

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

На правах рукописи

Горлова Диана Алексеевна

**Ускорение электронов и вторичные  
процессы при взаимодействии лазерного импульса  
релятивистской интенсивности со слоем  
подкритической плазмы**

1.3.19 – лазерная физика

Диссертация  
на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
д.ф.-м.н., проф. Савельев-Трофимов А.Б.

# Содержание

<b>Введение</b>	<b>4</b>
Актуальность . . . . .	4
Степень разработанности темы . . . . .	5
Цель и задачи . . . . .	6
Объект и предмет исследования . . . . .	7
Научная новизна . . . . .	7
Теоретическая и практическая значимость . . . . .	8
Методология исследования . . . . .	9
Защищаемые положения . . . . .	9
Степень достоверности . . . . .	10
Список публикаций по теме диссертации . . . . .	10
Апробация результатов работы . . . . .	11
Личный вклад автора . . . . .	12
<b>1 Экспериментальные и численные методы исследования релятивистской лазерной плазмы</b>	<b>13</b>
1.1 Описание экспериментальной установки и методов обработки экспериментальных данных . . . . .	13
1.2 Численное моделирование лазерно-плазменного взаимодействия . . . . .	26
1.3 Выводы по главе . . . . .	35
<b>2 Исследование ускорения электронов при воздействии фемтосекундного лазерного импульса релятивистской интенсивности на слой подкритической плазмы длиной несколько сотен микрометров</b>	<b>36</b>
2.1 Состояние исследований по ускорению электронов в релятивистской лазерной плазме . . . . .	37
2.2 Экспериментальные и численные исследования ускорения электронов . . . . .	45
2.3 Исследования в области ядерной фотоники . . . . .	68
2.4 Управление углом вылета пучка электронов . . . . .	72
2.5 Выводы по главе . . . . .	79
<b>3 Генерация ТГц излучения в релятивистском лазерно-плазменном взаимодействии</b>	<b>81</b>

3.1	Состояние исследований генерации ТГц излучения с использованием лазерных импульсов релятивистской интенсивности . . . . .	81
3.2	Экспериментальное исследование ТГц излучения . . . . .	84
3.3	Когерентное переходное излучение в ТГц диапазоне частот . . . . .	91
3.4	ТГц излучение в численном моделировании методом крупных частиц . . . . .	100
3.5	Переход на ПВт мощности лазерных импульсов . . . . .	102
3.6	Выводы по главе . . . . .	108
<b>Заключение</b>		<b>110</b>
<b>Приложение</b>		<b>113</b>
	Реализация разложения Гельмгольца . . . . .	113
	Алгоритм расчета работы полей . . . . .	114
	Алгоритм численного решения уравнения эйконала . . . . .	115
<b>Благодарности</b>		<b>117</b>
<b>Литература</b>		<b>118</b>

# Введение

## Актуальность

Современные лазерные системы генерируют импульсы малой длительности (10-1000 фс) с пиковой мощностью до нескольких ПВт [1], что при фокусировке позволяет достигать интенсивностей, называемых релятивистскими ( $10^{18} - 10^{21}$  Вт/см<sup>2</sup>) [2]. Взаимодействие излучения релятивистской интенсивности с атомами мишени формирует лазерную плазму, которая, вследствие различных процессов, является источником ускоренных электронов и ионов [3]. Последующее проникновение этих электронов вглубь мишени приводит также к генерации жесткого рентгеновского и гамма излучений [4].

Уже около 10 лет существует ядерная фотоника [5] как отдельная область исследований, которая изучает эффекты на стыке ядерной физики и физики высоких плотностей энергии. Активно исследуются источники вторичных частиц, генерируемых при взаимодействии лазерно-ускоренных электронов или ионов с атомами мишени. Полученные источники вторичных частиц имеют ряд преимуществ перед аналогичными источниками, получаемыми на традиционных ускорителях: малую длительность импульса, высокий пиковый поток частиц [6].

Для большинства практических приложений лазерно-плазменных ускорителей необходимым условием является генерация электронов в форме пучка с достаточно малой расходимостью и узким энергетическим спектром, а также большим зарядом (десятки пКл и выше). Максимальные энергии электронов были достигнуты с использованием ускорения в мишенях - струях газа: были получены пучки электронов с энергиями до 8 ГэВ, угловой шириной единицы мрад и полным зарядом порядка 200 пКл [7]. При взаимодействии с твердотельной мишенью направленный пучок электронов можно получить ускорением в плазменном канале [8]. Экспериментально уже были достигнуты заряды пучка до 0.1 мкКл и расходимость порядка 0.05 рад при отражении от твердотельной мишени [9].

Перечисленные выше результаты были получены на лазерных системах с энергией импульса десятки-сотни Дж и частотой повторения импульсов  $<1$  Гц, что ограничивает их практическое использование. Актуальной также является задача получения пучков электронов на лазерных системах с кГц частотой повторения импульсов [10]. Такие лазерные системы обладают пиковой мощностью в несколько ТВт и позволяют получать пучки ускоренных электронов с энергиями в единицы МэВ, зарядами в единицы пКл и угловой шириной порядка 0.1 рад при взаимодействии с поверхностью твердотельной мишени [11], мишенями - струями газа [12] и воды [13]. При

этом исследования, направленные на оптимизацию и улучшение параметров пучка электронов могут проводиться на системах с более низкой частотой повторения импульсов, например, на используемой в настоящей работе 1 ТВт лазерной системе.

Большой интерес представляет область исследований, посвященная генерации ТГц излучения при взаимодействии лазерных импульсов релятивистской интенсивности с веществом [14]. Несмотря на большое количество источников ТГц излучения [15], релятивистское лазерно-плазменное взаимодействие выделяется на их фоне отсутствием эффекта насыщения энергии генерируемого ТГц излучения при увеличении энергии основного импульса. Максимальная эффективность конверсии лазерного излучения в ТГц на данный момент составляет 1% [16]. Для некоторых механизмов генерации ТГц излучения в релятивистской лазерной плазме, таких как когерентное переходное излучение, его мощность квадратично зависит от числа излучателей [17], поэтому для увеличения энергии ТГц излучения актуальна задача получения пучков электронов с большим зарядом.

Значительный интерес вызывают схемы многостадийного лазерно-плазменного ускорения, в которых, однако, возникают технические трудности из-за необходимости отклонять электроны для их инжекции в следующую стадию [18]. Широко используемые для таких задач магнитные линзы энергетически селективны, поэтому, существует интерес к разработке полностью лазерно-плазменных методов отклонения пучка электронов от оси распространения, которые также исследовались в настоящей работе.

## Степень разработанности темы

Исследования лазерно-плазменного ускорения на системах с пиковой мощностью в единицы ТВт при отражении от твердотельных мишеней проводятся рядом исследовательских групп [19; 20]. Использование мишеней с околоритической электронной концентрацией при этом исследуется в основном для ускорения ионов [21], или для импульсов с энергией в единицы-десятки джоулей [22]. Исследования, посвященные генерации ТГц излучения на лазерно-плазменных ускорителях сейчас активно ведутся в ряде лабораторий [23–25].

Влияние продольного поля лазерного импульса на динамику ускорения в плазменном канале было рассмотрено аналитически в единственной работе [26], и там же численно для достаточно нетривиального режима взаимодействия. Взаимодействие, в котором ускорение в кильватерных волнах переходило в ускорение в плазменном канале, ранее рассматривалось только для более мощной (10 ТВт) лазерной системы при взаимодействии с газовой мишенью [27]. Обратный порядок механизмов ранее в литературе явно не обсуждался. Вопросы корректного разделения полей на потенциальные и вихревые для установления механизмов ускорения обсуждались в [28]. Однако процесс разделения полей на потенциальные и вихревые компоненты ранее не проводился напрямую.

Для отклонения пучка электронов ранее рассматривалось использование искривленных плазменных каналов [29] и лазерных импульсов с кривизной волнового фронта [30]. Отклонение пучка электронов вследствие рефракции лазерного импульса при взаимодействии

с предыонизованной пленочной мишенью в настоящей работе рассмотрено впервые.

Таким образом, исследования, проведенные в настоящей диссертационной работе, соответствуют мировым тенденциям и, в то же время, предлагают новые подходы к генерации пучков ускоренных электронов и управлению их характеристиками, анализу численного моделирования, а также созданию вторичных источников на лазерных системах с пиковой мощностью порядка ТВт. Все разработанные экспериментальные методики могут быть перенесены на лазерные системы с кГц частотой повторения импульсов.

## Цель и задачи

Цель работы состоит в экспериментальном и численном исследовании процессов ускорения электронов и генерации терагерцового излучения при взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса релятивистской интенсивности и центральной длиной волны 805 нм со слоем подкритической плазмы длиной несколько сотен мкм, а также использовании полученного источника электронов для задач ядерной фотоники.

Для этого были поставлены и решены следующие задачи:

- создание мишени с необходимыми параметрами с использованием лавсановой пленки толщиной несколько десятков мкм, аблированной дополнительным наносекундным лазерным импульсом до околоскритической электронной концентрации;
- проведение комплексного экспериментального исследования характеристик электронов, ускоренных при воздействии 1 ТВт фемтосекундного лазерного импульса релятивистской интенсивности с центральной длиной волны 805 нм на слой плазмы длиной несколько сотен микрон и электронной концентрацией порядка 10% от критической;
- разработка экспериментальных методик регистрации энергии ускоренных электронов, угловых и спектральных характеристик ТГц излучения, а также методик обработки полученных экспериментальных данных;
- проведение комплексного численного исследования взаимодействия 1 ТВт фемтосекундного лазерного импульса с центральной длиной волны 805 нм со слоем подкритической плазмы, разработка методик анализа полученных данных и установление физических механизмов ускорения электронов и генерации ТГц излучения;
- экспериментальное и численное исследование возможности управления направлением вылета пучка электронов при использовании мишени, обладающей значительным поперечным градиентом электронной концентрации;
- экспериментальное и численное исследование возможности использования полученного электронного пучка как источника для задач ядерной фотоники.

## Объект и предмет исследования

Объектом исследования являлось взаимодействие лазерного импульса релятивистской интенсивности с центральной длиной волны 805 нм с мишенью с околоритической электронной концентрацией. Предметом исследования являлись характеристики получаемых в таком взаимодействии электронов с релятивистскими энергиями и излучения в терагерцовом диапазоне частот, физические процессы, приводящие к их возникновению, а также свойства вторичных источников частиц, созданных с использованием ускоренных электронов.

## Научная новизна

- Экспериментально продемонстрировано и численно подтверждено, что взаимодействие фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью  $5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> и центральной длиной волны 805 нм с плазменным слоем с электронной концентрацией порядка 10% от критической и длиной несколько сотен мкм, формируемым при абляции лавсановой пленки наносекундным лазерным импульсом с интенсивностью порядка  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>, приводит к генерации пучка электронов с зарядом в десятки-сотни пКл, экспоненциальным спектром со средней энергией 2-3 МэВ, угловой шириной 0.1-0.3 рад в направлении распространения лазерного импульса.
- Экспериментально продемонстрировано и численно подтверждено, что изменение средней и максимальной электронной концентрации, а также протяженности плазменного слоя при варьировании задержки между наносекундным и фемтосекундным импульсами, приводит к значительному изменению характеристик ускоренных электронов при воздействии на плазменный слой фемтосекундного импульса: при совпадении максимумов импульсов генерируется электронный пучок с зарядом до 0.1 нКл, средней энергией 1 МэВ, угловой шириной 0.25 рад, при отставании фемтосекундного импульса на 3 нс генерируется электронный пучок с зарядом до 40 пКл, средней энергией 2 МэВ, угловой шириной 0.1 рад. Экспериментально продемонстрировано, что полученный пучок электронов может быть использован для исследований в области ядерной физики.
- Установлено, что формирование электронного пучка является результатом последовательного ускорения в плазменном канале и в кильватерных волнах, при этом вклад каждого механизма в конечную энергию зависит от начальной плотности мишени. Проведены численные исследования, устанавливающие зависимость заряда и энергий ускоренных электронов от энергии фемтосекундного импульса, показавшие нелинейный рост заряда при сохранении энергетических и пространственных характеристик пучка.
- Показано, что при установлении механизмов ускорения при взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью  $5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> и центральной

длиной волны 805 нм с плазменным слоем с электронной концентрацией порядка 10% от критической и длиной несколько сотен мкм необходимо отдельно учитывать вклад потенциальных и вихревых компонент поля в ускорение частиц.

- Предложен, экспериментально исследован и численно подтвержден метод управления углом вылета пучка ускоренных электронов по отношению к исходному направлению распространения фемтосекундного лазерного импульса в пределах  $\pm 10^\circ$  без ухудшения его параметров, основанный на рефракции фемтосекундного импульса при распространении внутри плазменного слоя с поперечным градиентом показателя преломления, формируемого при абляции лавсановой пленки наносекундным лазерным импульсом с интенсивностью порядка  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>.
- Установлено, что пучок электронов, ускоренных в слое плазмы толщиной в несколько сотен мкм и электронной концентрацией порядка 10% от критической фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью  $5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> и центральной длиной волны 805 нм, формирует при выходе из плазмы близкий к униполярному импульс электромагнитного излучения в диапазоне частот 1-5 ТГц с эффективностью по энергии до 0.1% от энергии лазерного импульса и угловым распределением в виде конуса с углом раствора  $40^\circ$ . Механизмом генерации такого излучения является когерентное переходное излучение ускоренных электронов, пересекающих границу плазма-вакуум. Предложен и опробован численный метод расчета характеристик ТГц излучения на основе параметров пучка электронов, полученных в численном моделировании методом крупных частиц.

## Теоретическая и практическая значимость

Получен коллимированный пучок релятивистских электронов с энергиями в несколько МэВ, зарядом до 0.1 нКл и пространственной стабильностью 0.2 рад. Было продемонстрировано, что этот пучок может использоваться в качестве источника для проведения исследований в области ядерной фотоники. С использованием полученного пучка был создан источник нейтронов с потоком  $\approx 10^6$  нейтронов/Дж·с·срад с использованием реакций фоторасщепления.

Экспериментально продемонстрирована возможность отклонения пучка электронов от начального направления распространения лазерного импульса с использованием предыонизированной пленочной мишени, имеющей значительный поперечный градиент электронной концентрации. В проведенном эксперименте установлено, что отклонение на углы до  $10^\circ$  происходит без потери качества пучка. Также было установлено, что угол отклонения пучка согласуется с углом отклонения лазерного импульса, полученным численным решением уравнения эйконала.

Получен источник терагерцового излучения с энергией порядка 0.1 мДж в диапазоне частот 1-5 ТГц. Установлено, что физическим механизмом его генерации является когерентное переходное излучение ускоренных электронов. Предложены и реализованы методы оценки свойств ТГц излучения, полученного в лазерно-плазменном взаимодействии, на основе результатов численного моделирования.

Разработан ряд программных пакетов и подходов к обработке результатов численного моделирования методом крупных частиц, которые позволяют интерактивно визуализировать электромагнитные поля, их пространственные и временные спектры; плотность частиц и их траектории; разделять потенциальную и вихревую компоненты векторных полей. Показано, что используемая в численном моделировании методом крупных частиц численная схема решения уравнений Максвелла приводит к накоплению ошибок численного интегрирования при оценке работ полей над частицами; предложен и реализован метод их коррекции.

## Методология исследования

Экспериментальные методы исследования включали в себя разработку методик регистрации характеристик релятивистских электронов, терагерцового излучения и нейтронов, полученных при воздействии лазерного импульса релятивистской интенсивности на мишень с околоритической электронной концентрацией; исследование зависимостей полученных характеристик от различных физических параметров, таких как начальная плотность мишени, энергия и фокусировка лазерного импульса.

Теоретические и вычислительные методы исследования включали в себя проведение численного моделирования воздействия лазерного импульса релятивистской интенсивности на мишень с околоритической электронной концентрацией методом крупных частиц, проведение расчетов свойств терагерцового излучения в модели переходного излучения, разработку программ для автоматической обработки и анализа данных эксперимента и численного моделирования.

## Защищаемые положения

1. Воздействие фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью от  $2 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> до  $3 \times 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> и центральной длиной волны 805 нм на слой плазмы с электронной концентрацией порядка 10% от критической и длиной несколько сотен мкм приводит к генерации пучка электронов с зарядом в десятки-сотни пКл, экспоненциальным спектром со средней энергией 2-3 МэВ, угловой шириной 0.1-0.3 рад в направлении распространения лазерного импульса. Формирование электронного пучка является результатом последовательного ускорения в плазменном канале и в кильватерных волнах, при этом вклад каждого механизма в конечную энергию зависит от начальной плотности мишени.
2. Управление средней и максимальной электронной концентрацией, а также протяженностью плазменного слоя, формируемого при абляции наносекундным лазерным импульсом с интенсивностью порядка  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> лавсановой пленки толщиной несколько десятков мкм, варьированием задержки между наносекундным и фемтосекундным (с интенсивностью  $5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> и центральной длиной волны 805 нм) импульсами приводит к значительному изменению характеристик ускоренных электронов

при воздействии на плазменный слой фемтосекундного импульса: при совпадении максимумов импульсов генерируется электронный пучок с зарядом до 0.1 нКл, средней энергией 1 МэВ, угловой шириной 0.25 рад, при отставании фемтосекундного импульса на 3 нс генерируется электронный пучок с зарядом до 40 пКл, средней энергией 2 МэВ, угловой шириной 0.1 рад.

3. Наличие поперечного градиента показателя преломления плазменного слоя, формируемого при абляции лавсановой пленки наносекундным лазерным импульсом с интенсивностью порядка  $10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>, позволяет управлять углом вылета пучка ускоренных электронов по отношению к исходному направлению распространения фемтосекундного лазерного импульса в пределах  $\pm 10^\circ$  без ухудшения его параметров.
4. Пучок электронов, ускоренных в слое плазмы толщиной в несколько сотен мкм и электронной концентрацией порядка 10% от критической фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью  $5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> и центральной длиной волны 805 нм, формирует при выходе из плазмы близкий к униполярному импульс электромагнитного излучения в диапазоне частот 1-5 ТГц с эффективностью по энергии до 0.1% от энергии лазерного импульса и угловым распределением в виде конуса с углом раствора  $40^\circ$ .

## Степень достоверности

Достоверность полученных результатов обеспечивалась высоким уровнем используемого современного научно-технического оборудования, повторяемостью получения экспериментальных данных, использованием при анализе результатов современных и общепризнанных теоретических моделей и методов обработки, согласованием экспериментальных результатов с численным моделированием, публикацией результатов в рецензируемых научных журналах.

## Список публикаций по теме диссертации

Основные результаты работы отражены в научных статьях, опубликованных в журналах Scopus, WoS, RSCI, а также в Перечне изданий МГУ:

1. **Горлова Д. А.**, Цымбалов И.Н., Иванов К.А., Савельев А.Б. Генерация терагерцевого излучения с экстремальными параметрами с использованием мультитераваттного лазерного пучка // Квантовая электроника. – 2023. – Т. 53. – №. 3. – С. 259-264. IF WoS JIF: 1.194. Авторский вклад: 70%.
2. **Gorlova D.**, Tsymbalov I., Volkov R., Savelev A. Transition radiation in the THz range generated in the relativistic laser–tape target interaction // Laser Physics Letters. – 2022. – Т. 19. – №. 7. – С. 075401. IF WoS JIF: 1.704. Авторский вклад: 70%.
3. Tsymbalov I., **Gorlova D.**, Ivanov K., Shulyapov S., Prokudin V., Zavorotny A., Volkov R., Bychenkov V., Nedorezov V., Savelev A. Efficient electron injection by hybrid parametric instability and forward direct laser acceleration in subcritical plasma // Plasma Physics and

- Controlled Fusion. – 2020. – Т. 63. – №. 2. – С. 022001. IF WoS JIF: 2.532. Авторский вклад: 40%.
4. Иванов К.А., Шуляпов С.А., **Горлова Д.А.**, Мордвинцев И.М., Цымбалов И.Н., Савельев-Трофимов А.Б. Роль контраста релятивистского фемтосекундного лазерного импульса при его взаимодействии со сплошными и структурированными мишенями // Квантовая электроника. – 2021. – Т. 51, № 9. – С. 768–794. IF WoS JIF: 1.194. Авторский вклад: 20%.
  5. Tsymbalov I., **Gorlova D.**, Savel'ev A. Hybrid stimulated Raman scattering–two-plasmon decay instability and 3/2 harmonic in steep-gradient femtosecond plasmas // Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics. – 2020. – Vol. 102, no. 6. – P. 063206. IF WoS JIF: 2.707. Авторский вклад: 40%.
  6. **Горлова Д.А.**, Овчинникова Л.Ю., Заворотный А.Ю., Лапик А.М., Русаков А.В., Бурмистров Ю.М., Иванов К.А., Цымбалов И.Н., Недорезов В.Г., Туринге А.А., Савельев А.Б. Исследование генерации позитронов вблизи порога // Физика элементарных частиц и атомного ядра. – 2019. – Т. 50, № 5. – С. 697–707. IF WoS JIF: 0.786. Авторский вклад: 30%.
  7. **Горлова Д.А.**, Недорезов В.Г., Иванов К.А., Савельев А.Б., Туринге А.А., Цымбалов И.Н. К возможности генерации позитронов низких энергий на электронных ускорителях с энергией пучка несколько МэВ и на тераваттных лазерах // Квантовая электроника. – 2017. – Т. 47, № 6. – С. 522–527. IF WoS JIF: 1.194. Авторский вклад: 60%.

#### Иные публикации:

1. **Gorlova D.**, Tsymbalov I., Ivanov K., Zavorotniy A., Nedorezov V., Savelev A. Efficient forward direct laser acceleration of electrons in subcritical plasma with injection through hybrid parametric instability // Proc. SPIE. Laser Acceleration of Electrons, Protons, and Ions VI. - 2021. - Vol. 11779 - p. 1177906. IF Scopus SJR: 0.38. Авторский вклад: 70%.
2. **Gorlova D.**, Tsymbalov I., Zavorotniy A., Savelev A., Nedorezov V. Study of electron acceleration and near threshold nuclear reactions in the relativistic laser-plasma of solid targets // Proc. SPIE. Laser Acceleration of Electrons, Protons, and Ions V. - 2019. - Vol. 11037 - p. 30-37. IF Scopus SJR: 0.38. Авторский вклад: 70%.
3. Tsymbalov I., **Gorlova D.**, Savel'ev A. Electrons acceleration in plasma channel in the relativistic laser-plasma of solid targets // Proc. SPIE. Laser Acceleration of Electrons, Protons, and Ions V. - 2019. - Vol. 11037 - p. 22-29. IF Scopus SJR: 0.38. Авторский вклад: 30%.

## Апробация результатов работы

Основные результаты работы опубликованы в 7 статьях научных журналов, таких как «Plasma Physics and Controlled Fusion», «Physical Review E», «Laser Physics Letters», «Квантовая электроника» и 3 сборниках «Proceedings of SPIE», а также представлены соискателем лично на международных конференциях «Терагерцовое и микроволновое излучение (ТЕРА-2023)» (Москва, Россия, 2023), «International Conference on Ultrafast Optical Science (UltrafastLight) »

(Москва, Россия, 2022/2021/2020/2019/2018), «International Conference Laser Optics (ICLO)» (Санкт-Петербург, Россия, 2022/2020/2018), «High-Brightness Sources and Light-Driven Interactions Congress» (Будапешт, Венгрия, 2022), «47th European Physical Society Conference on Plasma Physics (EPS 2021)» (Барселона, Испания, 2021), «3rd International Conference on Nuclear Photonics (NP2020)» (Курасики, Япония, 2021), «SPIE Optics + Optoelectronics 2021» (Прага, Чехия, 2021/2019), «International Conference on High Energy Density Science (HEDS)» (Йокогама, Япония, 2019), «XV International Seminar on Electromagnetic Interactions of Nuclei» (Москва, Россия, 2018), «Международная конференция студентов, аспирантов и молодых учёных Ломоносов» (Москва, Россия, 2018/2016), семинарах «International Workshop Complex Systems of Charged Particles and Their Interactions with Electromagnetic Radiation» (Москва, Россия, 2023/2022), школах «ELI-NP Autumn School 2022» (Мэгурэле, Румыния, 2022), «ELISS-2019» (Прага, Чехия, 2019), «ELI-NP Summer School 2019» (Синая, Румыния, 2019) и на семинарах кафедры общей физики и волновых процессов физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова.

## **Личный вклад автора**

Личный вклад соискателя состоял в проведении всех экспериментов в составе научного коллектива лаборатории Релятивистской лазерной плазмы Физического факультета МГУ, проведении численного моделирования и аналитических расчетов, обработке полученных данных, а также написании статей. Все представленные результаты получены соискателем лично, либо в соавторстве при его определяющем участии.

# Глава 1

## Экспериментальные и численные методы исследования релятивистской лазерной плазмы

---

*В главе описывается используемая в работе экспериментальная установка для исследования релятивистского лазерно-плазменного взаимодействия, а также развитые методы обработки полученных данных. Также описан численный подход к моделированию плазмы методом частиц-в-ячейке и разработанные подходы к обработке данных, полученных в численном эксперименте.*

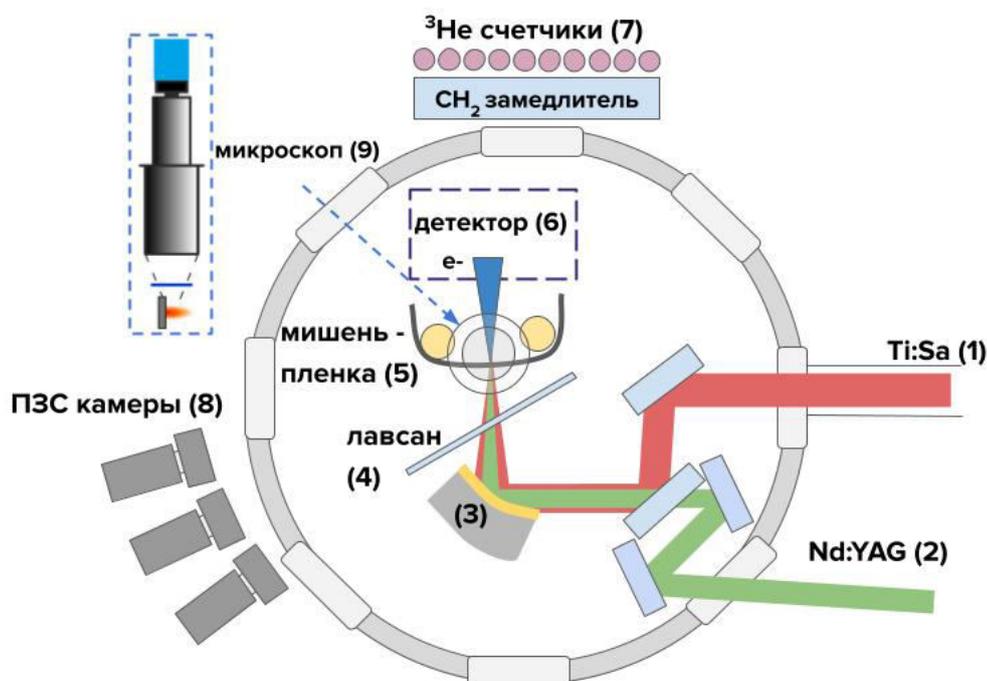
---

### 1.1 Описание экспериментальной установки и методов обработки экспериментальных данных

#### 1.1.1 Схема экспериментальной установки

Принципиальная схема эксперимента по ускорению электронов в плазменном канале представлена на Рис. 1.1. Для проведения экспериментов использовалась 1 ТВт Ti:Sa лазерная система МГУ ((1) на Рис. 1.1): центральная длина волны 805 нм, частота повторения импульсов 10 Гц, максимальная энергия на мишени  $E = 50$  мДж, длительность импульса по полувывоте  $\tau_{\text{FWHM}} = 50$  фс (далее индекс FWHM будет обозначать полную ширину по полувывоте физической величины). Контраст на наносекундной временной шкале измерялся при помощи быстродействующего PIN диода и составлял  $10^{-8}$  при длительности наносекундного предимпульса 2 нс. Фокусировка излучения проводилась внеосевым параболическим зеркалом с фокусным расстоянием 10 см. Диаметр пятна фокусировки в вакууме составлял  $r_{\text{FWHM}} = 3$  мкм (измерен с помощью переноса изображения на ПЗС-камеру), что соответствовало максимально достижимой интенсивности  $I \approx 5 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>. Полученное

значение интенсивности было дополнительно подтверждено методикой, основанной на измерении угловых и энергетических характеристик ускоренных в перетяжке лазерного импульса электронов [31]. Источником управляемого предимпульса для предыонизации мишени был Nd:YAG лазер (1064 нм, 10 Гц, 200 мДж, 10 нс) с интенсивностью  $5 \times 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Далее под фемтосекундным импульсом (ФС) мы будем подразумевать излучение Ti:Sa лазерной системы, а под наносекундным предимпульсом (НС) – излучение Nd:YAG лазера. Одним из основных изменяемых параметров в настоящей работе является значение задержки  $\Delta t_{fs-ns}$  между максимумами ФС и НС импульсов. Положительные значения  $\Delta t_{fs-ns}$  соответствуют приходу ФС импульса перед НС, отрицательные - запаздыванию ФС импульса относительно НС. В настоящей работе будут использоваться в основном отрицательные значения  $\Delta t_{fs-ns}$ ; изменение данного параметра, очевидно, будет приводить к изменению начальной плотности мишени, с которой происходит взаимодействие, что будет рассмотрено далее в разделе 1.1.2. Юстировочные винты одного из зеркал в тракте НС импульса были автоматизированы, что позволяло изменять положение точки фокусировки наносекундного излучения относительно фемтосекундного с шагом 2.5 мкм в плоскости мишени.



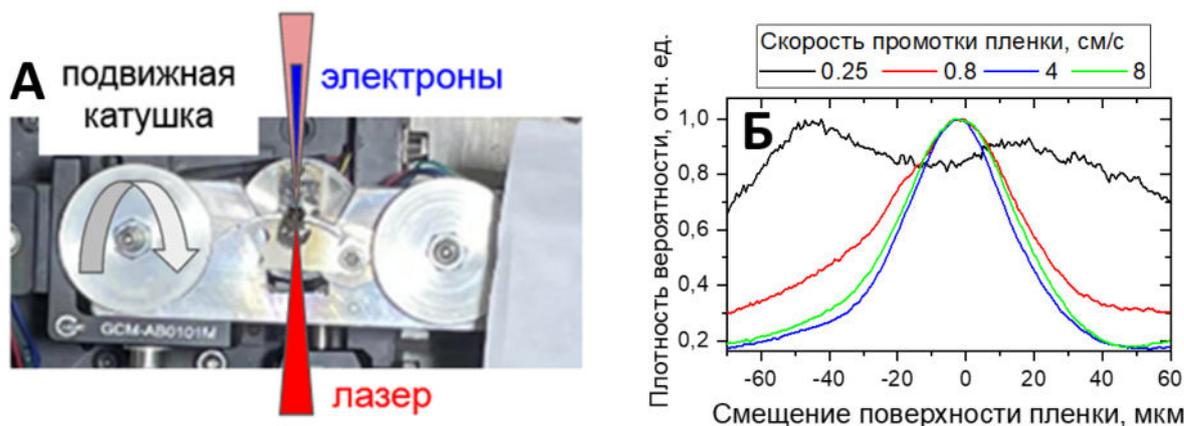
**Рис. 1.1** Общая схема экспериментальной установки (подробное описание - в тексте).

В эксперименте фемтосекундное (1) и наносекундное (2) лазерные излучения заводились в вакуумную камеру с остаточным давлением не более  $10^{-2}$  Торр и фокусировались внеосевым параболическим зеркалом (3) на пленочную мишень (5), свойства которой будут обсуждаться в разделе 1.1.2. Между зеркалом и мишенью также была установлена лавсановая пленка (4) для защиты оптики от аблированного вещества мишени; свойства такой пленки будут описаны в разделе 1.1.5. Параметры ускоренных электронов и оптическое излучение плазмы регистрировались широким рядом детекторов (6,7,8,9), описанных в разделах 1.1.3, 1.1.4. Также в настоящей работе будет предложена фотоядерная методика измерения заряда пучка электронов (см. раздел 1.1.6).

### 1.1.2 Описание мишени

Мишенный узел (Рис. 1.2) представлял собой лентопротяжный механизм (вращающаяся и холостая катушка), сдвигающий мишень - лавсановую пленку толщиной 16 мкм - после каждого лазерного импульса, чтобы взаимодействие каждый раз происходило с неповрежденной областью. Мишенный узел устанавливался на систему моторизованных линейных позиционеров, что позволяло подстраиваться под точку фокусировки лазерных импульсов без напуска вакуумной камеры. Угол падения был близок к нормальному (отклонение  $\approx 3^\circ$ , необходимо для подавления обратного отражения излучения от поверхности мишени).

Экспериментально была исследована пространственная стабильность поверхности пленочной мишени по отражению слабого непрерывного лазерного излучения от ее поверхности при одновременной предионизации НС предимпульсом. В стандартном режиме работы (протяжка пленки со скоростью 4 см/с, Рис. 1.2б) флуктуация поверхности мишени составляет порядка 40 мкм, т.е. порядка длины перетяжки основного лазерного импульса. Данная нестабильность обусловлена механическими свойствами лентопротяжного механизма и является одним из основных источников нестабильности параметров ускоренных электронов в настоящем эксперименте.



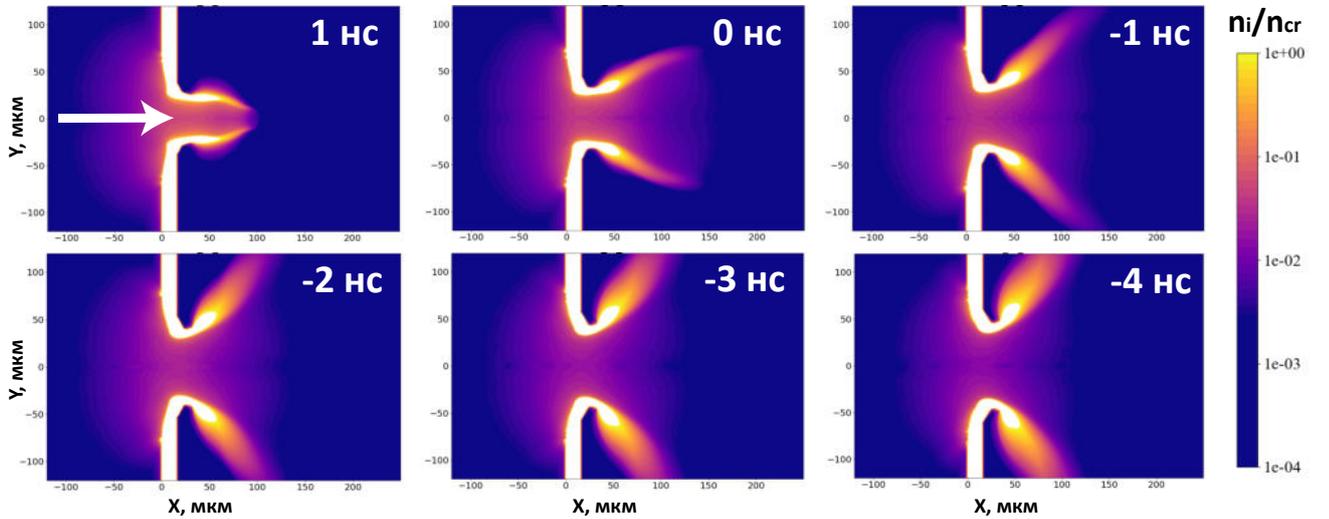
**Рис. 1.2** Фотография мишенного узла - лентопротяжного механизма лавсановой пленки с отмеченным направлением падения лазерного импульса и генерации электронов (а), а также график смещения положения поверхности мишени для различных скоростей промотки (б).

В настоящей работе в качестве мишени использовалась лавсановая пленка толщиной 16 мкм. Такая пленка при ее прямой ионизации используемым фемтосекундным импульсом будет иметь концентрацию электронов  $n_e$  выше критической  $n_{cr}$ , т.е. лазерный импульс будет от нее отражаться. При этом воздействие на пленочную мишень управляемого наносекундного предимпульса приводит к ее нагреву и последующему гидродинамическому разлету на временах порядка нескольких нс, что позволяет понизить плотность вещества мишени, и, соответственно, снизить электронную концентрацию до значений  $n_e < n_{cr}$ .

Моделирование такого взаимодействия было проведено И. Цыгвинцевым в радиационно-газодинамическом программном комплексе 3DLINE [32]. Распространение и поглощение энергии лазерного импульса рассчитывались по гибридной модели, совмещающей

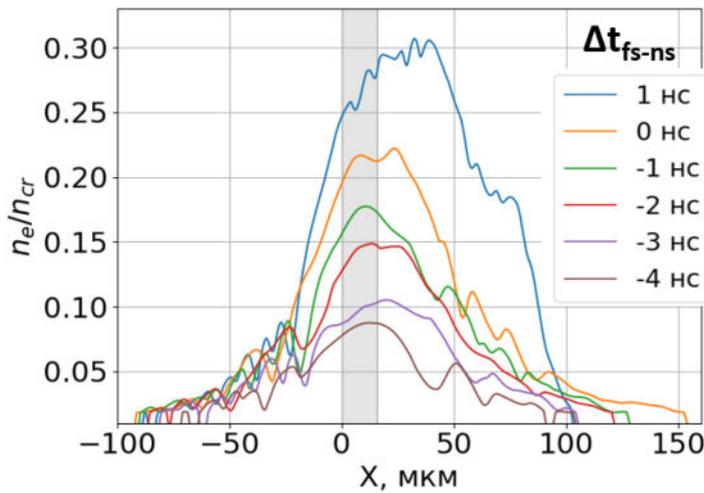
геометрическую оптику с решением волнового уравнения вблизи критической поверхности. Параметры греющего импульса соответствовали экспериментальным: длина волны 1064 нм, пиковая интенсивность  $5 \times 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>, гауссовы огибающие по времени ( $\tau_{\text{FWHM}}=10$  нс) и по пространству ( $r_{\text{FWHM}}=10$  мкм). Мишень состояла из лавсана (ПЭТФ, начальная плотность 1.38 г/см<sup>3</sup>, температура 270 К), толщина 16 мкм. Моделирование проводилось в двумерной аксиальносимметричной геометрии на неподвижной ортогональной сетке размером 300×445 ячеек (0.5×0.945 мм).

Результаты гидродинамического моделирования представлены на Рис. 1.3. Видно, что пленочная мишень "пробивается" в момент времени  $\Delta t_{fs-ns} = 1$  нс, то есть за 1 нс до прихода пика наносекундного импульса, и в последующие моменты времени в области пробоя концентрация атомов составляет  $0.01 - 0.05n_{cr}$ . В первом приближении данную мишень можно считать состоящей из атомов углерода, поэтому максимально достигаемая электронная концентрация в центре пробоя может быть оценена как  $0.06 - 0.3n_{cr}$  (представлена на Рис. 1.4). При этом вследствие конечного размера пятна фокусировки нс импульса, в области пробоя существует значительный поперечный градиент плотности: переход от  $\approx 0.1n_e/n_{cr}$  до твердотельной плотности происходит в пределах 50 мкм. Наличие такого поперечного градиента является характерной особенностью работы с пленочными мишенями "на пробой"; его влияние на характер лазерно-плазменного взаимодействия будет обсуждаться далее. Также из Рис. 1.3 и Рис. 1.4 видно, что область с относительно высокой плотностью вещества ( $n_i > 0.01n_{cr}$ ) имеет продольный размер  $L \approx 200$  мкм.



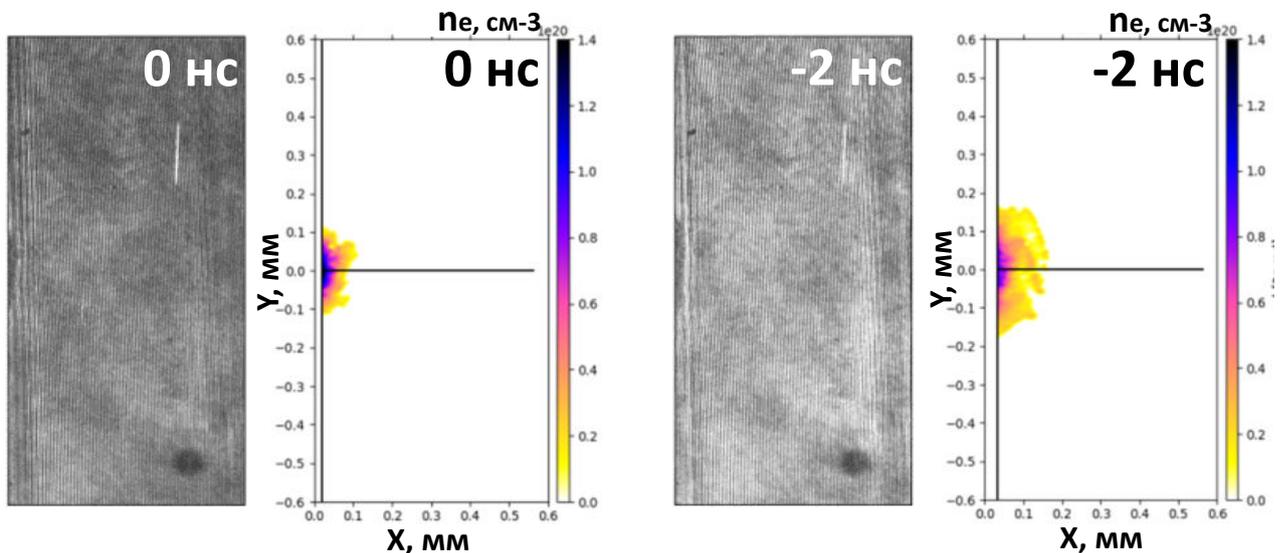
**Рис. 1.3** Атомная концентрация аблированной лавсановой мишени ( $\approx$ плотность атомов углерода) в единицах критической концентрации электронов  $n_{cr}$ , полученная в гидродинамическом моделировании. Представлены распределения для различных значений  $\Delta t_{fs-ns}$ . Стрелкой показано направление распространения импульсов относительно мишени. Невозмущенные области (белый) соответствуют плотности  $n_i = 4n_{cr}$ , что для мишени из углерода соответствует электронной плотности  $24n_{cr}$  при полной ионизации.

В силу геометрии используемого мишенного узла (наличие катушек), а также сильной неоднородности разлета мишени на ее задней поверхности (наличие области твердотельной плотности в области  $x = 15 - 100$  мкм на Рис. 1.3), экспериментальная диагностика разлета плазмы методами теневой фотографии и интерферометрии была затруднена. Наибольшей



**Рис. 1.4** Электронная концентрация  $n_e$  в сечении  $Y=0$  (см. Рис. 1.3) для различных значений  $\Delta t_{fs-ns}$  в предположении, что мишень состоит из углерода и полностью ионизована. Серым указано положение невозмущенной мишени-пленки.

информативностью обладали интерферограммы передней поверхности мишени, которые вместе с восстановленными из них значениями электронной концентрации представлены на Рис. 1.5. Измерения интерферограмм проводились К. Ивановым, а их последующая обработка - Н. Бухарским и Ф. Корнеевым. Продольный ( $\approx 100$  мкм) и поперечный ( $\approx 200$  мкм) размеры плазменного облака совпадают с результатами гидродинамического моделирования (Рис. 1.3). В единицах критической электронной концентрации ( $n_{cr} = 1.7 \cdot 10^{21}$  см $^{-3}$  для излучения с длиной волны  $\lambda = 800$  нм) интерферометрические данные соответствуют значениям  $n_e = 0.01 - 0.04n_{cr}$ , достигаемым в преплазменном облаке. Это также согласуется с Рис. 1.3 и позволяет сделать вывод о корректности сделанного гидродинамического моделирования разлета пленочной мишени.



**Рис. 1.5** Интерферограммы передней поверхности мишени и восстановленные из них распределения электронной концентрации. Представлены распределения для значений  $\Delta t_{fs-ns}=0$  и  $-2$  нс.

Обобщая, можно сделать вывод, что лавсановая пленочная мишень толщиной 16 мкм, ионизованная нс предымпульсом с интенсивностью  $\approx 10^{12}$  Вт/см $^2$  в моменты времени, рассматриваемые в настоящей работе ( $\Delta t_{fs-ns} = -4 - 1$  нс) представляет собой протяженный

$\Delta t_{fs-ns}$ , нс	1	0	-1	-2	-3	-4
$n_{eMAX}/n_{cr}$	0.3	0.22	0.18	0.15	0.1	0.085
$L$ , мкм	190	250	220	210	185	175

**Табл. 1.1** Максимальная достигаемая электронная концентрация  $n_{eMAX}/n_{cr}$  и длина мишени  $L$  (по уровню  $n_e = 0.01n_{cr}$ ) для различных значений  $\Delta t_{fs-ns}$  в предположении полной ионизации мишени. Приведенные значения соответствуют Рис. 1.4.

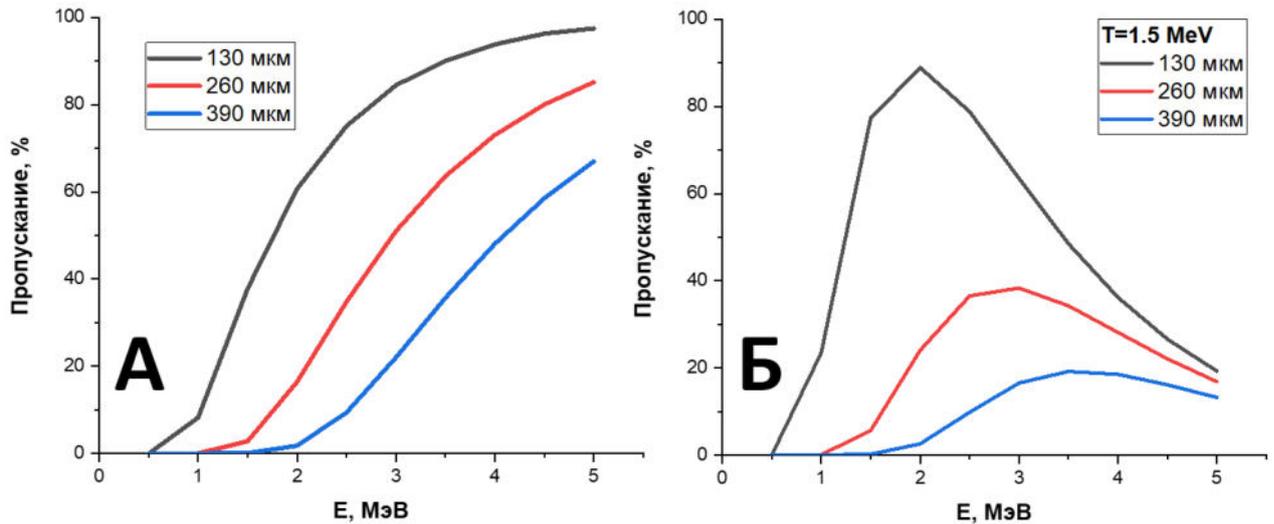
( $\approx 200$  мкм) слой вещества, при полной ионизации которого достигается электронная концентрация до  $0.3n_{cr}$ . Характерной особенностью такой мишени является наличие резкого поперечного градиента электронной концентрации, что будет использовано далее для управления углом вылета пучка ускоренных электронов (см. раздел 2.4).

В силу того, что при разлете мишени одновременно изменяется как ее длина  $L$ , так и максимальная достигаемая атомная концентрация (см. Рис. 1.3), далее для описания параметров мишени будет использоваться параметр  $\Delta t_{fs-ns}$  и, где это необходимо, будет также указано значение  $n_{eMAX}/n_{cr}$ , полученное в предположении полной ионизации мишени. Отметим, что реальное значение  $n_{eMAX}/n_{cr}$  может быть меньше из-за сильного влияния процессов самофокусировки на ионизацию  $K$ -электронов углерода, что будет рассмотрено далее. Для удобства, основные характеристики мишени для всех рассматриваемых значений  $\Delta t_{fs-ns}$  также представлены в Табл. 1.1.

### 1.1.3 Описание используемых детекторов

В эксперименте регистрация параметров пучка электронов, оптического излучения плазмы а также вторичных частиц осуществлялась широким рядом диагностик:

- регистрация пространственного распределения ускоренных электронов осуществлялась с использованием сцинтиллятора LANEX и ПЗС-видеокамеры, которые устанавливались в положение (б) на Рис. 1.1. Перед сцинтиллятором дополнительно устанавливались фильтры для отсеки по энергии: вольфрамовые пластины толщиной  $N \cdot 130$  мкм, где  $N$  - число пластин. Пропускание электронов различных энергий такими пластинами было рассчитано А. Заворотным в программном пакете GEANT [33] и представлено на Рис. 1.6а. На Рис. 1.6б показано, как трансформируется экспоненциальный энергетический спектр электронов с  $T=1.5$  МэВ (характерная температура, получаемая в рассматриваемом эксперименте) после прохождения таких фильтров. Согласно этому графику, далее для простоты будем считать: 130 мкм W фильтр  $\equiv$  отсечка  $E > 1$  МэВ, 260 мкм  $\equiv E > 2$  МэВ, 390 мкм  $\equiv E > 3$  МэВ.
- для измерения заряда электронного пучка использовался цилиндр Фарадея, также устанавливающийся в положение (б) на Рис. 1.1. Данный детектор представляет собой медный цилиндр с полостью внутренним диаметром 3 см и глубиной 6 см, подключенный к конденсатору емкостью 1 нФ. Входной фильтр и корпус детектора были заземлены.



**Рис. 1.6** Пропускание вольфрамовых фильтров для моноэнергетичных электронов различных энергий (а) и для экспоненциального энергетического спектра  $dN/dE \propto e^{-E/T}$  с  $T=1.5$  МэВ (б)

Напряжение с конденсатора поступало на усилитель с большим входным сопротивлением, расположенный непосредственно в экранированном корпусе детектора для уменьшения уровня помех, а с него передавалось на схему оцифровки. Заряд пучка рассчитывался напрямую из напряжения, измеренного на конденсаторе ( $q = CU$ ). Перед цилиндром Фарадея также устанавливались W фильтры для измерения заряда с отсечками по энергии. Полученное значение заряда дополнительно верифицировалось фотоядерной методикой (см. раздел 1.1.6).

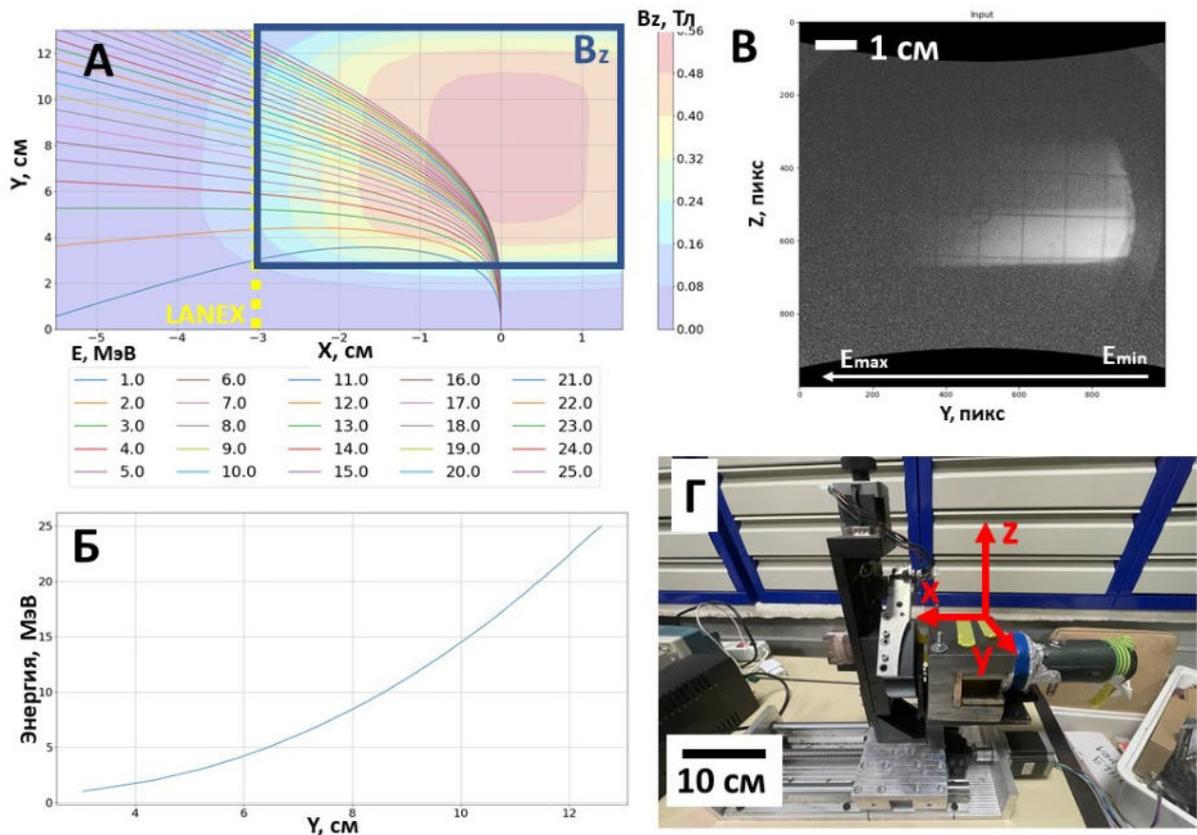
- для визуализации оптического излучения плазмы в направлении прохождения лазерных импульсов устанавливался рассеиватель (лист белой бумаги), изображение с него регистрировалось набором ПЗС-камер ((8) на Рис. 1.1) с использованием различных интерференционных фильтров: полосовых на  $800 \pm 20$  нм для регистрации основной гармоники  $\omega$  фемтосекундного импульса, на  $400 \pm 20$  нм для регистрации  $2\omega$  и  $550 \pm 20$  нм для регистрации  $3/2\omega$ , а также фильтра высоких частот на  $\lambda > 550$  нм.
- в ряде экспериментов оптическое излучение плазмы также регистрировалось микроскопом ((9) на Рис. 1.1), переносящим изображение области взаимодействия на ПЗС-камеру. Микроскоп устанавливался над пленочной мишенью, перед объективом микроскопа всегда устанавливался нейтральный фильтр НС-10 для понижения уровня сигнала, а также дополнительные полосовые интерференционные фильтры, аналогичные указанным выше.

Описание методик регистрации ТГц излучения будет обсуждаться отдельно в Главе 3.

Система сбора данных позволяла в каждом лазерном импульсе регистрировать аналоговые сигналы со всех установленных детекторов получать изображения с камер, а также управлять положениями подвижек (положение мишени, ввод-вывод в пучок ускоренных электронов различных детекторов и др.). Все результаты экспериментов, представленные в Главах 2 и 3, были получены с использованием выборки в сотни или тысячи лазерных импульсов, т.е. являются статистически значимыми.

### 1.1.4 Магнитный спектрометр

Для измерения энергетических спектров электронов был спроектирован, собран и введен в эксплуатацию магнитный спектрометр на энергии электронов 1-25 МэВ. Для отклонения электронов были использованы два постоянных неодимовых магнита размером  $10 \times 5 \times 2$  см, установленные на стальном магнитопроводе (толщина плит  $\approx 2.5$  см) с зазором 3 см. Добавление магнитопровода было необходимо для повышения однородности и амплитуды магнитного поля  $B_z$ . Магнитное поле в зазоре было измерено датчиком Холла, его значения показаны цветом на Рис. 1.7а,  $B_{zMAX} = 0.56$  Тл. При этом поле обладало хорошей однородностью по поперечной координате  $Z$  (система координат указана на Рис. 1.7г), поэтому при обработке результатов использовалось приближение  $B_z(x, y, z) = B_z(x, y)$ .



**Рис. 1.7** (а) - измеренное датчиком Холла магнитное поле  $B_z$  (цветом) и траектории электронов с различными энергиями в таком магнитном поле. Также отмечено положение сцинтиллятора LANEX и постоянных магнитов. (б) - полученная из рассчитанных траекторий калибровка  $E(y)$ , т.е. отклонение-энергия. (в) - характерный снимок засветки сцинтиллятора LANEX после коррекции искажений объектива. (г) - фотография магнитного спектрометра на двухкоординатном линейном трансляторе, а также используемая система координат.

Траектории электронов в измеренном магнитном поле  $B_z$  рассчитывались решением уравнения движения с использованием языка программирования Python; полученные для разных начальных энергий электрона  $E$  траектории представлены на Рис. 1.7а. Также на Рис. 1.7а отмечено положение детектора электронов - сцинтиллятора LANEX. Положение сцинтиллятора и траектории однозначно задавали зависимость отклонение-энергия  $E(y)$  (Рис. 1.7б). Отметим, что при изменении точки входа электронов в магнитное поле возможно изменять диапазон энергий, на которые рассчитан магнитный спектрометр. В проведенных

экспериментах для фиксирования точки входа  $X = 0$  перед магнитами устанавливалась пластиковая щель-коллиматор шириной 1 мм и толщиной 2 см.

В эксперименте свечение сцинтиллятора LANEX регистрировалось в каждом лазерном импульсе ПЗС-видеокамерой со сверхширокоугольным объективом типа «рыбий глаз». Поэтому при постобработке данных изображений проводилась дополнительная коррекция искажений объектива, характерное изображение светимости сцинтиллятора представлено на Рис. 1.7в. Постобработка также проводилась с использованием Python, и заключалась в следующем: полученные изображения считывались из папки; проводилась коррекция «рыбьего глаза» и выбиралась область изображения, содержащая спектр; проводилось суммирование по  $Z$ , результатом которого являлось распределение яркость( $Y$ ), т.е.  $N(Y)$  ( $N$  – число электронов); с использованием калибровки (Рис. 1.7б) данное распределение трансформировалось в  $N(E)$  и в финальное  $dN/dE$ . Также при постобработке учитывалась различная чувствительность сцинтиллятора к электронам различных энергий, которая является нелинейной в области 1-1.5 МэВ [34]. Собранный и используемый в эксперименте магнитный спектрометр представлен на Рис. 1.7г, он также устанавливался в положение (6) на Рис. 1.1.

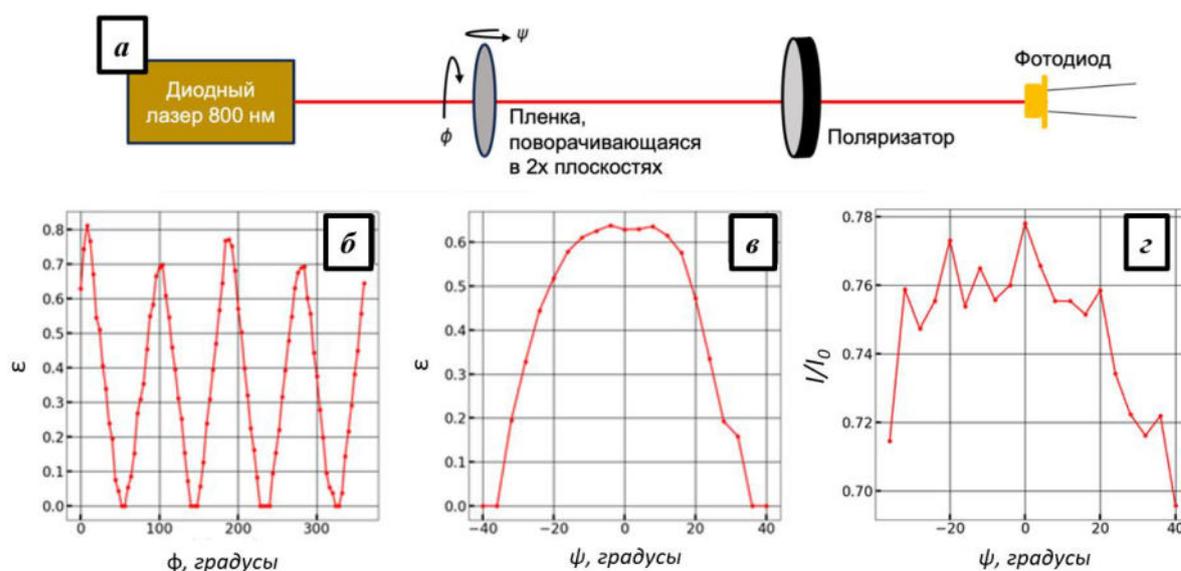
### 1.1.5 Поляризационные свойства лавсановой пленки

При проведении экспериментов по лазерно-плазменному ускорению электронов интересным является измерение свойств полученных электронов в зависимости от поляризации основного лазерного излучения. Существует ряд работ, в которых продемонстрировано улучшение коллимации пучка электронов [35–37] и ионов [38; 39] при использовании циркулярной поляризации вместо линейной. При этом, для рассматриваемого в настоящей работе механизма ускорения в плазменном канале (DLA, см. раздел 2.1) с изменением поляризации изменяется форма пучка электронов [40].

Основным способом получения эллиптически (и, в частности, циркулярно) поляризованного лазерного излучения является использование волновых пластинок, принцип действия которых основан на явлении двулучепреломления света в среде. Наиболее распространенными материалами для таких пластинок являются кристаллические кварц и слюда толщиной порядка нескольких мкм. Создание кристаллических волновых пластинок большой апертуры имеет определенные технические трудности; мощные лазерные системы при этом оперируют с размерами пучка 5-50 см. При этом порог пробоя таких пластинок, а также вносимая ими дисперсия исследуются только для импульсов наносекундной длительности, что вызывает трудности с их использованием в экспериментах с импульсами релятивистской интенсивности, несмотря на сопоставимые значения потоков энергии. Для пучков большой апертуры была предложена схема, основанная на использовании четырех специально созданных многослойных диэлектрических зеркал, вносящих фазовый сдвиг между поляризациями [41]. Эта схема была протестирована до размеров пучка  $\approx 10$  см, и может найти применение на больших лазерных установках. Однако ее основным недостатком является необходимость создания оптических элементов под заказ, что, естественно, недоступно большинству научных лабораторий.

При проведении экспериментов по лазерно-плазменному ускорению электронов нами было обнаружено, что обычная пленка из лавсана также имеет двулучепреломляющие свойства. Природа возникновения двулучепреломляющего эффекта в некоторых пленках, например, в целлофане, была описана Фейнманом в его лекциях [42]. Она основана на том, что в них существуют длинные полимерные цепи преимущественно в одном направлении (направлении прокатки), что приводит к неоднородности оптических свойств. В нескольких работах также были описаны возможности использования пленок в качестве четвертьволновых пластинок [43; 44].

Эксперименты по измерению поляризационных свойств лавсановой пленки проводились Е. Стародубцевой. Принципиальная схема установки представлена на Рис. 1.8а. Излучение диодного (800 нм, линейная поляризация) лазера проходило через лавсановую пленку толщиной 19 мкм; состояние поляризации после пленки регистрировалось с помощью анализатора и фотодиода. На Рис. 1.7б,в представлены зависимости степени эллиптичности лазерного излучения  $\varepsilon = \sqrt{\frac{I_{min}}{I_{max}}}$  (где  $I_{min}$  и  $I_{max}$  – это минимальное и максимальное значение интенсивности, полученное при повороте поляризатора-анализатора) при прохождении через пленку от угла  $\phi$  ее поворота в вертикальной и  $\psi$  в горизонтальной плоскости.



**Рис. 1.8** Двулучепреломляющие свойства лавсановой пленки: схема эксперимента (а); степень эллиптичности в зависимости от угла поворота пленки в вертикальной  $\phi$  (б) и в горизонтальной  $\psi$  (в) плоскостях; зависимость интенсивности прошедшего излучения от угла  $\psi$  (г).

Видно, что данная пленка действительно обладает двулучепреломляющими свойствами и позволяет получать из линейно поляризованного излучения эллиптически поляризованное с максимально достигнутой степенью эллиптичности 0.8 (Рис. 1.8б,в). Была также измерена зависимость коэффициента пропускания от поворота пленки в горизонтальной плоскости (Рис. 1.8г); наблюдаемое падение интенсивности связано как с увеличением толщины пленки при ее повороте, так и с зависимостью интенсивности преломленной волны от угла падения.

В эксперименте данная лавсановая пленка в первую очередь выполняла функцию защиты параболического зеркала от аблированного вещества мишени и устанавливалась между внеосевым параболическим зеркалом и пленочной мишенью ((4) на Рис. 1.1). В силу высокой

плотности энергии в данной области, совместное действие ФС и НС импульсов приводило к деградации свойств пленки за  $\approx 50$  лазерных импульсов. Поэтому в условиях нашего эксперимента было необходимо ее проматывать так же, как и мишень-пленку. Были измерены двулучепреломляющие свойства лавсановой пленки внутри одной катушки с шагом в 10 м и показано, что наблюдается стабильное значение степени эллиптичности поляризации 0.62-0.63 для горизонтально расположенной пленки, т.е.  $\phi = \psi = 0$ . Отметим, что в отсутствие необходимости защиты оптики данную пленку можно установить до параболического зеркала, где деградация происходит не будет.

Для минимизации повреждения оптики отраженным излучением лавсановая пленка устанавливалась под углом  $\psi = 30^\circ$ , что обеспечивало степень эллиптичности  $\varepsilon = 0.8$ , а также приводило к потере  $\approx 30\%$  энергии основного импульса. Далее такая конфигурация будет называться измерением в циркулярной поляризации лазерного излучения. Это обусловлено тем, что результаты эксперимента будут обсуждаться совместно с результатами численного моделирования, которое проводилось для случаев строго линейной и циркулярной поляризаций. Отдельно также проводились эксперименты в линейной поляризации ТВт импульса. Они выполнялись без установки лавсановой пленки, т.е. при большей энергии.

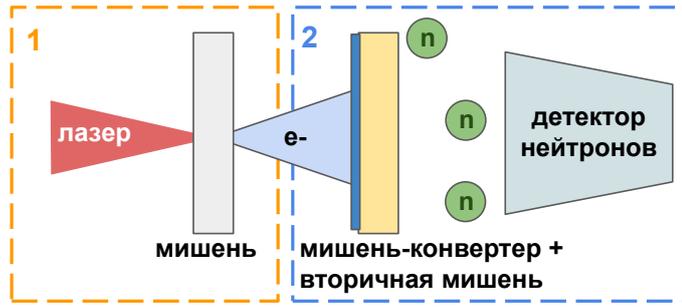
Таким образом, было показано, что лавсановая пленка может быть использована в качестве волновой пластинки для лазерного излучения высокой пиковой мощности. Недостатками такого способа получать эллиптически поляризованное лазерное излучение высокой мощности являются зависимость свойств пленки от ее химического состава и процесса производства, а преимуществами, естественно, являются простота и дешевизна.

### 1.1.6 Фотоядерная методика измерения заряда

В настоящей работе также исследовались вторичные источники излучения и частиц, полученные с использованием ускоренных в лазерно-плазменном взаимодействии электронов. В частности, был создан источник нейтронов на основе фотоядерных реакций. Часть результатов, посвященная созданию нейтронного источника, была опубликована в работах [45; 46]; статья, посвященная подробному описанию фотоядерной методики измерения заряда пучка, принята в печать в журнал "Поверхность".

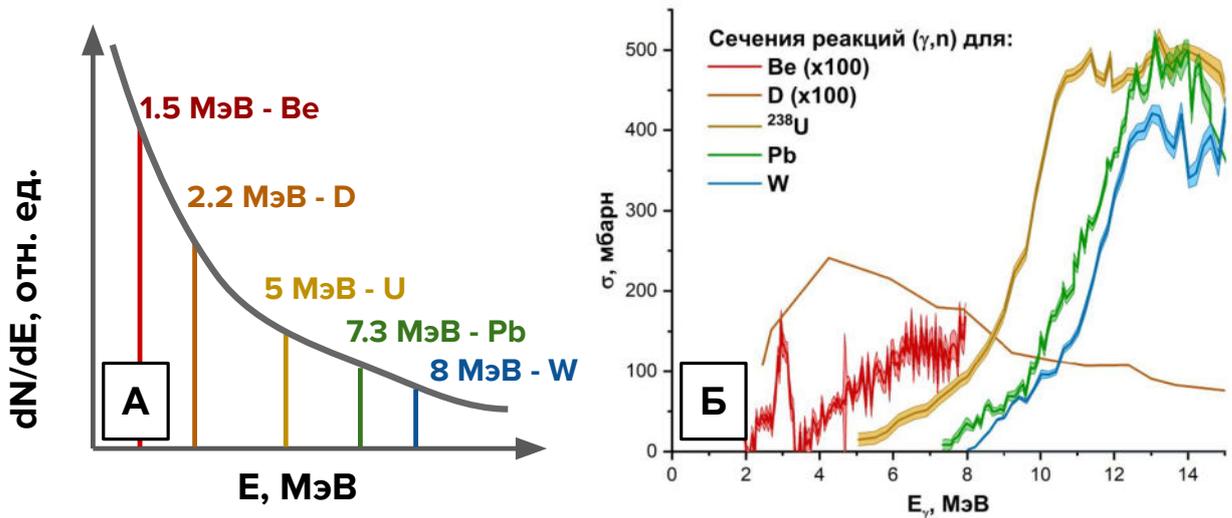
Принципиальная схема такого эксперимента представлена на Рис. 1.9. На первом этапе происходит генерация ускоренных электронов в лазерно-плазменном взаимодействии с мишенью. На втором этапе ускоренные электроны взаимодействуют со вторичной мишенью из материала, обладающего порогом реакции фоторасщепления  $(\gamma, n)$  в необходимом энергетическом диапазоне. Перед вторичными мишенями из материала с небольшим атомным номером, например, из бериллия, дополнительно устанавливают мишень-конвертер электронов в  $\gamma$ -кванты из материала с высоким атомным номером (например, W, Pb). Гамма-кванты, полученные в результате процесса тормозного излучения, вызывают вынужденные деления ядер вторичной мишени и генерацию вторичных частиц – нейтронов, число которых регистрирует детектор.

Из-за наличия у реакций фоторасщепления ярко выраженных порогов, вторичные



**Рис. 1.9** Принципиальная схема эксперимента по созданию нейтронного источника на лазерно-плазменном ускорителе. Сначала происходит ускорение электронов при взаимодействии лазерного импульса с мишенью (1), затем ускоренные электроны, проходя через вторичную мишень (или мишень-конвертер, если вторичная мишень имеет малое зарядовое число), генерируют тормозное излучение, вызывающее  $(\gamma, n)$  распад ядер вторичной мишени (2). Полученные нейтроны регистрируются детектором.

частицы способны создать только электроны с начальной энергией выше пороговой, т.е.  $Q_{E>E_{tr}} \propto Q \int_{E_{tr}}^{\infty} e^{-E/T} dE$  (в предположении экспоненциального энергетического спектра). Так как на число сгенерированных нейтронов влияет как полный заряд, так и температура пучка электронов, т.е.  $N_n = N_n(Q, T)$ , то для оценки обоих параметров необходимо использование вторичных мишеней из нескольких материалов. В проведенном эксперименте электроны имели энергии до 10 МэВ, поэтому в качестве вторичной мишени использовались бериллий, дейтерий (в форме тяжелой воды  $D_2O$ ), природный уран, свинец и вольфрам, имеющие пороги реакций фоторасщепления в данном диапазоне. Пороги реакций  $(\gamma, n)$  для этих материалов представлены на Рис. 1.10а, а сечения реакций на рис. Рис. 1.10б.



**Рис. 1.10** Пороги фотоядерных реакций в диапазоне 0-15 МэВ, отложенные на характерном экспоненциальном спектре электронов (а) и сечения реакций фоторасщепления на основе базы данных EXFOR (б).

Отметим, что сечения реакций для Be и D на два порядка меньше, чем для остальных материалов, поэтому, несмотря на различные значения  $E_{tr}$ , получаемые потоки нейтронов будут сопоставимы для этих мишеней и для металлических (U, Pb, W). Также важно

Вторичная мишень и ее геометрические размеры	Be 40 × 30 × 30 мм	D (в форме D <sub>2</sub> O) 100 × 150 × 30 мм	U диск диаметром 75 мм и толщиной 15 мм	Pb 200 × 120 × 50 мм	W 40 × 20 × 20 мм
T, МэВ	Коэффициент $K(T) = N_n/N_{e^-} \cdot 10^{-10}$				
1	6.8 ± 1.0	—	—	—	—
1.5	23.4 ± 1.8	0.20 ± 0.15	3.5 ± 1.2	2.6 ± 0.5	3.2 ± 0.9
2	50 ± 3	2.9 ± 0.5	27 ± 4	17.8 ± 1.2	20.2 ± 2.2
2.5	100 ± 4	9.5 ± 1.0	119 ± 14	74 ± 4	73 ± 4

**Табл. 1.2** Полученные в моделировании коэффициенты  $K(T)$  пресчета числа нейтронов в заряд пучка электронов для различных использованных в эксперименте вторичных мишеней, а также различных температур спектра электронов.

отметить, что подавляющее большинство максимумов сечений реакций  $(\gamma, n)$  лежит в области гигантского дипольного резонанса – 10–20 МэВ. Поэтому для создания источника нейтронов с большим потоком частиц с использованием данных реакций нет необходимости в ускорении электронов до высоких энергий (>100 МэВ), но необходимо иметь большой заряд (0.1-10 нКл) и сравнительно небольшие энергии (<20 МэВ).

Для пересчета полученного значения зарегистрированных нейтронов в заряд исходного электронного пучка необходимо рассчитать коэффициент конверсии  $K(T) = N_n/N_{e^-}$ , что можно сделать численным моделированием процесса взаимодействия пучка электронов с заданными параметрами  $(N_{e^-}, T)$  со вторичной мишенью и мишенью-конвертером. Расчет данных коэффициентов был проведен А. Заворотным в программном пакете GEANT [33], созданная в моделировании модель установки полностью воспроизводила реальную. Полученные коэффициенты  $K(T)$  представлены в Таб. 1.2 и будут использованы далее при обработке экспериментальных результатов.

При проведении экспериментов с генерацией нейтронов в реакциях фоторасщепления вместо детектора в область (6) на Рис. 1.1 устанавливалась одна из вторичных мишеней (Be, D, U, Pb, W, геометрические размеры представлены в Таб. 1.2). Нейтроны регистрировались массивом из 10 <sup>3</sup>He-счетчиков СНМ-19 ((7) на Рис. 1.1), которые имели эффективность регистрации 0.36%, измеренную с использованием калиброванного источника <sup>252</sup>Cf. Для экранирования от фонового рентгеновского излучения счетчики были помещены в свинцовый кожух толщиной 5 мм. Также счетчики были помещены между двух слоев пластикового замедлителя толщиной 7 и 3 см соответственно. Использование замедлителя необходимо для термализации полученных нейтронов, что приводит к возникновению временной задержки в 50–400 мкс между лазерным импульсом и отсчетом детектора и обеспечивает затухание сигнала, связанного с реакцией счетчиков на электромагнитные наводки от лазерного импульса и тормозное рентгеновское излучение. Сигнал детектора записывался цифровым осциллографом для последующей обработки – счета нейтронов.

Подчеркнем, что расчет коэффициентов конверсии  $K(T)$  для набора температур  $T$  и заданной геометрии установки достаточно провести однократно, что делает предложенную методику достаточно простой в реализации. Предложенная методика также может быть использована для пучков электронов с энергетическим спектром, отличным от экспоненциального (например, для полученных в наших экспериментах электронов, ускоренных из кластерных мишеней [47]), т.к. в силу линейности используемого физического эффекта – фотоядерных реакций – можно аппроксимировать спектр любой формы. Несмотря на принципиальную возможность использования предложенной методики измерений в единичном лазерном импульсе, для корректного определения параметров электронного пучка необходим набор статистики. Следовательно, она наиболее актуальна для систем, работающих с высокой частотой следования импульсов ( $>1$  Гц).

## 1.2 Численное моделирование лазерно-плазменного взаимодействия

### 1.2.1 Метод частиц в ячейках

В настоящей работе численное моделирование лазерно-плазменного взаимодействия проводилось методом крупных частиц (метод частицы-в-ячейке, particle-in-cell, PIC) с использованием открытого кода SMILEI [48]. В данном методе используется кинетический подход к описанию плазмы, в котором каждая группа частиц  $s$  (например, электроны или ионы;  $m_s$  - масса,  $q_s$  - заряд частиц определенной группы) описывается в терминах семимерной функции распределения  $\mathbf{f}_s(t, \mathbf{r}, \mathbf{p})$ , где  $\mathbf{r}$  – координаты частиц,  $\mathbf{p}$  – их импульсы. Подробное описание PIC-кодов можно найти, например, в [49], здесь мы остановимся только на основных принципах их работы.

Функция распределения должна удовлетворять уравнению Власова:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{\gamma m_s} \cdot \nabla + \mathbf{F}_L \cdot \nabla_{\mathbf{p}}\right) \mathbf{f}_s = 0 \quad (1.1)$$

где  $\gamma$  - гамма-фактор частицы,  $\mathbf{F}_L = q_s(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{v}}{c} \times \mathbf{B})$  - сила Лоренца, действующая на частицы. Поля, входящие в силу Лоренца, получаются численным решением уравнений Максвелла:

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \times \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}(\mathbf{r}, t)}{\partial t}, \quad (1.2a) \\ \nabla \times \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}(\mathbf{r}, t)}{\partial t} + \frac{4\pi \mathbf{j}(\mathbf{r}, t)}{c}, \quad (1.2b) \\ \nabla \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = 4\pi \rho(\mathbf{r}, t), \quad (1.2c) \\ \nabla \cdot \mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = 0 \quad (1.2d) \end{array} \right.$$

где  $\rho(t, \mathbf{r}) = \sum_s q_s \int d^3p \mathbf{f}_s(t, \mathbf{r}, \mathbf{p})$ ,  $\mathbf{J}(t, \mathbf{r}) = \sum_s q_s \int d^3p \mathbf{v} \mathbf{f}_s(t, \mathbf{r}, \mathbf{p})$ ,  $\mathbf{v} = \mathbf{p}/m_s \gamma$  - скорость частицы.

Данная система уравнений (1.1), (1.2) называется уравнениями Власова-Максвелла и решается численно в используемом коде. При этом метод частицы-в-ячейке состоит в том, что функция распределения  $\mathbf{f}_s(t, \mathbf{r}, \mathbf{p})$  описывается как состоящая не из отдельных физических частиц, а из  $N$  квазичастиц (крупных частиц), что позволяет значительно упростить рассмотрение задачи:

$$\mathbf{f}_s(t, \mathbf{r}, \mathbf{p}) = \sum_{p=1}^{N_s} \frac{w_p}{V_c} \mathbf{S}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p(t)) \delta(\mathbf{p} - \mathbf{p}_p(t)) \quad (1.3)$$

где  $w_p$  - вес,  $\mathbf{r}_p$  - радиус-вектор,  $\mathbf{p}_p$  - импульс квазичастицы;  $V_c$  - объем ячейки, занимаемой квазичастицей;  $\mathbf{S}$  - функция формы квазичастицы в пространстве функции распределения. Данные квазичастицы движутся вдоль характеристик уравнения Власова (1.1):

$$\frac{d\mathbf{r}_p}{dt} = \frac{\mathbf{u}_p}{\gamma_p} \quad \frac{d\mathbf{u}_p}{dt} = r_s (\mathbf{E}_p + \frac{\mathbf{u}_p}{\gamma_p} \times \mathbf{B}_p) \quad (1.4)$$

где  $r_s = q_s/m_s$  - соотношение заряда к массе для типа частиц, составляющих функцию распределения,  $\mathbf{u}_p = \mathbf{p}_p/m_s$  - нормированный на массу частицы импульс.

Уравнения Максвелла при этом решаются на дискретной пространственной сетке методом конечных разностей во временной области (FDTD). В настоящей работе использовались две численные схемы для FDTD - Йи [50] и Лехе [51], влияние выбора схемы на результаты моделирования будет обсуждаться в разделе 1.2.3 Перемещение частиц при этом рассчитывается через схему Бориса [52]. Отметим, что в этой схеме используется алгоритм "перескока", т.е. поля существуют на временной сетке с точками  $N\Delta\tau$ , а скорости и координаты частиц - с  $(N + 1/2)\Delta\tau$ , где  $\Delta\tau$  - шаг сетки по времени. Далее будет подробно обсуждаться влияние такой дискретизации на корректность расчета работы полей над частицами (раздел 1.2.6).

Общий алгоритм вычислений можно описать следующим образом:

1. 4.  $\Rightarrow$  Интерполяция полей на положения квазичастиц
2. Расчет скоростей и координат квазичастиц согласно уравнениям (1.4)
3. Расчет тока  $\mathbf{J}$  и плотности  $\rho$  из функции распределения квазичастиц
4. Расчет новых электромагнитных полей решением уравнений Максвелла (1.2)  $\Rightarrow$  1.

## 1.2.2 Общие параметры численного моделирования

В настоящей работе для проведения численного PIC моделирования использовался открытый программный пакет SMILEI [48]. Расчеты для установления механизмов ускорения электронов и параметров электронного пучка (раздел 2.2) проводились в 3D режиме; часть из них - в режиме бегущего окна. Расчеты отклонения пучка на поперечном градиенте электронной концентрации (раздел 2.4) проводились в 2D3V режиме из-за необходимости использования большой пространственной области. Необходимые для ясности параметры

каждого моделирования (шаги сетки, точка фокусировки лазерного излучения, начальный профиль концентрации и др.) будут указаны напрямую при обсуждении результатов. Здесь мы отметим только параметры, общие для всех проведенных численных расчетов.

Во всех проведенных расчетах использовался гауссов лазерный импульс с нормированным векторным потенциалом  $a_0 = 1.5$  (иным при исследовании зависимости от энергии), длительностью по полувысоте  $\tau_{\text{FWHM}} = 50$  фс и фокусировкой в пятно диаметром  $d_{\text{FWHM}} = 4$  мкм. Это соответствовало интенсивности в вакууме  $I \approx 5 \cdot 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, т.е. экспериментальным условиям. Для электромагнитных полей использовались граничные условия Сильвера-Мюллера [53]. Для частиц использовались поглощающие граничные условия. При проведении расчетов с бегущим окном скорость окна соответствовала  $0.98c$ . Так как в расчетах используются нормированные физические величины, далее при описании результатов будут использоваться параметры:  $\lambda$  - длина волны лазерного излучения,  $\tau$  - период излучения с длиной волны  $\lambda$ ,  $\omega$  - частота излучения с длиной волны  $\lambda$ . Шаги сетки по соответствующим координатам будут обозначены как  $\Delta x, \Delta y, \Delta z, \Delta \tau$ .

В начале расчета мишень состояла из нейтральных атомов углерода, профиль плотности которых был взят из результатов гидродинамического моделирования (Рис. 1.3). Подробное ее характеристики уже были обсуждены ранее в разделе 1.1.2. Встроенным в SMILEI модулем рассчитывалась полевая ионизация нейтральных атомов с появлением ионов углерода и электронов. Вероятности ионизации в данном модуле оцениваются в рамках модели туннельной ионизации Аммосова–Делоне–Крайнова (АДК) [54]. Отметим, что вероятности ионизации в модели АДК зависят от длины волны лазерного излучения, поэтому численное моделирование, проведенное в настоящей работе, верно для длины волны  $\lambda \approx 0.8$  мкм.

Для рассматриваемого в настоящей работе лазерного импульса внешние четыре электрона атома углерода имеют низкие потенциалы ионизации (11.3, 24.4, 47.9 и 64.5 эВ) и "отрываются" еще на фронте лазерного импульса. Это определяет фоновую концентрацию электронов мишени. Оставшиеся 2 электрона *K*-оболочки при этом имеют потенциалы ионизации 392 и 490 эВ и ионизируются при напряженности электрического поля  $\approx 10^{12}$  В/м, т.е. при  $a_0 \gtrsim 1$ . Такие параметры достигаются для рассматриваемого лазерного импульса только в области перетяжки. Поэтому, в рассматриваемой задаче может наблюдаться ионизационная инжекция и последующее ускорение электронов.

При проведении 3D расчетов использовалась 1 частица в ячейке в силу их высокой вычислительной сложности. В 2D расчетах использовалось 9 частиц в ячейке. Ионы были неподвижными, далее (раздел 1.2.4) будет показано, что это приближение применимо к рассматриваемой задаче. Все расчеты проводились на лабораторном вычислительном кластере.

Для последующего анализа в процессе расчетов записывались распределения полей  $E_x, E_y, E_z, B_z$ , электронной и ионных концентраций  $n_e$  и  $n_i$ , распределения электронов по пространству и энергиям, а также траектории отдельных частиц. Процесс анализа траекторий будет подробно описан в разделах 1.2.5 и 1.2.6. Вся постобработка проводилась с использованием скриптов, написанных на языке программирования Python. Также для удобства анализа результатов были разработаны интерактивные методы визуализации данных.

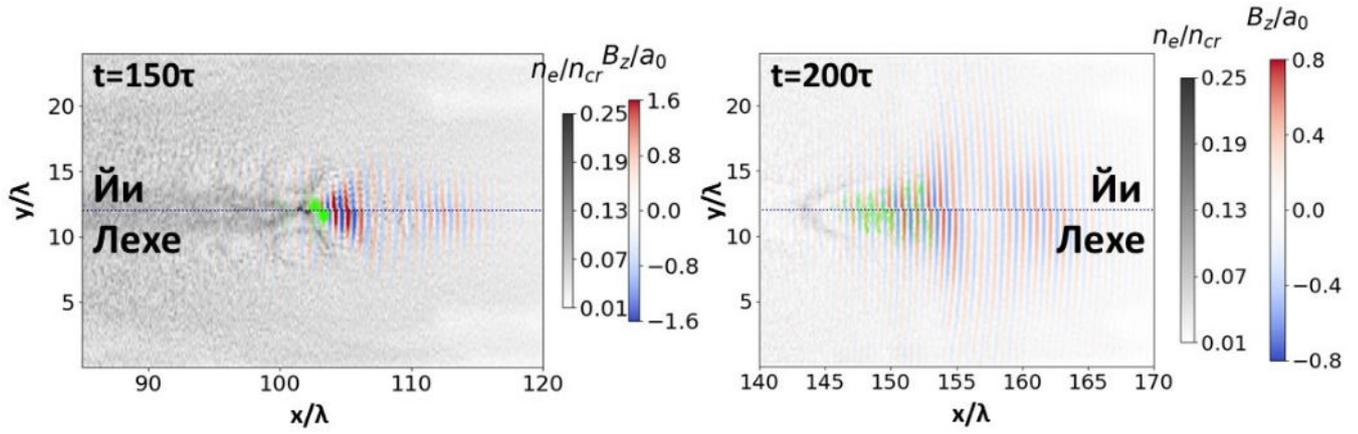
Далее при обсуждении результатов численного PIC-моделирования будут использоваться общепринятые нормированные величины: пространственные размеры в единицах центральной длины волны лазерного импульса  $\lambda$ , моменты времени в единицах  $\tau = \lambda/c$ , электронная  $n_e$  и ионная  $n_i$  концентрации в единицах критической электронной концентрации  $n_{cr}$ , напряженности полей  $B$  и  $E$  в единицах нормированного векторного потенциала  $a_0 = \frac{eE}{\omega_L m c} = \frac{eB}{\omega_L m c}$ , где  $e, m$  - заряд и масса электрона,  $c$  - скорость света,  $\omega_L = 2\pi c/\lambda$ , кинетические энергии электронов  $E$  в единицах гамма-фактора  $E = (\gamma - 1)mc^2$ , работы полей  $W$  в единицах  $mc^2 \approx 0.5$  МэВ.

### 1.2.3 Сравнение различных схем решения уравнений Максвелла

Как уже упоминалось в 1.2.1, в PIC-кодах могут использоваться различные численные схемы решения уравнений Максвелла, наиболее распространенной из которых является схема Йи [50]. В данной схеме, однако, дисперсионное соотношение таково, что фазовая скорость электромагнитных волн в вакууме  $v_{ph}$  меньше скорости света  $c$ . Это приводит к тому, что квазичастицы могут при распространении иметь скорость  $v_{ph} < v < c$  и, соответственно, испытывать нефизичный (численный) эффект Вавилова-Черенкова. Очевидно, что этот эффект будет оказывать наибольшее влияние на распространение ультрарелятивистских частиц ( $\gamma \gg 1$ ), и, в частности, может также сильно модифицировать эмиттанс пучка электронов в задачах кильватерного ускорения [51]. Были предложены различные методы устранения данного численного излучения, одним из которых являлась модификация самой численной схемы. Одной из таких модифицированных схем является схема Лехе [51], интегрированная в пакет SMILEI.

Несмотря на то, что в настоящей работе электроны набирали сравнительно небольшие энергии ( $\gamma < 20$ ), ускорение происходило в области длиной 150-250 мкм, причем одной из стадий ускорения, как будет показано далее (раздел 2.2), являлось ускорение в полях продольных плазменных волн. Одним из методов анализа также являлся анализ пространственных и временных спектров электромагнитного излучения и плазменных волн. Поэтому было интересно проверить, оказывает ли выбор численной схемы решения уравнений Максвелла на характер исследуемого взаимодействия.

На Рис. 1.11 представлены результаты численного расчета сделанного с использованием схем Йи (нижняя половина картинок) и Лехе (верхняя половина картинок) для различных моментов времени. Представлены результаты расчетов для линейной поляризации излучения, т.к. для циркулярной поляризации различия не наблюдается. Параметры расчета: 3D, размер расчетной области  $200\lambda \times 24\lambda \times 24\lambda$ , шаги сетки  $\Delta x = \lambda/32, \Delta y = \Delta z = \lambda/4, \Delta \tau = \lambda/36c = \tau/36$ , начальный профиль плотности соответствует  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс, т.е.  $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$  (см. Рис. 1.4, Табл. 1.1), линейная поляризация в плоскости OY. Видно, что различающиеся законы дисперсии двух схем приводят к различной групповой скорости лазерного импульса. Это также несколько влияет на пространственную форму плазменных волн, особенно это заметно в момент времени  $t = 200\tau$ . Однако данные различия не приводят к значительным расхождениям в свойствах ускоренных электронов (см. Рис. 1.11). Таким образом, установлено, что в



**Рис. 1.11** Сравнение численных расчетов с использованием численной схемы Йи (верхняя область) и Лехе (нижняя область). Показаны: поле  $B_z$  (цветом), электронная концентрация  $n_e$  (серым) и пространственное распределение электронов с  $E > 2$  МэВ (зеленым) в моменты времени  $t = 150\tau$  и  $200\tau$  соответственно. Приведено сечение в плоскости  $z = 12\lambda$  (центр по OZ).

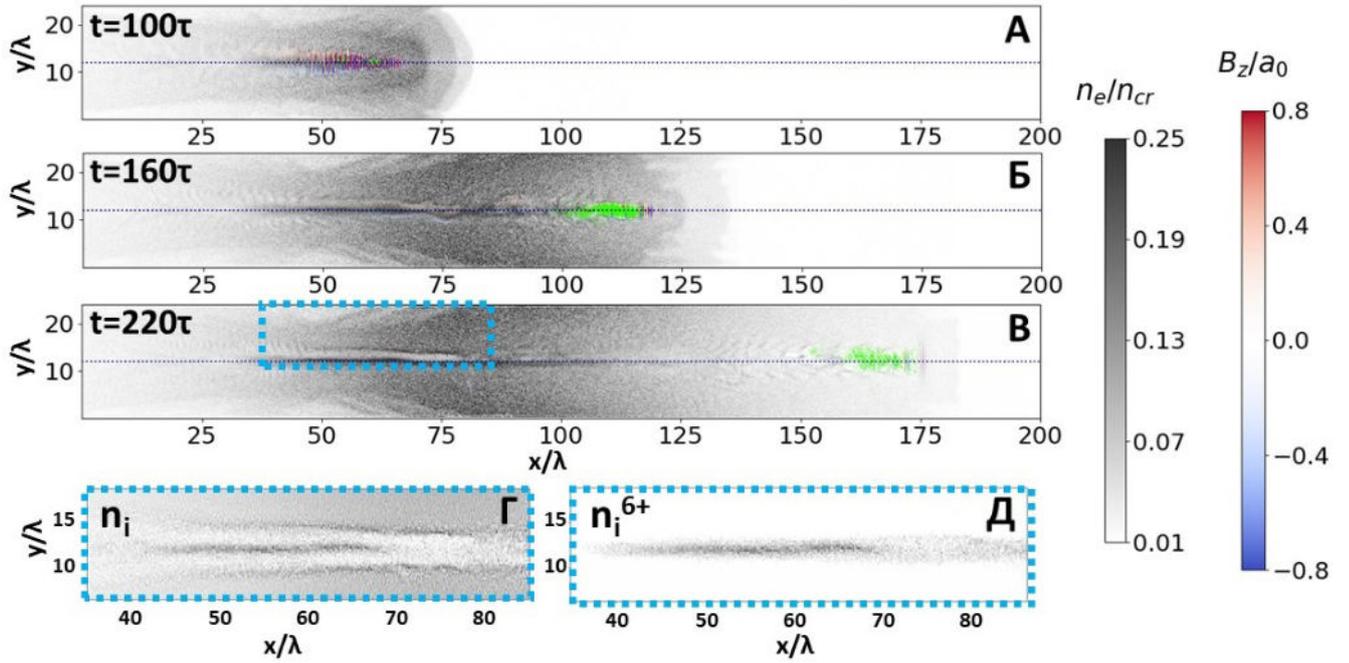
рассматриваемой задаче выбор численной схемы решения уравнений Максвелла не влияет на результаты численного моделирования.

#### 1.2.4 Влияние подвижности ионов

Наиболее простой оценкой характерного масштаба времени, на котором движение ионов начнет оказывать влияние на динамику лазерно-плазменного взаимодействия, является оценка через ионную плазменную частоту:  $\tau_i \approx \frac{2\pi}{\omega_{pi}}$ . Предполагая кратность ионизации углерода  $Z = 4$  и ионную концентрацию  $n_i = 10^{20}$  см $^{-3}$ , получим  $\tau_i \approx 500$  фс или  $\tau_i \approx 150\tau$ . То есть на масштабах времени, рассматриваемых в данных численных расчетах (полное время  $\approx 290\tau$ , длительность импульса  $\tau_{FWHM} = 50$  фс) ионы с высокой точностью можно считать неподвижными. Отметим, что такая оценка может быть некорректной для более мощных лазерных импульсов [55].

Для проверки данного предположения был дополнительно проведен расчет, в котором ионы были подвижны. Параметры расчета: 3D, размер расчетной области  $200\lambda \times 24\lambda \times 24\lambda$ , шаги сетки  $\Delta x = \lambda/32, \Delta y = \Delta z = \lambda/4, \Delta t = \lambda/36c = \tau/36$ , начальный профиль плотности соответствует  $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.22$ , см. Рис. 1.4, Табл. 1.1), циркулярная поляризация. На Рис. 1.12 представлено сравнение результатов расчета, где ионы были подвижны, с моделированием с неподвижными ионами. Видно, что подвижность действительно не влияет на формирование пучка электронов т.к. в каждой пространственной области ускорение происходит за время, меньшее времени ионного отклика  $\tau_i$ . Подвижность ионов начинает играть роль на временах  $t \approx 160\tau$ , что видно на Рис. 1.12б - в области  $30\lambda < x < 75\lambda$  формируется ионный канал со сгустком ионов на оси. Этот ионный канал является устойчивым все последующее время моделирования (Рис. 1.12г) и состоит из ионов с кратностью ионизации  $Z = 1 - 5$ . Сгусток на оси канала при этом состоит исключительно из ионов с  $Z = 6$ . В моделировании с неподвижными ионами формирования канала, естественно, не происходит.

Отметим еще раз, что было установлено, что в рассматриваемой задаче подвижность



**Рис. 1.12** Сравнение численных расчетов с подвижными (верхняя область на (а,б,в), а также (г,д)) и неподвижными (нижняя область на (а,б,в)) ионами. На (а-в) показаны: поле  $B_z$  (цветом), электронная концентрация  $n_e$  (серым) и пространственное распределение электронов с  $E > 2$  МэВ (зеленым) в моменты времени  $t = 100\tau, 160\tau$  и  $220\tau$  соответственно. На (г,д) показано полное пространственное распределение ионной концентрации  $n_i$  (г) и концентрации ионов с кратностью ионизации  $Z = 6$   $n_i^{6+}$  (д) в момент времени  $t = 220\tau$  в области пространства, отмеченной синим прямоугольником на (в). Приведено сечение в плоскости  $z = 12\lambda$  (центр по  $OZ$ ).

ионов не оказывает влияния на ускорение электронов. Поэтому, в дальнейшем все расчеты проводились с неподвижными ионами.

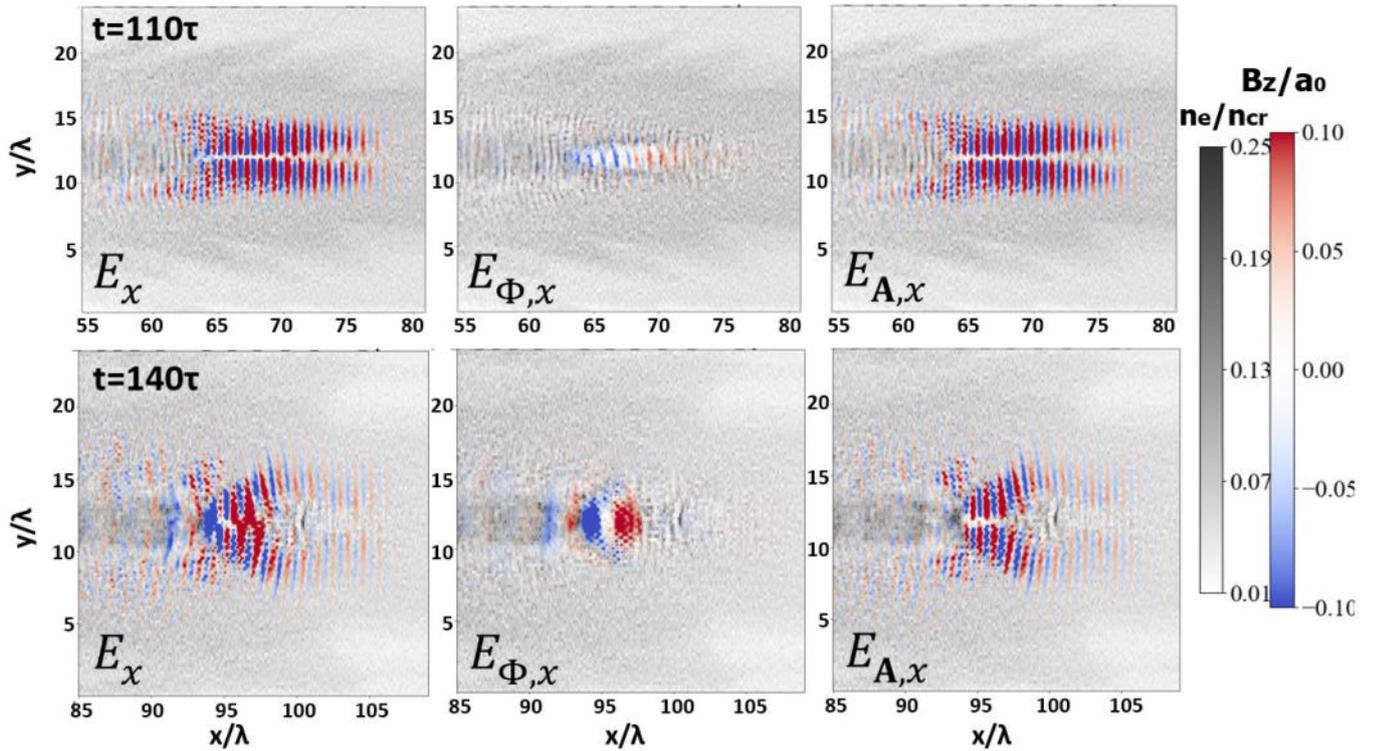
### 1.2.5 Разложение полей на потенциальные и вихревые

Теперь перейдем к описанию методов анализа данных численных расчетов. Для установления механизма ускорения электронов проводился анализ работ полей вдоль траекторий отдельных частиц, набравших в конце моделирования высокую энергию (импульс  $p_x > 5$ ). Для основных рассматриваемых в настоящей работе механизмов ускорения - ускорения в плазменном канале (DLA) и ускорения в кильватерных волнах (LWFА), которые будут рассмотрены в разделе 2.1 - работа должна совершаться полями лазерного импульса и плазменных волн соответственно.

Поля лазерного импульса, согласно уравнениям Максвелла, являются вихревыми ( $\mathbf{E}_A, \nabla \cdot \mathbf{E}_A = 0$ ). Поля плазменных волн являются потенциальными ( $\mathbf{E}_\Phi, \nabla \times \mathbf{E}_\Phi = 0$ ). При этом при исследовании вклада полей лазерного импульса и полей плазменных волн в ускорение частиц часто ограничиваются приближением, в котором плазменные волны представляются продольным полем  $E_x$ , а лазерный импульс – поперечными полями  $E_y$  и  $E_z$ . Такое приближение допустимо для задач кильватерного ускорения, где амплитуда плазменных волн велика, а частицы практически не взаимодействуют с лазерным импульсом. Однако для широкого класса задач, в которых, например, присутствует продольное поле лазерного импульса значительной амплитуды (жесткая фокусировка) или происходит отражение от границы мишени, данное

приближение не применимо.

В рассматриваемой задаче данное приближение также не выполняется, т.к. значительную часть времени расчета частицы одновременно находятся в полях сфокусированного лазерного импульса и плазменных волн. Поэтому для корректного установления механизма ускорения электронов необходимо разделять поля на потенциальные  $\mathbf{E}_\Phi$  и вихревые  $\mathbf{E}_A$ . Такое разделение было сделано с использованием разложения Гельмгольца, его реализация подробно описана в Приложении. Далее, поля продольных плазменных волн ( $\propto$  вклад LWFA) будут соответствовать компонентам  $E_{\Phi,x}$ ,  $E_{\Phi,y}$ ,  $E_{\Phi,z}$ , поля лазерного импульса ( $\propto$  вклад DLA) -  $E_{A,x}$ ,  $E_{A,y}$ ,  $E_{A,z}$ .



**Рис. 1.13** Изображения полного электрического поля  $E_x$ , а также его потенциальной  $E_{\Phi,x}$  ( $\propto$  продольные плазменные волны) и вихревой  $E_{A,x}$  ( $\propto$  лазерный импульс) компонент (цветом) и электронной концентрации  $n_e$  (серым) в моменты времени  $t = 110\tau, 140\tau$ . Приведено сечение в плоскости  $z = 12\lambda$  (центр по OZ).

Для примера рассмотрим компоненту поля  $E_x$  и рассчитанных  $E_{\Phi,x}$ ,  $E_{A,x}$  (параметры расчета: 3D, размер расчетной области  $200\lambda \times 24\lambda \times 24\lambda$ , шаги сетки  $\Delta x = \lambda/32, \Delta y = \Delta z = \lambda/4, \Delta \tau = \lambda/36c = \tau/36$ , начальный профиль плотности соответствует  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ , см. Табл. 1.1), линейная поляризация в плоскости OY) в моменты времени  $t = 110\tau$  и  $t = 140\tau$ . Видно, что рассмотрение  $E_x$  как компоненты, содержащей только поля плазменных волн, является некорректным и будет приводить к некорректному определению вклада плазменных волн в ускорение частиц. В момент времени  $t = 110\tau$  плазменные волны еще не имеют значительной амплитуды, однако в силу жесткой фокусировки и самофокусировки лазерного излучения существует интенсивное ( $\approx 0.2a_0$ ) продольное поле лазерного импульса в той же области пространства. В более поздний момент времени  $t = 140\tau$  амплитуда полей плазменных волн  $E_{\Phi,x}$  является максимальной, но все еще

сопоставимой с амплитудой продольной составляющей лазерного поля  $E_{A,x}$ . Отметим, что для компонент поля  $E_y, E_z$  верно  $E_{\Phi,y,z} \ll E_{A,y,z}$ . Для этих компонент разложение Гельмгольца также было проведено, но не является необходимым.

### 1.2.6 Расчет работы полей над частицей вдоль ее траектории

Как уже упоминалось, установление механизма лазерно-плазменного ускорения проводилось через анализ работ различных компонент поля вдоль траекторий электронов, набравших в конце расчета большой продольный импульс ( $p_x > 5$ ). Работа на каждом шаге  $t = N\Delta\tau$  рассчитывается по формуле:

$$W_j = -e \int_0^t E_j v_j dt \quad (1.5)$$

где  $j = x, y, z$  - проекция на соответствующую ось. При этом при анализе результатов численного расчета сумма работ может отклоняться от энергии частицы, т.е.:

$$W_x + W_y + W_z \neq \gamma + 1 \quad (1.6)$$

причем данное расхождение может быть значительным ( $\gg \gamma$ ). Это несоответствие вызывается в первую очередь тем, в используемой в PIC-коде схеме Бориса [52] моменты времени, в которые определяются поля  $E_{x,y,z}$  (решаются уравнения Максвелла) и скорости частиц  $v_{x,y,z}$  (решаются уравнения движения) смещены на  $\Delta\tau/2$ . Поэтому выходные данные численного моделирования также будут определены в моменты времени, сдвинутые на  $\Delta\tau/2$ , т.е. будут иметь фазовый сдвиг  $\delta = \frac{\omega\Delta\tau}{2}$ .

Покажем, почему этот фазовый сдвиг приведет к ошибкам при расчете работ полей по формуле (1.5). Рассмотрим движение одного электрона в поле плоской волны как первое приближение взаимодействия фронта лазерного импульса с электронами (т.е. когда плазменные волны еще не сформировались). Можно показать, что:

$$E \propto \cos(\omega t) \quad v \propto \sin(\omega t) \quad \rightarrow \quad Ev \propto \sin(2\omega t) \quad \rightarrow \quad \int_0^\tau Ev dt \propto \cos(2\omega\tau) = 0 \quad (1.7)$$

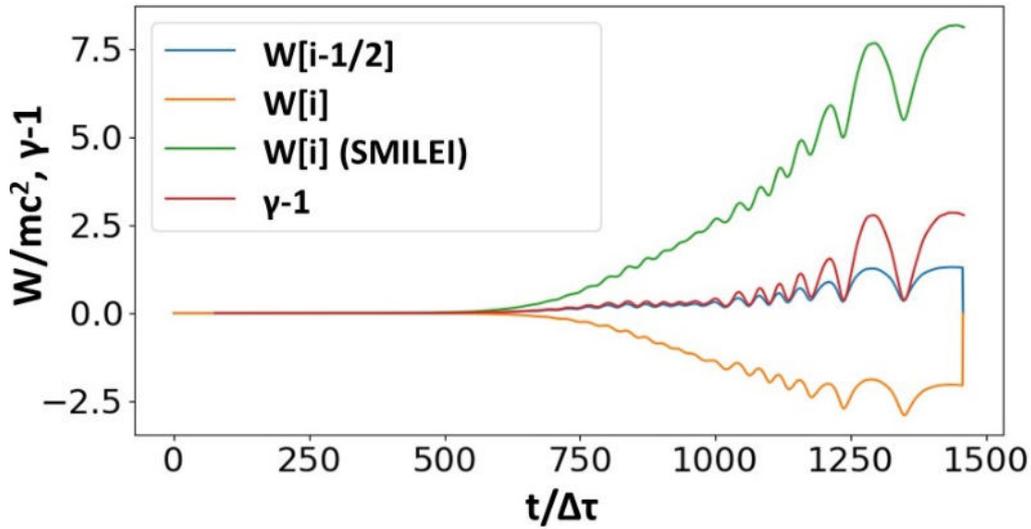
т.е. средняя работа поля за период равна нулю. Теперь внесем дополнительный сдвиг фаз  $\delta$  между полем и скоростью электрона, т.е.

$$E \propto \cos(\omega t) \quad v \propto \sin(\omega t + \delta) \quad \rightarrow \quad Ev \propto \sin(2\omega t + \delta) + \sin(\delta) \quad (1.8a)$$

$$\int_0^\tau Ev dt \propto \frac{\cos(2\omega\tau + \delta) - \cos(\delta)}{2\omega} + \tau \sin(\delta) = \boxed{\tau \sin(\delta) \neq 0} \quad (1.8b)$$

т.е. средняя работа поля за период теперь не равна нулю, а зависит от периода  $\tau$  и сдвига фаз  $\delta$ . Очевидно, что при интегрировании в интервале времени, содержащем много периодов, данная постоянная компонента будет накапливаться линейно. При этом, так как лазерный импульс является гауссовым, напряженность поля  $E$  быстро нарастает на его фронте, что

дополнительно увеличивает ошибку (Рис. 1.14, кривая  $W[i]$ ). Также сейчас разрабатывается встроенный в код SMILEI метод вывода работ полей, который, на данный момент, также приводит к накоплению ошибки (Рис. 1.14, кривая  $W[i]$  SMILEI).



**Рис. 1.14** Работы полей  $W = W_x + W_y + W_z$ , рассчитанные напрямую по значениям  $E$  и  $v$  вдоль траектории (желтая кривая  $W[i]$ ), со сдвигом поля  $E$ , сделанным при постобработке (синяя кривая  $W[i-1/2]$ ), полученные бета-версией встроенного в SMILEI вывода работ вдоль траектории (зеленая кривая  $W[i]$  SMILEI), а также  $\gamma - 1$  тестовой частицы в зависимости от времени.

Отметим, что данная проблема значительна только на начальном этапе ускорения частицы. В процессе ускорения и набора частицей кинетической энергии, частота электромагнитного поля в системе координат частицы, движущейся "вперед" вместе с лазерным импульсом, будет испытывать доплеровский сдвиг в красную область, т.е. значительно увеличатся  $\lambda$  и  $\tau$ , что приведет к тому, что набег ошибки станет незначительным:  $\delta \rightarrow 0, \tau \sin(\delta) \rightarrow const \ll \gamma$ . Поэтому в задачах, где ускорение электронов происходит до высоких энергий ( $\gamma \gg 10$ ), относительная ошибка может быть невелика.

Однако, в рассматриваемой задаче ошибка, накапливаемая на фронте импульса, рутинно составляет  $\frac{|W-(\gamma-1)|}{\gamma} \gg 1$ , что приводит к некорректной оценке работ компонент поля. Наиболее простым и очевидным способом ее устранить являлась коррекция фазового сдвига. Это было сделано линейной интерполяцией полей из моментов времени  $t = n\Delta\tau$  на  $t' = (n - 1/2)\Delta\tau$ , где  $n = 0..N$  - шаги сетки по времени. Для этого поля  $E_{x,y,z}$  записывались на каждом временном шаге  $n$ , а для расчета работ на этом шаге использовались значения:

$$E_j[n - 1/2] = \frac{E_j[n] + E_j[n - 1]}{2} \quad (1.9)$$

где  $j = x, y, z$ . Расчет работы с коррекцией фазового сдвига представлен на Рис. 1.14 (кривая  $W[i - 1/2]$ ). Видно, расхождение между  $W$  и  $(\gamma - 1)$  все еще присутствует (и, скорее всего, обусловлено неточностями интерполяции полей), однако ошибка перестает накапливаться со временем. При дальнейшем ускорении тестовой частицы относительная ошибка  $\frac{|W-(\gamma-1)|}{\gamma}$  уменьшается и для большинства ускоренных частиц к концу симуляции составляет  $< 10\%$ ; данное значение было использовано как отсечка для "некорректно" обработанных траекторий.

Расчет работ проводился для всех компонент поля, как потенциальных  $E_{\Phi,j}$ , так и вихревых  $E_{A,j}$ . Технические детали данной постобработки описаны в Приложении.

### 1.3 Выводы по главе

Для экспериментального получения и исследования характеристик пучков ускоренных электронов с использованием 1 ТВт лазерной системы были разработаны и улучшены методики регистрации их характеристик, таких как энергетический спектр, заряд пучка, форма пучка, пространственные расходимость и стабильность. Показано, что лавсановая пленка позволяет изменять поляризацию ТВт лазерного излучения с линейной на эллиптическую со степенью эллиптичности до  $\varepsilon = 0.8$ . Также были разработаны пакеты постобработки полученных экспериментальных данных, позволяющие получать из больших объемов входных данных статистические зависимости.

Создана и охарактеризована мишень в виде слоя плазмы с концентрацией электронов порядка 10% от критической и длиной несколько сотен мкм с использованием пластиковой пленки толщиной несколько десятков мкм, аблированной дополнительным наносекундным лазерным импульсом.

Разработаны пакеты обработки и визуализации данных численного моделирования методом крупных частиц. В численном моделировании проведено исследование корректности приближения неподвижных ионов, а также установлено отсутствие влияния численной схемы решения уравнений Максвелла в рассматриваемой задаче. Реализовано разделение векторных полей на потенциальную и вихревую компоненты, расчет работы полученных полей над большой выборкой тестовых частиц. Показано, что используемая в моделировании численная схема решения уравнений Максвелла приводит к накоплению ошибок численного интегрирования при оценке работ полей над частицами; предложен и реализован метод их коррекции.

## Глава 2

# Исследование ускорения электронов при воздействии фемтосекундного лазерного импульса релятивистской интенсивности на слой подкритической плазмы длиной несколько сотен микрометров

---

*В главе рассмотрены основные механизмы ускорения электронов в релятивистском лазерно-плазменном взаимодействии, а также сделан обзор современного состояния исследований. Описаны результаты экспериментов по генерации пучков ускоренных электронов на 1 ТВт лазерной системе, а также соответствующее экспериментам численное моделирование. Установлено, что механизмом ускорения электронов является комбинация ускорения в плазменном канале и в кильватерных волнах. Описаны результаты экспериментов в области ядерной фотоники. Предложен простой метод управления углом вылета пучка электронов, основанный на рефракции лазерного импульса в среде с неоднородным показателем преломления.*

---

## 2.1 Состояние исследований по ускорению электронов в релятивистской лазерной плазме

### 2.1.1 Основные механизмы ускорения электронов в релятивистской лазерной плазме

При воздействии лазерного импульса высокой интенсивности на вещество уже на фронте импульса происходит превышение порога плазмообразования [56] и дальнейшее взаимодействие происходит с плазмой. В области умеренных интенсивностей ( $I = 10^{16} - 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>) основными бесстолкновительными механизмами ускорения электронов являются резонансное поглощение (резонансная раскачка продольной плазменной волны в области плазмы с  $n \approx n_{cr}$  и последующее ее разрушение), вакуумный нагрев (рассеяние электронов на потенциальном барьере границы плазма-вакуум) и аномальный скин-эффект (длина свободного пробега электрона становится больше глубины скин-слоя, электрон покидает область взаимодействия, забрав часть энергии лазерного импульса). Преобладание того или иного механизма зависит от пространственного градиента электронной концентрации плазмы, который создаётся за счёт того, что фронт лазерного импульса недостаточно резкий или за счёт наличия предимпульсов, опережающих основной импульс. При  $L/\lambda \ll 0.1$ , т.е. на резкой границе, преобладает аномальный скин-эффект, при  $L/\lambda < 0.1$  – вакуумный нагрев, а при наличии протяжённого градиента, когда  $L/\lambda \geq 0.1$ , основную роль играет резонансное поглощение, где  $\lambda$  - длина волны основного излучения,  $L$  - характерный пространственный размер градиента преплазмы.

При интенсивностях больше  $10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup> появляются другие механизмы ускорения электронов, такие как: пондеромоторное ускорение, ускорение в кильватерной волне, прямое лазерное ускорение и вакуумное ускорение электронов. Рассмотрим эти процессы подробнее.

#### Пондеромоторное ускорение

При распространении короткого лазерного импульса в плазме с подкритической электронной концентрацией, электроны находятся под действием быстро осциллирующей (на частоте лазерного импульса  $\omega$  и  $2\omega$ ) силы. Это приводит к колебанию электронов около положения равновесия. Однако, вследствие наличия у лазерного импульса пространственной и временной огибающей, электрон, смещённый от положения равновесия в область с меньшей интенсивностью поля  $I$ , будет испытывать возвращающую силу меньшей амплитуды. Это будет приводить к дрейфу электронов в область с меньшей интенсивностью. Усредняя уравнение движения электрона по быстрым осцилляциям, можно получить выражение, описывающее дрейф электрона, и ввести эффективную силу, определяющую данное движение. Такая сила называется пондеромоторной и может быть описана как [57]:

$$F_p = -mc^2 \nabla \frac{a_0^2}{2} \quad (2.1)$$

Действие пондеромоторной силы приводит к тому, что электроны покидают область высокой интенсивности лазерного излучения (область перетяжки) с энергией порядка осцилляторной. Функция распределения электронов по энергиям описывается распределением Больцмана с температурой, определяемой выражением [58]:

$$T_h = mc^2(\sqrt{1 + a_0^2} - 1) \quad (2.2)$$

где  $a_0 = 0.85\sqrt{I\lambda^2}$  - безразмерный векторный потенциал (интенсивность нормирована на  $10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup>, а длина волны - на единицы мкм). Ускорение электронов происходит преимущественно вдоль волнового вектора лазерного излучения, а также в направлении градиента интенсивности. Отметим, что в релятивистском лазерно-плазменном взаимодействии действие пондеромоторной силы будет присутствовать всегда. Пондеромоторная сила также приводит к формированию различных ускоряющих структур, таких как плазменные волны и плазменный канал, в которых ускорение электронов осуществляется более эффективно.

### Ускорение в кильватерных волнах

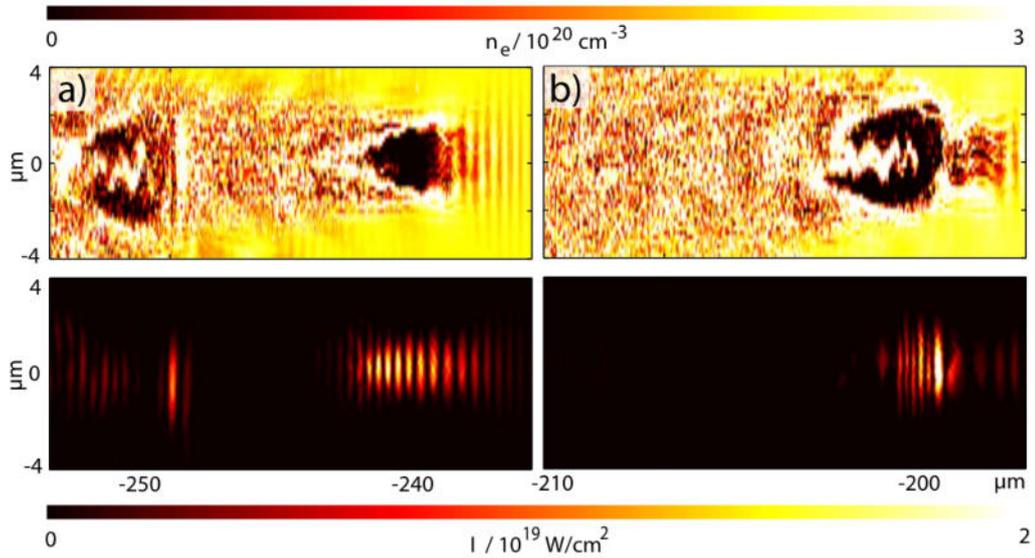
При распространении в плазме с подкритической электронной концентрацией, под действием пондеромоторной силы лазерного импульса электроны выталкиваются на его периферию, создавая область избыточного положительного заряда. Электроны устремляются в эту область и продолжают таким образом «преследовать» импульс. Так, наподобие волны, возникающей на корме корабля, образуется «кильватерная» волна электронной концентрации, фазовая скорость которой равна групповой скорости лазерного импульса в плазме [59].

Наиболее эффективно кильватерная плазменная волна генерируется лазерным импульсом, длительность которого  $\tau_L$  близка к половине периода плазменной волны  $T_p$ . Поскольку  $\omega_p \propto \sqrt{n_e}$ , это условие накладывает ограничение на электронную концентрацию мишени, с которой происходит взаимодействие. Так, для  $\tau_L = 1$  пс,  $N_e \approx 10^{17}$  см<sup>-3</sup>, а при  $\tau_L = 10$  фс  $N_e \approx 10^{19}$  см<sup>-3</sup>, поэтому в качестве мишеней чаще всего используются газовые струи низкой плотности. Энергию, набираемую электроном при распространении в кильватерной волне, можно оценить следующим образом [60]:

$$E = 0.77 \frac{N_c}{N_e} a_0^2 \text{ [МэВ]} \quad (2.3)$$

При распространении лазерного импульса с длительностью, значительно превышающей период плазменной волны  $T_p$ , возможна самомодуляция лазерного импульса, в результате которой он распадается на последовательность субимпульсов, каждый из которых имеет нужную длительность для эффективного возбуждения кильватерной волны [57; 61], см. Рис. 2.1. Это так называемое самомодулированное ускорение в кильватерной волне (Self-Modulated Laser Wakefield Acceleration, SM-LWFA). Источником самомодуляции обычно является вынужденное комбинационное рассеяние вперед. Ускорение электронов механизмом SM-LWFA может наблюдаться для мишеней с относительно высокой электронной концентрацией  $n_e \approx 0.01 - 0.1n_{cr}$ .

Именно при ускорении электронов в кильватерных волнах достигаются рекордные значения энергии электронного пучка. Были получены пучки электронов с энергиями до 8 ГэВ и полным зарядом порядка 200 пКл [7] и пучки с квази-моноэнергетическим спектром около энергии 2 ГэВ и зарядом порядка 30 пКл [62], характерная угловая ширина которых составляет единицы мрад [63; 64].



**Рис. 2.1** Характерная картина, наблюдаемая в численном PIC-моделировании при ускорении механизмом SM-LWFA: электронная концентрация (сверху) и интенсивность лазерного импульса (снизу). Рисунок взят из работы [65]

## Вакуумное ускорение электронов

Электроны также могут набирать энергию при взаимодействии только с полем лазерного импульса. Если поместить электрон с начальной скоростью  $\approx c$  в лазерный импульс, то на него начнет действовать сила Лоренца ( $F = -eE - \frac{e}{c}[\mathbf{v} \times \mathbf{B}]$ ), причем ее магнитная составляющая будет сопоставима с электрической. Результирующая сила может быть как ускоряющей, так и замедляющей в зависимости от фазы импульса и направления начальной скорости. Максимальный набор энергии будет достигаться, если электрон будет инжектирован в область с нулевой напряженностью поля с начальной скоростью  $\approx c$ , сонаправленной с волновым вектором  $\mathbf{k}$  лазерного импульса, т.к. в этом случае электрон будет дольше всего взаимодействовать с ускоряющей фазой поля. Для эффективного набора энергии в таком процессе необходимо, чтобы электрон не успел попасть в замедляющую фазу поля и покинул область взаимодействия в радиальном направлении под действием пондеромоторной силы, либо чтобы амплитуда поля лазерного излучения ослабла в результате увеличения диаметра пучка при распространении. Такой механизм ускорения называется вакуумным ускорением электронов (Vacuum Laser Acceleration – VLA) [19; 66] и дает характерную кольцеобразную структуру электронного пучка. Отметим, что в исследованиях вакуумного лазерного ускорения было установлено значительное влияние продольного поля лазерного импульса  $E_{x,A}$  на динамику электронов [67].

## Ускорение в плазменном канале

Основной недостаток механизма вакуумного лазерного ускорения электронов заключается в быстром (чаще всего - за один период) покидании электроном ускоряющей фазы поля. Добавление дополнительных квазистатических полей (азимутального магнитного и радиального электрического) позволяет это преодолеть и «удерживать» электрон в ускоряющей фазе лазерного поля [8]. Это эквивалентно условию бетатронного резонанса, когда электрон должен сдвигаться по фазе волны на  $2\pi$  за время, равное периоду бетатронного колебания. Данное условие может быть записано как  $\frac{\omega_b}{\omega_0} = 1 - v/v_\phi$  где  $\omega_b$  - частота бетатронных колебаний,  $\omega_0$  - лазерного излучения,  $v_\phi$  - фазовая скорость электромагнитной волны,  $v$  - скорость электрона. Набираемая электроном энергия, как и в случае VLA, зависит от его начального импульса и начальной фазы в электромагнитной волне [68].

Необходимые квазистатические поля создаются в плазменном канале, который формируется вследствие "выталкивания" электронов пондеромоторной силой на периферию лазерного импульса. Нескомпенсированный положительный заряд ионов, находящихся внутри плазменного канала, создает радиальное квазистатическое электрическое поле  $E_s$ . Движение ускоренных электронов вдоль плазменного канала приводит к генерации собственного азимутального квазистатического магнитного поля  $B_s$ , которое ограничивает поперечные осцилляции электронов. Электроны также совершают вынужденные колебания в поле лазерной волны, распространяющейся внутри плазменного канала. При выполнении условия резонанса электроны будут все время взаимодействовать с ускоряющей фазой поля, т.е. эффективно набирать энергию. Вышеописанный механизм ускорения электронов в плазменном канале также называется DLA (Direct Laser Acceleration). Наличие квазистатических полей канала также обеспечивает коллимацию ускоренных электронов, поэтому их расходимость будет гораздо меньше расходимости электронов, ускоренных механизмом VLA; электроны чаще всего генерируются в форме пучка [69; 70]. Ускорение электронов механизмом DLA обычно реализуется в плазме с электронной концентрацией  $n_e = 0.1 - 1n_{cr}$ , возникающей в процессе предыонизации мишени предимпульсами различного происхождения [71]. Были достигнуты заряды пучка до 0.1 мкКл и расходимостью порядка 0.05 рад при отражении от твердотельной мишени [9] и до 1 мкКл с расходимостью  $> 0.2$  рад [72] при использовании мишени из полимерного аэрогеля.

А настоящей работе при установлении механизмов ускорения электронов было важно проводить разделение продольного поля  $E_x$  на потенциальную и вихревую составляющие. Влияние продольного поля лазерного импульса на ускорение электронов в плазменном канале рассматривалось в единственной работе [26]. В данной работе было показано, что вклад поля  $E_{x,A}$  всегда противоположен вкладу полей  $E_{y,A}, E_{z,A}$ . Это объясняется тем, что в случае бетатронного резонанса электрон набирает энергию, ускоряясь в поперечных полях  $E_{y,A}, E_{z,A}$ , поля канала при этом "поворачивают" электрон, т.е. трансформируют поперечный импульс в продольный. В случае ускорения электрона полем  $E_{x,A}$  будет происходить трансформация продольного импульса в поперечный, т.е. замедление с точки зрения ускорения в направлении распространения лазерного импульса. При этом, т.к. работы полей определяются интегралом

от  $E_j v_j$  (см. формула (1.5)), то вклад продольного поля лазерного импульса может быть порядка вклада поперечного поля: амплитуда  $E_{x,A} \ll E_{y,A}, E_{z,A}$ , но в силу доплеровского сдвига частоты продольного поля электрон будет гораздо дольше находиться в примерно постоянной фазе поля, т.е. непрерывно ускоряться или замедляться. Для поперечных компонент поля, в силу  $v_{y,z} \ll v_x$ , доплеровский сдвиг практически не будет влиять на характер ускорения.

### **Ускорение в режиме самозахвата лазерного импульса**

Для генерации пучков электронов с большим зарядом при взаимодействии лазерного импульса релятивистской интенсивности с плазмой околоритической концентрации  $n_e \approx 0.1 - 1n_{cr}$  также был предложен механизм ускорения электронов в режиме самозахвата лазерного импульса [73]. В этом механизме реализуется солитонное распространение лазерного импульса, что приводит к большой длине взаимодействия (несколько рэлеевских длин) и эффективному ускорению электронов. Для этого необходимо выполнение условия согласования  $R \cong \frac{c}{w_p} \sqrt{a_0}$ , где  $R$  - радиус создаваемой импульсом плазменной полости. Для рассматриваемого в настоящей работе взаимодействия оцененный размер полости составляет  $R = 0.6$  мкм, т.е. меньше длины волны  $\lambda = 0.8$  мкм, поэтому такой механизм ускорения не реализуется.

### **Современные тенденции: кГц частота повторения импульсов и многостадийные ускорители**

Рассмотренные выше механизмы самомодулированного кильватерного и прямого лазерного ускорения электронов являются основными для ускорения электронов в рамках данного исследования. Также сейчас актуальным является вопрос получения пучков электронов на лазерных системах с кГц частотой повторения импульсов, что позволит поднять потоки частиц и улучшить отношение сигнал-шум измеряемых данных вследствие набора статистики и возможности оптимизации режима взаимодействия [10]. Современные лазерные системы, работающие на кГц частоте повторения импульсов, обладают мощностью в несколько ТВт (энергии импульса в единицы-десятки мДж, длительности импульса - единицы-десятки фс) и позволяют получать пучки ускоренных электронов с энергиями в единицы МэВ, зарядами в единицы пКл и угловой шириной порядка 0.1 рад при взаимодействии с поверхностью твердотельной мишени [11], мишенями - струями газа [12; 37; 74] и воды [13]. Исследования, направленные на оптимизацию и улучшение параметров пучка электронов (увеличение заряда, улучшение стабильности) при этом могут проводиться на системах с более низкой частотой повторения импульсов. Используемые в настоящей работе лазерная система мощностью 1 ТВт (50 мДж, 50 фс, 10 Гц) и пленочная мишень позволяют осуществить перенос всех разработанных методов на кГц частоту повторения импульсов [75-77].

Также значительные технические трудности возникают при создании многостадийных схем лазерно-плазменного ускорения, где для перехода ускоренных электронов между стадиями необходимо отклонять пучок электронов [18; 63]. Широко используемые для таких задач магнитные линзы [78] энергетически селективны, что в случае лазерно-плазменных ускорителей

электронов, обладающих, в общем случае, широким энергетическим спектром, сильно снижает заряд пучка, достигающего следующей стадии. Поэтому, существует интерес к разработке полностью лазерно-плазменных методов отклонения пучка электронов от оси распространения, которые также могут найти применение для установок плазменного кильватерного ускорения [79].

## 2.1.2 Параметрические неустойчивости в лазерной плазме

Вынужденное комбинационное рассеяние (ВКР) в плазме возникает, когда падающий лазерный импульс накачки рассеивается на электронной плазменной волне [80]. Пусть в плазме распространяется плоская световая волна, заданная векторным потенциалом  $\mathbf{A}_0$ . Вдоль направления распространения световой волны существуют флуктуации электронной концентрации  $\Delta n$ . Колебания электронов в поле световой волны с амплитудой скорости  $\mathbf{v}_{osc} = e\mathbf{A}_0/mc$  приводят к генерации поперечной плотности тока  $\mathbf{j} = -e\mathbf{v}_{osc}\Delta n$ . Этот поперечный ток является источником рассеянной световой волны, задаваемой векторным потенциалом  $\mathbf{A}_1$ . Создаваемая волна  $\mathbf{A}_1$ , складываясь с падающей волной, создает пондеромоторную силу  $\mathbf{F} \approx -\nabla(\mathbf{A}_0 + \mathbf{A}_1)^2$ . Часть пондеромоторной силы  $-\nabla\mathbf{A}_0\mathbf{A}_1$  приводит к нарастанию флуктуаций концентрации электронов  $\Delta n$  в плазме.

Если пондеромоторная сила  $-\nabla\mathbf{A}_0\mathbf{A}_1$  оказывается в синхронизме с плазменной волной, возникает положительная обратная связь и амплитуды волн  $\mathbf{A}_1$  и  $\Delta n$  начинают экспоненциально нарастать. Условия фазового синхронизма выглядят следующим образом:

$$\omega_L = \omega_c + \omega_p \quad \mathbf{k}_L = \mathbf{k}_c + \mathbf{k}_p \quad (2.4)$$

где  $\omega_L$ ,  $\mathbf{k}_L$  и  $\omega_c$ ,  $\mathbf{k}_c$  – частота и волновой вектор падающего и рассеянного излучения соответственно,  $\omega_p$ ,  $\mathbf{k}_p$  – частота и волновой вектор электронной плазменной волны.

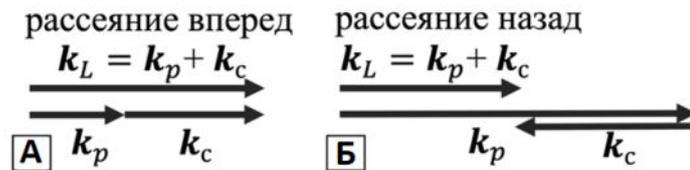


Рис. 2.2 Волновые векторы ВКР вперед (а) и назад (б).

При ВКР вперед стоксова волна  $\mathbf{k}_c$  распространяется в направлении лазерного импульса, а при ВКР назад – в противоположном (см. рис. 17). ВКР вперед имеет большую пороговую интенсивность [60], и, следовательно, при распространении лазерного импульса через плазму с нарастающей плотностью первым начнет появляться рассеяние назад. Так как минимальное значение частоты электромагнитной волны, которая может распространяться в плазме, равно  $\omega_p$ , то для такой неустойчивости необходимо выполнение условий  $\omega_L > 2\omega_p$  или  $n_e < n_{cr}/4$ . Инкремент ВКР описывается следующим выражением [80]:

$$\gamma = \frac{|\mathbf{k}_p \mathbf{v}_{osc}|}{4} \sqrt{\frac{\omega_p}{\omega_0 - \omega_p}} \quad (2.5)$$

Инкремент  $\gamma$  увеличивается с увеличением электронной концентрации  $n_e$  и достигает максимума при  $n_e = n_{cr}/4$ . Также видно, что инкремент ВКР назад будет больше инкремента ВКР вперед в силу большего значения  $k_p$ . Вблизи области с  $n_e = n_{cr}/4$  также возникает двухплазменная неустойчивость, при которой распад происходит не на плазменную и электромагнитную, а на две плазменные волны.

### 2.1.3 Релятивистская и пондеромоторная самофокусировки

При распространении лазерного излучения релятивистской интенсивности в плазме осцилляторная энергия электрона становится порядка или больше его энергии покоя, что приводит к "увеличению его массы" за счет релятивистских эффектов и соответствующему уменьшению плазменной частоты  $\omega_p = \sqrt{\frac{n_{e0}e^2}{\gamma m_e \epsilon_0}}$ . Наибольшее ускорение испытывают электроны в области с наибольшей интенсивностью поля, т.е. около оси распространения лазерного пучка. В результате показатель преломления плазмы  $\eta = \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_L^2}}$  на оси пучка увеличивается, что приводит к появлению дополнительной "фокусирующей линзы". Данный эффект называется релятивистской самофокусировкой лазерного импульса и может оказывать значительное влияние на распространение релятивистских лазерных импульсов в плазме. Критическую мощность релятивистской самофокусировки можно оценить как  $P_{cr} = 17 \frac{n_{cr}}{n}$  [ГВт] [57]. Такие мощности легко достижимы в плазме с электронной концентрацией порядка 10% от критической для лазерных импульсов пиковой мощностью порядка ТВт.

Помимо релятивистской, также существует пондеромоторная самофокусировка лазерного импульса. Она вызвана тем, что под действием пондеромоторной силы электроны "выталкиваются" с оси пучка, создавая градиент электронной концентрации и, соответственно, увеличивая показатель преломления на оси импульса, что также приводит к его дополнительной фокусировке.

### 2.1.4 Механизмы инжекции электронов в ускоряющие структуры

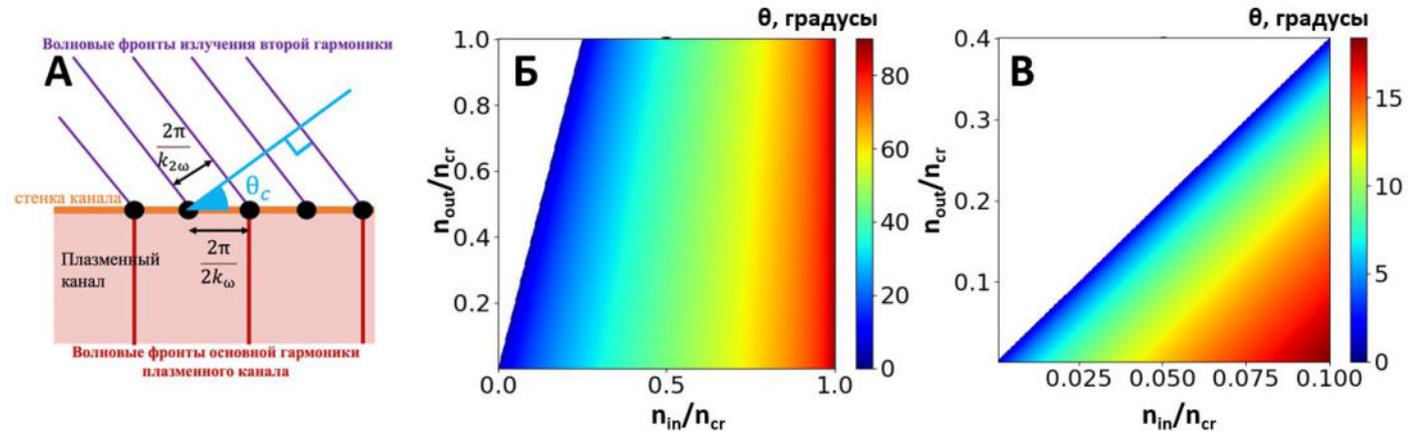
Под инжекцией в контексте ускорения электронов в релятивистском лазерно-плазменном взаимодействии понимают физический процесс, приводящий к появлению электронов в ускоряющей структуре (плазменной волне, плазменном канале и др.). Одним из процессов инжекции является разрушение плазменной волны. По мере распространения лазерного импульса через плазму происходит перекачка энергии в плазменную волну, в результате чего она становится нелинейной, происходит ее укрупнение, а затем разрушение. В результате часть электронов перестает испытывать колебания около положения равновесия и может быть захвачена ускоряющей структурой. Исходная плазменная волна может быть кильватерной волной [81], или плазменной волной параметрических неустойчивостей [82]. Частичное разрушение плазменной волны может быть вызвано изменением электронной концентрации мишени вдоль направления распространения, создаваемое, чаще всего, ударными волнами [83; 84]. Также выделяют ионизационную инжекцию, при которой захватываются электроны,

появляющиеся внутри ускоряющей структуры в результате ионизации внутренних оболочек вещества мишени [85].

### 2.1.5 Генерация второй гармоники на стенках плазменного канала

Из закона Гаусса легко показать, что распространяющийся в неоднородной плазме лазерный импульс вызывает флуктуации концентрации электронов синфазные с полем импульса:  $n_{e_{out}} \propto E_L \propto \cos(\omega t - kz)$ , а из закона Ньютона следует, что колебания скорости электрона окажутся сдвинуты на  $\pi/2$ :  $\mathbf{v} \propto \sin(\omega t - kz)$ . Таким образом, плотность тока  $\mathbf{j} = -en_{e_{out}}\mathbf{v}$  окажется источником излучения на частоте  $2\omega$ . Угол, под которым генерируется излучение на частоте  $2\omega$ , удовлетворяет отношению (см. Рис. 2.3а):

$$\theta = \cos^{-1} \sqrt{\frac{\varepsilon(\omega)}{\varepsilon(2\omega)}} = \sqrt{1 - \frac{n_{in}}{n_{cr}}} \quad (2.6)$$



**Рис. 2.3** Графическое представление условия фазового синхронизма для генерации второй гармоники (а), а также углы генерации второй гармоники  $\theta$ , рассчитанные по формуле (2.6) для полного диапазона электронных концентраций внутри  $n_{in}$  и снаружи  $n_{out}$  плазменного канала (б) и для значений  $n_{in}, n_{out}$ , достигаемых экспериментально (в)

Этот угол также был найден как угол черенковского излучения в работе [86]. При этом он определяется сразу двумя электронными концентрациями: основная гармоника распространяется внутри плазменного канала, поэтому ее фазовая скорость определяется концентрацией  $n_{in}$ , а вторая гармоника генерируется на стенках канала и распространяется вне его, поэтому ее фазовая скорость определяется концентрацией  $n_{out}$ . Для широкого диапазона электронных концентраций данная зависимость построена на Рис. 2.3б, а для характерных концентраций, реализуемых в рассматриваемом эксперименте - на Рис. 2.3в. Поэтому, измерения угла вылета второй гармоники могут использоваться в качестве диагностики электронной концентрации внутри плазменного канала (концентрацию снаружи можно определить, например, по сигналу ВКР назад). Также механизм генерации второй гармоники приводит к зависимости ее пространственной структуры от поляризации лазерного излучения, т.к. для генерации  $2\omega$  необходимо наличие компоненты поля  $\mathbf{E}$ , перпендикулярной стенке

канала. Поэтому, характерное пространственное распределение второй гармоники также может быть использовано как "индикатор" поляризации излучения основного импульса.

## 2.2 Экспериментальные и численные исследования ускорения электронов

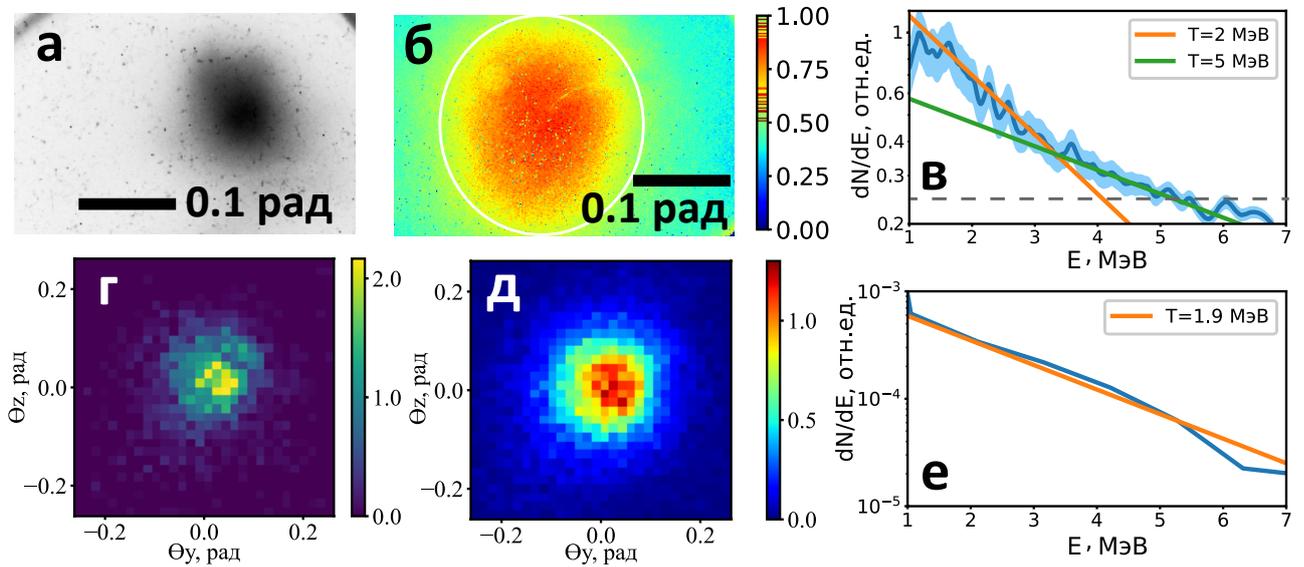
### 2.2.1 Основные параметры ускоренных электронов

Перейдем к рассмотрению параметров ускоренных электронов, генерируемых во взаимодействии релятивистского лазерного импульса со слоем подкритической плазмы. Отметим, что здесь и далее результаты эксперимента и численного моделирования для большей наглядности будут рассматриваться совместно.

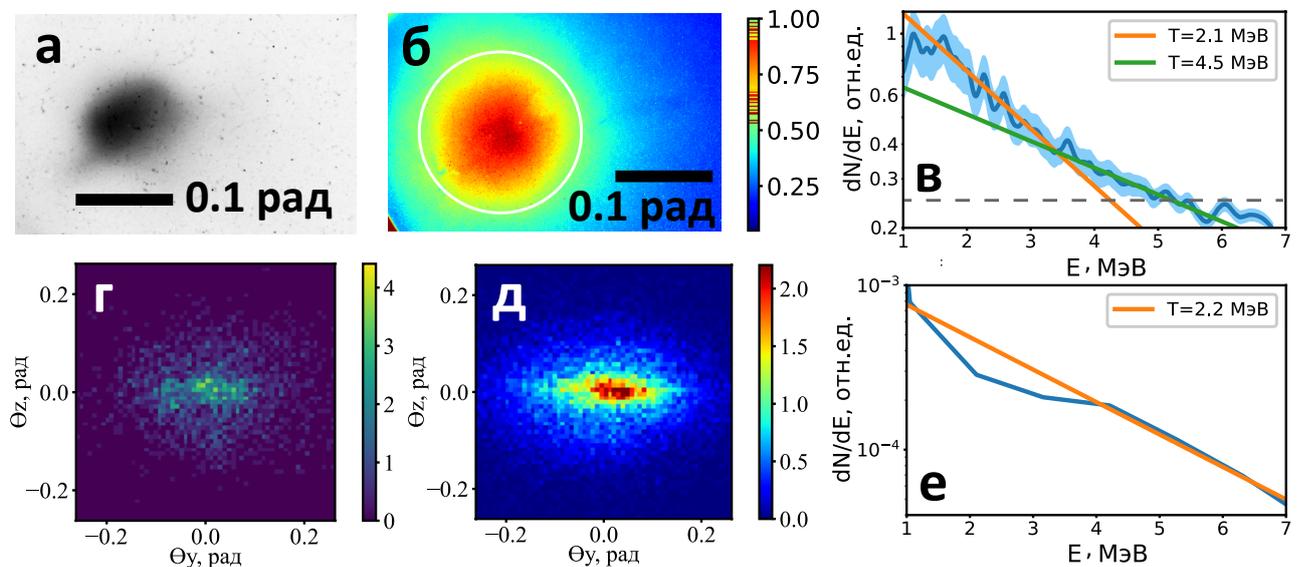
Подробное описание экспериментальной установки и методик регистрации характеристик ускоренных электронов было дано ранее в Главе 1. Напомним, что исследуется взаимодействие лазерного импульса с интенсивностью  $5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> (50 мДж, 50 фс) и центральной длиной волны 805 нм с плазменным слоем с электронной концентрацией порядка 10% от критической и длиной несколько сотен мкм, формируемым при абляции лавсановой пленки толщиной 16 мкм наносекундным лазерным импульсом с интенсивностью  $\approx 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Параметры преплазменного слоя приведены на Рис. 1.3, Рис. 1.4 и в Таб.1.1. Угол падения излучения на мишень был близок к нормальному ( $\approx 3^\circ$ ). В направлении прохождения устанавливались различные детекторы для измерения характеристик ускоренных электронов (пространственной формы, заряда, спектра и др.) или вторичная мишень в экспериментах по генерации нейтронов. Между внеосевым параболическим зеркалом, фокусирующим излучение, и мишенью могла устанавливаться лавсановая пленка толщиной 19 мкм для защиты зеркала от аблированного вещества мишени; данная лавсановая пленка также меняла поляризацию основного излучения с линейной на эллиптическую со степенью эллиптичности  $\varepsilon = 0.8$  (для краткости и ясности иногда будем называть такой импульс циркулярно поляризованным).

Экспериментально была получена генерация коллимированного электронного пучка при взаимодействии 1 ТВт лазерного импульса с предыонизованной пленочной мишенью. Для эллиптической поляризации лазерного излучения электронный пучок имеет угловую ширину в единичном импульсе  $\approx 0.1$  рад (для  $E > 3$  МэВ), пространственную стабильность  $S$  (получена усреднением по 500 последовательным лазерным импульсам для  $E > 3$  МэВ)  $\approx 0.2$  рад и экспоненциальный энергетический спектр с характерной температурой  $T = 2.0 \pm 0.5$  МэВ (Рис. 2.4а-в). Высокоэнергетичная часть спектра ( $E > 4$  МэВ) при этом аппроксимируется спектром с  $T = 5.0 \pm 1.1$  МэВ, однако уровень полезного сигнала в данной области составляет порядка уровня шума (определяющегося, в первую очередь, засветкой всего сцинтиллятора рентгеновскими квантами), поэтому далее мы будем оперировать только температурой в области энергий 1 – 4 МэВ. Для линейной поляризации лазерного излучения угловая ширина пучка в единичном импульсе составляет  $\approx 0.1$  рад, пространственная стабильность  $S \approx 0.15$

рад, а температура спектра  $T = 2.1 \pm 0.5$  МэВ (Рис. 2.5а-в). Заряд пучка, измеренный цилиндром Фарадея, совпадает в пределах погрешности для обеих поляризаций и составляет:  $40 \pm 10$  пКл ( $E > 1$  МэВ),  $22 \pm 5$  пКл ( $E > 2$  МэВ),  $13 \pm 4$  пКл ( $E > 3$  МэВ),  $8 \pm 4$  пКл ( $E > 4$  МэВ).



**Рис. 2.4** Измерения для эллиптической поляризации основного лазерного импульса. Экспериментально измеренные пространственная форма пучка электронов в единичном лазерном импульсе (с указанием угловой ширины пучка) (а) и усредненная по 500 последовательным импульсам (б) для энергий  $E > 3$  МэВ, а также энергетический спектр (в) с аппроксимацией экспоненциальным распределением. На (б) отмечена ширина полученного распределения по полувысоте. На (в) светло-синим указана погрешность измерения, а пунктирной линией указан уровень шумов спектрометра. Полученные в численном моделировании для циркулярной поляризации угловая ширина пучка электронов в конце расчета ( $t = 290\tau$ ) (г) и усредненное по области 25 мкм в конце расчета (д) для электронов с  $E > 3$  МэВ, а также энергетический спектр электронов с аппроксимацией экспоненциальным распределением, соответствующий моменту времени на (г).



**Рис. 2.5** Аналогично Рис. 2.4, данные для линейной поляризации лазерного излучения.

Данные параметры пучка также были получены из численного моделирования методом крупных частиц, в условиях, соответствующих экспериментальным. Параметры расчета: 3D геометрия с бегущим окном, размер расчетной области  $80\lambda \times 24\lambda \times 24\lambda$ . Шаги по пространству составляли:  $\Delta x = \lambda/32$ ,  $\Delta y, \Delta z = \lambda/4$ . Шаг по времени выбирался в соответствии с критерием Куранта и составлял  $\Delta t = \tau/36$ . Общее время моделирования составляло  $300\tau$ , т.е.  $\approx 1$  пс. Начальное распределение плотности атомов углерода  $C$  задавалось из результатов гидродинамического моделирования (Рис. 1.3), использовался момент времени  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ).

Было проведено два расчета: с циркулярной и линейной поляризациями лазерного излучения соответственно, их результаты представлены на Рис. 2.4г-е и Рис. 2.5г-е. В обеих поляризациях угловая ширина пучка электронов составляет порядка 0.1 рад, что совпадает с экспериментально измеренной. Температура спектра для циркулярной поляризации составляет  $T = 1.9$  МэВ, а для линейной –  $T = 2.2$  МэВ, что совпадает с экспериментально измеренными значениями в пределах погрешности. Т.к. в численном моделировании пучок электронов испытывает поперечные осцилляции в поле лазерного импульса, его пространственная стабильность была оценена как сумма угловых распределений при распространении внутри последних 25 мкм области моделирования, и составляла  $\approx 0.1 - 0.2$  рад, что также совпадает с экспериментом. Сделанная оценка примерно соответствует учету неустойчивости размера преплазменного облака, созданного предимпульсом в эксперименте.

Из экспериментально и численно полученных свойств пучка электронов в эллиптической (Рис. 2.4) и линейной (Рис. 2.5) поляризациях можно сделать вывод, что в эксперименте не наблюдается значительной разницы между этими случаями. Отличие в значении пространственной стабильности в 0.05 рад, может также быть вызвано вибрациями установки, которые приводят к небольшому смещению точек фокусировки лазерных импульсов в каждом отдельном импульсе. Отличие формы (Рис. 2.4а,г и Рис. 2.5а,г) и стабильности (Рис. 2.4б,д и Рис. 2.5б,д) между экспериментом и численным моделированием также указывают на наличие вибраций, приводящих к смещению по вертикали: для линейной поляризации вместо вытянутого по горизонтали эллипса наблюдается окружность (Рис. 2.5б,д), а для циркулярной вместо окружности – вытянутый по вертикали эллипс (Рис. 2.4б,д). Наиболее подвержены таким механическим "дрожаниям" зеркала оптического тракта основного импульса.

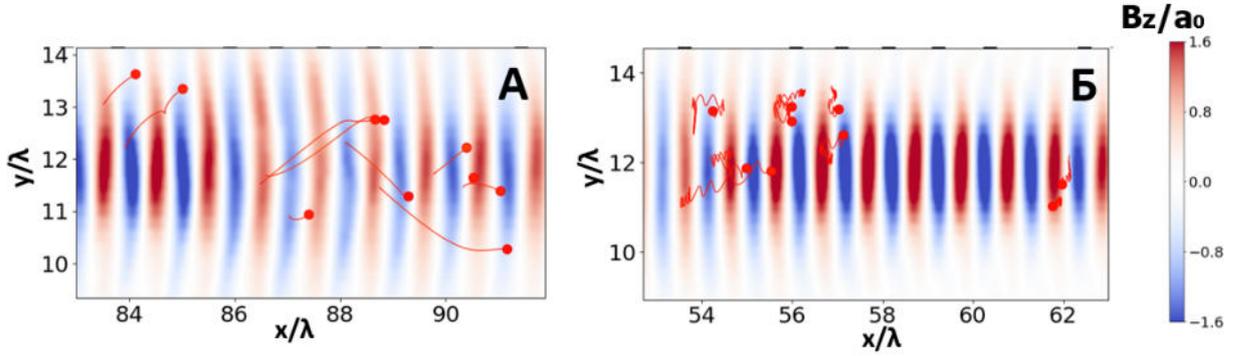
Отметим еще раз, что, т.к. лавсановая пленка, превращающая изначально линейную поляризацию основного лазерного импульса в эллиптическую (ее свойства описаны в разделе 1.1.5), в первую очередь установлена для защиты параболического зеркала от аблированного вещества мишени, то большинство экспериментов были проведены в эллиптической поляризации излучения; при этом для линейной поляризации энергия основного лазерного импульса на  $\approx 30\%$  больше (см. раздел 1.1.5). Так как при таких условиях параметры пучка электронов идентичны для обеих поляризаций, далее в некоторых случаях без потери общности будет рассматриваться только одна поляризация излучения.

## 2.2.2 Механизмы ускорения и инжекции электронов

Установим механизмы ускорения и инжекции электронов, которые приводят к возникновению коллимированного электронного пучка. Совпадение параметров пучка, полученных экспериментально и в численном моделировании (раздел 2.2.1) говорит о том, что моделирование корректно воспроизводит рассматриваемое взаимодействие. Для дальнейшего анализа были выбраны расчеты с начальным распределением плотности атомов мишени  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ) и  $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.22$ ), см. Рис. 1.4 и Таб. 1.1, что соответствует генерации коллимированного пучка и генерации пучка с большей расходимостью и зарядом ("диффузного" пучка). Отметим, что  $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс является первым рассматриваемым значением задержки после "прорыва" пленочной мишени, при котором экспериментально наблюдаются стабильные характеристики пучка электронов. Поэтому представляет интерес рассмотрение двух данных режимов взаимодействия, которые с технической точки зрения различаются всего на 3 нс, как некоторых крайних случаев. Вопросы, касающиеся перехода между этими режимами, будут обсуждаться в следующем разделе 2.2.3. Использовались следующие параметры расчета: 3D с бегущим окном размером  $80\lambda \times 24\lambda \times 24\lambda$ ; шаги  $\Delta x = \lambda/32$ ,  $\Delta y, \Delta z = \lambda/4$ ,  $\Delta t = \tau/36$ ; общее время моделирования  $300\tau$ ; фокусировка в точку  $x = 70\lambda$  (на 10 мкм "вглубь" поверхности невозмущенной мишени, выбранное значение будет обосновано далее в разделе 2.2.4). Результаты в виде изображений будут представлены только для линейной поляризации излучения в силу их более простой визуализации, однако расчеты были проведены для всего набора параметров (поляризаций и  $\Delta t_{fs-ns}$ ).

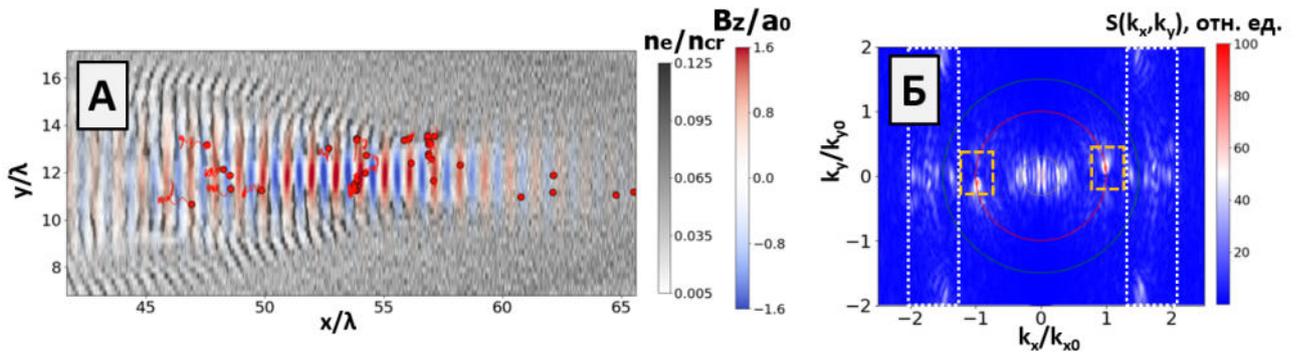
Как уже отмечалось в разделе 2.1, существуют различные механизмы инжекции электронов в ускоряющую структуру. В исследуемом режиме взаимодействия механизмами инжекции являются распад плазменных волн и ионизационная инжекция. Экспериментально отделить электроны, инжектированные различными механизмами, друг от друга для пленочной мишени невозможно (в отличие, например, от мишени - струи газа, где поменять ее химический состав не составляет труда). Однако вклад различных механизмов инжекции можно установить в численном моделировании. При ионизационной инжекции электрон, "отрываясь" от иона, сразу попадает в область сильного поля ( $a_0 > 1$ ) и приобретает значительную продольную скорость ( $v_x/c > 0.5$ ). При инжекции в результате разрушения плазменных волн электрон сначала испытывает осцилляции около положения равновесия в плазменной волне ( $v_x/c \approx 0$ ), и приобретает значительную продольную скорость только после ее разрушения. Поэтому характерные траектории электронов для этих механизмов инжекции легко различимы (см. Рис. 2.6). При обработке результатов моделирования можно использовать различные критерии сортировки траекторий, наиболее простым из которых является именно оценка средней продольной скорости  $v_x$  (или импульса  $p_x$ ) в начальные моменты времени. Усреднение проводилось по отрезку времени  $3\tau$  после появления частицы, значения  $v_x/c > 0.4$  считались ионизационной инжекцией,  $v_x/c \leq 0.4$  - инжекцией из распада плазменных волн. Заметим, что выбранное значение не является пороговым и введено только для удобства сортировки. Проверкой используемого критерия являлось его применение к

расчету с «выключенными»  $K$ -электронами углерода, т.е. без ионизационной инжекции; все траектории были классифицированы как полученные в результате распада плазменных волн.



**Рис. 2.6** Характерные траектории электронов (красные линии) и компонента магнитного поля лазерного импульса  $B_z$  (красно-синим) для электронов, испытавших ионизационную инжекцию (а) и инжекцию в результате распада плазменных волн (б). Для траекторий показана только зависимость от координат  $x, y$ . Для магнитного поля представлено сечение в плоскости  $Z = 12\lambda$  (центр по  $OZ$ ).

Плазменные волны, распад которых приводит к инжекции электронов в плазменный канал и их дальнейшему ускорению, при рассматриваемых электронных концентрациях  $n_e \approx 0.05 - 0.2n_{cr}$  возникают в процессе вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) назад (см. 2.1). На Рис. 2.7 представлена характерная картина разрушения плазменных волн ВКР назад, а также их пространственный спектр. На Рис. 2.7а, помимо волн ВКР назад, можно также увидеть начальную стадию формирования плазменного канала; на стенках этого плазменного канала также будет происходить генерация излучения на частоте  $2\omega$ , которое будет обсуждаться в разделе 2.2.6.



**Рис. 2.7** Характерная картина разрушения плазменных волн ВКР назад, в результате которой происходит инжекция электронов в плазменный канал (а) и пространственный спектр поля  $E_{\Phi,x}$  (б) в момент времени  $t = 110\tau$ . Компоненты с  $k_x/k_{x0} \approx \pm 1$  (выделены оранжевым прямоугольником) соответствуют плазменному колебанию, возникающему на стенках плазменного канала; компоненты с  $k_x/k_{x0} \approx \pm 2$  (выделены белым прямоугольником) - плазменные волны ВКР назад.  $k_{x0}$  - продольная компонента волнового вектора падающего лазерного излучения.

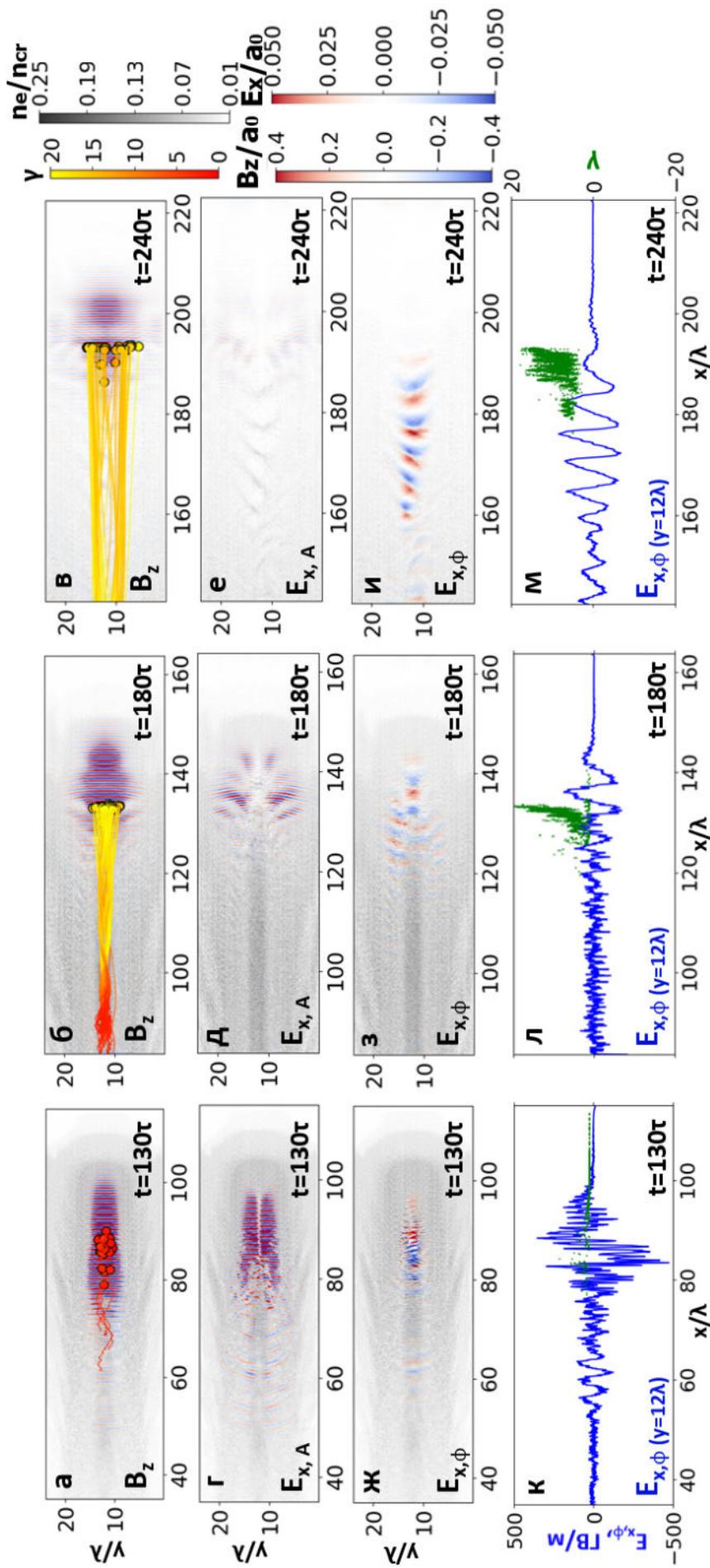
Процентные доли электронов, инжектированных различными механизмами, для всех рассматриваемых параметров расчета представлены в Табл. 2.1. Видно, что начальная плотность мишени определяет механизмы инжекции электронов. Для  $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс электронная концентрация достигает  $n_e \approx 0.2n_{cr}$  где инкремент для ВКР назад становится

	Ионизация			Распад волн ВКР назад		
	$\gamma > 5$	$\gamma > 10$	$\gamma > 15$	$\gamma > 5$	$\gamma > 10$	$\gamma > 15$
$\Delta t_{fs-ns} = -3$ нс, Л	35%	53%	71%	65%	47%	29%
$\Delta t_{fs-ns} = -3$ нс, Ц	50%	62%	82%	50%	38%	18%
$\Delta t_{fs-ns} = 0$ нс, Л	14%	0%	0%	86%	100%	100%
$\Delta t_{fs-ns} = 0$ нс, Ц	10%	7%	0%	90%	93%	100%

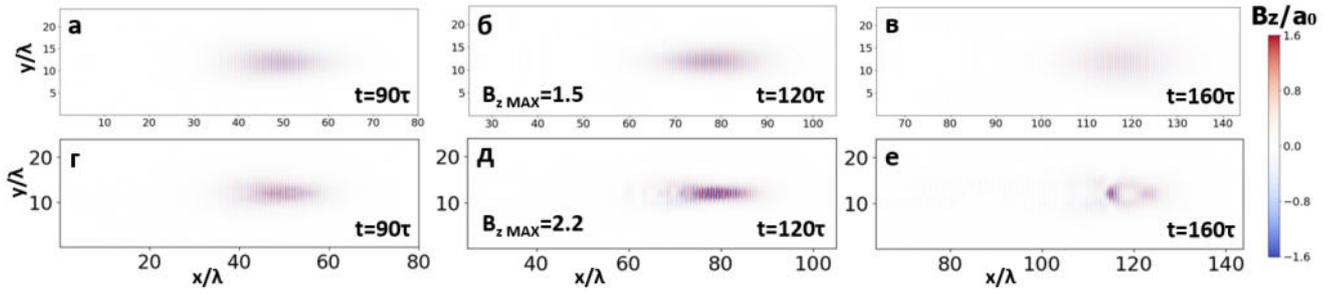
**Табл. 2.1** Полученные в численном моделировании процентные доли электронов, ускоренных до различных финальных значений  $\gamma$  в результате ионизационной инжекции и инжекции из распада плазменных волн ВКР назад для линейной (Л) и циркулярной (Ц) поляризации лазерного излучения и значений  $\Delta t_{fs-ns} = -3, 0$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1, 0.22$ ).

большим (см. раздел 2.1), что приводит к тому, что практически все электроны инжектируются в результате распада плазменных волн. Для  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс электронная концентрация ниже ( $n_e \lesssim 0.1n_{cr}$ ), поэтому эффективность раскачки плазменных волн ВКР назад в таком режиме взаимодействия будет меньше. Это, в частности, приводит к падению полного заряда пучка в несколько раз (см. раздел 2.2.3). При этом ионизационная инжекция происходит только в плазменном канале, где достигается  $a_0 > 1.5$ , а инжекция в результате распада плазменных волн - на всей длине взаимодействия. Поэтому, ионизационная инжекция приводит к большему времени ускорения по сравнению со средним временем ускорения электронов, инжектированных в результате распада плазменных волн, и, соответственно, более высоким конечным энергиям, что и объясняет ее доминирование в высокоэнергетичной части спектра ( $\gamma > 15$  или  $E \gtrsim 7$  МэВ). Отметим, что для циркулярной поляризации ионизационная инжекция эффективнее, что связано с большей вероятностью ионизации в модели АДК [87].

Перейдем теперь к рассмотрению механизмов ускорения электронов. Для  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ) генерируется коллимированный электронный пучок, параметры которого уже обсуждались в разделе 2.2.1. На Рис. 2.8 показаны распределения компоненты магнитного поля лазерного импульса  $B_z$ , продольного потенциального  $E_{\Phi,x}$  и вихревого  $E_{A,x}$  полей для трех различных моментов времени, а также траектории электронов, набравших максимально высокие энергии ( $E > 7$  МэВ). Первое, что можно заметить, это наличие у лазерного импульса значительной продольной компоненты поля (Рис. 2.8г). Это обусловлено как жесткой фокусировкой лазерного импульса, так и дополнительной релятивистской самофокусировкой и наличием у мишени поперечного градиента электронной концентрации (т.е. градиента показателя преломления). Чтобы явно продемонстрировать влияние этих эффектов, был проведен расчет распространения лазерного импульса в вакууме, результаты которого представлены на Рис. 2.9. Уже в начальный момент времени  $t = 90\tau$  видно, что при распространении в плазме импульс начинает "схлопываться". Далее, к моменту  $t = 120\tau$  размер пятна фокусировки в плазме уменьшается в  $\approx 1.5$  раз относительно значения в вакууме (Рис. 2.9б,д). Это, в свою очередь, приводит к значительному увеличению величины нормированного векторного потенциала  $a_0$  в области перетяжки: от первоначального 1.5 до 2.2. Также видна самомодуляция лазерного импульса при его дальнейшем распространении в плазме (Рис. 2.9е), которая возникает совместно с возбуждением плазменных волн ВКР вперед и обеспечивает наличие в импульсе значений  $a_0 > 1$  на всей длине взаимодействия.



**Рис. 2.8** Полученная в численном моделировании картина взаимодействия для  $\Delta t_{fs} = -3$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ), линейной поляризации излучения. На (а-и) серым цветом показана электронная концентрация  $n_e$  (в единицах  $n_{cr}$ ). На (а-в) показана компонента магнитного поля лазерного импульса  $B_z$  (красно-синим, в единицах  $a_0$ ), и траектории электронов, набравших энергии  $E > 7$  МэВ в конце расчета (красно-желтым, цветом траектории показано значение  $\gamma$ ). На (г-е) показана вихревая компонента продольного поля  $E_{A,x}$ , а на (ж-и) – потенциальная компонента  $E_{\Phi,x}$  (все красно-синим), а также электронная концентрация  $n_e$  (серым). На (к-и) представлено сечение в плоскости  $y = 12\lambda$  поля  $E_{\Phi,x}$ , т.е. рисунков (ж-и) (синим), а также зависимости  $\gamma(x)$  для электронов, набравших в конце моделирования энергию  $E > 2$  МэВ (зеленым). Рисунки (а,г,ж,к) построены в момент времени  $t = 130\tau$ , рисунки (б,д,з,л) –  $t = 180\tau$ , рисунки (в,е,и,м) –  $t = 240\tau$ . На рисунках (а-и) представлено сечение в плоскости  $Z = 12\lambda$  (центр по OZ).

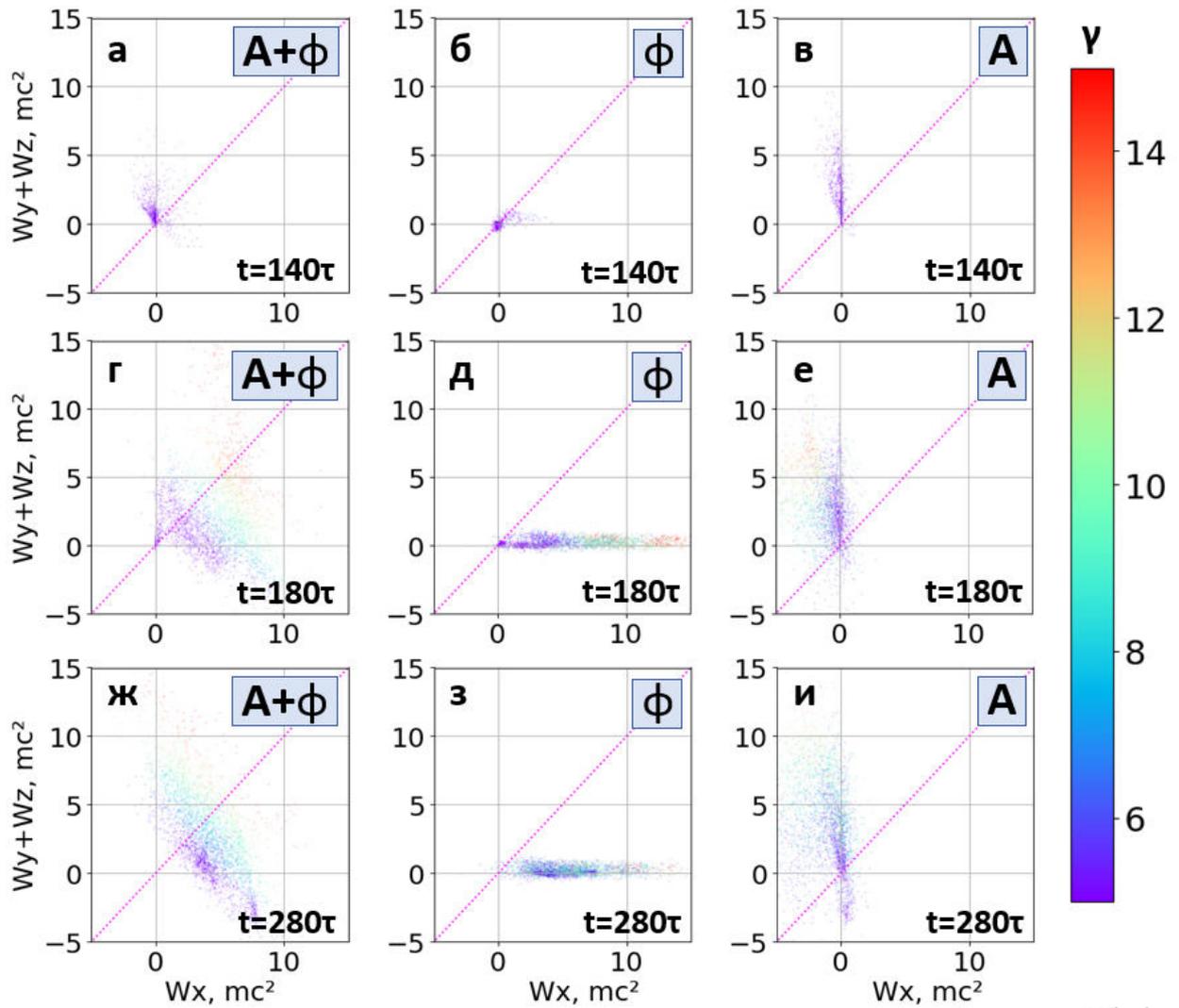


**Рис. 2.9** Компонента магнитного поля лазерного импульса  $B_z$  для случая распространения импульса в пустом пространстве (а-в) и в плазме с начальным распределением плотности, соответствующем  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ), в моменты времени  $t = 90\tau$  (а,г),  $120\tau$  (б,д),  $160\tau$  (в,е). Поляризация излучения линейная, параметры импульса соответствуют экспериментальным (см. раздел 1.2.2).

В результате, при распространении лазерного импульса в плазме в моменты времени  $t = 100 - 140\tau$  происходит формирование плазменного канала в области перетяжки; его форму можно увидеть на Рис. 2.7а. Электроны вне зависимости от механизма инжекции начинают испытывать бетатронные колебания в плазменном канале (см. траектории на Рис. 2.8а,б) и набирать энергию. Так как плазменные волны ВКР вперед еще не сформированы (Рис. 2.8ж), на данном этапе набор энергии частицами происходит за счет работы поперечных вихревых полей  $E_{A,y}, E_{A,z}$ . При этом в области плазменного канала амплитуда поля  $E_{A,x}$ , т.е. продольного поля лазерного импульса, в несколько раз превышает амплитуду поля продольных плазменных волн  $E_{\Phi,x}$  (Рис. 2.8г,ж). Поэтому работа продольного поля  $E_x$  будет в первую очередь обеспечиваться продольным полем лазерного импульса  $E_{A,x}$ , и, как было показано в работе [26], ее знак будет противоположен работе полей  $E_{A,y}, E_{A,z}$ . Т.е. в рассматриваемом случае будет наблюдаться замедление частиц полем  $E_{A,x}$ .

Именно такая зависимость работ различных компонент электрического поля и наблюдается при их анализе. На Рис. 2.10а-в, построенных для момента времени  $t = 140\tau$  видно, что на этапе ускорения в плазменном канале электроны набирают энергию  $\gamma \approx 7$  (здесь и далее при анализе работ для удобства будем измерять энергию в единицах  $mc^2$ , т.к. верно  $(\gamma - 1)mc^2 = E_{kin} = W_x + W_y + W_z$ ). Ускорение происходит за счет работы поперечных полей лазерного импульса (Рис. 2.10в), т.е. механизмом ускорения в плазменном канале (DLA), при этом значительная часть частиц испытывает замедление его продольным полем – см. область  $W_x < 0$  на Рис. 2.10в. Инжекция электронов в продольную плазменную волну еще не произошла (рис. Рис. 2.8к), поэтому вклад в ускорение частиц от  $E_{\Phi,x}$  к моменту времени  $t = 140\tau$  незначителен (Рис. 2.10б). Вклад продольных полей  $E_{\Phi,y}, E_{\Phi,z}$  при этом будет составлять  $\approx 0$  все время моделирования (Рис. 2.10б,д,з), что дополнительно подтверждает правильность выполненной процедуры разделения полей на потенциальные и вихревые.

Далее при распространении лазерного импульса в плазме происходит его значительная самомодуляция (Рис. 2.9е) и возбуждение плазменных волн ВКР вперед. Изначально используемый лазерный импульс с  $\tau_{FWHM} = 50$  фс не может возбудить кильватерную волну, т.к. для этого длительность импульса должна быть порядка плазменного периода, что для используемой мишени составляет  $\approx 20$  фс. После самомодуляции лазерный импульс



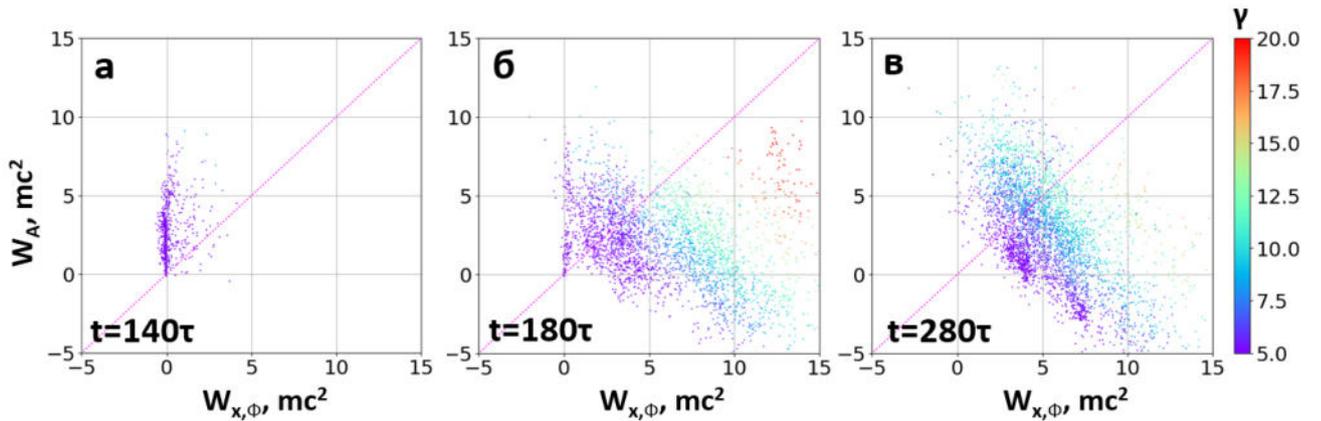
**Рис. 2.10** Зависимость работ продольного поля  $W_x$  от суммы работ поперечных полей  $W_y + W_z$ , рассчитанная с использованием полных полей  $\mathbf{E}$  (а,г,ж), только потенциальных полей  $\mathbf{E}_\Phi$  (б,д,з) и только вихревых полей  $\mathbf{E}_A$  (в,е,и). Представлены зависимости для моментов времени  $t = 140\tau$  (а-в),  $180\tau$  (г-е) и  $280\tau$  (ж-и). Каждая точка соответствует отдельному электрону. Цветом показано значение гамма-фактора  $\gamma$  для каждой частицы. Розовая линия проведена для значения  $W_x = W_y + W_z$ , т.е. равенства работы продольных компонент поля работам поперечных. Расчет для  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ), линейной поляризации.

разбивается на два субимпульса, амплитуда плазменных волн возрастает (Рис. 2.8л) и электроны начинают ускоряться их продольным полем, т.е. набор энергии электронами начинает осуществляться механизмом самомодулированного кильватерного ускорения (SM-LWFA). Соответствующий набор энергии в результате работы продольного потенциального поля (поля плазменной волны) представлен на Рис. 2.10д. При этом электроны продолжают испытывать замедление продольными вихревыми полями (Рис. 2.10е). В общей картине работ начинает преобладать вклад работы продольных компонент поля  $\mathbf{E}$  (Рис. 2.10г).

Отметим также, что при  $t = 180\tau$  продольное вихревое поле  $E_{A,x}$  имеет амплитуду порядка поля плазменных волн  $E_{\Phi,x}$ , а также находится в пространственной области, более удаленной от центра (Рис. 2.8д). Далее его амплитуда продолжает уменьшаться (Рис. 2.8е). Поэтому вклад поля  $E_{A,x}$  в ускорение должен быть минимальным при  $t > 180\tau$ , что действительно

наблюдается на Рис. 2.10е,и - изменения величины  $W_{A,x}$  не происходит. Также, сравнивая Рис. 2.10е,и можно заметить, что при  $t > 180\tau$  слабо меняется и вклад поперечных полей лазерного импульса; изменение энергий электронов осуществляется за счет продольных полей плазменных волн. Однако, из-за малости длины волны ( $\lambda_{pl} \approx 3 - 4\lambda$ , Рис. 2.8и,м) и ее изменения с уменьшением плотности, часть электронов начинает испытывать дефазировку, т.е. попадать в замедляющую фазу поля  $E_{\Phi,x}$  и терять энергию. Этот эффект наиболее ярко виден на трансформации зависимости  $\gamma(x)$  на Рис. 2.8л,м, а также уменьшении энергии самых высокоэнергетичных электронов ("покраснение" траектории) на Рис. 2.8в. На графиках работ дефазировка проявляется в первую очередь в значительном уменьшении числа электронов с  $W_{\Phi,x} > 10$  на Рис. 2.10з по сравнению с Рис. 2.10д.

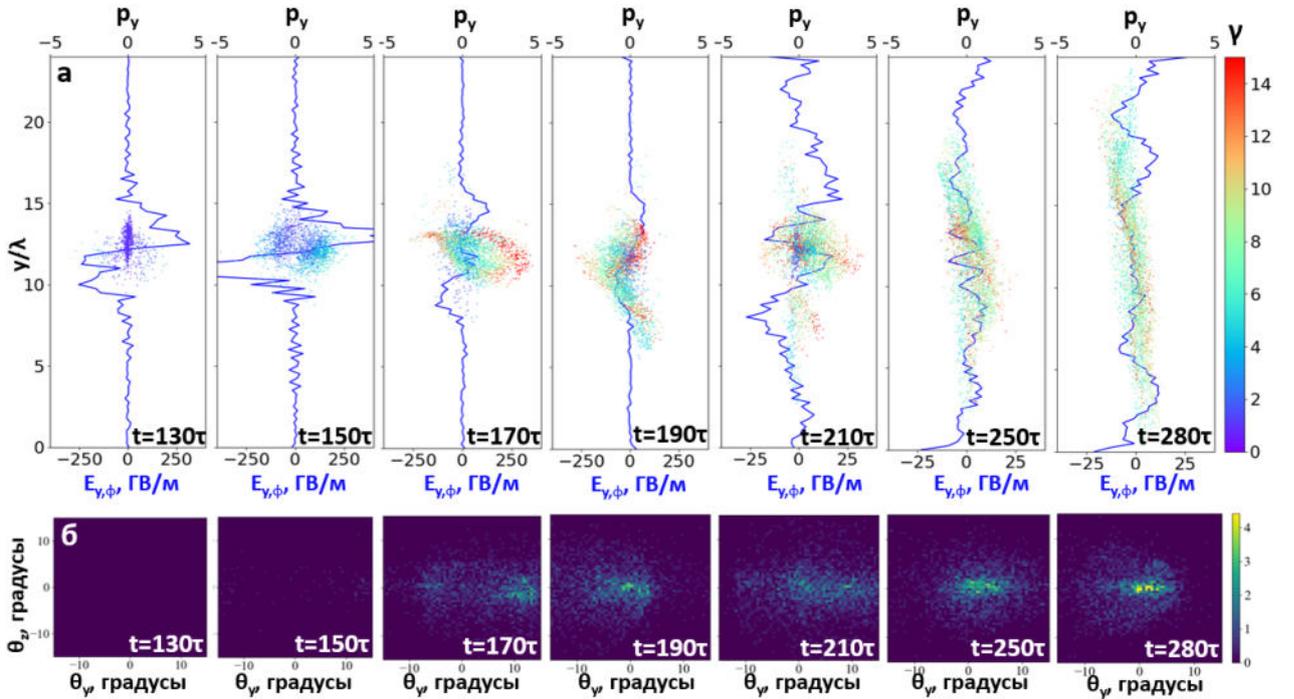
Итоговая картина работ (Рис. 2.10ж) приблизительно симметрична относительно линии  $W_x = W_y + W_z$ , т.е. работу совершают как продольные, так и поперечные поля. При этом если перестроить данный график в осях  $(W_A, W_{\Phi,x})$ , т.е. разделив вклады механизмов ускорения - DLA и SM-LWFA соответственно - то видно, что основной вклад в набор энергии электронами вносит ускорение в плазменных волнах (см. Рис. 2.11). Часть электронов при этом испытывает только замедление в полях лазерного импульса (область  $W_A < 0$  на Рис. 2.11б,в).



**Рис. 2.11** Зависимость работы потенциальных полей  $W_{\Phi,x}$  (вклад SM-LWFA) от работы вихревых полей  $W_A$  (вклад DLA) в моменты времени  $t = 140\tau$  (а),  $t = 180\tau$  (б),  $t = 280\tau$  (в). Расчет для  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ), линейной поляризации.

Также представляет интерес установить причину генерации пучка электронов с высокой направленностью, т.е. угловым размером  $\approx 0.1$  рад (Рис. 2.4, Рис. 2.5). Угол вылета для каждого электрона определяется через отношение  $\frac{p_{\perp}}{p_x}$ , поэтому хорошая коллимированность пучка может достигаться как увеличением продольного, так и уменьшением поперечного импульса электронов. На Рис. 2.12 представлена трансформация распределения  $y(p_y)$  с течением времени, полученная из траекторий отдельных электронов, а также расходимость электронного пучка ( $E > 3$  МэВ) в соответствующие моменты времени. В момент времени  $t = 150\tau$  видно, что электроны имеют большой поперечный импульс вдоль направления поляризации и в случае обрывания ускорения имели бы форму разомкнутого кольца. Такое угловое распределение является типичным для механизма ускорения в плазменном канале и было рассмотрено, например, в работе [88]. Далее, при  $t = 170\tau$ , видно, что электроны с наибольшей энергией имеют наибольший поперечный импульс (до  $p_x \approx 5$ ). В

эксперименте это бы проявлялось как «кольцо» высокоэнергетичных электронов, окружающее коллимированные электроны с низкими энергиями, что также является характерным для механизма DLA и рассматривалось, например, в [89]. Однако, при дальнейшем ускорении электронов продольными плазменными волнами, эти характерные для DLA особенности исчезают, а само распределение  $y(p_y)$  усредняется. Это происходит одновременно из-за замедления наиболее высокоэнергетичных электронов продольными плазменными волнами (уменьшение числа красных точек между моментами времени  $t = 170\tau$  и  $t = 280\tau$ ) и ускорения наиболее низкоэнергетичных (хорошо видно на Рис. 2.8л,м), число которых, естественно, больше. При этом ширина распределения  $p_y$  практически не изменяется, поэтому коллимированность пучка определяется именно увеличением продольного импульса  $p_x$ . В отсутствие фазы ускорения в SM-LWFA электронный пучок имел бы форму разомкнутого кольца с углом вылета  $\approx 10^\circ$  (Рис. 2.12б для  $t = 170\tau$ ).



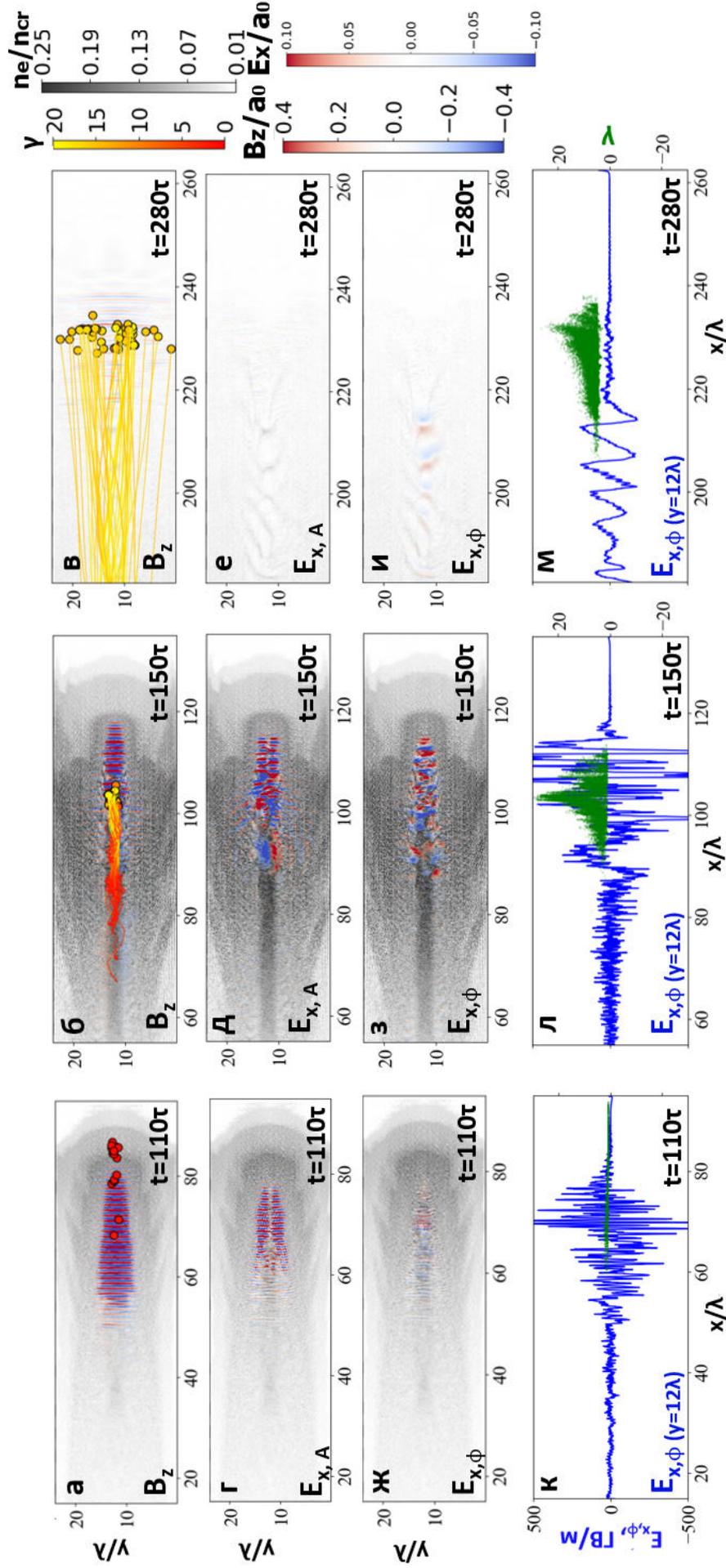
**Рис. 2.12** (а) - зависимость потенциального поля  $E_{\Phi,y}(y)$  в точке по  $x$ , соответствующей положению фронта электронного пучка (синим), и распределения  $y(p_y)$  для электронов, набравших в конце моделирования  $\gamma > 5$  в различные моменты времени (указаны на рисунке). Каждая точка на  $y(p_y)$  соответствует единичному электрону, цветом показано его значение  $\gamma$ . (б) - угловое распределение электронов с  $E > 3$  МэВ в те же моменты времени. Расчет для  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ), линейной поляризации.

Теперь рассмотрим другой характерный режим ускорения при  $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.22$ ), т.е. при большей начальной плотности мишени (см. Рис. 2.13). Видно, что при взаимодействии с более плотной мишенью также формируется коллимированный пучок электронов, однако с большей угловой шириной, чем для  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс (Рис. 2.13б,в). Начальная стадия ускорения также происходит в плазменном канале (Рис. 2.13а,г,ж,к), в котором присутствует продольное поле лазерного импульса значительной амплитуды. На данном этапе электроны набирают энергию за счет работы поперечных полей лазерного импульса  $E_{A,y}, E_{A,z}$  и замедляются полем  $E_{A,x}$  (Рис. 2.14а,б,в), т.е. ускоряются механизмом

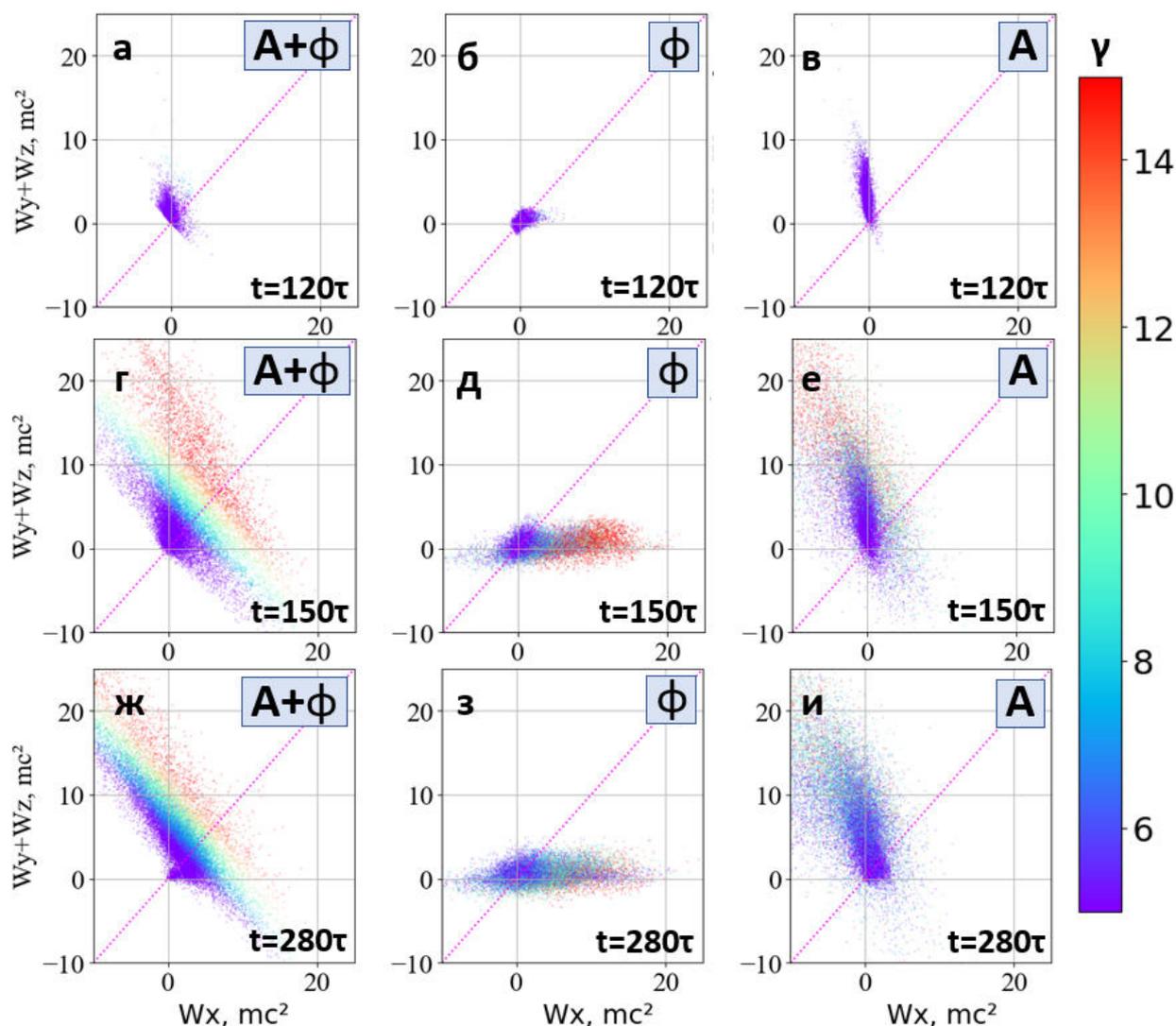
DLA; их полная энергия при этом составляет  $\gamma \approx 2 - 5$ . Отметим, что амплитуда поля  $E_{A,x}$  примерно в 2 раза больше, чем для случая  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс, а само поле занимает большую пространственную область, поэтому влияние продольного поля лазерного импульса на набор энергии электронами также будет значительнее (см. область  $W_{A,x} < 0$  на Рис. 2.14е,и).

Затем к моменту времени  $t = 150\tau$  начинают формироваться продольные плазменные волны (Рис. 2.13б,д,з,л). В силу более высокой плотности мишени, в данной пространственной области плазменные волны обладают  $\lambda_{pl} \approx 2\lambda$ , поэтому электроны испытывают в них малый прирост энергии (увеличение на 2-3 МэВ, Рис. 2.14д). Отметим, что при  $t = 150\tau$  эффекты дефазировки еще незначительны (наблюдается "спектр" по  $\gamma$  на Рис. 2.14д, т.е. большему значению  $W_{x,\Phi}$  соответствует большее значение  $\gamma$ ). В данной области также продолжается набор энергии электронами в механизме DLA (Рис. 2.14е).

При дальнейшем распространении и переходе в область с более низкой электронной концентрацией структура плазменной волны становится более регулярной (Рис. 2.13м), а лазерный импульс также испытывает самомодуляцию (Рис. 2.13в), т.е. также реализуется ускорение механизмом SM-LWFA. При этом электроны с низкими начальными энергиями ускоряются, а с высокими начальными энергиями - испытывают дефазировку и замедляются, что проявляется в "поднятии" распределения  $\gamma(x)$  на Рис. 2.13л,м, а также уменьшении наблюдаемом на нем  $\gamma_{max}$ . На графиках работ эффект дефазировки проявляется в уменьшении общего числа электронов с высокими энергиями ( $\gamma > 12$ , красный цвет) при переходе от Рис. 2.14г,д к Рис. 2.14ж,з. Увеличение средней энергии электронов также видно как уменьшение плотности частиц в области  $(0,0)$  на Рис. 2.14ж относительно Рис. 2.14г. Похожая трансформация ранее наблюдалась для  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс, однако полный заряд пучка для  $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс в несколько раз выше, что связано с более высокой начальной плотностью мишени. При этом наибольшее число электронов имеют низкие энергии ( $\gamma < 7$ ), поэтому в данном случае ускорение в продольных плазменных волнах можно рассматривать именно как фазу ускорения большого числа электронов до энергий в несколько МэВ.



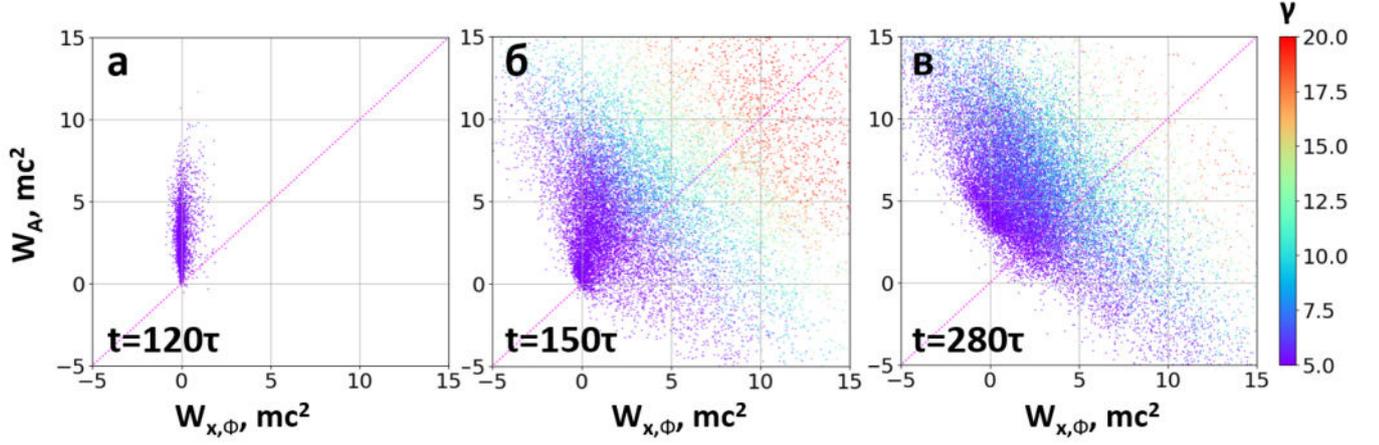
**Рис. 2.13** Полученная в численном моделировании картина взаимодействия для  $\Delta t_{fs-n_s} = 0$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.22$ ), линейной поляризации излучения. На (а-и) серым цветом показана электронная концентрация  $n_e$  (в единицах  $n_{cr}$ ). На (а-в) показана компонента магнитного поля лазерного импульса  $B_z$  (красно-синим, в единицах  $a_0$ ), и траектории электронов, набравших энергии  $E > 7$  МэВ в конце расчета (красно-желтым, цветом траектории показано значение  $\gamma$ ). На (г-е) показана вихревая компонента продольного поля  $E_{A,x}$ , а на (ж-и) – потенциальная компонента  $E_{\phi,x}$  (все красно-синим), а также электронная концентрация  $n_e$  (серым). На (к-и) представлено сечение в плоскости  $y = 12\lambda$  поля  $E_{\phi,x}$ , т.е. рисунков (ж-и) (синим), а также зависимость  $\gamma(x)$  для электронов, набравших в конце моделирования энергию  $E > 2$  МэВ (зеленым). Рисунки (а,г,ж,к) построены в момент времени  $t = 110\tau$ , рисунки (б,д,з,л) –  $t = 150\tau$ , рисунки (в,е,и,м) –  $t = 280\tau$ . На рисунках (а-и) представлено сечение в плоскости  $Z = 12\lambda$  (центр по  $OZ$ ).



**Рис. 2.14** Зависимость работ продольного поля  $W_x$  от суммы работ поперечных полей  $W_y + W_z$ , рассчитанная с использованием полных полей  $E_j$  (а,г,ж), только потенциальных полей  $E_{\phi,j}$  (б,д,з) и только вихревых полей  $E_{A,j}$  (в,е,и). Представлены зависимости для моментов времени  $t = 120\tau$  (а-в),  $150\tau$  (г-е) и  $280\tau$  (ж-и). Каждая точка соответствует отдельному электрону. Цветом показано значение гамма-фактора  $\gamma$  для каждой частицы. Розовая линия проведена для значения  $W_x = W_y + W_z$ , т.е. равенства работы продольных компонент поля работам поперечных. Расчет для  $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.22$ ), линейной поляризации.

При этом из Рис. 2.14ж, на котором изображен "стандартный" анализ вклада работ различных компонент электрического поля (т.е. без разделения полей на потенциальные и вихревые), возникает ощущение, что электроны ускоряются преимущественно механизмом DLA до  $\gamma \approx 10$ , а поля плазменных волн либо не вносят значительного вклада в ускорение, либо замедляют электроны. Однако анализ работ потенциальных и вихревых компонент поля (Рис. 2.15) приводит к значительному перераспределению вклада DLA и SM-LWFA в ускорение электронов. Ускорение электронов до  $\gamma \approx 5$  при этом все еще происходит преимущественно механизмом DLA, а в ускорении электронов до  $\gamma > 5$  вклад DLA и SM-LWFA сопоставим (Рис. 2.15а).

Как уже отмечалось, угловой размер электронного пучка больше для  $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс чем

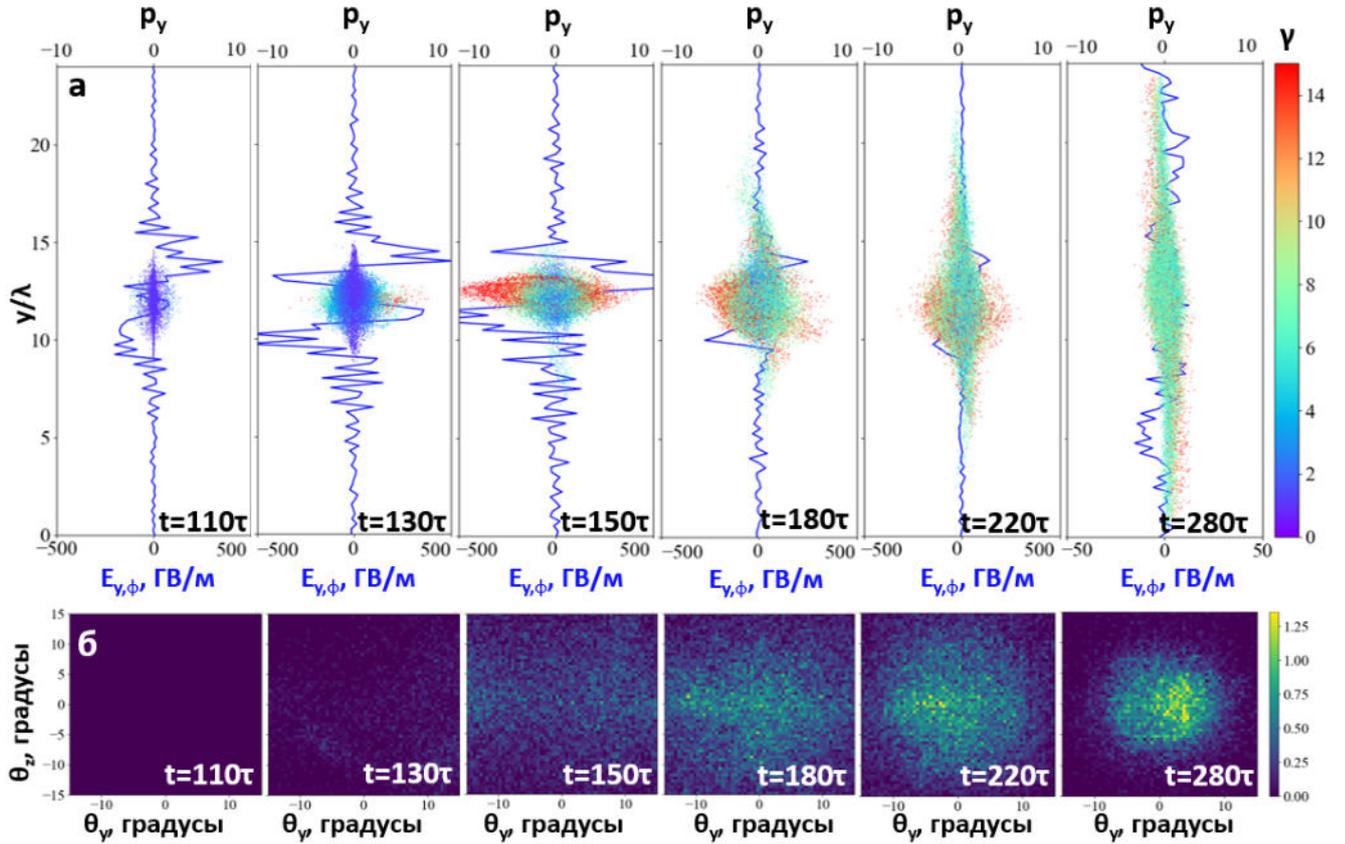


**Рис. 2.15** Зависимость работы потенциальных полей  $W_{\Phi,x}$  (вклад SM-LWFA) от работы вихревых полей  $W_A$  (вклад DLA) в моменты времени  $t = 120\tau$  (а),  $t = 150\tau$  (б),  $t = 280\tau$  (в). Расчет для  $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.22$ ), линейной поляризации.

для  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс (Рис. 2.16 для  $t = 280\tau$ ) и составляет  $\approx 0.2$  рад. Это обусловлено как большим вкладом DLA в ускорение электронов и, соответственно, большим достигаемым поперечным импульсом  $p_y$ , так и меньшим средним продольным импульсом частиц (т.к. SM-LWFA в данном режиме менее эффективен). Отметим, что средняя ширина распределения  $y(p_y)$  также определяется в фазе ускорения DLA и в дальнейшем сохраняется, что видно из распределения  $y(p_y)$  на Рис. 2.16 - ширина распределения "фиксируется" в момент времени  $t = 130\tau$ , часть электронов, ускоренная до высоких энергий при этом имеет большую расходимость и быстро покидает область расчета.

Таким образом, для начальных распределений плотности мишени, соответствующих  $\Delta t_{fs-ns} = 0, -3$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1, 0.22$ ), установлено, что:

- механизмами инжекции являются ионизационная инжекция и инжекция в результате разрушения плазменных волн ВКР назад. Для  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ) электроны с наибольшей финальной энергией инжектируются преимущественно ионизационно, а с наименьшей - преимущественно в результате распада плазменных волн. Для  $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.22$ ) более 90% электронов инжектируются в результате распада плазменных волн;
- из-за жесткой фокусировки и релятивистской самофокусировки лазерный импульс имеет продольное поле  $E_{A,x}$  значительной амплитуды ( $a_0 \approx 0.05 - 0.1$ ). Вклад работы данного поля в механизме ускорения в плазменном канале противоположен вкладу полей  $E_{A,y}$ ,  $E_{A,z}$  и приводит к значительной потере энергии электроном ( $W_{A,x} \sim \gamma$ ). Это связано с тем, что  $E_{A,x} \ll E_{A,y}$ , но  $v_x \gg v_y$ , поэтому вклад данных полей в ускорение электронов может быть сопоставим [26];
- ускорение электронов осуществляется гибридным механизмом ускорения в плазменном канале - самомодулированное кильватерное ускорение (DLA – SM-LWFA). При более низкой плотности мишени ( $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс,  $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ) основной вклад в набор энергии вносит механизм SM-LWFA (ускорение в плазменных волнах). При более высокой плотности мишени ( $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс,  $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.22$ ) основное ускорение



**Рис. 2.16** (а) - зависимость потенциального поля  $E_{\phi,y}(y)$  в точке по  $x$ , соответствующей положению фронта электронного пучка (синим), и распределения  $y(p_y)$  для электронов, набравших в конце моделирования  $\gamma > 5$  в различные моменты времени (указаны на рисунке). Каждая точка на  $y(p_y)$  соответствует единичному электрону, цветом показано его значение  $\gamma$ . (б) - угловое распределение электронов с  $E > 3$  МэВ в те же моменты времени. Расчет для  $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.22$ ), линейной поляризации.

электронов происходит механизмом DLA (ускорения в плазменном канале). При этом данную комбинацию механизмов ускорения также можно интерпретировать, как инжекцию большого количества предускоренных электронов из DLA в LWFA.

- для установления механизма ускорения электронов необходимо проводить разделение полей на потенциальные и вихревые; наиболее важным является разделение компонент поля  $E_x$ . При анализе работ без разделения полей физическая картина взаимодействия не соответствует действительности и происходит значительное занижение вклада в ускорение продольных плазменных волн;
- коллимация пучка достигается увеличением среднего продольного импульса электронов  $p_x$  в фазе SM-LWFA, при этом ширина распределения  $p_y$  определяется характером ускорения электронов в плазменном канале (DLA).

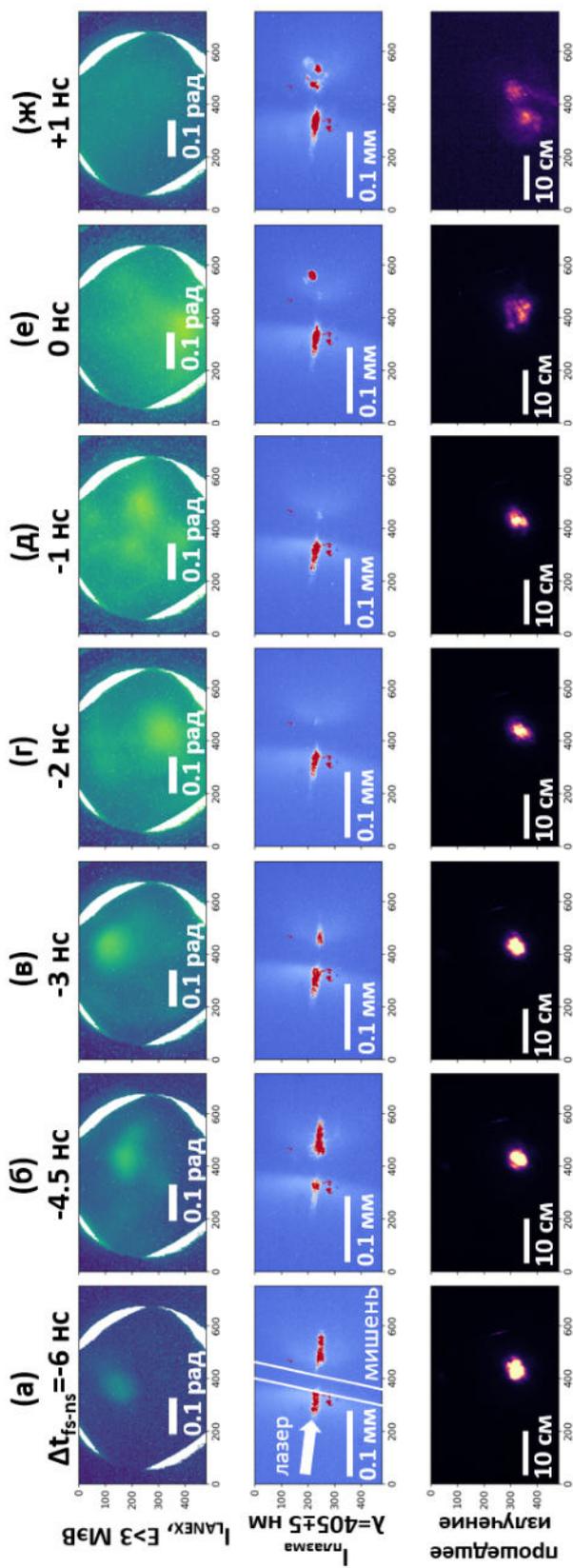
Еще раз отметим, что анализ работ полей без разделения компонент на потенциальные и вихревые может приводить к неверному пониманию механизмов ускорения. Это влияет не только на фундаментальное понимание исследуемого лазерно-плазменного взаимодействия, но и на изменение экспериментальных условий для дальнейшей оптимизации ускорения электронов. Например, в данном случае для увеличения энергии электронов возникает неверное желание укоротить начальный плазменный профиль мишени чтобы убрать "дефазировку". При этом на самом деле увеличение энергии будет достигаться прямо

противоположным - увеличением длины взаимодействия в области с низкой электронной концентрацией - т.е. увеличением вклада в ускорение механизма SM-LWFA. Также возможно наблюдать замедление электронов полями "плазменных волн" задолго до возбуждения плазменных волн значительной амплитуды.

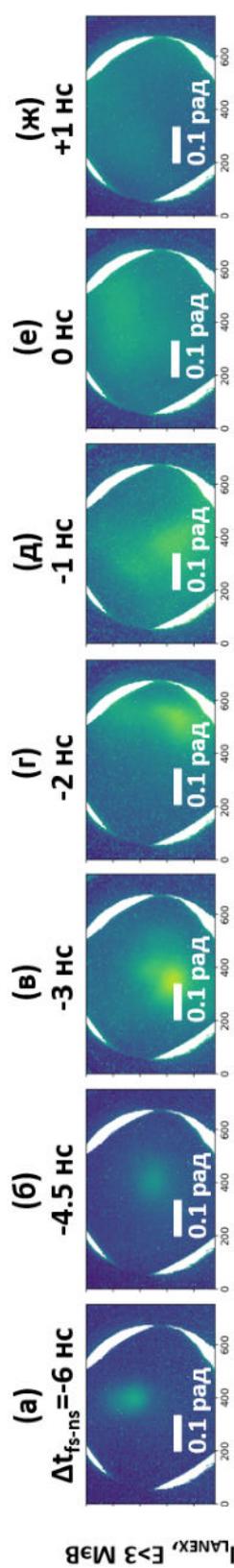
### 2.2.3 Зависимость характеристик ускоренных электронов от начальной плотности мишени

Как уже упоминалось, основным параметром, регулируемым в эксперименте, является начальная плотность мишени, т.е. задержка  $\Delta t_{fs-ns}$  между основным импульсом и предимпульсом. Соответствующие свойства мишени были описаны в разделе 1.1.2. Как было показано ранее в разделе 2.2.2, изменение данного параметра даже на 3 нс приводит к значительным изменениям параметров получаемых ускоренных электронов, механизмов их ускорения и инжекции. Ранее в разделе 2.2.1 обсуждались экспериментально измеренные параметры электронного пучка для конкретного значения  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ). Здесь же мы перейдем к рассмотрению результатов экспериментов и численного моделирования при варьировании параметра  $\Delta t_{fs-ns}$ .

На Рис. 2.17 представлена зависимость пространственной формы электронного пучка (с указанием его угловой ширины) с отсечкой по энергии  $E > 3$  МэВ, снимок области взаимодействия сверху, сделанный с использованием микроскопа (установлен фильтр на  $405 \pm 5$  нм, т.е. на  $2\omega$ ), а также снимок пространственного распределения прошедшего излучения (перед камерой были установлены НС фильтры для уменьшения яркости) для линейной поляризации основного излучения. Видно, что с изменением  $\Delta t_{fs-ns}$  параметры ускоренных электронов претерпевают значительные изменения. При  $\Delta t_{fs-ns} = +1$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.3$ ), что соответствует "прорыву" пленочной мишени, наблюдается диффузная засветка сцинтиллятора. Область взаимодействия имеет пространственный размер  $\approx 100$  мкм, а прошедшее излучение сильно рассеивается, т.к. область подкритической плотности имеет маленький поперечный размер (см. Рис. 1.3). При  $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.22$ ) значительно увеличивается количество ускоренных электронов, а прошедшее излучение имеет более регулярную структуру. При этом пучок все еще "диффузный", т.е. занимает весь угловой размер детектора. Дальнейшее уменьшение  $\Delta t_{fs-ns}$  до  $-3$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ) характеризуется одновременно уменьшением общей яркости засветки сцинтиллятора (т.е. заряда ускоренных электронов) и уменьшением угловой ширины пучка до  $\approx 0.2 - 0.3$  рад при  $\Delta t_{fs-ns} = -1 - -2$  нс и до  $\approx 0.05 - 0.1$  рад для  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс. Пространственная стабильность  $S$  при этом также улучшается и составляет  $\approx 0.4$  рад для  $\Delta t_{fs-ns} = -1 - -2$  нс и  $\approx 0.2$  рад для  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс. Прошедшее излучение коллимировано, а область генерации излучения на  $2\omega$  на тыльной стороне мишени исчезает, что скорее всего вызвано эффективным возбуждением в этой области продольной плазменной волны. Уменьшение  $\Delta t_{fs-ns}$  от  $-3$  до  $-4.5 - -6$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} < 0.085$ ) приводит только к уменьшению заряда пучка, его расходимость и стабильность при этом сохраняются. Такой же характер изменения свойств пучка электронов наблюдается и для циркулярной поляризации основного лазерного импульса (Рис. 2.18).



**Рис. 2.17** Яркость сцинтиллятора LANEX с отсечкой по энергии  $E > 3$  МэВ (верхний ряд), изображение области взаимодействия полученное на микроскопе с использованием фильтра на 400 нм (средний ряд) и прошедшее излучение 800 нм (нижний ряд) для  $\Delta t_{fs-ns} = -6$  нс (а),  $-4.5$  нс (б),  $-3$  нс (в),  $-2$  нс (г),  $-1$  нс (д),  $0$  нс (е),  $+1$  нс (ж). Пространственные масштабы указаны на рисунке. Поляризация излучения линейная.

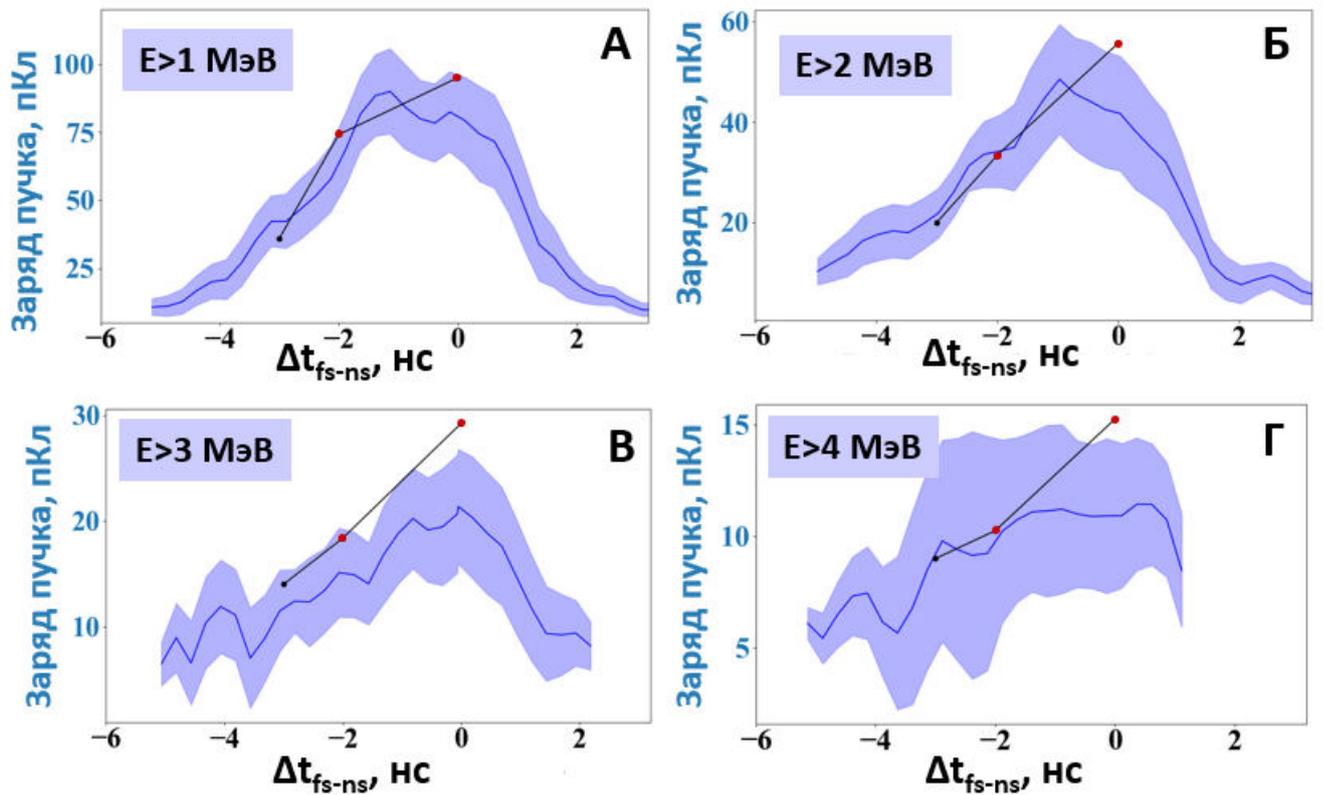


**Рис. 2.18** Яркость сцинтиллятора LANEX с отсечкой по энергии  $E > 3$  МэВ для  $\Delta t_{fs-ns} = -6$  нс (а),  $-4.5$  нс (б),  $-3$  нс (в),  $-2$  нс (г),  $-1$  нс (д),  $0$  нс (е),  $+1$  нс (ж). Пространственные масштабы указаны на рисунке. Поляризация излучения циркулярная.

То есть из Рис. 2.17, Рис. 2.18 видно, что при изменении  $\Delta t_{fs-ns}$  происходит переход от режима генерации пучка с большой расходимостью и большим зарядом ( $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс,  $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.22$ ) к режиму генерации коллимированного и стабильного пучка электронов с меньшим зарядом ( $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс,  $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ). Оценка абсолютного значения заряда пучка по яркости сцинтиллятора LANEX в нашем эксперименте невозможна, т.к. сцинтиллятор не был откалиброван, поэтому заряд пучка измерялся цилиндром Фарадея. На Рис. 2.19 и Рис. 2.20 представлены измерения заряда пучка в зависимости от  $\Delta t_{fs-ns}$  с различными отсечками по энергии для линейной и циркулярной поляризации основного излучения соответственно. Заметим еще раз, что значения заряда для двух поляризаций в эксперименте совпадают в пределах погрешности (см. Рис. 2.19б,в и Рис. 2.20а,б). Для диффузного пучка ( $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс) заряд составляет  $90 \pm 10$  пКл ( $E > 1$  МэВ),  $50 \pm 10$  пКл ( $E > 2$  МэВ),  $22 \pm 7$  пКл ( $E > 3$  МэВ),  $12 \pm 3$  пКл ( $E > 4$  МэВ), а для коллимированного ( $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс) -  $40 \pm 10$  пКл ( $E > 1$  МэВ),  $22 \pm 5$  пКл ( $E > 2$  МэВ),  $13 \pm 4$  пКл ( $E > 3$  МэВ),  $8 \pm 4$  пКл ( $E > 4$  МэВ), то есть примерно в 2 раза меньше. При этом с увеличением отсечки по энергии до  $E > 3-4$  МэВ зависимость становится более полой, т.е. число высокоэнергетичных электронов близко для широкого диапазона  $\Delta t_{fs-ns}$ , в отличие от числа низко энергетичных электронов, для которых наблюдается максимум при  $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс. Это также указывает на более высокую температуру  $T$  ускоренных электронов для задержек  $\Delta t_{fs-ns} = -2-3$  нс. Измерения магнитным спектрометром это подтверждают: для  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс  $\Leftrightarrow T = 2$  МэВ, для  $\Delta t_{fs-ns} = -2 - -1$  нс  $\Leftrightarrow T = 1.5$  МэВ, для  $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс  $\Leftrightarrow T \approx 1$  МэВ. Измерения спектра для  $\Delta t_{fs-ns} < -3$  нс не были результативными в силу низкого заряда пучка.

При этом необходимость экранировки цилиндра Фарадея от сильных электромагнитных наводок, возникающих при проведении эксперимента, определяла его положение внутри вакуумной камеры – данный детектор устанавливался внутри вакуумного фланца на расстоянии  $\approx 50$  см от точки взаимодействия (т.е. точечного источника электронов). Диаметр фланца при этом естественным образом ограничивал размер детектора, и телесный угол данного детектора составлял порядка 0.07 срад (угол раствора конуса порядка  $13^\circ$ ). Поэтому, в определенных режимах взаимодействия угловой размер детектора был меньше чем угловая ширина пучка электронов, или же меньше его стабильности  $S$  при наборе статистики. Т.е. для случая более плотной плазмы ( $\Delta t_{fs-ns} \gtrsim -2$  нс) детектором регистрировалось не все значение заряда, а  $\approx 25\%$ . Поэтому полный заряд пучка может достигать до 0.4 нКл в энергетическом диапазоне  $E > 1$  МэВ.

Значения заряда пучка с различными отсечками по энергии и для различных начальных плотностей мишени также были получены и в численном моделировании (параметры расчета повторяли использованные в разделе 2.2.2). Отметим, что так как моделирование проводилось в 3D режиме, было получено именно абсолютное значение заряда. Результаты также представлены на Рис. 2.19 и Рис. 2.20. Черные точки соответствуют значениям заряда ускоренных электронов, оставленным без изменения, а красные точки соответствуют значениям, которые были дополнительно умножены на 0.25 для соответствия телесному углу детектора. Видно, что учет телесного угла детектора приводит к хорошему совпадению результатов эксперимента и численного моделирования как для циркулярной,

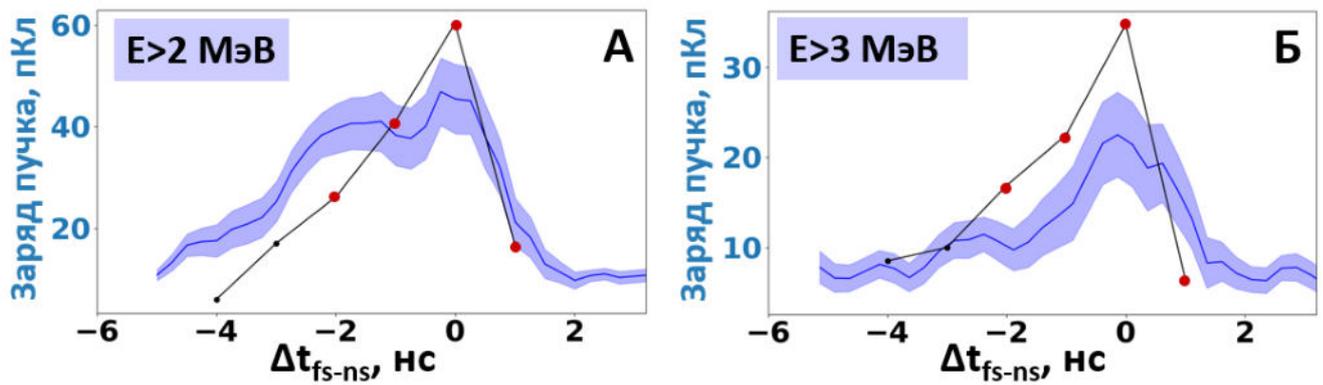


**Рис. 2.19** Зависимость заряда пучка электронов от  $\Delta t_{fs-ns}$  для линейной поляризации основного излучения и четырех различных отсеков по энергии:  $E > 1$  МэВ (а),  $E > 2$  МэВ (б),  $E > 3$  МэВ (в),  $E > 4$  МэВ (г). Синий график – экспериментально измеренные цилиндром Фарадея значения заряда (светло-синим отмечено значение погрешности). Черный график – значения заряда, полученные из 3D численного моделирования. Красными точками отмечены значения, для которых требовался учет телесного угла детектора.

так и для линейной поляризации; без учета телесного угла значение заряда, полученное в PIC-моделировании, будет в 4 раза выше. Отметим, что такое завышение заряда в численном моделировании также может быть обусловлено несоответствиями эффективности процессов инжекции (в основном возбуждения и разрушения плазменных волн, т.к. ранее было показано, что именно они являются основным механизмом инжекции на  $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс, см. Табл. 2.1) или динамики самофокусировки между экспериментом и численным моделированием. Далее мы будем оперировать только экспериментально измеренными значениями заряда, которые приведены выше.

#### 2.2.4 Зависимость характеристик ускоренных электронов от положения точки фокусировки излучения на мишень

Еще одним изменяемым в эксперименте параметром взаимодействия являлось положение точек фокусировки основного импульса и управляемого предимпульса относительно невозмущенной поверхности мишени. Этот параметр варьировался сдвигом всего мишенного узла линейным транслятором, а в каждом отдельном эксперименте обязательно находился оптимум по положению фокусировки. Отметим, что длина перетяжки наносекундного



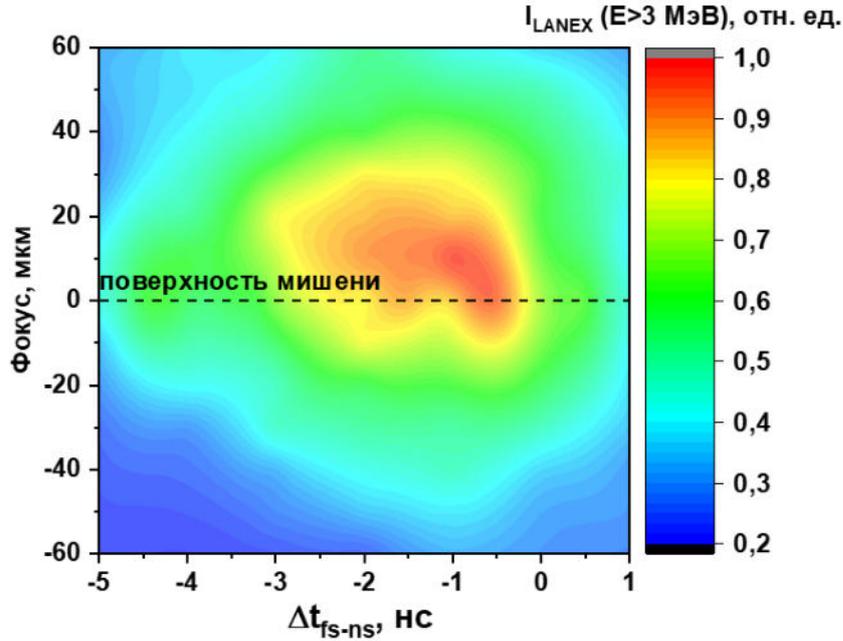
**Рис. 2.20** Зависимость заряда пучка электронов от  $\Delta t_{fs-ns}$  для циркулярной поляризации основного излучения и отсечек по энергии:  $E > 2$  МэВ (а),  $E > 3$  МэВ (б). Синий график – экспериментально измеренные цилиндром Фарадея значения заряда (светло-синим отмечено значение погрешности). Черный график – значения заряда, полученные из 3D численного моделирования. Красными точками отмечены значения, для которых требовался учет телесного угла детектора.

предымпулса примерно в 6 раз больше, чем для основного импульса, поэтому изменение точки фокусировки не оказывало влияния на динамику преионизации мишени. На Рис. 2.21 показана экспериментально измеренная зависимость эффективности ускорения электронов с  $E > 3$  МэВ от положения фокусировки и  $\Delta t_{fs-ns}$ . Видно, что наблюдается ярко выраженный максимум эффективности, соответствующий  $\Delta t_{fs-ns} = -3 - 0$  нс (что было показано ранее на Рис. 2.19 и Рис. 2.20), и фокусировке на 10 мкм вглубь мишени (что и обуславливало выбор такой фокусировки ранее при проведении численного моделирования). Ширина максимума по фокусу составляет  $\approx 30$  мкм, что соответствует длине перетяжки пучка основного излучения. Были также проведены 3D численные расчеты для  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс и фокусировки в положения 0 и 20 мкм; для них, также как и ранее для фокусировки в положение 10 мкм, было получено значение заряда пучка в 10 пКл ( $E > 3$  МэВ), что соответствует Рис. 2.21.

### 2.2.5 Зависимость характеристик ускоренных электронов от энергии основного излучения

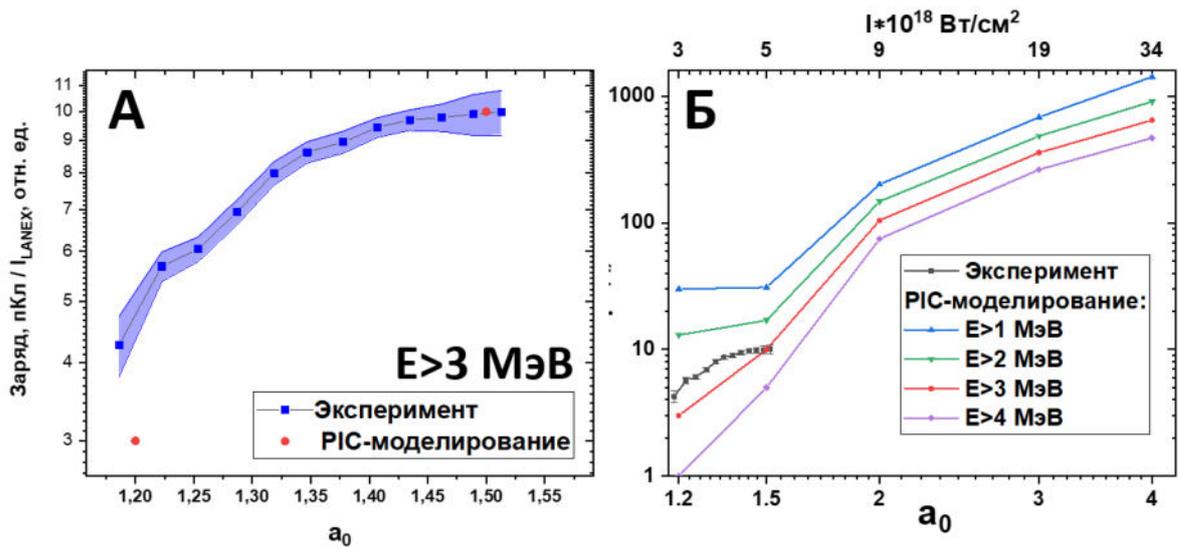
Также большой интерес представляет исследование ускорения электронов в найденном режиме генерации коллимированного пучка ( $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс) при изменении энергии основного лазерного импульса. В эксперименте изменение энергии лазерного импульса могло быть проведено только в диапазоне энергий 30-50 мДж, что соответствует значениям  $a_0 = 1.2 - 1.5$ . Результаты, полученные в эксперименте, представлены на Рис. 2.22а. Видно, что заряд пучка уменьшается при уменьшении энергии основного импульса («завал» графика при  $a_0 = 1.5$  обусловлен насыщением сцинтиллятора); при уменьшении  $a_0$  в 1.25 раз заряд уменьшается в  $\approx 2.5$  раза. То есть эффективность ускорения, ожидаемо, ухудшается с уменьшением  $a_0$ . Наиболее вероятно, что это связано с уменьшением эффективности ионизационной инжекции, которая, как было показано ранее в численном моделировании (Табл. 2.1), является основным механизмом инжекции электронов при такой задержке и отсечке по энергии.

Однако, наиболее интересно понять, что будет происходить при увеличении энергии



**Рис. 2.21** Зависимость яркости сцинтиллятора LANEX ( $\propto$  заряду пучка) для электронов с  $E > 3$  МэВ от положения фокусировки пучков относительно невозмущенной поверхности мишени и значения  $\Delta t_{fs-ns}$ . Положительные значения фокуса соответствуют фокусировке "вглубь" мишени.

основного импульса. Для этого была проведена серия численных расчетов, основные параметры которых были аналогичны использованным в разделе 2.2.2; варьировалось только значение  $a_0$  лазерного импульса. Использовалась циркулярная поляризация излучения и  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ). Полученные результаты представлены на Рис. 2.22а,б. Видно, что при увеличении  $a_0$  заряд пучка растет нелинейно, при этом значение  $a_0 = 1.5$ , реализуемое в эксперименте, является пороговым. При увеличении интенсивности до  $I = 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> или  $a_0 = 2$ , что в нашем случае соответствует увеличению энергии лазерной системы всего в 2 раза (с 50 до 100 мДж, т.е. до 2 ТВт), заряд увеличивается как  $30 \rightarrow 200$  пКл ( $E > 1$  МэВ),  $20 \rightarrow 150$  пКл ( $E > 2$  МэВ),  $10 \rightarrow 105$  пКл ( $E > 3$  МэВ) и  $5 \rightarrow 75$  пКл ( $E > 4$  МэВ), а температура пучка  $T$  возрастает с 2 до 3.5 МэВ. Результаты моделирования при  $a_0 = 2$  приведены на Рис. 2.23. При  $a_0 = 2$ , как и в рассмотренных ранее численных расчетах (раздел 2.2.2), реализуется режим, в котором электроны, ускоренные механизмом DLA в плазменном канале (Рис. 2.23а), являются инжектором в плазменную волну SM-LWFA (Рис. 2.23б). Качество пучка при этом сохраняется (см. вставку на Рис. 2.23б). При дальнейшем увеличении  $a_0$  заряд продолжает увеличиваться (см. Рис. 2.22б), но качество электронного пучка значительно ухудшается из-за, предположительно, развития шланговой неустойчивости [90] (т.е. сильного изгибания плазменного канала). При этом для  $a_0 = 4$  достигается значение заряда пучка в 1 нКл. Коэффициент конверсии энергии основного импульса в заряд ускоренных электронов (в форме коллимированного пучка) при этом увеличивается от 1 нКл/Дж для  $a_0 = 1.5$  до 2 нКл/Дж для  $a_0 = 2$  и 3 нКл/Дж для  $a_0 = 4$ , что является достаточно высоким показателем.

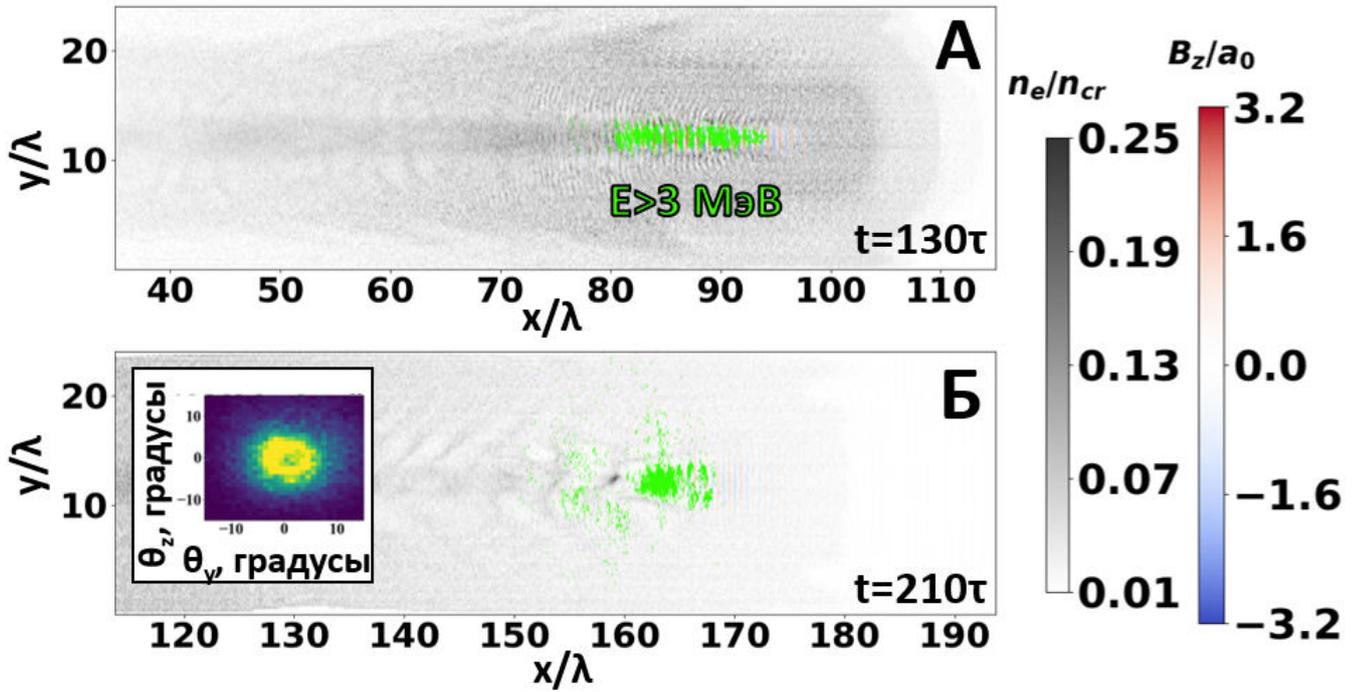


**Рис. 2.22** (а) – экспериментально измеренная зависимость эффективности генерации электронов с  $E > 3$  МэВ от нормированного векторного потенциала  $a_0$  основного импульса (т.е. энергии импульса; синий график) и значения заряда пучка для  $E > 3$  МэВ, полученные в численном моделировании. Значение яркости сцинтиллятора в отн. едн. приведено к измеренному ранее значению заряда пучка  $\approx 10$  пКл (см. Рис. 2.20). (б) – рассчитанные в численном моделировании значения заряда пучка с различными отсечками для различных интенсивностей основного излучения. Приведено как соответствующее значение  $a_0$  так и интенсивность. Также серым приведен экспериментально измеренный график, повторяющий (а). Поляризация циркулярная,  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ).

## 2.2.6 Оптическое излучение плазмы

Как было показано ранее в разделе 2.1, угловое распределение излучения на частоте  $2\omega$  несет в себе информацию как о поляризации исходного излучения, так и об отношении показателей преломления, т.е. электронных концентраций  $n_e$ , внутри и вне плазменного канала. На Рис. 2.24 представлена экспериментально зарегистрированная пространственная структура излучения на частоте  $2\omega$  для различных значений задержки  $\Delta t_{fs-ns}$ . Можно заметить, что структура излучения действительно меняется с изменением поляризации лазерного импульса, т.е. с добавлением лавсановой пленки: для линейной поляризации основного излучения, излучение на частоте  $2\omega$  генерируется в виде разомкнутого кольца, при изменении поляризации на эллиптическую кольцо замыкается. Также видно, что, что угол вылета излучения на частоте  $2\omega$  изменяется с изменением задержки  $\Delta t_{fs-ns}$ . Это связано как с уменьшением общей электронной концентрации внутри мишени, так и с различными параметрами формируемого плазменного канала.

Данные на Рис. 2.24 представлены для одиночных лазерных импульсов и не дают полного представления о характере взаимодействия. Измерения для большого числа лазерных импульсов представлены на Рис. 2.25. Видно, что угол  $\theta_{2\omega}$  при изменении  $\Delta t_{fs-ns}$  меняется немонотонно; для экспериментально измеренных значений наблюдается максимум около  $\Delta t_{fs-ns} = -2$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.15$ ). Однако, экспериментальный график имеет значительную погрешность измерения вследствие различной ширины и яркости кольца второй гармоники в разных лазерных импульсах. Поэтому, на данный момент можно сказать, что

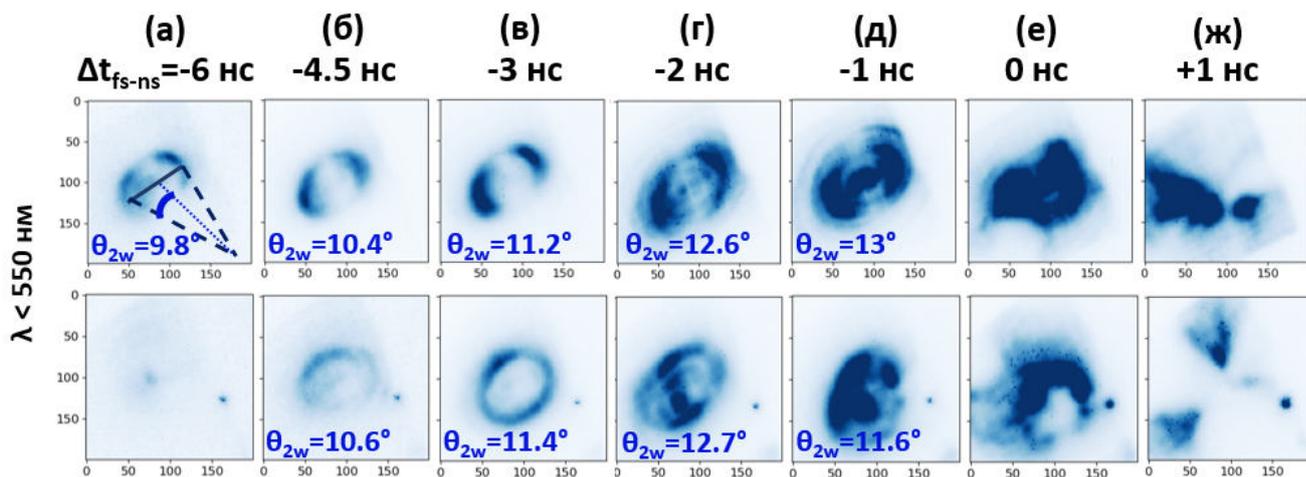


**Рис. 2.23** Компонента магнитного поля  $B_z$  лазерного импульса (красно-синим), электронная концентрация  $n_e$  (серым) и пространственное распределение электронов с энергией  $E > 3$  МэВ в моменты времени  $t = 130\tau$  (а) и  $t = 210\tau$  (б) для импульса с нормированным векторным потенциалом  $a_0 = 2$ . Поляризация циркулярная,  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ). На вставке в (б) представлено угловое распределение электронов для  $E > 3$  МэВ,  $t = 210\tau$ .

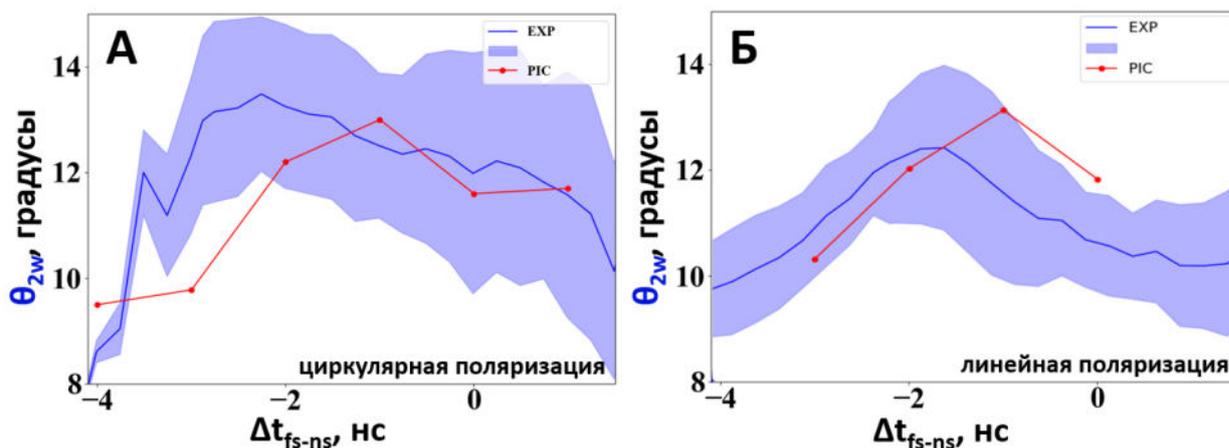
углы  $\theta_{2\omega}$  для значений  $\Delta t_{fs-ns}$ , при которых генерируется электронный пучок, находятся в диапазоне  $10^\circ - 14^\circ$ . Углы  $\theta_{2\omega}$ , полученные из численного PIC-моделирования, также находятся в диапазоне  $10^\circ - 14^\circ$  и имеют максимум, который смещен на 1 нс относительно наблюдаемого экспериментально. Отметим, что значение  $\theta_{2\omega}$  в эксперименте определялось по центру наблюдаемого кольца, а в численном моделировании - как угол, соответствующий центру источника излучения на частоте  $2\omega$  в пространственном спектре  $S(k_x, k_y)$ , при этом удовлетворяющего дисперсионному соотношению для электромагнитных волн. Пример такого пространственного спектра был представлен ранее на Рис. 2.7. Отметим, что наблюдаемое совпадение углов  $\theta_{2\omega}$  между экспериментом и численным моделированием является дополнительным и весомым подтверждением того, что моделирование воспроизводит экспериментально реализуемое лазерно-плазменное взаимодействие, а также что выбранный и рассчитанный градиент плотности мишени также является близким к формируемому экспериментально.

## 2.3 Исследования в области ядерной фотоники

Пучок электронов, описанный в разделе 2.2.1, как было показано, обладает хорошей пространственной стабильностью - порядка 0.2 рад. Это позволяет эффективно его использовать в экспериментах со вторичными мишенями: при установке вторичной мишени на расстоянии 10 см от плазмы необходимо иметь поперечные размеры мишени 1–10 см.



**Рис. 2.24** Зависимости пространственной структуры и угла вылета  $\theta_{2\omega}$  излучения на частоте  $2\omega$  от  $\Delta t_{fs-ns}$  (значения указаны на рисунке) для линейной (верхний ряд) и циркулярной (нижний ряд) поляризации основного излучения. Углы  $\theta_{2\omega}$ , где применимо, указаны на рисунке. Обозначение угла  $\theta_{2\omega}$  введено на (а). Данный рисунок дополняет Рис. 2.17 и Рис. 2.18, т.к. регистрация всех представленных параметров проводилась одновременно.



**Рис. 2.25** Зависимость угла вылета  $\theta_{2\omega}$  излучения на частоте  $2\omega$  от  $\Delta t_{fs-ns}$  для циркулярной (а) и линейной (б) поляризаций основного излучения. Синим цветом представлены экспериментально измеренные значения, красным – полученные в численном PIC-моделировании.

В настоящей работе были проведены эксперименты по созданию источника нейтронов с использованием фотоядерных реакций ( $\gamma, n$ ), где полученный электронный пучок выступал в качестве источника. Также число нейтронов, полученное экспериментально, позволяет оценивать заряд пучка и его температуру. Основные принципы такой диагностики были описаны ранее в разделе 1.1.6. Подробное описание развитой методики принято в печать в журнал "Поверхность".

Была проведена серия экспериментов, в которых регистрировались нейтроны в реакциях фоторасщепления ( $\gamma, n$ ) со вторичными мишенями из Be, D, U, W, Pb. Отметим, что измерения проводились в режиме с наибольшим зарядом пучка, т.е.  $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.22$ ). Измерения в данном режиме приводят к генерации наибольшего числа нейтронов несмотря на то, что температура спектра электронов ниже ( $T = 1$  МэВ по сравнению с  $T = 2$  МэВ для  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс). В проведенных экспериментах было зарегистрировано до 15

Вторичная мишень и ее геометрические размеры	Be 40×30×30мм	D (в форме $D_2O$ ) 100 × 150 × 30мм	U диск диаметром 75 мм и толщиной 15 мм	Pb 200 × 120 × 50мм	W 40×20×20мм
Среднее число нейтронов/импульс	$9.3 \pm 2.1$	$5.1 \pm 2.4$	$< 1$	$< 1$	$< 1$
Максимальное число нейтронов/импульс	15	9	1	1	1
T, МэВ	Заряд Q для электронов с $E > 1$ МэВ, пКл				
1.5	$109 \pm 26$	$(7 \pm 6) \cdot 10^3$	$80 \pm 27$	$105 \pm 20$	$85 \pm 24$

**Табл. 2.2** Число зарегистрированных нейтронов, параметры нейтронного источника, а также оцененные заряды Q для различных вторичных мишеней – Be, D, U, Pb, W. Заряды пучка для U, Pb, W оценены из расчета один нейтрон на лазерный импульс.

нейтронов/импульс (получено в реакции  $Be(\gamma, n)$ ), а характеристики полученного источника нейтронов для всего набора вторичных мишеней представлены в Таблице 2.2. Число фоновых нейтронов составляло  $< 0.001$  нейтрона/импульс, что подтверждает фотоядерную природу измеренных нами потоков нейтронов. Максимальный поток нейтронов составил  $\approx 10^5$  нейтронов/с·срад. При этом для трех вторичных мишеней (U, Pb, W) оценить среднее число нейтронов было невозможно в силу сильной зависимости данной величины от выборки, что объясняется значительным влиянием экспериментальных параметров на генерацию электронов с высокими энергиями ( $E > 5$  МэВ). Для дальнейшей оценки заряда и температуры пучка электронов было взято максимально зарегистрированное для данных мишеней число 1 нейтронов/импульс. Данное число нейтронов недостаточно для использования подобного источника в приложениях (необходимы потоки хотя бы на порядок выше). Однако генерация в среднем  $\approx 10$  нейтронов/импульс в случае использования бериллиевой вторичной мишени соответствует  $\approx 10^6$  нейтронов/Дж·с·срад или  $\approx 10^6$  нейтронов/Дж, что является очень высоким коэффициентом конверсии энергии лазерного импульса в нейтроны для реакций  $(\gamma, n)$  [91]. Отметим, что нелинейное увеличение заряда ускоренных электронов с увеличением энергии основного импульса, наблюдаемое в численном моделировании (см. раздел 2.2.5) может позволить при сравнительно небольшом увеличении энергии основного импульса (в  $\approx 2$  раза) получить поток нейтронов, достаточный для приложений.

В таблице 2.2 также приведены значения заряда для области энергий  $E > 1$  МэВ для возможности удобного сравнения с прямыми методиками измерения. Для четырех из пяти вторичных мишеней значение заряда хорошо (в пределах погрешности) сходится для температуры  $T = 1.5$  МэВ и составляет  $Q \approx 100$  пКл. Данное значение температуры выше, чем измеренное с помощью магнитного спектрометра, однако значение заряда

соответствует напрямую измеренному с применением цилиндра Фарадея, что подтверждает возможность использования предложенной нами фотоядерной методики оценки параметров пучка электронов. Расхождение в значении температуры может быть вызвано неточностями как фотоядерной методики измерения, так и измерений с использованием магнитного спектрометра, так и различиями в экспериментальных параметрах (т.к. данные измерения проводились отдельно). Следует также отметить, что данные, полученные при пересчете числа нейтронов, образовавшихся в результате реакции фоторасщепления дейтерия, на несколько порядков завышены. Это связано с некорректностью используемой в GEANT4 модели аппроксимации сечения реакции  $D(\gamma, n)$  вблизи порога, а также недостаточным массивом табулированных данных в этой области [33; 92]. В известной базе данных EXFOR табулированное сечение данной реакции начинается от энергий в десятки МэВ. Поэтому данная реакция на текущий момент не может быть использована для оценки заряда предложенным методом. Стоит отметить, что работа по верификации и дополнительным измерениям сечений фотоядерных реакций сейчас активно ведется.

Другим типом задач в области ядерной фотоники, активно исследующимся на лазерно-плазменных ускорителях, является генерация позитронов. В настоящее время выделяют два основных процесса, приводящих к генерации электрон-позитронных пар при взаимодействии релятивистских электронов с ядром: Trident-процесс (ТП) [93] и процесс Бете-Гайтлера (БГП) [94]. Первый из них есть прямое рассеяние электрона на кулоновском поле ядра, а второй проходит в две стадии: на первой электрон, взаимодействуя с ядром, испускает высокоэнергетичный тормозной фотон  $\gamma$ , а на второй этот фотон рождает электрон-позитронную пару в кулоновском поле ядра. Для обоих процессов существует сильная зависимость от зарядового числа вещества мишени, поэтому для эффективной генерации позитронов необходимо использование мишеней из тяжелых ядер. Отметим, что при высоких интенсивностях лазерного излучения выделяют также многофотонный процесс Брейта-Уиллера [95], однако для ТВт лазерных систем данный процесс не реализуется. Все рассмотренные схемы генерации позитронов дают на выходе частицы достаточно большой энергии в десятки-сотни МэВ. Вместе с тем существенный интерес для приложений представляют позитроны значительно меньших энергий. Важной в этом контексте также является задача о генерации электрон-позитронных пар вблизи порога этой реакции, т.е. когда энергия электронов и гамма-квантов составляет немного больше, чем  $2m_e c^2$ . Для получения таких электронов разумным представляется использование фемтосекундных лазеров с пиковой мощностью в единицы ТВт. Проведенные численные расчеты [96; 97] показали, что при начальных энергиях электронов в единицы МэВ коэффициент конверсии  $e_+/e_-$  имеет величину порядка  $10^{-4} \sim 10^{-3}$ . При заряде пучка в 100 пКл (для  $E > 1$  МэВ) это соответствует выходу позитронов в  $10^5 - 10^6$  частиц. Отметим, что генерация позитронов происходит в каждом эксперименте, в котором на пути пучка электронов устанавливается вторичная мишень (например, в описанных выше экспериментах по генерации нейтронов). Однако, экспериментальные измерения с использованием разработанного магнитного спектрометра, не позволили получить уровень сигнала, превышающий шумовой, при измерении позитронов. Дальнейшее увеличение энергии лазерного импульса, а также переход на иные способы

регистрации электронов и позитронов (например на полупроводниковые детекторы типа MEDIPIX) должны позволить зарегистрировать позитронный сигнал экспериментально.

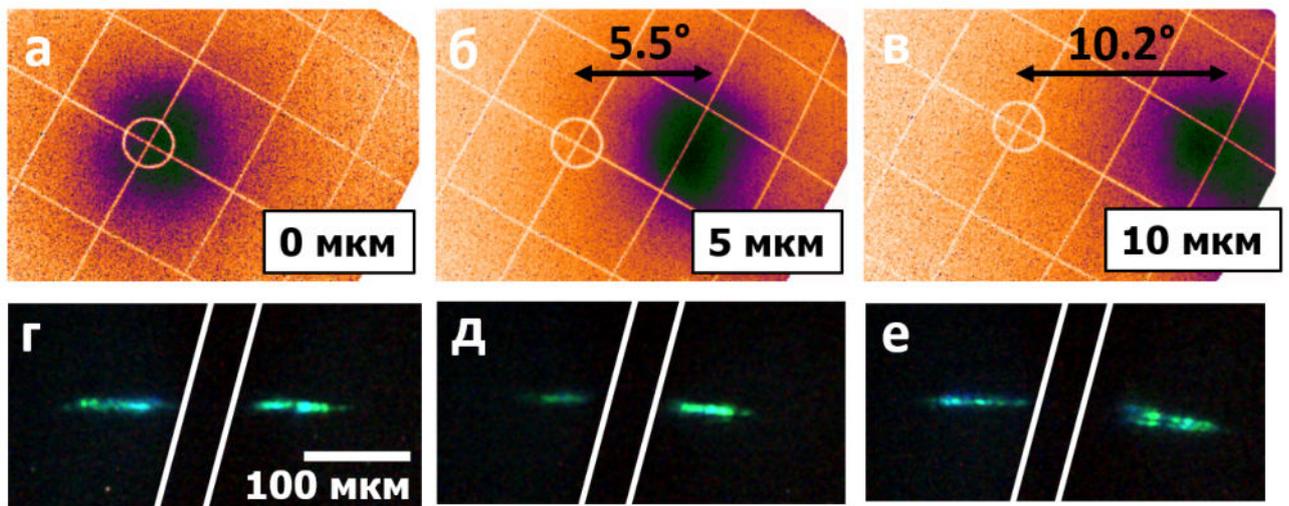
## 2.4 Управление углом вылета пучка электронов

### 2.4.1 Экспериментальные результаты

Одной из наиболее интересных особенностей используемой пленочной мишени является наличие у нее значительного поперечного градиента плотности, который при ионизации мишени превращается в градиент электронной концентрации  $n_e$ , т.е. показателя преломления  $n$ . Ранее во всех проведенных экспериментах и численных расчетах лазерный импульс взаимодействовал с центральной областью мишени, т.е. оси симметрии лазерного импульса и преплазменного градиента совпадали. Однако, естественно, возможно реализовать такое взаимодействие, где это не выполняется, т.е. сместить точку фокусировки основного импульса от оси симметрии мишени. Именно такие взаимодействия были численно и экспериментально исследованы в настоящем разделе и было показано, что таким образом возможно управление углом вылета пучка электронов из плазмы.

Как уже отмечалось в разделе 1.1.1, для того, чтобы экспериментально реализовать внеосевое взаимодействие, микрометрические винты одного из зеркал в тракте наносекундного предимпульса были автоматизированы. Это позволяло в процессе эксперимента удаленно смещать положение точки фокусировки двух импульсов с шагом в 2.5 мкм в плоскости мишени. Точность смещения контролировалась переносом изображения плоскости перетяжки на ПЗС камеру. В настоящих экспериментах исследовалось отклонение коллимированного электронного пучка, поэтому значение задержки  $\Delta t_{fs-ns}$  было фиксировано и составляло -3 нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ). Измерения проводились для циркулярной поляризации основного лазерного излучения.

Результаты экспериментов представлены на Рис. 2.26, на котором показано одновременно изображение электронного пучка (отсечка по энергии  $E > 3$  МэВ) и области взаимодействия (источником оптического излучения скорее всего является томсоновское рассеяние лазерного импульса на электронах плазмы). Видно, что смещение точки входа основного фемтосекундного импульса на 5 и 10 мкм приводит к отклонению электронного пучка на 5.5 и 10.2 градуса соответственно, причем область взаимодействия (плазменный канал) также испытывает искривление. Измерения при углах отклонения более  $10^\circ$  не могли быть проведены в силу геометрии эксперимента. Отметим, что яркость засветки сцинтиллятора,  $\propto$  заряду пучка, не изменялась, что говорит о сохранении данного параметра при углах отклонения до  $10^\circ$ .



**Рис. 2.26** Усредненные по 100 лазерным импульсам изображения электронного пучка с  $E > 3$  МэВ на сцинтилляторе LANEX (а,б,в) и области взаимодействия, полученной переносом изображения на микроскоп (г,д,е) для соосного распространения лазерных импульсов (а,г), смещения по горизонтали на 5 мкм (б,д) и на 10 мкм (в,е). Перед объективом микроскопа устанавливался фильтр, пропускающий излучение с  $\lambda > 550$  нм. Угол смещения электронного пучка указан на рисунке. На (г,д,е) линиями отмечено положение тени, создаваемой пленочной мишенью.

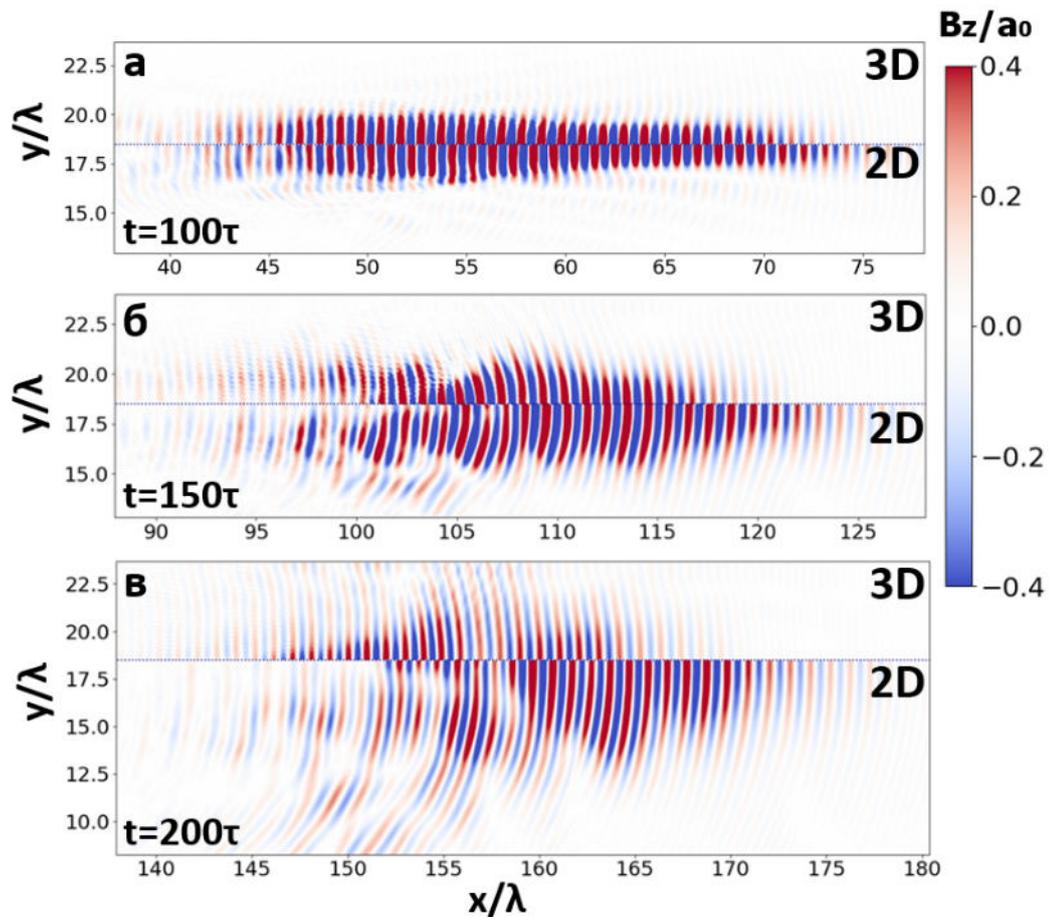
## 2.4.2 Влияние размерности численного моделирования на картину взаимодействия

Представляет интерес проведение численного PIC-моделирования для исследования отклонения электронного пучка. До этого все расчеты в настоящей работе проводились в 3D геометрии, однако отклонение пучка от оси распространения даже на  $5^\circ$  приводит к необходимости увеличивать поперечный размер области взаимодействия до 40 мкм, т.е. более чем в 1.5 раза. При увеличении поперечного смещения данная проблема только усугубляется, и проведение численных расчетов на доступных вычислительных мощностях становится затруднительным. Поэтому, при исследованиях отклонения пучка от оси распространения моделирование проводилось в 2D3V режиме.

В рассматриваемой задаче происходит релятивистская самофокусировка лазерного импульса, которая была описана ранее в разделе 2.1. Там же приведена формула для оценки порога развития самофокусировки из которой следует, что в рассматриваемом взаимодействии 1 ТВт лазерного импульса со слоем плазмы с электронной концентрацией порядка 10% от критической порог превышен примерно в 5 раз. Однако данная формула оценивает именно порог развития самофокусировки. При этом, в случае многократного превышения порога не обязательно наблюдается мультифиламентация – возможно также распространение импульса в одном канале, где будет достигаться высокая интенсивность [98]. Это связано с тем, что оценочные формулы не учитывают появления токов электронов, которые создают дополнительные магнитные поля, разрушения плазменных волн и других эффектов. В работе [98], например, было проведено численное моделирование как в 2D, так и в 3D геометриях и показано, что такие параметры, как достигаемая пиковая интенсивность и длина самофокусировки значительно отличаются для этих двух случаев. В рассматриваемом

в настоящей работе режиме взаимодействия со слоем протяженной подкритической плазмы влияние размерности также значительно.

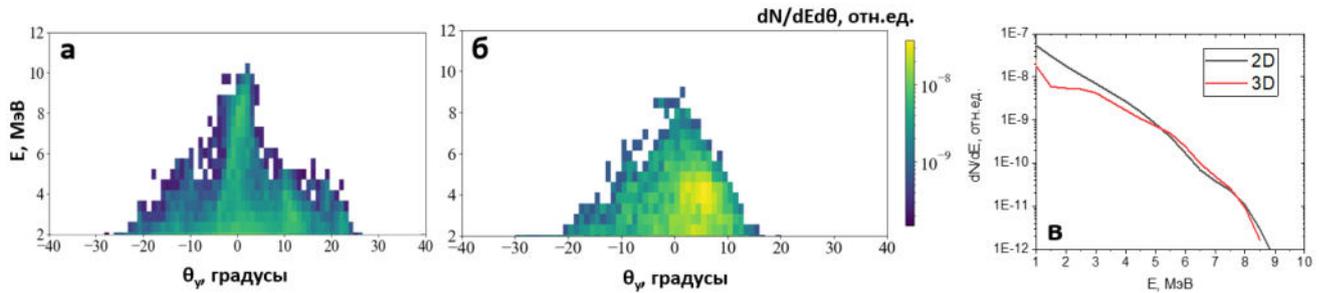
На Рис. 2.27 представлено сравнение пространственного распределения магнитного поля  $B_z$  в 2D и 3D расчетах, выполненных при  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ). Видно, что в начале расчета ( $t = 100\tau$ ) в 2D самофокусировка идет более жестко – достигаемая интенсивность выше и наблюдается в большей пространственной области. Это приводит к изменению поведения «хвоста» импульса: в 2D он имеет большую расходимость и формирует множество отдельных плазменных колебаний, неустойчивых во времени, в то время как в 3D импульс продолжает распространяться вдоль оси с расходимостью порядка дифракционной и формирует два периода плазменной волны.



**Рис. 2.27** Магнитное поле  $B_z$  лазерного импульса в 3D моделировании (сверху) и 2D моделировании (снизу) для трех моментов времени:  $t = 100\tau$  (а),  $150\tau$  (б) и  $200\tau$  (в). Для 3D расчета представлено сечение в плоскости поляризации XY. Поляризация излучения линейная,  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ).

Изменение в 2D геометрии неоднородностей концентрации – плазменного канала и плазменных волн - возбуждаемых лазерным импульсом, в свою очередь, влияет на параметры ускоренных в таком взаимодействии электронов. На Рис. 2.28 представлено сравнение распределений угол-энергия  $\frac{d^2N}{dE d\theta}$  и энергетических спектров, полученных в конце взаимодействия ( $t = 280\tau$ ) в 2D и 3D расчетах. Видно, что различаются как спектры электронов (в 2D расчете слегка занижена температура), так и угловые распределения (в 3D пучок коллимирован гораздо лучше, в 2D же наблюдается диффузное распределение).

Поэтому при проведении 2D расчетов отклонения пучка электронов сравнивались только энергетические характеристики ускоренных электронов. Утверждение о неизменности угловой ширины пучка электронов при его отклонении было ранее подтверждено экспериментально (см. Рис. 2.26).



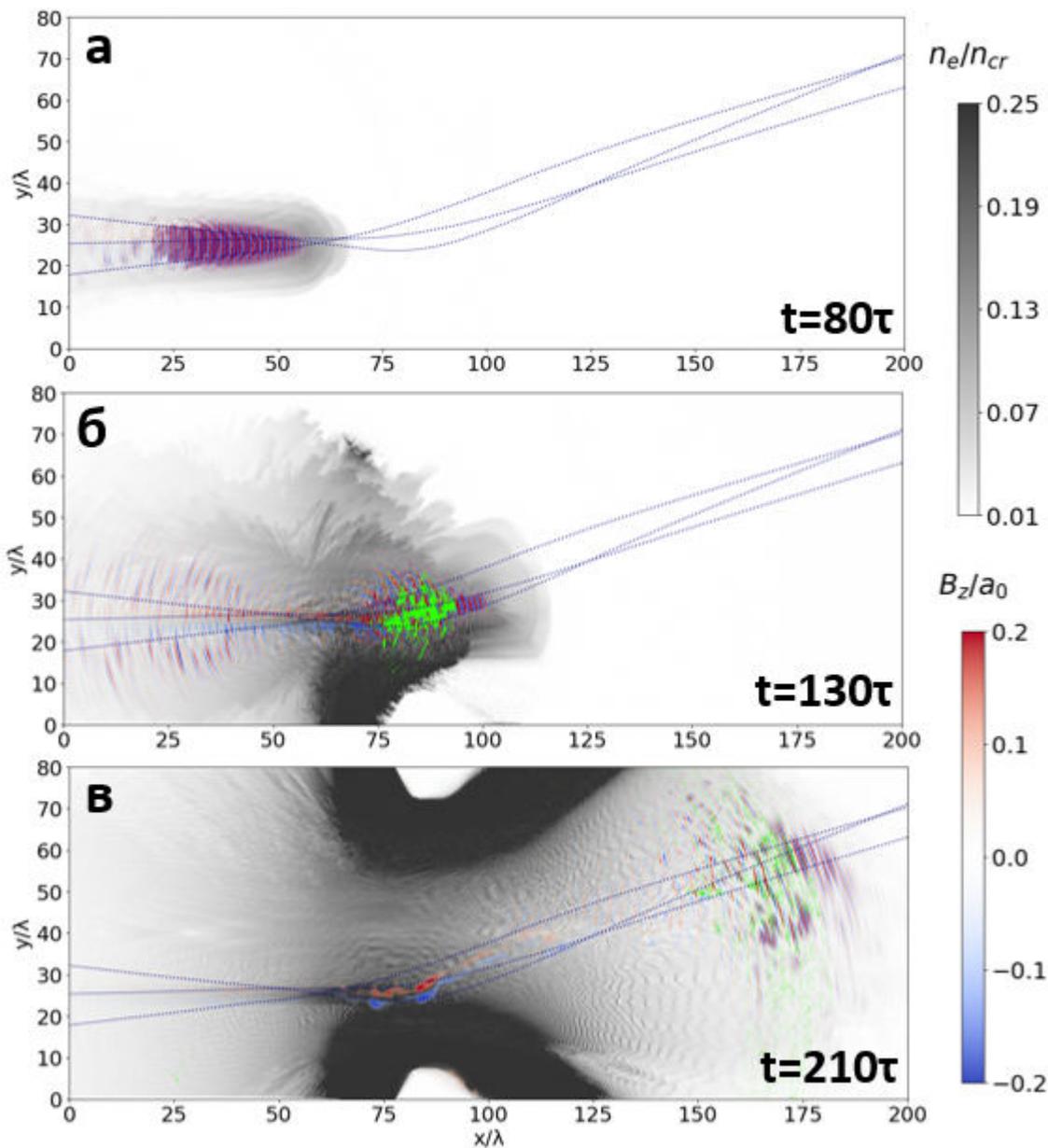
**Рис. 2.28** Распределения угол-энергия  $\frac{d^2N}{dEd\theta}$  для 2D (а) и 3D (б) размерности численного моделирования, а также спектры  $\frac{dN}{dE}$  для этих двух случаев (в). Для 3D использовано распределение в плоскости поляризации (XY), по координате Z произведено суммирование. Поляризация излучения линейная,  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ).

### 2.4.3 Отклонение пучка электронов в численном моделировании

Численные расчеты имели следующие параметры: 2D геометрия, размер расчетной области  $200\lambda \times 80\lambda$ . Шаги по пространству составляли:  $\Delta x = \Delta y = \lambda/16$ . Шаг по времени выбирался в соответствии с критерием Куранта и составлял  $\Delta t = \tau/32$ . Общее время моделирования составляло  $300\tau$ , т.е.  $\approx 1$  пс. Начальное распределение концентрации атомов углерода  $C$  задавалось из результатов гидродинамического моделирования (Рис. 1.3), использовался момент времени  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ).

На Рис. 2.29 представлены результаты численного моделирования для отклонения от оси симметрии на  $\Delta y = 15$  мкм. Видно, что действительно происходит отклонение лазерного импульса на поперечном градиенте показателя преломления, при этом электроны, ускоряемые лазерным импульсом, отклоняются приблизительно на тот же угол. Плазменный канал, в котором происходит начальная стадия ускорения электронов (DLA), при этом приобретает искривленную форму; плазменные волны (вторая стадия ускорения, LWFA) при этом не претерпевают значительного изменения, однако ускорение в них происходит дольше (т.к. лазерный импульс проходит в области со спадающей концентрацией  $x = 125 - 190\lambda$  большее расстояние  $\approx \frac{65\lambda}{\cos\beta}$ , где  $\beta$  - угол отклонения пучка электронов и лазерного импульса). Линиями на рисунке Рис. 2.29 также нанесено численное решение уравнения эйконала (см. Приложение), которое описывает траекторию луча в среде с неоднородным показателем преломления. Несмотря на большое количество физических процессов, присутствующих в рассматриваемом взаимодействии, отклонение лазерного импульса (и, таким образом, ускоренных электронов) хорошо соответствует траектории лучей, составляющих его перетяжку. Это верно для всех рассмотренных отклонений и позволяет говорить о том, что для предсказания возможного отклонения в эксперименте можно использовать вычислительно простое уравнение эйконала вместо проведения численного PIC- моделирования. Возможность

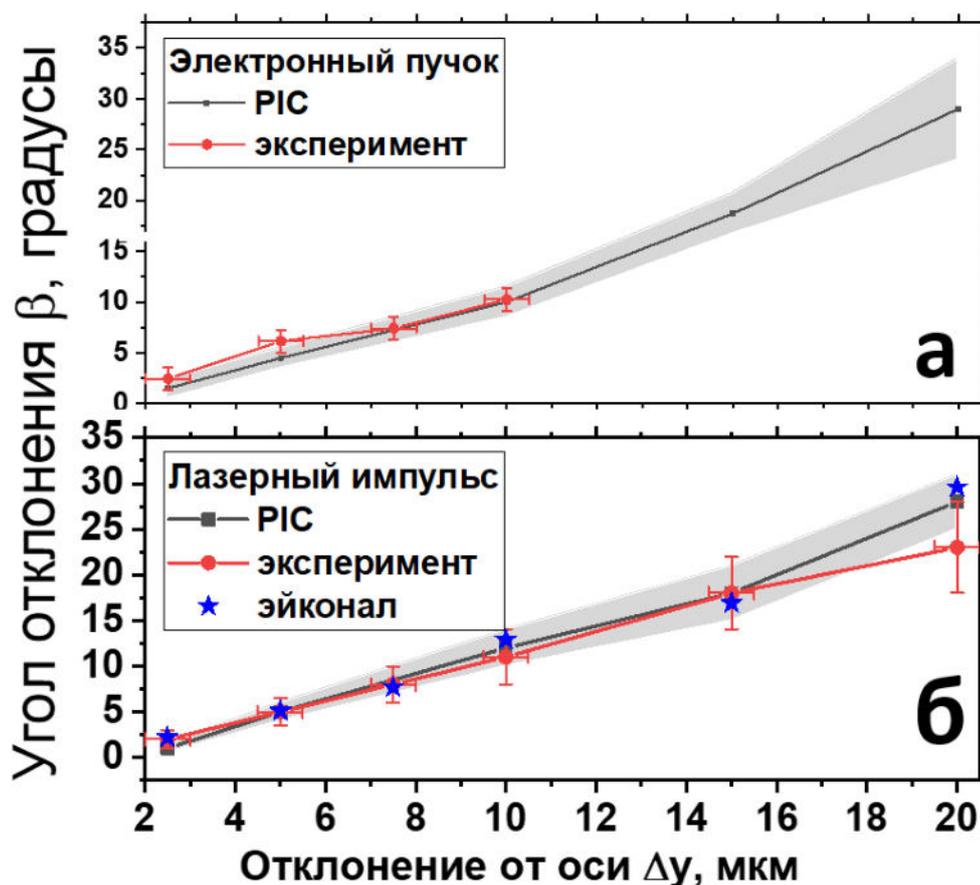
проведения аналитических расчетов особенно актуальна в задачах подбора оптимального профиля электронной концентрации мишени, так как позволяет быстро перебирать входные параметры.



**Рис. 2.29** Полученная в 2D численном моделировании картина взаимодействия для  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс при отклонении от оси симметрии на  $\Delta y = 15$  мкм, линейной поляризации излучения,  $a_0 = 1.5$  в моменты времени  $t = 80\tau$  (а),  $130\tau$  (б),  $210\tau$  (в). Показана компонента магнитного поля лазерного импульса  $B_z$  (красно-синим, в единицах  $a_0$ ), электронная концентрация  $n_e$  (серым, в единицах  $n_{cr}$ ) и концентрация электронов с энергией  $E > 3$  МэВ (зеленым).

Была проведена серия численных расчетов для различных значений смещения  $\Delta y$  фемтосекундного импульса от оси симметрии мишени. На Рис. 2.30 представлено сравнение углов отклонения пучка электронов и лазерного импульса полученных экспериментально и в численном моделировании. Видно, что результаты численного моделирования и эксперимента полностью соответствуют друг другу, при этом углы, на которые отклоняются лазерный импульс и пучок электронов, совпадают в пределах погрешности. Т.е. в

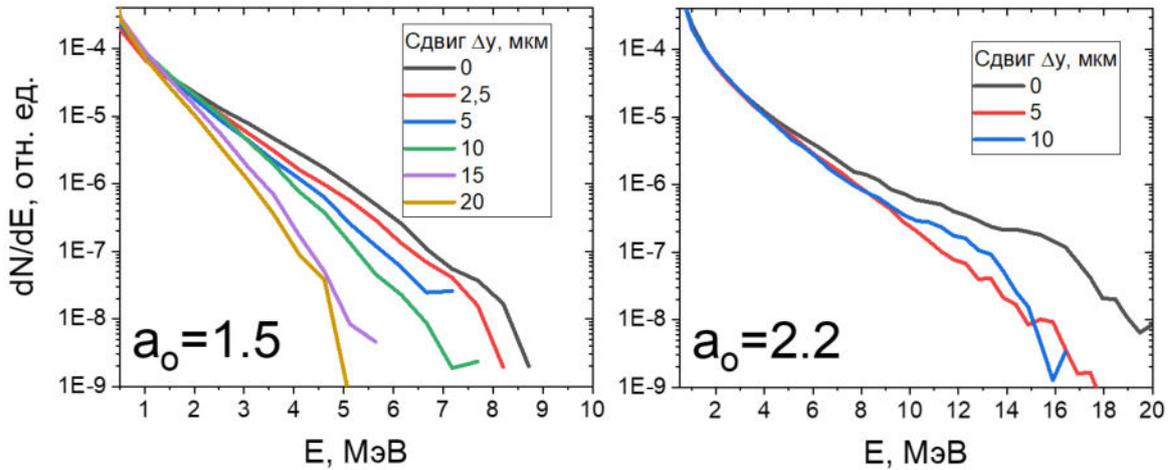
процессе ускорения электроны не покидают создаваемые лазерным импульсом ускоряющие структуры (плазменный канал и плазменные волны), что ранее было продемонстрировано в моделировании (см. Рис. 2.29) и подтверждено экспериментально. Также видно, что угол отклонения лазерного импульса в PIC-моделировании совпадает с предсказанным уравнением эйконала. Спектры ускоренных электронов для различных значений  $\Delta y$  представлены на Рис. 2.31 ( $a_0 = 1.5$ ). Видно, что с увеличением  $\Delta y$  максимальные энергии, набираемые электронами, уменьшаются, т.е. уменьшается температура спектра  $T$ . Однако до значения  $\Delta y = 10$  мкм различие в спектре можно считать незначительным, особенно в области  $E < 5$  МэВ. При увеличении  $\Delta y$  лазерный импульс начинает проходить через область околосредней концентрации, что для используемого в эксперименте импульса с  $a_0 = 1.5$  значительно снижает эффективность ускорения электронов в силу невозможности создать плазменный канал с достаточным градиентом концентрации внутри, и первая стадия ускорения - ускорение в плазменном канале (DLA) - начинает терять эффективность.



**Рис. 2.30** Зависимость угла отклонения от оси  $\beta$  от смещения фемтосекундного лазерного импульса от оси симметрии мишени  $\Delta y$  для электронного пучка (а) и лазерного импульса (б), полученная в численном моделировании (черным), в эксперименте (красным) и численным решением уравнения эйконала (синим). Погрешность в PIC-моделировании оценивалась как ширина распределения соответствующей величины (угловой ширины лазерного импульса или ускоренных электронов) по полувысоте. Использовался лазерный импульс с  $a_0 = 1.5$ .

Поэтому также были проведены численные расчеты для лазерного импульса с  $a_0 = 2.2$  (где ускорение, как было показано в разделе 2.2.5, идет на порядок эффективнее). На Рис. 2.31 представлены спектры электронов, полученных для  $a_0 = 2.2$ . Можно заметить, во-первых,

значительное увеличение максимально достигаемой энергии - вместо 9 МэВ она становится 20 МэВ, что ранее наблюдалось для 3D расчетов (повышение температуры до  $T = 3.5$  МэВ, см. раздел 2.2.5), а во-вторых - сохранение качества пучка при сдвигах до 10 мкм, как и в случае  $a_0 = 1.5$ .

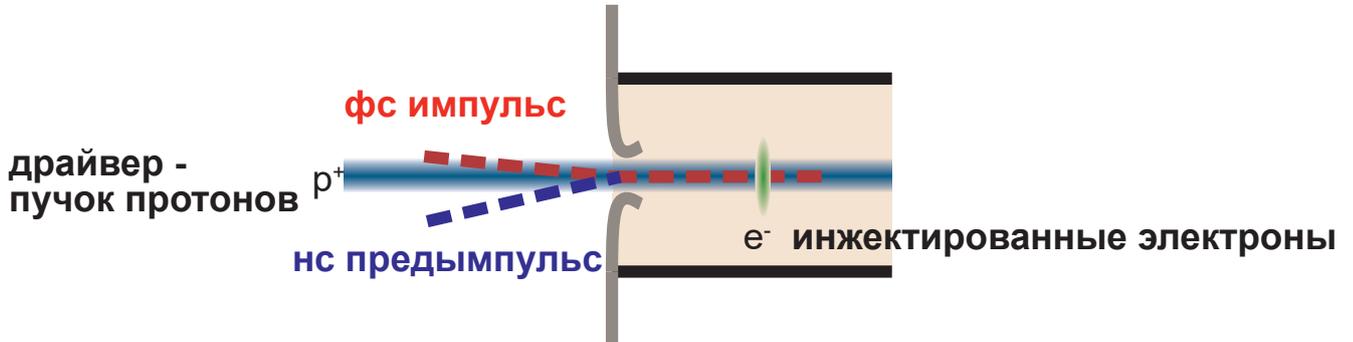


**Рис. 2.31** Зависимость спектра  $\frac{dN}{dE}$  ускоренных электронов от смещения фемтосекундного лазерного импульса  $\Delta y$  (указано на рисунке) от оси симметрии мишени для двух значений нормированного векторного потенциала лазерного импульса  $a_0 = 1.5$  (а) и  $a_0 = 2.2$  (б).

Отметим также, что даже для маленьких поперечных сдвигов лазерного импульса, таких как  $\Delta y = 2.5$  мкм, потери качества пучка электронов при которых практически отсутствуют, будет наблюдаться отклонение пучка электронов на несколько градусов ( $\beta = 2.5^\circ$ ), что может быть достаточным для различных задач. Важно, что в таком взаимодействии происходит отклонение всего пучка, т.е. электронов всех энергий. Это является значительным преимуществом предлагаемой схемы по сравнению с магнитной оптикой, у которой присутствует высокая селективность по энергиям, или (что то же самое) значительная угловая дисперсия.

Рассмотренный подход к отклонению пучка электронов может быть использован в мультистадийных схемах лазерно-плазменного ускорения [99], а также для инжекции электронов в схемы плазменного кильватерного ускорения (PWFA) [79]. Например, данный подход может быть использован в эксперименте AWAKE [79], в котором протонный пучок ускорителя CERN SPS с энергией  $E = 400$  ГэВ возбуждает плазменную кильватерную волну в кювете длиной 10 м, заполненной парами рубидия. Одной из технических сложностей в этом эксперименте является инжекция начальных электронов в кильватерную волну. На данный момент используется пучок 20 МэВ линейного ускорителя электронов, который заводится в кювету под углом несколько градусов. Однако, эффективность захвата и инжекции электронов в таком подходе невелика. Была предложена схема инжекции электронов, предускоренных до энергий в несколько МэВ при взаимодействии с отражением лазерного импульса от твердотельной мишени [100]. Использование электронов, ускоренных и отклоненных в пленочной мишени, может быть более эффективным подходом. Предлагаемая схема представлена на Рис. 2.32. Пленочная мишень в такой схеме выступает в роли

окна перед газовой кюветой, наносекундный предимпульс и основной лазерный импульс заводятся под углами к мишени. Подбор геометрических параметров позволит генерировать пучок электронов с энергиями единицы-десятки МэВ и зарядом до 1 нКл (при  $a_0 > 3$ , см. раздел 2.2.5) с начальными импульсами, сонаправленными с направлением распространения протонного пучка, что приведет к высокой эффективности захвата и ускорения электронов.



**Рис. 2.32** Предлагаемая схема инжекции электронов в эксперименте AWAKE, основанная на использовании плёночной мишени.

## 2.5 Выводы по главе

Таким образом, проведенные эксперименты и численное моделирование позволили установить, что воздействие фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью  $2 \times 10^{18} - 3 \times 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> на слой плазмы с электронной концентрацией порядка 10% от критической и длиной несколько сотен мкм приводит к генерации пучка электронов с зарядом в десятки-сотни пКл, экспоненциальным спектром со средней энергией 2-3 МэВ, угловой шириной 0.1-0.3 рад в направлении распространения лазерного импульса. Механизмами инжекции являются ионизационная инжекция и инжекция в результате разрушения плазменных волн ВКР назад, при этом вклад каждого типа инжекции определяется начальной плотностью мишени.

Ускорение электронов осуществляется гибридным механизмом прямое лазерное ускорение - самомодулированное кильватерное ускорение (DLA – SM-LWFA). При более низкой электронной концентрации мишени ( $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс,  $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ) основной вклад в набор энергии вносит механизм SM-LWFA (ускорение в плазменных волнах). При более высокой электронной концентрации мишени ( $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс,  $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.22$ ) основное ускорение электронов происходит механизмом DLA (ускорения в плазменном канале). Коэффициент конверсии энергии основного лазерного импульса в заряд ускоренных электронов составляет единицы нКл/Дж во всем диапазоне исследованных интенсивностей.

При этом из-за жесткой фокусировки и релятивистской самофокусировки лазерный импульс имеет продольное поле  $E_{A,x}$  значительной амплитуды ( $a_0 \approx 0.05 - 0.1$ ). Вклад работы данного поля в механизме прямого лазерного ускорения противоположен вкладу полей  $E_{A,y}$ ,  $E_{A,z}$  и приводит к значительной потере энергии электроном ( $W_{A,x} \sim \gamma$ ). Поэтому, для установления механизма ускорения электронов необходимо проводить разделение полей на потенциальные и вихревые; наиболее важным является разделение компонент поля  $E_x$ . При анализе работ

без разделения полей физическая картина взаимодействия не соответствует действительности и происходит значительное занижение вклада в ускорение продольных плазменных волн.

Коллимация пучка электронов достигается увеличением среднего продольного импульса электронов  $p_x$  в фазе SM-LWFA, при этом ширина распределения  $p_y$  определяется характером ускорения электронов в плазменном канале (DLA).

С использованием полученного пучка ускоренных электронов был создан и охарактеризован источник нейтронов на основе реакций фоторасщепления ( $\gamma, n$ ). Показано, что максимальный поток нейтронов составляет  $\approx 10^5$  нейтронов/с·срад при эффективности  $\approx 10^6$  нейтронов/Дж лазерного излучения. При сохранении эффективности и увеличении заряда ускоренных электронов в 10 раз поток нейтронов будет достаточным для ряда приложений. Такое увеличение заряда может быть достигнуто увеличением энергии основного лазерного импульса всего в 2 раза. Также было продемонстрировано, что регистрация числа генерируемых нейтронов в эксперименте может быть использована для оценки заряда и средней энергии ускоренных электронов. Полученные значения хорошо согласуются со значениями, измеренными стандартными средствами диагностики пучка. Проведенные численные расчеты коэффициента конверсии ускоренных электронов в позитроны установили, что это величина порядка  $10^{-4} - 10^{-3}$ . При заряде пучка в 100 пКл (для  $E > 1$  МэВ) это соответствует выходу позитронов в  $10^5 - 10^6$  частиц/импульс.

Был предложен, экспериментально подтвержден и численно изучен метод управления углом вылета пучка ускоренных электронов, основанный на рефракции фемтосекундного лазерного импульса в среде с неоднородным показателем преломления. Показано, что при отклонениях на углы  $\pm 10^\circ$  качество пучка меняется незначительно. Предлагаемый подход может быть успешно применен как на лазерно-плазменных ускорителях, так и на установках, использующих схему плазменного кильватерного ускорения.

## Глава 3

# Генерация ТГц излучения в релятивистском лазерно-плазменном взаимодействии

---

*В главе будут представлены результаты экспериментального и численного исследования ТГц излучения, генерируемого во взаимодействии 1 ТВт фемтосекундного лазерного импульса со слоем плазмы с электронной концентрацией порядка 10% от критической, созданным из пленочной мишени дополнительным наносекундным предимпульсом. Будет предложен метод расчета параметров ТГц излучения в численном PIC-моделировании, который затем будет применен для лазерных импульсов ТВт и ПВт мощности.*

---

### 3.1 Состояние исследований генерации ТГц излучения с использованием лазерных импульсов релятивистской интенсивности

Электромагнитное излучение с частотой от  $10^{11}$  до  $10^{13}$  Гц, более часто называемое терагерцовым (ТГц) излучением, оставалось вне внимания ученых вплоть до конца 20 века. Это излучение представляет большой интерес для современной науки из-за широкого ряда применений в физике, химии, изучении материалов и т.д. [101–103]. На сегодняшний день существует множество различных способов генерации ТГц излучения, некоторые из которых относятся к области лазерной физики: фотопроводящие антенны [104], оптическое выпрямление в кристаллах [105], филаментация в воздухе [106; 107]. Данные подходы позволяют получать ТГц импульсы с энергией  $\approx$ мДж,  $\approx$ мкДж и мощностью в единицы мкВт соответственно. При этом принципиальное ограничение при использовании нелинейных кристаллов заключается в наличии порога пробоя среды, а при использовании филаментации

- в возникающем насыщении при интенсивности порядка  $10^{13} - 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup> [108; 109]. Использование релятивистского лазерно-плазменного взаимодействия может позволить избежать этих ограничений [110].

Первые эксперименты по генерации ТГц излучения при взаимодействии лазерного импульса релятивистской интенсивности с мишенью - тонкой твердотельной фольгой были проведены еще в 1993 году [111]. Также еще в 2003 году было получено ТГц излучение с использованием пучка лазерно ускоренных электронов [112], однако активно эта область начала развиваться лишь в последнее десятилетие. Механизмы, приводящие к генерации ТГц излучения в релятивистском лазерно-плазменном взаимодействии, ещё не исследованы до конца [113]. На данный момент выделяется несколько основных процессов, отвечающих за генерацию ТГц излучения в релятивистской лазерной плазме: линейная конверсия, генерация в результате переноса электронов, когерентное переходное излучение.

Линейная конверсия заключается в преобразовании плазменной волны в электромагнитную - эффект обратный возбуждению плазменных волн электромагнитным излучением возбуждающего лазера. Частота излучения при этом равна плазменной частоте, что для плазмы плотностью  $\approx 10^{18}$  см<sup>-3</sup> составляет порядка 9 ТГц, поэтому этот механизм генерации реализуется наиболее естественно для экспериментов с мишенью - газовой струей. В работе [114] эффективность (отношение энергии ТГц излучения к энергии основного лазерного импульса) в таком процессе была оценена как 0.5%. В случае использования твердотельной мишени необходимо создать длинный преплазменный слой над ее поверхностью, как, например, было сделано в работе [115]. В этой работе было получено ТГц излучение с энергией  $\approx 100$  мкДж/стерадиан в направлении отражения при эффективности преобразования  $< 0.1\%$ ; плазменные волны создавались в процессе вынужденного комбинационного рассеяния.

Генерация ТГц излучения вследствие переноса электронов неизбежно происходит в результате релятивистского лазерно-плазменного взаимодействия, т.к. оно сопровождается ускорением электронов и их движением вдали от положения равновесия. Обычно, характерное время существования токов переноса составляет десятки фс - пс, поэтому спектр излучения таких токов лежит в ТГц диапазоне частот. Было предложено несколько моделей, объясняющих генерацию ТГц излучения от токов электронов: модель "антенны" [116], и модель "быстрых поверхностных электронов" [117], эффективности конверсии для данных механизмов составляют  $< 0.1\%$ . Модель "антенны" обычно обсуждается для случая использования тонких фольг в качестве мишени; дипольная антенна создается разделением зарядов при вылете ускоренных электронов с задней поверхности мишени и появляющимся амбиполярным полем. Это поле также приводит к ускорению ионов механизмом TNSA (ускорение приповерхностным слоем нагретых электронов). В работе [110] было получено ТГц излучение с энергией до 700 мкДж при помощи этого механизма. Стоит отметить, что использование твердотельных мишеней в данном случае приводит к увеличению ТГц излучения на несколько порядков относительно газовых [111; 118] вследствие большей плотности мишени, т.е. большего числа излучателей.

Переходное излучение возникает, когда заряженная частица пересекает границу раздела сред (в данном случае плазма-вакуум) с разрывом в диэлектрической проницаемости.

Данный эффект был описан в 1946 году Гинзбургом и Франком [17]. Переходное излучение может являться когерентным, т.е. его мощность, излучаемая в определенный телесный угол, будет пропорциональна квадрату числа заряженных частиц. Это достигается, если длительность пучка электронов меньше длины волны генерируемого излучения, что для лазерно-плазменного взаимодействия и ТГц излучения обычно выполняется (длина пучка электронов порядка единиц-десятков мкм). На данный момент, переходное излучение также нашло применение в качестве диагностики параметров пучка кильватерно ускоренных электронов [119; 120], аналогично используемым на традиционными ускорителях. Характерные коэффициенты конверсии, описанные в литературе, варьируются от 0.01% [121; 122] до 0.1% [123–125] и 1% [126] (в численном моделировании).

Также обсуждается генерация ТГц излучения с использованием структурированных мишеней, которые могут быть более эффективными вследствие лучшего поглощения энергии лазерного импульса [127], или использования других физических эффектов (например эффекта Смита-Парселла [128; 129]). Принципиально возможно использование полученного ТГц излучения в качестве диагностики плазменных волн. В работе [130] была показана зависимость между выходом ТГц излучения и выходом излучения  $3/2\omega$  для лазерного излучения интенсивности  $\approx 7 \times 10^{17}$  Вт/см<sup>2</sup>. Генерация излучения на частоте  $3/2\omega$  является признаком возбуждения в плазме дуплазмонной неустойчивости, поэтому авторы пришли к выводу, что основным источником ТГц излучения является поверхностный ток электронов.

Возможность создания источника ТГц излучения на базе релятивистского лазерно-плазменного взаимодействия пока обсуждается лишь теоретически [131], что связано с относительно небольшим количеством исследований данной тематики, а также наличием более простых и компактных альтернатив. При этом важно отметить, что несомненным преимуществом такого источника является возможность получать широкополосное ТГц излучение с частотой следования основного импульса (т.е. до кГц) совместно и синхронно с ускоренными электронами а также рентгеновским излучением релятивистской лазерной плазмы. Также еще раз отметим, что релятивистское лазерно-плазменное взаимодействие выделяется на фоне других источников ТГц излучения принципиальным отсутствием эффекта насыщения, что, в теории, открывает возможность получать импульсы ТГц излучения с чрезвычайно большими энергиями.

Таким образом, область исследований генерации ТГц излучения в релятивистском лазерно-плазменном взаимодействии на данный момент активно развивается и представляет значительный интерес как для проведения экспериментов, так и численных расчетов. При этом, в большинстве работ рассматриваются мишени с критической электронной концентрацией (твердотельные мишени, тонкие фольги) от поверхности которых лазерный импульс отражается. Отметим, что в таких работах уже обсуждалась роль градиента преплазмы, созданного предимпульсами различного характера (обычно частью основного импульса), в увеличении эффективности генерации ТГц излучения [115; 132; 133]. Генерация ТГц излучения при взаимодействии лазерного импульса релятивистской интенсивности со слоем плазмы с концентрацией порядка 10% от критической в настоящей работе рассматривалась впервые. Было проведено экспериментальное исследование ТГц излучения,

генерируемого во взаимодействии 1 ТВт фемтосекундного лазерного импульса со слоем подкритической плазмы, созданным из пленочной мишени дополнительным наносекундным предимпульсом (раздел 3.2). Показано, что механизмом генерации такого излучения является когерентное переходное излучение ускоренных электронов, пересекающих границу плазма-вакуум, и рассчитаны его параметры на основе теоретической модели (раздел 3.3). Также было обсуждено, почему исследования ТГц излучения в численном PIC моделировании представляют значительную вычислительную сложность, и предложен подход к расчету характеристик ТГц излучения аналитически для механизма когерентного переходного излучения (раздел 3.4). Наконец, в численном моделировании было рассмотрено взаимодействие со слоем подкритической плазмы 15 ПВт лазерного импульса системы XCELS и показано, что напряженность поля ТГц может достигать  $\approx a_{0,THz} = \frac{eE_{THz}}{\omega_{THz}mc}$ , а энергия – до единиц Дж, что при фокусировке позволит достигнуть релятивистских интенсивностей в ТГц диапазоне (раздел 3.5). Результаты, представленные в настоящей главе, были опубликованы в работах [45; 134–137].

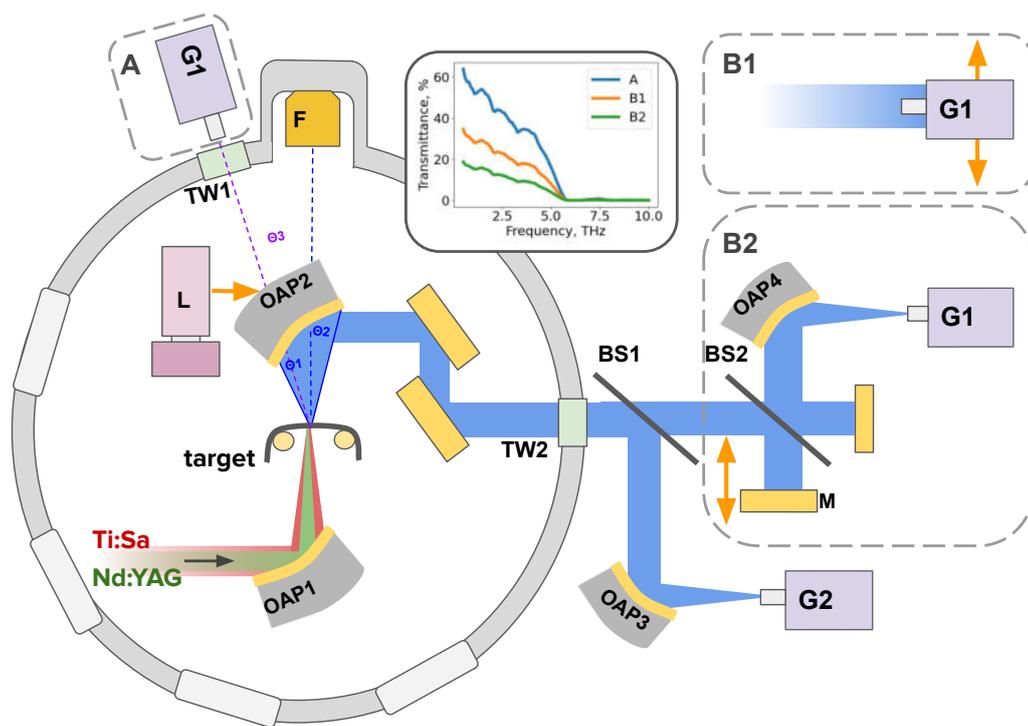
## 3.2 Экспериментальное исследование ТГц излучения

### 3.2.1 Методы регистрации ТГц излучения

Принципиальная схема и параметры экспериментальной установки уже подробно обсуждались в разделе 1.1, в данном разделе будут дополнительно описаны разработанные методы регистрации ТГц излучения. В настоящей работе в качестве детектора ТГц излучения использовалась одна или две ячейки Голея TUDEX GC-1P (G1 и G2 на Рис. 3.1), в зависимости от измеряемого параметра они использовались в различной конфигурации (обозначены как A, B1, B2 на Рис. 3.1).

Зависимости энергии ТГц излучения от задержки  $\Delta t_{fs-ns}$  регистрировались в конфигурации A одной ячейкой Голея G1, установленной под углом  $\theta_3 = 30^\circ$  на расстоянии 0.7 м от плазмы (точечного источника ТГц). Телесный угол детектора составлял 0.005 срад, перед ним дополнительно устанавливался фильтр TUDEX LPF10.9. Пропускание системы представлено на вставке на Рис. 3.1, график A. Выходное окно TW1 было из тефлона толщиной 2 мм. При использовании геометрии A одновременно проводилось детектирование электронного пучка сцинтиллятором LANEX. Данный детектор устанавливался на место внеосевого параболического зеркала OAP2 таким образом, чтобы не перекрывать детектор Голея.

Для измерения угловых и спектральных характеристик ТГц излучения оно выводилось из вакуумной камеры схемой из параболического зеркала OAP2 (фокусное расстояние  $f = 5$  см) и двух медных зеркал; окно (TW2) также было из 2 мм тефлона. Зеркало OAP2 собирало излучение под углами от  $\theta_1 = 37.30^\circ$  до  $\theta_2 = -22.60^\circ$  (центр зеркала взят за ноль при отсчете углов). При проведении экспериментов было обнаружено, что интегральная собираемая OAP2 энергия ТГц излучения испытывает значительные (10-30%) флуктуации от импульса к импульсу, поэтому было необходимо добавление второй ячейки Голея (G2)



**Рис. 3.1** Схема экспериментальной установки для исследования ТГц излучения. Обозначения: ОАР – внеосевое параболическое зеркало, L - сцинтиллятор LANEX, F – цилиндр Фарадея, G1, G2 – ячейки Голя, TW1, TW2 – тефлоновые выходные окна, BS1, BS2 - Si делители пучка, М – подвижное зеркало. На вставке - коэффициенты пропускания системы для разных конфигураций измерения.

для регистрации полной энергии ТГц излучения, что позволяло при обработке результатов произвести нормировку на этот параметр. Ячейка G2 регистрировала  $\approx 50\%$  энергии ТГц излучения после делителя пучка BS1, излучение фокусировалось внеосевым параболическим зеркалом ОАР3 с  $f = 10$  см.

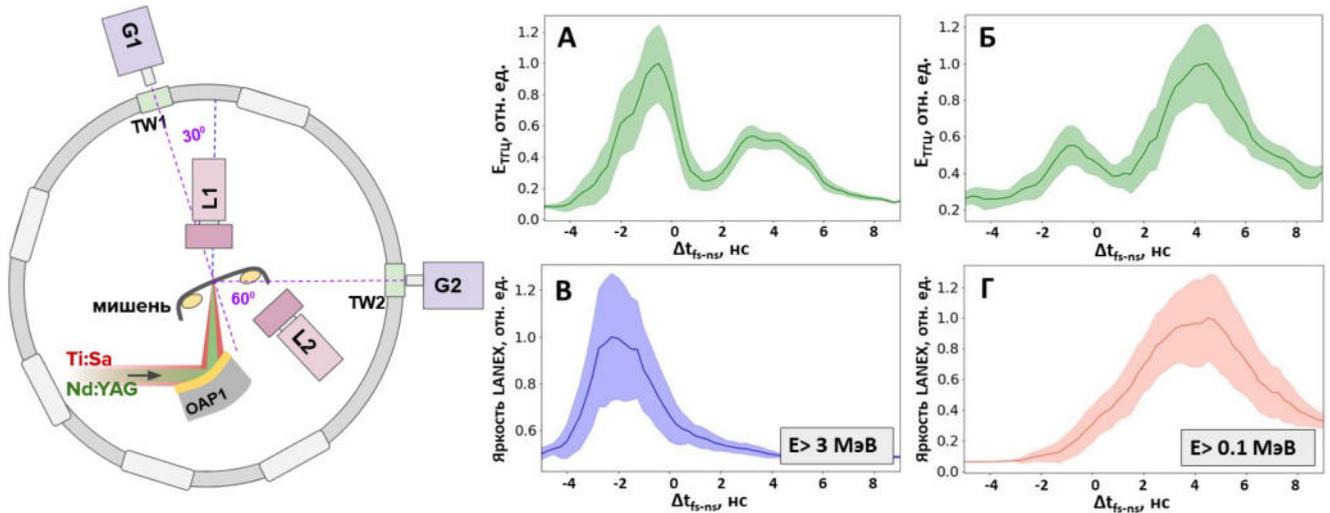
Для регистрации углового распределения ТГц излучения ячейка Голя, регистрирующая сигнал (G1) с дополнительной диафрагмой диаметром 3 мм устанавливались после BS1 (конфигурация B1 на Рис. 3.1) и сдвигались в пространстве шаговым двигателем с шагом в 1 мм. Для измерения спектральных характеристик ТГц излучения использовался интерферометр Майкельсона с шагом подвижного зеркала М в 5 мкм. Излучение собиралось в ячейку G1 параболическим зеркалом ОАР4 с  $f = 10$  см (конфигурация B2 на Рис. 3.1).

При измерении спектральных и угловых характеристик ТГц излучения дополнительно проводилось усреднение по 10 лазерным импульсам в каждой точке. Пропускание системы для этих конфигураций также представлено на вставке на Рис. 3.1. Отсечка сверху по пропусканию для всех схем измерения составляет  $\approx 5.5$  ТГц и в основном определяется пропусканием 2 мм тефлонового окна. Перед ячейками Голя могли дополнительно устанавливаться Si делители пучка для поддержания линейного отклика. Для измерения поляризационных свойств ТГц излучения перед G1 (в любой из конфигураций A, B1, B2) устанавливался пленочный поляризатор TYDEX POL-PP-CA25-OD40-T8. Сигнал с ячеек Голя записывался цифровым осциллографом для последующей обработки. Измерения

проводились в эллиптической ( $\varepsilon = 0.8$ ) поляризации основного фемтосекундного излучения.

### 3.2.2 Экспериментальные измерения характеристик излучения в ТГц диапазоне

Первые эксперименты по исследованию генерации ТГц излучения проводились при угле падения излучения на мишень  $30^\circ$ . В этих экспериментах одновременно регистрировалось ТГц излучение и электроны, ускоренные с обеих сторон от пленочной мишени; схема эксперимента представлена на Рис. 3.2. Как уже обсуждалось в разделе 1.1.2, пленочная мишень является оптически прозрачной только для  $\Delta t_{fs-ns} \lesssim 1$  нс. Поэтому, при падении излучения под углом для части значений задержки ( $\Delta t_{fs-ns} \gtrsim 1$  нс) излучение будет отражаться, т.е. будет реализовываться режим, аналогичный взаимодействию с поверхностью твердотельной мишени. Отметим, что для  $\Delta t_{fs-ns} > 1$  нс, когда мишень прозрачна, взаимодействие при угле падения  $30^\circ$  аналогично рассмотренному в Главе 2, но с большей флуктуацией параметров электронного пучка.



**Рис. 3.2** Схема эксперимента для измерения ТГц излучения при угле падения  $30^\circ$ , обозначения аналогичны Рис. 3.1 (справа). Зависимость сигнала ячейки Голея G1 (а) и G2 (б), яркости сцинтиллятора LANEX ( $\propto$  числу электронов) L1 для  $E > 3$  МэВ (в) и L2 для  $E > 0.1$  МэВ (г) от задержки между основным импульсом и управляемым предимпульсом  $\Delta t_{fs-ns}$  (слева).

На Рис. 3.2 представлены зависимости выхода ТГц излучения плазмы и заряда электронов, генерируемых в направлении прохождения лазерного импульса (а,в) и в направлении отражения (б,г) от  $\Delta t_{fs-ns}$ . Уже из результатов этих первых экспериментов можно сделать несколько выводов. Во первых, видно, что наблюдается два максимума выхода ТГц излучения для различных значений  $\Delta t_{fs-ns}$ . Отметим, что такая картина двух максимумов наблюдалась в настоящей работе впервые. Во-вторых, максимумы выхода ТГц излучения коррелируют с максимумами выхода ускоренных электронов. В направлении отражения наблюдается полное совпадение зависимостей выхода ТГц и ускоренных электронов с  $E > 0.1$  МэВ (т.е. практически всех ускоренных электронов). В направлении прохождения максимум выхода ТГц наблюдается на 1 нс раньше, однако регистрировались только электроны с  $E > 3$  МэВ (т.е.

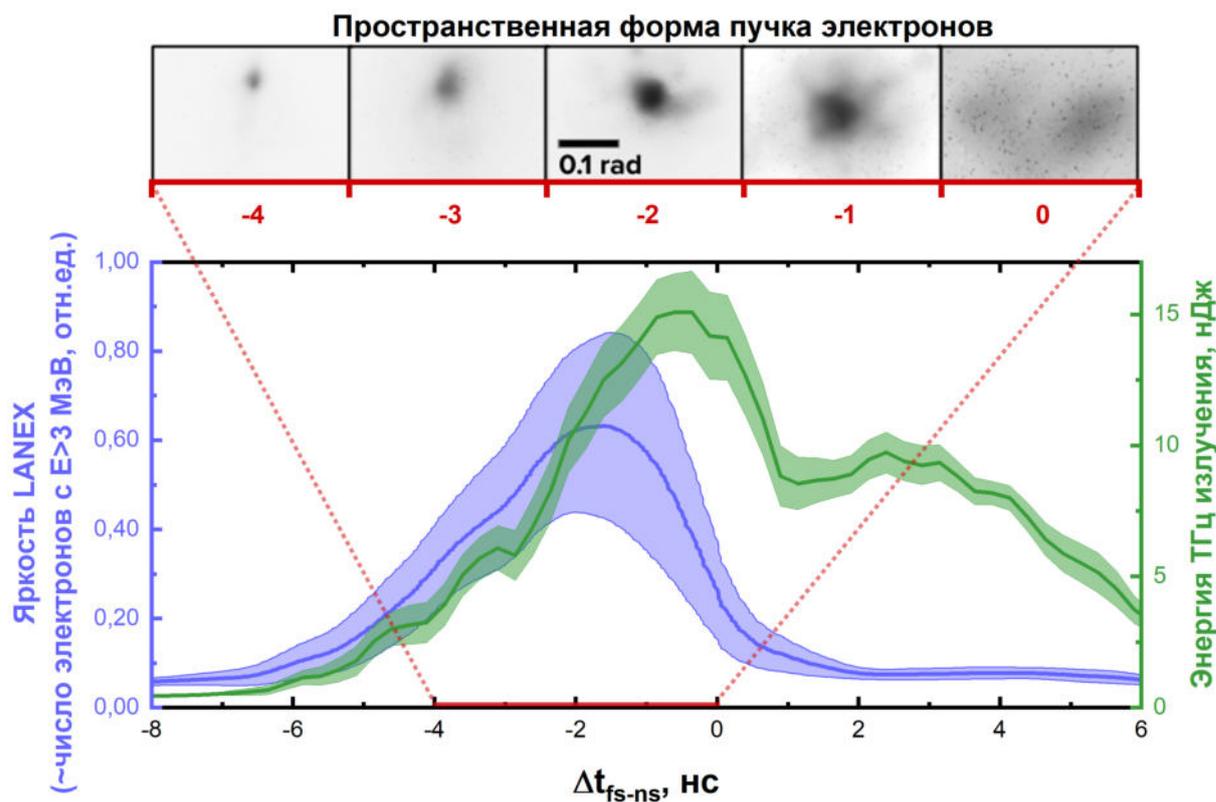
электронный пучок). Далее для режима нормального падения будут проведены измерения с другими отсечками по энергии. В третьих, использование управляемого предимпульса и пленочной мишени позволяет управлять направлением генерации ТГц излучения. При этом без использования предимпульса эффективность генерации ТГц излучения падает в несколько раз (см. Рис. 3.2а,б для  $\Delta t_{fs-ns} = 8$  нс).

Далее измерения проводились при нормальном падении излучения на мишень (как и в Главе 2). Были измерены зависимости выхода ускоренных электронов и ТГц излучения (измерения в конфигурации А на Рис. 3.1) от  $\Delta t_{fs-ns}$  (Рис. 3.3). Видно, что картина двух максимумов ТГц излучения сохраняется, так же как и смещение в 1 нс между ними, что еще раз указывает на связь ТГц излучения и ускоренных электронов. На Рис. 3.3 также представлена пространственная форма ускоренных электронов, экспериментально были измерены из параметры: при  $\Delta t_{fs-ns} = -2$  нс ( $n_{e_{MAX}}/n_{cr} = 0.15$ , см. Таб.1.1) наблюдается коллимированный электронный пучок с угловой шириной  $\alpha = 0.05$  рад, температурой  $T = 2$  МэВ и стабильностью от импульса к импульсу  $S \approx 0.2$  рад; при  $\Delta t_{fs-ns} = -1,0$  нс ( $n_{e_{MAX}}/n_{cr} \approx 0.2$ ) угловая ширина пучка увеличивается до  $\alpha = 0.1 - 0.2$  рад, а стабильность  $S$  – до 0.4 рад; температура уменьшается до  $T = 1.5$  МэВ; при  $\Delta t_{fs-ns} = 1$  нс ( $n_{e_{MAX}}/n_{cr} = 0.3$ ) пучок диффузный, его стабильность оценить невозможно; температуру при этом можно оценить как пондеромоторную  $T \approx 1$  МэВ (см. формулу 2.2). Отметим, что расхождения в  $\approx 1$  нс по параметру  $\Delta t_{fs-ns}$  относительно результатов, представленных в Главе 2, вызваны использованием эллиптической поляризации основного излучения для исследования свойств ТГц излучения, а также характерной точностью выставления значения  $\Delta t_{fs-ns}$  порядка 0.5 нс в используемой схеме управления и не являются значимыми.

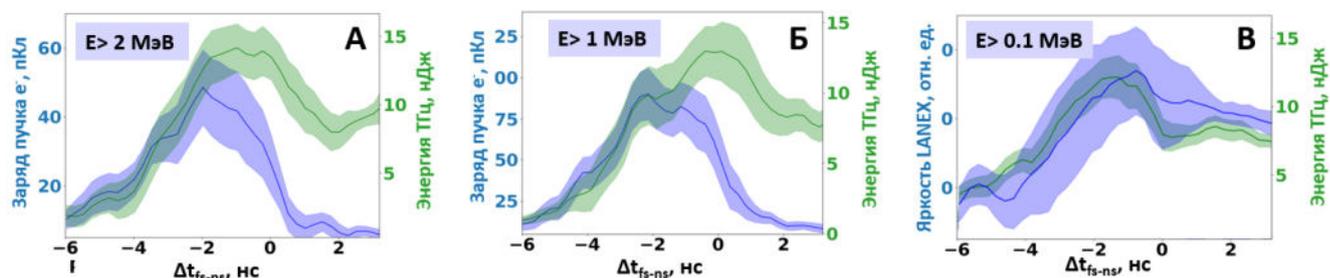
Также, чтобы проверить предположение о связи выхода ТГц излучения и заряда ускоренных электронов, были проведены измерения с различными отсечками по энергии электронов (Рис. 3.4). Видно, что с понижением отсечки до  $E > 2$  и  $E > 1$  МэВ положения максимумов начинают совпадать, а для измерений с  $E > 0.1$  МэВ (т.е. практически без отсечки) графики совпадают полностью. То есть установлена связь между эффективной генерацией ТГц излучения и эффективным ускорением электронов в области низких энергий ( $0.1 < E < 1$  МэВ), которая до этого нами не рассматривалась. Поэтому, механизмом генерации ТГц излучения в рассматриваемом случае может являться когерентное переходное излучение ускоренных электронов, свойства которого будут подробно рассмотрены в разделе 3.3.

Также была измерена поляризация ТГц излучения для задержек  $\Delta t_{fs-ns} = -2$  нс ( $n_{e_{MAX}}/n_{cr} = 0.15$ ) и  $\Delta t_{fs-ns} = -1$  нс ( $n_{e_{MAX}}/n_{cr} = 0.18$ ), соответствующих максимумам выхода высокоэнергетичных электронов и ТГц излучения соответственно (см. Рис. 3.3). Видно, что в обоих случаях излучение поляризовано эллиптически, степень эллиптичности можно оценить как  $\varepsilon = \sqrt{\frac{E_{THz,min}}{E_{THz,max}}} \approx 0.6$ . Преобладающей является поляризация вдоль ОХ.

Для измерения угловых характеристик использовалась экспериментальная конфигурация В1 на Рис. 3.1. Были проведены измерения угловых распределений ТГц излучения для различных задержек между основным импульсом и предимпульсом  $\Delta t_{fs-ns}$ , результаты представлены на Рис. 3.6а-г. Для задержки  $\Delta t_{fs-ns} = -2$  нс ( $n_{e_{MAX}}/n_{cr} = 0.15$ ),



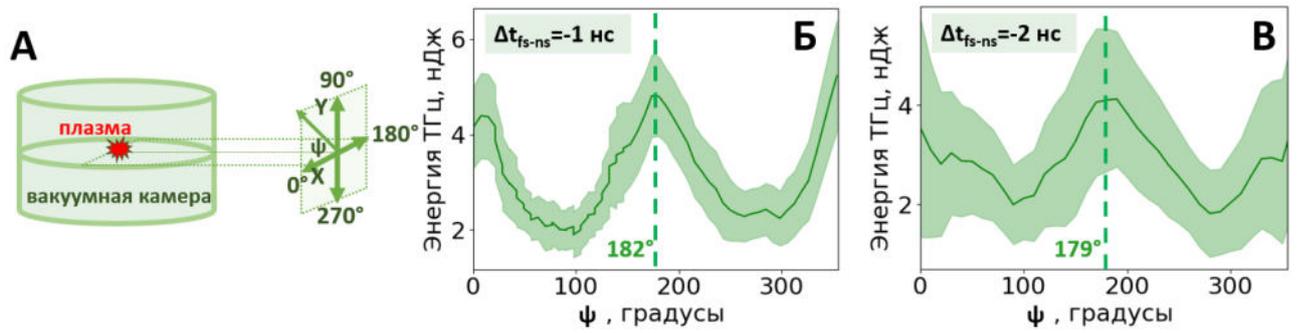
**Рис. 3.3** Зависимости энергии ТГц излучения и яркости сцинтиллятора LANEX ( $E > 3$  МэВ) от  $\Delta t_{fs-ns}$ . На вставке представлена пространственная форма пучка электронов.



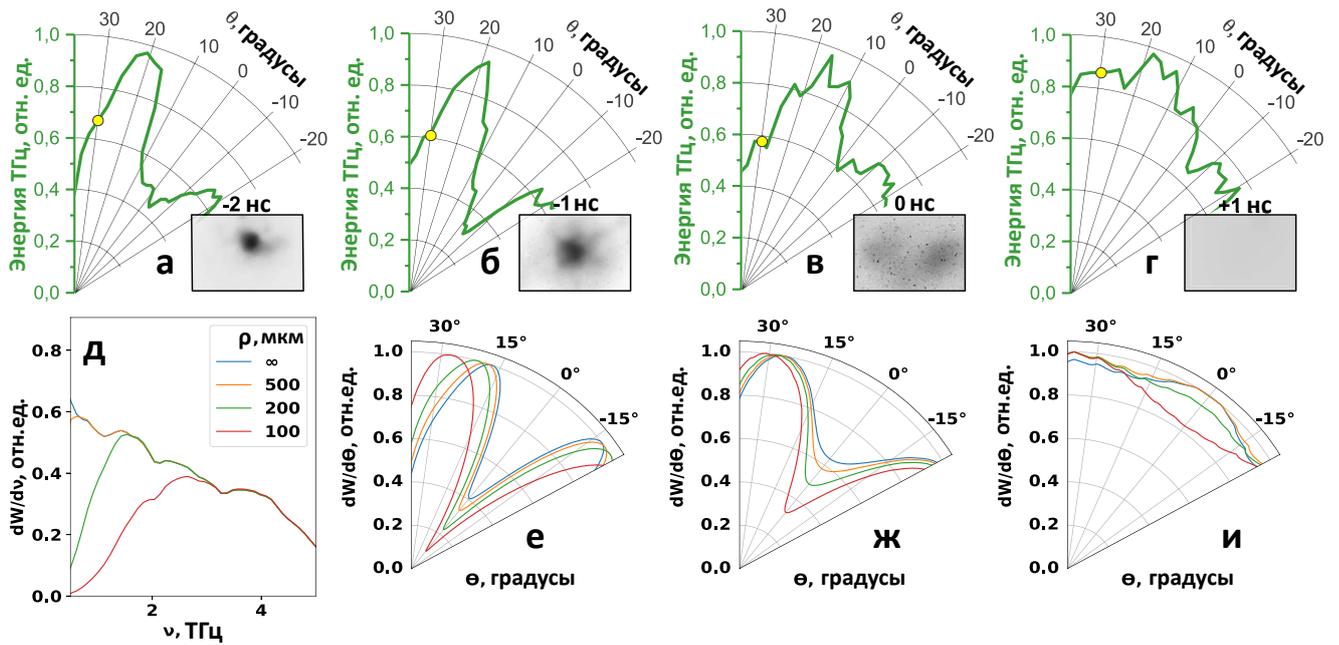
**Рис. 3.4** Зависимости выхода ТГц излучения и заряда ускоренных электронов для  $E > 2$  МэВ (а),  $E > 1$  МэВ (б), и  $E > 0.1$  МэВ (в), оценен как яркость сцинтиллятора LANEX от  $\Delta t_{fs-ns}$ .

соответствующей генерации высокоэнергетичного коллимированного электронного пучка, наблюдается характерная для переходного излучения картина двух максимумов, т.е. излучение происходит в "полюй" конус с углом раствора  $\approx 40^\circ$ . Затем, при постепенном переходе к генерации "диффузного" пучка, провал в направлении  $0^\circ$  исчезает. Это, как будет продемонстрировано далее (см. раздел 3.3), объясняется используемой методикой измерения, увеличением угловой ширины пучка ускоренных электронов и также снижением их средней энергии (т.е. температуры Т).

Также из Рис. 3.4а-г видно, что в наших предыдущих измерениях (конфигурация А, т.е. все предыдущие графики) регистрировалась лишь малая часть всего ТГц излучения. В диапазоне  $\pm 30^\circ$  полная энергия на детекторе составляет  $\approx$  несколько десятков мкДж. В отсутствие спектрального ослабления выходным окном энергия составляла бы  $\approx 0.1$  мДж только в диапазоне частот 0.5-5 ТГц, что соответствует коэффициенту конверсии энергии



**Рис. 3.5** Используемая при описании система координат (а) и зависимости выхода ТГц излучения от угла поворота поляризатора при задержке  $\Delta t_{fs-ns} = -1$  нс (б) и  $\Delta t_{fs-ns} = -2$  нс (в).

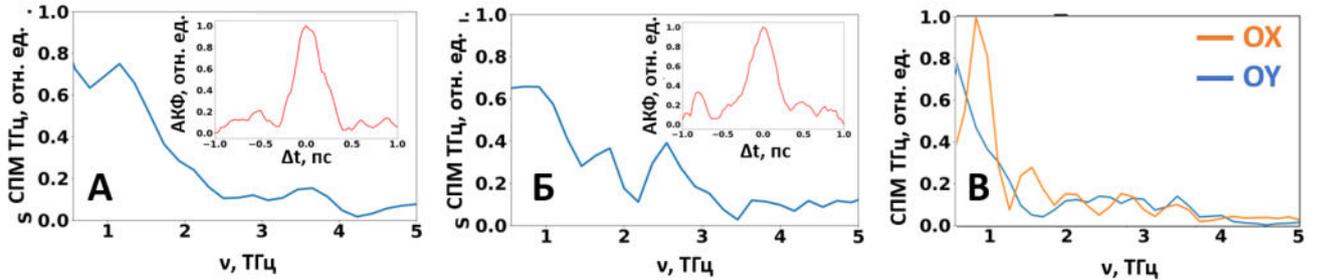


**Рис. 3.6** (а-г) – экспериментально измеренные угловые распределения ТГц излучения для разных значений задержки между основным импульсом и предимпульсом  $\Delta t_{fs-ns}$  (указана на рисунке). На вставке представлена характерная форма пучка ускоренных электронов для соответствующей  $\Delta t_{fs-ns}$ . Полученные в численных расчетах: (д) - спектр переходного излучения для  $E = 2$  МэВ, (е-и) -угловое распределение переходного излучения для параметров электронного пучка:  $E = 2$  МэВ,  $\alpha_{FWHM} = 0.05$  рад, стабильность  $S = 0.1$  рад (е),  $E = 1.5$  МэВ,  $\alpha_{FWHM} = 0.1$  рад, стабильность  $S = 0.2$  рад (ж),  $E = 1$  МэВ,  $\alpha_{FWHM} = 0.3$  рад, стабильность  $S = 0.5$  рад (и), соответствующие параметрам электронного пучка для задержек  $\Delta t_{fs-ns} = -2, -1, 0$  нс соответственно. Разные графики соответствуют различным поперечным размерам плазмы (см. подпись). Графики получены расчетом по формуле (3.4) с указанными параметрами. Также в расчетах проводилось некогерентное сложение по 10 лазерным импульсам, что соответствует процедуре измерения. Желтой точкой отмечено направление измерения в конфигурации А.

лазерного излучения в ТГц излучение в 0.2% и согласуется с другими работами (см. раздел 3.1).

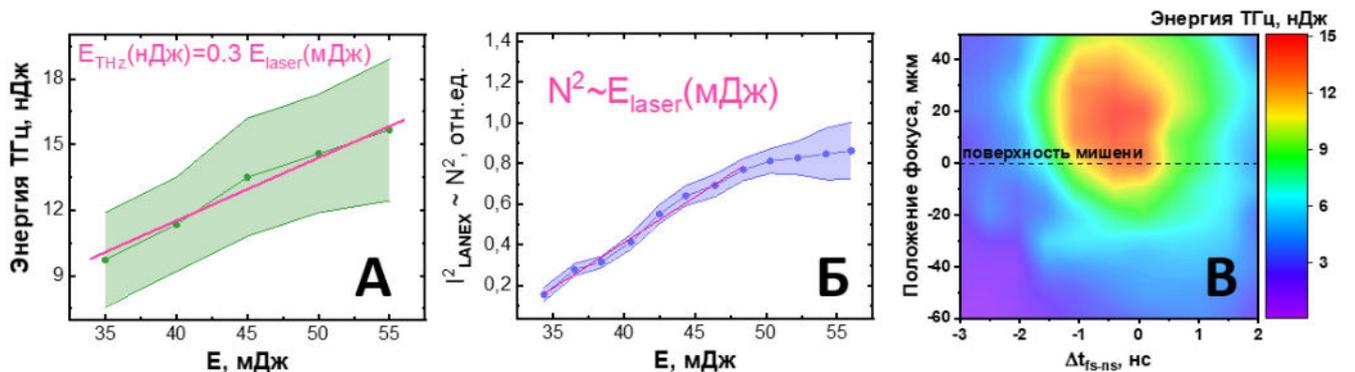
Спектры ТГц излучения, измеренные в режимах генерации коллимированного (а) и диффузного (б) пучка электронов, и соответствующие им автокорреляционные функции представлены на Рис. 3.7. Также в режиме генерации коллимированного пучка были измерены спектры для двух поляризаций ТГц излучения (Рис. 3.7в). В регистрируемой области частот значительных различий между спектрами для данных режимов не наблюдается; различие в

области  $<1$  ТГц может быть связано с погрешностью измерения или обработки ("плавающей" низкочастотной составляющей) сигнала. Во всех измерениях спектр ТГц излучения в основном лежит в области 1-2 ТГц (после вывода из вакуумной камеры через окно TW2, без спектральной функции пропускания окна - до 5 ТГц). Отметим, что при измерениях в двух поляризациях ТГц излучения уровень сигнала компонент  $E_x$  и  $E_y$  был близок, т.е. энергия ТГц излучения распределена между ними примерно поровну.



**Рис. 3.7** Спектральная плотность мощности ТГц излучения и соответствующие автокорреляционные функции (на вставке) для значений  $\Delta t_{fs-ns} = -1$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.18$ , а) в двух положениях поляризатора (в) и для  $\Delta t_{fs-ns} = +1$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.3$ , б).

Особый интерес представляет установление зависимости выхода ТГц излучения от различных экспериментальных параметров. Одним из наиболее важных параметров, естественно, является энергия основного фемтосекундного излучения. Данная зависимость была измерена и представлена на Рис. 3.8а. В рассматриваемой области энергий она хорошо аппроксимируется линейной функцией. На Рис. 3.8б представлена дополняющая ее зависимость квадрата числа ускоренных электронов с энергиями  $E > 3$  МэВ от энергии основного импульса. Видно, что энергия ТГц излучения линейно растет с увеличением энергии основного импульса, при этом не испытывая насыщения. Такая же зависимость наблюдается для квадрата числа ускоренных электронов, т.е. можно утверждать, что энергия ТГц растет пропорционально квадрату заряда пучка.



**Рис. 3.8** Зависимость максимальной энергии ТГц излучения (а) и яркости сцинтиллятора  $I_{LANEX}^2$  ( $\propto N^2$  для  $E > 3$  МэВ, где  $N$  - число ускоренных электронов) (б) от энергии основного импульса и их линейная аппроксимация. Измерения проводились в конфигурации А для  $\Delta t_{fs-ns} = -1$  нс, соответствующей максимуму выхода ТГц. Зависимость энергии ТГц излучения от  $\Delta t_{fs-ns}$  и положения фокусировки фс излучения на мишень (в).

Еще одним ранее (в Главе 2) обсуждавшимся параметром эксперимента является

положение фокуса лазерных импульсов относительно невозмущенной поверхности мишени. На Рис. 3.8в представлена «карта» выхода ТГц излучения от положения фокуса и задержки  $\Delta t_{fs-ns}$ . Наблюдается ярко выраженный максимум выхода ТГц излучения, соответствующий фокусировке на 20 мкм вглубь мишени и  $\Delta t_{fs-ns} = 0 \div -1$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} \approx 0.2$ ). Ширина максимума по фокусу, как и ранее для выхода ускоренных электронов (см. Рис. 2.21) составляет порядка 40 мкм, т.е. длины перетяжки лазерного излучения. Если эксперимент не позволяет изменять данные параметры, то эффективность генерации ТГц может упасть более чем на порядок.

### 3.3 Когерентное переходное излучение в ТГц диапазоне частот

Наблюдаемые экспериментально характеристики ТГц излучения (коническое угловое распределение, пропорциональность энергии квадрату заряда пучка, выделенное направление поляризации в плоскости  $Y = 0$ ) позволяют предположить, что его источником является, в первую очередь, переходное излучение (ПИ) ускоренных электронов. Переходное излучение — это электромагнитное излучение, наблюдающееся при пересечении заряженной частицей границы раздела двух сред с отличающимися показателями преломления (диэлектрическими проницаемостями). Базовая теория эффекта переходного излучения была описана Гинзбургом и Франком в 1946 году [17].

Для того, чтобы оценить характеристики переходного излучения ускоренных электронов, были проведены численные расчеты на основе аналитической модели. Проведение расчетов напрямую методом крупных частиц в данном случае затруднено так как размер области преплазменного градиента ( $\approx$ сотни мкм) и большая длина волны излучения ТГц подразумевают использование расчетов области размером от  $0.5 \times 0.5$  мм, что требует значительных вычислительных мощностей даже при использовании 2D геометрии. Некоторые результаты, полученные в PIC-моделировании, будут обсуждаться далее в разделе 3.4. Однако, использование аналитической модели в данном случае являлось наиболее удобным подходом и позволило получить качественные данные о структуре излучения без необходимости проведения громоздких вычислений.

Прежде чем мы перейдем к подробному обсуждению модели и полученных результатов, обсудим возможность применимости теории переходного излучения к рассматриваемой задаче. В модели переходного излучения используется приближение резкой границы. На первый взгляд оно неприменимо для случая пересечения границы плазма-вакуум электронами, ускоренными в лазерно-плазменном взаимодействии, из-за наличия градиента преплазмы, обычно описываемого как  $\frac{dn_e}{d\xi} = n_{cr,laser} e^{-\frac{\xi}{l}}$ , где  $\xi$  - координата, вдоль которой изменяется концентрация,  $l$  - характерный пространственный масштаб. Однако для ТГц излучения весь преплазменный градиент является областью с сильно закритической электронной концентрацией ( $n_{cr,THz} \approx 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $n_{cr,Ti:Sa} \approx 10^{21}$  см<sup>-3</sup>), а размер области перехода между подкритической частью градиента и вакуумом  $\ll \lambda_{ТГц}$ . В рассматриваемом случае размер всей

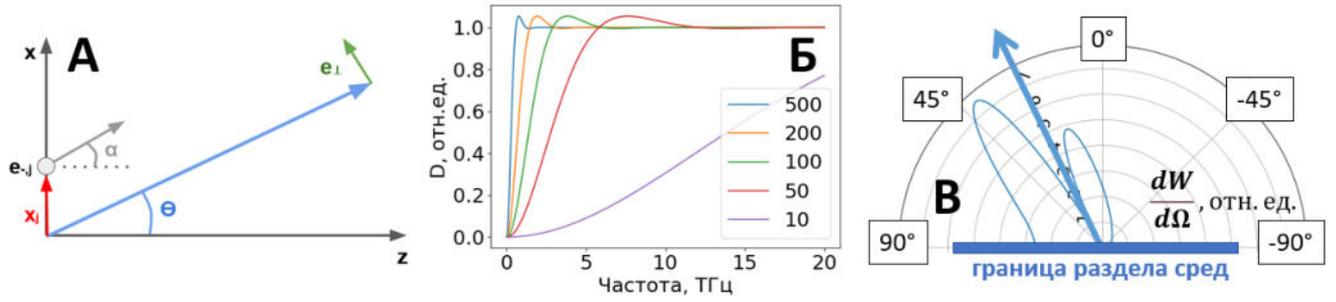
области взаимодействия составляет  $\approx 250$  мкм, при этом масштаб перехода плазма-вакуум можно оценить как  $l \lesssim 5$  мкм (см. Рис. 1.3, Рис. 1.4). Поэтому, в данном случае приближение резкой границы выполняется. Это также позволяет рассматривать границу как переход между средами с  $\varepsilon = 0$  и  $\varepsilon = 1$ .

Переходное излучение ускоренных в рассматриваемом взаимодействии электронов может являться когерентным (КПИ), т.е. его мощность, излучаемая в элемент телесного угла,  $W \propto N^2$ , где  $N$  - число электронов (заряд пучка). Условием когерентности в данном случае является пересечение всеми электронами границы раздела за время  $\tau < \frac{1}{2\nu_{\text{ТГц}}}$ . Чтобы проверить выполнение условия когерентности для наблюдаемого в эксперименте пучка электронов, сделаем некоторые оценки. Пусть частота излучения составляет 5 ТГц (максимально регистрируемая). Тогда  $\tau_{5\text{ТГц}} = 0.1$  пс. Предположим, что расстояние от точечного источника ТГц до границы раздела плазма-вакуум составляет  $L = 100$  мкм, что согласуется с установленным в Главе 2 характером ускорения электронов. Тогда между двумя электронами с энергиями  $E_1$  и  $E_2$  (и, соответственно, скоростями,  $v_1, v_2$ ), где будем считать  $E_2 > E_1$ , после прохождения расстояния  $L$  будет наблюдаться запаздывание в  $\tau = L(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2})$ . Чтобы оценить энергии электронов, для которых выполняется условие когерентности для частоты излучения 5 ТГц, положим  $\tau = \tau_{5\text{ТГц}} = 0.1$  пс. Тогда  $(\frac{1}{v_1} - \frac{1}{v_2}) = 10^{-9} \frac{с}{м}$ , или, домножив на скорость света,  $(\frac{с}{v_1} - \frac{с}{v_2}) = 0.3$ . Пусть наибольшая энергия ускоренных электронов  $E_2 \rightarrow \infty$ , т.е.  $v_2 \approx c$ . Тогда получим, что  $\frac{v_1}{c} \approx 0.77$ ,  $E_1 \approx 0.3$  МэВ. То есть электроны с энергиями  $E = 0.3 - \infty$  МэВ будут излучать когерентно. Для экспоненциального энергетического спектра с температурами  $T = 1 - 2$  МэВ это соответствует 75 - 85% всех частиц, то есть большей части всех ускоренных электронов. Если взять  $E_1 = 0.3$  МэВ, то  $E_2 \approx 0.14$  МэВ, что соответствует < 10% всех электронов. Далее, в силу резкого падения скорости с энергией, можно считать, что условие когерентности не выполняется. Такая же оценка для частоты 1 ТГц говорит о выполнении условий когерентности для электронов с энергиями  $E = 0.05 - \infty$  МэВ, то есть, в первом приближении, для всех ускоренных электронов. Значит, в случае генерации переходного излучения с частотой 1-5 ТГц электронным пучком с температурой  $T = 1 - 2$  МэВ можно считать, что для более чем 75% электронов условие когерентности выполняется. Поэтому далее под «переходным излучением» мы будем подразумевать именно когерентное переходное излучение.

Аналитические расчеты характеристик переходного излучения уже проводились ранее для задач кильватерного ускорения [138; 139]. Здесь мы применили развитый ранее подход для пучков электронов, генерируемых во взаимодействии с твердотельной мишенью; основным различием между этими случаями является необходимость дополнительно учитывать значительную угловую ширину пучка ускоренных электронов. Рассматривалась двумерная аксиально-симметричная задача, система координат представлена на Рис. 3.9.

Поле излучения в дальней зоне, генерирующегося под углом  $\theta$  в результате одновременного пересечения  $N$  электронами границы плазма-вакуум, в общем виде можно записать как:

$$\mathbf{E}(\omega, \theta) = i \frac{4\pi e}{\omega} \sum_{j=1}^N \frac{1}{\cos \theta} \varepsilon(\theta, u_j, \alpha_j) D(\theta, \omega, u_j, \rho) e^{-ix_j k \sin \theta} \mathbf{e}_{\perp} \quad (3.1)$$



**Рис. 3.9** (а) - система координат, используемая в аналитических расчетах:  $z$  – ось распространения пучка электронов,  $\theta$  - угол наблюдения,  $x_j$  - расстояние от оси  $z$ , на котором  $j$ -й электрон пересекает границу раздела сред под углом  $\alpha_j$ ,  $e_{\perp}$  - вектор перпендикулярный направлению наблюдения (б) - функция  $D$  (3.3), учитывающая влияние дифракционных эффектов на спектр, для различных размеров плазменного облака (см. рисунок, в мкм) для точки наблюдения  $\theta = 30^\circ$ , энергии электрона  $E = 1$  МэВ, (в) - угловое распределение мощности излучения одного электрона с  $E = 1$  МэВ (3.2), пересекающего границу раздела сред под углом  $30^\circ$

где:

$$\varepsilon(\theta, u_j, \alpha_j) = \frac{u_j \cos \alpha_j (\sqrt{1 + u_j^2} \sin \theta - u_j \sin \alpha_j)}{(\sqrt{1 + u_j^2} - u_j \sin \theta \sin \alpha_j)^2 - (u_j \cos \theta \cos \alpha_j)^2} \quad (3.2)$$

– амплитуда поля  $j$ -го электрона, имеющего нормированный импульс  $u_j = \gamma_j \beta_j$ , где  $\gamma_j = 1/\sqrt{1 - \beta_j^2}$ ,  $\beta_j = v_j/c$ ;  $\alpha_j$  - угол, под которым  $j$ -й электрон пересекает границу раздела сред (связан с параметром  $\alpha$  - угловой шириной пучка).  $\varepsilon^2$  соответствует известному коническому распределению переходного излучения с углом раствора конуса  $\frac{1}{\gamma}$  при  $\gamma \gg 1$ . Для электронов с  $\gamma \approx 1$  угловое распределение остается коническим, но имеет большие углы (Рис. 3.9в).

$$D(\theta, \omega, u_j, \rho) = 1 - J_0(b_j u_j \sin \theta) [b_j K_1(b_j) + \frac{b_j^2}{2} K_0(b_j)] - \frac{b_j^2}{2} K_0(b_j) J_2(b_j u_j \sin \theta) \quad (3.3)$$

- функция, позволяющая учитывать конечный поперечный размер границы (плазменного облака)  $\rho$ , где  $b_j = \frac{2\pi\rho}{u_j\lambda}$ ,  $J$  – функции Бесселя 1 рода,  $K$  – функции Макдональда. На Рис. 3.9б представлен вид данной функции для размеров плазменного облака и энергий электронов, близких к наблюдаемым экспериментально. Также введены обозначения:  $\nu$ ,  $\omega$  – обычная и угловая частоты излучения,  $e$  – заряд электрона,  $z$  – ось распространения электронов,  $c$  – скорость света,  $x_j$  - поперечная координата  $j$ -го электрона,  $k$  и  $\lambda$  – волновой вектор и длина волны излучения с частотой  $\omega$ ,  $e_{\perp}$  - вектор, перпендикулярный направлению наблюдения (см. Рис. 3.9а).

Из выражения (3.1) также можно заметить, что излучение будет радиально поляризовано, т.к.  $\mathbf{E} \propto \mathbf{e}_{\perp}$ . Далее из (3.1) можно получить выражение для частотно-углового распределения энергии  $W$  переходного излучения:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\theta} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \sum_{j=1}^N \sum_{m=1}^N \varepsilon_j \varepsilon_m D_j D_m e^{ik(x_m - x_j) \sin \theta} \quad (3.4)$$

Выражения (3.1), (3.3), (3.4) взяты из работ [138; 139]. Выражение для  $\varepsilon$  (3.2) взято из работы [140].

Выражение (3.4) было основным для проведения численных расчетов. Его можно записать и в интегральном виде, но в данном случае форма с двойным суммированием является наиболее наглядной. Далее мы не будем учитывать коэффициент перед суммой, работая в относительных единицах. Для учета разности фаз (т.е.  $x_m - x_j$ ) предполагалось, что расстояние от точечного источника до границы раздела сред составляло  $L = 100$  мкм. Отметим, что в классической теории переходного излучения рассматривается пересечение точечным зарядом бесконечной границы раздела сред, поэтому спектральная плотность мощности постоянна для всех частот, и закон сохранения энергии не выполняется. Для реальных физических систем отсечка на низких частотах обеспечивается наличием конечного размера границы раздела сред, т.е. дифракционными эффектами (3.3). Отсечка на высоких частотах связана с неточечностью пучка заряженных частиц и возникающей в результате декогеренцией (например,  $x_m - x_j$  в выражении 3.4).

Прежде чем перейти к расчетам характеристик переходного излучения на основе экспериментально измеренных параметров ускоренных электронов, рассмотрим несколько частных случаев, которые позволят понять, как меняется (3.4) в зависимости от входных параметров. В некоторых случаях выражение (3.4) можно упростить. В простейшем случае точечного источника электронов с энергией  $E$ , распространяющихся вдоль оси  $Z$  (для всех электронов  $\alpha_j = 0$ ), частотно-угловой спектр (ЧУС) переходного излучения можно найти как:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\theta} = (N\varepsilon D)^2 \quad (3.5)$$

Для точечного источника электронов, распространяющихся вдоль оси  $Z$  и обладающих энергетическим распределением  $\frac{dN}{dE} = N_0 e^{-\frac{E}{T}}$ , характеризующимся температурой  $T$ , выражение (3.4) приобретает вид:

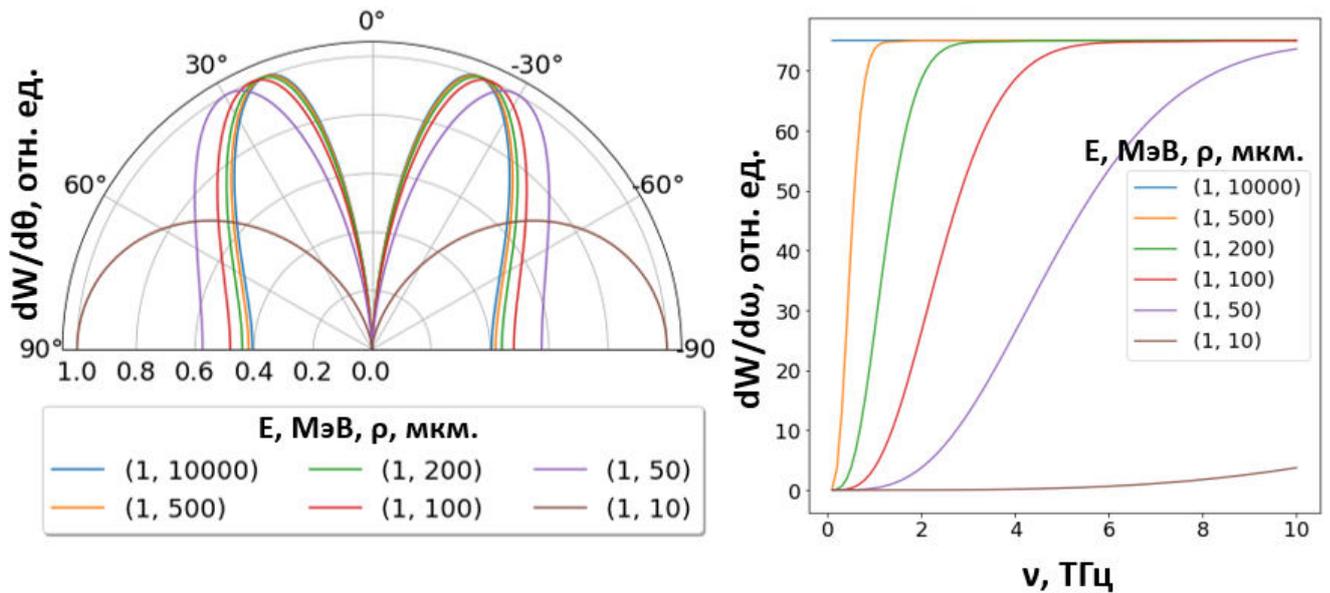
$$\frac{d^2W}{d\omega d\theta} = \left( \sum_{j=1}^N N(E_j) \varepsilon(E_j) D(E_j) \right)^2 \quad (3.6)$$

Для точечного источника моноэнергетических электронов с угловой шириной, описываемой некоторым распределением  $\frac{dN}{d\alpha}$ , частотно-угловое распределение переходного излучения будет описываться как:

$$\frac{d^2W}{d\omega d\theta} = D^2 \left( \sum_{j=1}^N N(\alpha_j) \varepsilon(\alpha_j) \right)^2 \quad (3.7)$$

Далее установим влияние различных параметров модели на получаемые характеристики переходного излучения. Учет в модели поперечного размера плазменного облака  $\rho$  (через функцию  $D$ , см. выражение (3.3)) оказывается чрезвычайно важным, т.к. в реальных экспериментальных условиях размер преплазменного облака конечен и составляет  $\rho \approx 100 - 500$  мкм. На Рис. 3.10 представлены расчетные угловое распределение и спектр переходного излучения в простейшей модели моноэнергетического пучка (3.5). Видно, что влияние дифракционных эффектов на пространственное распределение становится заметно только для размеров преплазмы  $\rho \lesssim \lambda$ . Дифракция в первую очередь оказывает влияние на

спектр ТГц излучения, внося в него отсечку на низких частотах. Это дает принципиальную возможность использовать измерения спектра ТГц излучения как диагностику характерного размера плазменного облака  $\rho$ . Для измеренных экспериментально спектров ТГц излучения (Рис. 3.6)  $\rho$  можно оценить как из 200-500 мкм (завышение спектра на нулевой частоте в эксперименте может быть связано с погрешностями измерения), что хорошо согласуется с результатами гидродинамического моделирования и интерферометрии (раздел 1.1.2).



**Рис. 3.10** Угловое распределение и спектр переходного излучения электронов с энергией  $E = 1$  МэВ для различных поперечных размеров плазмы (указано на рисунке), рассчитанный по формуле (3.5)

Наличие у электронов экспоненциального энергетического спектра учтено в распределениях, представленных на Рис. 3.11. Сравнивая Рис. 3.11 для  $T = 1$  МэВ и Рис. 3.10 для  $E = 1$  МэВ можно заметить, что угловое распределение переходного излучения практически не отличается, а спектр отличается незначительно для  $\rho > 200$  мкм. Поэтому, в некоторых случаях (слабые дифракционные эффекты) можно упрощать расчеты, предполагая  $E = const = T$ . Это упрощение было использовано в расчетах, представленных на Рис. 3.6. Данный вывод был также получен аналитически в работе [139].

Наибольшее влияние на форму углового распределения переходного излучения оказывает угловая ширина пучка  $\alpha$ . На Рис. 3.12 представлены угловые распределения для Гауссова распределения электронов по углам с различными  $\alpha_{FWHM}$  и различных поперечных размеров плазмы  $\rho$ . Видно, что увеличение угловой ширины приводит к увеличению угла, под которым наблюдается максимум излучения, причем данный эффект наиболее значителен для больших поперечных размеров плазмы ( $\rho > 100$  мкм). Это связано с тем, что для  $\rho < 100$  мкм излучение и так генерируется под большими углами ( $\approx 50^\circ$ ). Расходимость пучка при этом не влияет на полный спектр излучения, однако спектр в угол регистрации  $d\theta$  может измениться.

Также можно заметить, что угловые распределения для различных начальных параметров (Рис. 3.11, Рис. 3.12) могут быть похожи друг на друга, особенно при неизбежно присутствующем в эксперименте ограничении на регистрируемые углы. Например,

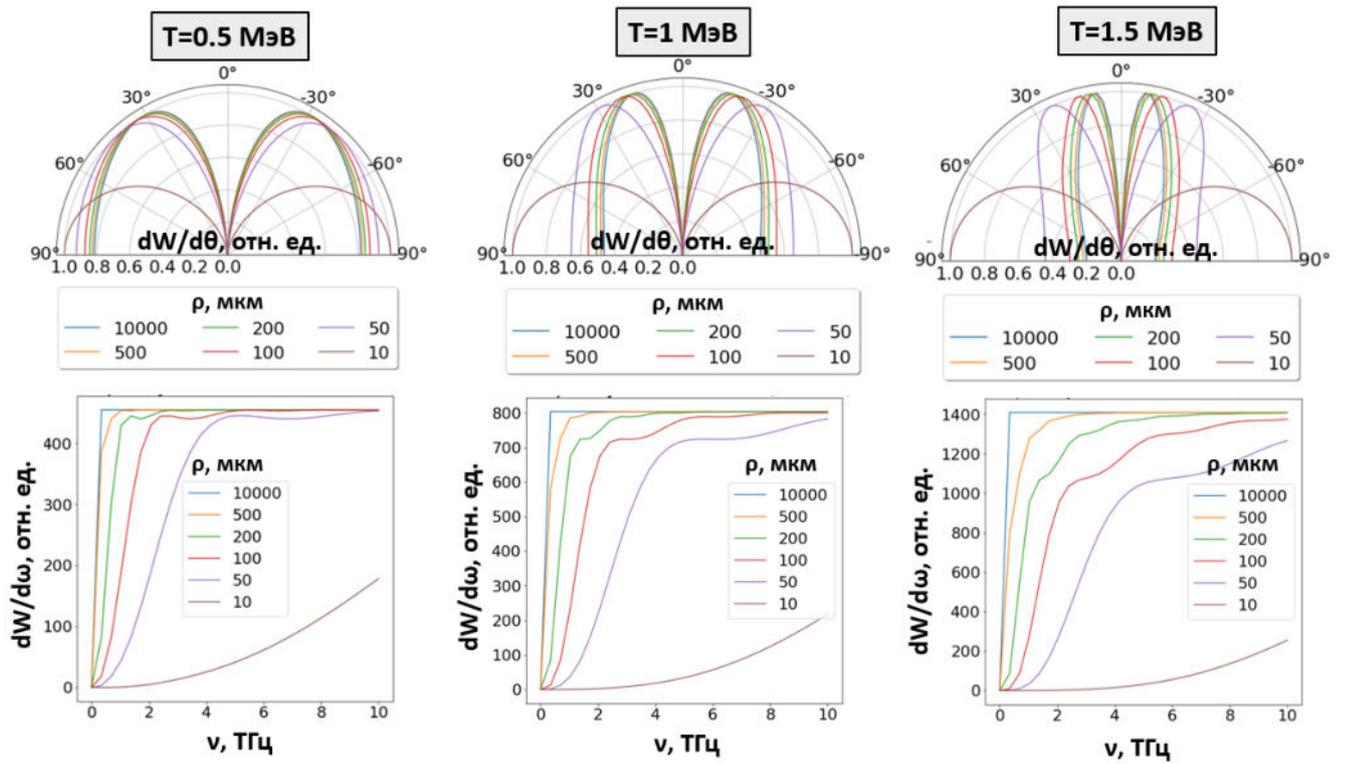


Рис. 3.11 Угловое распределение и спектр переходного излучения электронов с температурами  $T = 0.5, 1$  и  $2$  МэВ (рассчитано по формуле (3.6)) для различных поперечных размеров плазмы  $\rho$  (указаны на рисунке).

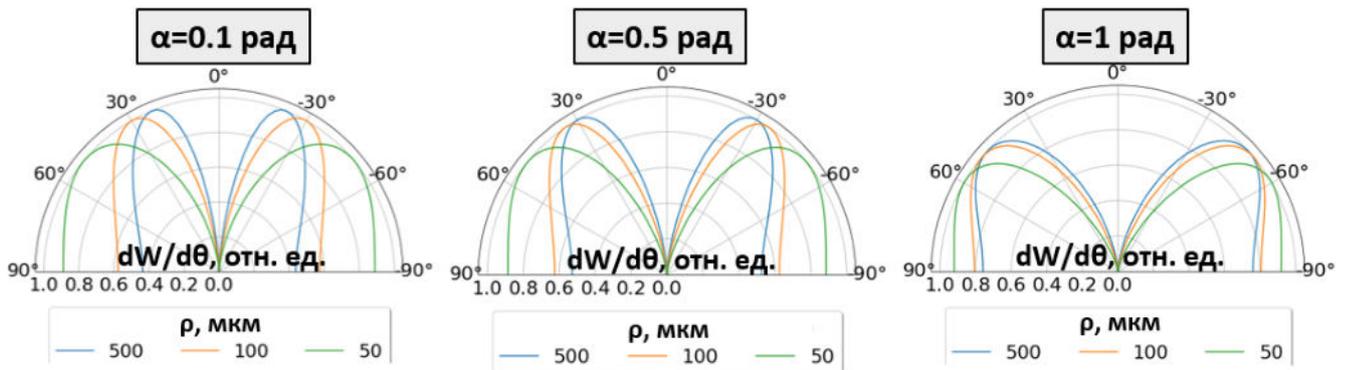


Рис. 3.12 Угловое распределение переходного излучения для электронного пучка с энергией  $E = 1$  МэВ и угловой шириной  $\alpha_{\text{FWHM}} = 0.1, 0.5, 1$  рад, рассчитанное по формуле (3.7).

коллимированный пучок с  $T = 1.5$  МэВ и  $\rho = 50$  мкм и расходящийся пучок с  $E = 1$  МэВ,  $\alpha_{\text{FWHM}} = 0.5$  рад и  $\rho = 500$  мкм будут давать практически идентичные угловые распределения. Измерения спектра ПИ позволяют оценить только размер плазмы  $\rho$ , что не гарантирует существование единственного набора остальных параметров расчета. Поэтому диагностика параметров исходного пучка только по характеристикам переходного излучения в реальном эксперименте будет некорректна.

Таким образом, далее электроны, имеющие экспоненциальный энергетический спектр с температурой  $T$ , заменялись моноэнергетическим пучком электронов с  $E = T$ . Корректность данного приближения была показана аналитически в [139] и дополнительно проверена выше. Также было показано, что основное влияние на форму углового распределения ТГц излучения

оказывает его расходимость  $\alpha$ , то есть в эксперименте можно ожидать значительного изменения угловых характеристик ТГц излучения при переходе от режима генерации коллимированного пучка ( $\Delta t_{fs-ns} = -2, -1$  нс,  $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.15 - 0.18$ ) к генерации диффузного ( $\Delta t_{fs-ns} = +1$  нс,  $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.3$ ).

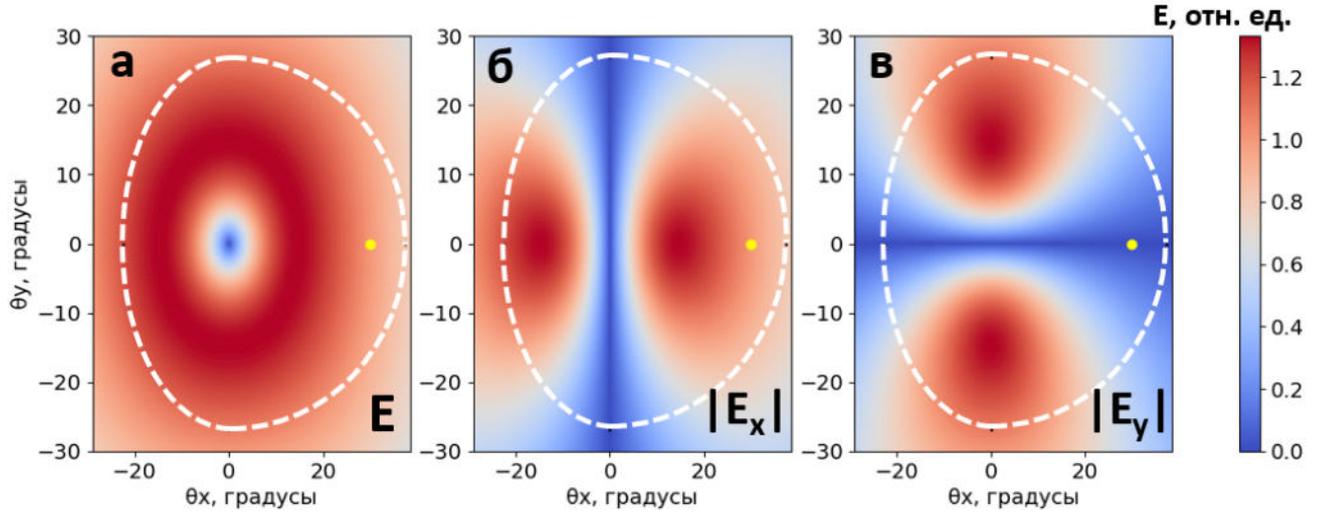
Для сравнения аналитических расчетов с экспериментом также необходимо учитывать пространственную стабильность источника  $S$ , которая будет приводить к искажениям при накоплении данных, особенно в угловом распределении. При измерении угловых распределений и спектров ТГц излучения в каждой точке проводилось усреднение по 10 лазерным импульсам; то же самое было сделано и в моделировании. Для этого в угловую ширину пучка  $\alpha$  была внесена общая для всех электронов добавка  $\alpha = \alpha_0 + \delta\alpha$ , где  $\delta\alpha$  - случайная величина с нормальным распределением плотности вероятности и дисперсией  $\sigma = S/2\sqrt{2\ln 2}$  ( $S$  - экспериментально измеренное значение стабильности пучка электронов). После этого было проведено некогерентное сложение 10 полученных частотно-угловых распределений.

На Рис. 3.6д-и представлены рассчитанные по формуле (3.4) угловые распределения переходного излучения и его спектры для различных случаев. В качестве параметров электронного пучка взяты оценки, полученные экспериментально (указаны в подписи), и соответствующие генерации коллимированного ( $\Delta t_{fs-ns} = -2, -1$  нс), некоторого переходного ( $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс) и диффузного ( $\Delta t_{fs-ns} = +1$  нс) пучка электронов. При построении данных графиков учитывалась функция пропускания системы для корректного сравнения с экспериментом.

Видно, что рассчитанные по формуле (3.4) с входными параметрами электронов, измеренными экспериментально, угловое распределение ПИ и его спектр хорошо согласуются с экспериментально измеренными и представленными на Рис. 3.6а-г, что позволяет уверенно сделать вывод том, что в наших условиях в области 1-5 ТГц механизмом генерации ТГц является когерентное переходное излучение. Отметим, что исчезновение минимума в угловом распределении в направлении  $0^\circ$ , наблюдаемое экспериментально, возникает исключительно из-за некогерентного сложения угловых распределений, т.е. связано с методикой измерения и нестабильностью самой лазерной системы. При работе на установке с более стабилизированными параметрами данный эффект возникать не будет.

Как уже было замечено ранее, поле переходного излучения является радиально поляризованным. На Рис. 3.13 представлены амплитуда полной напряженности поля  $E$ , а также отдельных компонент  $E_x$  и  $E_y$ , рассчитанные по формуле (3.1). Видно, что при измерении в плоскости  $Y = 0$  ( $\theta_y = 0$ ) излучение должно быть линейно поляризовано этой плоскости. Экспериментально ранее наблюдалась эллиптическая поляризация излучения с преобладающей  $E_x$  компонентой (Рис. 3.5), что может являться дополнительным подтверждением механизма переходного излучения. Также на Рис. 3.13 отмечена область углов, собираемая в эксперименте параболическим зеркалом (ОАР2 на Рис. 3.1). Видно, что при выводе ОАР2 полные энергии излучения, поляризованного вдоль  $OX$  и  $OY$  соответственно, будут близки, что и наблюдалось. При этом в силу зависимости частотного состава излучения от угла наблюдения  $\theta$  спектр может несколько изменяться в зависимости

от выбора поляризации, что также согласуется с экспериментом (Рис. 3.7).



**Рис. 3.13** Угловое распределение амплитуды полной напряженности поля  $E$ , а также ее компонент  $|E_x|$ ,  $|E_y|$  в области частот 1-5 ТГц, создаваемое электроном с  $E = 1.5$  МэВ. Желтой точкой указано направление измерения в экспериментальной конфигурации А на Рис. 3.1. Внутри белой кривой содержатся область углов, собираемая параболическим зеркалом ОАР2 для измерений в конфигурации В1 и В2 на Рис. 3.1.

Также, помимо частотно-углового спектра переходного излучения, аналитически можно рассчитать форму импульса ПИ  $E(t)$ . Известно, что в случае пересечения точечным источником бесконечной границы раздела сред импульс будет униполярным, т.е. будет иметь напряженность поля только одного знака [17; 141; 142]. Однако, как обсуждалось ранее, в реальных физических системах присутствуют также эффекты дифракции и декогеренции, ограничивающие спектр ПИ, и, соответственно, приводящие к тому, что импульсы ПИ являются близкими к униполярным. В общем случае расчет формы импульса  $E(t)$  является достаточно громоздким, однако в работе [142] была получена упрощенная формула в приближении гауссова распределения электронов в пучке вдоль  $OZ$   $F(\omega, u_j) = \exp(\frac{-\omega^2 \sigma_z^2}{2\beta^2 c^2})$ , где  $\sigma_z$  - характерный продольный размер пучка электронов. Для такого пучка верно:

$$E(\mathbf{r}, \omega) = -\frac{2eN}{cR} \langle \varepsilon(\theta, u_j, \alpha_j) D(\theta, \omega, u_j, \rho) F(\omega, u_j) \rangle e^{ikR} e_{\perp} \quad (3.8)$$

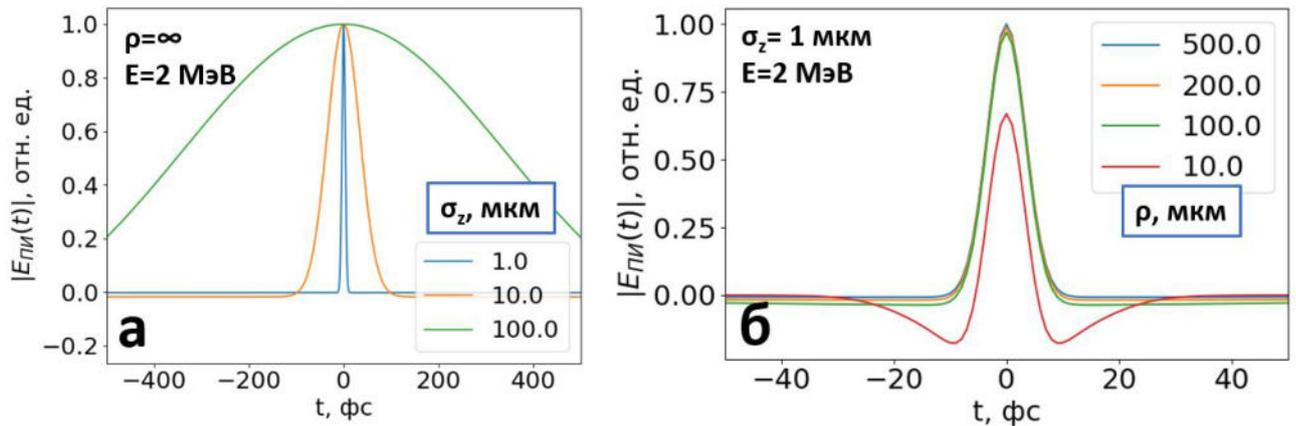
где  $\mathbf{r} = x\mathbf{i} + y\mathbf{j} + z\mathbf{k}$ ,  $R = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ , угловые скобки - усреднение по распределению нормированного импульса  $u$ . При этом, если отбросить зависимость от пространственных координат  $\mathbf{x}$ , или, что эквивалентно, провести суммирование по углам  $\theta$ , форму импульса можно найти простым Фурье-преобразованием:

$$E(t) \propto \int \sum_{\theta} \langle \varepsilon(\theta, u_j, \alpha_j) D(\theta, \omega, u_j, \rho) F(\omega, u_j) \rangle e^{-i\omega t} d\omega \quad (3.9)$$

где также для простоты опущен численный коэффициент перед интегралом.

Из (3.9) видно, что на форму импульса  $E(t)$  оказывает влияние как характерная длина пучка электронов  $\sigma_z$ , так и характерный поперечный размер плазменного облака  $\rho$ . Это также видно из Рис. 3.14, где изображены характерные зависимости  $E(t)$  при изменении только

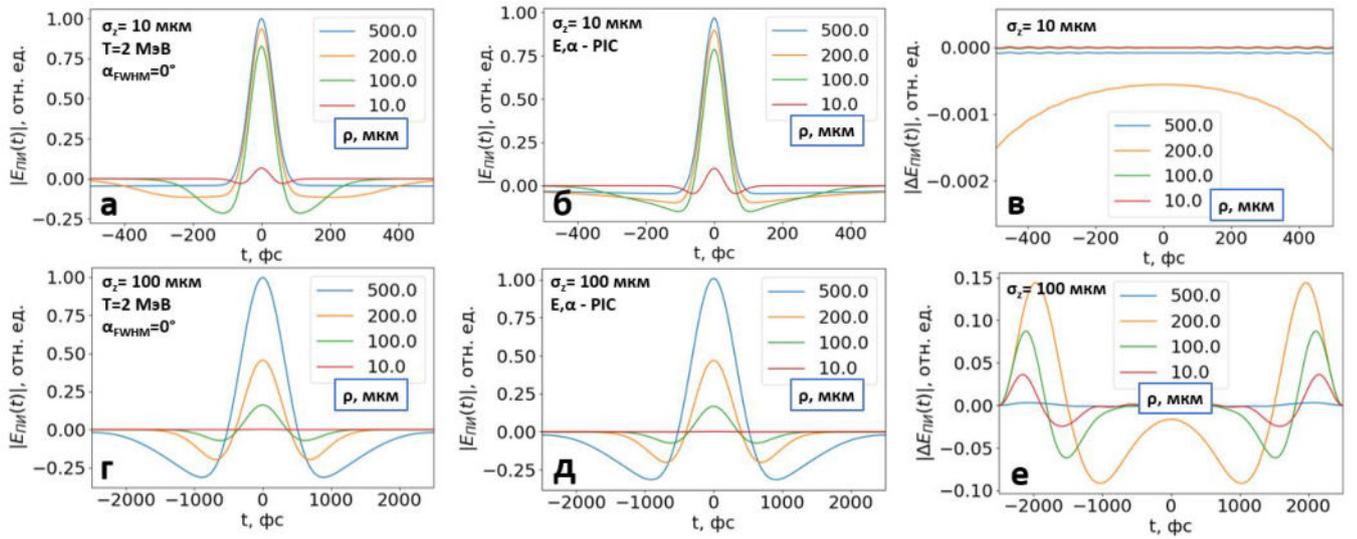
$\sigma_z$  (а) и только  $\rho$  (б). При изменении характерной длины пучка электронов  $\sigma_z$  значительно меняется длительность импульса генерируемого им переходного излучения, при этом характерная близкая к униполярной структура импульса сохраняется. При изменении размера преплазменного облака  $\rho$  длительность импульса сохраняется, но при переходе к размерам  $\rho \approx 10$  мкм область с отрицательным знаком амплитуды поля  $E(t)$  начинает увеличиваться, т.е. импульс теряет униполярную структуру. Для реализующегося в эксперименте случая, очевидно, форма импульса будет зависеть от обоих параметров.



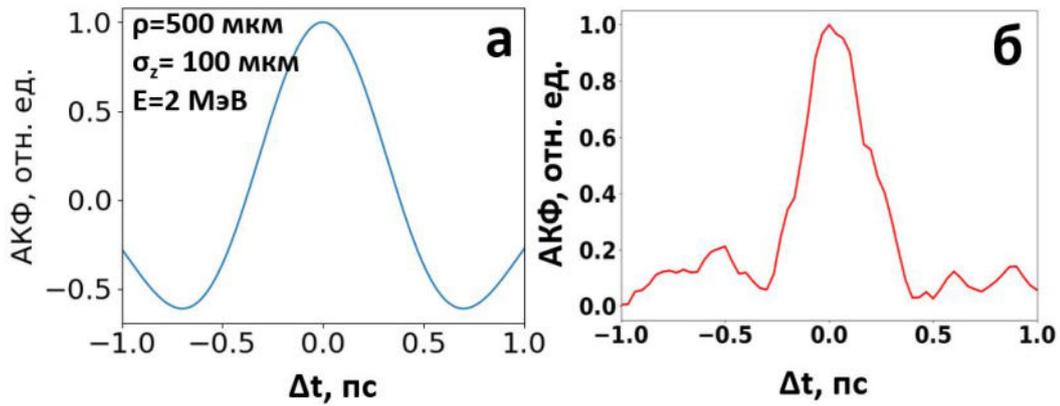
**Рис. 3.14** Форма импульса переходного излучения  $E(t)$  для коллимированного ( $\alpha_{FWHM} = 0$ ) моноэнергетического электронного пучка с энергией  $E = 2$  МэВ и характерной длиной  $\sigma_z = 1, 10, 100$  мкм без учета эффектов дифракции (а), и с характерной длиной  $\sigma_z = 1$  мкм и различных поперечных размеров плазменного облака  $\rho$  (указаны на рисунке), рассчитанная по формуле (3.9).

Расчеты по формуле (3.9) были проведены для характерных параметров электронного пучка в рассматриваемой задаче:  $E = T = 2$  МэВ, характерные размеры преплазменного облака  $\rho = 10 - 500$  мкм, характерная длина пучка электронов  $\sigma_z = 10$  мкм (соответствует длине пучка, наблюдаемой в численном моделировании, см. раздел 2.2.2) и  $\sigma_z = 100$  мкм (соответствует длине пучка при пересечении им границы раздела сред, оценена из скоростей электронов) и представлены на Рис. 3.15а,г. Видно, что действительно генерируется близкий к униполярному импульс излучения в ТГц диапазоне частот, при этом его длительность по полувысоте составляет порядка 1 пс (для  $\sigma_z = 100$  мкм).

Также была рассчитана автокорреляционная функция поля  $E(t)$  для начальных параметров, соответствующих эксперименту. Также в расчете проводилась сумма по углам  $\theta$ , соответствующим углам, собираемым параболическим зеркалом ОАР2, см. Рис. 3.13, результаты представлены на Рис. 3.16. Видно, что рассчитанная в модели переходного излучения АКФ хорошо согласуется с измеренной экспериментально, что также является подтверждением того, что ТГц излучение генерируется механизмом когерентного переходного излучения.



**Рис. 3.15** Форма импульса переходного излучения  $E(t)$ , рассчитанная для коллимированного ( $\alpha_{FWHM} = 0$ ) моноэнергетического электронного пучка с энергией  $E = T = 2$  МэВ и характерной длиной  $\sigma_z = 10$  мкм (а) и 100 мкм (г), из распределения  $d^2N/dE d\alpha$ , полученного в численном PIC-моделировании для  $\sigma_z = 10$  мкм (б) и 100 мкм (д) а также их разность  $\Delta E(t) = E_{PIC}(t) - E_{analytical}(t)$  (в,е) для различных поперечных размеров плазменного облака  $\rho$  (указаны на рисунке), рассчитанная по формуле (3.9). Проаедена сумма по углам  $\theta = -90^\circ \dots 90^\circ$ , т.е. во всем полупространстве.



**Рис. 3.16** Автокорреляционная функция, рассчитанная в модели переходного излучения для параметров взаимодействия, указанных на рисунке, а также углов, собираемых параболическом зеркалом OAP2 (см. Рис. 3.13) (а) и измеренная экспериментально для для значения  $\Delta t_{fs-ns} = -1$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.18$ , ранее представлена на вставке к Рис. 3.7а) (б).

### 3.4 ТГц излучение в численном моделировании методом крупных частиц

При рассмотрении релятивистского лазерно-плазменного взаимодействия большую роль играют исследования, проведенные численно методом крупных частиц (PIC), рассмотренном ранее в разделе 1.2.1. Естественно, что генерируемое ТГц излучение также будет исследоваться данным методом. Основным подходом к исследованию ТГц излучения в PIC-моделировании является фурье-фильтрация поля  $B_z$  на частотах, соответствующих ТГц области; также иногда перед этим дополнительно проводится усреднение по периоду основного излучения. Однако, в силу ограниченности вычислительных мощностей, PIC-моделирование в этой и

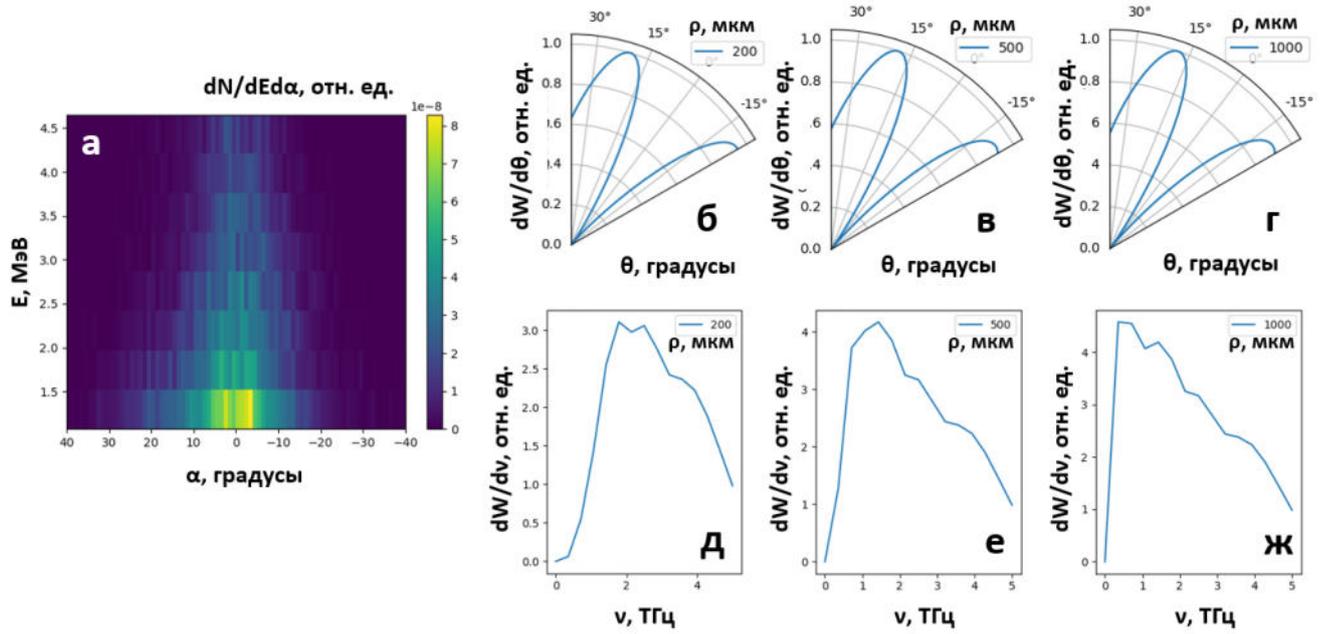
в других работах проводится в ближней (относительно длины волны ТГц излучения) зоне. Поэтому отделить, какие компоненты полученного спектра  $B_z$  являются излучающими, а какие нет, не представляется возможным. Также присутствует сильное квазистатическое магнитное поле пучка ускоренных электронов, которое также невозможно отделить от излучения - данные вклады разделятся только в дальней зоне из-за различия в скоростях: электроны движутся со скоростью  $v < c$ , а излучение в вакууме - со скоростью света  $c$ .

Поэтому в настоящей работе предлагается в случае, если установлено, что механизмом генерации ТГц излучения является КПИ ускоренных электронов, рассчитывать его аналитически согласно формуле (3.4). Рассчитанные аналитически из свойств ускоренных электронов частотно-угловые спектры (ЧУС) заведомо относятся к дальней зоне, т.к. теория переходного излучения построена в этом приближении, и могут являться более корректными для описания наблюдаемых экспериментально свойств ТГц излучения. Схожий подход также был использован в работах [131].

Чтобы продемонстрировать возможность расчета свойств ТГц излучения аналитически, был сделан расчет из свойств электронного пучка, полученного в PIC-моделировании для  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ), циркулярной поляризации основного излучения, описанного ранее в разделе 2.2.1. Для расчета по формуле (3.4) необходимы следующие входные параметры: углы вылета частиц  $\alpha_j$ , энергии частиц  $E$  или температура спектра  $T$ , расстояние от точечного источника до границы раздела сред, поперечный размер плазменного облака. Первые два параметра возможно получить в численном моделировании, на Рис. 3.17 представлено распределение угол-энергия, являющееся входным параметром расчета. Последние два параметра возможно получить из гидродинамического моделирования, т.е. зная свойства мишени, либо подбором, т.к. расчет проводится за несколько минут. Таким образом, имеются все необходимые для проведения расчета величины.

На Рис. 3.17 представлены полученные таким способом угловые и спектральные характеристики ТГц излучения для случая, который был ранее изучен экспериментально (см. Рис. 3.6). Видно, что полученные результаты слабо меняются в зависимости от размера плазменного облака (изменения происходят в области  $< 1$  ТГц, не исследуемой экспериментально), и полностью совпадают с результатами как эксперимента, так и расчета из экспериментально измеренных характеристик ускоренных электронов (что неудивительно, т.к. ранее в Главе 2 было установлено соответствие PIC-моделирования и эксперимента).

Также с использованием полученного в PIC-моделировании распределения  $d^2N/dEd\alpha$  ускоренных электронов была рассчитана форма импульса  $E(t)$  ТГц излучения (см. Рис. 3.15б,д). Можно заметить, что она практически не отличается от формы импульса, рассчитанной для коллимированного моноэнергетического пучка электронов с  $E = T = 2$  МэВ (Рис. 3.15а,г). Разница между  $E(t)$ , рассчитанными из параметров пучка, полученных в PIC-моделировании и в приближении моноэнергетического пучка  $\Delta E(t) = E_{PIC}(t) - E_{analytical}(t)$  представлена на Рис. 3.15в,е. Видно, что она не превышает 15% для характерной длины пучка  $\sigma_z = 100$  мкм и состоит в основном в появлении дополнительных переколебаний поля на временах, удаленных от максимума  $E(t)$ . Поэтому, при расчетах формы импульса можно заменять требующие значительных вычислительных ресурсов расчеты из распределения



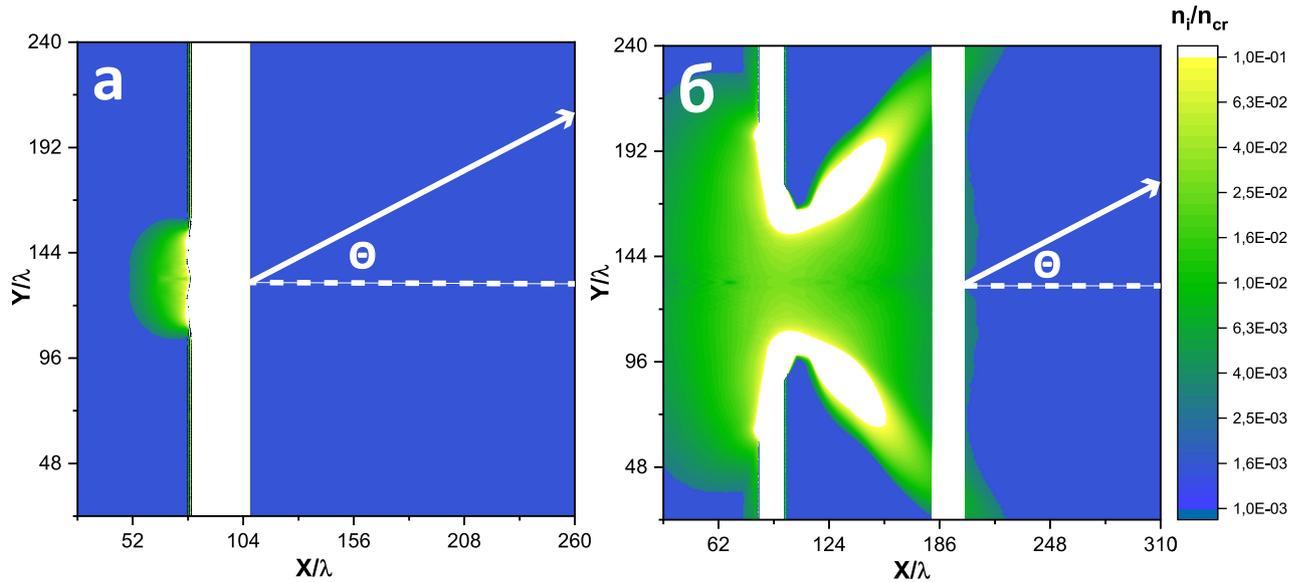
**Рис. 3.17** Распределение угол вылета-энергия  $d^2N/dEd\alpha$  электронов (параметры расчета соответствуют разделу 2.2.1, циркулярная поляризация) (а) и полученные аналитическим расчетом по формуле (3.4) угловые (б,в,г) и частотные (д,е,ж) характеристики ТГц излучения для поперечного размера преплазменного облака  $\rho = 200, 500, 1000$  мкм.

$d^2N/dEd\alpha$  на расчеты для коллимированного моноэнергетического пучка электронов.

### 3.5 Переход на ПВт мощности лазерных импульсов

Так как область исследований, посвященная созданию импульсов ТГц излучения высокой мощности на лазерно-плазменных установках, сейчас активно развивается, было интересно применить предложенный подход к оценке характеристик переходного излучения в ТГц диапазоне частот к задачам взаимодействия импульсов ПВт мощности с веществом. В настоящей работе рассматривался лазерный импульс строящейся мультипетаваттной системы XCELS [143; 144], для расчета получаемых характеристик ускоренных электронов и ТГц излучение было проведено численное 2D3V PIC моделирование. Исследования, описанные в настоящем разделе, были также опубликованы в [135]. Лазерный импульс с энергией  $E_{XCELS} = 400$  Дж и длительностью по полувысоте  $\tau_{XCELS} = 25$  фс фокусировался в пятно диаметром по полувысоте  $r_{XCELS} = 50\lambda$  на невозмущенную поверхность мишени (соответствует точке  $x = 60\lambda, y = 120\lambda$  на Рис. 3.18, где  $\lambda = \lambda_{XCELS} = 0.91$  мкм – длина волны лазерного излучения), что соответствовало нормированному векторному потенциалу  $a_0 = 20$ . Параметры лазера соответствовали предполагаемым в одном из плеч системы XCELS. Шаги сетки составляли  $\lambda/16$  по пространству и  $\tau = \tau_{XCELS}/32 = \lambda/32c$  по времени.

В численном моделировании было рассмотрено два подхода к генерации ТГц излучения на лазерно-плазменных ускорителях, соответствующих двум конфигурациям мишени (см. Рис. 3.18). Как и ранее, мишень в начале расчета была нейтральной и состоящей из атомов углерода. Были использованы профили разлета мишени под действием отдельного наносекундного



**Рис. 3.18** Начальные профили ионной концентрации  $n_i$  мишеней, использованные в PIC моделировании. Рисунок (б) соответствует  $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс на Рис. 1.3 и Рис. 1.4 ( $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ), вторая мишень-пленка добавлена вручную. Невозмущенные области (белый) соответствуют плотности  $n_i = 4n_{cr}$ , что для мишени из углерода соответствует электронной плотности  $24n_{cr}$  при полной ионизации. Рисунок (а) далее будем называть геометрия 1, рисунок (б) – геометрия 2. Также отмечен угол  $\theta$ , использованный на последующих графиках.

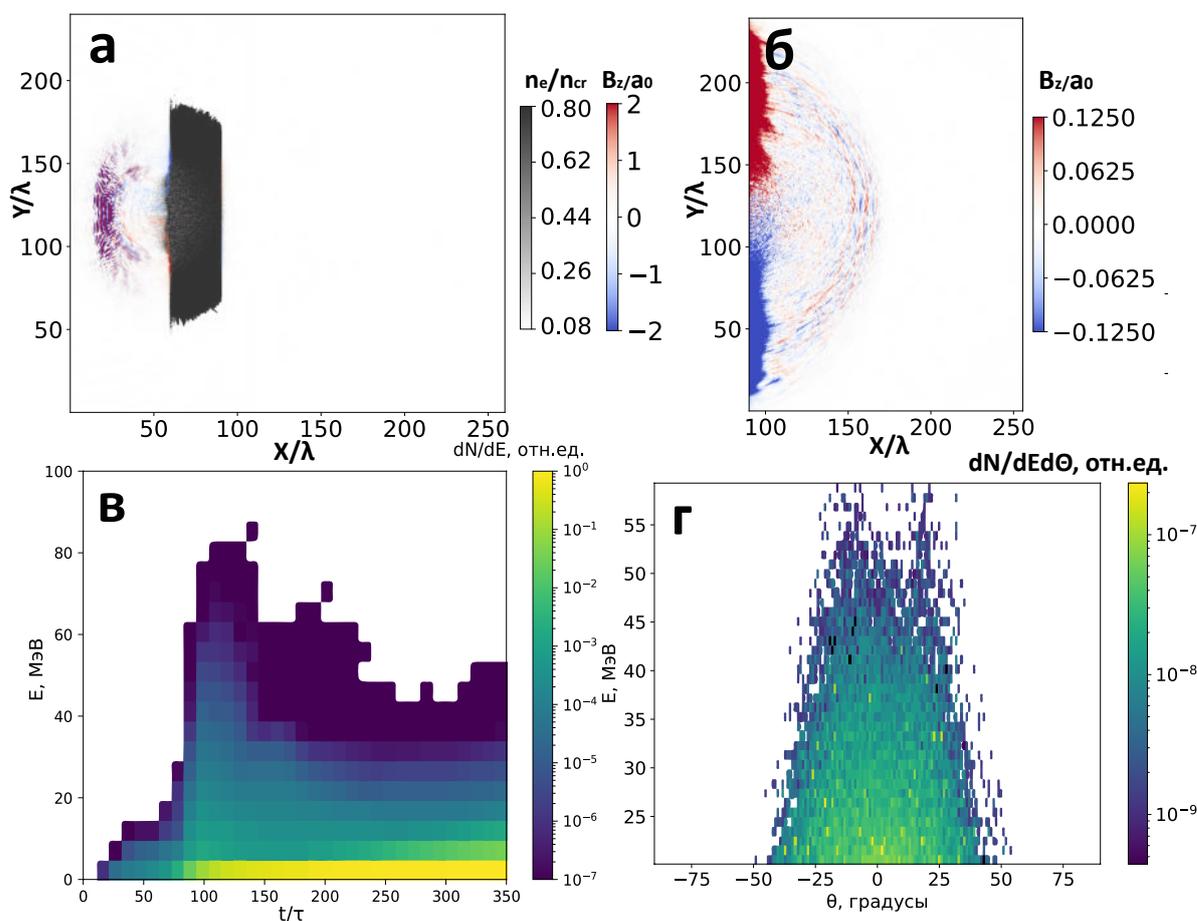
предымпулса, уже рассмотренные ранее для 1 ТВт лазерной системы (см. Рис. 1.3). Отметим, что для 15 ПВт лазерной системы энергия собственных предымпулсов может быть достаточной для создания необходимого градиента без использования дополнительного лазера [145]. Также отметим, что отсутствие подвижности ионов в данном случае не позволяет учесть вклад в ТГц от дипольного излучения электронов и ускоренных амбиполярным полем ионов (sheath radiation) [146].

В первой, наиболее простой, конфигурации эксперимента лазерный импульс напрямую взаимодействует с мишенью-пленкой толщиной 30 мкм (Рис. 3.18а, геометрия 1). В этом случае электроны, ускоренные до релятивистских энергий вглубь мишени, будут генерировать переходное излучение в ТГц диапазоне частот при вылете с ее задней поверхности. Данная геометрия, как самая простая, уже была рассмотрена в ряде работ для менее мощных лазерных систем [115; 125; 133; 147].

Во второй, несколько более сложной, геометрии, лазерный импульс сначала взаимодействует с уже оптически прозрачной пленочной мишенью, после которой устанавливается вторая невозмущенная мишень-пленка (Рис. 3.18б, геометрия 2). В таком взаимодействии лазерный импульс сначала ускоряет электроны до релятивистских энергий; затем электроны генерируют переходное излучение проходя через вторую мишень-пленку. Установка второй мишени на сравнительно небольшом расстоянии (50 мкм) от первой на Рис. 3.18б была обусловлена лишь вычислительной сложностью, влияние расстояния между двумя мишенями на свойства ТГц излучения будет обсуждаться далее.

Как уже упоминалось, при взаимодействии с плотной мишенью (геометрия 1, Рис. 3.18а) лазерный импульс отражается от нее (Рис. 3.19а). При этом происходит разогрев плазмы и

ускорение электронов вследствие ряда различных механизмов; часть ускоренных электронов получает импульс, направленный вглубь мишени. Такие ускоренные электроны имеют широкий энергетический спектр и большую угловую ширину, формирования электронного пучка не происходит. На Рис. 3.19в представлен спектр ускоренных электронов (с импульсом  $p_x > 0$ ) в зависимости от времени. Видно, что основной набор энергии электронами происходит к моменту времени  $t \approx 110\tau$ , далее лазерный импульс отражается и выходит из зоны взаимодействия. Средняя энергия электронов также невелика ( $T \approx 6$  МэВ). При этом максимальные энергии электронов достигают  $\approx 80$  МэВ. Число ускоренных электронов в 2D моделировании можно оценить из значений электронной концентрации предполагая цилиндрическую симметрию задачи; в данном случае заряд ускоренных электронов составляет  $\approx$  мкКл.



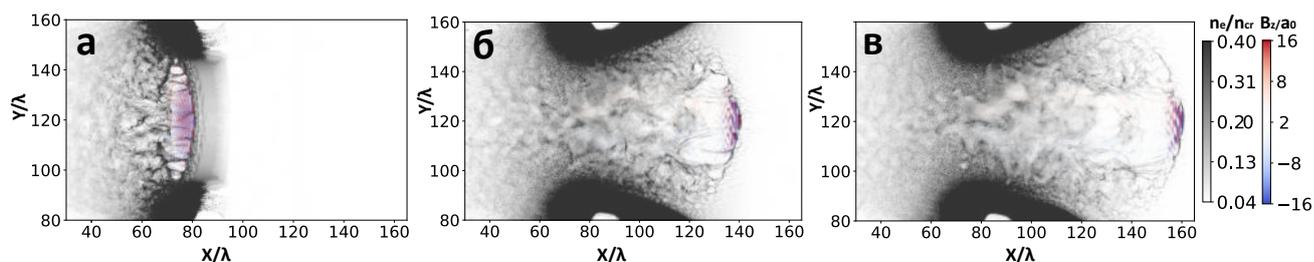
**Рис. 3.19** Результаты численного PIC-моделирования в геометрии 1 (Рис. 3.18а): (а) - пространственное распределение магнитного поля  $B_z$  (красно-синим) и электронной концентрации (серым) в момент времени  $t = 120\tau$ ; (б) - поле  $B_z$ , сформированное за задней поверхностью мишени в момент времени  $t = 190\tau$ ; (в) - спектр электронов с  $p_x > 0$  в зависимости от времени; (г) - распределение энергия-угол для электронов, вылетевших с задней поверхности мишени (т.е. в области  $x > 100\lambda$ ) в момент времени  $120\tau$ , угол  $\theta$  соответствует Рис. 3.18а.

Для генерации излучения в ТГц диапазоне частот в механизме когерентного переходного излучения имеют значение лишь электроны, прошедшие границу раздела сред. В настоящей работе мы рассмотрим только ТГц излучение «вперед» в силу его более удобного экспериментального использования. На Рис. 3.19б представлено распределение поля

$B_z$ , сгенерированное на задней поверхности мишени. Видно, что оно представляет собой расходящуюся сферическую электромагнитную волну, что соответствует картине переходного излучения. Отметим, что эта волна представляет собой сумму полей переходного излучения и собственного магнитного поля пучка ускоренных электронов. При этом по ее радиусу можно приблизительно оценить момент вылета электронов из мишени (прохождения границы раздела сред), который составляет  $\approx 70\lambda/1 \approx -70\tau$  относительно времени картинки, т.е.  $120\tau$ . В этот момент времени максимальное количество электронов покидает мишень, после чего большая их часть устремляется обратно под действием амбиполярного поля, что отражается в спектре (Рис. 3.19в). На Рис. 3.19г представлено распределение энергия-угол для электронов, находящихся за задней поверхностью мишени в момент времени  $t = 120\tau$ . Видно, что электроны распространяются в конус с углом раствора  $\approx 50^\circ$ , что характерно для лазерного ускорения с использованием твердотельных мишеней; данное распределение, аналогично рассмотренному в разделе 3.4, являлось входным параметром для расчета характеристик переходного излучения. Как уже отмечалось, характеристики ТГц излучения также можно получить, анализируя поле  $B_z$ , что будет обсуждаться далее.

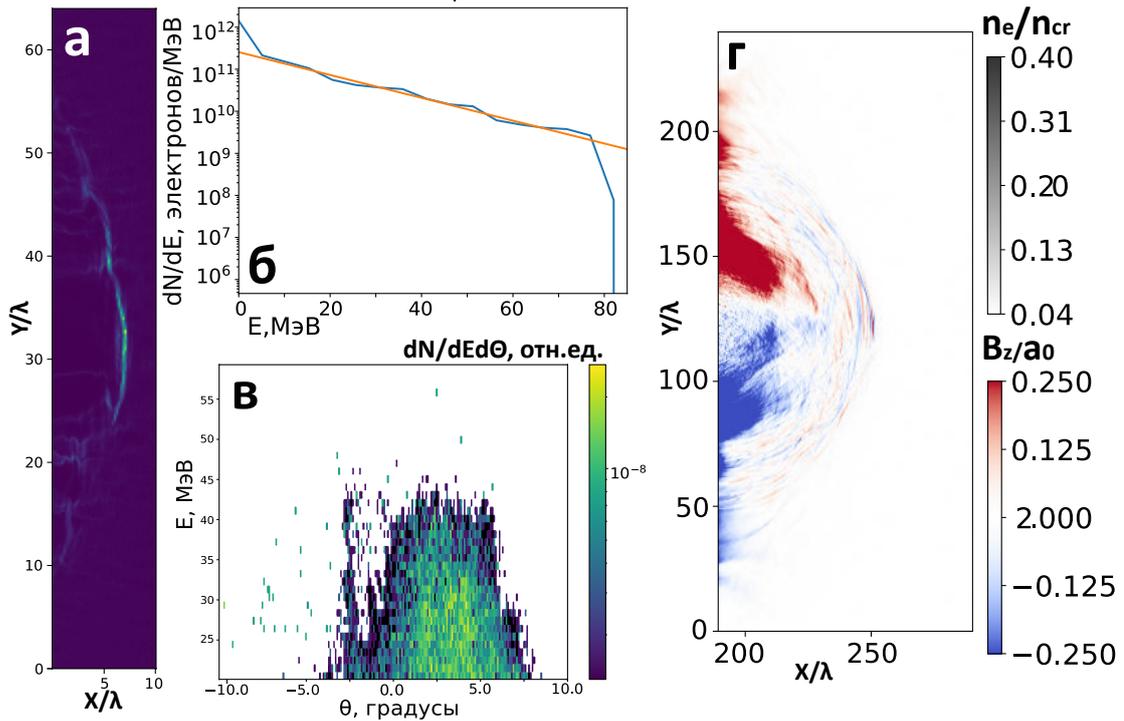
Стоит отметить, что коэффициент отражения лазерного излучения в рассмотренном случае достаточно большой, что видно на Рис. 3.19а – отраженное излучение имеет  $a_0$  порядка начального. Поэтому использование более длинных градиентов преплазмы может повысить эффективность нагрева электронов, и, соответственно, улучшить характеристики переходного излучения [133]. Также в реальном эксперименте мишень должна быть наклонена на несколько градусов во избежание деградации оптической схемы под действием отраженного излучения.

Совершенно другая картина взаимодействия наблюдается при использовании оптически прозрачной мишени для ускорения электронов (геометрия 2, Рис. 3.20). Взаимодействие с данной мишенью лазерной системы с относительно низкой пиковой мощностью 1 ТВт уже было подробно рассмотрено в Главе 2. Однако при использовании 15 ПВт лазерного импульса ponderomotive сила "выталкивающая" электроны из области высокой интенсивности, может сформировать и ускорить до релятивистских энергий электронный сгусток высокой плотности, распространяющийся с релятивистскими скоростями на фронте лазерного импульса (Рис. 3.19б,в). Данный эффект, вместе с сопутствующей ему трансформацией временного профиля лазерного импульса, был описан в работе [148], механизм ускорения электронов был назван механизмом «снегоуборщика».



**Рис. 3.20** Стадии ускорения электронов в геометрии 2:  $t = 100\tau$  (а),  $t = 160\tau$  (б),  $t = 180\tau$  (в). Показано пространственное распределение поля  $B_z$  (красно-синим), и электронной концентрации (серым).

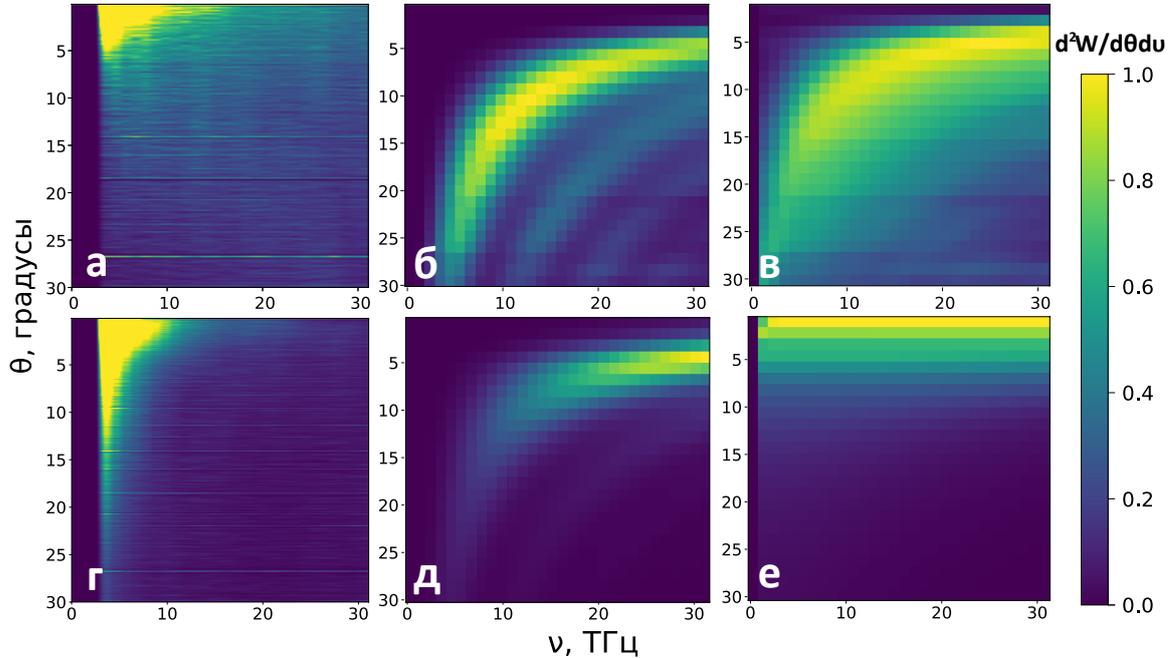
Более четко полученный сгусток ускоренных электронов представлен на Рис. 3.21а. Видно, что его продольный размер составляет  $\approx \lambda$ , а поперечный  $\approx 50\lambda$ , что соответствует диаметру перетяжки исходного лазерного излучения. Спектр высокоэнергетичной компоненты в данном пучке является экспоненциальным с температурой  $T = 16$  МэВ (Рис. 3.21б), а полный заряд составляет  $\approx 340$  нКл. При прохождении данного пучка электронов через вторичную мишень также формируется переходное излучение на задней границе - сферическая расходящаяся волна на Рис. 3.21г. Распределение энергия-угол для пучка электронов, проходящего через заднюю границу, представлено на Рис. 3.21в.



**Рис. 3.21** Пространственная форма пучка электронов в момент времени  $t = 180\tau$  (а), его энергетический спектр (синим) и аппроксимация экспоненциальным спектром с температурой  $T = 16$  МэВ (оранжевым) (б), (в) – распределение угол-энергия для пучка электронов в момент вылета из мишени  $t = 210\tau$ , угол  $\theta$  соответствует Рис. 3.18б, (г) – пространственное распределение поля  $B_z$ , созданное при прохождении данным электронным пучком вторичной мишени ( $x > 200\lambda$  в геометрии 2) в момент времени  $t = 270\tau$ .

Из распределения электронов по углам и энергиям  $dN/dEd\theta$  (Рис. 3.19г, Рис. 3.21в) были рассчитаны ЧУС когерентного переходного излучения (аналогично разделу 3.4). Результаты представлены на Рис. 3.22б,в,д,е. Видно, что ЧУС, полученный из свойств ускоренных электронов, значительно отличается от полученного из Фурье-фильтрации поля  $B_z$  в области низких частот (Рис. 3.22а,г); при этом отличие наиболее заметно в области  $< 10$  ТГц, являющейся наиболее интересной экспериментально. Учет дифракционных эффектов (Рис. 3.22б,д) приводит к обужению спектра и к его модуляции (ярко выражена на Рис. 3.22б). В случае генерации переходного излучения отдельным пучком ускоренных электронов (геометрия 2) наблюдается преобладание высокочастотных компонент в спектре ( $> 10$  ТГц), при этом излучение генерируется в узкой конус ( $\approx 5^\circ$  вдоль оси распространения, Рис. 3.22д,е). Это объясняется хорошей коллимацией и высокими энергиями исходного пучка,

при этом низкая спектральная мощность компонент с  $\nu < 10$  ТГц на Рис. 3.22д обусловлена эффектами дифракции. В случае одноэтапной схемы генерации электроны имеют гораздо худшую коллимацию и меньшие средние энергии, что приводит к увеличению угла, под которым генерируется ТГц излучение, а также смещению его спектра в область частот  $< 10$  ТГц (Рис. 3.22б,в). Поэтому, очевидно, выбор геометрии ускорения будет оказывать значительное влияние на спектрально-угловые свойства источника ТГц.



**Рис. 3.22** Частотно-угловые спектры излучения в ТГц диапазоне частот для геометрии 1 (верхний ряд, (а,б,в)) и геометрии 2 (нижний ряд, (г,д,е)). Спектры на рис. (а), (г) получены Фурье-преобразованием поля  $B_z$ . Спектры (б,д) и (в,е) получены расчетом по формуле (3.1) (см. раздел 3.4) в предположении размера излучающей области  $\rho = 100$  мкм (б,д) и  $\rho = \infty$  (в,е), т.е. с учетом и без учета дифракционных эффектов соответственно. Угол  $\theta$  соответствует указанному на Рис. 3.18 для соответствующей геометрии.

ЧУС, полученные Фурье-фильтрацией поля  $B_z$  (Рис. 3.22а,г) обладают яркими спектральными компонентами в области  $\theta < 50$ ,  $\nu < 10$  ТГц, не присутствующими на спектрах, рассчитанных аналитически. Как уже обсуждалось, такое завышение низкочастотных компонент происходит из-за существования в спектре поля  $B_z$  компонент, соответствующим квазистатическим полям (токамак) плазмы или плазменных каналов, которые не обязательно являются излучающими. Отметим, что напряженность поля  $B_z$  после Фурье-фильтрации достигает  $\approx 0.01a_0$  на краях области моделирования, в которых влияние статических полей минимально, что соответствует  $\approx a_{0,THz}$  и говорит о потенциальной возможности использования полученного излучения для исследования релятивистских эффектов в ТГц диапазоне, а также для ускорения частиц [149]. Оценить энергию ТГц излучения из моделирования напрямую не представляется возможным. В экспериментальных исследованиях генерации ТГц излучения на лазерных системах с пиковой мощностью ПВт характерный коэффициент конверсии энергии лазерного излучения в энергию ТГц составляет до 1% [150], что говорит о возможности генерации ТГц излучения с энергией в единицы Дж - сотни мДж.

Отметим, что при использовании схем с двухэтапной генерацией переходного излучения является чрезвычайно важным учет пространственных размеров и длительности электронного пучка. Как было неоднократно показано [139], основной вклад в декогеренцию переходного излучения вносит длительность электронного пучка. Пучок электронов, полученный в геометрии 2 и имеющий длительность  $\approx 3$  фс (рис. 4а) приобретет длительность в  $\approx 100$  фс после прохождения расстояния в 1 см, что ограничит область когерентности частотами  $< 10$  ТГц. При дальнейшем увеличении расстояния данный эффект, очевидно, может привести к декогеренции и, соответственно, потере эффективности генерации переходного излучения во всем ТГц диапазоне. Поэтому, с экспериментальной точки зрения, использование одноэтапной схемы ускорения наиболее оправдано в отсутствие возможности установки вторичной мишени достаточно близко к источнику электронов.

### 3.6 Выводы по главе

Было проведено экспериментальное исследование характеристик ТГц излучения, генерирующегося при взаимодействии 1 ТВт лазерного импульса с протяженной подкритической плазмой. Установлено, что в режиме с максимальной генерацией ТГц излучения (энергия 50 мДж, фокусировка на 20 мкм вглубь мишени,  $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс,  $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.22$ ) при выводе излучения параболическим зеркалом ( $F = 5$  см, примерно  $\pm 30^\circ$ ) полная энергия на детекторе составляет несколько десятков мкДж. В отсутствие спектрального ослабления выходным окном энергия составляла бы  $\approx 0.1$  мДж только в диапазоне частот 0.5-5 ТГц, что соответствует коэффициенту конверсии энергии лазерного импульса в энергию ТГц излучения в 0.2%. ТГц излучение генерируется в конус с углом раствора  $\approx 40^\circ$ , а его спектр лежит в области 1-5 ТГц. Увеличение энергии основного импульса приводит к линейному увеличению энергии ТГц излучения. Отметим также, что такая высокая энергия ТГц возможна только при использовании управляемого предимпульса (т.е. подготовки мишени), в его отсутствие выход ТГц падает как минимум на порядок. Полученный источник ТГц излучения в силу его высокой энергии может быть использован для исследования свойств полупроводниковых материалов. Также возможно его применение для различных диагностик типа накачка-зондирования, в силу его существования одновременно с источниками ускоренных электронов и рентгеновского излучения.

Установлено, что механизмом генерации ТГц излучения является когерентное переходное излучение ускоренных электронов, пересекающих границу плазма-вакуум. Проведено подробное рассмотрение характеристик переходного излучения, генерирующегося пучком электронов с характерными для лазерно-плазменного ускорения с твердотельной мишени параметрами (т.е. со сравнительно низкими энергиями  $\approx$  МэВ и большой угловой шириной). Продемонстрировано, что форма импульса ТГц излучения в рассматриваемом взаимодействии должна быть близка к униполярной.

Были рассмотрены технические трудности, возникающие при исследовании генерации ТГц излучения в численном PIC-моделировании. Предложен способ расчета характеристик

ТГц излучения на основе аналитических формул. Данный способ был использован для расчета свойств ТГц излучения в режиме, соответствующем проведенному эксперименту, и показал хорошее согласие с экспериментальными результатами. Также этот метод был использован для расчета характеристик ТГц излучения от 15 ПВт лазерного импульса в двух геометриях: одноэтапной с одной мишенью-пленкой, в которой происходит ускорение электронов и генерация ТГц, и двухэтапной, где в первой мишени создается пучок ускоренных электронов, который затем генерирует ТГц излучение проходя через вторую мишень-пленку. Показано, что в таком взаимодействии напряженность поля  $B_{z,THz}$  достигает  $a_{0,THz}$ , что говорит о потенциальной возможности использования такого излучения для исследования релятивистских эффектов в ТГц диапазоне, а также для ускорения частиц. Рассмотрение более сложных схем ускорения (например, фокусировку лазерного излучения на край твердотельной мишени [151]) и оптимизация параметров ускоренных электронов позволит в дальнейшем улучшить параметры ТГц источника.

# Заключение

В настоящей работе было проведено комплексное экспериментальное и численное исследование процессов ускорения электронов и генерации терагерцового излучения при взаимодействии фемтосекундного лазерного импульса релятивистской интенсивностью со слоем подкритической плазмы длиной несколько сотен мкм, а также использовании полученного источника электронов для задач ядерной физики.

Для экспериментального получения и исследования характеристик пучков ускоренных электронов с использованием 1 ТВт лазерной системы были разработаны и улучшены методики регистрации их характеристик. Показано, что лавсановая пленка позволяет изменять поляризацию ТВт лазерного излучения с линейной на эллиптическую со степенью эллиптичности до  $\varepsilon = 0.8$ . Создана и охарактеризована мишень в виде слоя плазмы с концентрацией электронов порядка 10% от критической и длиной несколько сотен мкм с использованием лавсановой пленки толщиной несколько десятков мкм, аблированной дополнительным наносекундным лазерным импульсом.

Разработаны пакеты обработки и визуализации данных численного моделирования методом крупных частиц. В численном моделировании проведено исследование корректности приближения неподвижных ионов, а также установлено отсутствие влияния численной схемы решения уравнений Максвелла в рассматриваемой задаче. Реализовано разделение векторных полей на потенциальную и вихревую компоненты, расчет работы полученных полей над большой выборкой тестовых частиц. Показано, что используемая в моделировании численная схема решения уравнений Максвелла приводит к накоплению ошибок численного интегрирования при оценке работ полей над частицами; предложен и реализован метод их коррекции.

Экспериментально продемонстрировано, что взаимодействие фемтосекундного лазерного импульса с интенсивностью  $5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> и центральной длиной волны 805 нм с плазменным слоем с электронной концентрацией порядка 10% от критической и длиной несколько сотен мкм, формируемым при абляции лавсановой пленки наносекундным лазерным импульсом с интенсивностью  $\approx 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>, приводит к генерации пучка электронов с зарядом в десятки-сотни пКл, экспоненциальным энергетическим спектром со средней энергией 2-3 МэВ, угловой шириной 0.1-0.3 рад в направлении распространения лазерного импульса. Изменение средней и максимальной электронной концентрации, а также протяженности плазменного слоя при варьировании задержки между наносекундным и фемтосекундным импульсами, приводит к значительному изменению характеристик ускоренных электронов при

воздействии на плазменный слой фемтосекундного импульса: при совпадении максимумов импульсов генерируется электронный пучок с зарядом до 0.1 нКл, средней энергией 1 МэВ, угловой шириной 0.25 рад, при отставании фемтосекундного импульса на 3 нс генерируется электронный пучок с зарядом до 40 пКл, средней энергией 2 МэВ, угловой шириной 0.1 рад.

Установлено, что ускорение электронов осуществляется гибридным механизмом ускорение в плазменном канале - самомодулированное кильватерное ускорение (DLA – SM-LWFA). При более низкой плотности мишени ( $\Delta t_{fs-ns} = -3$  нс,  $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.1$ ) основной вклад в набор энергии вносит механизм SM-LWFA. При более высокой плотности мишени ( $\Delta t_{fs-ns} = 0$  нс,  $n_{eMAX}/n_{cr} = 0.22$ ) основное ускорение электронов происходит механизмом DLA. Механизмами инжекции являются ионизационная инжекция и инжекция в результате разрушения плазменных волн ВКР назад, при этом вклад каждого типа инжекции определяется начальной плотностью мишени. Коллимация пучка электронов достигается увеличением среднего продольного импульса электронов  $p_x$  в фазе SM-LWFA, при этом ширина распределения  $p_y$  определяется характером ускорения электронов в плазменном канале (DLA). При увеличении энергии основного импульса заряд пучка электронов растет нелинейно, и для интенсивности  $3 \times 10^{19}$  Вт/см<sup>2</sup> возможна генерация пучка электронов с зарядом до 1 нКл ( $E > 1$  МэВ) при сохранении малой угловой расходимости.

При этом из-за жесткой фокусировки и релятивистской самофокусировки лазерный импульс имеет продольное поле  $E_{A,x}$  значительной амплитуды ( $a_0 \approx 0.05 - 0.1$ ). Вклад работы данного поля в механизме прямого лазерного ускорения противоположен вкладу полей  $E_{A,y}$ ,  $E_{A,z}$  и приводит к значительной потере энергии электроном ( $W_{A,x} \sim \gamma$ ). Поэтому для установления механизма ускорения электронов необходимо проводить разделение полей на потенциальные и вихревые; наиболее важным является разделение компонент поля  $E_x$ . При анализе работ без разделения полей физическая картина взаимодействия не соответствует действительности и происходит значительное занижение вклада в ускорение продольных плазменных волн.

С использованием полученного пучка ускоренных электронов был создан и охарактеризован источник нейтронов на основе реакций фоторасщепления ( $\gamma, n$ ). Показано, что максимальный поток нейтронов составляет  $\approx 10^5$  нейтронов/с·срад при эффективности  $\approx 10^6$  нейтронов/Дж лазерного излучения. Увеличение нейтронов потока на порядок, что может быть достигнуто увеличением энергии основного импульса всего в 2 раза (до 100 мДж), будет достаточным для ряда приложений. Также было продемонстрировано, что регистрация числа генерируемых нейтронов в эксперименте может быть использована для оценки заряда и средней энергии ускоренных электронов. Полученные значения хорошо согласуются со значениями, измеренными стандартными средствами диагностики пучка. Численно установлено, что коэффициент конверсии полученного пучка ускоренных электронов в позитроны составляет порядка  $10^{-4} - 10^{-3}$ . При заряде пучка в 100 пКл (для  $E > 1$  МэВ) это соответствует выходу позитронов в  $10^5 - 10^6$  частиц/импульс.

Был предложен, экспериментально подтвержден и численно изучен метод управления углом вылета пучка ускоренных электронов, основанный на рефракции фемтосекундного лазерного импульса в среде с неоднородным показателем преломления. Показано, что при отклонениях на углы  $\pm 10^\circ$  качество пучка меняется незначительно. Предлагаемый подход может быть успешно

применен как на лазерно-плазменных ускорителях, так и на установках, использующих схему плазменного кильватерного ускорения.

Установлено, что пучок электронов, ускоренных в слое плазмы толщиной в несколько сотен мкм и электронной концентрацией 0.1 от критической фемтосекундным лазерным импульсом с интенсивностью  $5 \times 10^{18}$  Вт/см<sup>2</sup> и центральной длиной волны 805 нм, формирует при выходе из плазмы близкий к униполярному импульс электромагнитного излучения в диапазоне частот 1-5 ТГц с эффективностью по энергии до 0.1% от энергии лазерного импульса и угловым распределением в виде конуса с углом раствора 40°. Механизмом генерации такого излучения является когерентное переходное излучение ускоренных электронов, пересекающих границу плазма-вакуум. Измерены его угловые, спектральные и поляризационные характеристики. Проведено подробное рассмотрение характеристик переходного излучения, генерирующегося пучком электронов с характерными для лазерно-плазменного ускорения с твердотельной мишени параметрами (т.е. со сравнительно низкими энергиями  $\approx$ МэВ и большой расходимостью). Предложен и опробован численный метод расчета характеристик ТГц излучения на основе параметров пучка электронов, полученных в численном моделировании методом крупных частиц.

# Приложение

## Реализация разложения Гельмгольца

Теорема Гельмгольца утверждает, что произвольное векторное поле может быть разделено на потенциальную и вихревую компоненты. При этом если векторное поле убывает на бесконечности  $\propto 1/r$ , то такое разложение будет однозначным. Разложение также является бытть верным и для более слабого убывания [152].

В настоящей работе проводилось разложение электромагнитных полей на потенциальную ( $\Phi$ , curl-free, CF) и вихревую ( $\mathbf{A}$ , divergence-free, DF) компоненты для того, чтобы отделить вклад в ускорение частиц от плазменных волн ( $E_\Phi$ ) и лазерного излучения ( $E_A$ ). Рассмотрим техническую реализацию данного преобразования в 3D геометрии.

Пусть у нас есть электрическое поле  $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(x, y, z, t = t_0) = E_x(x, y, z)\mathbf{i} + E_y(x, y, z)\mathbf{j} + E_z(x, y, z)\mathbf{k}$ , записанное в определенный момент времени  $t_0$ . Пусть  $\mathbf{G} = \mathbf{G}(k_x, k_y, k_z)$  - пространственный спектр  $\mathbf{E} = \mathbf{E}(x, y, z)$ , т.е. верно:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \iiint \mathbf{G}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} d^3k \quad (\text{П.1})$$

При этом:

$$\mathbf{G}(k_x, k_y, k_z) = G_x(k_x, k_y, k_z)\mathbf{i} + G_y(k_x, k_y, k_z)\mathbf{j} + G_z(k_x, k_y, k_z)\mathbf{k} \quad (\text{П.2})$$

где  $G_x, G_y, G_z$  - пространственные спектры компонент поля  $E_x, E_y$ , и  $E_z$  соответственно. Операция взятия дивергенции  $\nabla \cdot \mathbf{E}$  эквивалентна скалярному произведению  $i\mathbf{k} \cdot \mathbf{G}$  в Фурье-пространстве. Аналогично, операция взятия ротора  $\nabla \times \mathbf{E}$  эквивалентна векторному произведению  $i\mathbf{k} \times \mathbf{G}$ . Зная это, определим следующие величины:

$$G_\Phi(k_x, k_y, k_z) = i \frac{\mathbf{k} \cdot \mathbf{G}}{\|\mathbf{k}\|^2} = i \frac{k_x G_x + k_y G_y + k_z G_z}{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} \quad (\text{П.3})$$

$$\mathbf{G}_A(k_x, k_y, k_z) = i \frac{\mathbf{k} \times \mathbf{G}}{\|\mathbf{k}\|^2} = i \frac{(k_y G_z - k_z G_y)\mathbf{i} + (k_z G_x - k_x G_z)\mathbf{j} + (k_x G_y - k_y G_x)\mathbf{k}}{k_x^2 + k_y^2 + k_z^2} \quad (\text{П.4})$$

$G_\Phi$  имеет физический смысл пространственного спектра скалярного потенциала  $\Phi$ , а  $\mathbf{G}_A$  - пространственного спектра векторного потенциала  $\mathbf{A}$ , определенного как  $\mathbf{E}_A = \nabla \times \mathbf{A}$  (в общем случае не соответствует принятому в электродинамике определению векторного потенциала), т.к. они соответствуют выделению из  $\mathbf{G}$  компонент спектра с ненулевой дивергенцией и ротором соответственно. Тогда, зная, что  $\mathbf{E} = -\nabla\Phi + \nabla \times \mathbf{A}$ , и учитывая нормировку, можно записать:

$$\mathbf{G}(\mathbf{k}) = -i\mathbf{k}G_{\Phi} + i\mathbf{k} \times \mathbf{G}_A \quad (\text{П.5})$$

Тогда для поля  $\mathbf{E}$  в соответствии с (П.1) верно:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}_{\Phi}(\mathbf{r}) + \mathbf{E}_A(\mathbf{r}) = - \iiint i\mathbf{k}G_{\Phi}(\mathbf{k})e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}d^3k + \iiint i\mathbf{k} \times \mathbf{G}_A(\mathbf{k})e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}d^3k \quad (\text{П.6})$$

Для наглядности теперь опишем процесс разложения Гельмгольца для выделения одной компоненты поля, например,  $E_{x,\Phi}$ .

1. Сделать 3D Фурье-преобразование  $E_x \rightarrow G_x, E_y \rightarrow G_y, E_z \rightarrow G_z$
2. Вычислить  $G_{\Phi}(k_x, k_y, k_z)$  согласно (П.3)
3. Вычислить  $-ik_x G_{\Phi}(k_x, k_y, k_z)$ , т.е. сделать (П.5) для интересующий компоненты
4. Сделать обратное 3D Фурье-преобразование  $-ik_x G_{\Phi}(k_x, k_y, k_z) \rightarrow E_{x,\Phi}$

Для реализации данного алгоритма был написан скрипт на языке программирования Python. Преобразования Фурье в нем выполнялись с использованием библиотеки ruFFTW. Ее основной код выполняется на языке C, а само преобразование может быть легко распараллелено (в настоящей работе - на 16 потоков). При этом для уменьшения вычислительной сложности в основном рассчитывалось только поле  $\mathbf{E}_{\Phi}$  (т.к. выполнение скалярного произведения требует меньшее количество арифметических операций, чем векторного). Вихревая составляющая поля при этом вычислялась как  $\mathbf{E}_A = \mathbf{E} - \mathbf{E}_{\Phi}$ .

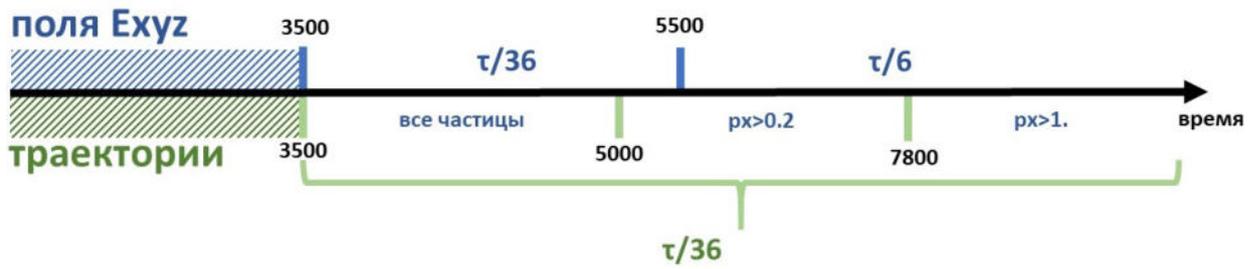
В итоге полный цикл разложения Гельмгольца для начального распределения поля  $\mathbf{E}$ , заданного массивом размера [3, 6400, 96, 96], выполнялся за  $\approx 5$  секунд.

## Алгоритм расчета работы полей

Для расчета работ полей использовался разработанный пакет постобработки на языке Python. Серия PIC-расчетов для такой постобработки имела следующие параметры: 3D с бегущим окном, размер области  $80\lambda \times 24\lambda \times 24\lambda$ , полное время моделирования  $290\tau$ , шаг по времени  $\Delta\tau = \tau/36$ , т.е. полное количество шагов моделирования  $N = 10440$ , шаги по пространству  $\Delta x = \lambda/32, \Delta y = \Delta z = \lambda/4$ . Для анализа работ записывались как траектории частиц, так и поле  $\mathbf{E}$ . Эти данные также записывались с различными фильтрами и шагами по времени, что представлено схематически на Рис. П.1.

Все эти ограничения и фильтры были подобраны, чтобы обеспечивать:

1. запись полной траектории частиц, ускоренных до высоких энергий,
2. запись полей на каждом шаге в области, где энергия частиц  $\gamma \approx 1$ ,
3. разумный размер выходных данных ( $< 10$  Тб).



**Рис. П.1** Схематическое изображение параметров записи различных данных в PIC моделировании.

В используемом пакете SMILEI при записи траекторий частицы изначально не имеют уникального номера –  $Id$  – а получают его только после того, как удовлетворят задаваемому пользователем условию. При проведении расчетов с ионизацией частицы появляются в заранее неизвестные моменты времени и, соответственно, имеют заранее не определенные  $Id$ . Это приводит к необходимости записывать большие массивы данных, т.к. заранее неизвестно, какие частицы будут эффективно ускорены к концу моделирования. Поэтому запись траекторий частиц проводилась начиная с шага  $N = 3500$  и далее на каждом временном шаге. При выполнении  $5000 < N < 7800$  выбирались только частицы, двигающиеся в направлении распространения импульса ( $p_x > 0.2$ ). Далее при  $N \geq 7800$  отбирались только ускоренные частицы ( $p_x > 1.$ ).

Для разделения любой компоненты электрического поля  $\mathbf{E}$  на потенциальную и вихревую необходимо записывать полностью все три проекции  $E_{x,y,z}$ . Запись этих полей проводилась во всей области моделирования каждый временной шаг при  $3500 < N < 5500$ , и каждые 6 шагов в диапазоне  $N \geq 5500$ . Процесс разделения полей описан в Приложении. Для расчета работ потенциальных и вихревых компонент поля при постобработке проводилась линейная интерполяция полученных полей на координаты частиц. Для всех полей проводилась коррекция фазового сдвига по формуле (1.9). Интегрирование для расчета работ по формуле (1.5) проводилось методом Симпсона. Затем дополнительно отсекались частицы, для которых в конце расчета  $\frac{|W-(\gamma-1)|}{\gamma-1} > 10\%$ , т.е. наблюдается сильное расхождение рассчитанных работ полей и реально набранной энергии. Количество таких частиц не превышало 10%.

## Алгоритм численного решения уравнения эйконала

Траектории луча при его распространении через среду с переменным показателем преломления были получены численным решением уравнения эйконала. Использованный подход был взят из работы [153]. Запишем уравнение эйконала:

$$\frac{d}{ds} \left[ n(\mathbf{r}) \frac{d\mathbf{r}}{ds} \right] = \nabla n(\mathbf{r}) \quad (\text{П.7})$$

где  $\mathbf{r} = xi + yj + zk$  - радиус-вектор текущего положения луча,  $n(\mathbf{r})$  - распределение показателя преломления в пространстве,  $s$  - элемент пути луча. Чтобы привести уравнение в более удобный вид, можно произвести замену элемента пути на элемент оптического пути, который мы обозначим через  $\sigma$ :

$$\sigma = \int \frac{ds}{n} \quad d\sigma = \frac{ds}{n} \quad (\text{П.8})$$

Тогда уравнение приводится к виду:

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{d\sigma^2} = n \nabla n \quad (\text{П.9})$$

Далее для удобства численного решения уравнение второго порядка (П.9) разбивалось на два уравнения первого порядка:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{T}, \\ \frac{d\mathbf{T}}{dt} = n \nabla n \end{array} \right. \quad (\text{П.10a})$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{T}, \\ \frac{d\mathbf{T}}{dt} = n \nabla n \end{array} \right. \quad (\text{П.10b})$$

где вводился вектор направления луча  $\mathbf{T} = \frac{d\mathbf{r}}{d\sigma} = n \left( \frac{dx}{ds} \mathbf{i} + \frac{dy}{ds} \mathbf{j} + \frac{dz}{ds} \mathbf{k} \right) = n(\cos \alpha \mathbf{i} + \sin \alpha \mathbf{j})$  в 2D геометрии,  $\alpha$  - угол между  $\mathbf{T}$  и осью X. Полученная система уравнений (П.10) решалась методом Рунге-Кутты 4 порядка с использованием Python. Задавались начальные условия: начало луча  $(x_0, y_0)$ , начальное направление луча  $\mathbf{T}_0$  и начальное распределение показателя преломления в виде  $n(x_0, y_0) \nabla n(x_0, y_0)$ . Показатель преломления плазмы рассчитывался из полученных в гидродинамическом моделировании профилей атомной концентрации мишени (см. Рис. 1.3) в предположении полной ионизации атома углерода, т.е.  $n_e = 6n_i$ . Начальные положение и направление луча выбирались так, чтобы в отсутствие вещества точка фокусировки лучей соответствовала заданной в PIC-моделировании.

# Благодарности

Благодарю своего научного руководителя, профессора Андрея Борисовича Савельева-Трофимова за внимательное руководство, помощь и поддержку на всех этапах выполнения работы и тёплое человеческое отношение.

Особую благодарность выражаю Ивану Цымбалову за неоценимый переданный опыт в проведении экспериментов, проведении численного моделирования, а также моральную поддержку. Без его помощи данная работа не была бы написана.

Благодарю Сергея Шуляпова и Константина Иванова за помощь в проведении экспериментов, обсуждении результатов и поддержание рабочей атмосферы в лаборатории. Благодарю Волкова Романа Валентиновича за поддержание лазерной системы в рабочем состоянии во время проведения экспериментов. Благодарю Акима Заворотного за проведенные им расчеты и интересные дискуссии. Благодарю Екатерину Стародубцеву и Александру Сенькевич за дружескую поддержку.

Благодарю всех сотрудников лаборатории Фотоядерных реакций ИЯИ РАН, без помощи которых не была бы написана часть этой работы, посвященная ядерной фотонике.

Благодарю всех сотрудников, аспирантов и студентов лабораторий Релятивистской лазерной плазмы и Сверхсильных световых полей за поддержку и непередаваемую рабочую атмосферу.

Хочу выразить отдельную благодарность моей семье и друзьям, непрерывную помощь и поддержку которых сложно переоценить.

# Литература

1. *Gales S., Tanaka K., Balabanski D., Negoita F., Stutman D., Tesileanu O., Ur C., Ursescu D., Andrei I., Ataman S., [et al.]*. The extreme light infrastructure—nuclear physics (ELI-NP) facility: new horizons in physics with 10 PW ultra-intense lasers and 20 MeV brilliant gamma beams // *Reports on Progress in Physics*. — 2018. — Vol. 81, no. 9. — P. 094301. — (p. 4).
2. *Mourou G. A., Tajima T., Bulanov S. V.* Optics in the relativistic regime // *Reviews of modern physics*. — 2006. — Vol. 78, no. 2. — P. 309. — (p. 4).
3. *Umstadter D.* Relativistic laser-plasma interactions // *J. Phys. D Appl. Phys.* — 2003. — Vol. 36, no. 8. — R151–R165. — (p. 4).
4. *Ledingham K. W. D., Galster W.* Laser-driven particle and photon beams and some applications // *New J. Phys.* — 2010. — Vol. 12, no. 4. — P. 045005. — (p. 4).
5. *Недорезов В. Г., Рыкованов С. Г., Савельев-Трофимов А. Б.* Ядерная фотоника: результаты и перспективы // *Успехи физических наук*. — 2021. — Vol. 191, no. 12. — P. 1281–1306. — (p. 4).
6. *Nakamura T., Hayakawa T.* Laser-driven  $\gamma$ -ray, positron, and neutron source from ultra-intense laser-matter interactions // *Phys. Plasmas*. — 2015. — Vol. 22, no. 8. — P. 83113. — (p. 4).
7. *Gonsalves A. J., Nakamura K., Daniels J., Benedetti C., Pieronek C., De Raadt T. C. H., Steinke S., Bin J. H., Bulanov S. S., Van Tilborg J., [et al.]*. Petawatt Laser Guiding and Electron Beam Acceleration to 8 GeV in a Laser-Heated Capillary Discharge Waveguide // *Phys. Rev. Lett.* — 2019. — Vol. 122, no. 8. — P. 84801. — (pp. 4, 39).
8. *Pukhov A., Sheng Z. M., Meyer-ter-Vehn J.* Particle acceleration in relativistic laser channels // *Phys. Plasmas*. — 1999. — Vol. 6, no. 7. — P. 2847–2854. — (pp. 4, 40).
9. *Ma Y. Y., Zhao J., Li Y., Li D., Chen L., Liu J., Dann S. J. D. D., Ma Y. Y., Yang X., Ge Z., [et al.]*. Ultrahigh-charge electron beams from laser-irradiated solid surface // *Proc. Natl. Acad. Sci. U. S. A.* — 2018. — Vol. 115, no. 27. — P. 6980–6985. — (pp. 4, 40).
10. *Faure J., Gustas D., Guénot D., Vernier A., Böhle F., Ouillé M., Haessler S., Lopez-Martens R., Lifschitz A.* A review of recent progress on laser-plasma acceleration at kHz repetition rate // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2018. — Vol. 61, no. 1. — P. 014012. — (pp. 4, 41).

11. *Bocoum M., Thévenet M., Böhle F., Beaurepaire B., Vernier A., Jullien A., Faure J., Lopez-Martens R.* Anticorrelated emission of high harmonics and fast electron beams from plasma mirrors // *Physical Review Letters*. — 2016. — Vol. 116, no. 18. — P. 185001. — (pp. 4, 41).
12. *Rovige L., Huijts J., Andriyash I., Vernier A., Tomkus V., Girdauskas V., Raciukaitis G., Dudutis J., Stankevicius V., Gecys P., [et al.]*. Demonstration of stable long-term operation of a kilohertz laser-plasma accelerator // *Physical Review Accelerators and Beams*. — 2020. — Vol. 23, no. 9. — P. 093401. — (pp. 4, 41).
13. *Feister S., Austin D. R., Morrison J. T., Frische K. D., Orban C., Ngirmang G., Handler A., Smith J. R. H., Schillaci M., LaVerne J. A., [et al.]*. Relativistic electron acceleration by mJ-class kHz lasers normally incident on liquid targets // *Opt. Express*. — 2017. — Vol. 25, no. 16. — P. 18736–18750. — (pp. 4, 41).
14. *Liao G.-Q., Li Y.-T.* Review of intense terahertz radiation from relativistic laser-produced plasmas // *IEEE Transactions on Plasma Science*. — 2019. — Vol. 47, no. 6. — P. 3002–3008. — (p. 5).
15. *Sun W., Wang X., Zhang Y.* Terahertz generation from laser-induced plasma // *Opto-Electronic Science*. — 2022. — Vol. 1, no. 8. — P. 220003–1. — (p. 5).
16. *Geng Y., Li D., Zhang S., Wu M., Yang T., Wang D., Yan L., Zhu J., Hu X., Zhao Y., [et al.]*. Strong enhancement of coherent terahertz radiation by target ablation using picosecond laser pulses // *Physics of Plasmas*. — 2020. — Vol. 27, no. 11. — P. 113104. — (p. 5).
17. *Гинзбург В., Франк И.* Излучение равномерно движущегося электрона, возникающее при его переходе из одной среды в другую // *ЖЭТФ*. — 1946. — Vol. 16, no. 1. — P. 15–28. — (pp. 5, 83, 91, 98).
18. *Shiraishi S.* Investigation of staged laser-plasma acceleration. — Springer, 2014. — (pp. 5, 41).
19. *Thévenet M., Leblanc A., Kahaly S., Vincenti H., Vernier A., Quéré F., Faure J.* Vacuum laser acceleration of relativistic electrons using plasma mirror injectors // *Nat. Phys.* — 2016. — Vol. 12, no. 4. — P. 355–360. — (pp. 5, 39).
20. *Mordovanakis A. G., Easter J., Naumova N., Popov K., Masson-Laborde P.-E., Hou B., Sokolov I., Mourou G., Glazyrin I. V., Rozmus W., [et al.]*. Quasimonoenergetic Electron Beams with Relativistic Energies and Ultrashort Duration from Laser-Solid Interactions at 0.5 kHz // *Phys. Rev. Lett.* — 2009. — Vol. 103, no. 23. — P. 235001. — (p. 5).
21. *McKenna P., Ledingham K., Spencer I., McCany T., Singhal R., Ziener C., Foster P., Divall E., Hooker C., Neely D., [et al.]*. Characterization of multiterawatt laser-solid interactions for proton acceleration // *Review of scientific instruments*. — 2002. — Vol. 73, no. 12. — P. 4176–4184. — (p. 5).
22. *Rosmej O. N., Andreev N. E., Zaehner S., Zahn N., Christ P., Borm B., Radon T., Sokolov A., Pugachev L. P., Khaghani D., [et al.]*. Interaction of relativistically intense laser pulses with long-scale near critical plasmas for optimization of laser based sources of MeV electrons and gamma-rays // *New J. Phys.* — 2019. — Vol. 21, no. 4. — P. 043044. — (p. 5).

23. *Herzer S., Woldegeorgis A., Polz J., Reinhard A., Almassarani M., Beleites B., Ronneberger F., Grosse R., Paulus G. G., Hübner U., [et al.]*. An investigation on THz yield from laser-produced solid density plasmas at relativistic laser intensities // *New J. Phys.* — 2018. — Vol. 20, no. 6. — P. 63019. — (p. 5).
24. *Singh M., Sharma R. P.* Generation of THz radiation by laser plasma interaction // *Contrib. Plasma Phys.* — 2013. — Vol. 53, no. 7. — P. 540–548. — (p. 5).
25. *Liao G. Q., Li Y. T.* Review of intense terahertz radiation from relativistic laser-produced plasmas // *IEEE Trans. Plasma Sci. IEEE Nucl. Plasma Sci. Soc.* — 2019. — Vol. 47, no. 6. — P. 3002–3008. — (p. 5).
26. *Wang T., Khudik V., Arefiev A., Shvets G.* Direct laser acceleration of electrons in the plasma bubble by tightly focused laser pulses // *Physics of Plasmas.* — 2019. — Vol. 26, no. 8. — 083101. — (pp. 5, 40, 52, 59).
27. *Shaw J. L., Lemos N., Marsh K. A., Froula D. H., Joshi C.* Experimental signatures of direct-laser-acceleration-assisted laser wakefield acceleration // *Plasma Phys. Controlled Fusion.* — 2018. — Vol. 60, no. 4. — P. 44012. — (p. 5).
28. *Miller K. G., Palastro J. P., Shaw J. L., Li F., Tsung F. S., Decyk V. K., Mori W. B.* Accurate simulation of direct laser acceleration in a laser wakefield accelerator. — 2023. — arXiv: 2303.12874. — (p. 5).
29. *Nakajima K.* Seamless multistage laser-plasma acceleration toward future high-energy colliders // *Light, Science & Applications.* — 2018. — Vol. 7. — P. 1. — (p. 5).
30. *Mittelberger D. E., Thévenet M., Nakamura K., Gonsalves A. J., Benedetti C., Daniels J., Steinke S., Lehe R., Vay J.-L., Schroeder C. B., [et al.]*. Laser and electron deflection from transverse asymmetries in laser-plasma accelerators // *Physical Review E.* — 2019. — Vol. 100, no. 6. — P. 063208. — (p. 5).
31. *Ivanov K., Tsymbalov I., Vais O., Bochkarev S., Volkov R., Bychenkov V. Y., Savel'Ev A.* Accelerated electrons for in situ peak intensity monitoring of tightly focused femtosecond laser radiation at high intensities // *Plasma Physics and Controlled Fusion.* — 2018. — Vol. 60, no. 10. — P. 105011. — (p. 14).
32. *Кружковский А., Новиков В., Цыгвинцев И.* Программа 3DLINE: численное моделирование трёхмерных нестационарных задач радиационной газовой динамики // *Препринты ИПМ им. М.В.Келдыша.* — 2013. — No. 20. — P. 20–24. — (p. 15).
33. *Agostinelli S., Allison J., Amako K., Apostolakis J., Araujo H., Arce P., Asai M., Axen D., Banerjee S., Barrand G., [et al.]*. Geant4—a simulation toolkit // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment.* — 2003. — Vol. 506, no. 3. — P. 250–303. — (pp. 18, 25, 71).
34. *Glinec Y., Faure J., Guemnie-Tafo A., Malka V., Monard H., Larbre J. P., De Waele V., Marignier J. L., Mostafavi M.* Absolute calibration for a broad range single shot electron spectrometer // *Rev. Sci. Instrum.* — 2006. — Oct. — Vol. 77, no. 10. — P. 103301. — (p. 21).

35. *Jain A., Gupta D. N.* Improvement of electron beam quality in laser wakefield acceleration by a circularly-polarized laser pulse // *Plasma Phys. Controlled Fusion*. — 2021. — May. — Vol. 63, no. 7. — P. 075007. — (p. 21).
36. *Liu B., Wang H. Y., Liu J., Fu L. B., Xu Y. J., Yan X. Q., He X. T.* Generating Overcritical Dense Relativistic Electron Beams via Self-Matching Resonance Acceleration // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Jan. — Vol. 110, no. 4. — P. 045002. — (p. 21).
37. *Salehi F., Le M., Railing L., Kolesik M., Milchberg H. M.* Laser-Accelerated, Low-Divergence 15-MeV Quasimonoenergetic Electron Bunches at 1 kHz // *Phys. Rev. X*. — 2021. — Vol. 11, issue 2. — P. 021055. — (pp. 21, 41).
38. *Choudhary S., Mondal S., Margarone D., Kahaly S.* Controlled transition to different proton acceleration regimes: near-critical density plasmas driven by circularly polarized few cycle pulse. — 2023. — Mar. — arXiv: 2303.12121 [physics.plasm-ph]. — (p. 21).
39. *Robinson A. P. L., Zepf M., Kar S., Evans R. G., Bellei C.* Radiation pressure acceleration of thin foils with circularly polarized laser pulses // *New J. Phys.* — 2008. — Jan. — Vol. 10, no. 1. — P. 013021. — (p. 21).
40. *Niu H., He X., Qiao B., Zhou C.* Resonant acceleration of electrons by intense circularly polarized Gaussian laser pulses // *Laser and Particle Beams*. — 2008. — Vol. 26, no. 1. — P. 51–60. — (p. 21).
41. *Aurand B., Rödel C., Zhao H., Kuschel S., Wünsche M., Jäckel O., Heyer M., Wunderlich F., Kaluza M. C., Paulus G. G., [et al.].* Note: A large aperture four-mirror reflective wave-plate for high-intensity short-pulse laser experiments // *Review of Scientific Instruments*. — 2012. — Mar. — Vol. 83, no. 3. — 036104. — (p. 21).
42. *Feynman R. P., Leighton R. B., Sands M.* The Feynman lectures on physics; New millennium ed. — New York, NY : Basic Books, 2010. — Originally published 1963-1965. — (p. 22).
43. *Savukov I., Budker D.* Wave-plate retarders based on overhead transparencies // *Appl. Opt.* — 2007. — Aug. — Vol. 46, no. 22. — P. 5129–5136. — (p. 22).
44. *Elman J., Greener J., Herzinger C., Johs B.* Characterization of biaxially-stretched plastic films by generalized ellipsometry // *Thin Solid Films*. — 1998. — Vol. 313/314. — P. 814–818. — (p. 22).
45. *Gorlova D., Tsymbalov I., Ivanov K., Zavorotnyi A., Nedorezov V., Savel'ev A.* Efficient forward direct laser acceleration of electrons in subcritical plasma with injection through hybrid parametric instability // *Laser Acceleration of Electrons, Protons, and Ions VI*. Vol. 11779. — SPIE. 2021. — P. 1177906. — (pp. 23, 84).
46. *Tsymbalov I., Gorlova D., Ivanov K., Shulyapov S., Prokudin V., Zavorotny A., Volkov R., Bychenkov V., Nedorezov V., Savel'ev A.* Efficient electron injection by hybrid parametric instability and forward direct laser acceleration in subcritical plasma // *Plasma Phys. Controlled Fusion*. — 2021. — Feb. — Vol. 63, no. 2. — P. 022001. — (p. 23).

47. *Semenov T. A., Gorlova D. A., Dzhidzhoev M. S., Ivanov K. A., Lazarev A. V., Mareev E. I., Minaev N. V., Trubnikov D. N., Tsymbalov I. N., Volkov R. V., [et al.]*. Fusion neutrons from femtosecond relativistic laser-irradiated sub-micron aggregates in a rapid expanding jet of supercritical CO<sub>2</sub> + CD<sub>3</sub>OD mixture // *Laser Physics Letters*. — 2022. — July. — Vol. 19, no. 9. — P. 095401. — (p. 26).
48. *Derouillat J., Beck A., Pérez F., Vinci T., Chiaramello M., Grassi A., Flé M., Bouchard G., Plotnikov I., Aunai N., [et al.]*. Smilei : A collaborative, open-source, multi-purpose particle-in-cell code for plasma simulation // *Computer Physics Communications*. — 2018. — Vol. 222. — P. 351–373. — (pp. 26, 27).
49. *Pukhov A.* Particle-in-cell codes for plasma-based particle acceleration // *CAS-CERN Accelerator School: Plasma Wake Acceleration 2014, Proceedings*. — 2014. — Vol. 001, vember 2014. — P. 181–206. — (p. 26).
50. *Yee K.* Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media // *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*. — 1966. — Vol. 14, no. 3. — P. 302–307. — (pp. 27, 29).
51. *Lehe R., Lifschitz A., Thaury C., Malka V., Davoine X.* Numerical growth of emittance in simulations of laser-wakefield acceleration // *Phys. Rev. ST Accel. Beams*. — 2013. — Feb. — Vol. 16, no. 2. — P. 021301. — (pp. 27, 29).
52. *Boris J. P. [et al.]*. Relativistic plasma simulation-optimization of a hybrid code // *Proc. Fourth Conf. Num. Sim. Plasmas*. — 1970. — P. 3–67. — (pp. 27, 33).
53. *Engquist B., Majda A.* Absorbing boundary conditions for the numerical simulation of waves // *Math. Comp.* — 1977. — Vol. 31. — P. 629. — (p. 28).
54. *Аммосов М., Делоне Н., Крайнов В.* Tunnel, ionization of complex atoms and atomic ions in a varying electromagnetic-field // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. — 1986. — Vol. 91, no. 6. — P. 2008–2013. — (p. 28).
55. *Siminos E., Grech M., Wettervik B. S., Fülöp T.* Kinetic and finite ion mass effects on the transition to relativistic self-induced transparency in laser-driven ion acceleration // *New Journal of Physics*. — 2017. — Vol. 19, no. 12. — P. 123042. — (p. 30).
56. *Von der Linde D., Schüler H.* Breakdown threshold and plasma formation in femtosecond laser–solid interaction // *JOSA B*. — 1996. — Vol. 13, no. 1. — P. 216–222. — (p. 37).
57. *Gibbon P.* Short pulse laser interactions with matter: An introduction. — Imperial College Press, London, 2005. — P. 1–312. — (pp. 37, 38, 43).
58. *Malka G., Miquel J.* Experimental confirmation of ponderomotive-force electrons produced by an ultrarelativistic laser pulse on a solid target // *Physical review letters*. — 1996. — Vol. 77, no. 1. — P. 75. — (p. 38).
59. *Tajima T., Dawson J. M.* Laser electron accelerator // *Physical Review Letters*. — 1979. — Vol. 43, no. 4. — P. 267. — (p. 38).

60. *Esarey E., Schroeder C. B., Leemans W. P.* Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators // *Rev. Mod. Phys.* — 2009. — Vol. 81, no. 3. — P. 1229–1285. — (pp. 38, 42).
61. *Najmudin Z., Krushelnick K., Clark E. L., Mangles S. P. D., Walton B., Dangor A. E., Fritsler S., Malta V., Lefebvre E., Gordon D., [et al.]*. Self-modulated wakefield and forced laser wakefield acceleration of electrons // *Phys. Plasmas.* — 2003. — Vol. 10, no. 5 II. — P. 2071–2077. — (p. 38).
62. *Wang X., Zgadzaj R., Fazel N., Li Z., Yi S., Zhang X., Henderson W., Chang Y.-Y., Korzekwa R., Tsai H.-E., [et al.]*. Quasi-monoenergetic laser-plasma acceleration of electrons to 2 GeV // *Nature communications.* — 2013. — Vol. 4, no. 1. — P. 1988. — (p. 39).
63. *Pollock B. B., Clayton C. E., Ralph J. E., Albert F., Davidson A., Divol L., Filip C., Glenzer S. H., Herpoldt K., Lu W., [et al.]*. Demonstration of a narrow energy spread, 0.5 GeV electron beam from a two-stage laser wakefield accelerator // *Phys. Rev. Lett.* — 2011. — Vol. 107, no. 4. — P. 045001. — (pp. 39, 41).
64. *Osterhoff J., Popp A., Major Z., Marx B., Rowlands-Rees T. P., Fuchs M., Geissler M., Hörlein R., Hidding B., Becker S., [et al.]*. Generation of stable, low-divergence electron beams by laser-wakefield acceleration in a steady-state-flow gas cell // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Vol. 101, no. 8. — P. 085002. — (p. 39).
65. *Hidding B., Geissler M., Pretzler G., Amthor K.-U., Schwoerer H., Karsch S., Veisz L., Schmid K., Sauerbrey R.* Quasimonoegetic electron acceleration in the self-modulated laser wakefield regime // *Physics of Plasmas.* — 2009. — Vol. 16, no. 4. — P. 043105. — (p. 39).
66. *Popov K. I., Bychenkov V. Y., Rozmus W., Sydora R. D., Bulanov S. S.* Vacuum electron acceleration by tightly focused laser pulses with nanoscale targets // *Phys. Plasmas.* — 2009. — Vol. 16, no. 5. — (p. 39).
67. *Popov K., Bychenkov V. Y., Rozmus W., Sydora R.* Electron vacuum acceleration by a tightly focused laser pulse // *Physics of Plasmas.* — 2008. — Vol. 15, no. 1. — P. 013108. — (p. 39).
68. *Tsakiris G. D., Gahn C., Tripathi V. K.* Laser induced electron acceleration in the presence of static electric and magnetic fields in a plasma // *Phys. Plasmas.* — 2000. — Vol. 7, no. 7. — P. 3017–3030. — (p. 40).
69. *Tsymbalov I., Gorlova D., Shulyapov S., Prokudin V., Zavorotny A., Ivanov K., Volkov R., Bychenkov V., Nedorezov V., Paskhalov A., [et al.]*. Well collimated MeV electron beam generation in the plasma channel from relativistic laser-solid interaction // *Plasma Phys. Controlled Fusion.* — 2019. — July. — Vol. 61, no. 7. — P. 075016. — (p. 40).
70. *Babjak R., Willingale L., Arefiev A., Vranic M.* Efficient direct laser acceleration by multi-petawatt lasers. — 2023. — Apr. — arXiv: 2304.10469 [physics.plasm-ph]. — (p. 40).
71. *Иванов К. А., Шуляпов С. А., Горлова Д. А., Мордвинцев И. М., Цымбалов И. Н., Савельев-Трофимов А. Б.* Роль контраста релятивистского фемтосекундного лазерного импульса при его взаимодействии со сплошными и структурированными мишенями // *Квантовая электроника.* — 2021. — Vol. 51, no. 9. — P. 768–794. — (p. 40).

72. *Rosmej O. N., Gyrdymov M., Günther M. M., Andreev N. E., Tavana P., Neumayer P., Zähler S., Zahn N., Popov V. S., Borisenko N. G., [et al.]*. High-current laser-driven beams of relativistic electrons for high energy density research // *Plasma Phys. Controlled Fusion*. — 2020. — Vol. 62, no. 11. — P. 115024. — (p. 40).
73. *Lobok M., Bychenkov V. Y.* Using Relativistic Self-Trapping Regime of a High-Intensity Laser Pulse for High-Energy Electron Radiotherapy // *Plasma Physics Reports*. — 2022. — Vol. 48, no. 6. — P. 591–598. — (p. 41).
74. *Salehi F., Goers A. G., Hine G. A., Feder L., Kuk D., Miao B., Woodbury D., Kim K. Y., Milchberg H. M.* MeV electron acceleration at 1 kHz with <10 mJ laser pulses // *Optics InfoBase Conference Papers*. — 2017. — Vol. Part F66–F, no. 2. — P. 2–5. — (p. 41).
75. *Xu N., Streeter M., Ettliger O., Ahmed H., Astbury S., Borghesi M., Bourgeois N., Curry C., Dann S., Dover N., [et al.]*. Versatile tape-drive target for high-repetition-rate laser-driven proton acceleration // *High Power Laser Science and Engineering*. — 2023. — Vol. 11. — e23. — (p. 41).
76. *Bakule P., Antipenkov R., Novák J., Batysta F., Boge R., Green J. T., Hubka Z., Greco M., Indra L., Špaček A., [et al.]*. Readiness of L1 ALLEGRA laser system for user operation at ELI beamlines // *High Intensity Lasers and High Field Phenomena*. — Optica Publishing Group. 2020. — HF1B–7. — (p. 41).
77. *Toth S., Stanislauskas T., Balciunas I., Budriunas R., Adamonis J., Danilevicius R., Viskontas K., Lengvinas D., Veitas G., Gadonas D., [et al.]*. SYLOS lasers—the frontier of few-cycle, multi-TW, kHz lasers for ultrafast applications at extreme light infrastructure attosecond light pulse source // *Journal of Physics: Photonics*. — 2020. — Vol. 2, no. 4. — P. 045003. — (p. 41).
78. *Кельман В. М., Я Я. С.* Электронная оптика. — Ленинград : Наука. Ленингр. отд-ние, 1963. — P. 362. — (p. 41).
79. *Caldwell A., Adli E., Amorim L., Apsimon R., Argyropoulos T., Assmann R., Bachmann A.-M., Batsch F., Bauche J., Olsen V. B., [et al.]*. Path to AWAKE: Evolution of the concept // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2016. — Vol. 829. — P. 3–16. — (pp. 42, 78).
80. *Kruer W. L.* The Physics of Laser Plasma Interactions. — Redwood : Addison-Wesley, 2019. — P. 182. — (p. 42).
81. *Modena, A., Najmudin, Z., Dangor, A.e., Clayton, C.e., Marsh, K.a., [et al.]*. Electron acceleration from the breaking of relativistic plasma waves // *Nature*. — 1995. — Vol. 377, no. 6550. — P. 606–608. — (p. 43).
82. *Tsymbalov I., Gorlova D., Savel'Ev A.* Hybrid stimulated Raman scattering-two-plasmon decay instability and 3/2 harmonic in steep-gradient femtosecond plasmas // *Physical Review E*. — 2020. — Dec. — Vol. 102, no. 6. — P. 063206. — (p. 43).

83. *Buck A., Wenz J., Xu J., Khrennikov K., Schmid K., Heigoldt M., Mikhailova J. M., Geissler M., Shen B., Krausz F., [et al.]*. Shock-front injector for high-quality laser-plasma acceleration // *Phys. Rev. Lett.* — 2013. — Vol. 110, no. 18. — P. 1–5. — (p. 43).
84. *Kaganovich D., Gordon D. F., Helle M. H., Ting A.* Shaping gas jet plasma density profile by laser generated shock waves // *J. Appl. Phys.* — 2014. — Vol. 116, no. 1. — P. 1–6. — (p. 43).
85. *Zhang X., Khudik V. N., Pukhov A., Shvets G.* Laser wakefield and direct acceleration with ionization injection // *Plasma Phys. Controlled Fusion.* — 2016. — Vol. 58, no. 3. — P. 34011. — (p. 44).
86. *Gordon D. F., Hafizi B., Kaganovich D., Ting A.* Electro-optic shocks from ultraintense laser-plasma interactions // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — July. — Vol. 101, no. 4. — P. 045004. — (p. 44).
87. *Krainov V. P.* Ionization rates and energy and angular distributions at the barrier-suppression ionization of complex atoms and atomic ions // *JOSA B.* — 1997. — Vol. 14, no. 2. — P. 425–431. — (p. 50).
88. *Niu H., He X., Zhou C., Qiao B.* Enhanced resonant acceleration of electrons from intense laser interaction with density-attenuating plasma // *Physics of Plasmas.* — 2009. — Vol. 16, no. 1. — P. 013104. — (p. 54).
89. *Shaw J. L., Lemos N., Amorim L. D., Vafaei-Najafabadi N., Marsh  $\ddot{z}$ . K. A., Tsung F. S., Mori W. B., Joshi C.* Role of Direct Laser Acceleration of Electrons in a Laser Wakefield Accelerator with Ionization Injection. — 2017. — (p. 55).
90. *Sprangle P., Krall J., Esarey E.* Hose-Modulation Instability of Laser Pulses in Plasmas // *Phys. Rev. Lett.* — 1994. — Dec. — Vol. 73, issue 26. — P. 3544–3547. — (p. 66).
91. *Feng J., Fu C., Li Y., Zhang X., Wang J., Li D., Zhu C., Tan J., Mirzaie M., Zhang Z., [et al.]*. High-efficiency neutron source generation from photonuclear reactions driven by laser plasma accelerator // *High Energy Density Phys.* — 2020. — Aug. — Vol. 36. — P. 100753. — (p. 70).
92. *Tsymbalov I. N., Volkov R. V., Eremin N. V., Ivanov K. A., Nedorezov V. G., Paskhalov A. A., Polonskij A. L., Savel'ev A. B., Sobolevskij N. M., Turinge A. A., [et al.]*. Investigation of the reaction  $D(\gamma, n)H$  near the threshold by means of powerful femtosecond laser radiation // *Phys. At. Nucl.* — 2017. — Vol. 80, no. 3. — P. 397–401. — (p. 71).
93. *King B., Ruhl H.* Trident pair production in a constant crossed field // *Physical Review D.* — 2013. — Vol. 88, no. 1. — P. 013005. — (p. 71).
94. *Bethe H. A.* Moliere's theory of multiple scattering // *Physical review.* — 1953. — Vol. 89, no. 6. — P. 1256. — (p. 71).
95. *Duff M. J., Capdessus R., Ridgers C. P., McKenna P.* Multi-stage scheme for nonlinear Breit–Wheeler pair-production utilising ultra-intense laser-solid interactions // *Plasma Phys. Controlled Fusion.* — 2019. — Sept. — Vol. 61, no. 9. — P. 094001. — (p. 71).

96. Горлова Д. А., Недорезов В. Г., Иванов К. А., Савельев-Трофимов А. Б., Туринге А. А., Цымбалов И. Н. К возможности генерации позитронов низких энергий на электронных ускорителях с энергией пучка несколько МэВ и на тераваттных лазерах // Квантовая электроника. — 2017. — Vol. 47, no. 6. — P. 522–527. — (p. 71).
97. Горлова Д., Овчинникова Л. Ю., Заворотный А., Лапик А., Русаков А., Бурмистров Ю., Иванов К., Цымбалов И. Н., Недорезов В. Г., Туринге А., [et al.]. Исследование генерации позитронов вблизи порога // Физика элементарных частиц и атомного ядра. — 2019. — Vol. 50, no. 5. — P. 697–707. — (p. 71).
98. Pukhov A., Meyer-ter-Vehn J. Relativistic magnetic self-channeling of light in near-critical plasma: Three-dimensional particle-in-cell simulation // Phys. Rev. Lett. — 1996. — May. — Vol. 76, no. 21. — P. 3975–3978. — (p. 73).
99. Luo J., Chen M., Wu W., Weng S., Sheng Z., Schroeder C., Jaroszynski D., Esarey E., Leemans W., Mori W., [et al.]. Multistage coupling of laser-wakefield accelerators with curved plasma channels // Physical review letters. — 2018. — Vol. 120, no. 15. — P. 154801. — (p. 78).
100. Khudiakov V., Pukhov A. Optimized laser-assisted electron injection into a quasilinear plasma wakefield // Physical Review E. — 2022. — Vol. 105, no. 3. — P. 035201. — (p. 78).
101. LaRue J. L., Katayama T., Lindenberg A., Fisher A. S., Öström H., Nilsson A., Ogasawara H. THz-Pulse-Induced Selective Catalytic CO Oxidation on Ru // Phys. Rev. Lett. — 2015. — July. — Vol. 115, issue 3. — P. 036103. — (p. 81).
102. Kampfrath T., Sell A., Klatt G., Pashkin A., Mährlein S., Dekorsy T., Wolf M., Fiebig M., Leitenstorfer A., Huber R. Coherent terahertz control of antiferromagnetic spin waves // Nature Photonics. — 2011. — Vol. 5, no. 1. — P. 31–34. — (p. 81).
103. 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. — P. 187002. — (p. 81).
104. Burford N. M., El-Shenawee M. O. Review of terahertz photoconductive antenna technology // Optical Engineering. — 2017. — Vol. 56, no. 1. — P. 010901–010901. — (p. 81).
105. Vicario C., Ovchinnikov A. V., Ashitkov S. I., Agranat M. B., Fortov V. E., Hauri C. P. Generation of 09-mJ THz pulses in DSTMS pumped by a Cr:Mg<sub>2</sub>SiO<sub>4</sub> laser // Opt. Lett. — 2014. — Vol. 39, no. 23. — P. 6632. — (p. 81).
106. Proulx A., Talebpour A., Petit S., Chin S. Fast pulsed electric field created from the self-generated filament of a femtosecond Ti: Sapphire laser pulse in air // Optics Communications. — 2000. — Vol. 174, no. 1–4. — P. 305–309. — (p. 81).
107. Zhang Z., Chen Y., Chen M., Zhang Z., Yu J., Sheng Z., Zhang J. Controllable terahertz radiation from a linear-dipole array formed by a two-color laser filament in air // Physical Review Letters. — 2016. — Vol. 117, no. 24. — P. 243901. — (p. 81).

108. *Oh T. I., You Y. S., Jhajj N., Rosenthal E. W., Milchberg H. M., Kim K. Y.* Scaling and saturation of high-power terahertz radiation generation in two-color laser filamentation // Applied Physics Letters. — 2013. — Vol. 102, no. 20. — 201113. — (p. 82).
109. *Kim K.-Y., Taylor A., Glowina J., Rodriguez G.* Coherent control of terahertz supercontinuum generation in ultrafast laser–gas interactions // Nature photonics. — 2008. — Vol. 2, no. 10. — P. 605–609. — (p. 82).
110. *Gopal A., Singh P., Herzer S., Reinhard A., Schmidt A., Dillner U., May T., Meyer H.-G., Ziegler W., Paulus G. G.* Characterization of 700  $\mu\text{J}$  T rays generated during high-power laser solid interaction // Opt. Lett. — 2013. — Vol. 38, no. 22. — P. 4705. — (p. 82).
111. *Hamster H., Sullivan A., Gordon S., White W., Falcone R. W.* Subpicosecond, electromagnetic pulses from intense laser-plasma interaction // Phys. Rev. Lett. — 1993. — Vol. 71, no. 17. — P. 2725–2728. — (p. 82).
112. *Leemans W. P., Geddes C. G. R., Faure J., Tóth C., Tilborg J. van, Schroeder C. B., Esarey E., Fubiani G., Auerbach D., Marcellis B., [et al.].* Observation of Terahertz Emission from a Laser-Plasma Accelerated Electron Bunch Crossing a Plasma-Vacuum Boundary // Phys. Rev. Lett. — 2003. — Vol. 91, no. 7. — P. 1–5. — (p. 82).
113. *Liao G. Q., Li Y. T., Li C., Liu H., Zhang Y. H., Jiang W. M., Yuan X. H., Nilsen J., Ozaki T., Wang W. M., [et al.].* Intense terahertz radiation from relativistic laser-plasma interactions // Plasma Phys. Controlled Fusion. — 2017. — Vol. 59, no. 1. — (p. 82).
114. *Sheng Z. M., Mima K., Zhang J.* Powerful terahertz emission from laser wake fields excited in inhomogeneous plasmas // Phys. Plasmas. — 2005. — Vol. 12, no. 12. — P. 1–14. — (p. 82).
115. *Liao G. Q., Li Y. T., Li C., Su L. N., Zheng Y., Liu M., Wang W. M., Hu Z. D., Yan W. C., Dunn J., [et al.].* Bursts of terahertz radiation from large-scale plasmas irradiated by relativistic picosecond laser pulses // Phys. Rev. Lett. — 2015. — Vol. 114, no. 25. — P. 1–5. — (pp. 82, 83, 103).
116. *Sagisaka A., Daido H., Nashima S., Orimo S., Ogura K., Mori M., Yogo A., Ma J., Daito I., Pirozhkov A., [et al.].* Simultaneous generation of a proton beam and terahertz radiation in high-intensity laser and thin-foil interaction // Applied Physics B. — 2008. — Vol. 90. — P. 373–377. — (p. 82).
117. *Li Y. T., Li C., Zhou M. L., Wang W. M., Du F., Ding W. J., Lin X. X., Liu F., Sheng Z. M., Peng X. Y., [et al.].* Strong terahertz radiation from relativistic laser interaction with solid density plasmas // Appl. Phys. Lett. — 2012. — Vol. 100, no. 25. — P. 1–5. — (p. 82).
118. *Hamster H., Sullivan A., Gordon S., Falcone R. W.* Short-pulse terahertz radiation from high-intensity-laser-produced plasmas // Physical Review E. — 1994. — Vol. 49, no. 1. — P. 671–677. — (p. 82).

119. *Van Tilborg J., Schroeder C., Filip C., Tóth C., Geddes C., Fubiani G., Huber R., Kaindl R., Esarey E., Leemans W.* Temporal characterization of femtosecond laser-plasma-accelerated electron bunches using terahertz radiation // *Physical review letters*. — 2006. — Vol. 96, no. 1. — P. 014801. — (p. 83).
120. *Glinec Y., Faure J., Norlin A., Pukhov A., Malka V.* Observation of fine structures in laser-driven electron beams using coherent transition radiation // *Physical review letters*. — 2007. — Vol. 98, no. 19. — P. 194801. — (p. 83).
121. *Liao G.-Q., Li Y.-T., Zhang Y.-H., Liu H., Ge X.-L., Yang S., Wei W.-Q., Yuan X.-H., Deng Y.-Q., Zhu B.-J., [et al.]*. Demonstration of coherent terahertz transition radiation from relativistic laser-solid interactions // *Physical Review Letters*. — 2016. — Vol. 116, no. 20. — P. 205003. — (p. 83).
122. *Leemans W. P., Esarey E., Tilborg J. van, Michel P. A., Schroeder C. B., Tóth C., Geddes C. G. R., Shadwick B. A.* Radiation from laser accelerated electron bunches: Coherent terahertz and femtosecond x-rays // *IEEE Trans. Plasma Sci. IEEE Nucl. Plasma Sci. Soc.* — 2005. — Vol. 33, no. 1 I. — P. 8–22. — (p. 83).
123. *Liao G., Li Y., Liu H., Scott G. G., Neely D., Zhang Y., Zhu B., Zhang Z., Armstrong C., Zemaityte E., [et al.]*. Multimillijoule coherent terahertz bursts from picosecond laser-irradiated metal foils // *Proceedings of the National Academy of Sciences*. — 2019. — Vol. 116, no. 10. — P. 3994–3999. — (p. 83).
124. *Déchard J., Debayle A., Davoine X., Gremillet L., Bergé L.* Terahertz Pulse Generation in Underdense Relativistic Plasmas: From Photoionization-Induced Radiation to Coherent Transition Radiation // *Phys. Rev. Lett.* — 2018. — Vol. 120, no. 14. — P. 6–10. — (p. 83).
125. *Ding W. J., Sheng Z. M.* Sub GV/cm terahertz radiation from relativistic laser-solid interactions via coherent transition radiation // *Physical Review E*. — 2016. — Vol. 93, no. 6. — (pp. 83, 103).
126. *Hu K., Yi L.* Relativistic terahertz radiation generated by direct-laser-accelerated electrons from laser-foil interactions // *Phys. Rev. A*. — 2020. — Vol. 102, no. 2. — (p. 83).
127. *Kahaly S., Yadav S. K., Wang W. M., Sengupta S., Sheng Z. M., Das A., Kaw P. K., Kumar G. R.* Near-complete absorption of intense, ultrashort laser light by sub- $\lambda$  gratings // *Phys. Rev. Lett.* — 2008. — Sept. — Vol. 101, no. 14. — P. 145001. — (p. 83).
128. *Smith S. J., Purcell E.* Visible light from localized surface charges moving across a grating // *Physical Review*. — 1953. — Vol. 92, no. 4. — P. 1069. — (p. 83).
129. *Gopal A., Woldegeorgis A., Herzer S., Paulus G., Singh P., Ziegler W., May T.* Smith–Purcell radiation in the terahertz regime using charged particle beams from laser–matter interactions // *Laser and Particle Beams*. — 2016. — Vol. 34, no. 1. — P. 187–191. — (p. 83).
130. *Liao G. Q., Li Y. T., Li C., Mondal S., Hafez H. A., Fareed M. A., Ozaki T., Wang W. M., Sheng Z. M., Zhang J.* Terahertz emission from two-plasmon-decay induced transient currents in laser-solid interactions // *Phys. Plasmas*. — 2016. — Vol. 23, no. 1. — (p. 83).

131. Куратов А. С., Брантов А. В., Ковалев В. Ф., Быченко В. Ю. Лазерный источник сверхмощного терагерцевого излучения // Квантовая электроника. — 2023. — Vol. 53, no. 3. — P. 253–258. — (pp. 83, 101).
132. Wang X.-B., Hu G.-Y., Shen B.-F., Tang H.-B., Zhang Z.-M., Gu Y.-Q. Correlation of fast electron ejections, terahertz waves, and harmonics emitted from plasma mirrors driven by sub-relativistic ultrashort laser pulse // AIP Adv. — 2022. — May. — Vol. 12, no. 5. — P. 055002. — (p. 83).
133. Zhang S., Yu J., Shou Y., Gong Z., Li D., Geng Y., Wang W., Yan X., Lin C. Terahertz radiation enhanced by target ablation during the interaction of high intensity laser pulse and micron-thickness metal foil // Phys. Plasmas. — 2020. — Vol. 27, no. 2. — (pp. 83, 103, 105).
134. Gorlova D., Tsymbalov I., Volkov R., Savel'ev A. Transition radiation in the THz range generated in the relativistic laser–tape target interaction // Laser Physics Letters. — 2022. — Vol. 19, no. 7. — P. 075401. — (p. 84).
135. Gorlova D. A., Tsymbalov I. N., Ivanov K. A., Savel'ev A. B. Generation of terahertz radiation with extreme parameters using a multipetawatt laser beam // Kvantovaya Elektronika. — 2023. — Vol. 53, no. 3. — P. 259–264. — (pp. 84, 102).
136. Gorlova D., Tsymbalov I., Ivanov K., Savel'ev A. Generation of THz radiation and high-energy electrons in the interaction of TW laser pulse with dense tens of micron-scale preplasma layer // Compact EUV & X-ray Light Sources. — Optica Publishing Group. 2022. — JW5A–5. — (p. 84).
137. Gorlova D., Tsymbalov I., Ivanov K., Savel'ev A. Efficient generation and characterization of THz radiation in TW laser-plasma interaction // 2022 International Conference Laser Optics (ICLO). — IEEE. 2022. — P. 1–1. — (p. 84).
138. Van Tilborg J. Coherent terahertz radiation from laser-wakefield-accelerated electron beams. — 2006. — P. 148. — (pp. 92, 93).
139. Schroeder C. B., Esarey E., Tilborg J. van, Leemans W. P. Theory of coherent transition radiation generated at a plasma-vacuum interface // Phys. Rev. E. — 2004. — Vol. 69, no. 1. — P. 12. — (pp. 92, 93, 95, 96, 108).
140. Zheng J., Tanaka K. A., Miyakoshi T., Kitagawa Y., Kodama R., Kurahashi T., Yamanaka T. Theoretical study of transition radiation from hot electrons generated in the laser–solid interaction // Phys. Plasmas. — 2003. — July. — Vol. 10, no. 7. — P. 2994–3003. — (p. 93).
141. Тер-Микаелян М., Багиян Р. К теории переходного излучения при прохождении заряженной частицы через границу раздела произвольной формы //. — 1972. — Vol. 55, no. 1. — P. 32–35. — (p. 98).
142. Van Tilborg J., Schroeder C. B., Esarey E., Leemans W. P. Pulse shape and spectrum of coherent diffraction-limited transition radiation from electron beams // Laser Part. Beams. — 2004. — Oct. — Vol. 22, no. 4. — P. 415–422. — (p. 98).

143. *Хазанов Е. А., Шайкин А. А., Костюков И. Ю., Гинзбург В. Н., Мухин И. Б., Яковлев И. В., Соловьев А. А., Кузнецов И. И., Миронов С. Ю., Коржуманов А. В., [et al.]*. XCELS–Международный центр исследований экстремальных световых полей // Квантовая электроника. — 2023. — Vol. 53, no. 2. — P. 95–122. — (p. 102).
144. XCELS. — <https://xcels.ipfran.ru/>. — (p. 102).
145. *Ivanov K., Shulyapov S., Gorlova D., Mordvintsev I., Tsymbalov I., Savel'ev A.* Role of contrast of a relativistic femtosecond laser pulse interacting with solid and structured targets // Quantum Electronics. — 2021. — Sept. — Vol. 51, no. 9. — P. 768. — (p. 103).
146. *Liao G. Q., Liu H., Scott G. G., Zhang Y. H., Zhu B. J., Zhang Z., Li Y. T., Armstrong C., Zemaityte E., Bradford P., [et al.]*. Towards Terawatt-Scale Spectrally Tunable Terahertz Pulses via Relativistic Laser-Foil Interactions // Physical Review X. — 2020. — Vol. 10, no. 3. — P. 31062. — (p. 103).
147. *Li C., Cui Y.-Q., Zhou M.-L., Du F., Li Y.-T., Wang W.-M., Chen L.-M., Sheng Z.-M., Ma J.-L., Lu X., [et al.]*. Role of resonance absorption in terahertz radiation generation from solid targets // Opt. Express. — 2014. — Vol. 22, no. 10. — P. 11797. — (p. 103).
148. *Decker C. D., Mori W. B., Tzeng K. .-, Katsouleas T.* The evolution of ultra-intense, short-pulse lasers in underdense plasmas // Phys. Plasmas. — 1996. — May. — Vol. 3, no. 5. — P. 2047–2056. — (p. 105).
149. *Xu Z., Yi L., Shen B., Xu J., Ji L., Xu T., Zhang L., Li S., Xu Z.* Driving positron beam acceleration with coherent transition radiation // Communications Physics. — 2020. — Oct. — Vol. 3, no. 1. — P. 1–7. — (p. 107).
150. *Lei H.-Y., Sun F.-Z., Wang T.-Z., Chen H., Wang D., Wei Y.-Y., Ma J.-L., Liao G.-Q., Li Y.-T.* Highly efficient generation of GV/m-level terahertz pulses from intense femtosecond laser-foil interactions // iScience. — 2022. — May. — Vol. 25, no. 5. — P. 104336. — (p. 107).
151. *Hu K., Yi L.* Highly-efficient terahertz radiation generated by surface electrons from laser-foil interactions. — 2020. — Mar. — arXiv: 2003.08899 [physics.plasm-ph]. — (p. 109).
152. *Petrascheck D.* The Helmholtz decomposition revisited // European Journal of Physics. — 2015. — Nov. — Vol. 37, no. 1. — P. 015201. — (p. 113).
153. *Sharma A., Kumar D. V., Ghatak A. K.* Tracing rays through graded-index media: a new method // Appl. Opt. — 1982. — Mar. — Vol. 21, no. 6. — P. 984–987. — (p. 115).