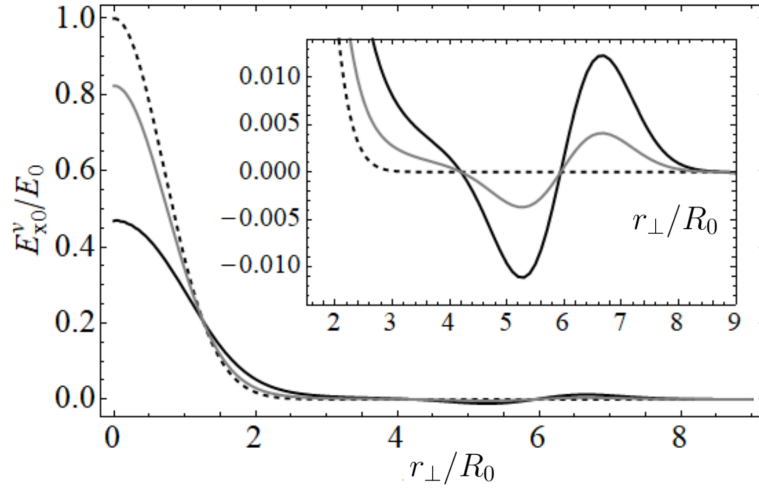


Рис. 4.10: Распределение поверхностного электрического поля (4.16) в момент времени  $t = 6R_0/c$  для  $\lambda_{De}/R_0 = 0.3$  (черная кривая) и  $\lambda_{De}/R_0 = 0.1$  (серая кривая) в сравнении с начальным полем (пунктирная кривая).

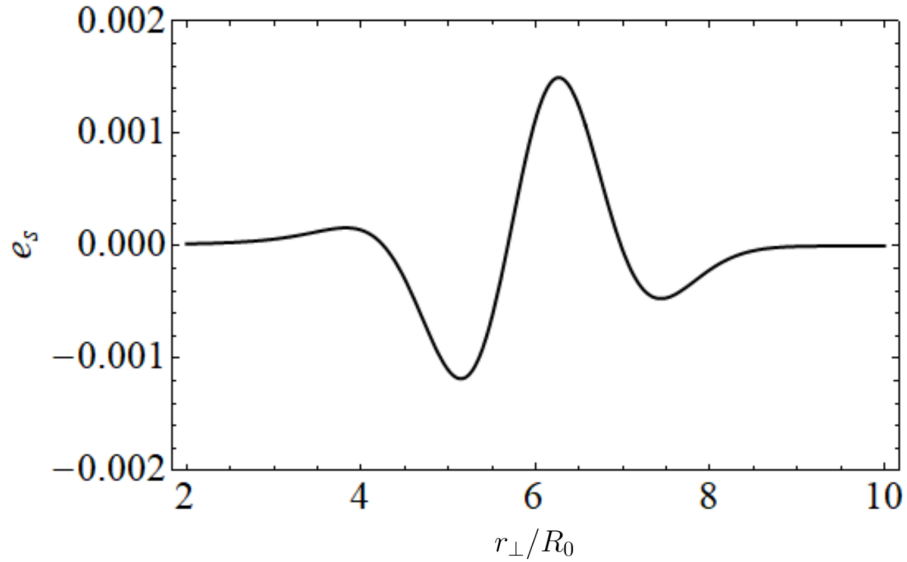


Рис. 4.11: Электрическое поле поверхностной волны  $e_s$  в момент времени  $t = 6R_0/c$  для  $\lambda_{De}/R_0 = 0.3$  и  $\omega_p R_0/c = 1000$ .

металл) с  $|\epsilon| \gg 1$  не зависит от диэлектрической проницаемости. Следовательно, именно такие среды, а не диэлектрические, представляют наибольший интерес для создания сильного поверхностного поля. Для  $\lambda_{De}/R_0 \ll 1$  только малая часть энергии поля источника передается бегущей волне поверхностного поля. На Рис. 4.10 истощение исходного поля возникает в результате переходного излучения в вакуум и генерации переходного поля  $e_p$  в виде поляризационного биполярного импульса, распространяющегося от нагретой области со скоростью

света. По мере распространения его амплитуда уменьшается  $\propto 1/r_{\perp}$ . Амплитуда поля обычной поверхностной волны  $e_s$ , показанная на Рис. 4.11 намного слабее поля поляризационного импульса, однако она медленнее падает с расстоянием  $\propto 1/\sqrt{r_{\perp}}$  и становится сравнимой с амплитудой переходного поля на расстоянии  $r_{\perp} \sim R_0|\epsilon|$ . Отметим, что здесь  $|\epsilon|$  необходимо оценивать по характеристической частоте порядка  $\sim R_0/c$ . Для модели сверхплотной плазмы  $\epsilon \approx -\omega_p^2/\omega^2$  ( $\omega_p$  - плазменная частота), для довольно типичного случая параметров  $\omega_p R_0/c \sim 1000$ , амплитуда поверхностной волны на расстоянии  $r_{\perp}/R_0 \sim 10$  по-прежнему на порядок меньше амплитуды импульса переходной поляризации (см. Рис. 4.11 и вставку на Рис. 4.10).

#### 4.2.2 Численное моделирование

В поддержку разработанной теории, было проведено трехмерное моделирование полной системы уравнений Максвелла с эффективной диэлектрической проницаемостью с помощью метода FDTD, реализованного в коммерческом коде VSim [52]. Расчет проводился внутри расчетной области с размером  $-10 \text{ мкм} < x < 30 \text{ мкм}$ ,  $-100 \text{ мкм} < y < 100 \text{ мкм}$  и  $-100 \text{ мкм} < z < 100 \text{ мкм}$ , где мишень с высокой проводимостью занимала полупространство  $-10 \text{ мкм} < x < 0$ , а вакуум находился в области  $x > 0$ . Для решения уравнений Максвелла в среде использовалась диэлектрическая восприимчивость в форме, применимой к металлу, что дополняет пример плазмы, рассматриваемый в аналитической теории  $|\epsilon| \gg 1$ . Диэлектрическая восприимчивость описывается стандартной моделью Друде:  $\epsilon = 1 + 4\pi i\sigma(\omega)/\omega$ , где  $\sigma = \sigma_0/(1 - i\omega/\nu)$  с  $\sigma_0 = 10^{18} \text{ с}^{-1}$  и  $\nu = 10^{13} \text{ с}^{-1}$  в качестве соответствующего примера. Поле источника (случай 1) моделировалось как поле конденсатора с амплитудой  $E_0 = 3 \text{ ТВ/м}$  между двумя слоями с положительным зарядом (на поверхности мишени) и отрицательным зарядом (в вакууме). Расстояние между слоями составляло  $\lambda_{De} = 3 \text{ мкм}$  или  $\lambda_{De} = 1 \text{ мкм}$ , и их заряд уменьшался в радиальном направлении в согласии с гауссовским распределением с характеристической пространственной

шириной  $D = 2R_0 = 20$  мкм (т.е.  $\lambda_{De}/R_0 = 0.3$  или  $\lambda_{De}/R_0 = 0.1$ ). Используемые параметры моделирования выбраны соответствующими взаимодействию сверхкоротких релятивистски интенсивных лазерных импульсов с твердотельными мишенями. В частности, поле разделение заряда  $E_0 = \sqrt{\pi/\epsilon} T_h/e\lambda_{De} \simeq 3$  ТВ/м соответствует  $T_h = 7m_e c^2$  и  $n_h = 2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$  или  $T_h = 20m_e c^2$  и  $n_h = 0,6 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . В первом примере:  $\lambda_{De} = 1$  мкм, а во втором  $\lambda_{De} = 3$  мкм. Также часть расчетов была выполнена с начальным распределением поля, аналогичным теоретическому (случай 2),  $E_x = E_0 \exp(-x/\lambda_{De} - r_{\perp}^2/R_0^2)$ . Пространственное разрешение составляло 0.2 мкм по всем направлениям, шаг по времени - 0.2 фс. Отметим, что результаты в случаях 1 и 2 были аналогичными, что указывает на надежность используемой физической модели.

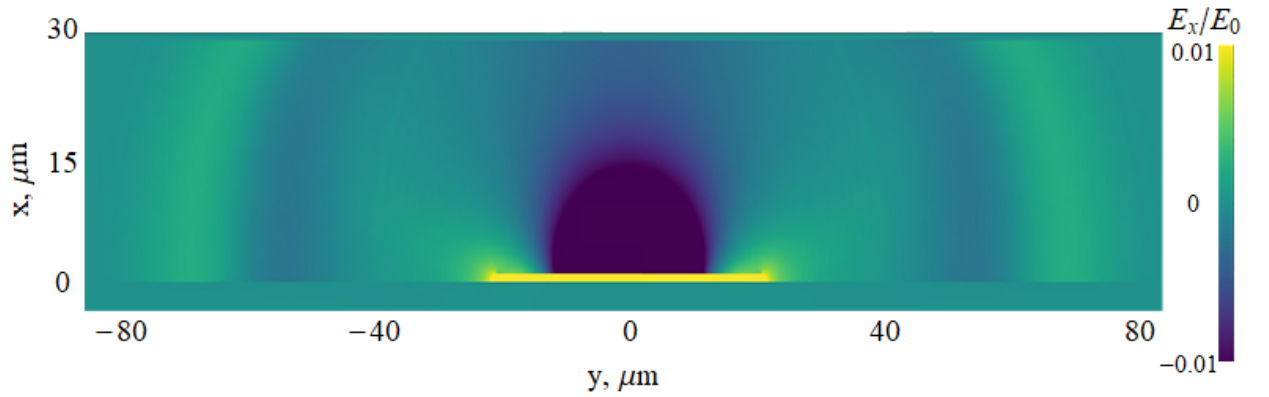


Рис. 4.12: Электрическое поле  $E_x^y(t, x, r)$  на плоскости  $xy$  для  $t = 200$  фс ( $ct/R_0 = 6$ ) и  $\lambda_{De} = 1$  мкм полученное из FDTD моделирования с конденсатора подобными начальными условиями на поля (Случай 1).

На рисунке 4.12 (на примере случая 1) показан результат моделирования для распределения электрического поля по вакуумному объему от излучения, вызванного быстрым включением поля разделения зарядов вблизи границы мишень - вакуум (представленное в виде желтого поперечного сечения вблизи поверхности мишени). Генерируемое переходное излучение представляет собой сферический биполярный электромагнитный импульс, распространяющийся со скоростью света в окружающее пространство. Этот электромагнитный импульс



заканчивается у мишени поверхностным импульсом, который и является предметом нашего исследования. На этапе, показанном на рис. 4.12, поверхностный импульс (видимый около  $|y| = 60$  мкм) обусловлен волной поляризации, поскольку вклад обычных поверхностных волн пренебрежимо мал.

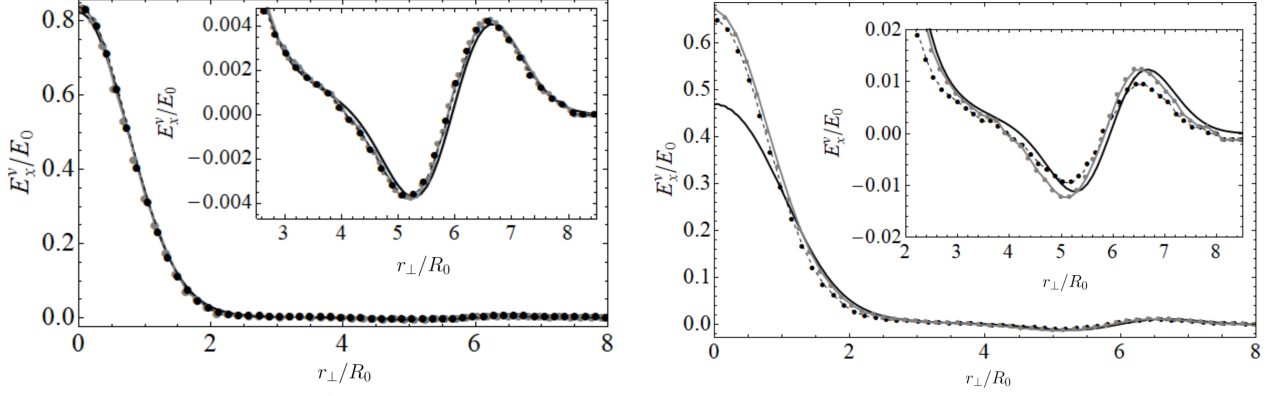


Рис. 4.13: Распределение поверхностного электрического поля  $E_x^v(t, x = 0, r)$  для  $t = 200$  фс ( $ct/R_0 = 6$ ) (черные точки) с начальным экспоненциальным профилем поля в  $x$ -направлении (случай 2) в сравнении с теоретической моделью (черные кривые) для  $\lambda_{De}/R_0 = 0.1$  (левая панель) и  $\lambda_{De}/R_0 = 0.3$  (правая панель). Серые точки соответствуют случаю 1 с начальным полем конденсатора.

Нормальные компоненты поверхностного электрического поля из проведенного моделирования показаны на Рис. 4.13 для различных соотношений длины Дебая к радиусу горячего пятна в случаях 1 и 2. Результаты аналогичны в двух случаях и почти полностью совпадают с результатом теоретической модели с  $\lambda_{De}/R_0 = 0.1$  (см. левую панель). Увеличение отношения  $\lambda_{De}/R_0$  с 0.1 до 0.3 приводит к некоторому расхождению между численными и аналитическими результатами. При все еще небольшом параметре  $\lambda_{De}/R_0 < 1$  это расхождение в пространственной форме поверхностного импульса весьма незначительно (см. вставку в правой панели на Рис. 4.13). Точнее, аналитическая модель несколько переоценивает уменьшение амплитуды поля вблизи центра горячего пятна. Это связано с тем, что теория может давать явные аналитические формулы только в пределе  $\lambda_{De}/R_0 \ll 1$ , что позволяет упростить вычисления, опуская  $k_v \lambda_{De}$  в знаменателе в уравнении (4.14).

В качестве примера рассмотрим плоскую металлическую мишень, облучаемую ультракоротким (длительностью 10 фс) мощным лазерным импульсом с  $a_0 = 10$  и полной энергией 4 Дж. В предположении стандартного пондеромоторного скейлинга температуры горячих электронов  $T_h$  с безразмерной амплитудой лазерного поля  $T_h \sim a_0 mc^2$  в ультрарелятивистском пределе и эффективностью конверсии энергии лазера в энергию горячих электронов на уровне 20 %, можно оценить полный заряд электронов, нагретых лазером, как  $\sim 60$  нКл. Большая часть этих электронов остается на границе раздела мишень-вакуум, потому что лишь небольшая часть может покинуть мишень преодолев запирающий кулоновский потенциал. Для размера области нагрева  $\sim 2R_0 = 20$  мкм можно оценить  $\lambda_{De} \sim 1.2$  мкм и амплитуду поля разделения зарядов  $E_0 \sim 3$  ТВ/м. На расстоянии  $\sim 6-7R_0$  от центра горячего пятна характерное электрическое поле поляризационного импульса составляет порядка десятков ГВ/м (см. Рис. 4.13), что достаточно для ионизации металлической мишени. Таким образом, область образования плазмы может намного превышать размер фокального пятна, что необходимо учитывать, например, при описании ускорения ионов.

Построенная теоретическая модель генерации поляризационных импульсов рассматривает появление поля разделения заряда как мгновенный процесс, который формально хорошо подходит для применения к ультракоротким лазерным импульсам ( $\tau < D/c$ ), которые сейчас представляют большой интерес. В то же время, аналогичный эффект может происходить и для более длинных лазерных импульсов ( $\tau \gtrsim D/c$ ), что было бы привлекательным для будущих исследований. Тем не менее, уже сейчас можно ожидать, что в последнем случае характерная частота импульсов будет порядка  $\sim c/(R_0 + c\tau)$  вместо нынешнего  $\sim c/R_0$ . Это связано с тем, что характеристическая частота излучения может быть оценена либо как обратное время, необходимое свету для прохождения расстояния, равного размеру пятна,  $c/R_0$ , либо как обратное время воздействия источника (длительность лазерного импульса),  $\tau^{-1}$ , в зависимости от того, что больше  $R_0/c$  или  $\tau$ . Подобное уже было продемонстрировано для случая обыч-

ного возбуждения поверхностных волн.

Подводя итог отметим, что представленная аналитическая теория генерации поляризационных волн хорошо совпадает с результатами численного моделирования. Поляризация мишени создается путем включения поля разделения зарядов, когда ультракороткий лазерный импульс быстро выталкивает электроны из мишени. Это приводит к электромагнитным импульсам, распространяющиеся по поверхности мишени на большие расстояния со скоростью света. Поляризационные импульсы распространяется в виде биполярного видеоимпульса. Его амплитуда вблизи поверхности значительно превышает амплитуду обычной поверхностной волны. Поляризационный импульс может приводить к ионизации мишени, эффективно увеличивая область нагрева.

### 4.3 Основные результаты главы 4

В данной главе рассмотрены электромагнитные поля (как правило ТГц диапазона частот), возникающие на поверхности твердотельной мишени с высокой проводимостью вне области воздействия на нее лазерного импульса релятивистской интенсивности (а также на тыльной стороне достаточно тонкой мишени). Источниками возникающих полей и соответствующих поверхностных токов являлось поле разделения заряда, создаваемое горячими электронами, нагретыми лазером, и наиболее быстрые релятивистские электроны, способные преодолеть потенциальный барьер и вылететь из мишени. Продемонстрировано, что возникающие поля и токи приводят к эффективному увеличению нагретой области на поверхности мишени. Особое внимание уделялось изучению растекания некомпенсированного положительного заряда, оставшегося на поверхности мишени после вылета пучка быстрых электронов. Показано, что при релятивистских скоростях улетающих электронов по поверхности мишени со скоростью света бежит зарядовая (поляризационная) волна, уносящая заряд от области взаимодействия (области вылета пучка электронов).

## Глава 5.

### Применение цилиндрических мишеней для задач генерации ТГц излучения

Как уже было описано ТГц излучение является распространенным инструментом, широко используемым в различных областях науки и технологиях начиная от использования в фундаментальных исследованиях и оканчивая применениями в коммуникациях [103] и в сфере безопасности [2]. Терагерцовые технологии имеют большую и развитую элементную базу и используются в большом числе готовых приборов [2]. При этом в последние годы все отчетливее прослеживается тенденция в получении все более мощных широкополосных ТГц импульсов, которым посвящена диссертация.

Для дополнительного усиления ТГц импульсов можно использовать специальные средства: линзы, коллиматоры, компрессоры, которые могли бы еще поднять интенсивность получаемого терагерцового излучения. Однако, подобные элементы должны иметь возможность работы с высокоинтенсивными и мощными импульсами, не вносить в них искажения, слабо поглощать, а также иметь высокую среднюю наработку на отказ и сравнительно низкую стоимость. Это заставляет думать и о других способах концентрации ТГц энергии, по возможности, наиболее простых и безотказных. В последней главе диссертации исследуются микропроволочные мишени, а так же возможности источника, для реализации задач коллимации и волноводной транспортировки ТГц излучения на расстояния от области генерации в десятки-сотни его длин волн. Использование микропроволочной мишени позволяет, с одной стороны, за счет геометрического фактора, собрать существенную часть генерируемого ТГц излучения вблизи поверхности проволоки, а с другой – направить мощное излучение в виде электромагнитного импульса вдоль проволоки в желаемом направлении.

Стоит отметить, что для проволок меньшего размера возникают другие эффекты [104].

Поля, которые образуются на поверхности проволоки при воздействии лазерных импульсов релятивистской интенсивности могут достигать очень высоких значений. Так, для лазерного импульса интенсивностью  $\sim 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> получались поверхностные поля уровня  $\sim 0.2$  ГВ/м [28]. Также, были предсказаны рост пикового поля генерируемой поверхностной волны и коэффициента конверсии лазерного излучения в поверхностную волну с увеличением энергии лазера [32]. Поля  $\sim 90$  ГВ/м были достигнуты на поверхности проволоки для интенсивностей лазера  $\sim 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> [105]. Для изучения и оценки возникших поверхностных полей активно применяется протонография [106, 107], причем с использованием ускоренных протонов в том же самом лазерном импульсе.

Генерация сильных ТГц полей сопровождается возникновением сильных поверхностных токов. Уже в первых экспериментах по взаимодействию мощного лазерного излучения с проволочными мишенями [75], было показано, что максимальная амплитуда тока на поверхности проволоки может достигать значений  $\sim 10^4$  А, что является большой величиной, однако в работе не уделялось достаточного внимания вопросам затухания поверхностных токов и полей, а использованное двухмерное моделирование не позволяло учесть геометрического фактора проволоки. В главе 4 были произведены попытки теоретически описать явления движения и затухания токов, возникающих на поверхности мишени вблизи горячего пятна. Теоретическое описание токов в цилиндрической мишени при воздействии интенсивного лазера было проведено в [108].

Получаемые импульсы ТГц излучения могут быть использованы для ускорения высокоэнергетичных частиц, например, с использованием катушкообразной проволоки с бегущей поверхностной ТГц волной, которая создавала ускоряющее поле для ионов [90, 109]. Проволоки могут служить направляющими для движения частиц, что уже было продемонстрировано в ряде экспериментов [30, 47, 110], где лазерно-нагретые электроны, скользящие вдоль облучаемой

проволоки, регистрировались вдали от области воздействия лазерного импульса. Возможность захвата электронов полями вблизи проволоки рассматривается в текущей главе. Отметим также теоретическое и численное исследование лазерной генерации электронов и их влияния на распространение и излучение поверхностных электромагнитных волн [111].

Увеличение локального ТГц поля можно достигать не только изменяя параметры лазера, но и изменяя радиус цилиндрической мишени. Уменьшая радиус проволоочной мишени вплоть до конического заострения, можно добиться существенного увеличения амплитуды поверхностных полей [112–114]. Кроме того, на острие проволоки возможно переизлучение значительной части энергии ТГц импульса, что позволит создавать направленные излучатели с управляемыми характеристиками или терагерцово-оптические приборы способные манипулировать объектами по аналогии с оптическими пинцетами [115]. С этой целью можно решать инженерно-оптимизационную задачу о необходимой форме заостренного торца, которая будет обеспечивать наилучшее излучение, с наперед заданными характеристиками.

Первая часть главы будет посвящена с одной стороны постановке возможного эксперимента по облучению микропроволочных мишеней с диаметрами десятков и сотен микрон релятивистски интенсивными лазерными импульсами, а так же изучению характеристик излучения возникающего после облучения таких мишеней. Будут рассмотрены коллимирующие характеристики, уровень потерь и способность увлекать заряженные частицы. Во второй части главы будет описан процесс образования и движения заряженных частиц вдоль микропроволочных мишеней.

## 5.1 Эксперимент на сверхмощных установках

### 5.1.1 Облучение проволочных мишеней мощными лазерными импульсами многоканальных установок

Метод концентрации лазерно-генерируемых терагерцовых полей основан на использовании микропроволочной мишени (диаметром порядка десятки-сотня микрон), облучаемой ультракороткими интенсивными лазерными импульсами мощных установок, которые ускоряют электроны, генерирующие ТГц излучение и его сильные приповерхностные поля, распространяющиеся вдоль проволоки. При этом, при наличии многоканальности используемых лазерных установок, необходимо по радиальным направлениям синхронно сфокусировать импульсы из каналов симметрично с нескольких сторон металлической проволоки в поверхностный пояс шириной равной размеру фокального пятна лазерных пучков, в соответствии со схемой, представленной на Рис. 5.1. Чем больше лазерных каналов будет использовано, тем более мощное ТГц излучение и его более сильное поле у поверхности проволоки может быть получено, для одноканальных установок можно использовать разбиение пучка на несколько лазерных пучков меньшей мощности, но имеющих релятивистскую интенсивность. Описываемый эксперимент может ставить своей целью измерения амплитуды и формы распространяющегося со скоростью света импульса электромагнитного поля, возникающего у поверхности микропроволоки, причем в зависимости от расстояния от области взаимодействия лазер-мишень. Также ожидается, что вдоль проволоки будет распространяться сгусток электронов (как уже показали эксперименты с короткоимпульсными лазерами малой энергетики [47]), удерживаемый сильными приповерхностными полями, который может быть зарегистрирован на метровом расстоянии от области взаимодействия. Усиление поля ТГц импульса с помощью конического заострения конца проволоки может приводить к вырыванию и ускорению ионов (прежде всего протонов от загрязнителя на металлической поверхности), энергия которых достигнет мульти-

МэВ-ного уровня.

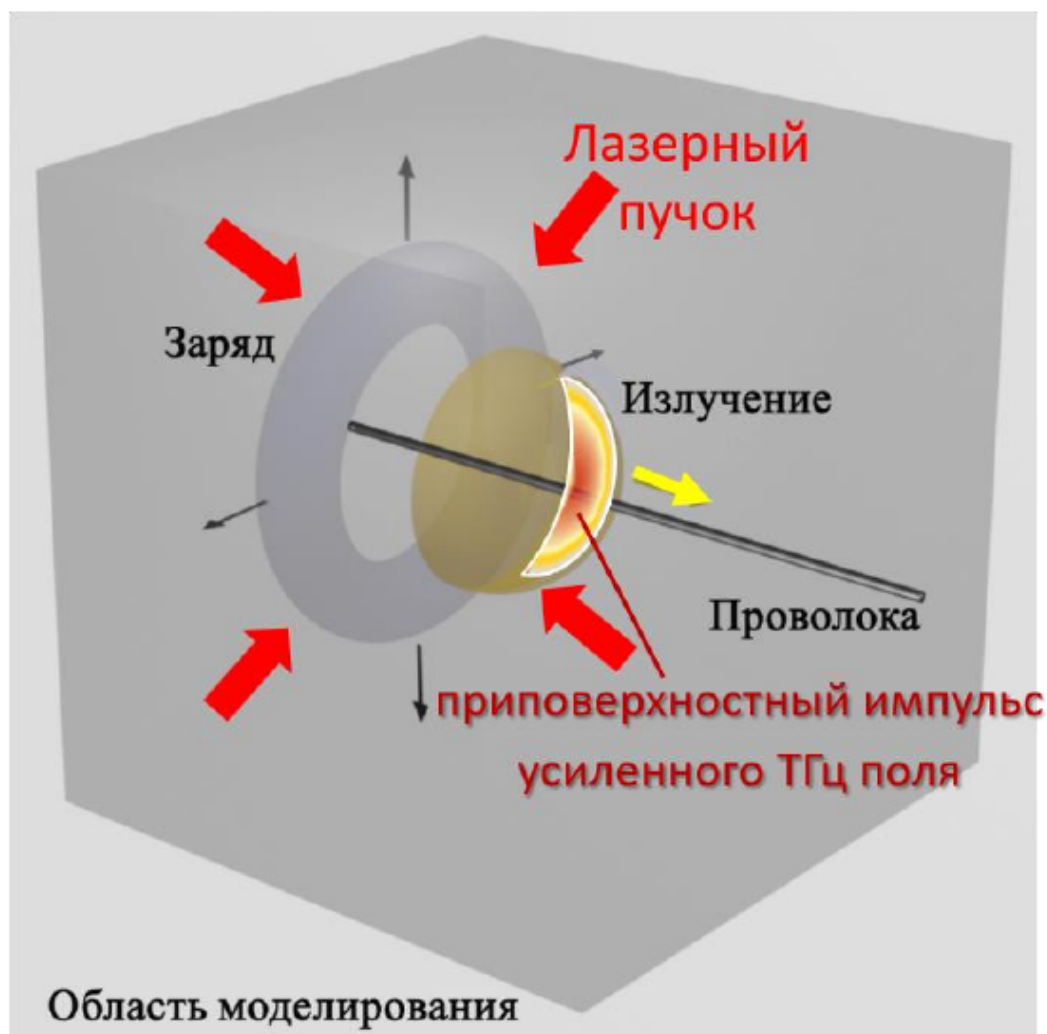


Рис. 5.1: Схема лазерной генерации ТГц импульса и соответствующей численной модели.

Современные технологические возможности по обработке сверхтонких проволочек вероятно позволят проводить эксперименты не только с обычными цилиндрическими проволоками, но и с проволоками, имеющими различную геометрическую и/или конструкционную формы, что позволит создавать ТГц пинцеты ближнего сверхсильного поля и направленные мощные ТГц излучатели. На длинных проволоках, метровой длины, могут быть проведены эксперименты по изучению их волноводных свойств. Достижение режима устойчивого распространения сильных полей на большие расстояния от лазерной системы позволит создать инструментарий инновационной сканирующей терагерцовой микроско-



пии и, возможно, электронной микроскопии, фундаментальные основы которых могут быть заложены в предлагаемых экспериментах на мощных установках. Для этого интересным и важными представляются исследования распространения ТГц импульсов и захваченных электронных сгустков на проволочках с изгибами, что позволит осуществлять их транспортировку в желаемое место.

### 5.1.2 Моделирование эксперимента

Воздействие мощного лазерного импульса на твердотельную мишень приводит к образованию плазмы и нагреву/ускорению электронов до высоких энергий. Для проведения оценок рассмотрим очень мощную лазерную однокальную систему. Для мощного 10 ПВт лазерного импульса установки ( $\varepsilon_L \sim 300$  Дж,  $\tau_L \sim 30$  фс), который следует рассматривать радиально сходящимся на поверхность микропроволоки и образованном в результате расщепления одного канала на несколько пучков, число горячих электронов,  $N_h$ , можно оценить из баланса энергии,  $N_h = \eta \varepsilon_L / T_h$ , где  $\eta$  – коэффициент поглощения лазерного импульса, типично составляющий 10-40%. Температуру горячих электронов,  $T_h$ , приближенно можно оценить из пондеромоторного скейлинга, который в ультррелятивистском случае дает:  $T_h = mc^2 a_0$ . Здесь  $a_0$  – безразмерная амплитуда электромагнитного поля лазерного импульса. При значениях  $a_0 \sim 10 - 15$ , достигаемых при фокусировке импульса в пятно размером 30 – 50 мкм, получается порядка  $\sim 10^{14}$  горячих электронов (при  $\eta = 0.3$ ). Наиболее энергетичные быстрые электроны способны преодолеть возникающий кулоновский барьер и улететь от мишени, приводя к генерации переходного излучения. Число улетевших быстрых электронов типично составляет порядка 10 – 20% от общего числа горячих электронов, приводя к заряду, покидающему мишень на уровне 1 – 2 мкКл.

Было проведено моделирование генерации переходного излучения при вылете пучка электронов из металлической/плазменной мишени – проволоки (посредине ее). Для этого использовался метод конечных разностей во времен-

ной области. Размер области моделирования составлял  $600 \times 600 \times 600$  ячеек ( $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 1$  мкм,  $\Delta t = 1$  фс). В центре области моделирования располагалась металлическая/плазменная цилиндрическая мишень диаметром  $2R_0 = 25$  мкм, которая в моделировании описывалась моделью Друде с диэлектрической проницаемостью, зависящей от частоты. Проводимость и частота столкновений мишени соответствовали типичному металлу  $\sigma = 10^8 \text{ м}^{-1} \text{ Ом}^{-1}$ ,  $\nu = 10^{13} \text{ с}^{-1}$ . Время расчета равнялось времени, которое необходимо излучению, чтобы дойти до границы области моделирования. Предполагалось, что отрицательный заряд (электронный сгусток) вылетал осесимметрично во всех направлениях с постоянной скоростью из горячей области, имея гауссов профиль плотности. Пространственная форма заряда представляла собой тор с увеличивающимся внешним радиусом,  $R = R_0 + vt$ , где  $v = 0.995$  – скорость движения пучка электронов, отвечающая характерной температуре  $T_h \sim 5$  МэВ. Общий вылетевший заряд был постоянным, однако плотность заряда падала (за счет увеличения внешнего радиуса тора). Внутренний радиус тора в моделировании отвечал продольному размеру пучка электронов, определяемому длительностью лазерного импульса,  $\sim c\tau_L$ , и составлял 10 мкм. Ширина тора соответствовала ширине нагретой поверхности, определяемой как длительностью лазерного импульса, так и размером,  $R_L$  пятна фокусировки импульса,  $R_L + 2c\tau_L$  и была принята 50 мкм. Покидающий мишень заряженный сгусток имел полный заряд  $Q \sim 1$  мкКл, то соответствует по порядку величины ожидаемому заряду быстрых электронов, вылетающих из облучаемого пучками фокального пояса на проволочной мишени.

Рисунок 5.1 качественно представляет общую схему, использовавшуюся в моделировании, где направление вылетающего тороидального заряженного сгустка показано тонкими стрелками. Объемное переходное излучение ТГц диапазона иллюстрируется расширяющейся сферической оболочкой, в которой у поверхности проволоки возникает концентрация энергии поля, так что вдоль поверхности проволоки со скоростью света бежит униполярный электромаг-

нитный импульс (выделен бордовым цветом; его направление распространения, показанное желтой стрелкой, – вдоль проволоки, от места вылета электронного кольца). Конечно, присутствует и собственное кулоновское поле летящего заряда (не представлено на рисунке), которое падает гораздо быстрее, чем поле излучения (обратно пропорционально квадрату расстояния). Моделирование было направлено на изучение электромагнитных полей вблизи поверхности и во всей расчетной области.

Заметим, что для полного количественного описания генерации приповерхностных импульсов требуется проведение кинетического моделирования отклика плазмы, включающего нелинейные эффекты взаимодействия плазма(металл)-поле, что в принципе может быть возможным при наличии больших суперкомпьютерных ресурсов с использованием, например, трехмерного кода «частица-в-ячейке». В настоящий момент подобное моделирование с академическими компьютерными ресурсами доступно только для описания весьма начальной стадии возбуждения поверхностных полей и только для искусственных параметров плазменной мишени без учета столкновения частиц. Поэтому проведенное исследование, которое ранее еще вообще не проводилось, ставящее своей целью качественно оценить масштаб возникающих приповерхностных полей, их частоту, форму и показать возможность их транспортировки на большие расстояния от области взаимодействия, основывается на пока технически доступной модели в пренебрежении нелинейными эффектами.

В целом, проведенное моделирование решало следующие задачи. Во-первых, оно оценивало эффект усиления поля у поверхности проволочной мишени и определяло пространственное распределение энергии распространяющегося вдоль поверхности проволоки электромагнитного сгустка. Во-вторых, характеризовало волноводные свойства микропроволоки: затухание приповерхностной волны, и влияние на нее изгиба проволоки. Для иллюстрации распространения по изгибу, было проведено дополнительное численное исследование. Моделировалась область размером  $600 \times 400 \times 400$  ячеек, в которой располагалась скривлен-

ная проволока. Заряд вылетал на расстоянии 20 мкм по оси ОХ (ось начального не изогнутого участка проволоки) от начала координат проволока имела характеристики аналогичные основному моделированию, а также имела два изгиба на расстояниях от места вылета заряда  $\sim 145$  мкм и  $\sim 207$  мкм, отвечающих углам (относительно оси ОХ)  $\sim 30^\circ, 90^\circ$ , соответственно. Отметим, что в дальнейшем представляется целесообразным проведение дополнительных расчетов с целью исследования процесса трансформации приповерхностного ТГц импульса в вакуумное излучение, происходящее на конце проволоки.

### 5.1.3 Результаты моделирования

Моделирование показало, что в результате вылета быстрых электронов из горячего пятна, находящегося на проволоке, формируется переходное излучение, имеющее два характерных направления распространения максимума поля. Одно направление практически совпадает с направлением вылета заряда (классическое излучение вдоль направления движения ультрарелятивистской частицы), а другое отвечает концентрации полей на поверхности проволоки. Отметим, что в направлении вылета заряда с ультрарелятивистской скоростью довольно сложно разделить собственное поле заряда и поле излучения, которое имеет максимальную амплитуду под углом  $\hat{\theta} \sim 1/\gamma$  по отношению к оси движения заряда, где  $\gamma$  – фактор Лоренца движущегося заряда. Так, для скорости  $v = 0.995$  с имеем  $\hat{\theta} \sim 5^\circ$ . Второе направление, отвечающее максимальной амплитуде излучаемого поля, связано с геометрической концентрацией энергии вдоль проволоки.

Два направления максимума поля хорошо видны на Рис. 5.2, где показана амплитуда нормированного электрического поля в момент времени, когда заряд удалился от проволоки на расстояние  $\sim 120$  мкм. Поле нормировано на величину  $Q/(S_q \epsilon_0)$ , где  $Q$  - общий вылетевших заряд,  $S_q$  - площадь поверхности проволоки, из которой происходит вылет заряда,  $\epsilon_0$  - электрическая постоянная, что для заряда в 1 микрокулон отвечает величине  $3 \times 10^{13}$  В/м. На Рис.5.2а

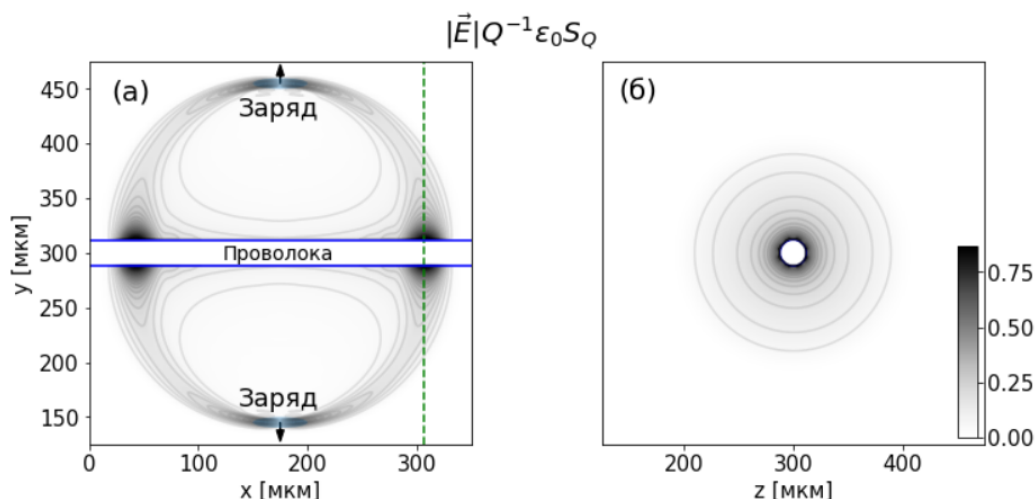


Рис. 5.2: Распределение амплитуды электрического поля в двух плоскостях (слева – вид с боку, справа – в анфас), для момента времени, когда заряд (отмечен) находится на расстоянии 150 мкм от проволоки. Пунктирной линией на панели (а) показано сечение, отвечающее правому рисунку (б).

в срезе показана общая геометрия эксперимента: проволока, вылетающий заряд, а также распределение нормированной амплитуды электрического поля. Пунктирной линией обозначена плоскость перпендикулярная оси симметрии проволоки, поле на которой показано на Рис. 5.2б. Представленный срез явно указывает, что электрическое поле максимально на поверхности проволоки и падает по мере удаления от поверхности в вакуум. Отметим, что величина наблюдаемых полей много больше амплитуды классической поверхностной волны, которая определяется диэлектрической проницаемостью среды. Кроме того, видно, что поле вблизи поверхности проволоки по крайней мере не меньше полей вблизи самого вылетевшего заряда. Это подтверждает Рис. 5.3, где показаны нормированные зависимости от времени максимумов амплитуд электрических полей, соответствующих двум описанным выше направлениям. Поля нормированы на одну величину и в первый представленный момент времени поля для разных направлений совпадают по величине. Однако с удалением заряда от проволоки, амплитуда электромагнитного импульса, бегущего вдоль поверхности проволоки, начинает превосходить поля, летящие вместе с зарядом. Это связано, в первую очередь, с убыванием полей в вакууме в соответствии с гео-

метрическим фактором  $1/r$ . Действительно, по мере увеличения объема, занимаемого улетевающим зарядом, даже локальные поля собственного заряда вдоль выделенного направления начинают падать (см. Рис. 5.3). Начальное уменьшение мощных приповерхностных полей на временах проведенного моделирования связано с переходными процессами перераспределения заряда и формирования двух волн, бегущих симметрично в разные стороны проволоки от горячего пятна и поддерживаемых положительным индуцированным зарядом на поверхности металлической/плазменной проволоки. В рассматриваемом случае размер зоны формирования переходного излучения оказывается сопоставимым с размером области моделирования. Затухание же устоявшегося приповерхностного импульса, после процесса генерации и отвечающего расчетам падения его амплитуды на 40%, может происходить на достаточно больших расстояниях и связано видимо только с омическими потерями. Так, оценивая коэффициент затухания поля,  $\hat{\delta}$ , поверхностного импульса шириной  $\lambda'$  по омическим потерям как  $\sqrt{\omega/2\pi\sigma}/(4\lambda')$ , получаем  $\hat{\delta} \sim 0.07 \text{ см}^{-1}$ , что отвечает падению амплитуды поля в  $e$ -раз на длине  $\sim 14 \text{ см}$ . Поле приповерхностного импульса, бегущего со скоростью света вдоль проволоки, поддерживается поверхностными токами, связанными с зарядкой мишени. Действительно, вылетающий из проволоки заряд, является причиной возникновения заряда противоположного знака в самой проволоке, т.к. система в начальный момент времени была нейтральной. Положительный заряд будет двигаться вместе с полем вдоль проволоки [106]. Со временем происходит его расплывание, так как в пределе  $t \rightarrow \infty$ , заряд должен распределиться по проволоке, таким способом, чтобы создавать во всех точках поверхности одинаковый потенциал. Именно начальное расплывание заряда видимо является причиной падения амплитуды поля поверхностных импульсов. На Рис. 5.4 показан нормированный наведенный заряд на поверхности проволоки в момент времени, когда пучок электронов вылетел из мишени на расстояние  $\sim 120 \text{ мкм}$ . Хорошо видно, что положения максимумов наведенного заряда в точности совпадает с положением электромагнитных импульсов, распространя-

ющихся вдоль проволоки.

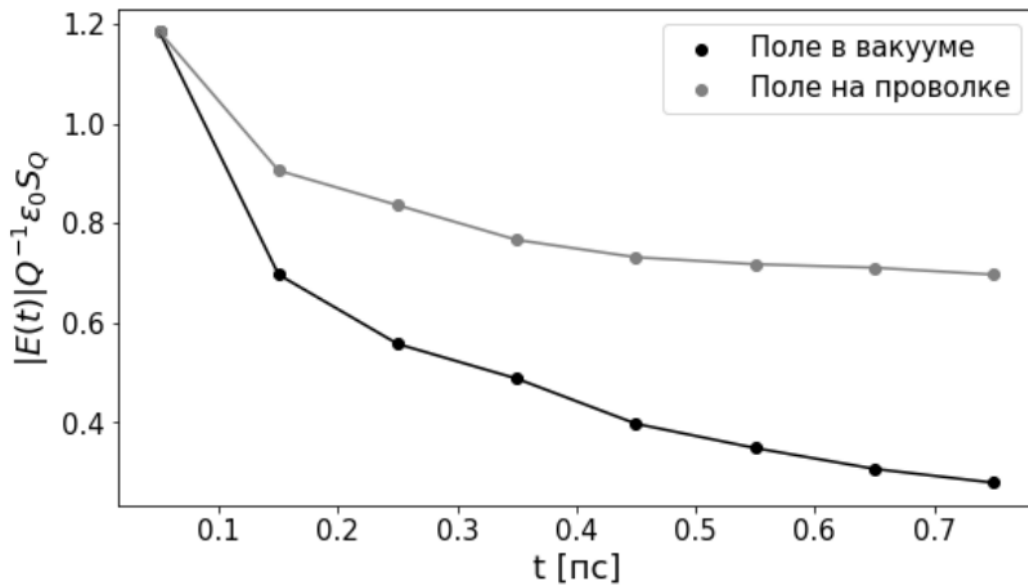


Рис. 5.3: Динамика изменения амплитуды электрического поля, для поля распространяющегося в вакууме (показана черным цветом) и для приповерхностного поля, распространяющегося вдоль проволоки (показана серым цветом).

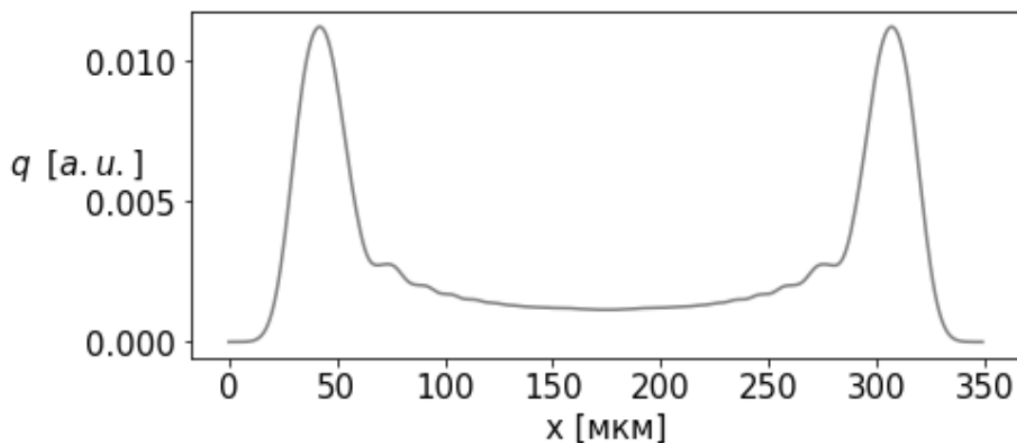


Рис. 5.4: Нормированное распределение поверхностного заряда на поверхности проволоки в момент времени, совпадающий с моментом времени, показанном на Рис. 5.2.

Результаты моделирования с изогнутой проволокой представлены на Рис. 5.5. Рисунки (5.5а-5.5г) на средней панели показывают модули электрического поля в различные моменты времени: после генерации, после преодоления первого изгиба ( $30^\circ$ ), в момент преодоления второго изгиба ( $90^\circ$ ), после второго

изгиба, соответственно. На нижней панели Рис. 5.5 показано изменение нормированной максимальной амплитуды поля с течением времени. Пунктирными линиями показаны моменты времени, представленные на средней панели. Можно сделать вывод, что при прохождении импульсом изгибов с большими углами форма и амплитуда импульса меняются, что, видимо, связано с переизлучением (и/или перераспределением) значительной части энергии. В то же время при достаточно плавном изгибе проволоки (по крайней мере до  $30^\circ$ ) изменения формы и амплитуды импульса не так существенны, что открывает реальную возможность управлять направлением распространения мощных терагерцовых импульсов.

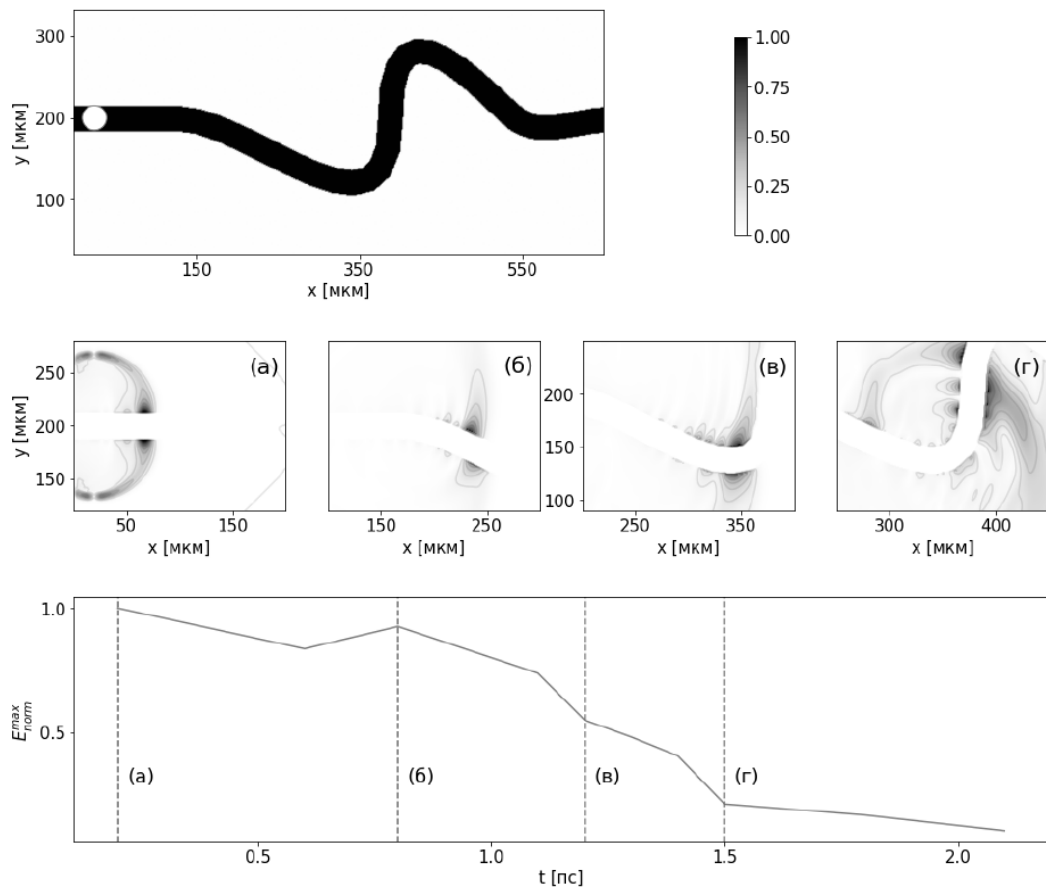


Рис. 5.5: Эволюция электромагнитной волны вдоль изогнутой проволоки, представленной на верхней панели. Рисунки (а)-(г) на средней панели показывают распределение амплитуды электрического поля у поверхности проволоки в различные моменты времени, которые отмечены на нижней панели пунктирными линиями. Нижняя панель показывает изменение амплитуды электрического поля с течением времени.



#### 5.1.4 Увеличение эффективности генерации

Для получения максимально возможных терагерцовых импульсов необходимо вырвать как можно больше электронов с поверхности мишени. Для этого требуется согласовать одновременное попадание импульсов из всех каналов, многоканального лазера в одно место на поверхность проволоки с разных сторон, добившись по мере возможности симметричного облучения мишени. При этом, конечно, выход ТГц излучения будет существенно выше, чем в моделировании, соответствующем использованию одного канала с распределением его энергии по окружности вокруг проволоки. В принципе, требование полной симметрии облучения не является критическим, так как сильные приповерхностные импульсы наблюдались при воздействии на тонкие проволоки одного лазерного импульса. Стоит отметить, что варьирование времен прихода импульсов на мишень и условий их фокусировки управляет длительностью и спектром результирующего ТГц импульса.

Диаметр проволоки влияет на амплитуду поля, возникающего на поверхности, за счет геометрического фактора, поэтому чем тоньше проволока, тем большие поля можно ожидать. Оптимальным размером проволоки для мульти-ПВт каналов будет проволока с радиусом порядка 100 – 200 мкм, это позволит создать горячую область, которая просуществует достаточно для генерации время, а образованные приповерхностные поля, распространяющиеся вдоль проволоки, будут иметь рекордную напряженность. Чтобы не разрушить мишень до прихода основного импульса необходимо обеспечить контраст по интенсивности на наносекундном уровне выше  $10^{-8}$  для медной проволоки и лучше  $10^{-7}$  для вольфрамовой проволоки. В принципе, возможно и использование более тонких проволок (диаметром порядка пятна фокусировки в 10 – 50 мкм) при условии достижения более высокого контраста лазерного излучения.

## 5.2 Моделирования движения заряженных частиц вдоль проволок

Рассмотрим движение заряженных частиц вдоль микропроволочных мишеней. Отметим что существует некоторое количество экспериментов, демонстрирующих появление пучков приповерхностных электронов, распространяющихся вдоль проволоки на значительные расстояния от области взаимодействия [30, 47]. При наклонном облучении коротким мощным лазерным импульсом (250 мДж, 150 фс) тонкой металлической проволоки диаметром в десятки микрон вблизи конца проволоки был зарегистрирован сигнал от пучка электронов на расстоянии в несколько десятков см. [47] и с диаметром в несколько мм. Эти эксперименты были повторены в случае нормального падения на мишень более мощного лазерного импульса (4 Дж, 400 фс) [30], где генерировались более энергетичные электроны и наблюдалась слабая зависимость характеристик электронных пучков, наблюдаемых на обоих концах проволоки, от материала металлической проволоки (использовались титановые, медные и никель-хромовые проволоки) и ее диаметра (который изменялся от 15 до 100 мкм). Было высказано предположение, что удержание электронов вблизи проволоки может быть связано с генерацией поверхностных электромагнитных волн [30], которое было частично подтверждено экспериментально [28].

Электронный поток вдоль поверхности плоских мишеней наблюдался значительно раньше [88, 116–118]. Природа его удержания связывалась с поверхностными электромагнитными полями, что подтверждалось подавлением приповерхностных электронных пучков при увеличении размера преплазмы [117] или при создании шероховатости поверхности мишени с помощью ее микроструктурирования [118]. Более высокой концентрации энергии поверхностных электромагнитных полей следует ожидать при переходе от плоских к проволочным мишеням, что должно приводить к более выраженному эффекту поверхностного захвата электронов. На таких мишенях должны эффективно возбуждаться поверхностные электромагнитные волны типа волны Зоммерфель-

да. Они распространяются вдоль поверхности проволоки со скоростью, близкой к скорости света, и способны захватывать релятивистские сгустки электронов, продвигаясь с ними на значительные расстояния от фокального пятна. Проведенные теоретические исследования демонстрируют возможность возбуждения поверхностных электромагнитных волн различными физическими механизмами [28, 111].

В данной части главы представлены серии трехмерных численных моделирований облучения лазерным импульсом тонких проволок, показывающих как возникновение пучков электронов, распространяющихся от области взаимодействия вдоль проволоки, так и возбуждение поверхностных электромагнитных волн. Для выявления основных особенностей формирования пучка электронов на начальном этапе взаимодействия была рассмотрена упрощенная постановка задачи, в которой проволочную мишень описываем плазменной моделью (плазменный цилиндр), как в области лазерно-плазменного взаимодействия, так и вдали от нее.

Моделирование проводилось кодами Мандор и VSim [52]. Лазерный импульс с максимумом интенсивности  $3 \times 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup>, имеющей гауссовское распределение как по времени (с характерной длительностью 50 фс), так и по пространству (радиус пятна фокусировки составлял 4 мкм), попадал в расчетную область вдоль оси  $x$  и фокусировался на цилиндрическую поверхность по нормали к оси цилиндра (ось  $y$ ). Полная расчетная область составляла  $x \times y \times z = 20$  мкм  $\times$  240 мкм  $\times$  20 мкм и использовался пространственный шаг  $\Delta x \times \Delta y \times \Delta z = 0.02$  мкм  $\times$  0.1 мкм  $\times$  0.05 мкм. Цилиндрическая плазменная мишень диаметром 8 мкм состояла из электронов и тяжелых ( $m_i/Zm_e = 41836$ ) или неподвижных ионов. Плотность электронов в области взаимодействия (по 10 мкм от центра фокусировки) составляла  $5n_c$  ( $n_c$  – электронная критическая плотность) и  $2n_c$  в остальной области. Поскольку задача является симметричной относительно направления движения лазерного импульса (оси  $x$ ), импульс фокусировался вблизи края цилиндра ( $y = 10$  мкм).

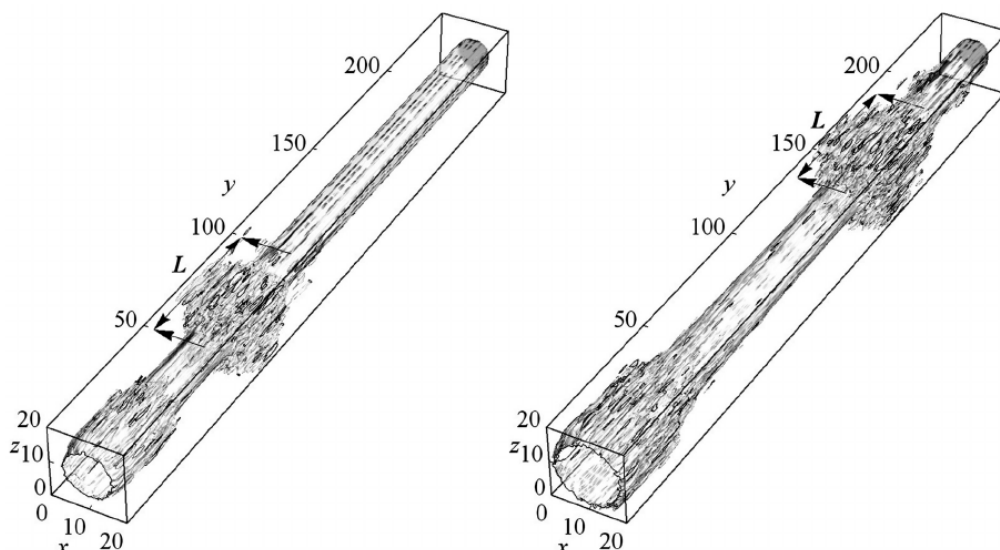


Рис. 5.6: Пространственное распределение плотности электронов в момент времени 520 фс (слева) и 780 фс (справа).

Рисунок 5.6 показывает плотность электронов после воздействия лазерного импульса на проволоку. Хорошо виден сгусток высокоэнергетичных электронов, отделившийся от основной массы частиц и движущийся вдоль проволоки со скоростью порядка скорости света. Полное число электронов в сгустке составляет  $1.6 \times 10^9$  частиц, а его продольный размер оказывается порядка 50 мкм, что много больше размера фокального пятна лазера. При этом сам сгусток электронов формируется после окончания действия лазерного импульса. Под действием лазерного импульса значительная часть электронов внутри фокального пятна нагревается до больших “температур”. При этом большая часть электронов не может улететь от мишени, удерживаемая полем разделения заряда (двойным слоем). Электроны, имеющие составляющие скорости вдоль оси цилиндра начинают двигаться в среднем вдоль направления оси проволоки. Они испытывают осцилляции вокруг цилиндрической мишени (хорошо известное явление – рециркуляция электронов в тонких мишенях), проникая во внутрь (благодаря компенсационному обратному току холодных электронов) и вылетая с противоположной стороны. Все это приводит к значительному увеличению длины прогретой области ( $L$ ), определяемой не столько диаметром

фокального пятна ( $d$ ), сколько длительностью лазерного импульса ( $\tau$ ) и временем адиабатического остывания электронов ( $\tau_e$ ),  $L \sim d + c\tau + c\tau_e$ . Именно размер прогретой области и определяет размер сгустка электронов, который продолжает распространяться вдоль проволоки. Заметим, что размер сгустка практически не зависит от поляризации лазерного импульса.

Изучена зависимость размеров формируемого пучка электронов от длительности лазерного импульса, для чего были проведены аналогичные расчеты для длительности импульса 100 фс и 300 фс, демонстрирующие, что размер сгустка незначительно увеличивается с длительностью импульса, достигая 70 мкм и 100 мкм соответственно. В последнем случае он в основном определяется длительностью импульса,  $L \sim c\tau$ . Чтобы оценить электромагнитные поля, возникающие на стадии формирования сгустка электронов, было проведено моделирование с помощью кода VSim [52] с размером расчетной области  $x \times y \times z = 35 \text{ мкм} \times 120 \text{ мкм} \times 35 \text{ мкм}$  и размером ячейки 0.1 мкм.

В ячейках, находившихся в области взаимодействия лазерного импульса с проволокой, в начальный момент находилось 20 макрочастиц. Плотность проволоки и характеристики лазерного импульса соответствовали предыдущему моделированию. В процессе моделирования было видно, что заметная часть нагретых электронов из области взаимодействия лазерного импульса с мишенью начинает движение вдоль проволок (рис. 5.7, где показаны электроны только из области взаимодействия). При этом движение электронов сопровождается распространением поверхностного электромагнитного поля.

Отметим, что поперечная компонента электрического поля имеет максимум на границе цилиндра и по величине на несколько порядков превосходит продольное поле, имеющее плавный максимум вдали от цилиндра (рис. 5.8). Кроме того, величина поперечной компоненты поля оказывается намного больше собственного поля электронного сгустка. Таким образом, структура возникающих полей подтверждает формирование поверхностной электромагнитной волны в ближней зоне, которая может трансформироваться вдали от области

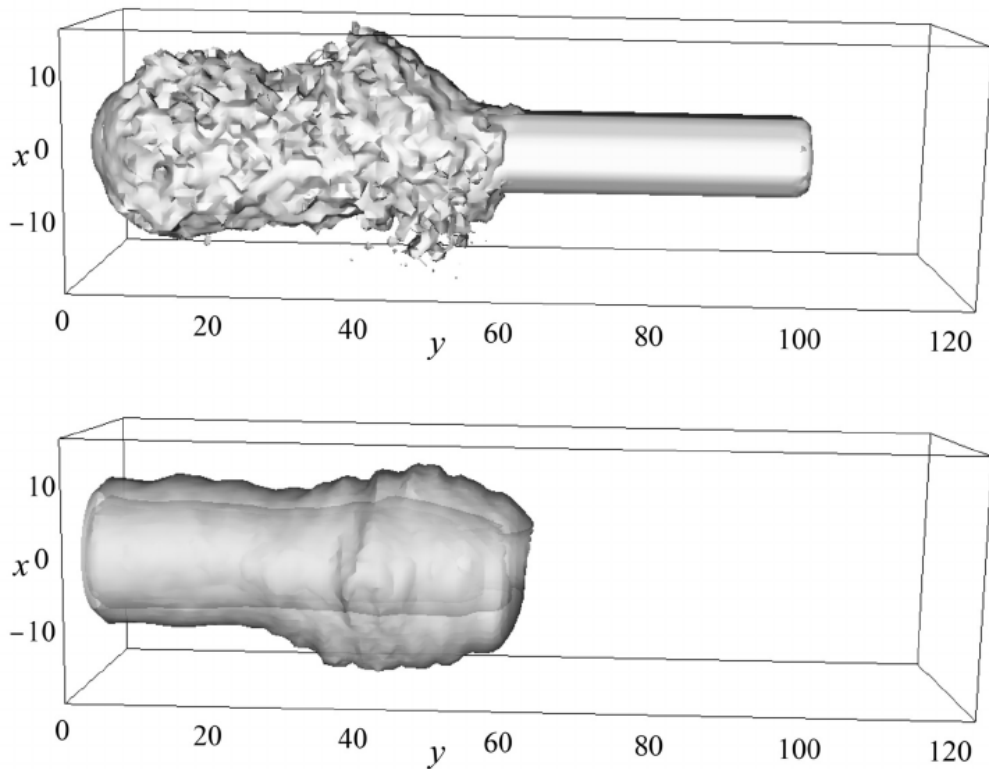


Рис. 5.7: Плотность электронов, вылетающих из области взаимодействия (верхняя панель), и амплитуда электромагнитного поля (нижняя панель) в момент времени 354 фс.

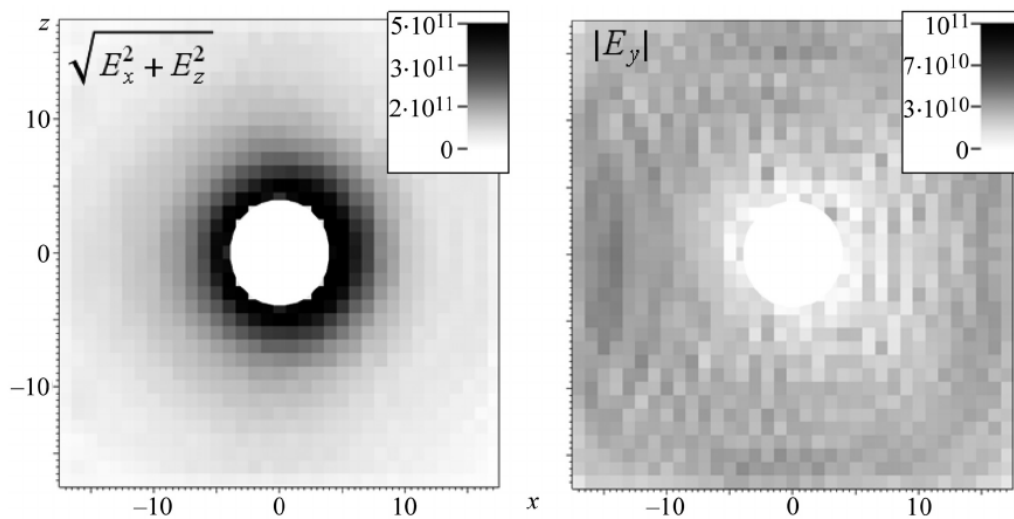


Рис. 5.8: Амплитуда поперечного  $\sqrt{E_x^2 + E_z^2}$  (слева) и продольного  $|E_y|$  (справа) электрического поля в единицах В/м, распространяющегося вдоль поверхности мишени электромагнитного импульса в перпендикулярной к оси цилиндра плоскости ( $y = 40$  мкм) в момент времени 354 фс.

взаимодействия в волну Зоммерфельда [119]. Основной причиной возникновения поверхностной волны являются токи горячих электронов, формирующих двойной слой на поверхности мишени, и более энергетичных электронов, покидающих мишень как было показано в первой главе.

### 5.2.1 Заключение

В первой части главы продемонстрированы перспективы использования цилиндрических мишеней для лазер-плазменной генерации сконцентрированных электромагнитных импульсов ТГц диапазона. Показаны возможности коллимации и транспортировки излучения с малыми потерями на значительные расстояния от области взаимодействия. Продемонстрировано, что максимум поля вблизи проволоки вдали от области взаимодействия много больше полей, движущихся с зарядом улетающих электронов, что связано с геометрией задачи, приводящей к падению полей в вакууме и слабозатухающему импульсу, бегущему вдоль проволоки. Для установок обладающих рекордными показателями по мощности и энергии, что позволяет ожидать высокие значения вылетающих зарядов ускоренных электронов из мишени. Как показало проведенное моделирование, для полного заряда улетевшего сгустка электронов порядка мкКл, что вполне реально и является умеренной оценкой, возникающие на поверхности проволоки поля будут иметь рекордные пиковые значения порядка  $\sim 10^{3-4}$  ГВ/м. Использование многих каналов в многоканальных установках позволит на порядок увеличить заряд улетающих электронов, тем самым существенно больше поднять амплитуду и полную энергию генерируемых приповерхностных электромагнитных импульсов. Проведение подобного проведенному и более детального численного расчета, адаптированного к реальному дизайну эксперимента, возможно на этапе планирования последнего.

Проведенные моделирования по генерации и распространению заряженных частиц демонстрируют формирование сгустков электронов, движущихся вдоль цилиндрической мишени совместно с поверхностными электромагнитными

ми полями. Из анализа численных моделирований видно, что генерируемый импульс поверхностных волн способен хорошо удерживать сгусток приповерхностных релятивистских электронов. Это обосновывает наблюдаемое в экспериментах [28, 30, 47] распространение электронного пучка вдоль проволоки на большое расстояние. Практическое использование такой транспортировки электронных сгустков МэВных энергий может быть предметом инженерных исследований.

Подводя итог, можно сделать вывод, что цилиндрические мишени, являются хорошим многофункциональным элементом, которые помимо непосредственного участия в генерации, коллимации, транспортировки ТГц излучения, а так же могут быть элементами сложных систем диагностики и ускорения частиц.

### **5.3 Основные результаты главы 5**

В заключительной главе проведено теоретическое обоснование возможных экспериментов по генерации ТГц излучения на установках с рекордно мощными короткими лазерными импульсами, облучающими цилиндрические микропроволоки. Продемонстрированы коллимирующие, диссипативные и волноводные свойства проводящих твердотельных проволок с диаметром порядка десятков и сотен микрон, позволяющие собирать энергию ТГц излучения и обеспечивать распространение ТГц импульсов на значительные расстояния от области воздействия лазерного импульса. Показана возможность захвата и увлечения электронов ТГц импульсами, бегущими вдоль проволок.



## Заключение

Настоящая работа посвящена исследованию генерации терагерцового электромагнитного излучения в процессах взаимодействия релятивистски интенсивных лазерных импульсов с высокопроводящими твердыми телами. Все поставленные в работе цели были достигнуты, а задачи выполнены, что привело к следующим основным результатам:

1. Проведено сравнение различных механизмов генерации низкочастотного терагерцового электромагнитного излучения при взаимодействии высокоинтенсивного лазерного излучения с высокопроводящими мишенями. Показано, что, если длительность лазерного импульса не превышает нескольких пикосекунд, преобладающим механизмом генерации является переходное излучение высокоэнергетичных электронов с коэффициентом конверсии энергии лазерного импульса в энергию низкочастотных импульсов в терагерцовой области частот на уровне от долей процентов до процентов в зависимости от остроты фокусировки лазерного импульса на мишень. Этот же механизм (переходное излучение улетающих электронов) является наиболее эффективным и для генерации поверхностных электромагнитных волн, а коэффициент конверсии энергии лазерного импульса в энергию импульсов поверхностных волн достигает  $\sim 10^{-5}$ .
2. В приближении бесконечной проводимости мишени получены аналитические выражения для электромагнитных полей ТГц импульсов в вакууме (в том числе в ближней зоне), возникающих вследствие переходного излучения лазерно-ускоренных электронов. Показана униполярная форма импульсов излучения улетающих от мишени в ближней зоне, отвечающая полупериодному электрическому (магнитному) полю одного знака.
3. Получена оценка эффективности генерации поверхностных волн в ТГц

области частот термоэлектрическими токами (токами обусловленными неколлинеарностью градиентов плотности и температуры) и показано, что эта эффективность лишь незначительно уступает эффективности генерации поверхностных волн переходным излучением высокоэнергетичных электронов.

4. Исследована эволюция растекания некомпенсированного положительного заряда, образованного вследствие вылета из мишени с высокой проводимостью нагретых лазером высокоэнергетичных электронов. Получены аналитические выражения, описывающие возникающие поверхностные токи и поля приповерхностных электромагнитных импульсов ТГц диапазона. Обнаружено, что при вылете из высокопроводящей мишени пучка релятивистских электронов оставшийся положительный заряд распространяется вдоль поверхности мишени в виде импульса со скоростью света. Проведена оценка увеличения горячей плазменной области на облучаемой и тыльной сторонах мишени из-за поверхностных токов, генерируемых вследствие быстрого появления поля разделения заряда.
5. Проведенное численное моделирование генерации терагерцового излучения при облучении лазерным импульсом цилиндрических высокопроводящих мишеней (проволок) и вылетом из них наиболее энергетичных электронов демонстрирует возможность заметного усиления и концентрации излучения вблизи поверхности мишени. Полученные оценки затухания полей вблизи мишени позволяют говорить о возможности распространения ТГц импульса вдоль проволоки на значительные расстояния от области взаимодействия, намного превышающие как начальное пятно фокусировки лазерного импульса, так и длину волны генерируемого импульса. Показаны возможности управления направлением распространения излучения, меняя изгиб проволоки, а также захват и увлечение части электронов полем генерируемых приповерхностных импульсов.

В заключении автор выражает благодарность научному руководителю д.ф.-м.н., Брантову Андрею Владимировичу, за научное руководство, помощь и плодотворное обсуждение результатов, без участия которого, было бы невозможно выполнить текущую работу, так же д.ф.-м.н., Быченкову Валерию Юрьевичу, за предложения и обсуждения идей, так же полезные консультации и идеи, позволяющие решать возникающие проблемы. Автор благодарит д.ф.-м.н., Алиева Юрия Мироновича за ценные советы и плодотворные обсуждения.

## Список литературы

- [1] Joint Channel Estimation and Data Rate Maximization for Intelligent Reflecting Surface Assisted Terahertz MIMO Communication Systems / X. Ma, Z. Chen, W. Chen et al. // IEEE Access. 2020. Vol. 8. P. 99565–99581.
- [2] Terasense Group I. URL: <https://terasense.com/products/body-scanner/>.
- [3] Aliev Y. M., Frolov A. A. Excitation of high-intensity terahertz surface modes of plasma slab under action p-polarized two-frequency laser radiation // Physical Review E. 2022. . Vol. 105, no. 4.
- [4] Terahertz Biomedical Science and Technology / Ed. by J.-H. Son. London, England: CRC Press, 2020. .
- [5] Tanaka K., Hirori H., Nagai M. THz Nonlinear Spectroscopy of Solids // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2011. . Vol. 1, no. 1. P. 301–312.
- [6] Terahertz Spectroscopy / Ed. by S. L. Dexheimer. CRC Press, 2017. .
- [7] Zhang X.-C., Xu J. Introduction to THz Wave Photonics. Springer US, 2010.
- [8] Wireless sub-THz communication system with high data rate / S. Koenig, D. Lopez-Diaz, J. Antes et al. // Nature Photonics. 2013. . Vol. 7, no. 12. P. 977–981.
- [9] Terahertz control of nanotip photoemission / L. Wimmer, G. Herink, D. R. Solli et al. // Nature Physics. 2014. . Vol. 10, no. 6. P. 432–436.
- [10] Herink G., Wimmer L., Ropers C. Field emission at terahertz frequencies: AC-tunneling and ultrafast carrier dynamics // New Journal of Physics. 2014. . Vol. 16, no. 12. P. 123005.

- [11] Nitrogen plasma formation through terahertz-induced ultrafast electron field emission / K. Iwaszczuk, M. Zalkovskij, A. C. Strikwerda et al. // *Optica*. 2015. . Vol. 2, no. 2. P. 116.
- [12] Sub-cycle control of terahertz high-harmonic generation by dynamical Bloch oscillations / O. Schubert, M. Hohenleutner, F. Langer et al. // *Nature Photonics*. 2014. . Vol. 8, no. 2. P. 119–123.
- [13] Li S., Jones R. Ionization of Excited Atoms by Intense Single-Cycle THz Pulses // *Physical Review Letters*. 2014. . Vol. 112, no. 14.
- [14] Matsunaga R., Shimano R. Nonequilibrium BCS State Dynamics Induced by Intense Terahertz Pulses in a Superconducting NbN Film // *Physical Review Letters*. 2012. . Vol. 109, no. 18.
- [15] Energy-Gap Dynamics of Superconducting NbN Thin Films Studied by Time-Resolved Terahertz Spectroscopy / M. Beck, M. Klammer, S. Lang et al. // *Physical Review Letters*. 2011. . Vol. 107, no. 17.
- [16] Glossner A., Zhang C., Kikuta S. et al. Cooper Pair Breakup in YBCO under Strong Terahertz Fields. 2012.
- [17] Generation of 09-mJ THz pulses in DSTMS pumped by a Cr:Mg<sub>2</sub> SiO<sub>4</sub> laser / C. Vicario, A. V. Ovchinnikov, S. I. Ashitkov et al. // *Optics Letters*. 2014. . Vol. 39, no. 23. P. 6632.
- [18] Strong-field single-cycle THz pulses generated in an organic crystal / C. P. Hauri, C. Ruchert, C. Vicario et al. // *Applied Physics Letters*. 2011. . Vol. 99, no. 16. P. 161116.
- [19] Improvement in thermal barriers to intense terahertz generation from photoconductive antennas / X. Ropagnol, M. Bouvier, M. Reid et al. // *Journal of Applied Physics*. 2014. . Vol. 116, no. 4. P. 043107.

- [20] Intense THz Pulses with large ponderomotive potential generated from large aperture photoconductive antennas / X. Ropagnol, M. Khorasaninejad, M. Raeiszadeh et al. // *Optics Express*. 2016. . Vol. 24, no. 11. P. 11299.
- [21] Emission characteristics of photoconductive antennas based on low-temperature-grown GaAs and semi-insulating GaAs / M. Tani, S. Matsuura, K. Sakai et al. // *Applied Optics*. 1997. . Vol. 36, no. 30. P. 7853.
- [22] Generation of strong terahertz fields exceeding 8 MV/cm at 1 kHz and real-time beam profiling / T. I. Oh, Y. J. Yoo, Y. S. You et al. // *Applied Physics Letters*. 2014. . Vol. 105, no. 4. P. 041103.
- [23] Observation of Gigawatt-Class THz Pulses from a Compact Laser-Driven Particle Accelerator / A. Gopal, S. Herzer, A. Schmidt et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2013. Aug. Vol. 111. P. 074802.
- [24] An investigation on THz yield from laser-produced solid density plasmas at relativistic laser intensities / S. Herzer, A. Woldegeorgis, J. Polz et al. // *New Journal of Physics*. 2018. . Vol. 20, no. 6. P. 063019.
- [25] Demonstration of Coherent Terahertz Transition Radiation from Relativistic Laser-Solid Interactions / G.-Q. Liao, Y.-T. Li, Y.-H. Zhang et al. // *Phys. Rev. Lett.* 2016. May. Vol. 116. P. 205003.
- [26] Intense terahertz radiation from relativistic laser-plasma interactions / G. Q. Liao, Y. T. Li, C. Li et al. // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2016. . Vol. 59, no. 1. P. 014039.
- [27] Towards Terawatt-Scale Spectrally Tunable Terahertz Pulses via Relativistic Laser-Foil Interactions / G.-Q. Liao, H. Liu, G. G. Scott et al. // *Physical Review X*. 2020. . Vol. 10, no. 3.

- [28] Strong sub-terahertz surface waves generated on a metal wire by high-intensity laser pulses / S. Tokita, S. Sakabe, T. Nagashima et al. // *Scientific Reports*. 2015. . Vol. 5, no. 1.
- [29] Induction of subterahertz surface waves on a metal wire by intense laser interaction with a foil / K. Teramoto, S. Inoue, S. Tokita et al. // *Physical Review E*. 2018. . Vol. 97, no. 2.
- [30] A. M., P. B., M. M. et al. Study of surface current confinement in high-intensity laser interactions with wire targets. URL: <https://meetings.aps.org/link/BAPS.2013.DPP.PO6.5> (2015).
- [31] Efficient post-acceleration of protons in helical coil targets driven by sub-ps laser pulses / H. Ahmed, S. Kar, G. Cantono et al. // *Scientific Reports*. 2017. . Vol. 7, no. 1.
- [32] Half-cycle terahertz surface waves with MV/cm field strengths generated on metal wires / K. Teramoto, S. Tokita, T. Terao et al. // *Applied Physics Letters*. 2018. . Vol. 113, no. 5. P. 051101.
- [33] Spatiotemporal visualization of the terahertz emission during high-power laser-matter interaction / A. Gopal, A. Woldegeorgis, S. Herzer et al. // *Physical Review E*. 2019. . Vol. 100, no. 5.
- [34] Observation of Terahertz Emission from a Laser-Plasma Accelerated Electron Bunch Crossing a Plasma-Vacuum Boundary / W. P. Leemans, C. G. R. Geddes, J. Faure et al. // *Physical Review Letters*. 2003. . Vol. 91, no. 7.
- [35] Mironov V. A., Oladyshkin I. V., Fadeev D. A. Optical-to-THz radiation conversion on a semi-metal surface // *Quantum Electronics*. 2016. . Vol. 46, no. 8. P. 753–758.

- [36] Frolov A. A. Generation of Terahertz Waves under Laser Action on Hot Dense Plasma // Plasma Physics Reports. 2018. . Vol. 44, no. 3. P. 312–325.
- [37] Gupta D., Kulagin V., Suk H. Terahertz radiation emission from plasma beat-wave interactions with a relativistic electron beam // Optics Communications. 2017. . Vol. 401. P. 71–74.
- [38] Frolov A. A. Generation of terahertz radiation in the reflection of a laser pulse from a dense plasma // Plasma Physics Reports. 2007. . Vol. 33, no. 12. P. 1014–1022.
- [39] Frolov A. A. Generation of terahertz radiation from a low-density plasma slab irradiated by a laser pulse // Plasma Physics Reports. 2010. . Vol. 36, no. 4. P. 318–335.
- [40] Frolov A. A. Terahertz wave emission at an oblique incidence of the laser pulse on rarefied plasma // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2020. . Vol. 62, no. 9. P. 095002.
- [41] Frolov A. A. Terahertz emission at a ip/i-polarized laser radiation action on plasma // Physics of Plasmas. 2021. . Vol. 28, no. 1. P. 013104.
- [42] Volchok E., Annenkov V., Timofeev I. Electromagnetic emission due to nonlinear interaction of laser wakefields colliding in plasma at an oblique angle // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2021. . Vol. 63, no. 4. P. 045001.
- [43] Optimal synchronization of laser pulses in THz generation scheme with colliding plasma wakes / I. V. Timofeev, E. A. Berendeev, V. V. Annenkov et al. // Physics of Plasmas. 2021. . Vol. 28, no. 1. P. 013103.
- [44] Volchok E. P., Timofeev I. V., Annenkov V. V. Coherent terahertz emission from a plasma layer due to linear conversion of laser wakefields on pre-



- modulated ion density // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2019. . Vol. 61, no. 12. P. 125006.
- [45] Генерация мощных импульсов терагерцевого и инфракрасного диапазонов при взаимодействии мультитераваттных лазерных полей с мишенями ограниченных размеров / В. В. Кулагин, В. Н. Корниенко, В. А. Черепенин [и др.] // *Журнал радиоэлектроники*. 2017. № 1. С. 1.
- [46] Characteristics of quasi-unipolar electromagnetic pulses formed in the interaction of high-power laser pulses with nanoscale targets\* / *V. Kulagin, V. Kornienko, V. Cherepenin et al.* // *Quantum Electronics* —795.
- [47] Divergence-Free Transport of Laser-Produced Fast Electrons Along a Meter-Long Wire Target / H. Nakajima, S. Tokita, S. Inoue et al. // *Physical Review Letters*. 2013. . Vol. 110, no. 15.
- [48] Федорюк М.В. Метод перевала. Москва: Наука, 1977.
- [49] Цытович В.Н. // *ЖТФ*. 1961. Т. 31. С. 766.
- [50] А.Н.Тихонов, А.А.Самарский. Уравнения математической физики. Москва: Наука, 1972.
- [51] Bolotovskii B. M., Serov A. V. Features of the transition radiation field // *Uspekhi Fizicheskikh Nauk*. 2009. Vol. 179, no. 5. P. 517.
- [52] Nieter C., Cary J. R. VORPAL: a versatile plasma simulation code // *Journal of Computational Physics*. 2004. . Vol. 196, no. 2. P. 448–473.
- [53] Inan U. S., Marshall R. A. Numerical Electromagnetics: The FDTD Method. Cambridge: University Press, 2011.
- [54] Dawson J. M. Particle simulation of plasmas // *Reviews of Modern Physics*. 1983. . Vol. 55, no. 2. P. 403–447.

- [55] Intense terahertz pulses from SLAC electron beams using coherent transition radiation / Z. Wu, A. S. Fisher, J. Goodfellow et al. // Review of Scientific Instruments. 2013. . Vol. 84, no. 2. P. 022701.
- [56] Scaling Hot-Electron Generation to High-Power, Kilojoule-Class Laser-Solid Interactions / P. M. Nilson, A. A. Solodov, J. F. Myatt et al. // Phys. Rev. Lett. 2010. Dec. Vol. 105. P. 235001.
- [57] Simultaneous generation of a proton beam and terahertz radiation in high-intensity laser and thin-foil interaction / A. Sagisaka, H. Daido, S. Nashima et al. // Applied Physics B. 2008. . Vol. 90, no. 3-4. P. 373–377.
- [58] Strong terahertz radiation from relativistic laser interaction with solid density plasmas / Y. T. Li, C. Li, M. L. Zhou et al. // Applied Physics Letters. 2012. . Vol. 100, no. 25. P. 254101.
- [59] Mora P. Plasma Expansion into a Vacuum // Phys. Rev. Lett. 2003. May. Vol. 90. P. 185002.
- [60] Absorption of ultra-intense laser pulses / S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak et al. // Phys. Rev. Lett. 1992. Aug. Vol. 69. P. 1383–1386.
- [61] Цытович В. Л. Гинзбург и В.Н. Переходное излучение и переходное рассеяние (некоторые вопросы теории). Москва: Наука, 1984.
- [62] Theoretical study of transition radiation from hot electrons generated in the laser–solid interaction / J. Zheng, K. A. Tanaka, T. Miyakoshi et al. // Physics of Plasmas. 2003. . Vol. 10, no. 7. P. 2994–3003.
- [63] Terahertz radiation from laser accelerated electron bunches / W. P. Leemans, J. van Tilborg, J. Faure et al. // Physics of Plasmas. 2004. . Vol. 11, no. 5. P. 2899–2906.

- [64] Pulse shape and spectrum of coherent diffraction-limited transition radiation from electron beams / J. V. Tilborg, C. Schroeder, E. Esarey et al. // *Laser and Particle Beams*. 2004. . Vol. 22, no. 4. P. 415–422.
- [65] Theory of coherent transition radiation generated by ellipsoidal electron bunches / W. O. 't Root, P. W. Smorenburg, T. van Oudheusden et al. // *Physical Review Special Topics - Accelerators and Beams*. 2007. . Vol. 10, no. 1.
- [66] Theory of coherent transition radiation generated at a plasma-vacuum interface / C. B. Schroeder, E. Esarey, J. van Tilborg et al. // *Physical Review E*. 2004. . Vol. 69, no. 1.
- [67] Hu K., Yi L. Relativistic terahertz radiation generated by direct-laser-accelerated electrons from laser-foil interactions // *Physical Review A*. 2020. . Vol. 102, no. 2.
- [68] Ginzburg V. L., Frank I. M. // *Sov. Phys. JETP*. 1946. Vol. 16, no. 15.
- [69] Popov N. L., Vinogradov A. V. Free Space Strange and Unipolar EM Pulses: Yes or No? // *Foundations*. 2021. . Vol. 1, no. 2. P. 169–174.
- [70] Arkhipov R., Arkhipov M., Rosanov N. Unipolar light: existence, generation, propagation, and impact on microobjects // *Quantum Electronics*. 2020. . Vol. 50, no. 9. P. 801–815.
- [71] Intense terahertz pulses from SLAC electron beams using coherent transition radiation / Z. Wu, A. S. Fisher, J. Goodfellow et al. // *Review of Scientific Instruments*. 2013. . Vol. 84, no. 2. P. 022701.
- [72] Matter manipulation with extreme terahertz light: Progress in the enabling THz technology / P. Salén, M. Basini, S. Bonetti et al. // *Physics Reports*. 2019. . Vol. 836-837. P. 1–74.

- [73] Ding W. J., Sheng Z. M., Koh W. S. High-field half-cycle terahertz radiation from relativistic laser interaction with thin solid targets // Applied Physics Letters. 2013. . Vol. 103, no. 20. P. 204107.
- [74] Observation of extremely efficient terahertz generation from mid-infrared two-color laser filaments / A. D. Koulouklidis, C. Gollner, V. Shumakova et al. // Nature Communications. 2020. . Vol. 11, no. 1.
- [75] Laser-Driven Ultrafast Field Propagation on Solid Surfaces / K. Quinn, P. A. Wilson, C. A. Cecchetti et al. // Physical Review Letters. 2009. . Vol. 102, no. 19.
- [76] Spontaneous Magnetic Fields in Laser-Produced Plasmas / J. A. Stamper, K. Papadopoulos, R. N. Sudan et al. // Physical Review Letters. 1971. . Vol. 26, no. 17. P. 1012–1015.
- [77] Л.А. БОЛЬШОВ, Ю.А. ДРЕЙЗИН, А.М. ДЫХНЕ // Письма в ЖЭТФ. 1974. Т. 19, № 5. С. 288–291.
- [78] Megagauss Magnetic Field Generation and Plasma Jet Formation on Solid Targets Irradiated by an Ultraintense Picosecond Laser Pulse / M. Borghesi, A. J. MacKinnon, A. R. Bell et al. // Physical Review Letters. 1998. . Vol. 81, no. 1. P. 112–115.
- [79] Эйдман В.Я. // Известия вузов. Радиофизика. 1965. Т. 8. С. 188.
- [80] Nam S. H., Taylor A. J., Efimov A. Subwavelength hybrid terahertz waveguides // Opt. Express. 2009. Vol. 17, no. 25. P. 22890–22897.
- [81] Target charging in short-pulse-laser-plasma experiments / J.-L. Dubois, F. Lubrano-Lavaderci, D. Raffestin [и др.] // Physical Review E. 2014. . Т. 89, № 1.

- [82] Dynamic model of target charging by short laser pulse interactions / A. Poyé, J.-L. Dubois, F. Lubrano-Lavaderci et al. // *Physical Review E*. 2015. . Vol. 92, no. 4.
- [83] Denavit J. Absorption of high-intensity subpicosecond lasers on solid density targets // *Physical Review Letters*. 1992. . Vol. 69, no. 21. P. 3052–3055.
- [84] Two-Dimensional Distribution of Self-Generated Magnetic Fields near the Laser-Plasma Resonant-Interaction Region / Y. Sakagami, H. Kawakami, S. Nagao et al. // *Physical Review Letters*. 1979. . Vol. 42, no. 13. P. 839–842.
- [85] Kovalev V., Bychenkov V. Y., Tikhonchuk V. T. Ion acceleration during adiabatic plasma expansion: Renormalization group approach // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. 2001. . Vol. 74, no. 1. P. 10–14.
- [86] Ion acceleration in expanding multispecies plasmas / V. Y. Bychenkov, V. N. Novikov, D. Batani et al. // *Physics of Plasmas*. 2004. . Vol. 11, no. 6. P. 3242–3250.
- [87] Surface-Magnetic-Field and Fast-Electron Current-Layer Formation by Ultraintense Laser Irradiation / T. Nakamura, S. Kato, H. Nagatomo et al. // *Physical Review Letters*. 2004. . Vol. 93, no. 26.
- [88] Lateral Electron Transport in High-Intensity Laser-Irradiated Foils Diagnosed by Ion Emission / P. McKenna, D. C. Carroll, R. J. Clarke et al. // *Physical Review Letters*. 2007. . Vol. 98, no. 14.
- [89] Dynamics of Self-Generated, Large Amplitude Magnetic Fields Following High-Intensity Laser Matter Interaction / G. Sarri, A. Macchi, C. A. Cecchetti et al. // *Physical Review Letters*. 2012. . Vol. 109, no. 20.

- [90] Guided post-acceleration of laser-driven ions by a miniature modular structure / S. Kar, H. Ahmed, R. Prasad et al. // Nature Communications. 2016. . Vol. 7, no. 1.
- [91] Ultrafast evolution of electric fields from high-intensity laser-matter interactions / R. Pompili, M. P. Anania, F. Bisesto et al. // Scientific Reports. 2018. . Vol. 8, no. 1.
- [92] Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction / H. Hamster, A. Sullivan, S. Gordon et al. // Physical Review Letters. 1993. . Vol. 71, no. 17. P. 2725–2728.
- [93] Macchi A. Surface plasmons in superintense laser-solid interactions // Physics of Plasmas. 2018. . Vol. 25, no. 3. P. 031906.
- [94] Proton radiography of magnetic fields generated with an open-ended coil driven by high power laser pulses / G. Liao, Y. Li, B. Zhu et al. // Matter and Radiation at Extremes. 2016. . Vol. 1, no. 4. P. 187–191.
- [95] High energy femtosecond pulse compression / P. Lassonde, S. Mironov, S. Fourmaux et al. // Laser Physics Letters. 2016. . Vol. 13, no. 7. P. 075401.
- [96] Relativistic few-cycle pulses with high contrast from picosecond-pumped OPCPA / A. Kessel, V. E. Leshchenko, O. Jahn et al. // Optica. 2018. . Vol. 5, no. 4. P. 434.
- [97] Fivefold compression of 250-TW laser pulses / V. Ginzburg, I. Yakovlev, A. Zuev et al. // Physical Review A. 2020. . Vol. 101, no. 1.
- [98] Energetic proton generation in ultra-intense laser–solid interactions / S. C. Wilks, A. B. Langdon, T. E. Cowan et al. // Physics of Plasmas. 2001. . Vol. 8, no. 2. P. 542–549.

- [99] Macchi A., Borghesi M., Passoni M. Ion acceleration by superintense laser-plasma interaction // *Reviews of Modern Physics*. 2013. . Vol. 85, no. 2. P. 751–793.
- [100] Time-resolved measurements of fast electron recirculation for relativistically intense femtosecond scale laser-plasma interactions / J. S. Green, N. Booth, R. J. Dance et al. // *Scientific Reports*. 2018. . Vol. 8, no. 1.
- [101] Laser-ablation-based ion source characterization and manipulation for laser-driven ion acceleration / P. Sommer, J. Metzkes-Ng, F.-E. Brack et al. // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2018. . Vol. 60, no. 5. P. 054002.
- [102] dHumieres E. Ion Acceleration by High Intensity Short Pulse Lasers // *Laser Pulses - Theory, Technology, and Applications*. InTech, 2012. .
- [103] Chen Z. A Survey on Terahertz Communications // *China Communications*. 2019. Vol. 16, no. 2. P. 1–35.
- [104] Generation of intense coherent electromagnetic radiation during the interaction of a multi-terawatt laser pulse with a nanowire target / V. Kulagin, V. Kornienko, V. Cherepenin et al. // *Quantum Electronics*. 2021. . Vol. 51, no. 4. P. 323–332.
- [105] Guiding and emission of millijoule single-cycle THz pulse from laser-driven wire-like targets / Y. Zeng, C. Zhou, L. Song et al. // *Optics Express*. 2020. . Vol. 28, no. 10. P. 15258.
- [106] Laser-driven proton acceleration and applications: Recent results / M. Borghesi, T. Toncian, J. Fuchs et al. // *The European Physical Journal Special Topics*. 2009. . Vol. 175, no. 1. P. 105–110.
- [107] Investigations of ultrafast charge dynamics in laser-irradiated targets by a self probing technique employing laser driven protons / H. Ahmed, S. Kar,

- G. Cantono et al. // Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment. 2016. . Vol. 829. P. 172–175.
- [108] chao Li Z., Zheng J. Terahertz radiation from a wire target irradiated by an ultra-intense laser pulse // Physics of Plasmas. 2007. . Vol. 14, no. 5. P. 054505.
- [109] Proton probing of laser-driven EM pulses travelling in helical coils / H. Ahmed, S. Kar, A. Giesecke et al. // High Power Laser Science and Engineering. 2017. Vol. 5.
- [110] Nakajima K. Novel efficient THz undulator using a laser-driven wire // Light: Science & Applications. 2017. . Vol. 6, no. 5. P. e17063–e17063.
- [111] Terahertz generation from laser-driven ultrafast current propagation along a wire target / H. B. Zhuo, S. J. Zhang, X. H. Li et al. // Physical Review E. 2017. . Vol. 95, no. 1.
- [112] Astley V., Mendis R., Mittleman D. M. Characterization of terahertz field confinement at the end of a tapered metal wire waveguide // Applied Physics Letters. 2009. . Vol. 95, no. 3. P. 031104.
- [113] He X.-Y. Investigation of terahertz Sommerfeld wave propagation along conical metal wire // Journal of the Optical Society of America B. 2009. . Vol. 26, no. 9. P. A23.
- [114] Liang H., Ruan S., Zhang M. Terahertz surface wave propagation and focusing on conical metal wires // Optics Express. 2008. . Vol. 16, no. 22. P. 18241.
- [115] Optical tweezers in single-molecule biophysics / C. J. Bustamante, Y. R. Chemla, S. Liu et al. // Nature Reviews Methods Primers. 2021. . Vol. 1, no. 1.



- [116] Effects of Laser Polarization on Jet Emission of Fast Electrons in Femtosecond-Laser Plasmas / L. M. Chen, J. Zhang, Y. T. Li et al. // Physical Review Letters. 2001. . Vol. 87, no. 22.
- [117] Observation of a Fast Electron Beam Emitted along the Surface of a Target Irradiated by Intense Femtosecond Laser Pulses / Y. T. Li, X. H. Yuan, M. H. Xu et al. // Physical Review Letters. 2006. . Vol. 96, no. 16.
- [118] MeV surface fast electron emission from femtosecond laser pulses interacting with planar and nanowire targets / Y. Tian, J. Liu, W. Wang et al. // Plasma Physics and Controlled Fusion. 2014. . Vol. 56, no. 7. P. 075021.
- [119] Goubau G. Surface Waves and Their Application to Transmission Lines // Journal of Applied Physics. 1950. . Vol. 21, no. 11. P. 1119–1128.