

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
НАУКИ ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ ИМ. Г.И. БУДКЕРА СИБИРСКОГО  
ОТДЕЛЕНИЯ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК

На правах рукописи

Анненков Владимир Вадимович

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНАЯ ЭМИССИЯ В ТОНКОЙ  
ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОЙ СИСТЕМЕ**

Специальность 01.04.08 — физика плазмы

Диссертация на соискание учёной степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
доктор физико-математических наук  
Тимофеев Игорь Валериевич

Новосибирск — 2019

# Оглавление

	Стр.
<b>Введение</b> . . . . .	<b>4</b>
<b>Глава 1. Механизм пучково-плазменной антенны</b> . . . . .	<b>14</b>
1.1. Теория для плоского случая . . . . .	15
1.2. Проверка численным моделированием . . . . .	20
1.3. Теория для цилиндрического случая . . . . .	24
<b>Глава 2. Моделирование электромагнитной эмиссии из тонкой     плазмы с непрерывно инжектируемым электронным пучком</b>	<b>28</b>
2.1. Численная модель с открытыми границами . . . . .	29
2.2. Расчётная область . . . . .	33
2.3. Генерация электромагнитного излучения в модулированной плазме	34
2.3.1. Излучение вблизи $\omega_p$ . . . . .	34
2.3.2. Излучение вблизи $2\omega_p$ . . . . .	39
2.4. Электромагнитная эмиссия из первоначально однородной плазмы .	42
2.5. Основные выводы . . . . .	46
<b>Глава 3. Моделирование процесса релаксации электронного пучка с     энергией 100 кэВ в экспериментальных условиях установки     ГОЛ-3</b> . . . . .	<b>48</b>
3.1. Численная модель . . . . .	51
3.1.1. Область моделирования . . . . .	51
3.1.2. Распределение электронов пучка . . . . .	52
3.2. Инжекция в однородную плазму . . . . .	53
3.2.1. Механизм пучково-плазменной антенны . . . . .	54
3.2.2. Результаты моделирования . . . . .	56

	Стр.
3.3. Срыв пучково-плазменной неустойчивости . . . . .	65
3.4. Сценарий эксперимента . . . . .	69
3.5. Основные выводы . . . . .	71
<b>Глава 4. Генерация мощного терагерцового излучения встречными электронными пучками с разной поперечной структурой . . .</b>	<b>72</b>
4.1. Механизм излучения . . . . .	74
4.2. Численная модель . . . . .	76
4.3. Генерация ТГц излучения пучками с различными поперечными размерами . . . . .	77
4.4. Столкновение плотных пучков с одинаковыми поперечными размерами . . . . .	80
4.5. Основные выводы . . . . .	81
<b>Заключение . . . . .</b>	<b>84</b>
<b>Список сокращений и условных обозначений . . . . .</b>	<b>87</b>
<b>Список литературы . . . . .</b>	<b>88</b>
<b>Список рисунков . . . . .</b>	<b>100</b>

## Введение

Проблема генерации электромагнитного (ЭМ) излучения в плазме под действием электронного пучка уже давно привлекает внимание исследователей как в контексте интерпретации астрофизических явлений [1–3], так и применительно к лабораторным экспериментам [4–6]. В настоящее время интерес к этой задаче связан с поиском перспективных схем генерации мощного терагерцового (ТГц) и суб-терагерцового (суб-ТГц) излучения в открытых магнитных ловушках [7–11], а также с изучением солнечных вспышек II и III рода [12–16], тонкой зebra-структуры солнечного излучения [17; 18], суб-ТГц излучения из хромосферной плазмы Солнца [19].

Для объяснения генерируемого ЭМ излучения в плазме с электронным пучком был предложен ряд теорий, большинство из которых основываются на концепции слабой [20–23] или сильной [2; 8; 24–26] турбулентности. Среди других механизмов излучения из пучково-плазменной системы рассматривают линейную конверсию мод [27], возбуждение ЭМ волн негиротропным электронным пучком [28], пересечение различных мод колебаний в плазме [29], нелинейную пучково-плазменную неустойчивость [30], а также генерацию излучения захваченными колебаниями в ямах плотности плазмы [31; 32]. Однако все эти модели предполагают, что размер плазмы значительно превышает длину волны излучения.

### Актуальность темы

В последние годы наблюдается значительный прогресс в экспериментах на открытых магнитных ловушках [33; 34], позволяющий по-новому оценивать реакторные перспективы подобных систем [35]. Одним из способов подавления электронной теплопроводности, представляющей собой основной канал потерь энергии из установки, является возбуждение плазменной турбулентности с использованием электронных пучков [36]. Показателем эффективности развития турбулентных процессов может являться электромагнитное излучение плазмы



вблизи гармоник плазменной частоты. Однако для эффективного использования данных радиометрической диагностики турбулентной плазмы необходимо достаточно подробное теоретическое понимание происходящих в ней процессов. Первым шагом на пути к интерпретации ЭМ излучения, генерируемого в пучково-плазменных экспериментах на установке ГОЛ-3 (ИЯФ СО РАН), стала теоретическая модель [26], в которой предполагалось, что значительный вклад в излучение на второй гармонике плазменной частоты должны давать процессы слияния длинноволновых верхнегибридных колебаний из так называемой области источника сильнотурбулентного спектра. Оказалось, что данная модель правильно описывает не только уровень мощности наблюдаемого излучения, но и характер его поляризации.

Открытые магнитные системы допускают инжекцию в плазму мультигигаваттных электронных пучков. Конверсия даже малой доли их мощности в излучение (на уровне нескольких процентов) открыла бы возможность генерации ТГц импульсов с рекордной гигаваттной мощностью. Этот факт позволяет рассматривать такие пучково-плазменные системы как перспективные источники ЭМ излучения для различных приложений в науке и технике.

Для эффективной конверсии мощности пучка в мощность излучения необходимо избегать перехода в турбулентный режим, приводящий к нагреву плазмы. В данный момент на установке ГОЛ-ПЭТ (ИЯФ СО РАН) ведутся эксперименты по исследованию электромагнитной эмиссии за счёт линейной конверсии пучковых мод плазменных колебаний на квази-регулярных градиентах плотности плазмы [37; 38].

С другой стороны, недавние эксперименты по инжекции длинного субрелятивистского электронного пучка с энергией 100 кэВ и током 20-100 А в замагниченную плазму на многопробочной открытой ловушке ГОЛ-3 [9] продемонстрировали неожиданно высокую для турбулентной плазмы эффективность генерации ЭМ волн. По оценкам авторов, только в окрестности удвоенной плазменной частоты мощность ЭМ излучения достигала 1% от мощности пучка. Отличительной особенностью этих экспериментов от обычного режима с кило-

амперными пучками была низкая плотность плазмы ( $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ), благодаря которой диаметры инжектируемого пучка и ионизируемого им плазменного канала ( $< 1 \text{ см}$ ) оказывались сравнимыми с длинами плазменных колебаний и излучаемых ЭМ волн.

Физические процессы в тонкой плазме идут иначе, чем в безграничной. В такой плазме не только инкремент нарастания плазменных колебаний вследствие развития двухпоточковой неустойчивости отличается от случая широкой плазмы, но и максимальная амплитуда этих волн оказывается иной. Кроме того, в ограниченной тонкой плазме изменяется и возможный спектр плазменных колебаний: возбуждение косых неустойчивостей затруднено из-за малого поперечного размера среды, что приводит к доминированию в спектре преимущественно продольных колебаний. Этот факт позволяет сделать динамику системы плазма-пучок более регулярной. Иначе в такой плазме протекают и известные процессы слияния ленгмюровских волн и их рассеяния на возмущениях плотности плазмы. Существенным отличием от случая безграничной плазмы является отсутствие запрета на лобовое слияние электростатических волн в электромагнитную за счёт того, что вместо собственных электромагнитных плазменных мод в процессе участвуют вакуумные ЭМ волны.

Одним из механизмов генерации излучения в плазме с электронным пучком является трёхволновой процесс слияния первоначальных пучковых мод плазменных колебаний со встречными волнами, возникающими после заполнения нерезонансной части спектра за счёт нелинейных процессов. В результате наблюдается излучение вблизи удвоенной плазменной частоты. Этот механизм отличается низкой эффективностью ЭМ эмиссии, поскольку значительная доля мощности пучка уходит на нагрев плазмы, а не на генерацию излучения. Однако экспериментально было показано [39–41], что в случае инъекции в плазму двух встречных нерелятивистских пучков эффективность генерации электромагнитного излучения значительно возрастает. Это обусловлено возможностью слияния возбуждаемых пучками встречных косых ленгмюровских волн с высо-

кой спектральной плотностью в поперечную электромагнитную волну. Однако остаётся открытым вопрос, насколько эффективен такой механизм в тонкой пучково-плазменной системе, характерный поперечный размер которой сопоставим с длиной волны излучения, когда в спектре плазменных колебаний возможны только преимущественно продольные волны.

Понимание механизмов генерации излучения в тонкой пучково-плазменной системе позволит не только объяснить наблюдаемый в экспериментах высокий уровень ЭМ эмиссии с эффективностью конверсии мощности суб-релятивистского пучка порядка 1%, но и позволит создать аналогичные источники ЭМ излучения с использованием более плотных и релятивистских пучков с большим энергосодержанием. Такие генераторы будут способны работать с более высокой плотностью плазмы ( $> 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ), благодаря чему станет возможным длительная и эффективная генерация на них терагерцового излучения, область применения которого стремительно растёт в последние годы.

**Целью** данной работы является определение основных механизмов эффективной генерации электромагнитного излучения, наблюдавшегося в экспериментах по инъекции электронного пучка в тонкую замагниченную плазму на установке ГОЛ-3, и разработка новых схем генерации ТГц излучения высокой мощности.

Для достижения поставленной цели необходимо было решить следующие **задачи**:

1. Построить теоретическую модель генерации излучения в пучково-плазменной системе, учитывая специфику тонкой плазмы с толщиной порядка длины волны излучения.
2. Разработать электромагнитный релятивистский 2D3V численный код на основе метода частиц в ячейках, позволяющий моделировать непрерывную (в течение тысяч периодов плазменных колебаний) инъекцию пучка частиц в замагниченную плазму.
3. С помощью моделирования, использующего базовые уравнения электродинамики и движения частиц, проверить предсказания аналитиче-

ской теории, а также исследовать процесс генерации излучения при инжекции электронного пучка в плазму при параметрах и масштабах реального эксперимента на установке ГОЛ-3.

### **Методология и методы исследования**

Построение упрощённой аналитической модели генерации излучения в тонкой пучково-плазменной системе ведётся в рамках двухжидкостной магнитной гидродинамики. Для подтверждения и определения границ применимости теоретических предсказаний используется собственный полностью релятивистский электромагнитный код с использованием метода частиц в ячейках (PIC), реализованный для графических сопроцессоров фирмы NVIDIA [42].

**Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, четырёх глав и заключения. Полный объём диссертации составляет 105 страниц, включая 35 рисунков. Список литературы содержит 102 наименования.

**В первой главе** изучается генерация электромагнитных волн тонкой пучково-плазменной системой, типичный поперечный размер которой сравним с длиной волны излучения. Показано, что в плазме, период модуляции плотности которой сопоставим с длиной волны наиболее неустойчивой пучковой моды плазменных колебаний, может возбуждаться длинноволновый сателлит, способный резонансно взаимодействовать с вакуумными ЭМ-волнами. Фактически такая система работает как плазменная антенна, которая способна преобразовывать энергию раскачиваемых пучком плазменных колебаний в энергию вакуумного электромагнитного излучения. Чтобы найти оптимальные условия генерации электромагнитных волн с помощью такой пучково-плазменной антенны, предлагается простая теоретическая модель. Показано, что в двумерном случае теоретические предсказания находятся в хорошем согласии с численным моделированием методом частиц в ячейках. В частности, теоретические выводы об оптимальной толщине плазмы и величине максимальной мощности излучения полностью подтверждаются численными экспериментами. В цилиндрической геометрии наша теория позволяет оценить мощность суб-терагерцового излучения, которое может генерироваться в лабораторных экспериментах с гигаватт-

ным релятивистским электронным пучком, инжектируемым в замагниченную плазму открытой магнитной ловушки ГОЛ-3.

**Во второй главе** процессы ЭМ эмиссии впервые изучаются в рамках реалистичной задачи о непрерывной инжекции релятивистского электронного пучка через границу плазмы. Обнаружено, что предложенная ранее теоретическая модель, основанная на механизме плазменной антенны, адекватно описывает ЭМ эмиссию из открытой системы плазма-пучок с типичной шириной, сравнимой с длиной волны излучения. Численные эксперименты по инжекции пучка в предварительно модулированную плазму демонстрируют, что мощность ЭМ излучения на плазменной частоте может достигать 5-10% от полной мощности пучка. Кроме того показано, что в такой системе возможен процесс слияния доминирующей пучковой волны и её длинноволнового сателлита, возникающего при рассеянии на периодическом возмущении ионной плотности. Этот процесс приводит к генерации излучения на второй гармонике с эффективностью порядка 0.4%. Также обнаружено, что продольная модуляция плотности плазмы, играющая ключевую роль в антенном механизме, может формироваться самосогласованно вследствие модуляционной неустойчивости пучковой волны с высокой амплитудой. Показано, что, даже если наиболее быстро нарастающее возмущение плотности изначально не приводит к возбуждению сверхсветовых сателлитов, поздняя нелинейная стадия модуляционной неустойчивости сопровождается захватом колебаний плазмы отдельными ямами плотности, в которых длина волны плазменных колебаний совпадает с размером ямы и условие эффективного излучения выполняется автоматически. В таком режиме поперечно распространяющееся излучение преимущественно поляризовано вдоль направления распространения пучка, сконцентрировано вблизи плазменной частоты и достигает эффективности 1%.

**В рамках третьей главы** впервые проводится PIC моделирование непрерывной инжекции в плазму тонкого суб-релятивистского электронного пучка при параметрах лабораторного эксперимента на открытой ловушке ГОЛ-3 и демонстрируется принципиальная возможность генерации в этих условиях ЭМ из-

лучения вблизи плазменной частоты и её второй гармоники с суммарной мощностью, составляющей несколько процентов от мощности инжектируемого пучка. Обнаружены режимы, когда значительная доля этой мощности приходится на вторую гармонику, что согласуется с оценками эффективности такого излучения в эксперименте. Проведённые исследования проливают свет на физику релаксации пучка в этих экспериментах и позволяют качественно интерпретировать их результаты. В частности, стало ясно, что даже в сильном магнитном поле излучение привязано к гармоникам плазменной частоты, а не к верхнегибридному резонансу или гармоникам циклотронной частоты, получено подтверждение эффективной реализации механизма плазменной антенны при параметрах реального эксперимента, предложен сценарий формирования отдельных вспышек излучения, показано согласие результатов моделирования с экспериментальными данными в оценках пиковой мощности излучения вблизи удвоенной плазменной частоты при токе 25 А и объяснена причина невозможности регистрации излучения в этих экспериментах при более высоких токах.

**В четвёртой главе** исследуется возможность эффективной реализации в плазме с электронными пучками недавно обнаруженного механизма генерации ЭМ излучения на второй гармонике плазменной частоты в результате взаимодействия встречных плазменных волн с различной поперечной структурой, который был впервые исследован для случая сталкивающихся коротких лазерных импульсов[43]. Этот механизм является более общим случаем механизма генерации излучения вблизи второй гармоники плазменной частоты в теории пучково-плазменной антенны, в которой рассматривалось слияние встречных плазменных колебаний с одинаковой поперечной структурой, но различными волновыми числами. Благодаря непрерывной накачке встречные пучковые волны способны сохранять свои амплитуды на высоких нелинейных уровнях в течение длительного времени и могут возбуждаться в плазме гораздо более эффективно, чем в лазерной схеме. Моделирование сталкивающихся пучков низкой плотности с различными поперечными размерами показывает, что полученное излучение имеет узкую спектральную ширину линии ( $\sim 1\%$ ), а его мощность до-

стигает нескольких процентов от полной мощности пучков. Также установлено, что этот механизм излучения может работать с сопоставимой эффективностью в системе плотных пучков с изначально равными размерами. В такой системе различные поперечные структуры плотности пучков и разные амплитудные профили возбуждаемых волн автоматически возникают вследствие филаментационной неустойчивости.

**Научная новизна** состоит в обнаружении новых высокоэффективных механизмов генерации ЭМ излучения электронными пучками, распространяющимися в плазме. Первый механизм – механизм пучково-плазменной антенны – реализуется при инъекции пучка в тонкий плазменный канал с модулированной плотностью. С помощью численного моделирования показано доминирование этого механизма при генерации ЭМ излучения на гармониках плазменной частоты при параметрах и масштабах реального эксперимента на установке ГОЛ-3. Также предложен возможный сценарий релаксации пучка в этих условиях. Второй механизм состоит в генерации мощного ТГц излучения с эффективностью 3-7% на второй гармонике плазменной частоты встречными электронными пучками, возбуждающими продольные плазменные волны разного поперечного профиля.

### **Научная и практическая значимость**

Исследованный в данной работе новый механизм генерации ЭМ излучения – механизм пучково-плазменной антенны – специфичен для относительно тонкой плазмы, размеры которой сопоставимы с длиной волны излучения. Результаты исследований позволяют не только интерпретировать лабораторные пучково-плазменные эксперименты на открытых ловушках, но и указывают путь к созданию эффективных источников ЭМ волн, в которых частота привязана не к циклотронной, а к плазменной частоте, что может оказаться более предпочтительно в терагерцовом диапазоне, где циклотронные механизмы требуют создания сильных магнитных полей.

Электромагнитное излучение на гармониках плазменной частоты также представляет большой интерес для интерпретации процессов, имеющих место

при солнечных радиовсплесках II и III типов. Рассмотренные в данной работе механизмы генерации излучения могут дать новое понимание этих явлений.

**Основные положения, выносимые на защиту:**

1. Обнаружен высокоэффективный (до 10% от мощности пучка) механизм генерации электромагнитного излучения на гармониках плазменной частоты при распространении электронного пучка в тонком (порядка длины волны излучения) плазменном канале с модулированной плотностью – механизм пучково-плазменной антенны.
2. Установлено, что модуляционная неустойчивость доминирующей пучковой волны может создавать продольную модуляцию плотности плазмы, которая необходима для реализации антенного механизма, что обеспечивает эффективность электромагнитной эмиссии порядка нескольких процентов.
3. С помощью численного моделирования показано, что в экспериментах с тонким пучком низкой энергии (100 кэВ) на установке ГОЛ-3 механизм плазменной антенны обеспечивает эффективность конверсии мощности пучка в мощность излучения на уровне  $\simeq 1 - 3\%$  в окрестности плазменной частоты и объясняет наблюдаемую в этих экспериментах пиковую мощность излучения вблизи второй гармоники плазменной частоты.
4. Предложен механизм генерации мощного ТГц излучения на второй гармонике плазменной частоты встречными электронными пучками разного поперечного профиля с эффективностью преобразования мощности  $\simeq 3 - 7\%$ .

**Достоверность** полученных результатов обеспечивается совпадением результатов аналитической теории и численной модели, которая, в свою очередь, была верифицирована на ряде тестовых задач.



### **Личный вклад**

Автор принимал активное участие в постановке задачи, разрабатывал все применяемые в работе численные коды, проводил анализ полученных результатов, а также участвовал в подготовке публикаций.

### **Апробация работы**

Результаты работы докладывались и обсуждались на семинарах ИЯФ СО РАН и ИСЗФ СО РАН, на конкурсах молодых учёных ИЯФ СО РАН, а также представлялись на международных конференциях, в том числе на:

1. XLIII Международной (Звенигородской) конференции по физике плазмы и УТС (г. Звенигород, 2016)
2. 11-й Международной конференции по открытым системам для удержания плазмы (г. Новосибирск, 2016)
3. Международной конференции «Synchrotron and Free electron laser Radiation: generation and application 2018» (г. Новосибирск, 2018)
4. 43-й Международной конференции по инфракрасным, миллиметровым и терагерцовым волнам (г. Нагоя, Япония, 2018)

# Глава 1. Механизм пучково-плазменной антенны

Рассмотрим ограниченный в поперечном направлении столб плазмы (рис. 1.1). Пусть из него под некоторым углом  $\theta$  излучаются ЭМ колебания с волновым числом  $K$ . Для того, чтобы генерировать такое излучение, по плазме должно бежать возмущение с фазовой скоростью  $v_{ph}$  больше скорости света  $c$ .

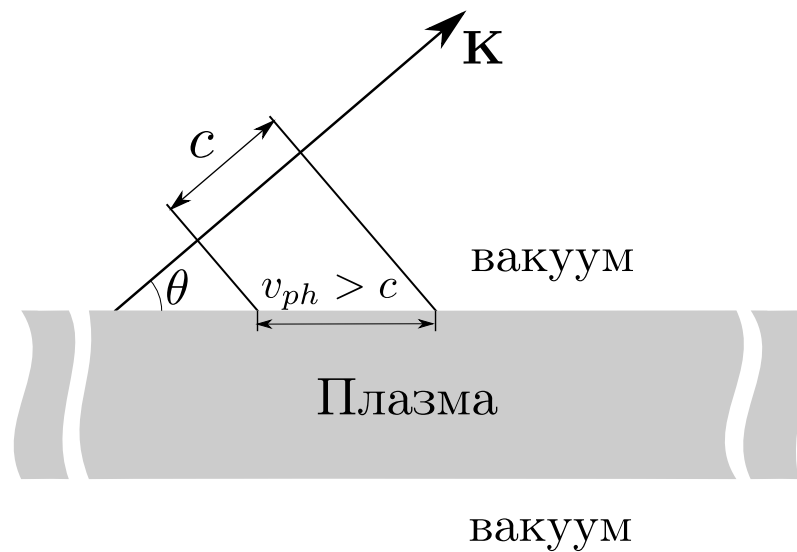


Рисунок 1.1 — Схематичное изображение излучения, генерируемого плазменным столбом.

Если по плазме распространяется пучок электронов со скоростью  $v_b$ , то возбуждаемые им за счёт двухпоточковой неустойчивости колебания будут иметь фазовую скорость  $v_{ph} = v_b$ , частоту  $\omega_b \lesssim \omega_p$ , где  $\omega_p$  – плазменная частота; и продольный волновой вектор  $k_{\parallel}$ . Такие волны не способны попадать в резонанс с вакуумными ЭМ модами и генерировать излучение. Подобный запрет снимается для сверхсветовых колебаний электрического поля с  $(\omega_b, k_{\parallel} - q)$ , которые могут возникнуть в плазме при рассеянии пучковой моды плазменных колебаний на периодическом возмущении ионной плотности с продольным волновым числом  $q$ . Предметом исследования данной главы является такая пучково-плазменная система.

Чтобы оценить адекватность наших теоретических представлений о механизме, ответственном за излучение ЭМ волн из рассматриваемой системы, сна-

чала мы решаем двумерную задачу в плоской геометрии и сравниваем теоретические предсказания с результатами численного моделирования. В первую очередь нас интересует зависимость эффективности генерации излучения от толщины плазменного слоя. Согласие между теоретическими и численными результатами позволит построить теорию пучково-плазменной антенны в более реалистичной ситуации, когда электронный пучок распространяется в цилиндрическом плазменном столбе. В этом случае мы оценим типичный пространственный масштаб области интенсивной накачки пучка и общую мощность генерируемого излучения. Кроме того, мы сформулируем требования к параметрам пучка и плазмы, необходимые для наблюдения мощного электромагнитного излучения в лабораторных экспериментах на открытой ловушке ГОЛ-3.

## 1.1. Теория для плоского случая

Решим задачу о генерации электромагнитного излучения тонкой пучково-плазменной системой в идеализированной двумерной постановке, которая допускает сравнение с численной моделью на основе метода частиц в ячейках (PIC). В используемой модели пучок и плазма представляют собой бесконечный плоский слой толщиной  $2l$ , который удерживается внешним магнитным полем  $B_0$  (рис. 1.2). В моделировании бесконечность системы в продольном направлении реализуется посредством наложения периодических граничных условий и на частицы, и на поля. Используя такую упрощённую модель, мы изучаем такие же процессы, какие имеют место в пространственно ограниченной области, внутри которой пучковая неустойчивость может считаться однородной. Если внешнее магнитное поле достаточно велико, то пучок с относительной плотностью  $\hat{n}_b = n_b/n_0 \ll 1$  и средней скоростью  $v_b$  раскачивает распространяющуюся в продольном направлении плазменную волну с частотой  $\omega_b$  и инкре-

ментом  $\Gamma$ , которые в гидродинамическом режиме определяются по формулам:

$$\hat{\omega}_b = \frac{\omega_b}{\omega_p} = 1 - \frac{\hat{n}_b^{1/3}}{2^{4/3}\gamma_b}, \quad \hat{\Gamma} = \frac{\Gamma}{\omega_p} = \frac{\sqrt{3}\hat{n}_b^{1/3}}{2^{4/3}\gamma_b}, \quad (1.1)$$

где  $\gamma_b$  это релятивистский фактор электронов пучка,  $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / m_e}$  - плазменная частота,  $n_0$  - плотность плазмы,  $m_e$  - масса электрона,  $e$  - элементарный заряд. Таким образом, роль магнитного поля в данной задаче состоит только в подавлении поперечных пучково-плазменных неустойчивостей. Величина этого поля может быть достаточно малой ( $eB/(m_e c) < \omega_p$ ), но минимальное значение сильно зависит от кинетических эффектов, связанных с конечным разбросом скоростей частиц пучка [44; 45].

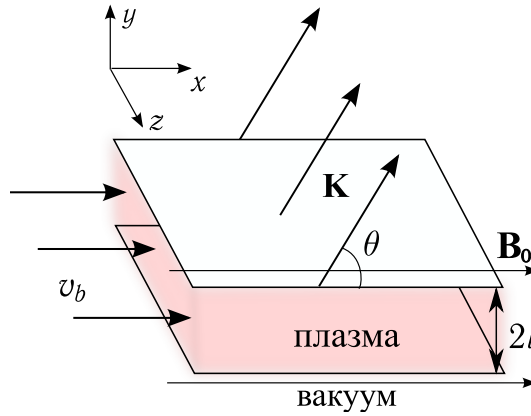


Рисунок 1.2 — Геометрия задачи.

Поскольку мы рассматриваем временную задачу, в которой пучок бесконечен в продольном направлении, то инкремент нарастания наиболее неустойчивой моды в такой системе стабилизируется на уровне, соответствующем порогу захвата пучка, за которым следует формирование квазистационарной волны Бернштейна-Грина-Крускала (БГК) [46]. В стационарном режиме продольное электрическое поле этой волны может быть приближённо представлено в виде

$$E_x(t, x) = E_0 \cos(k_{\parallel} x - \omega_b t) \quad (1.2)$$

где  $k_{\parallel} = \omega_b / v_b$ . Амплитуда этой волны предполагается однородной внутри плазмы и может быть найдена из равенства баунс-частоты захваченных электронов и максимального инкремента пучково-плазменной неустойчивости [47]. В безразмерной форме, когда электрическое поле измеряется в единицах  $m_e c \omega_p / e$ , а

скорость пучка в единицах скорости света  $c$  ( $\hat{v}_b = v_b/c$ ), данное равенство приводит к следующей оценке:  $\hat{E}_0 \simeq \gamma_b^3 \hat{\Gamma}^2 \hat{v}_b$ .

Если плотность плазмы однородна вдоль слоя (рис. 1.3а), то пучковая мода плазменных колебаний, распространяющаяся с досветовой скоростью ( $v_{ph} = \omega_b/k_{\parallel} = v_b$ ), не способна генерировать вакуумное электромагнитное излучение, поскольку для этого её фазовая скорость вдоль плазмы должна превышать скорость света. Резонанс с вакуумными электромагнитными волнами может быть достигнут только для вынужденных сверхсветовых возмущений электрического поля с ( $\omega_b, k_{\parallel} - q$ ), которые могут возникнуть в плазме при рассеянии пучковой моды плазменных колебаний на периодическом возмущении ионной плотности с продольным волновым числом  $q$ :  $n = n_0 + \delta n \cos qx$  (рис. 1.3б). В этом случае граничные условия требуют, чтобы частота излучаемой электромагнитной волны была  $\omega = \sqrt{K_{\perp}^2 + K_{\parallel}^2}c = \omega_b$ , а волновой вектор  $K_{\parallel} = k_{\parallel} - q$ . Одновременно эти условия могут быть выполнены только в том случае, когда период модуляции плотности плазмы не сильно отличается от длины волны пучковой моды плазменных колебаний:

$$1 - \hat{v}_b < \frac{q}{k_{\parallel}} < 1 + \hat{v}_b. \quad (1.3)$$

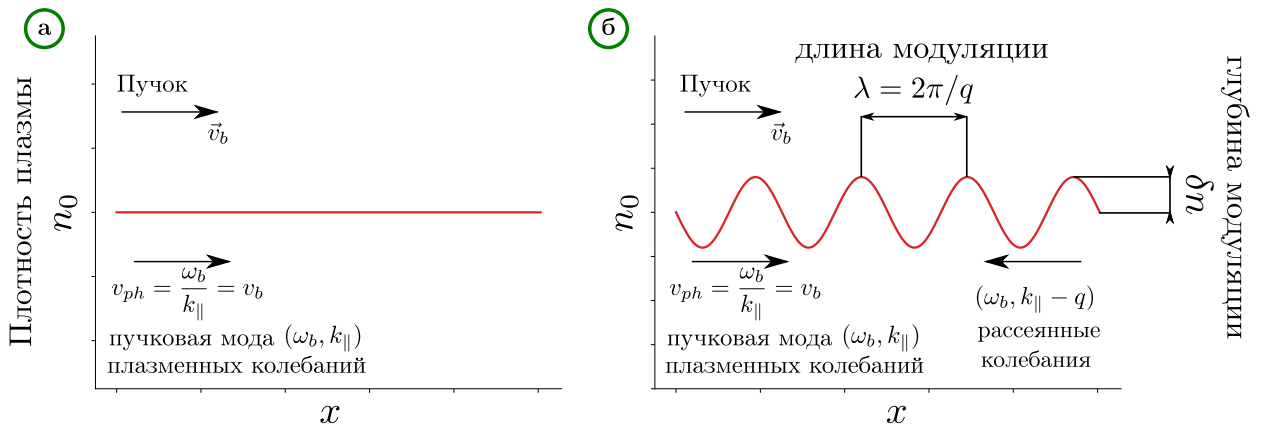


Рисунок 1.3 — Схематичное изображение возбуждаемых в системе колебаний.

- а) Первоначально однородная плотность плазмы  $n = n_0$ . б) Плазма с продольной модуляцией плотности  $n = n_0 + \delta n \cos qx$ .

Направление излучения по отношению к внешнему магнитному полю определяется углом

$$\theta = \arctan \sqrt{\frac{\widehat{v}_b^2}{(1 - q/k_{\parallel})^2} - 1} \quad (1.4)$$

и контролируется соотношением между  $q$  и  $k_{\parallel}$ . Стоит заметить, что в неограниченной плазме классическое рассеяние потенциальной волны на возмущении плотности с параллельным волновым вектором не может приводить к генерации поперечных электромагнитных мод. В рассматриваемой схеме электромагнитное излучение возникает только в плазме ограниченного размера благодаря прямому возбуждению вакуумных электромагнитных волн вблизи поверхности плазмы.

Вычислим мощность излучения в простейшем случае, когда период модуляции плотности совпадает с длиной волны наиболее неустойчивой пучковой моды плазменных колебаний ( $q = k_{\parallel}$ ). Под действием поля (1.2) электроны плазмы осциллируют со скоростью

$$v_{\parallel} = \frac{eE_0}{m_e \omega_b} \sin(k_{\parallel}x - \omega_b t). \quad (1.5)$$

Таким образом, в плотности тока содержится слагаемое, не зависящее от продольной координаты  $x$ ,

$$\delta j_{\parallel} = \frac{e^2 E_0 \delta n}{2m_e \omega_b} \sin(\omega_b t - (k_{\parallel} - q)x) = j_0 \sin \omega_b t. \quad (1.6)$$

Эта часть электрического тока возбуждает колебания продольного электрического поля, вступающего в резонанс с вакуумными электромагнитными волнами, распространяющимися поперёк плазменного слоя ( $\theta = \pi/2$ ). В этом случае уравнения Максвелла для суммарного возмущения  $\delta E_x$  внутри плазмы могут быть сведены к следующей простой форме:

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial y^2} - \varkappa^2 \right) \delta E_x = \frac{4\pi \omega_b}{c^2} j_0 \cos \omega_b t, \quad (1.7)$$

где  $\varkappa^2 = \omega_p^2/c^2(1 - \widehat{\omega}_b^2)$ . Поскольку частота основных плазменных колебаний, возбуждаемых пучком, ниже, чем плазменная частота, то резонансно накапливаемые электромагнитные колебания способны проникать в плазму только на

глубину скин-слоя, которая определяется величиной  $1/\varkappa$ . Поэтому внутри плазменного слоя решение может быть записано в виде

$$\delta E_x^{in} = \left( C_1 e^{-\varkappa y} + C_2 e^{\varkappa y} - \frac{E_0 \delta \hat{n}}{4(1 - \hat{\omega}_b^2)} \right) e^{-i\omega_b t}, \quad (1.8)$$

где  $\delta \hat{n} = \frac{\delta n}{n_0}$  это относительная глубина модуляции. В вакууме уравнения Максвелла имеют решение, описывающее бегущие плоские волны:

$$\delta E_x = C_3 e^{iK_\perp(y-l) - i\omega_b t}, \quad y > l, \quad (1.9)$$

$$\delta E_x = C_4 e^{-iK_\perp(y+l) - i\omega_b t}, \quad y < -l, \quad (1.10)$$

где  $K_\perp = \omega_b/c$ . Находя константы  $C_i$  из граничных условий для полей  $\delta E_x$  и  $\delta B_z$  и вычисляя поперечную компоненту вектора Пойнтинга  $S_y$  для каждой бегущей волны, мы можем получить мощность электромагнитного излучения, генерируемого в единице объёма плазмы

$$P_{rad} = \frac{S_y}{l} = \omega_p n_0 m_e c^2 \frac{\hat{E}_0^2 \delta \hat{n}^2 F}{8\sqrt{1 - \hat{\omega}_b^2}}, \quad (1.11)$$

где фактор  $F$  описывает зависимость от толщины плазмы

$$F = \frac{\sinh^2(\varkappa l)}{\varkappa l (\omega_b^2 + \sinh^2(\varkappa l))}. \quad (1.12)$$

Из рис. 1.4 видно, что максимальная плотность мощности излучения достигается в том случае, когда полуширина плазмы равняется глубине скин-слоя ( $l_{opt} \approx 1/\varkappa$ ). Эта мощность спадает как  $1/l$  с ростом толщины плазмы, поскольку генерация электромагнитных волн происходит в тонком граничном слое, куда их поля способны проникнуть.

Для оценки эффективности электромагнитной эмиссии, генерируемой такой плазменной антенной, необходимо вычислить, какая доля мощности пучка конвертируется в мощность излучения. В реалистичной задаче об инжекции пучка через границу плазмы область интенсивной пучковой неустойчивости вдоль магнитного поля ограничена длиной захвата пучка ( $L \approx 3v_b/\Gamma$ ). Поэтому мощность, вносимую пучком в единицу объёма плазмы, можно определить как

$P_b = (\gamma_b - 1)n_b m_e c^2 v_b / L$ . В упрощённой временной задаче энергия не вносится в систему, но максимальная мощность, накачиваемая пучком в резонансные плазменные колебания на стадии захвата, воспроизводит реалистичный уровень, устанавливающийся при реальной инжекции[48]. Таким образом, предполагая, что амплитуда  $E_0$  однородна на длине  $L$ , можно рассматривать величину

$$\frac{P_{rad}}{P_b} \approx \frac{3\hat{E}_0^2 \delta \hat{n}^2 F}{8(\gamma_b - 1)\hat{n}_b \hat{\Gamma} \sqrt{1 - \hat{\omega}_b^2}} \quad (1.13)$$

как индикатор эффективности излучения.

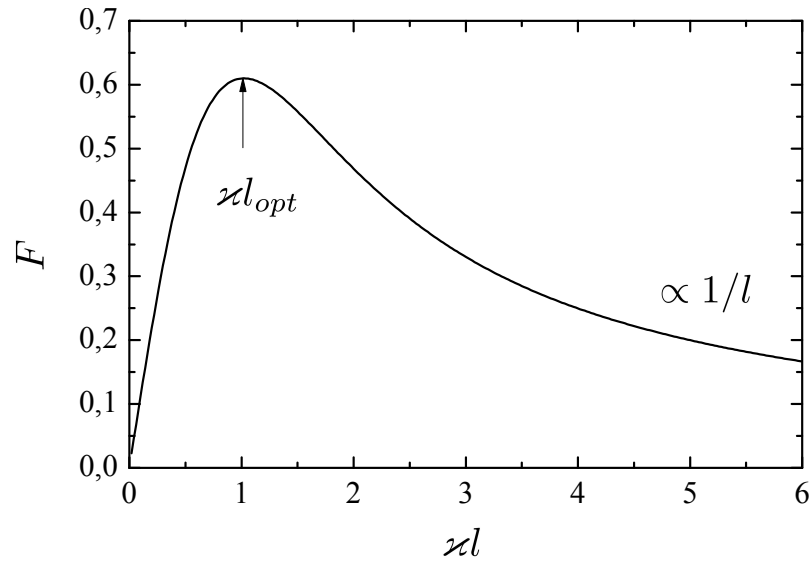


Рисунок 1.4 — Зависимость  $F$  от толщины плазменного столба для  $\hat{\omega}_b = 0.94$ .

## 1.2. Проверка численным моделированием

Проверим, может ли тонкая пучково-плазменная система с продольной модуляцией плотности излучать как плазменная антенна. Для этого сравним теоретические предсказания с результатами численного эксперимента.

Для моделирования динамики пучково-плазменной системы мы используем параллельный 2D3V код на основе метода частиц в ячейках (PIC), реализованный для сопроцессоров NVIDIA [42]. Электромагнитные поля вычисляются



при помощи стандартного алгоритма с использованием метода конечных разностей во временной области (FDTD) [49]. Для движения макрочастиц используется схема с перешагиванием [50], а для вычисления токов — сохраняющая заряд схема Езиркепова [51]. Макро-частицы имеют параболическую форму.

В начальный момент времени пары ион-электрон водородной плазмы расположены в одинаковых местах и равномерно расставлены по области, а все ЭМ поля кроме поля  $B_x$ , моделирующего внешнее магнитное поле, равны нулю.

Электроны плазмы и пучка имеют максвелловское распределение по импульсу  $f_e \propto \exp(-\mathbf{p}^2/(\Delta p_e^2))$  с соответствующей температурой  $T_s = \Delta p_s^2/(2m_s)$ .

Бесконечная длина плазменного слоя вдоль направления движения пучка реализуется при помощи периодических граничных условий, а выход излучения из плазмы в поперечном направлении изучается при помощи поглощающих электромагнитное излучения слоёв на границе вакуумной области (рис. 1.5).

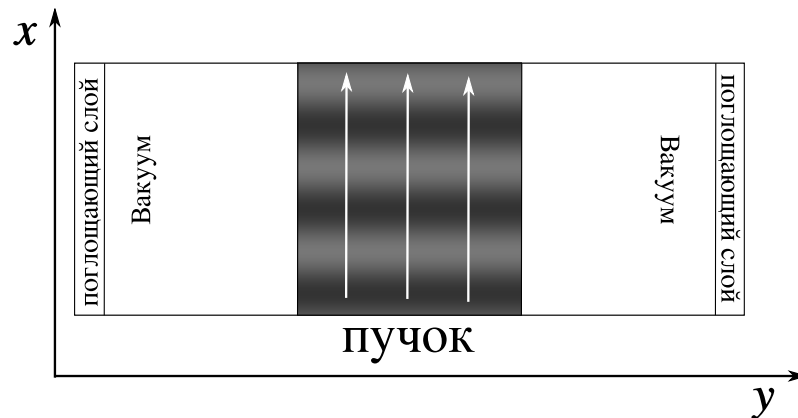


Рисунок 1.5 — Схема области моделирования.

Для сравнения результатов моделирования и предсказаний теории были выбраны следующие параметры:  $q = k_{\parallel}$ ,  $\hat{v}_b = 0.9$ ,  $\hat{n}_b = 0.02$ ,  $\delta\hat{n} = 0.2$ . Начальная температура пучка и плазмы равняются  $T_b = 10$  кэВ и  $T_e = 80$  эВ. Величина внешнего магнитного поля определяется отношением электронной циклотронной и плазменной частот  $\Omega_e/\omega_p = 0.6$ . Шаг сетки в обоих направлениях составляет  $h = 0.02c/\omega_p$ . Размер области моделирования  $L_x \times L_y = 856h \times 2144h$ . Центральная часть области занята плазмой с варьируемой от  $64h$  до  $720h$  шириной. Вокруг плазменного столба расположены вакуумные области, на границах которых реализованы поглощающие ЭМ излучение слои шириной  $\Delta y = 240h$ .

Шаг по времени равен  $\tau = 0.01\omega_p^{-1}$ . Для моделирования динамики каждого сорта частиц используется 100 макрочастиц в ячейке.

При моделировании плазмы длиной  $L_x$  в спектре пучково-плазменной неустойчивости будет доминировать мода  $k_{\parallel} = 6\pi/L_x \approx \omega_b/v_b$ , что наиболее близко к черенковскому резонансу с пучком. Согласно (1.1), частота и инкремент данной моды должны составлять  $\hat{\omega}_b = 0.944$  и  $\hat{\Gamma} = 0.081$  соответственно. В случае бесконечной плазмы амплитуда этой неустойчивой моды должна ограничиваться захватом пучка на уровне  $\hat{E}_0 \approx 0.072$ .

Согласно теории, наиболее эффективная генерация ЭМ излучения плазменной антенной достигается при определённой толщине плазмы. Если мы предположим отсутствие влияния поперечного размера плазмы на уровень насыщения пучково-плазменной неустойчивости, то оптимальная толщина плазмы будет соответствовать максимуму функции  $F(l)$ . Проверим эту зависимость с помощью численной модели. Для этой цели проведём ряд вычислений с различной толщиной плазменного столба  $2l$  и изучим, как этот параметр влияет на долю мощности пучка, которая преобразуется в электромагнитное излучение  $P_{rad}/P_b$ . Поскольку энергия во временной задаче накачивается на стадии предшествующей захвату пучка, то эмиссия ЭМ волн выглядит как короткая вспышка. Это единственный этап, на котором могут быть достигнуты реалистичные уровни мощности накачки и излучения. Таким образом, под плотностью мощности излучения  $P_{rad}$  мы имеем ввиду максимальную мощность этой вспышки, пришедшую в поглощающие слои и поделённую на объём плазмы. Типичная картина электрического поля  $E_x(x,y)$  в момент наиболее интенсивного излучения показана на рис. 1.6.

Из рис. 1.7а видно, что максимальная эффективность излучения в моделировании ( $P_{rad}/P_b \approx 7\%$ ) действительно достигается около оптимальной ширины ( $l_{opt} \approx 1/\kappa$ ) и согласуется с максимальным теоретическим значением (1.13), вычисленным для постоянной амплитуды  $\hat{E}_0 = 0.072$ . Однако переход к малым или большим  $l$  приводит к более стремительному снижению эффективности по

сравнению с нашей упрощённой теорией. С целью нахождения причины возникновения расхождений проведём дополнительные численные эксперименты для изучения влияния толщины плазмы на амплитуду  $\hat{E}_0$ . Мы можем найти данную величину из моделирования однородной плазмы ( $\delta\hat{n} = 0$ ) с пучком.

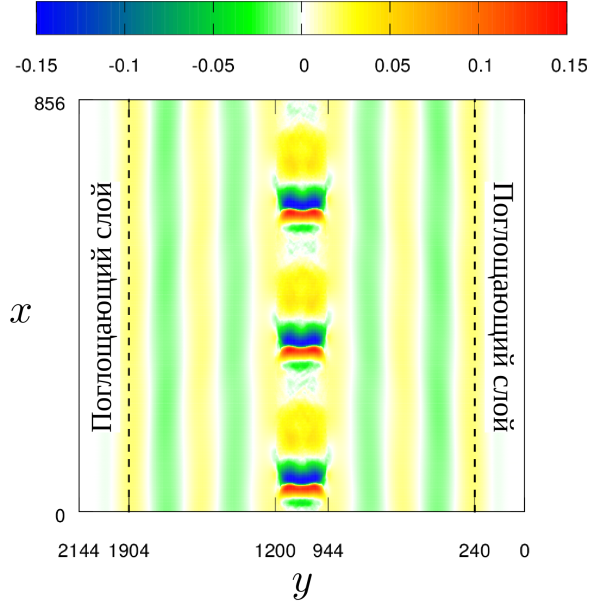


Рисунок 1.6 — Электрическое поле  $E_x(x, y)$  в момент времени  $t = 165\omega_p^{-1}$  для случая  $2l = 256h$ .

На рис. 1.7б показано, как усреднённая по плазменному объёму амплитуда  $\hat{E}_0$  зависит от времени. Если ширина плазменного столба становится меньше, чем длина волны пучковой моды ( $\lambda_b = L_x/3 \approx 284h$ ), наблюдается значительное снижение величины поля в момент захвата пучка по сравнению с теоретической величиной  $\hat{E}_0 \simeq \gamma_b^3 \hat{\Gamma}^2 \hat{v}_b$ , которая удовлетворительно описывает широкую плазму ( $l > \lambda_b$ ). Если в формуле (1.13) учесть реальную зависимость  $\hat{E}_0(l)$  измеренную в численном моделировании, то численный результат по-прежнему будет хорошо объясняться предложенной теоретической моделью (красные круги на рис. 1.7а). Для больших  $l$  возможным объяснением наблюдаемого несоответствия результатов моделирования и теоретических предсказаний является сделанное предположение об одномерном характере пучково-плазменной волны. На рисунках 1.7в и 1.7г видно, что для выбранных параметров системы продольное электрическое поле этой волны имеет достаточное расстояние для смены знака поперёк

плазменного слоя в случае  $2l = 720h$  и остаётся квази-одномерным в случае  $2l = 600h$ .

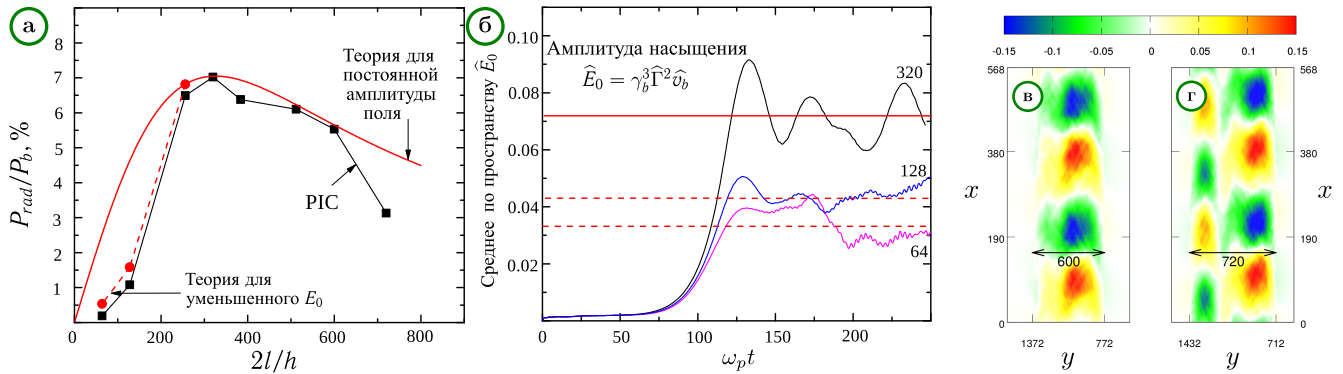


Рисунок 1.7 — Зависимость относительной мощности излучения  $P_{rad}/P_{beam}$  от толщины плазмы (а) и зависимость от времени усреднённой по объёму плазмы амплитуды  $E_0$  в случае однородной плазмы различной толщины (б). Изменение поперечной структуры ( $E_0(y)$ ) электрического поля  $E_x$  в неустойчивой пучковой моде плазменных колебаний при изменении толщин плазмы от  $2l = 600h$  (в) до  $2l = 720h$  (г) ( $t = 72\omega_p^{-1}$ ).

Таким образом, из результатов моделирования можно сделать вывод, что электромагнитное излучение, генерируемое в тонкой пучково-плазменной системе с поперечным размером, близким к оптимальной ширине плазмы, адекватно описывается механизмом пучково-плазменной антенны. Это означает, что предлагаемая модель генерации ЭМ излучения может быть использована для оценки максимальной мощности излучения, достижимой в процессе пучково-плазменного взаимодействия при условиях реального лабораторного эксперимента.

### 1.3. Теория для цилиндрического случая

Для оценки мощности излучения, которое может генерироваться с помощью антенного механизма в пучково-плазменных экспериментах, необходимо рассмотреть более реалистичную задачу об инжекции пучка в цилиндрический плазменный столб (рис. 1.8). В этом случае эффект захвата пучка приводит к

локализации области интенсивной накачки плазменных волн вблизи инжектора, формируя когерентный волновой пакет с типичной длиной  $L = 3v_b/\Gamma$ . Одномерное моделирование методом частиц в ячейках [48] показало, что мощность, теряемая пучком внутри этой области, стабилизируется на постоянном уровне. Даже в случае развитой турбулентности этот уровень определяется нелинейным взаимодействием пучка с регулярной резонансной волной и практически не зависит от деталей турбулентного спектра. Таким образом, для оценки по порядку величины можно предположить что область интенсивной пучковой накачки ограничена длиной когерентного волнового пакета, в котором пучок захвачен неустойчивой волной, а амплитуда этого пакета сопоставима с величиной  $\hat{E}_0 \simeq \gamma_b^3 \hat{\Gamma}^2 \hat{v}_b$ . Если плотность плазмы вдоль столба модулирована с волновым числом  $q = \omega_b/v_b$ , то локализованная область интенсивного пучково-плазменного взаимодействия должна излучать поперечно распространяющиеся ЭМ волны с частотой доминирующей пучковой моды плазменных колебаний.

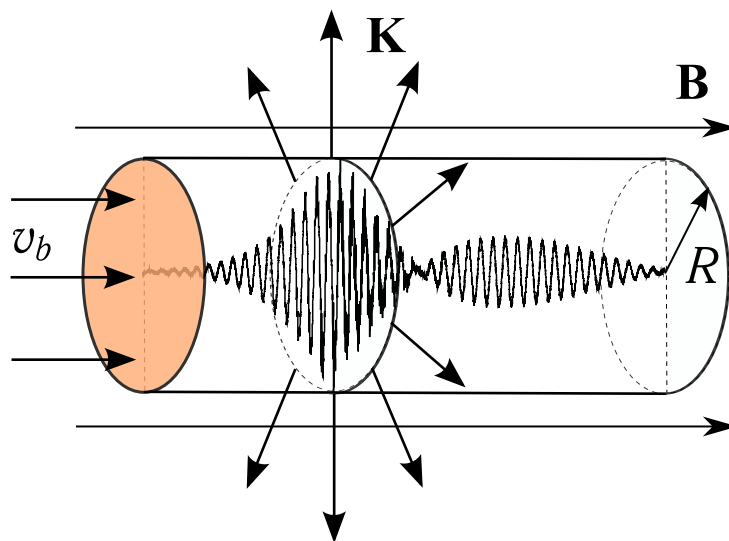


Рисунок 1.8 — Схема цилиндрической антенны.

Для определения оптимального радиуса плазмы и вычисления максимальной мощности излучения для заданной амплитуды  $\hat{E}_0$ , адаптируем нашу теоретическую модель для случая аксиально симметричного плазменного столба. Как и ранее, предположим, что в роли источника излучения выступает однородный ток  $\delta j_z = j_0 \sin \omega_b t$ , который возбуждается в плазме продольным электрическим

полем  $\delta E_z(r)$ , описываемым уравнением

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} - \kappa^2 \right) \delta E_z = \frac{4\pi\omega_b}{c^2} j_0 \cos \omega_b t. \quad (1.14)$$

Решение этого уравнения

$$\delta E_z^{in} = \left( C_1 I_0(\kappa r) - \frac{E_0 \delta \hat{n}}{4(1 - \hat{\omega}_b^2)} \right) e^{-i\omega_b t} \quad (1.15)$$

на границе плазмы ( $r = R$ ) должно совпадать с цилиндрической бегущей волной в вакууме

$$\delta E_z^{out} = \frac{C_2}{\sqrt{r}} e^{iK_\perp(r-R) - i\omega_b t} \quad (1.16)$$

( $I_0$  – модифицированные функции Бесселя нулевого порядка). Также согласуя магнитное поле  $\delta B_\varphi$  и вычисляя мощность излучения из единицы плазменного объёма  $P_{rad} = 2S_r(R)/R$ , где  $S_r$  – радиальная компонента вектора Пойнтинга, получим схожее с формулой (1.13) для плоского случая выражение, но с другой формой фактора  $F$ :

$$F = \frac{2}{\kappa R} \frac{I_1^2}{\left[ (1 - \hat{\omega}_b^2) \left( I_1 + \frac{I_0}{2\kappa R} \right)^2 + \hat{\omega}_b^2 I_0^2 \right]} \quad (1.17)$$

(здесь под символами  $I_{0,1}$  подразумеваются функции  $I_{0,1}(\kappa R)$ ). На рис. 1.9 показано, что максимум  $F$  достигается при  $R_{opt} \approx 2/\kappa$ . Поскольку отношение полной мощности излучения к мощности пучка  $P_{rad}/P_b$  зависит от радиуса плазмы, так же как и фактор  $F$ , то наиболее эффективная генерация излучения должна достигаться при  $R = R_{opt}$ .

Предполагая, что наибольший вклад в излучение антенны даётся областью интенсивного пучково-плазменного взаимодействия в объёме  $\pi R^2 L$ , можно оценить полную мощность излучения при оптимальной толщине плазмы:

$$P_{rad} \simeq \omega_p m_e c^2 n_0 R_{opt}^2 L \frac{\pi \hat{E}_0^2 \delta \hat{n}^2 F_{max}}{8\sqrt{1 - \hat{\omega}_b^2}}, \quad (1.18)$$

где амплитуда пучковой моды плазменных колебаний определена значением  $\hat{E}_0 = \gamma_b^3 \hat{\Gamma}^2 \hat{v}_b$ , а максимум  $F$  может быть аппроксимирован величиной  $F_{max} \approx 0.5$ , которая практически не зависит от  $\hat{\omega}_b$ .

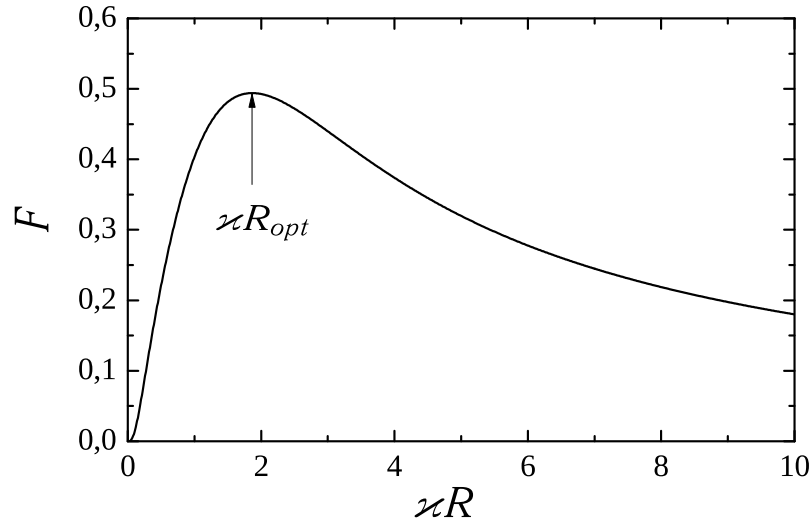


Рисунок 1.9 — Зависимость  $F$  от радиуса плазменного столба для  $\hat{\omega}_b = 0.94$ .

Оценим мощность излучения, которая может генерироваться с помощью антенного механизма в пучково-плазменных экспериментах с релятивистскими электронными пучками на установке ГОЛ-3. Если электронный пучок с плотностью  $n_b = 7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  и скоростью  $\hat{v}_b = 0.93$  инжектируется в газ с плотностью  $n_0 = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , возникшая в объёме пучка плазма становится неустойчивой для волны с частотой  $f_b = \omega_b / (2\pi) = 124 \text{ ГГц}$  и соответствующим волновым вектором  $\lambda_b = 2.2 \text{ мм}$ . В этом случае, оптимальный радиус плазмы составляет  $R_{opt} = 3.4 \text{ мм}$ , а область интенсивного пучково-плазменного взаимодействия локализована в зоне с характерным размером  $L = 2.7 \text{ см}$ . Если плотность плазмы модулирована с периодом  $\lambda_b$  и глубиной  $\delta\hat{n} = 20\%$ , то электромагнитное излучение с частотой  $f_b$ , выходящее из плазмы поперёк магнитного поля, должно иметь мощность  $\mathcal{P}_{rad} \simeq 110 \text{ МВт}$ . Если взять в расчёт тот факт, что мощность инжектируемого пучка составляет порядка  $\mathcal{P}_b \approx 1 \text{ ГВт}$ , то эффективность излучения достигает 11%. Формула (1.18) предсказывает, что при более глубокой модуляции возможно достижение ещё большей эффективности. Однако данная теория была разработана в предположении малости  $\delta\hat{n}$  и не учитывает то, как неоднородность плазмы влияет на инкремент пучково-плазменной неустойчивости и на глубину проникновения вакуумных ЭМ волн. Применимость теории для глубины модуляции  $\delta\hat{n} = 20\%$  подтверждается численным моделированием.



## Глава 2. Моделирование электромагнитной эмиссии из тонкой плазмы с непрерывно инжектируемым электронным пучком

Взаимодействие пучков частиц с плазмой может происходить по крайне сложному сценарию. По этой причине одним из важнейших инструментов исследования пучково-плазменных систем является численное моделирование. Однако даже с современными вычислительными ресурсами используемые модели зачастую ограничены идеализированной временной задачей релаксации пучка, в которой и для частиц, и для полей применяются периодические граничные условия вдоль направления распространения пучка. В такой постановке задачи пучок имеет ограниченный запас энергии и поэтому способен накачивать плазменные колебания в течении ограниченного периода времени до того, как он будет захвачен наиболее неустойчивой резонансной волной. Последующая эволюция квазистационарных нелинейных БГК-волн происходит в отсутствие реалистичной накачки пучка.

В реальной задаче с непрерывной инжекцией новых частиц пучка через границу плазмы нелинейная стадия пучково-плазменного взаимодействия в значительной степени отличается от подобного сценария. Поскольку развитие пучково-плазменной неустойчивости при непрерывной инжекции требует больших длин плазмы, то численное моделирование такой задачи ранее ограничивалось решением 1D уравнения Власова [52–54] или электростатическим 2D моделированием методом частиц в ячейках [55–59]. Более сложный случай релятивистских пучков с малой плотностью даже методом частиц в ячейках изучался только в 1D [48]. Отличительной особенностью этих расчётов является накопление энергии плазменных волн около инжектора и формирование когерентного волнового пакета, который постоянно взаимодействует с пучком даже на стадии развитой плазменной турбулентности. Для низких уровней насыщения энергии



этого пакета, что типично для космических лучей, основную роль играют процессы слабой турбулентности [54]. В случае сильноточных релятивистских пучков, энергия в таком волновом пакете может существенно превышать тепловую энергию плазмы, вызывая развитие сильно нелинейного режима возбуждения турбулентности.

Целью данной главы является изучение генерации электромагнитного излучения при непрерывной инжекции релятивистского электронного пучка в ограниченную замагниченную плазму с помощью релятивистского электромагнитного 2D3V PIC кода при типичных параметрах пучково-плазменных экспериментов в открытых магнитных ловушках [10; 60; 61]. В начале мы построим численную модель с открытыми граничными условиями, допускающими непрерывную инжекцию частиц пучка в плазму в течение длительного времени. Далее используем эту модель для рассмотрения двух задач. В первой – плазма имеет предварительную модуляцию плотности, приводящую к излучению на плазменной и удвоенной плазменной частотах по механизму пучково-плазменной антенны, описанному в главе 1. Во-второй покажем, что мелкомасштабная модуляция плотности плазмы, необходимая для включения механизма пучково-плазменной антенны, может нарастать самосогласованно в изначально однородной плазме посредством модуляционной неустойчивости. Первая проблема связана с созданием мощных источников терагерцового излучения, тогда как вторая важна также и для интерпретации результатов экспериментов на установке ГОЛ-3 [10].

## 2.1. Численная модель с открытыми границами

В этом разделе мы развиваем описанный в разделе 1.2 главы 1 PIC код, добавляя возможность моделирования открытых граничных условий, допускающих непрерывную инжекцию частиц пучка через границу расчётной области, а

также обеспечивающих правильный поток частиц плазмы входящих и покидающих расчётную область.

Для создания открытых граничных условий мы должны сконструировать плазменный буфер (рис. 2.1), позволяющий частицам как уходить, так и приходить в плазму. Кроме того, необходимо обеспечить для крайних ячеек плазменного столба такие значения токов и полей, как если бы за границей расчётной области были реальные частицы плазмы.

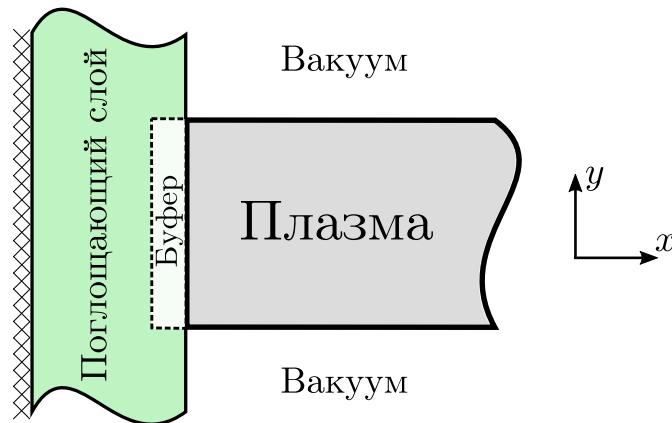


Рисунок 2.1 — Часть расчётной области вблизи её левой границы.

В нашем коде мы создаём открытые граничные условия следующим образом. Рассмотрим левую часть расчётной области (рис. 2.1). На границе установим нулевые граничные условия для всех ЭМ полей. Следующие ячейки заняты поглощающим слоем шириной  $l = 1 \div 2 c/\omega_p$ . В этом слое значения ЭМ полей на каждом шаге по времени умножаются на коэффициент  $k \leq 1$  в зависимости от расстояния до границы:

$$k = \begin{cases} 1 - D \left( \frac{x}{l} - 1 \right)^2, & x < l, \\ 1, & x \geq l, \end{cases} \quad (2.1)$$

где  $x = 0$  соответствует левой границе расчётной области, а  $D < 1$  — это коэффициент поглощения, который определяет, как быстро поля будут затухать по мере распространения в слое. Выбор такого варианта поглощающего слоя обусловлен с одной стороны простотой его технической реализации, с другой — достаточно качественным поглощением падающих на него (в том числе под

углом) ЭМ волн. Также возможно использовать более сложный идеально согласованный слой (PML) [62], тогда как более простые граничные условия Мура приводят к росту нефизических полей[63].

За поглощающим слоем располагается плазма. Пусть она начинается в нулевой ячейке (рис. 2.2), тогда как минус первая и минус вторая ячейки отведены под плазменный буфер<sup>1</sup>. Если какая-то частица плазмы переместится через границу между нулевой и минус первой ячейками, то она будет удалена из моделирования (см. рис. 2.2а и б). Разумно предположить, что распределение частиц в соседних ячейках в целом одинаковое. Таким образом, поток частиц из нулевой ячейки в первую практически совпадает с потоком из минус первой в нулевую. Поэтому мы можем задать реалистичный поток частиц из-за границы плазменного столба следующим образом: если в течение одного временного шага частица сместится из нулевой ячейки в первую (см. рис. 2.2а), то мы создадим новую частицу с теми же  $y$ -координатой и продольным импульсом  $p_x$ , но с  $x$ -координатой, смещённой на размер ячейки, и поперечным импульсом из начального распределения (см. рис. 2.2б). Это выглядит как перемещение частицы из минус первой ячейки (из-за границы реальной плазмы) в нулевую ячейку.

Однако недостаточно организовать правильный поток частиц через границу плазмы. Для реализации физически корректного вычисления токов и ЭМ полей около границы плазмы мы используем виртуальные частицы, которые создают реальный ток. В начале каждого шага по времени мы создаём копии всех частиц из первых двух ячеек (рис. 2.2г) с теми же значениями импульса, но с отражёнными относительно границы плазмы  $x$ -координатами (рис. 2.2д). Затем эти частицы движутся, так же, как и реальные, давая вклад в токи во всех окружающих ячейках. После этого виртуальные частицы уничтожаются. Аналогичные граничные условия для ионов и электронов основной плазмы задаются и на правой границе расчётной области.

<sup>1</sup>Размер буфера связан с размером макрочастиц. Для форм-факторов большего порядка, чем применяемый здесь параболический, следует использовать большее число ячеек буфера.

Для пучков мы используем другой подход. На каждом шаге по времени в том же плазменном буфере мы создаём достаточное количество частиц пучка со случайными координатами, направленной скоростью и температурным распределением. Те частицы, которые покидают буфер и попадают в реальную плазму за один шаг по времени переносятся в массив частиц пучка в основной памяти вычислительного устройства. Остальные частицы удаляются. Любая частица пучка, достигшая дальней границы противоположного буфера, также удаляется из моделирования.

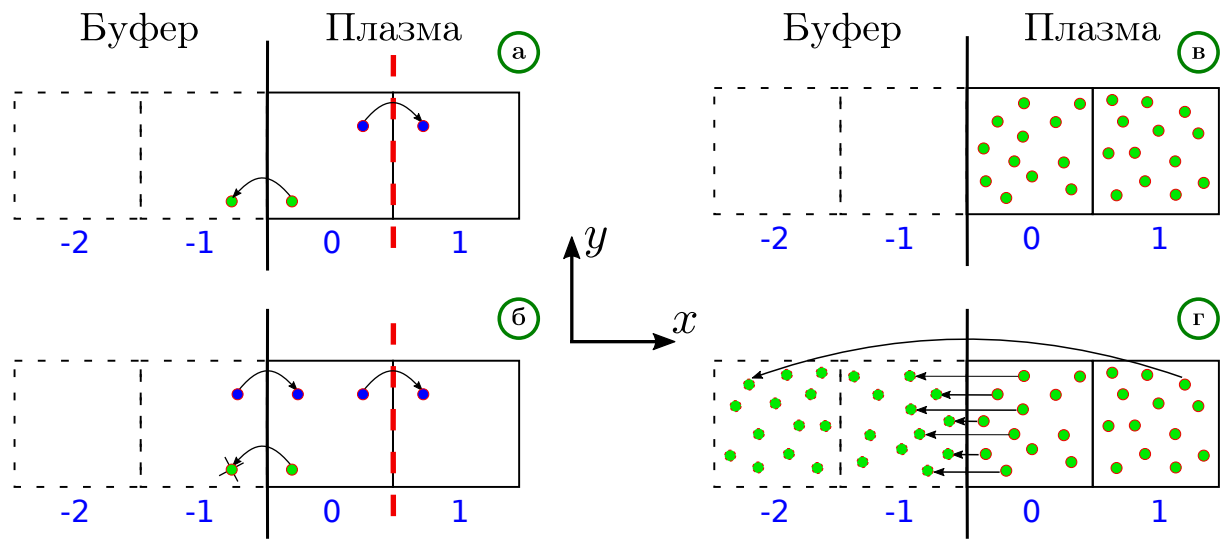


Рисунок 2.2 — Схематическое описание работы плазменного буфера. Круги обозначают центры макро-частиц. (а) и (б) Если частица ("синяя") сдвинется из нулевой ячейки в первую, то будет создана новая частица со смещённой продольной координатой  $x$ . Движение частицы ("зелёной") в минус первую ячейку приведёт к её удалению из моделирования. (в) и (г) На каждом шаге по времени все частицы из первых двух ячеек в плазме копируются в частицы в плазменном буфере. Затем эти частицы двигаются как обычные частицы и создают ток в окружающих ячейках.

## 2.2. Расчётная область

Схема используемой нами в данной задаче расчётной области показана на рис. 2.3.

Центральная часть области моделирования изначально занята плазмой, в которой электроны и ионы имеют неоднородную плотность  $n_e(x) = n_i(x)$  и Максвелловское распределение по импульсам  $f_{e,i} \propto \exp(-p^2/(\Delta p_{e,i}^2))$  с соответствующими температурами  $T_e = \Delta p_e^2/(2m_e) = 50$  эВ и  $T_i=0$  эВ. Пучок характеризуется средней скоростью  $v_b = 0.9c$ , относительной плотностью  $n_b/n_0 = 0.02$  и максвелловской температурой  $T_b=2.56$  кэВ. Шаг пространственной сетки составляет  $h=0.04c/\omega_p$ , а шаг по временной сетке равен  $\tau=0.02\omega_p^{-1}$ .

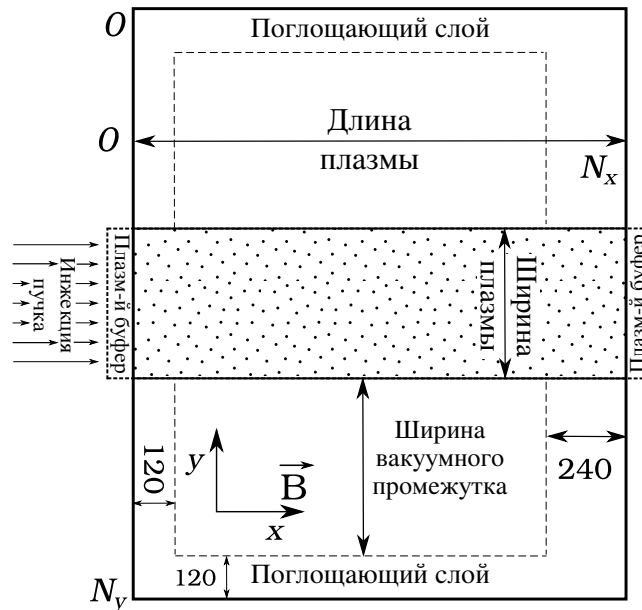


Рисунок 2.3 — Схематическое изображение расчётной области.

Столб плазмы отделен от границ вакуумными областями с характерной шириной  $464h$ . Вблизи границ окна моделирования расположены поглощающие слои, в которых происходит искусственное поглощение электромагнитных полей. Таким образом, наша область моделирования имеет характерные размеры  $L_x \times L_y = 2100h \times 1328h$  и содержит приблизительно  $17 \cdot 10^6$  макрочастиц каждого сорта плазмы и пучка. Система находится в однородном магнитном

поле  $\mathbf{B} = (B_0, 0, 0)$ , которое соответствует электронной циклотронной частоте  $\Omega_e = 0.6\omega_p$ .

## 2.3. Генерация электромагнитного излучения в модулированной плазме

Рассмотрим сначала электромагнитное излучение, возникающее при инжекции электронного пучка в замагниченную плазму с предварительно модулированной плотностью  $n_i = n_0 + \delta n \cos qx$ . PIC-моделирование с периодическими граничными условиями (см. главу 1 и работы [64; 65]) показало, что если толщина такой плазмы сравнима с длиной волны излучения, то мощность электромагнитного излучения вблизи частоты наиболее неустойчивой моды, раскачиваемой пучком, может составлять значительную долю (около 7%) общей мощности пучка. Также было показано, что основные особенности наблюдаемого излучения можно объяснить механизмом плазменной антенны. В настоящей работе, моделируя открытую систему плазма-пучок, мы рассмотрим, насколько адекватно предлагаемая теория может описать электромагнитное излучение в реалистичной задаче с непрерывной инжекцией пучка через плазменную границу. Кроме того, мы определим эффективность нелинейных процессов, ответственных за генерацию электромагнитных волн на удвоенной плазменной частоте.

### 2.3.1. Излучение вблизи $\omega_p$

Кратко повторим необходимые в данной главе теоретические выводы, полученные в главе 1.

Если в плоском слое замагниченной плазмы с толщиной  $2l$  пучок возбуждает продольную волну с частотой  $\omega_b$  и волновым числом  $k_{\parallel} = \omega_b/v_b$ , то её рассеяние на неоднородности ионной плотности с волновым числом  $q$  создаёт вынужденные колебания  $(\omega_b, k_{\parallel} - q)$ . Такие колебания могут иметь сверхсветовую фазовую скорость и попадать в резонанс с вакуумными ЭМ волнами, распространяющимися под углом к плазменному слою. Такое резонансное взаимодействие оказывается возможным только в том случае, когда период модуляции плотности плазмы не слишком сильно отличается от длины возбуждаемой пучком волны  $(1 - \hat{v}_b < q/k_{\parallel} < 1 + \hat{v}_b)$ . При этом соотношение между  $q$  и  $k_{\parallel}$  внутри этого диапазона однозначно фиксирует угол излучения

$$\theta = \arctan \sqrt{\frac{\hat{v}_b^2}{(1 - q/k_{\parallel})^2} - 1}. \quad (2.2)$$

В частном случае  $q = k_{\parallel}$  излучение выходит поперёк плазменного слоя и поляризовано вдоль внешнего магнитного поля ( $E \parallel B_0$ ). Поскольку в гидродинамическом режиме пучковой неустойчивости частота доминирующей волны  $\omega_b$  оказывается меньше плазменной

$$\hat{\omega}_b = \frac{\omega_b}{\omega_p} = 1 - \frac{n_b^{1/3}}{2^{4/3}\gamma_b}, \quad (2.3)$$

генерируемое излучение способно эффективно взаимодействовать с плазменными токами только на глубине скин-слоя ( $\gamma_b$  — релятивистский фактор пучка). Полную мощность ЭМ эмиссии в реалистичной задаче об инжекции пучка через границу можно получить, обобщая результаты главы 1 на случай произвольной зависимости амплитуды доминирующей пучковой волны  $E_0(x)$  от продольной координаты  $x$ :

$$\frac{P_{rad}}{P_b} = \frac{\delta n^2 F(l)}{8(\gamma_b - 1)n_b v_b \sqrt{1 - \hat{\omega}_b^2}} \int_0^L E_0^2(x) dx, \quad (2.4)$$

где фактор

$$F(l) = \frac{\sinh^2(\kappa l)}{\kappa l [\hat{\omega}^2 + \sinh^2(\kappa l)]} \quad (2.5)$$

описывает зависимость этой мощности от полуширины плазменного слоя  $l$ ,  $\kappa = \sqrt{1 - \omega_b^2}$  — величина, обратная глубине скин-слоя,  $P_b$  — мощность инжектируемого пучка, а  $L$  — длина излучающего участка плазмы (все плотности здесь и далее обезразмерены на плотность плазмы  $n_0$ , скорости на скорость света  $c$ , частоты на  $\omega_p$ , расстояния на  $c/\omega_p$ , поля на  $m_e c \omega_p / e$ , где  $e$  и  $m_e$  — заряд и масса электрона). В главе 1 рассматривался пространственно однородный случай ( $E_0 = const$ ), поэтому перенос результатов этой работы на задачу с открытыми границами фактически означает достаточно грубую оценку интеграла в формуле (2.4) ( $\int \sim E_0^2 L$ ). В предложенной ранее модели предполагалось также, что рост амплитуды доминирующей пучковой волны насыщается на уровне захвата пучка  $E_0 \sim \gamma_b^3 \Gamma^2 v_b$ , где  $\Gamma$  — инкремент пучковой неустойчивости, а излучающая область ограничивается длиной когерентного волнового пакета  $L \sim 3v_b/\Gamma$ , внутри которого этот захват происходит. В данной работе для вычисления эффективности излучения мы будем использовать реалистичные профили волновой энергии, которые самосогласованно формируются при инжекции пучка в плазменный слой.

Чтобы проверить теоретические предсказания, проведём численный эксперимент, в котором пучок непрерывно инжектируется в плазму толщиной  $2l = 6.4$  и длиной  $L = 83.2$ . Плазма имеет продольную модуляцию плотности ионов с периодом  $\lambda_q = 2\pi v_b/\omega_b \approx 5.93$  и глубиной  $\delta n = 0.2$ . Сначала выясним точность теоретических оценок для типичной длины и энергии насыщения волнового пакета, в котором захвачен пучок. Как видно из рис. 2.4а, амплитуда пучковой волны  $E_0$ , усредненная в продольном направлении по длине  $\lambda = 2\pi v_b/\omega_b$ , а в поперечном — по ширине плазмы  $2l$ , слабо отличается от огибающей максимального поля  $E_x$ , измеренного в центре плазменного слоя. Это означает, что в спектре неустойчивых колебаний действительно доминирует продольная волна, а её амплитуда слабо меняется поперёк плазмы. Более наглядно локализация волновой энергии показана на рисунке 2.4б. Здесь для примера показаны профили  $E_0^2(x)$  в различные моменты времени. Видно, что длина образовавшегося волнового пакета хорошо соответствует оценке  $L = 3v_b/\Gamma$ , а энергия резонанс-



ных волн действительно насыщается на уровне  $E_0^2 = (\gamma_b^3 \Gamma^2 v_b)^2$ , определяемом захватом пучка. В теории квадрат амплитуды  $E_0(x)$  определяет локальную интенсивность излучения.

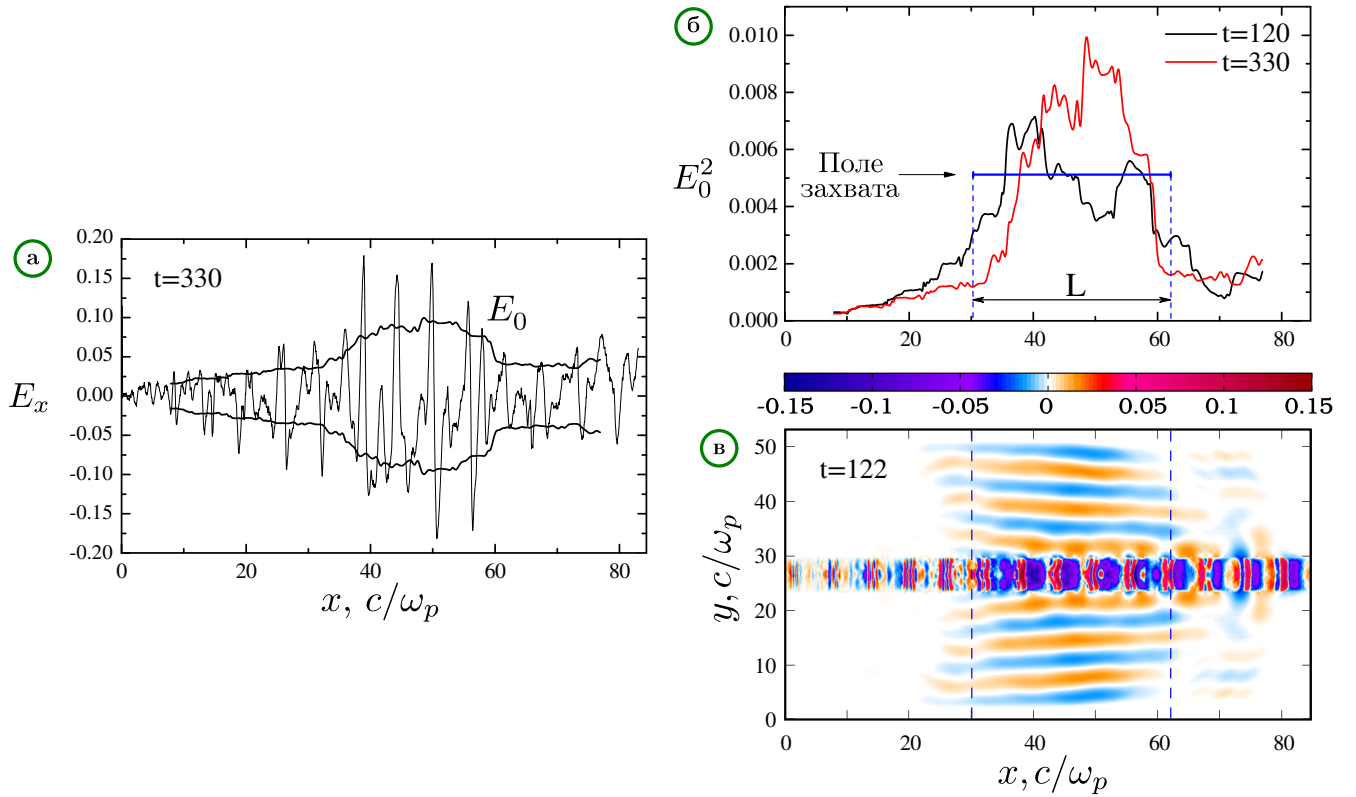


Рисунок 2.4 — а) Усредненная по пространству амплитуда  $E_0(x)$  пучковой моды плазменных колебаний и поле  $E_x(x)$  в центре плазменного слоя. б) Профили энергии резонансной волны  $E_0^2(x)$  в разные моменты времени. в) Карта электрического поля  $E_x(x,y)$ . Все времена указаны в единицах  $\omega_p^{-1}$ .

Двумерная карта поля  $E_x(x,y)$ , представленная на рисунке 2.4в, показывает, что область наиболее интенсивной ЭМ эмиссии действительно совпадает с областью локализации энергии плазменных волн. Интегрируя измеряемые в численной модели профили  $E_0^2(x)$ , усредняя эти интегралы по периоду излучения  $2\pi/\omega_b$  и подставляя результат в (2.4), мы можем теоретически предсказать, какая доля полной мощности пучка в заданный момент времени конвертируется в ЭМ волны. Медленная временная зависимость такой относительной мощности излучения  $P_{rad}/P_b$  показана на рисунке 2.5а. Видно, что предсказываемая в теории высокая эффективность излучения ( $\sim 7\%$ ) подтверждается и в численных расчётах (рис. 2.5а), но мощность излучения с О-поляризацией ( $E_x \neq 0$ ),

наблюдаемая при моделировании, оказывается ниже. Также видно, что со временем эта мощность становится ближе к теоретическому предсказанию. Таким образом, по-видимому, хорошее согласие достигается только асимптотически на поздней стадии инжекции.

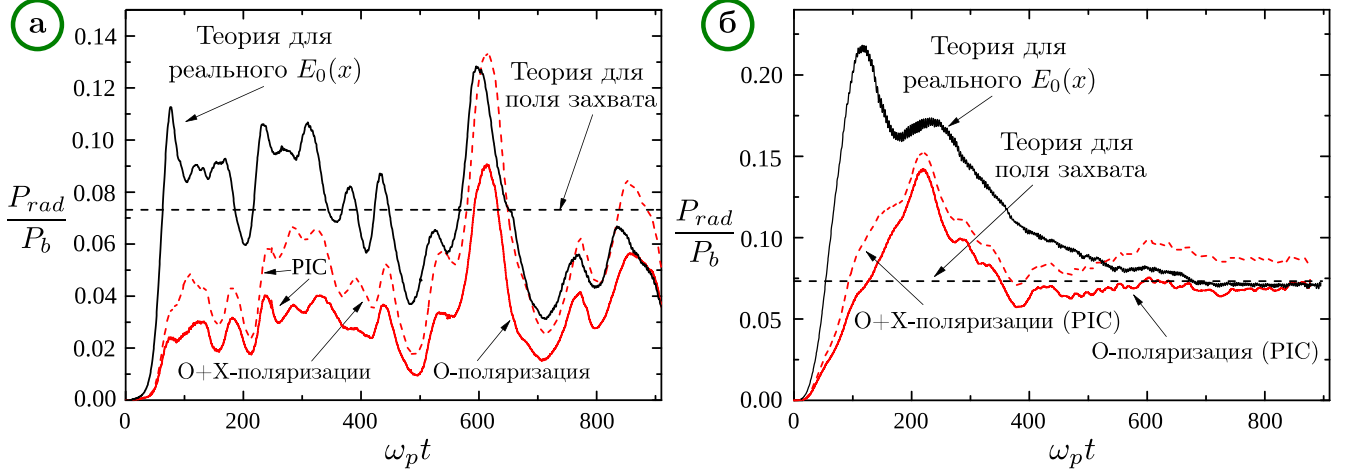


Рисунок 2.5 — а) Медленная временная зависимость мощности излучения  $P_{rad}/P_b$ , усредненная по быстрому временному масштабу  $2\pi/\omega_b$  в PIC моделировании (красная сплошная линия для O-поляризованной компоненты и красная пунктирная линия для обеих поляризаций), в теории (2.4) для реальных профилей  $E_0(x)$  (черная сплошная линия) и в теории для равномерной амплитуды  $E_0$  (черная пунктирная линия). б) Те же кривые для случая инжекции жесткого пучка.

Наблюдаемое расхождение между красной и черной сплошными линиями может быть вызвано различными факторами, которые не включены в нашу теорию. Например, увеличение X-поляризованного излучения ( $E_z \neq 0$ ) и уменьшение O-компоненты может возникать из-за того, что условие  $q = k_{\parallel}$  при моделировании не выполняется точно. Для сильной пучково-плазменной неустойчивости  $k_{\parallel}$  отличается от значения  $\omega_b/v_b$ , определяемого скоростью невозмущенного пучка, и отвечает за небольшое отличие угла излучения от  $\theta = \pi/2$ , видимого на рис. 2.4в. Кроме того, в нашей теории мы не учитываем поперечную структуру  $E_0(y)$  пучковой моды. Чтобы убедиться, что в отсутствие этих факторов наша численная модель воспроизводит теоретические результаты, проведём специальный расчёт, в котором плазменная волна с поперечно-равномерной амплитудой  $E_0 = \gamma_b^3 \Gamma^2 v_b$  и строго определенным волновым числом  $k_{\parallel} = \omega_b/v_b$  возбужда-

ется внутри плазмы инъекцией жесткого электронного пучка с модулированной плотностью  $n_b(t, x) = n_b(1 + 3/8 \cos(\omega_b t - k_{\parallel} x))$  и постоянной скоростью  $v_b$ . Здесь под жестким пучком мы понимаем пучок, не реагирующий на возбужденные электромагнитные поля. На рисунке 2.5б показано, что требуемый уровень  $E_0$  (и соответствующий  $P_{rad}/P_b$ ) устанавливается после длительного переходного процесса, связанного с возбуждением собственных колебаний плазмы головой пучка. Эти дополнительные поля вносят вклад в интеграл  $\int E_0^2 dx$ , но не описываются теорией излучения. Поэтому теоретические результаты и результаты моделирования согласуются друг с другом только на поздней стадии инъекции пучка. Подобные переходные процессы могут также быть причиной первоначального плохого согласия ( $\omega_p t < 600$ ), наблюдаемого на рисунке 2.5а.

Таким образом, инъекция электронного пучка в тонкую модулированную плазму может приводить к весьма эффективной генерации узконаправленного ЭМ излучения, интенсивность которого локализована на длине  $L \approx 3v_b/\Gamma$ , а частота привязана к частоте наиболее неустойчивой пучковой моды ( $\omega_b \approx \omega_p$ ). Поскольку мощности электронных пучков могут составлять десятки гигаватт, данная схема способна обеспечить генерацию суб-ТГц излучения гигаваттного уровня мощности на характерных временах эволюции ионной плотности.

### 2.3.2. Излучение вблизи $2\omega_p$

к излучению на второй гармонике также может приводить рассеяние второй гармоники пучковой волны на модуляции плотности

К излучению вблизи удвоенной плазменной частоты может приводить процесс слияния доминирующей пучковой волны  $(\omega_b, k_{\parallel})$  и её длинноволнового сателлита  $(\omega_b, k_{\parallel} - q)$ , возникающего при рассеянии на периодическом возмущении ионной плотности:

$$(\omega_b, k_{\parallel}) + (\omega_b, k_{\parallel} - q) \rightarrow (2\omega_b, 2k_{\parallel} - q). \quad (2.6)$$

По механизму плазменной антенны результирующая волна тока  $j \propto \exp(i(2k_{\parallel} - q)x - i2\omega_b t)$  может быть источником излучения вакуумных ЭМ волн только в ограниченном диапазоне  $q$  ( $1 - \hat{v}_b < q/2k_{\parallel} < 1 + \hat{v}_b$ ). Отсюда следует, что при длине модуляции, соответствующей диапазону

$$1 + v_b < q/k_{\parallel} < 2(1 + v_b), \quad (2.7)$$

всё выходящее из плазмы излучение должно быть сосредоточено вблизи второй гармоники волны накачки. Угол эмиссии такого излучения составляет величину

$$\theta = \arctan \left( \frac{\sqrt{v_b^2 - (1 - q/2k_{\parallel})^2}}{1 - q/2k_{\parallel}} \right). \quad (2.8)$$

Для наблюдения эффекта усиления излучения вблизи удвоенной плазменной частоты проведём эксперимент по инъекции пучка с прежними параметрами в плазменный слой с толщиной  $2l = 3.2$ . Период модуляции плотности плазмы удобно выбрать равным  $\lambda_q = 1.67$ , чтобы соответствующее ему волновое число  $q$  лежало в диапазоне (2.7), а глубину оставить на прежнем уровне  $\delta n = 0.2$ . ЭМ волны в этом случае должны излучаться под углом  $\theta \approx 30^\circ$  и бежать навстречу инжектируемому пучку. Из двумерных карт электрических полей  $E_x$  (рис. 2.6a) и  $E_z$  (рис. 2.6б) видно, что в области наиболее интенсивного пучково-плазменного взаимодействия действительно формируется узконаправленный пучок ЭМ волн, однако угол их распространения оказывается заметно выше ( $\theta \approx 40^\circ - 50^\circ$ ). Дело в том, что используемые нами упрощённые формулы теряют точность в режиме сильной двухпоточковой неустойчивости, когда пучок в процессе захвата существенно меняет свою скорость. На фазовой плоскости пучка  $(x, p_x)$  (рис. 2.6г) видно, что внутри излучающей области происходит размешивание электронов пучка в поле резонансной волны так, что их распределение простирается от  $v_b = 0.5$  до  $v_b = 0.94$ . Если предположить, что на стадии нелинейного насыщения волны её волновое число  $k_{\parallel} = \omega_b/v_b$  определяется некоторой средней скоростью  $v_b \approx 0.75 - 0.8$ , то формула (2.8) будет воспроизводить наблюдаемые значения  $\theta$ .

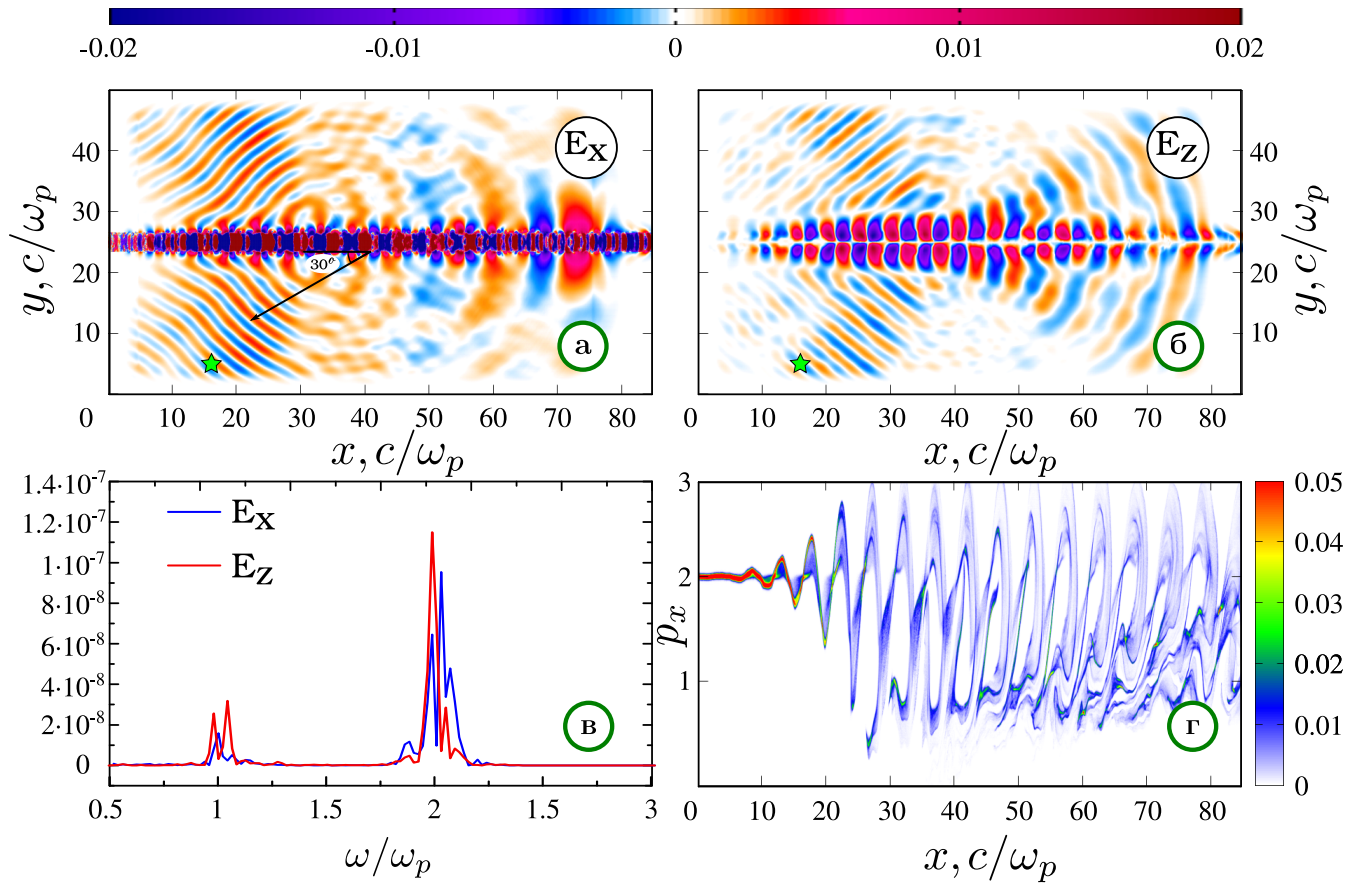


Рисунок 2.6 – Генерация  $2\omega_b$ -излучения в модулированной плазме. (а) и (б) Карты электрических полей  $E_x$  и  $E_z$ . (в) Частотные спектры  $E_x$  и  $E_z$ , измеренные в одной точке, лежащей вблизи поглощающего слоя (зеленая звезда). (г) Фазовое пространство  $(x; p_x)$  электронов пучка.

Измеряя временную зависимость полей излучения в некоторой точке на поглощающем слое (отмечена звездочкой на рис. 2.6а), определим частотный спектр генерируемых ЭМ волн (рис. 2.6в). Видно, что частота излучения лежит вблизи  $2\omega_b$  и интенсивность излучения равномерно распределена между О- и Х-поляризациями. Измеряя энергию, которую теряют ЭМ волны в боковых поглощающих слоях и во входном торце, получим относительную мощность излучения вблизи второй гармоники (рис. 2.7). Видно, что эффективность генерации такого излучения достигает 0.4%.

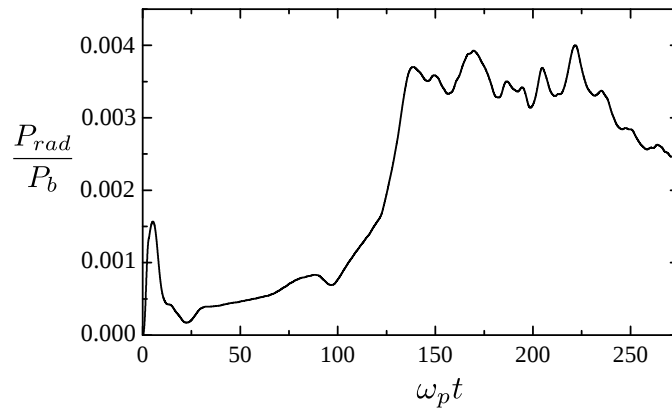


Рисунок 2.7 — Эффективность генерации излучения вблизи  $2\omega_b$ .

## 2.4. Электромагнитная эмиссия из первоначально однородной плазмы

Исследуем теперь процессы излучения плазменной антенны при инъекции пучка в первоначально однородную плазму. В этом случае в турбулентной плазме возбуждается широкий спектр флуктуаций плотности ионов, однако к излучению могут приводить только те из них, рассеяние на которых может создавать сверхсветовые волны электрического тока. За эмиссию ЭМ волн на частоте доминирующей пучковой волны отвечают возмущения с продольным волновым числом  $q \in [k_{\parallel} - \omega_b; k_{\parallel} + \omega_b]$ , а на удвоенной частоте — с  $q \in [2(k_{\parallel} - \omega_b); 2(k_{\parallel} + \omega_b)]$ .

Проследим динамику генерации излучения при инъекции пучка с прежними параметрами в однородный плазменный слой с толщиной  $2l = 6.4$ . По мере нарастания пучковой неустойчивости в плазме формируется квази-одномерный когерентный волновой пакет (рис. 2.8в), в котором происходит захват пучка. Бегущая резонансная волна в этом пакете достигает весьма большой амплитуды, при которой зона захвата волны простирается до нулевой скорости. В поле столь интенсивной волны начинает развиваться модуляционная неустойчивость. Пока усреднённая в поперечном направлении плотность ионов (рис. 2.8в) не возмущена существенно, отсутствует и интенсивное ЭМ излучение (рис. 2.8а и б).



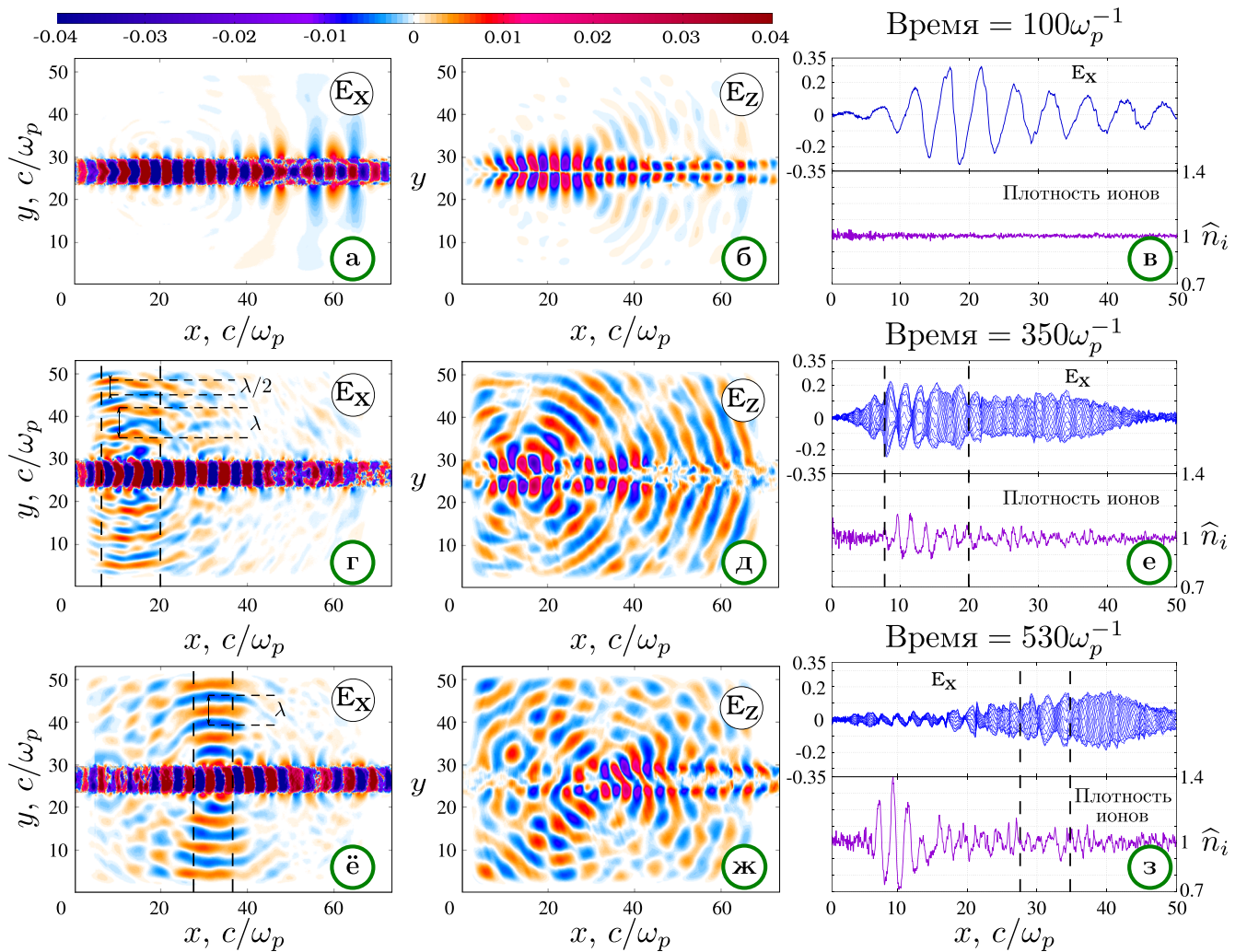


Рисунок 2.8 — Случай инъекции пучка в однородную плазму. (а), (г), (ё) Карты электрического поля  $E_x$  в разные моменты времени. (б), (д), (ж) Карты электрического поля  $E_z$ . (в), (е), (з) Электрические поля  $E_x$  в центре плазменного слоя и соответствующие усредненные по  $y$  профили ионной плотности в разные моменты времени (различные кривые для  $E_x$  в (е) и (з) соответствуют различным фазам одного плазменного колебания).

К моменту времени  $\omega_p t = 350$  в спектре модуляционной неустойчивости доминирует мода с  $q \approx 3$  (рис. 2.9), которая формирует квазирегулярную продольную модуляцию плотности, заметную на рисунке 2.8, е. Согласно нашей линейной теории, рассеяние бегущей волны, соответствующей пучковой моде плазменных колебаний, на этом возмущении плотности должно вызывать излучение только на второй гармонике плазменных колебаний с большим углом распространения  $\theta$ . Это излучение действительно наблюдается на карте электрического поля  $E_x$ , показанной на рис. 2.8г (оно характеризуется длиной волны

$\lambda/2 = \pi/\omega_b$ ). Из рис. 2.8г и 2.8д также видно, что та же локальная область  $x \in (8,20)$  является источником излучения с сопоставимой интенсивностью, но с частотой вблизи плазменной (длина волны  $\lambda$ ). Поскольку в этой области нет сильных возмущений плотности, подходящих для генерации такого излучения (рис. 2.9), то оно не может быть интерпретировано с помощью линейного механизма пучково-плазменной антенны.

Для объяснения этого мощного излучения вблизи плазменной частоты ( $\omega_b \approx 0.95\omega_p$ ) необходимо учесть тот факт, что к моменту времени  $\omega_p t = 350$  модуляционная неустойчивость достигает нелинейной стадии, на которой происходит захват плазменных колебаний в возникающие ямы плотности. На рис. 2.8е показаны профили продольного поля  $E_x$  в различные моменты времени в интервале  $\omega_p t \in [350, 350 + 2\pi/\omega_b]$ . Одновременно с бегущей волной видны стоячие колебания, захваченные в соответствующие каверны плотности, расположенные в области  $x \in (8,20)$ . Длина волны в этих запертых колебаниях автоматически подстраивается под длину модуляции, что позволяет антенне излучать в поперечном направлении на частоте  $\omega_b$ . Из рисунка 2.8д также видно, что Х-поляризованная компонента  $\omega_b$ -излучения имеет сопоставимую интенсивность и выходит из плазмы под некоторым углом, что, по-видимому, определяется поперечной структурой захваченных колебаний.

Поскольку запертые колебания с  $k \approx 2.8$  выпадают из резонанса с пучком, углубление ям плотности сопровождается их быстрым выгоранием (рис. 2.8з). К моменту времени  $\omega_p t = 530$  пучково-плазменная неустойчивость локально срывается из-за наличия глубокой модуляции плотности, и область наиболее интенсивной пучковой накачки постепенно смещается от области инжекции пучка в область с меньшими градиентами плотности плазмы. Перемещение области излучения хорошо видно из сравнения рис. 2.8г и 2.8д и рисунков 2.8ё и 2.8ж. Наиболее сильное  $\omega_b$ -излучение на этой стадии генерируется захваченными колебаниями и направлено преимущественно поперёк плазменного столба (рис. 2.8ё).



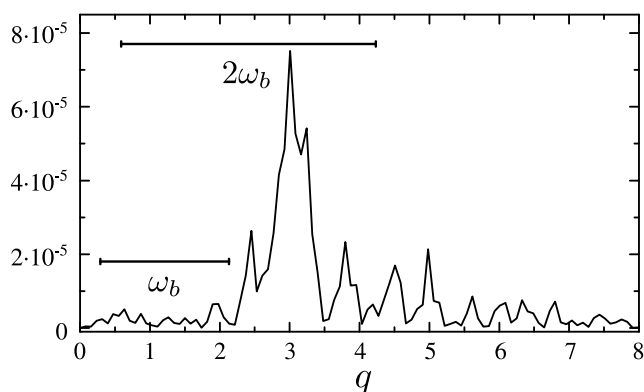


Рисунок 2.9 — Спектр возмущений плотности ионов в момент времени  $t\omega_p = 350$ , усреднённый по толщине плазмы. Горизонтальными линиям обозначены диапазоны, при наличии возмущений плотности в которых возможна генерация излучения на частотах  $\omega_b$  и  $2\omega_b$  по механизму пучково-плазменной антенны.

Таким образом, для выбранных параметров модуляционная неустойчивость доминирующей пучковой моды плазменных колебаний создает модуляцию продольной плотности, которая может генерировать излучение за счёт антенного механизма только на второй гармонике. Однако нелинейная стадия этой неустойчивости приводит к захвату плазменных волн внутри нарастающих ям плотности, что обеспечивает выполнение условия  $q = k_{\parallel}$  для более эффективного режима излучения антенны вблизи плазменной частоты. По достижении этой стадии преобразование мощности пучка в мощность излучения устанавливается на уровне 1% (рис. 2.10) и большая часть этого излучения концентрируется вблизи плазменной частоты.

Дальнейшая эволюция системы, по-видимому, будет состоять из последовательных вспышек излучения, обусловленных чередованием процессов нарастания продольной модуляции ионной плотности, генерации на ней ЭМ излучения, локального срыва неустойчивости в этой области и релаксации ионной плотности, воссоздающей благоприятные условия для нового цикла раскочки пучковой неустойчивости.

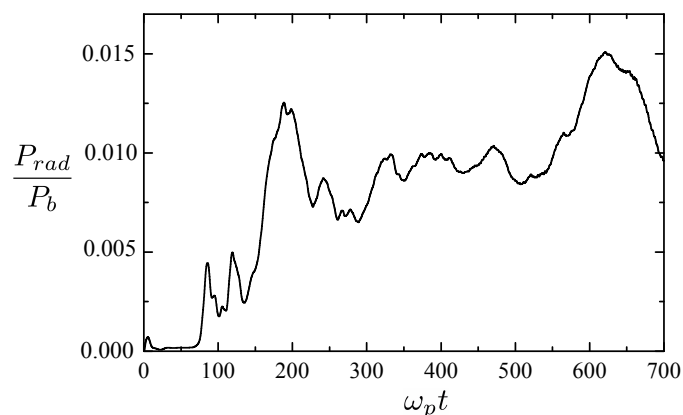


Рисунок 2.10 — Суммарная мощность излучения вблизи плазменной частоты и её гармоник в случае самосогласованного формирования возмущений плотности ионов.

## 2.5. Основные выводы

В рамках данной главы впервые проведено численное моделирование процессов генерации ЭМ излучения, возникающего при непрерывной инжекции электронного пучка в замагниченную плазму с конечными поперечными размерами. Показано, что предложенная ранее теоретическая модель плазменной антенны вполне адекватно описывает электромагнитную эмиссию открытой пучково-плазменной системы, толщина которой сравнима с длиной волны излучения. Численные эксперименты по инжекции пучка в предварительно модулированную по плотности плазму показали, что благодаря антенному механизму в излучение на плазменной частоте может конвертироваться 10% мощности пучка, а эффективность излучения на второй гармонике в такой схеме может достигать 0.4%. Поскольку мощность сильноточных электронных пучков может достигать десятков гигаватт, предложенная схема может быть привлекательной для генерации субтерагерцового излучения гигаваттного уровня мощности.

Установлено также, что продольная модуляция плотности плазмы, играющая ключевую роль в механизме плазменной антенны, может нарастать самосогласованно как результат развития модуляционной неустойчивости доминирующей пучковой волны. Показано, что, даже если на начальном этапе наиболее

неустойчивое возмущение плотности не приводит к возбуждению сверхсветовых сателлитов, более поздняя нелинейная стадия этой неустойчивости сопровождается захватом плазменных колебаний в отдельные ямы плотности, внутри которых условие эффективного излучения плазменной антенны  $q = k_{\parallel}$  выполняется автоматически. В этом режиме в поперечно распространяющемся излучении доминируют ЭМ волны с частотой  $\omega_b$ , поляризованные вдоль направления движения пучка, эффективность генерации которых достигает 1%. Механизм плазменной антенны должен играть важную роль в пучково-плазменных экспериментах на открытой ловушке ГОЛ-3, где по некоторым оценкам наблюдался близкий уровень эффективности излучения.

### Глава 3. Моделирование процесса релаксации электронного пучка с энергией 100 кэВ в экспериментальных условиях установки ГОЛ-3

Недавние эксперименты по инжекции длинного суб-релятивистского электронного пучка с энергией 100 кэВ и током 20-100 А в замагниченную плазму на многопробочной открытой ловушке ГОЛ-3 [9] продемонстрировали неожиданно высокую для турбулентной плазмы эффективность генерации ЭМ волн. По оценкам авторов, только в окрестности удвоенной плазменной частоты мощность ЭМ излучения достигала 1% от мощности пучка. Отличительной особенностью этих экспериментов от обычного режима с килоамперными пучками была низкая плотность плазмы ( $\sim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ), благодаря которой диаметры инжектируемого пучка и ионизируемого им плазменного канала ( $< 1 \text{ см}$ ) оказывались сравнимыми с длинами плазменных колебаний и излучаемых ЭМ волн.

В предыдущих разделах для объяснения эффективной генерации излучения в такой тонкой системе нами была предложена модель пучково-плазменной антенны. Было показано, что эффективная эмиссия ЭМ волн из тонкого плазменного канала становится возможной лишь при наличии в нём продольной модуляции плотности ионов в ограниченном диапазоне волновых чисел.

Рассеяние самой неустойчивой пучковой волны на этой модуляции приводит к формированию сверхсветового сателлита, способного из-за пучкового сдвига частоты эффективно обмениваться энергией с вакуумными ЭМ волнами только в относительно тонкой плазме, сравнимой по размеру с глубиной скин-слоя. Аналитическая теория и PIC расчёты инжекции пучка в предварительно модулированную плазму показали, что эффективность генерации излучения на плазменной частоте за счёт этого механизма может достигать 5–10 %. В главе 2 с помощью PIC моделирования непрерывной инжекции релятивистского пучка в первоначально однородный плазменный канал мы показали, что необходимый

для генерации излучения квазирегулярный профиль плотности может возникать в плазме самосогласованно за счёт развития модуляционной неустойчивости доминирующей пучковой волны.

Оставалось, однако, неочевидным, что данный механизм способен обеспечивать высокую эффективность электромагнитной эмиссии на второй гармонике плазменной частоты, поскольку такое излучение должно появляться в результате нелинейного взаимодействия первичной пучковой волны с отражённым от модуляции плотности сателлитом. Обобщение теории плазменной антенны на этот случай показало, что нелинейный излучающий ток  $j_{2\omega_p} \propto E_0 E_1 / \eta_b$ , кроме произведения амплитуд первичной  $E_0$  и отражённой  $E_1 \propto \delta n E_0$  волн, содержит ещё деление на диэлектрическую проницаемость плазмы  $\eta_b = 1 - \omega_p^2 / \omega_b^2$ , которая на частоте пучковой накачки  $\omega_b = \omega_p - \delta$  является малым параметром. Благодаря этому обстоятельству ЭМ эмиссия на первых двух гармониках  $\omega_p$  в механизме плазменной антенны может иметь сравнимую эффективность. Возможность достижения высокой (2 – 3 %) эффективности преобразования мощности пучка в мощность излучения на второй гармонике плазменной частоты подтвердилась в недавних PIC расчётах [66].

Целью данной главы является не только теоретическое подтверждение возможности эффективной (на уровне 1%) генерации ЭМ волн на удвоенной плазменной частоте при параметрах интересующего нас эксперимента [9] путём его численного моделирования из первопринципов, но и построение общего сценария коллективной релаксации такого пучка в плазме, позволяющего качественно объяснить результаты радиометрических измерений на установке ГОЛ-3. Первая попытка моделирования инъекции тонкого 100 кэВ-ного пучка в однородную плазму [67] при параметрах и масштабах лабораторного эксперимента показала, что область интенсивной релаксации пучка и эффективной генерации излучения на гармониках плазменной частоты локализована вблизи инжектора, а её размер не превышает нескольких сантиметров. Такой результат противоречит экспериментальным измерениям [9], согласно которым интенсивное излучение наблюдалось на расстоянии 84 см от места входа пучка в установку. В данной главе

в качестве причин, способных существенно повлиять на локальный срыв пучковой неустойчивости и сдвиг области излучения, будут рассматриваться большой угловой разброс пучка, который приобретает при его транспортировке в сильное магнитное поле плазменной ловушки, регулярная продольная неоднородность плотности газа, связанная с особенностями его напуска в установку, а также мелкомасштабные возмущения плотности плазмы, нарастающие в процессе развития турбулентности.

Возможность уменьшения уровня релаксации электронного пучка в плазме с неоднородным профилем плотности известна давно [68; 69]. В настоящее время влияние неоднородной плотности плазмы активно рассматривается в астрофизических задачах [70—74] и лабораторных экспериментах по генерации ТГц излучения [75] в связи с возможностью конвертировать плазменные колебания в электромагнитные волны. Также влияние градиентов плотности плазмы представляет интерес для экспериментов по кильватерному ускорению электронов, в частности, для изучения самомодуляционной неустойчивости протонного пучка [76] и инъекции электронов в ускоряющее кильватерное поле [77].

В разделе 3.1 данной главы приводятся краткое описание используемой нами численной модели и алгоритм задания реалистичного распределения частиц пучка по импульсам, которое приобретает им при инъекции в область сильного магнитного поля. Далее с помощью численного моделирования исследуется генерация излучения при релаксации непрерывно инжектируемого субрелятивистского электронного пучка при параметрах эксперимента на установке ГОЛ-3 (раздел 3.2), затем рассматривается возможность срыва пучково-плазменной неустойчивости как мелкомасштабной продольной модуляцией плотности, возникающей в ходе развития турбулентности, так и крупномасштабным градиентом плотности плазмы, обусловленным особенностями напуска газа в установку ГОЛ-3 (раздел 3.3). В разделе 3.4 полученные результаты применяются к описанию сценария реального эксперимента.

### 3.1. Численная модель

В данной главе мы используем тот же вычислительный PIC-код с открытыми границами, реализация которых подробно описана в главе 2 и работе [78].

#### 3.1.1. Область моделирования

На рис. 3.1 схематично показана область моделирования и плотность пучка в момент времени вскоре после начала инжекции. На границах области располагаются поглощающие ЭМ излучения слои. В центре области находится плазменный столб, который отделён в поперечном направлении от границ вычислительной области вакуумными слоями. В продольном направлении плазменный столб граничит с буферами, в которых поддерживается распределение частиц, схожее с распределением в граничных ячейках плазмы.

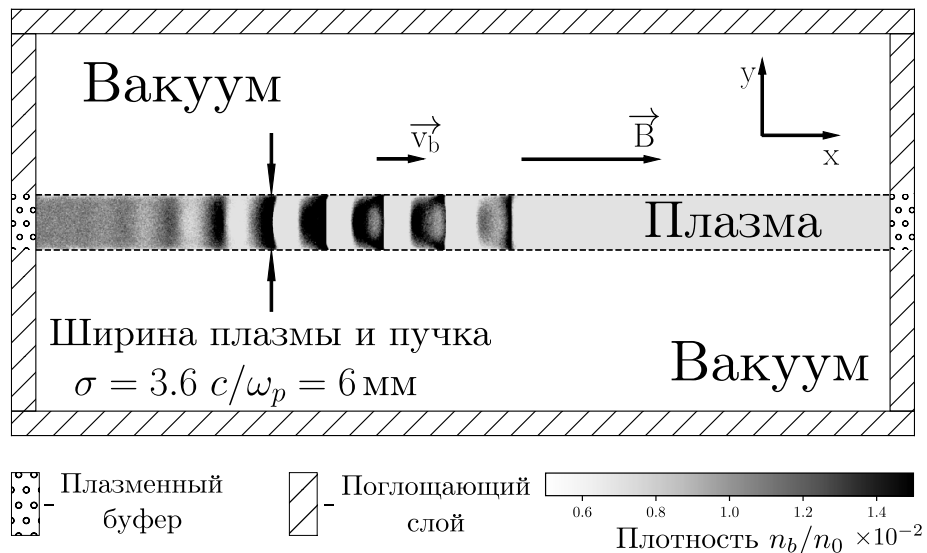


Рисунок 3.1 — Схема расчётной области.

В реальном эксперименте плазма образуется за счёт ионизации газа электронным пучком, поэтому их поперечные размеры совпадают. В данном моде-

лировании мы считаем ширину пучка и водородной плазмы равными  $\sigma = 3.6 c/\omega_p$ , что для моделируемой плотности плазмы  $n_0 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$  соответствует размеру 6 мм. Вакуумные области имеют размер  $12 c/\omega_p \approx 2.71$ . Полная длина области составляет  $L_x = 60 c/\omega_p \approx 10 \text{ см}$ .

Электроны плазмы имеют максвелловское распределение по импульсу  $f_e \propto \exp(-\mathbf{p}^2/(\Delta p_e^2))$ , начальная температура электронов составляет  $T_e = \Delta p_e^2/(2m_e) = 50 \text{ eV}$ . Ионы массой  $m_i = 1836m_e$  изначально холодные. Для каждого сорта частиц мы используем 196 частиц в ячейке.

Плотность пучка составляет  $n_b = 0.01n_0$ , что при круглом сечении с диаметром 6 мм и энергии 100 кэВ соответствует току пучка  $I \approx 75 \text{ А}$ . Поскольку нас не интересуют переходные процессы, связанные с плавным нарастанием тока, мы инжектируем пучок с резким фронтом, что создаёт заправку для развития пучковой неустойчивости и способствует более быстрому переходу в состояние нелинейного насыщения. Такой подход позволяет существенно сэкономить вычислительное время.

### 3.1.2. Распределение электронов пучка

Поскольку детали распределения пучка по импульсам существенно влияют как на инкремент раскачки неустойчивых колебаний, так и на уровень их нелинейного насыщения, попытаемся максимально реалистично воспроизвести эти детали в численных расчётах. В реальном эксперименте пучок создаётся диодом с плазменным эмиттером, который расположен в области слабого магнитного поля (0.01 Т). Ускоряясь до нужной энергии, электроны пучка остаются почти моноэнергетическими, но приобретают угловое пичч-распределение с характерным разбросом  $\Delta\theta = 0.05$  [9; 79]. Дальнейшая транспортировка пучка в область сильного магнитного поля приводит к сжатию его поперечного размера в сотни раз и сопровождается значительным увеличением углового разброса.



В наших расчётах инициализация такого распределения пучка производится следующим образом:

1. импульс каждой частицы задаётся в соответствии со сдвинутым максвелловским распределением  $f_b(\mathbf{p}) \propto \exp(-(\mathbf{p} - \mathbf{p}_0)^2/(\Delta p_b^2))$  с температурой  $T_b = \Delta p_b^2/(2m_e) = 15$  эВ и направленным импульсом  $\mathbf{p}_0 = (p_0, 0, 0)$ , который соответствует энергии 100 кэВ ( $p_0 = 0.655m_e c$ );
2. затем этот импульс распределяется между продольной и поперечной компонентами на основе распределения  $f_b(\theta) \propto \exp(-\theta^2/(\Delta\theta^2))$ , где  $\Delta\theta = 0.05$  – разброс начальных пичч углов ( $p_{0\perp} = p_0 \sin \theta$ ,  $p_{0\parallel} = p_0 \cos \theta$ ) (рис. 3.2а);
3. транспортировка пучка из слабого ( $B_0 = 0.01$  Т) в сильное магнитное поле  $B$  предполагает сохранение магнитного момента и энергии частиц, поэтому окончательные значения их поперечного и продольного импульса определяются как  $p_{1\perp} = p_{0\perp} \sqrt{B/B_0}$ ,  $p_{1\parallel} = \sqrt{p_0^2 - p_{1\perp}^2}$  (рис. 3.2б) (при отражении частицы от магнитной пробки ( $p_0^2 - p_{1\perp}^2 < 0$ ) её импульс рассчитывается заново для сохранения заданного значения тока пучка);
4. в используемых нами декартовых координатах вектор импульса частицы представляется в виде трёх компонент:  $p_x = p_{1\parallel}$ ,  $p_y = p_{1\perp} \cos(\pi R)$  и  $p_z = p_{1\perp} \sin(\pi R)$ , где  $R$  – случайное число из равномерного распределения от 0 до 1.

### 3.2. Инжекция в однородную плазму

Ранее нами было показано [38; 64; 80], что высокая эффективность генерации излучения в тонкой пучково-плазменной системе возможна при наличии продольной модуляции плотности плазмы, позволяющей системе излучать подобно дипольной антенне. Напомним ещё раз основные положения этой теории.

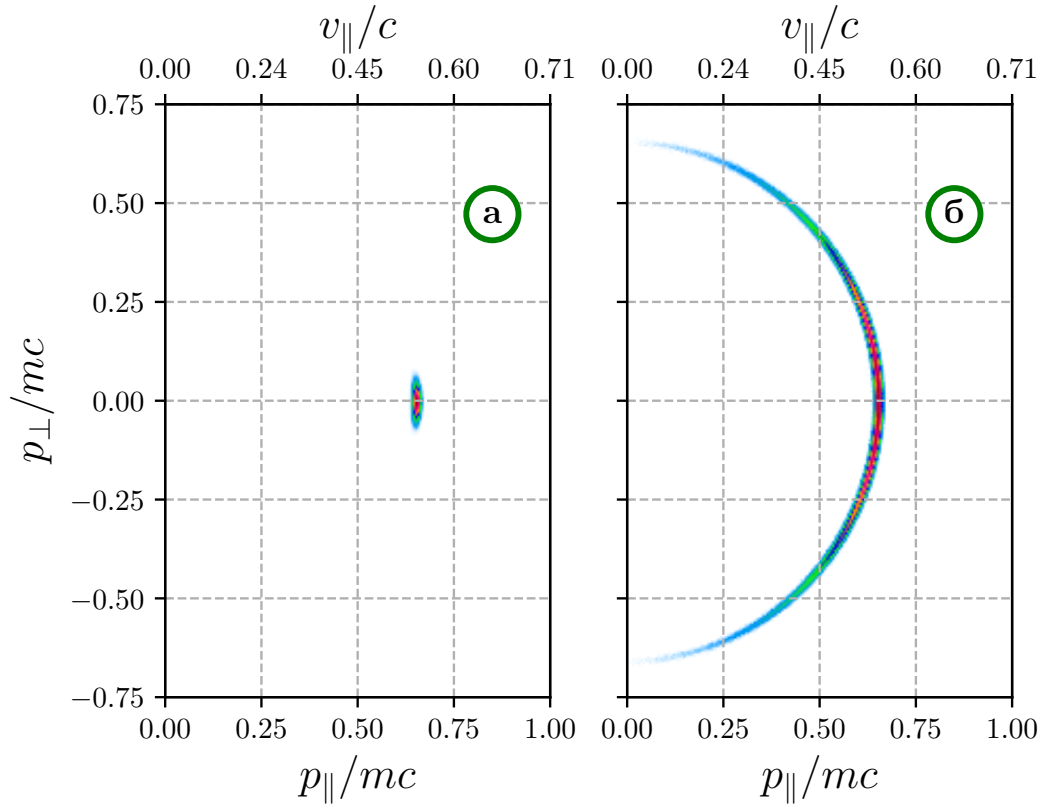


Рисунок 3.2 — Распределение частиц пучка на диоде (а) и после транспортировки в сильное магнитное поле ловушки (б).

### 3.2.1. Механизм пучково-плазменной антенны

Рассмотрим плоский плазменный слой толщиной  $2l$  и плотностью  $n(x) = n_0 + \delta n \sin(qx)$ . Электронный пучок, распространяющийся вдоль оси  $x$  со скоростью  $v_b$ , будет возбуждать продольные плазменные колебания с частотой  $\omega_b$  и волновым числом  $k_{\parallel} = \omega_b/v_b$ . Рассеяние этих колебаний на возмущениях плотности с волновым числом  $q$  приведёт к возникновению плазменных колебаний с  $(\omega_b, k_{\parallel} - q)$ . Такие колебания могут иметь сверхсветовую фазовую скорость и способны вступать в резонанс с вакуумными электромагнитными волнами, бегущими под углом к плазменному слою. Этот резонанс возможен только в том случае, когда период модуляции плотности плазмы не сильно отличается от длины волны пучковой моды плазменных колебаний

$$(1 - \hat{v}_b < q/k_{\parallel} < 1 + \hat{v}_b). \quad (3.1)$$

Соотношение между  $q$  и  $k_{\parallel}$  внутри этого диапазона однозначно определяет угол излучения

$$\theta = \arctan \left( \frac{\sqrt{\widehat{v}_b^2 - (1 - q/k_{\parallel})^2}}{1 - q/k_{\parallel}} \right). \quad (3.2)$$

В частном случае  $q = k_{\parallel}$ , излучение выходит из плазмы в строго поперечном направлении. Поскольку в гидродинамическом режиме пучково-плазменной неустойчивости частота доминирующей моды меньше плазменной частоты

$$\frac{\omega_b}{\omega_p} = 1 - \frac{n_b^{1/3}}{2^{4/3}\gamma_b}, \quad (3.3)$$

генерируемое излучение способно эффективно взаимодействовать с плазменными токами только на глубине скин-слоя ( $\gamma_b$  – релятивистский гамма фактор пучка). Мощность излучения вблизи плазменной частоты пропорциональна квадрату амплитуды плазменных колебаний [81]:  $P_{\omega_b} \propto \delta n^2 E_0^2(x)$ . Будем определять эту амплитуду как

$$E_0(x, t) = \left[ \frac{\omega_b}{\pi} \int_{-\omega_b/\pi}^{\omega_b/\pi} dt' E_x^2(x, t + t') \right]^{1/2}.$$

Помимо излучения вблизи плазменной частоты в такой системе возможна эффективная генерация её второй гармоники за счёт процесса нелинейного слияния доминирующей пучковой моды  $(\omega_b, k_{\parallel})$  с её длинноволновым сателлитом  $(\omega_b, k_{\parallel} - q)$ , возникающим из-за рассеяния на периодической модуляции ионной плотности:

$$(\omega_b, k_{\parallel}) + (\omega_b, k_{\parallel} - q) \rightarrow (2\omega_b, 2k_{\parallel} - q). \quad (3.4)$$

Результирующие колебания электрического тока  $j \propto \exp(i(2k_{\parallel} - q)x - i2\omega_b t)$  могут быть источником ЭМ эмиссии только в ограниченном диапазоне значений  $q$  ( $1 - \widehat{v}_b < q/(2k_{\parallel}) < 1 + \widehat{v}_b$ ). Таким образом, для периода модуляции, соответствующего диапазону

$$1 + \widehat{v}_b < q/k_{\parallel} < 2(1 + \widehat{v}_b), \quad (3.5)$$

основная часть излучения должна быть сконцентрирована вблизи второй гармоники частоты доминирующей пучковой моды. Угол этого излучения определяется выражением

$$\theta = \arctan \left( \frac{\sqrt{\widehat{v}_b^2 - (1 - q/(2k_{\parallel}))^2}}{1 - q/(2k_{\parallel})} \right). \quad (3.6)$$

В этом случае мощность излучения пропорциональна четвёртой степени амплитуды плазменных колебаний [66]:  $P_{2\omega_b} \propto \delta n^2 E_0^4(x)/\eta_b^2$ . Несмотря на нелинейный характер процесса, мощность  $2\omega_p$ -излучения может быть сопоставима с мощностью линейной конверсии  $P_{\omega_b}$  за счёт близости частоты накачки к плазменной частоте ( $\eta_b = 1 - \omega_p^2/\omega_b^2 \ll 1$ ).

### 3.2.2. Результаты моделирования

Проведём расчёты непрерывной инжекции пучка в плазму при двух значениях внешнего магнитного поля:  $B = 1.24$  Т ( $\Omega_e/\omega_p = 1.22$ ) и  $B = 0.586$  Т ( $\Omega_e/\omega_p = 0.577$ ), где  $\Omega_e = eB/m_e c$  — циклотронная частота электронов плазмы, а плазменная частота для рассматриваемой плотности  $n_0 = 10^{13}$  см<sup>-3</sup> составляет  $\omega_p \approx 1.78 \cdot 10^{11}$  рад/с. Первое значение соответствует экспериментам на установке ГОЛ-3 [9], а второе — случаю равенства частоты верхнегибридного резонанса удвоенному значению электронной циклотронной частоты  $\omega_{uh} = \sqrt{\omega_p^2 + \Omega_e^2} = 2\Omega_e$ . В дальнейшем будем условно называть эти поля слабым и сильным.

Рассмотрим сначала эволюцию плазменных колебаний на ранних стадиях пучковой неустойчивости. Для обоих значений внешнего магнитного поля наиболее интенсивное пучково-плазменное взаимодействие оказывается локализованным на расстоянии менее 6 см от места инжекции пучка. За линейной стадией раскачки двухпоточковой неустойчивости следует нелинейный процесс

захвата частиц пучка полем возбуждаемой волны. В результате формируются пространственно локализованные волновые пакеты с большой амплитудой продольного электрического поля (рис. 3.3,  $t = 150 \omega_p^{-1}$ ).

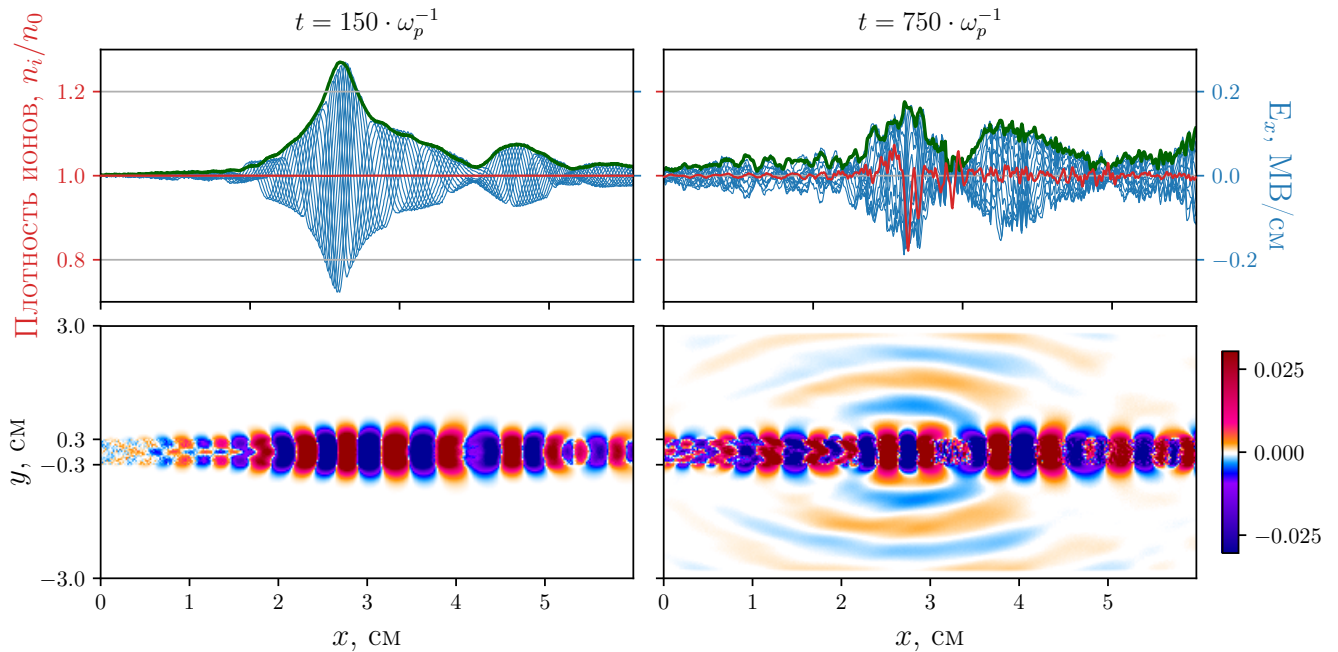


Рисунок 3.3 — Магнитное поле  $\Omega_e = 1.22\omega_p$ . Вверху: синие линии – продольное электрическое поле  $E_x(x)$  в центре плазмы (показаны различные фазы одного плазменного колебания); красные линии – плотность ионов, усреднённая по толщине плазмы в поперечном направлении и по 10 ячейкам в продольном; зелёные линии – амплитуда плазменной волны  $E_0(x)$ . Внизу: карты продольного поля  $E_x(x,y)$  в МВ/см.

В сильном магнитном поле наиболее неустойчивыми оказываются косые колебания верхнегибридной ветви, попадающие в черенковский резонанс с пучком и имеющие частоту  $1.39\omega_p$  (рис. 3.4, *сверху*). Эти колебания возбуждаются на первых 3 см плазмы. После взаимодействия с ними пучок получает значительный разброс по импульсам и начинает раскачивать чисто продольные колебания с частотой  $0.89\omega_p$ , что несколько ниже значения  $\omega_b = 0.93\omega_p$ , которое предсказывается линейной теорией (3.3) для моноэнергетического пучка. По мере нагрева электронов плазмы косая неустойчивость затухает и пучок начинает раскачивать продольные колебания во всей области.

В слабом магнитном поле  $\Omega_e/\omega_p = 0.577$  пучок с самого начала возбуждает только продольные плазменные колебания на частоте  $0.99\omega_p$ . Поскольку

в этом случае угловой разброс пучка оказывается заметно меньше, инкремент неустойчивости значительно возрастает, благодаря чему интенсивная релаксация пучка начинается в непосредственной близости от инжектора (рис. 3.4, внизу).

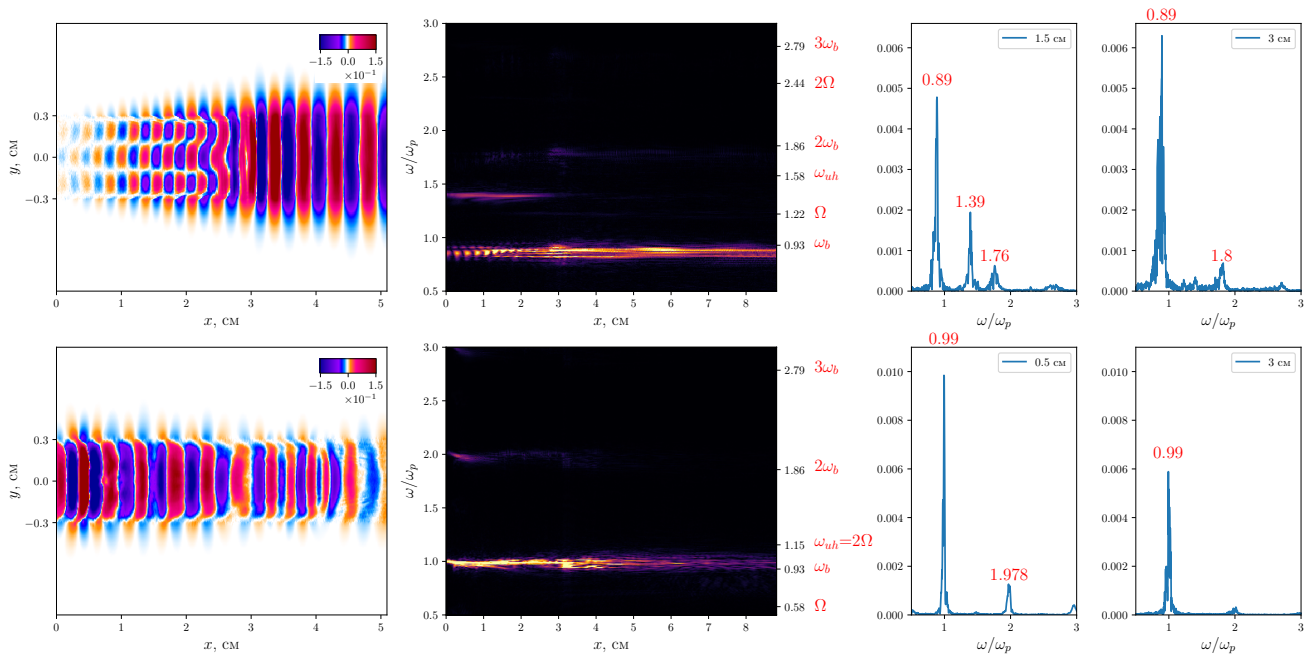


Рисунок 3.4 — Верхний ряд: магнитное поле  $\Omega_e = 1.22\omega_p$ , нижний ряд: магнитное поле  $\Omega_e = 0.577\omega_p$ . Слева направо: Карта электрического поля  $E_x$  в плазме в момент времени  $t = 300 \cdot \omega_p^{-1}$ ; спектр колебаний поля  $E_x$  в центре плазменного столба в зависимости от продольной координаты; Спектры колебаний плазмы в отдельных точках. Все спектры рассчитаны за полную длительность моделирования.

Далее пондеромоторная сила локализованных в пакете плазменных колебаний формирует на продольном профиле плотности ионов яму, линейная конверсия на которой приводит к появлению первых микровспышек ЭМ излучения на плазменной частоте (рис. 3.3,  $t = 750 \cdot \omega_p^{-1}$ ).

Одновременно с этим как на профиле плотности, так и на амплитуде плазменных колебаний наблюдается нарастание более мелкомасштабной модуляционной неустойчивости с  $q = 2k_{\parallel}$ . Нелинейная стадия этой неустойчивости заканчивается формированием глубокой продольной модуляции ионной плотности и превращением бегущих плазменных колебаний в стоячую волну, пучности которой локализованы в ямах плотности плазмы (рис. 3.6ж и з). Пока колебания в соседних ямах происходят в противофазе (то есть стоячая волна состоит из

бегущих с  $\pm k_{\parallel}$ ), они резонансно накачиваются пучком. При этом по механизму плазменной антенны нелинейное взаимодействие мод с  $\pm k_{\parallel}$  приводит к поперечной эмиссии на  $2\omega_b$  (рис. 3.6д), а их линейная конверсия на возмущениях с  $q = k_{\parallel}$  является причиной излучения на  $\omega_b$  (рис. 3.6з). По мере расфазировки соседних осцилляторов связь с пучком теряется, а запертые в ямы колебания начинают затухать. Таким образом, развитие модуляционной неустойчивости самой неустойчивой пучковой волны с последующим захватом колебаний в ямы плотности и локальным срывом пучковой накачки формирует отдельную вспышку излучения. Карты электрического поля в момент наиболее интенсивной генерации ЭМ волн в сильном магнитном поле показаны на рисунке 3.6з-е, а временной ход отдельной вспышки — на рис. 3.5а.

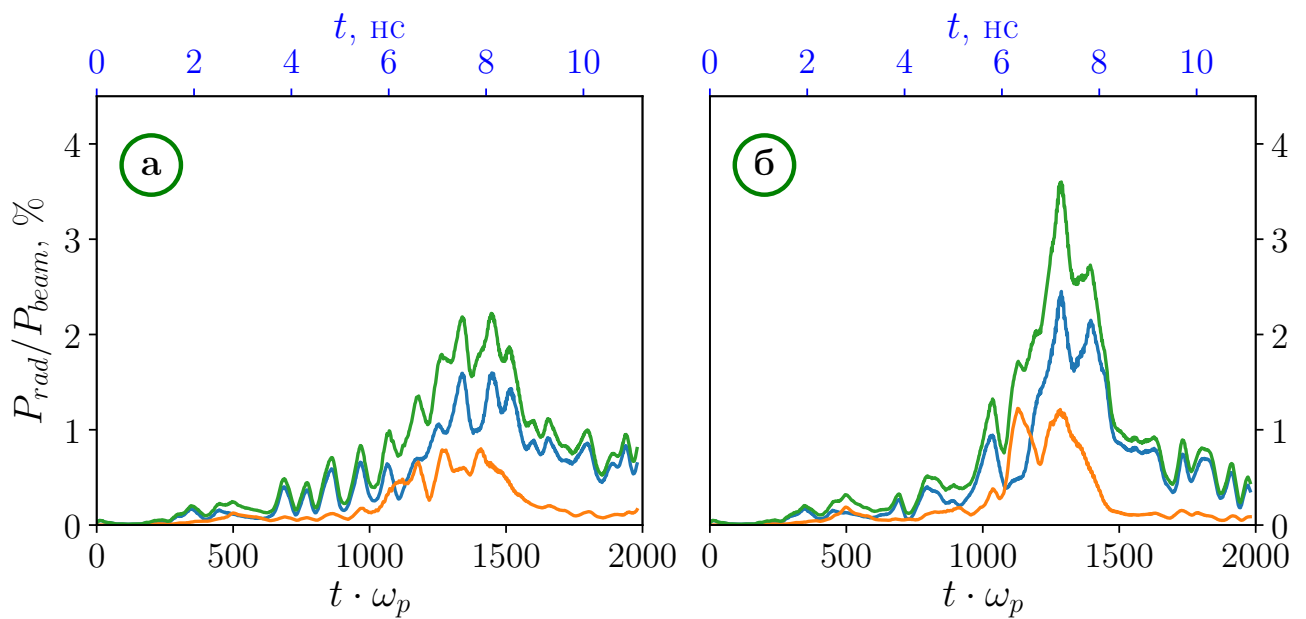


Рисунок 3.5 — Эффективность генерации излучения в зависимости от времени для двух расчётов с магнитным полем  $\Omega_e = 1.22\omega_p$ . Синяя линия - ТМ ( $E_x, E_y, B_z$ ) мода, оранжевая линия - ТЕ ( $B_x, B_y, E_z$ ) мода, зелёная - их сумма.

Из рис. 3.6з, д, ж, з также видно, что область локализации  $\omega_p$ -излучения оказывается шире, чем на второй гармонике, что согласуется с нашими представлениями, согласно которым  $P_{\omega_b}$  определяется профилем  $E_0^2$ , а  $P_{2\omega_b}$  — профилем  $E_0^4$ . Интересной особенностью рассматриваемого режима пучково-плазменного взаимодействия является то, что излучение на разных гармониках (рис. 3.6а-в)



различается по поляризациям: в спектре ТМ ( $E_x, E_y, B_z$ ) моды доминирует частота пучковой волны  $\omega_b$ , тогда как в ТЕ ( $B_x, B_y, E_z$ ) моде большая часть излучения генерируется на её удвоенной гармонике. В спектре излучения видны также менее интенсивные линии  $\omega = 1.39\omega_p$  и  $\omega \approx 2\Omega_e$ , свидетельствующие о возможности выхода из плазмы резонансных с пучком верхнегибридных колебаний и второй гармоники циклотронной частоты.

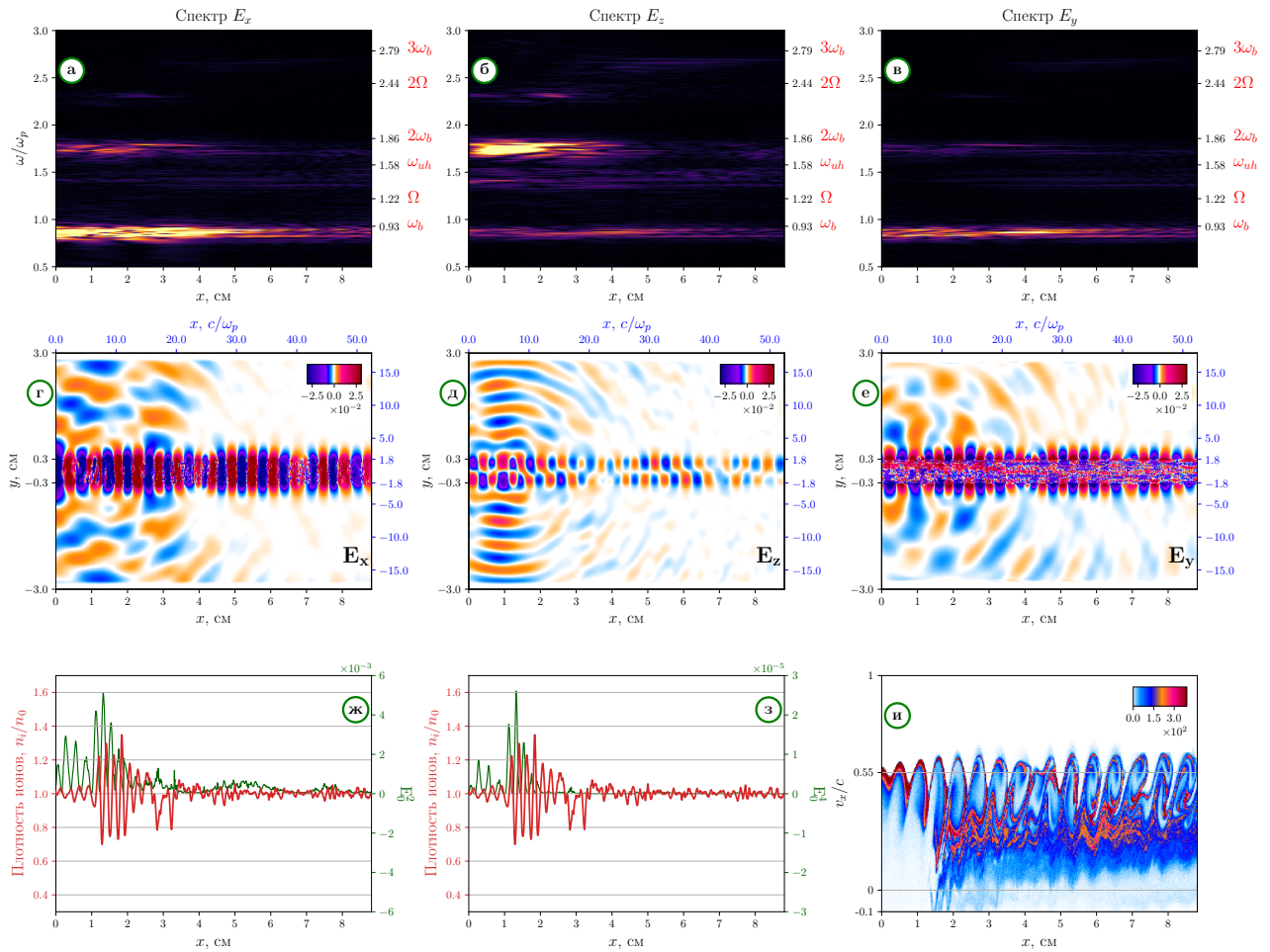


Рисунок 3.6 — Результаты моделирования инъекции в магнитном поле  $\Omega = 1.22\omega_p$ . Верхний ряд (а-в): спектры излучения за всё время расчёта на внешней границе вакуумной области в зависимости от продольной координаты  $x$ ; средний ряд (г-е): карты электрических полей в момент времени  $t = 1314 \cdot \omega_p^{-1} = 7.37$  нс; нижний ряд: (ж и з) красная линия: усреднённая в поперечном направлении по толщине плазмы и в продольном по 10 ячейкам плотность ионов плазмы; зелёная линия: квадрат (ж) и четвёртая степень (з) амплитуды продольного поля  $E_0(x)$  в центре плазмы; (и) фазовый портрет  $(x, v_x)$  пучка;



Заметим, что формирование неоднородного профиля плотности ионов зависит от сложной предыстории развития пучковой и модуляционной неустойчивости и для каждой случайной реализации функции распределения частиц происходит по своему уникальному пути. Неизменными в этой ситуации остаются лишь глобальный сценарий процесса, спектр наблюдаемого излучения, а также вывод о высокой эффективности его генерации. На рис. 3.5 показана эффективность преобразования мощности пучка в мощность излучения в случае сильного магнитного поля для двух расчётов, различающихся только конкретной реализацией начальной функции распределения частиц плазмы по импульсам. Видно, что суммарная мощность излучения составляет 2 – 3.5 % от мощности инжектируемого пучка, при этом эффективность  $2\omega_p$ -излучения, поляризованного поперёк магнитного поля, достигает 1 %.

Результаты моделирования в слабом магнитном поле  $\Omega_e = 0.577\omega_p$  в момент наиболее эффективной ЭМ эмиссии показаны на рис. 3.7. Соответствующая временная зависимость относительной мощности излучения по-прежнему представляет собой набор вспышек (рис. 3.8б).

Первоначально наиболее интенсивное пучково-плазменное взаимодействие было локализовано в непосредственной близости от инжектора. Это способствовало формированию там мелкомасштабной модуляции плотности ионов. Как видно из рис. 3.7г и 3.7ж, данная модуляция привела к полному срыву неустойчивости в этой области. В результате пучок начал эффективно накачивать колебания на более удалённом участке (3 – 4 см), который в итоге также стал источником ЭМ эмиссии.

Проанализируем роль антенного механизма в генерации такого излучения. Для этого рассмотрим спектры ионной плотности (рис. 3.9а) и плазменных колебаний (рис. 3.9г) в момент времени, показанный на рис. 3.7. Кроме того, получим спектр излучения (рис. 3.9в) в точке поглощающего слоя, лежащей напротив излучающей области, а также определим области в пространстве  $(q, k_{\parallel})$  (рис. 3.9б), в которых выполняются условия (3.1) и (3.5) для генерации излучения плазменной антенной при  $v_b = 0.99\omega_p/k_{\parallel}$ .

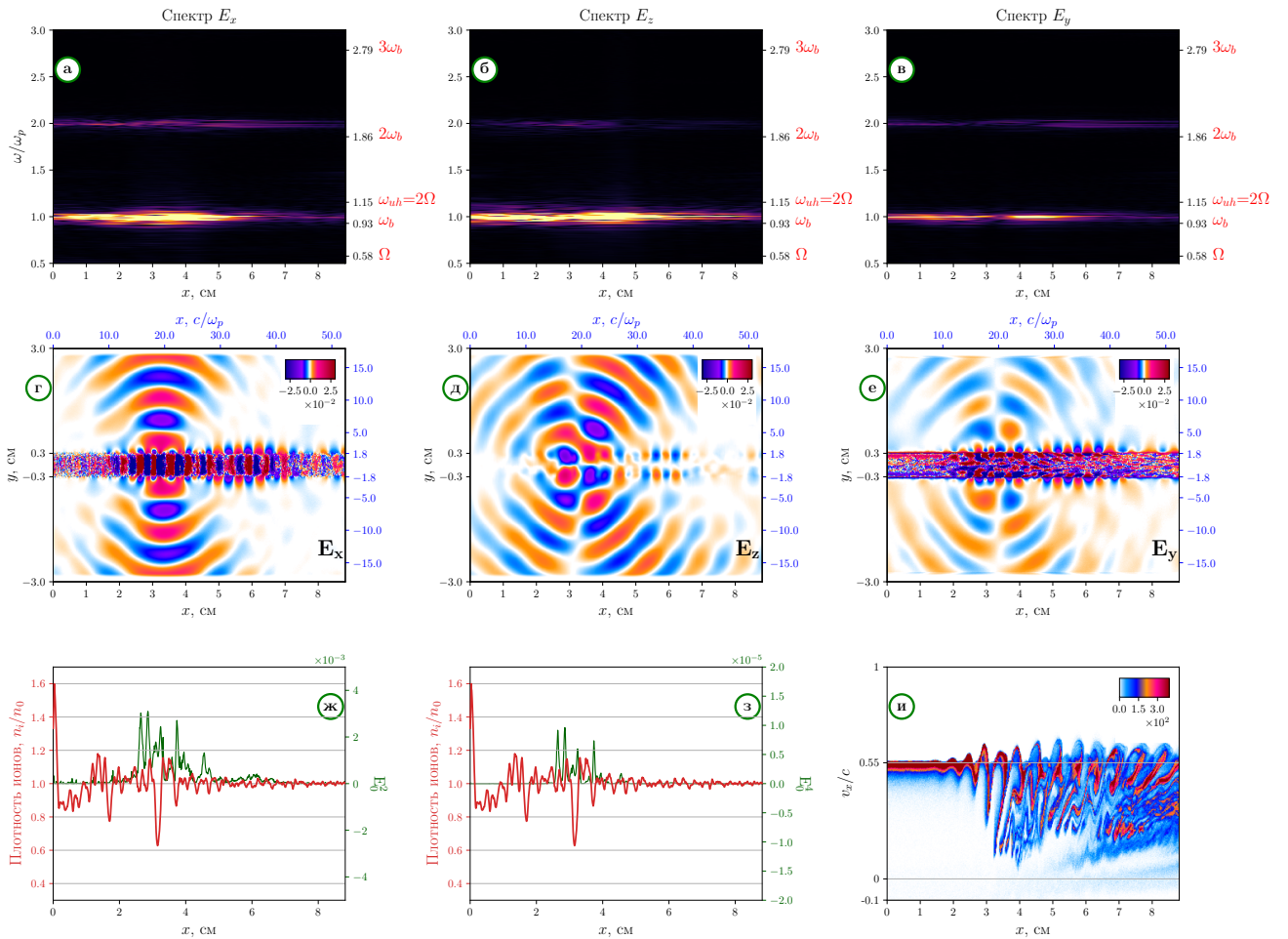


Рисунок 3.7 — То же что и на рис. 3.6, но для магнитного поля  $\Omega = 0.577\omega_p$  и момента времени  $t = 1910 \cdot \omega_p^{-1} = 10.7$  нс.

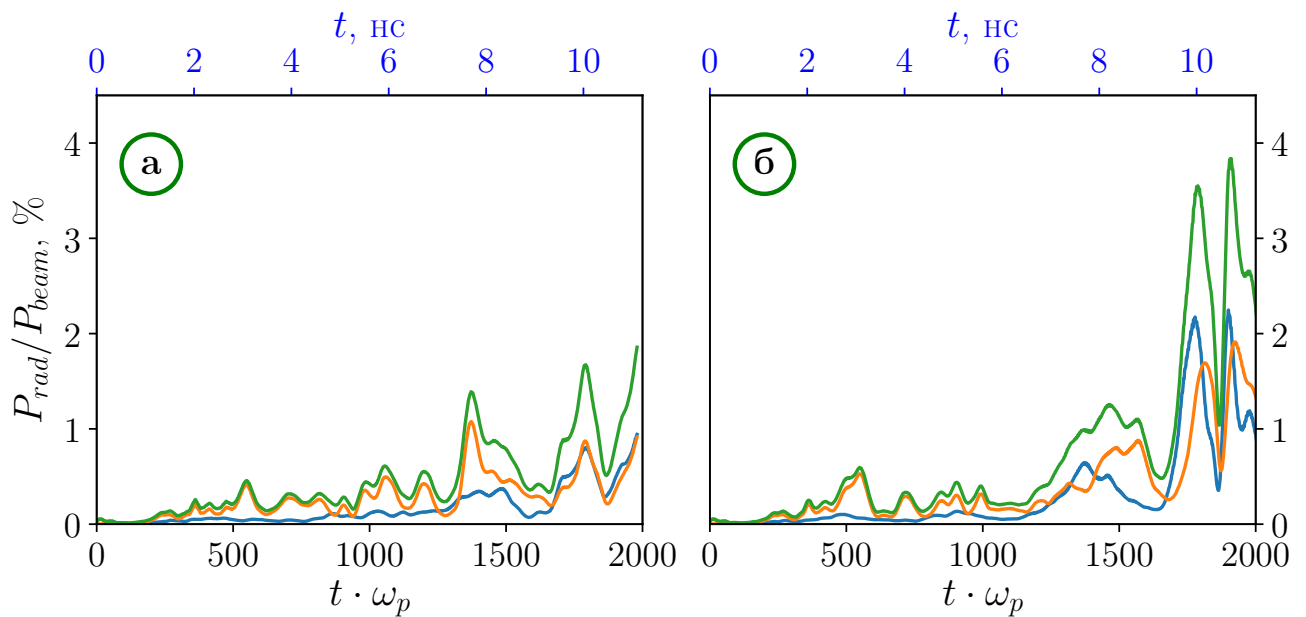


Рисунок 3.8 — То же что и на рис. 3.5, но для поля  $\Omega_e = 0.577\omega_p$ .

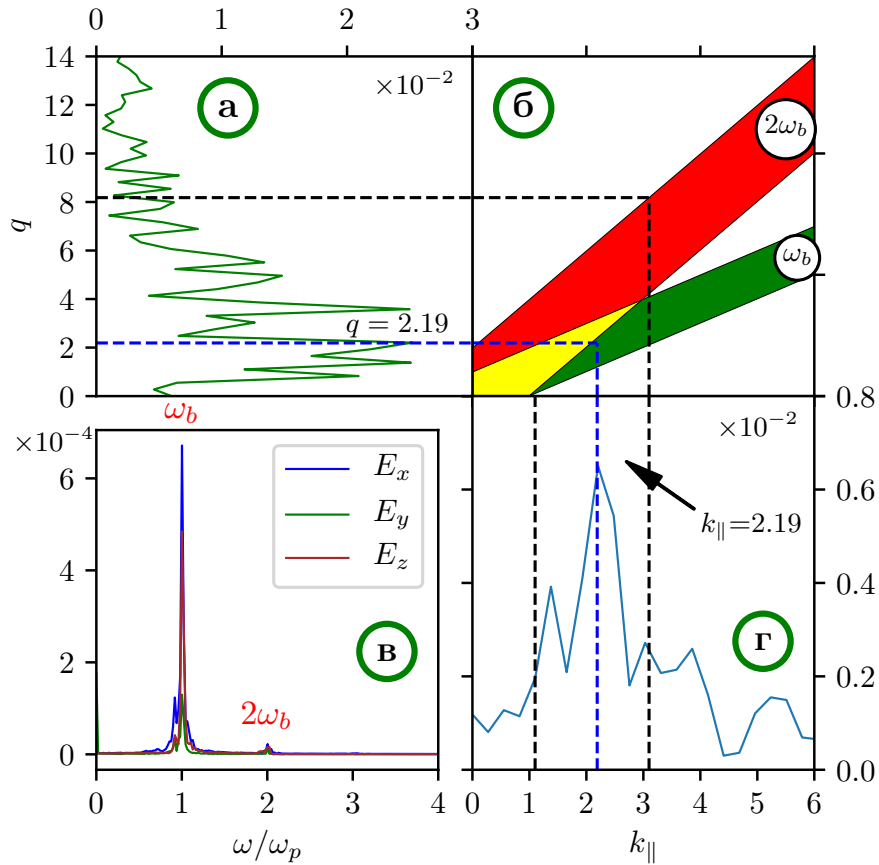


Рисунок 3.9 — Анализ условий генерации излучения в магнитном поле  $\Omega_e = 0.577\omega_p$ . а) спектр ионной плотности в момент времени  $t = 1910 \cdot \omega_p = 10.7$  нс; г) спектр плазменной волны в центре плазменного столба; б) условия для генерации ЭМ излучения по механизму пучково-плазменной антенны в  $(q, k_{||})$  координатах; в) спектры излучения в точке напротив излучающей области.

В спектре плазменных колебаний наблюдается доминирование пучковой моды  $k_{||} = 2.19$ , совпадающей с одним из основных пиков в спектре ионной плотности  $q = 2.19$ . Данная ситуация соответствует эффективной генерации излучения на плазменной частоте под прямым углом к плазменному столбу. Для остальных имеющихся в спектре гармоник также возможна генерация излучения под углом на плазменной и удвоенной плазменной частотах, что подтверждается картой электрических полей и спектром излучения на рис. 3.7. В отличие от случая сильного магнитного поля  $\Omega_e = 1.22\omega_p$  во всех поляризациях доминирует излучение на плазменной частоте. На рисунке 3.8 показана эффективность

генерации излучения для двух расчётов с магнитным полем  $\Omega_e = 0.577\omega_p$ . Для каждой поляризации эффективность также достигает 1–2 % от мощности пучка.

Также нами был изучен режим инжекции пучка с током 25 А и диаметром 6.4 мм в плазму с плотностью  $n_p = 2.5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  и длиной 10 см, находящуюся во внешнем магнитном поле 1.24 Т. Эти параметры соответствуют режиму, при котором наблюдался максимум излучения в экспериментах на установке ГОЛ-3 [9]. Качественная картина релаксации пучка не отличается от случая более высокого тока, рассмотренного ранее. Излучение на гармониках плазменной частоты формируется после нарастания продольной модуляции плотности на пространственном масштабе порядка 1 – 2 см. Эта область становится источником излучения в течение некоторого времени, затем происходит локальный срыв неустойчивости и формирование нового источника излучения в более удалённой от инжектора области плазмы. Эффективность генерации излучения в этом режиме показана на рис. 3.10. Мощность электронного пучка с круглым сечением и диаметром 6.4 мм составляет 2.5 МВт, тогда, согласно моделированию, мощность электромагнитной эмиссии при инжекции такого пучка в плазму может составлять  $10 \text{ кВт/см}^3$ . Основная доля этого излучения приходится на плазменную частоту, тогда как в её второй гармонике содержится около 3 % мощности, что соответствует величине  $300 \text{ Вт/см}^3$ . Из-за технических ограничений в эксперименте детектировалось излучение только в окрестности удвоенной плазменной частоты, и его мощность оценивалась на уровне  $700 \text{ Вт/см}^3$  в предположении изотропной эмиссии в угол  $4\pi$  радиан. Согласно проведённому моделированию ЭМ эмиссия происходит преимущественно поперёк плазменного столба поэтому в случае пучка с круглым сечением излучение будет направлено в угол  $2\pi$  радиан. Таким образом, полученная оценка пиковой мощности излучения в численном моделировании находится в хорошем соответствии с результатами эксперимента на установке ГОЛ-3.

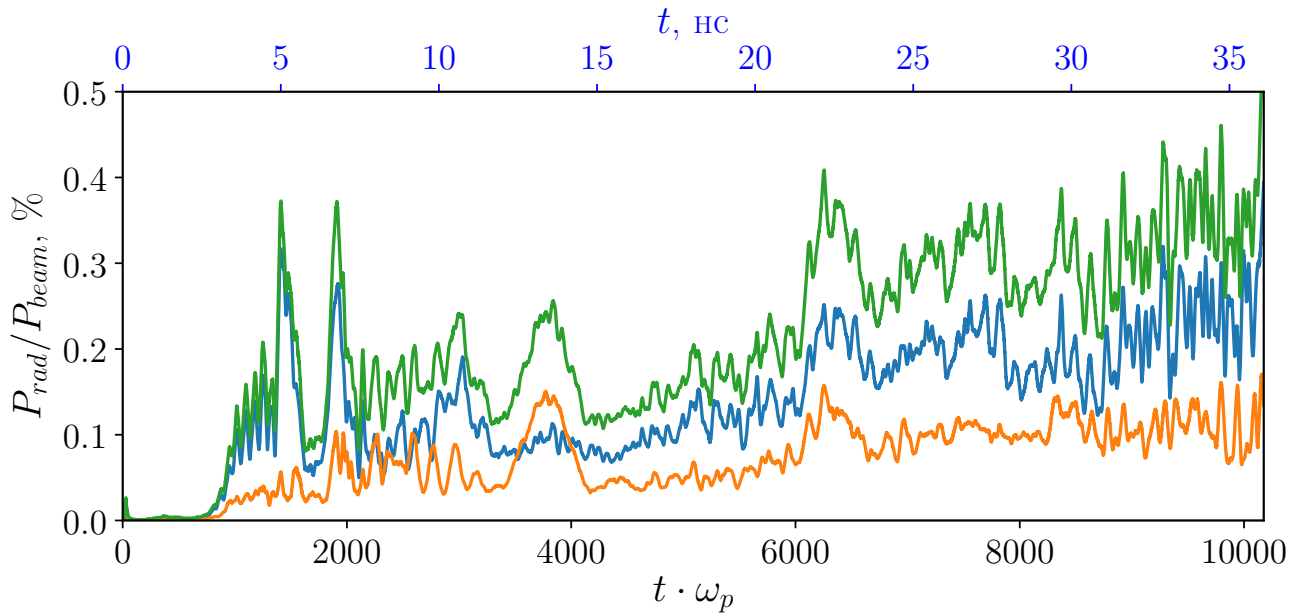


Рисунок 3.10 — То же что и на рис. 3.5, но для пучка с током 25 А.

### 3.3. Срыв пучково-плазменной неустойчивости

Представленные расчёты показали возможность генерации в однородной плазме ЭМ излучения с эффективностью порядка нескольких процентов от мощности инжектируемого пучка. Однако излучающие области оказались на расстоянии нескольких сантиметров от места инжекции пучка в плазму, что противоречит экспериментальным данным, согласно которым эффективная генерация излучения наблюдается на расстоянии 84 сантиметров. Как было показано ранее на примере расчёта с внешним магнитным полем  $\Omega = 0.577\omega_p$ , нарастающие за счёт модуляционной неустойчивости мелкомасштабные возмущения ионной плотности способны фактически полностью срывать двухпотокую неустойчивость благодаря чему пучок становится способен интенсивно накачивать колебания в более удалённых от инжектора областях. Логично предположить, что в дальнейшем сильно неоднородный профиль плотности начнёт формироваться и в этих областях, вынуждая пучок релаксировать всё дальше от инжектора. Подобный сценарий мог бы объяснить более широкую область интенсивного

пучково-плазменного взаимодействия, наблюдаемую в лабораторных экспериментах на микросекундных временах.

Для проверки этой гипотезы мы провели расчёт с заранее заданным турбулентным профилем ионной плотности. Следующая функция была взята в качестве модельной для распределения амплитуды модуляции по гармоникам (рис. 3.11а):

$$f(q) = \frac{q^{k-1}}{\theta^k \Gamma(k)} e^{-q/\theta} \sqrt{q_{max} - q}, \quad (3.7)$$

где  $q$  – волновое число продольной модуляции плотности,  $\theta = 2.5$  и  $k = 3$  – параметры распределения,  $q_{max}$  – максимальная рассматриваемая гармоника.

Из этого распределения выбирались  $N_q = 15$  равномерно расположенных гармоник, для каждой из которой вычислялась результирующая амплитуда и случайная фаза в диапазоне  $[-\pi : \pi]$ :

$$\delta n_i = \delta n_0 \cdot \frac{f(q_i)}{f^{max}}, \quad (3.8)$$

$$\varphi_i = \pi \cdot \text{random}[-1 : 1], \quad (3.9)$$

где  $f^{max}$  – максимальное значение функции распределения, а  $\delta n_0 = 0.14$ . Итоговая плотность плазмы задавалась следующим образом (рис. 3.11б):

$$n(x) = n_0 + \sum_{i=0}^{N_q} \delta n_i \sin(q_i x + \varphi_i) \quad (3.10)$$

На рис. 3.12а показана фазовая плоскость пучка  $v_x(x)$  в случае его инжекции в однородную плазму с неподвижными ионами в магнитном поле  $\Omega_e = 1.22\omega_p$ . Видно, что пучково-плазменная неустойчивость начинает развиваться уже в непосредственной близости от области инжекции и на расстоянии 5-ти сантиметров раскачиваемые пучком плазменные колебания достигают такой амплитуды, что способны останавливать частицы пучка.

В случае турбулентной плотности (рис. 3.12б) наблюдается значительное ослабление неустойчивости на первых сантиметрах плазмы, однако затем колебания всё же дорастают до уровня захвата пучка. Таким образом, наличие в

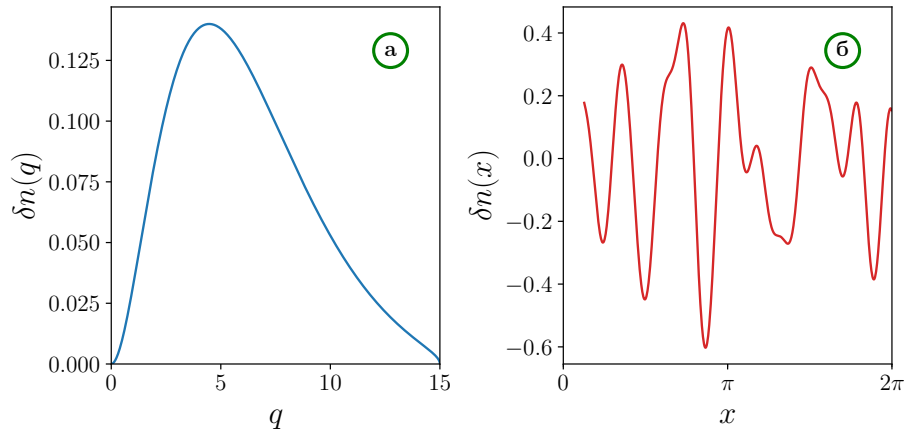


Рисунок 3.11 — а) Распределение амплитуды модельной модуляции плотности в зависимости от волнового вектора  $\delta n(q)$ . б) Один период модельной модуляции плотности  $\delta n(x)$ .

плазме мелкомасштабных возмущений плотности с достаточно широким спектром приводит лишь к ослаблению неустойчивости, но не к полному её срыву.

Другое возможное объяснение способности пучка генерировать излучение вдали от области инжекции состоит в наличии в плазме крупномасштабного продольного градиента плотности, обусловленного особенностями напуска газа в вакуумный объём. Для проверки этой идеи мы промоделировали инжекцию пучка в плазму с плотностью:

$$n(x) = n_0 + \frac{n_1 - n_0}{L_x}x,$$

где  $n_0 = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $n_1 = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , а  $L_x = 100 \text{ см}$ . Результат показан на рис. 3.12в. Присутствие такого градиента также ослабило пучково-плазменную неустойчивость, но не привело к полному её срыву.

Наличие в плазме с продольным градиентом интенсивных плазменных колебаний в конечном итоге приведёт к развитию в ней модуляционной неустойчивости и формированию турбулентного спектра плотности. Поэтому следует изучить влияние на релаксацию пучка крупномасштабного градиента с мелкомасштабной турбулентностью:

$$n(x) = n_0 + \frac{n_1 - n_0}{L_x} + \sum_{i=0}^{N_q} \delta n_i \sin(q_i x + \varphi_i).$$



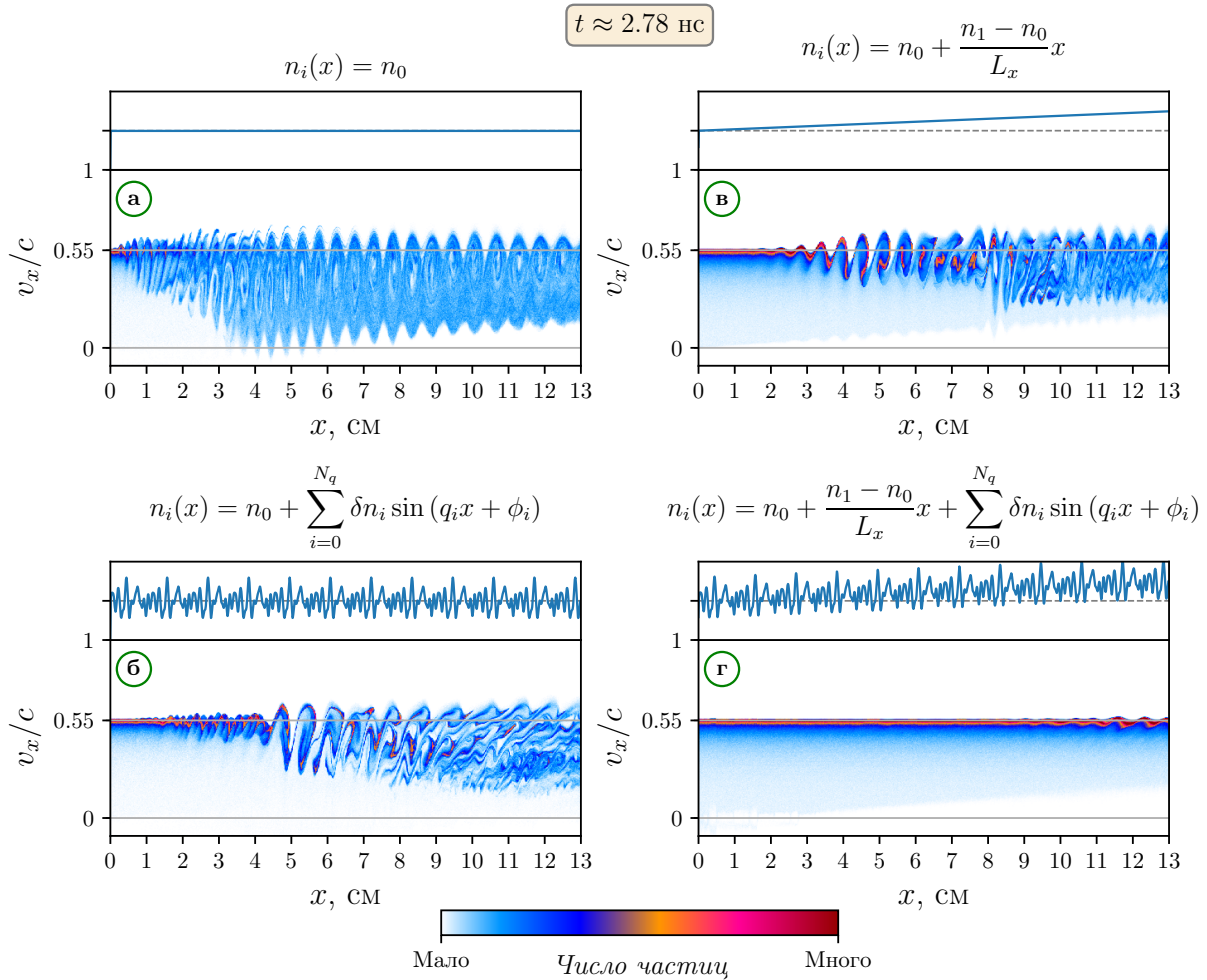


Рисунок 3.12 — На каждом рисунке: сверху – формула ионной плотности, в середине – профиль плотности в зависимости от продольной координаты, внизу – фазовый портрет пучка  $x, v_x$ . а) однородная плотность; б) турбулентная плотность плазмы наложенная на однородный профиль; в) крупномасштабный линейный градиент плотности; г) турбулентная плотность плазмы наложенная на крупномасштабный линейный градиент плотности.

Результат моделирования с такой плотностью плазмы показан на рис. 3.12г. Видно, что такая неоднородность способна обеспечить срыв неустойчивости на масштабе 10 см.



### 3.4. Сценарий эксперимента

Согласно результатам моделирования релаксация электронного пучка с энергией 100 кэВ и током 75 А в условиях лабораторного эксперимента на установке ГОЛ-3 [9] может проходить по следующему сценарию. Пучок ионизует газ в своём сечении и за счёт развития пучковой неустойчивости возбуждает в образовавшемся плазменном канале продольные колебания. Поскольку плотность напускаемого газа на первом метре установки меняется в 10 раз, инкремент этой неустойчивости оказывается несколько ниже, чем в однородной плазме, поэтому своего нелинейного насыщения возбуждаемые пучком колебания достигают на расстоянии 10 см. В результате развития модуляционной неустойчивости доминирующей пучковой волны с  $k_{\parallel} \approx \omega_p/v_b$  на профиле ионной плотности нарастают мелкомасштабные периодические возмущения с волновыми числами  $q \sim k_{\parallel}$ . Из-за малого поперечного размера плазмы, сравнимого с длиной волны излучения, линейная и нелинейная конверсия пучковой волны на этих возмущениях за счёт антенного механизма приводит к эмиссии ЭМ волн на плазменной частоте и её второй гармонике. Область интенсивного взаимодействия пучка с плазмой имеет размер 1–3 см, а излучение из неё носит характер вспышек, длительность которых определяется временем развития модуляционной неустойчивости и составляет в расчётах 1–5 нс. Период следования таких вспышек должен определяться более длительным временем релаксации ионной плотности, воссоздающей благоприятные условия для нового цикла раскачки пучковой неустойчивости. Пиковая мощность излучения в одной вспышке может составлять несколько процентов от мощности пучка, причём в сильном магнитном поле  $\Omega_e > \omega_p$  значительная часть этой мощности содержится в  $2\omega_p$ -излучении с поперечной поляризацией. После локального срыва пучковой неустойчивости область интенсивной релаксации пучка смещается на более удалённые от инжектора участки плазмы. На основе проведённых расчётов можно предположить, что формирование на крупномасштабном градиенте плотности мелкомасштабных возмущений

приводит для выбранного тока пучка к сдвигу пучково-плазменного взаимодействия в область 10 – 20 см.

Во-первых, проведённые расчёты позволяют ответить на вопрос, почему излучение не было зарегистрировано в месте расположения радиометрической диагностики (84 см) при токах свыше 75 А. Интенсивное излучение на гармониках плазменной частоты в этом случае должно быть сосредоточено в области 10 – 20 см. Уменьшение тока пучка и его относительной плотности уменьшает инкремент пучковой неустойчивости и увеличивает стабилизирующее влияние неоднородностей плотности плазмы, сдвигая область эффективного взаимодействия дальше от инжектора. Вполне вероятно, что при  $I_b = 20 - 30$  А эта область оказывается в зоне видимости системы регистрации излучения.

Во-вторых, исследованный нами режим подтверждает принципиальную возможность генерировать излучения на удвоенной плазменной частоте с необычно высокой для турбулентной системы плазма-пучок эффективностью 1%. На роль механизма столь эффективной эмиссии предлагается механизм плазменной антенны. В режиме низкого тока пучка (25 А), мы обнаружили хорошее соответствие между результатами численного моделирования и экспериментальными оценками пиковой мощности излучения на второй гармонике плазменной частоты, однако моделирование не подтверждает возможность оценки суммарной мощности излучения с помощью умножения локального значения на большую излучающую длину ( $\sim 1$  метра), как было сделано в работе [9].

В третьих, установленный сценарий позволяет интерпретировать импульсный характер излучения в экспериментах как циклический процесс, при котором раскочка пучковой неустойчивости в весьма компактной области 1 – 3 см сопровождается нарастанием продольной модуляции плотности ионов с последующим выходом захваченных колебаний из резонанса с пучком и релаксацией мелкомасштабных неоднородностей плотности. С учётом более длительного периода этого цикла при слабых токах, данный процесс может быть ответственным за генерацию в эксперименте всплеск с длительностью 20 нс [60].

### 3.5. Основные выводы

В данной главе проведено PIC моделирование непрерывной инжекции в плазму тонкого суб-релятивистского электронного пучка при параметрах лабораторного эксперимента на открытой ловушке ГОЛ-3 и показана принципиальная возможность генерации в этих условиях ЭМ излучения вблизи плазменной частоты и её второй гармоники с суммарной мощностью, составляющей несколько процентов от мощности инжектируемого пучка. Обнаружены режимы, когда значительная доля этой мощности (до 30%) приходится на вторую гармонику.

Предложена качественная интерпретация экспериментов по релаксации электронного пучка с энергией 100 кэВ на установке ГОЛ-3. В частности, показано, что даже в сильном магнитном поле излучение привязано к гармоникам плазменной частоты, а не к верхнегибридному резонансу или гармоникам циклотронной частоты, получено подтверждение эффективной реализации механизма плазменной антенны при параметрах реального эксперимента, предложен сценарий формирования отдельных вспышек излучения, показано согласие результатов моделирования с экспериментальными данными в оценках пиковой мощности  $2\omega_p$ -излучения при токе 25 А и объяснена причина невозможности регистрации излучения в этих экспериментах при более высоких токах.

Заметим, что аналогичный режим тонкого пучка может быть реализован в более плотной плазме с пучком миллиметрового диаметра и килоамперными токами, что открывает перспективу столь же эффективной генерации мощного излучения в ТГц диапазоне частот.

## Глава 4. Генерация мощного терагерцового излучения встречными электронными пучками с разной поперечной структурой

Генерация мощного узкополосного электромагнитного излучения в терагерцовом диапазоне частот (0.3 – 10 ТГц) остается сложной проблемой как для традиционных лазерных схем, так и для компактных устройств на основе вакуумной электроники. Ускорительное сообщество предлагает решать эту проблему путем создания относительно компактных источников модулированных по плотности электронных пучков, которые могут генерировать ТГц излучение в обычных ондуляторах [82], в волноводах с диэлектрическим заполнением [83], в металлических фольгах в результате переходного излучения [84; 85] или с помощью механизма Смита-Перселла [86]. Несмотря на значительный прогресс в этих исследованиях, узкополосные ТГц-импульсы с пиковой мощностью 1 – 10 МВт и общей энергией в десятки мкДж по-прежнему способны генерироваться только на таких крупных ускорительных установках, как лазеры на свободных электронах (ЛСЭ) [87]. Для обычных лазерных систем ТГц излучение является низкочастотным, поэтому его генерация становится возможной либо из-за нелинейных параметрических процессов на разности частот двух лазеров [88; 89], либо вследствие оптического выпрямления в кристаллах [90], когда ТГц отклик среды связан с медленно меняющейся огибающей лазерного импульса. Подобный нелинейный процесс в плазме, связанный с воздействием короткого лазерного импульса на электроны плазмы через пондеромоторную силу, может привести к возбуждению долгоживущих потенциальных плазменных колебаний. Эти колебания способны преобразовывать свою энергию в ТГц волны в присутствии градиентов плотности [64; 81; 91; 92] или внешних магнитных полей [93–95]. В отличие от кристаллов плазма не имеет порогов разрушения, поэтому возбужденные в ней волны могут достигать гораздо более высоких амплитуд.

Однако генерирующие схемы, основанные на линейном преобразовании мод, не могут обеспечить узкую спектральную ширину линии из-за неоднородностей плотности плазмы. Кроме того, выход генерируемых электромагнитных волн с частотами вблизи частот отсечки плазмы всегда сопряжен с трудностями.

Проблема запираения излучения в плазме не возникает, если электромагнитные волны генерируются вблизи второй гармоники плазменной частоты. В нашей недавней работе [43] было предложено генерировать такое излучение, используя нелинейное взаимодействие встречных плазменных волн, возбуждаемых парой фемтосекундных лазерных импульсов. Такой нелинейный процесс может протекать в однородной плазме, не требует создания сверхсильных магнитных полей и не чувствителен к эффекту плазменного экранирования. Поэтому, используя эту схему, можно не только значительно увеличить мощность и энергию ТГц импульсов (до 1 ГВт и 10 мДж), но и обеспечить малую ширину частотного спектра (1%) [43]. Несмотря на высокие абсолютные значения мощности и энергии ТГц эмиссии, которые могут быть достигнуты с использованием лазеров петаваттного класса, эффективность преобразования энергии лазера в ТГц излучение в такой схеме не превышает 0.1%. Основная причина такой низкой эффективности заключается в том, что только небольшая часть энергии лазера (около 1%) может быть передана через пондеромоторную силу в кильватерное поле плазмы. Кроме того, энергия ТГц-импульсов в такой схеме существенно ограничена короткой продолжительностью излучения (несколько пикосекунд), вызванной быстрым истощением энергии, которая первоначально накапливается в основных гармониках встречных кильватерных волн, а затем расходуется на излучение и переходит в неизлучающие гармоники плазменных колебаний. В этом разделе для более эффективного возбуждения сталкивающихся плазменных волн и увеличения длительности интенсивной генерации ТГц излучения мы предлагаем использовать релятивистские килоамперные электронные пучки пикосекундной и наносекундной длительности вместо фемтосекундных лазерных драйверов. Такие пучки могут достигать высокого уровня мощности (десятки

ГВт) и способны непрерывно накачивать плазменные волны на временах ионной динамики через двухпотоковую неустойчивость.

Давно известно, что электромагнитная эмиссия на второй гармонике плазменной частоты в системе встречных электронных пучков может быть значительно усилена по сравнению со случаем одного пучка благодаря прямому трёхволновому взаимодействию между встречными резонансными модами [40; 41; 96–98]. Чтобы участвовать в таких процессах, эти моды должны распространяться под углом к направлению распространения пучка. Наиболее эффективный режим, достигаемый с помощью этого механизма излучения, реализуется, когда наиболее неустойчивыми колебаниями в системе являются косые моды [65]. Также хорошо известно, что лобовое столкновение потенциальных плазменных волн не может производить электромагнитное излучение на суммарной частоте, если эти волны плоские. В нашей недавней работе [43] мы обнаружили, что генерация электромагнитных волн в такой ситуации становится возможной, если сталкивающиеся плазменные волны ограничены в поперечном направлении и имеют различные амплитудные профили. Обсудим этот механизм излучения более подробно.

## 4.1. Механизм излучения

Две плазменные волны, распространяющиеся в холодной однородной плазме в противоположных направлениях с равными фазовыми скоростями могут быть описаны потенциалом:

$$\Phi(t, r) = \Phi_1(r_\perp) e^{ikx - i\omega t} + \Phi_2(r_\perp) e^{-ikx - i\omega t} + \text{к.с.}, \quad (4.1)$$

где  $\omega$  – частота колебаний, а  $k$  – продольное волновое число.

Нелинейное взаимодействие этих волн создаёт продольный электрический ток

$$\mathcal{J}_{\parallel} = -(\delta n_1 v_{2\parallel} + \delta n_2 v_{1\parallel}) e^{-i2\omega t} + \text{к.с.}, \quad (4.2)$$

который способен генерировать электромагнитные колебания в направлении, поперечном к оси распространения плазменных волн. Амплитуды возмущений плотности и скорости плазменных электронов имеют вид:

$$v_{1\parallel} = -\frac{k}{\omega} \Phi_1(r_{\perp}), \quad v_{2\parallel} = \frac{k}{\omega} \Phi_2(r_{\perp}), \quad (4.3)$$

$$\delta n_{1,2} = \frac{1}{\omega^2} (\Delta_{\perp} - k^2) \Phi_{1,2}(r_{\perp}). \quad (4.4)$$

Подставляя эти формулы в выражение 4.2, получим амплитуду излучающего тока

$$\mathcal{J}_{\parallel} = \frac{k}{\omega^3} (\Phi_1 \Delta_{\perp} \Phi_2 - \Phi_2 \Delta_{\perp} \Phi_1). \quad (4.5)$$

Видно, что этот ток исчезает не только для плоских волн (когда  $\Phi_{1,2}$  не зависит от  $r_{\perp}$ ), но и для волн с локально совпадающими поперечными профилями ( $\Phi_1(r_{\perp}) = \Phi_2(r_{\perp})$ ). Чтобы создать излучение в такой схеме, потенциальные плазменные волны должны иметь различные поперечные формы или сталкиваться с некоторым прицельным параметром.

Стоит отметить, что рассматриваемый в этой главе механизм излучения и рассмотренный ранее механизм ЭМ эмиссии вблизи удвоенной плазменной частоты в теории пучково-плазменной антенны являются частными случаями одного явления: слияния встречных плазменных колебаний. Если у этих колебаний одинаковая поперечная форма, но разные волновые векторы, то мы получим излучение, механизм которого обсуждался в предыдущих главах, а если волны имеют разную поперечную структуру, но одинаковые волновые векторы, то генерация излучения пойдёт согласно теории, предложенной в этом разделе.

В этой главе мы проводим моделирование методом частиц в ячейках и демонстрируем, насколько эффективно может работать этот механизм излучения, если сталкивающиеся плазменные волны возбуждаются длинноимпульсными-

ми килоамперными электронными пучками с различными поперечными размерами.

## 4.2. Численная модель

В данной главе мы используем тот же вычислительный код с открытыми границами, который был описан и использован в предыдущих частях.

Чтобы разрешить пространственные и временные масштабы возбуждаемых пучком плазменных колебаний, сетка и временные шаги выбираются равными  $h_x = h_y = 0.04 c/\omega_p$  и  $\tau = 0.02 \omega_p^{-1}$ , где  $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0/m_e}$  - плазменная частота,  $n_0$  - невозмущенная плотность плазмы,  $c$  - скорость света, а  $e$  и  $m_e$  - заряд и масса электрона. Макроскопические масштабы этого процесса определяются длиной релаксации, на которой электронный пучок возбуждает двухпотокую неустойчивость (в  $x$ -направлении), и максимальной толщиной пучка (в  $y$ -направлении). Согласно формуле 4.5, излучающий ток растёт с уменьшением поперечного размера пучка  $\sigma$  ( $\mathcal{J}_{\parallel} \propto (c/\omega_p \sigma)^2$ ) до тех пор, пока малые значения  $\sigma$  не начнут уменьшать инкремент неустойчивости. Таким образом, оптимальный размер пучка не должен быть намного выше, чем  $c/\omega_p$ .

В первом моделировании мы сталкиваем два электронных пучка с малой относительной плотностью  $n_b/n_0 = 2 \cdot 10^{-3}$ , равными скоростями  $v_b/c = 0.9$  и различными поперечными размерами  $\sigma_1 = 5 c/\omega_p$  и  $\sigma_2 = 10 c/\omega_p$ . Схематическое изображение области моделирования показано на рис. 4.1.

Начальная температура электронов плазмы выбирается таким образом, чтобы длина Дебая была сравнима с шагом сетки ( $T_e = 40$  эВ), тогда как температура пучка выбрана более высокой ( $T_b = 4$  кэВ) для подавления косых пучково-плазменных неустойчивостей, присущих релятивистскому случаю [99]. Ионы изначально холодные. Чтобы транспортировать такие пучки вдоль оси пространства без существенных деформаций профилей плотности, мы исполь-



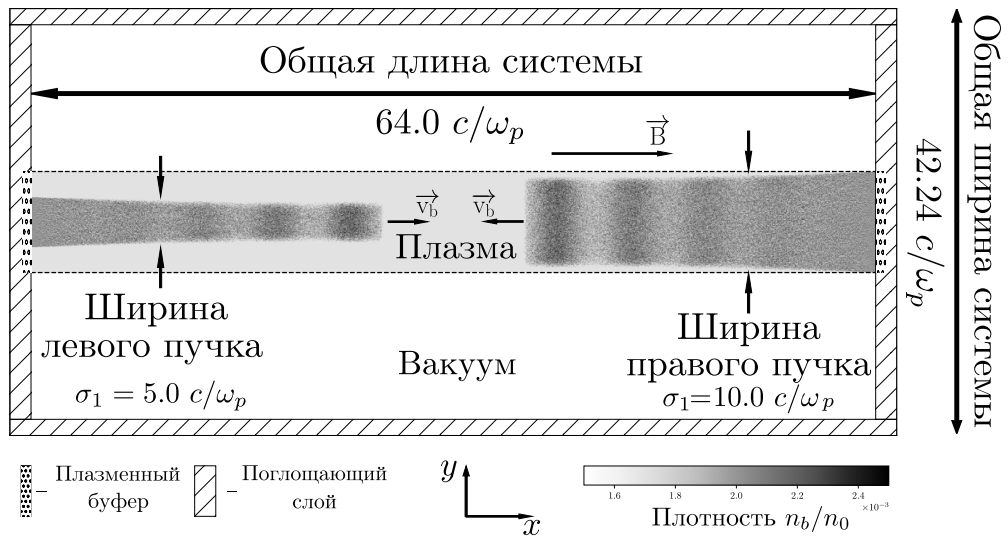


Рисунок 4.1 — Схема вычислительной области.

зуюем внешнее магнитное поле  $B_x$ , соответствующее электронной циклотронной частоте  $\Omega_e/\omega_p = 0.3$ . Мощность электромагнитного излучения, выходящего из плазмы, измеряется как энергия, попавшая в поглощающие слои на границе области в единицу времени. Статистическая достоверность в наших моделях достигается с использованием 196 макрочастиц с параболическим форм-фактором для каждого сорта в ячейке.

### 4.3. Генерация ТГц излучения пучками с различными поперечными размерами

Сначала рассмотрим генерацию ТГц излучения в случае пучков низкой плотности  $n_b/n_0 = 0.002$  и неподвижных ионов плазмы. Из-за двухпотоковой неустойчивости, заметной даже на ранней стадии инжекции пучка (рис. 4.1), каждый электронный пучок вызывает продольно распространяющиеся плазменные колебания с частотой  $\omega/\omega_p = 1 - (n_b/n_0)^{1/3}/(2^{4/3}\gamma_b)$  и волновое число  $k = \omega/v_b$ . На этапе захвата пучка эти колебания образуют когерентные волновые пакеты, которые эффективно перекрываются внутри центральной зоны. При равных скоростях пучков электромагнитное излучение на второй гармони-

ке, генерируемое внутри этой области, должно излучаться поперек оси пучков. Из карт ЭМ полей  $E_x$  и  $B_z$ , представленных на рис. 4.2а и 4.2б, видно, что электромагнитные волны, заполняющие вакуумные промежутки, действительно распространяются в поперечном направлении и образуют узконаправленный электромагнитный луч. Амплитуда электрического поля  $E_x$ , измеренная вдоль линии постоянной фазы внутри этого луча, показана на рис. 4.2в. Видно, что наиболее интенсивное излучение генерируется в области, где обе сталкивающиеся пучковые волны достигают высоких амплитуд. Чтобы наглядно показать амплитуды этих потенциальных волн, нарисуем фазовое пространство  $(x, v_x)$  для обоих встречных электронных пучков (рис. 4.2д). Временная эволюция магнитного поля  $B_z$  в ТГц импульсе, измеренная в одной пространственной точке (обозначена белой звездой на рис. 4.2б), показана на рис. 4.2з. Преобразование Фурье этой временной зависимости подтверждает, что спектральная энергия излучаемой электромагнитной волны локализована вблизи второй гармоники плазменной частоты  $\omega = 2\omega_p$  и занимает очень узкую полосу частот  $\Delta\omega/\omega < 1\%$  (рис. 4.2е). Как видно из рис. 4.2ж, эффективность преобразования мощности пучков в ТГц излучение в предложенной схеме достигает уровня  $\eta = 7\%$ .

Благодаря зависимости  $\omega_p \propto \sqrt{n_0}$ , частота излучения может легко варьироваться простым изменением плотности плазмы. В частности, для генерации электромагнитного излучения с частотой 1 ТГц плотность плазмы должна быть равна  $n_0 = 3.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . В этом случае наше моделирование предсказывает, что столкновение электронных пучков с поперечными размерами 1 мм и 0.5 мм с плотностью тока  $26 \text{ кА/см}^2$  должно генерировать узкополосный ТГц импульс с амплитудой электрического поля  $0.7 \text{ МВ/см}$ . С помощью линейных индукционных ускорителей (ЛИУ) можно создавать сильноточные (несколько кА) электронные пучки с низким эмиттансом, способные фокусироваться в диаметр 1 мм. В частности, возможность фокусировки электронного пучка с энергией 2 кА, 1.5 МэВ в пятно диаметром  $< 1 \text{ мм}$  была продемонстрирована в работе [100]. Требуемая плотность тока пучка  $26 \text{ кА/см}^2$  может быть достигнута, например, если ток электронного пучка 1 кА равномерно распределен по слою с

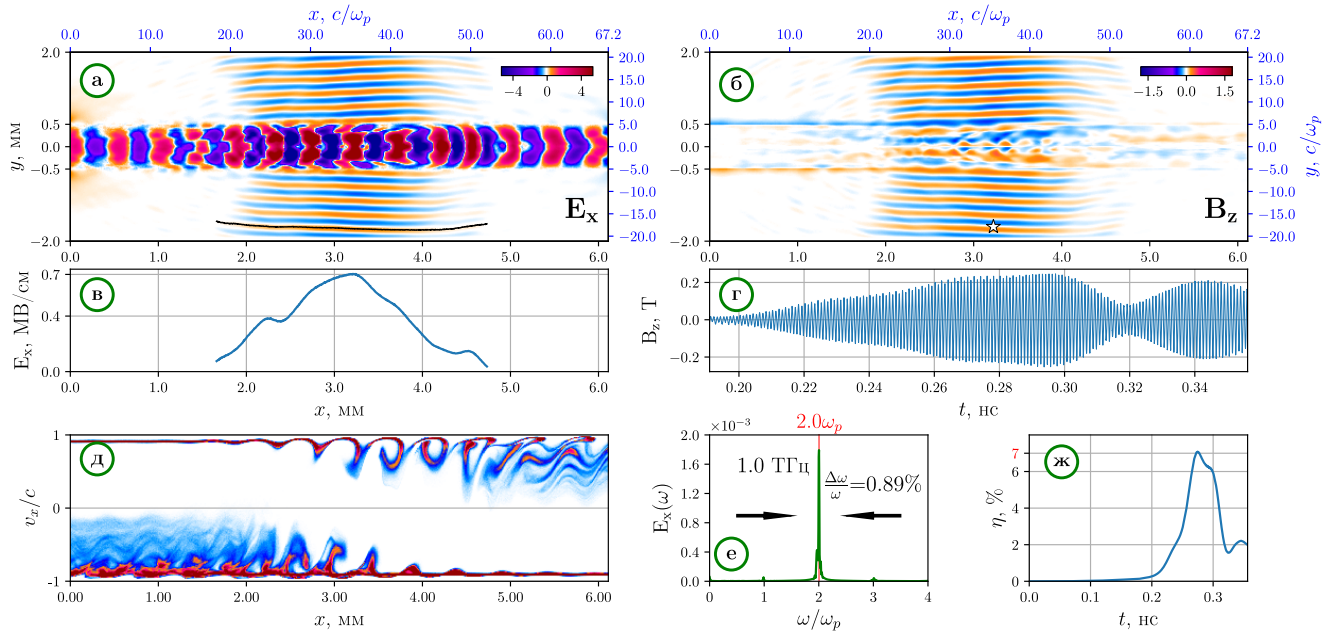


Рисунок 4.2 — Результаты моделирования для встречных пучков низкой плотности ( $n_b/n_0 = 0.002$ ): а) Карта электрического поля  $E_x$  (в МВ/см) в момент  $862 \omega_p^{-1} = 0.275$  нс, б) карта магнитного поля  $B_z$  (в Теслах), в) профиль амплитуды излучаемой электромагнитной волны, измеренный вдоль линии постоянной фазы, г) временная зависимость поля  $B_z$  в одной точке, обозначенной белая звезда, д) фазовое пространство  $(x, v_x)$  сталкивающихся электронных пучков, е) частотный спектр генерируемого излучения, ж) мощность излучения в единицах общей мощности инжектируемых пучков. Все размерные величины соответствуют случаю  $n_0 = 3.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ .

поперечным сечением  $1 \text{ мм} \times 4 \text{ мм}$ . С учетом вклада второго пучка суммарная мощность инъекции пучков с выбранными параметрами достигает уровня 1 ГВт. Таким образом, пиковая мощность излучения в этом случае может быть оценена как 70 МВт.

Важно отметить, что аналогичный механизм излучения может быть реализован даже в том случае, когда электронные пучки инжектируются в плазму с изначально равными размерами. Если пучки достаточно плотные и их токи не компенсируются обратными токами электронов плазмы, каждый пучок сжимается к оси, что приводит к несовпадению их размеров в разных местах вдоль оси распространения (рис. 4.3). Этот вариант схемы может быть экспериментально реализован без направляющего магнитного поля с использованием осесиммет-

ричных пучков, сфокусированных в миллиметровые диаметры. Для инжектируемого пучка с мульти-гигаваттной мощностью мощность излучения, создаваемая с помощью предлагаемого эмиссионного механизма, достигает гигаваттного уровня.

#### 4.4. Столкновение плотных пучков с одинаковыми поперечными размерами

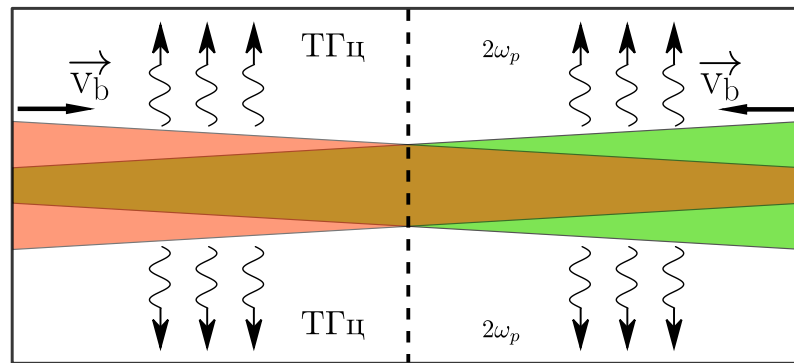


Рисунок 4.3 — Схематичное изображение поперечных размеров встречных плотных пучков при распространении в плазме, а также генерируемого ими излучения.

Если относительная плотность электронных пучков с одинаковыми начальными размерами  $\sigma_1 = \sigma_2 = 10 c/\omega_p$  в нашей модели увеличить до значения  $n_b = 0.02$ , достижимого с помощью ЛИУ, то ведущее магнитное поле  $\Omega/\omega_p = 0.3$  становится слишком слабым, чтобы предотвратить рост филаментационной неустойчивости вдоль пути распространения пучка в плазме. Таким образом, за исключением центральной точки, эти пучки будут иметь локально различные формы, обеспечивающие возможность излучения интенсивных электромагнитных волн (рис. 4.4a). Чтобы подтвердить определяющую роль несовпадения формы пучка для генерации электромагнитного излучения в предлагаемой схеме, мы промоделировали случай сильного магнитного поля  $\Omega/\omega_p = 3$ , способного транспортировать пучки вдоль плазмы без деформации профилей

плотности (рис. 4.4б). Видно, что система пучков с локально совпадающими поперечными размерами не генерирует излучение.

При плотности плазмы  $n_0 = 3.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  импульс электромагнитного излучения, генерируемого филаментирующими пучками, достигает высокой амплитуды электрического поля 2 МВ/см (рис. 4.4в), но становится короче во времени по сравнению со случаем пучков низкой плотности. Поскольку плотные электронные пучки слегка смещают частоту наиболее неустойчивых мод плазмы, центральная частота создаваемого излучения должна быть ниже, чем  $2\omega_p$  (в линейной теории  $\omega/\omega_p = 2 - (n_b/2n_0)^{1/3}/\gamma_b \approx 1.9$ ). Рисунок 4.4г демонстрирует близкое значение для сдвига центральной частоты и показывает, что ширина линии этого ТГц импульса достигает значения  $\Delta\omega/\omega_p \approx 5\%$ . Эффективность преобразования мощности как функция времени в этом случае показана на рисунке 4.4д синей кривой. Чтобы убедиться, что полученные результаты не чувствительны к ионной динамике, мы провели аналогичное моделирование для случая подвижных ионов дейтерия. Видно, что оранжевая кривая на рис. 4.4д, учитывающая ионные эффекты, близко совпадает с синей и показывает возможность преобразования 3 % мощности пучка в мощность излучения.

## 4.5. Основные выводы

В данной главе мы обнаружили возможность генерации электромагнитного излучения вблизи удвоенной плазменной частоты при столкновении в плазме электронных пучков с разными поперечными размерами. Из-за двухпотоковой неустойчивости такие пучки возбуждают встречные плазменные волны с различными поперечными профилями амплитуды и включают тот же механизм излучения, который недавно наблюдался для сталкивающихся плазменных волн, возбуждаемых короткими лазерными импульсами. Благодаря непрерывной накачке плазменные волны, раскачиваемые пучком, способны сохранять свои ам-

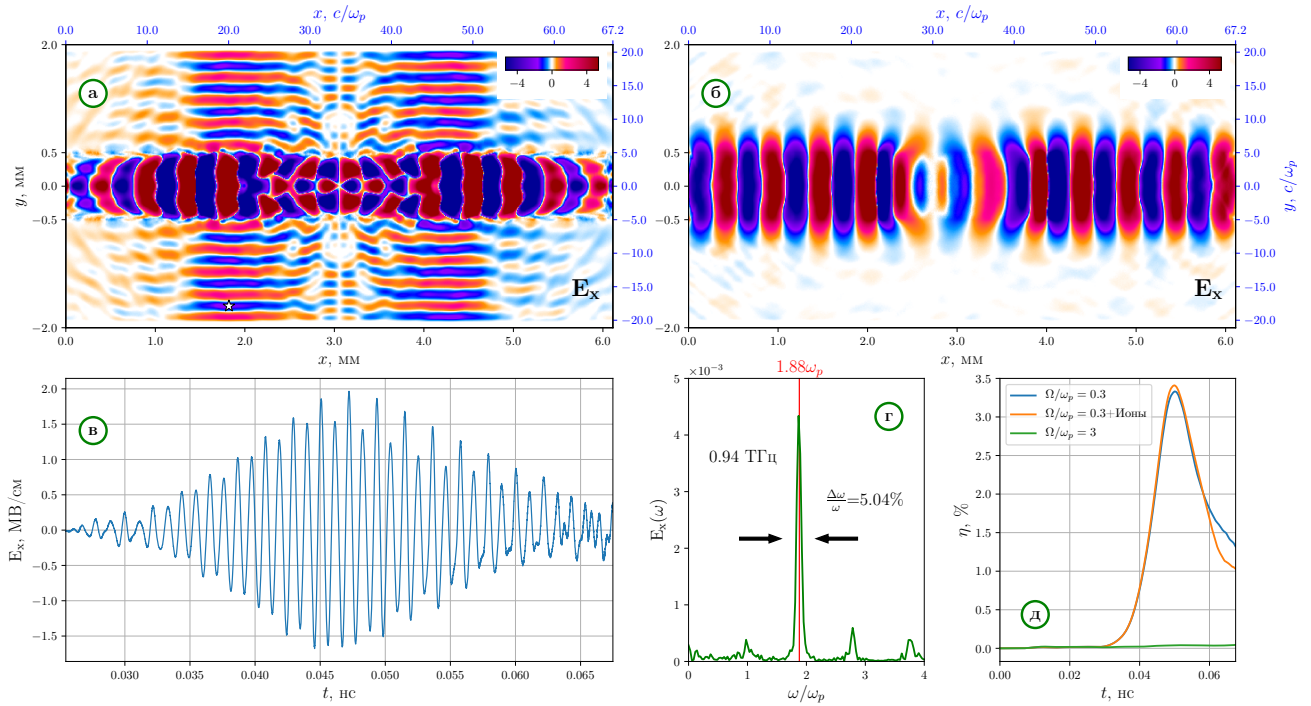


Рисунок 4.4 — Результаты моделирования для плотных встречных пучков ( $n_b/n_0 = 0.02$ ): а) Карта электрического поля  $E_x$  в момент времени  $150 \omega_p^{-1}$  в слабо замагниченной плазме  $\Omega/\omega_p = 0.3$ ; б) карта электрического поля  $E_x$  в сильном внешнем магнитном поле  $\Omega/\omega_p = 3$ ; в) форма ТГц-импульса, измеренная в одной точке, обозначенной белой звездой на (а); г) частотный спектр излучения; д) мощность излучения в единицах общей мощности инжектируемых пучков. Все размерные величины вычисляются для случая

$$n_0 = 3.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}.$$

плитуды на более высоких нелинейных уровнях в течение более длительного времени и могут возбуждаться в плазме гораздо эффективнее, чем в лазерной схеме. Наше численное моделирование для столкновения пучков низкой плотности с различными поперечными размерами показывает, что полученное излучение характеризуется узкой шириной линии ( $\sim 1\%$ ), а его мощность позволяет достигать нескольких процентов от общей мощности пучка. Также установлено, что этот же механизм излучения может работать с близкой эффективностью в системе плотных электронных пучков с изначально равными размерами. В такой системе различные формы плотности пучка и разные амплитудные профили возбужденных волн автоматически возникают за счёт филаментационной неустойчивости. В этой работе мы сфокусировались на возможности генери-

ровать узкополосное ТГц-излучение гигаваттного уровня мульти-гигаваттными электронными пучками, типичными для линейных индукционных ускорителей, но этот новый механизм излучения может также играть роль в других пучково-плазменных средах, таких как солнечные радиовсплески типа II и типа IV, в которых области излучения могут содержать встречные потоки электронов.



## Заключение

В данной работе изучена генерация электромагнитного излучения в пространственно ограниченной тонкой замагниченной плазме с электронным пучком. Сформулируем основные результаты, опубликованные в работах [64; 67; 78; 81; 101; 102]

1. Показано, что в тонкой плазме с продольной модуляцией плотности и электронным пучком возможно появление сверхсветового сателлита самой неустойчивой пучковой волны, способного излучать в вакуум ЭМ волны подобно дипольной антенне. Для нахождения оптимальных условий генерации электромагнитных волн с помощью такой пучково-плазменной антенны предложена простая теоретическая модель. Установлено, что в двумерном случае теоретические предсказания эффективности конверсии мощности пучка в мощность излучения на уровне 7% находятся в хорошем согласии с численным моделированием методом частиц в ячейках.
2. Разработана численная электромагнитная модель на основе метода частиц в ячейках, позволяющая изучать физические процессы при длительной непрерывной инжекции релятивистского пучка частиц в замагниченную плазму и детально исследовать генерируемое в такой системе ЭМ излучение. Показана реализуемость механизма пучково-плазменной антенны в этой модели. Обнаружена возможность генерации в такой системе излучения вблизи удвоенной плазменной частоты с эффективностью 0.4%, тогда как в излучение на плазменной частоте может конвертироваться до 10% мощности пучка.
3. Установлено, что продольная модуляция плотности плазмы, играющая ключевую роль в механизме плазменной антенны, может нарастать самосогласованно как результат развития модуляционной неустойчивости доминирующей пучковой волны. Показано, что, даже если на началь-



ном этапе наиболее неустойчивое возмущение плотности не приводит к возбуждению сверхсветовых сателлитов, более поздняя нелинейная стадия этой неустойчивости сопровождается захватом плазменных колебаний в отдельные ямы плотности, внутри которых условие эффективного излучения плазменной антенны  $q = k_{\parallel}$  выполняется автоматически. В этом режиме в поперечно распространяющемся излучении доминируют ЭМ волны с частотой  $\omega_p$ , поляризованные вдоль направления движения пучка.

4. Проведено PIC моделирование непрерывной инжекции в плазму тонкого суб-релятивистского электронного пучка при параметрах лабораторного эксперимента на открытой ловушке ГОЛ-3 и показана принципиальная возможность генерации в этих условиях ЭМ излучения вблизи плазменной частоты и её второй гармоники с суммарной мощностью, составляющей несколько процентов от мощности инжектируемого пучка. Обнаружены режимы, когда значительная доля этой мощности (до 30%) приходится на вторую гармонику.
5. Предложена качественная интерпретация экспериментов по релаксации электронного пучка с энергией 100 кэВ на установке ГОЛ-3. В частности, показано, что даже в сильном магнитном поле излучение привязано к гармоникам плазменной частоты, а не к верхнегибридному резонансу или гармоникам циклотронной частоты, получено подтверждение эффективной реализации механизма плазменной антенны при параметрах реального эксперимента, предложен сценарий формирования отдельных вспышек излучения, показано согласие результатов моделирования с экспериментальными данными в оценках пиковой мощности  $2\omega_p$ -излучения при токе 25 А и объяснена причина невозможности регистрации излучения в этих экспериментах при более высоких токах.
6. Показана возможность генерации излучения вблизи второй гармоники плазменной частоты встречными электронными пучками разного поперечного профиля с эффективностью 3-7% от суммарной мощности

пучков. Установлено, что этот же механизм излучения может работать с близкой эффективностью в системе плотных электронных пучков с изначально равными размерами. В такой системе различные формы плотности пучка и разные амплитудные профили возбуждаемых волн автоматически создаются за счёт филаментационной неустойчивости.

Полученные результаты не только представляют интерес для интерпретации лабораторных экспериментов по релаксации тонкого электронного пучка на установке ГОЛ-3, но и создают необходимый теоретический базис для разработки мощных узкополосных источников суб-ТГц и ТГц излучения.

Кроме того, обнаруженные в работе механизмы электромагнитной эмиссии могут играть важную роль в формировании солнечных радио- и суб-ТГц всплесков.

В заключение я хотел бы выразить благодарность всем тем, благодаря кому данная работа стала возможной.

Прежде всего я благодарю И.В. Тимофеева за научное руководство и помощь на всех этапах исследования.

Хочу сказать спасибо Е.П. Волчок за помощь в проведении научных работ и оформлении диссертации.

Благодарю своих родителей и сестру, чей пример вдохновил меня заниматься наукой, а также преподавателей, оказавших наибольшее влияние на становление меня как физика: В.А. Мазура, С.И. Синеговского, И.А. Котельникова, К.В. Лотова, А.С. Черных, Д.И. Сковородина и А.Д. Беклемишева.

Хочу выразить благодарность информационно-вычислительному центру Новосибирского государственного университета и лично В.А. Калюжному за помощь в проведении численного моделирования, а также Российскому Фонду Фундаментальных Исследований за финансирование данной работы.

Благодарю А.В. Аржанникова, прочитавшего черновик диссертации и предложившего ценные исправления, а также О.Н. Бобровникову и авторов шаблона \*Russian-Phd-LaTeX-Dissertation-Template\* за помощь в оформлении диссертации.

## Список сокращений и условных обозначений

<b>ЭМ</b>	электромагнитный
<b>PIC</b>	particle-in-cell, метод частиц в ячейках
<b>ТГц</b>	терагерц
<b>ГОЛ</b>	гофрированная открытая ловушка
<b>2D3V</b>	двухмерный по пространству и трёхмерный по скоростям
<b>FDTD</b>	Finite Difference Time Domain, Метод конечных разностей во временной области
<b>БГК-волна</b>	волна Бернштейна-Грина-Крускала
<b>PML</b>	perfect match layer, идеально согласованный слой
<b>TM</b>	transverse magnetic mode, поперечная магнитная мода
<b>TE</b>	transverse electric mode, поперечная электрическая мода
<b>ЛИУ</b>	линейный индукционный ускоритель
<b>ЛСЭ</b>	лазер на свободных электронах

## Список литературы

1. Gurnett D. A., Anderson R. R. Electron plasma oscillations associated with type III radio bursts // *Science*. — 1976. — Т. 194, № 4270. — С. 1159–1162.
2. Goldman M. V., Reiter G. F., Nicholson D. R. Radiation from a strongly turbulent plasma: Application to electron beam-excited solar emissions // *Physics of Fluids*. — 1980. — Т. 23, № 2. — С. 388.
3. Whelan D. A., Stenzel R. L. Electromagnetic radiation and nonlinear energy flow in an electron beam-plasma system // *Physics of Fluids*. — 1985. — Т. 28, № 3. — С. 958.
4. Collective microwave emission from intense electron-beam interactions: Theory and experiment / G. Benford [и др.] // *Physical Review Letters*. — 1980. — Т. 45, № 14. — С. 1182–1185.
5. Whelan D. A., Stenzel R. L. Electromagnetic-wave excitation in a large laboratory beam-plasma system // *Physical Review Letters*. — 1981. — Т. 47, № 2. — С. 95–98.
6. Simultaneous observation of caviton formation, spiky turbulence, and electromagnetic radiation / P. Y. Cheung [и др.] // *Physical Review Letters*. — 1982. — Т. 48, № 19. — С. 1348–1351.
7. Experiments with “Thin” Electron Beam at GOL-3 / V. Postupaev [и др.] // *Fusion Science and Technology*. — 2011. — Янв. — Т. 59, 1Т. — С. 144–149.
8. Arzhannikov A. V., Timofeev I. V. Generation of powerful terahertz emission in a beam-driven strong plasma turbulence // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2012. — Т. 54, № 10. — С. 105004.
9. Microwave Generation During 100 keV Electron Beam Relaxation in GOL-3 / A. V. Burdakov [и др.] // *Fusion Science and Technology*. — 2013. — Т. 63, 1Т. — С. 286–288.

10. Observation of spectral composition and polarization of sub-terahertz emission from dense plasma during relativistic electron beam–plasma interaction / A. V. Arzhannikov [и др.] // *Physics of Plasmas*. — 2014. — Т. 21, № 8. — С. 082106.
11. MM-wave emission by magnetized plasma during sub-relativistic electron beam relaxation / I. A. Ivanov [и др.] // *Physics of Plasmas*. — 2015. — Дек. — Т. 22, № 12. — С. 122302.
12. How electron two-stream instability drives cyclic Langmuir collapse and continuous coherent emission / H. Che [и др.] // *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America*. — 2017. — Февр. — Т. 114, № 7. — С. 1502–1507.
13. Li B., Cairns I. H. Type III bursts produced by power law injected electrons in Maxwellian background coronal plasmas // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2013. — Август. — Т. 118, № 8. — С. 4748–4759.
14. Robinson P. A., Cairns I. H. Fundamental and Harmonic Emission in Type III Solar Radio Bursts–I. Emission at a Single Location or Frequency // *Solar Physics*. — 1998. — Т. 181, № 2. — С. 363–394.
15. Thejappa G., MacDowall R. J. Evidence for Strong and Weak Turbulence Processes in the Source Region of a Local Type III Radio Burst // *\Apj*. — 1998. — Т. 498, № 1. — С. 465.
16. Thurgood J. O., Tsiklauri D. Self-consistent particle-in-cell simulations of fundamental and harmonic plasma radio emission mechanisms // *Astronomy & Astrophysics*. — 2015. — Дек. — Т. 584. — A83.
17. Chernov G. P. Recent results of zebra patterns in solar radio bursts // *Research in Astronomy and Astrophysics*. — 2010. — Т. 10, № 9. — С. 821–866.
18. Kuznetsov A., Vlasov V. Formation of zebra pattern in low-frequency Jovian radio emission // *Planetary and Space Science*. — 2013. — Январ. — Т. 75. — С. 167–172.

19. Simulation of Subterahertz Emission from the April 2, 2017 Solar Flare Based on the Multiwavelength Observations / A. S. Morgachev [и др.] // *Geomagnetism and Aeronomy*. — 2019. — Дек. — Т. 58, № 8. — С. 1113—1122.
20. Ginzburg V. L., Zheleznyakov V. V. On the Possible Mechanisms of Sporadic Solar Radio Emission (Radiation in an Isotropic Plasma) // *Sov. Astron.* — 1958. — Т. 2. — С. 653.
21. Melrose D. The emission mechanisms for solar radio bursts // *Space Science Reviews*. — 1980. — Май. — Т. 26, № 1. — С. 3—38.
22. Dynamics of fundamental electromagnetic emission via beam-driven Langmuir waves / B. Li [и др.] // *Physics of Plasmas*. — 2005. — Май. — Т. 12, № 5. — С. 1—15.
23. Ratcliffe H., Kontar E. P., Reid H. A. S. Large-scale simulations of solar type III radio bursts: flux density, drift rate, duration, and bandwidth // *Astronomy & Astrophysics*. — 2014. — Дек. — Т. 572. — A111.
24. Кручина Е., Сагдеев Р., Шапиро В. Сильная ленгмюровская турбулентность как источник радиоизлучения // *Письма в ЖЭТФ*. — 1980. — Т. 32, № 6. — С. 443.
25. Akimoto K., Rowland H. L., Papadopoulos K. Electromagnetic radiation from strong Langmuir turbulence // *Physics of Fluids*. — 1988. — Т. 31, № 8. — С. 2185.
26. Timofeev I. V. Second harmonic electromagnetic emission of a turbulent magnetized plasma driven by a powerful electron beam // *Physics of Plasmas*. — 2012. — Т. 19, № 4. — С. 044501. — arXiv: [1202.3434](https://arxiv.org/abs/1202.3434).
27. Kim E. H., Cairns I. H., Robinson P. A. Extraordinary-mode radiation produced by linear-mode conversion of Langmuir waves // *Physical Review Letters*. — 2007. — Т. 99. — С. 015003.

28. Tsiklauri D. An alternative to the plasma emission model: Particle-in-cell, self-consistent electromagnetic wave emission simulations of solar type III radio bursts // *Physics of Plasmas*. — 2011. — Май. — Т. 18, № 5. — С. 052903.
29. Sauer K., Sydora R. D. Mode crossing effects at electron beam–plasma interaction and related phenomena // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2012. — Т. 54. — С. 124045.
30. Yoon P. H. Plasma emission by a nonlinear beam instability // *Physics of Plasmas*. — 1995. — Т. 2. — С. 537.
31. Freund H. P., Papadopoulos K. Radiation from a localized Langmuir oscillation in a uniformly magnetized plasma // *Physics of Fluids*. — 1980. — Т. 23, № 8. — С. 1546.
32. Malaspina D. M., Cairns I. H., Ergun R. E. ANTENNA RADIATION NEAR THE LOCAL PLASMA FREQUENCY BY LANGMUIR WAVE EIGEN` MODES // *The Astrophysical Journal*. — 2012. — Aug. — Vol. 755, no. 1. — P. 45.
33. Threefold Increase of the Bulk Electron Temperature of Plasma Discharges in a Magnetic Mirror Device / P. A. Bagryansky [и др.] // *Physical Review Letters*. — 2015. — Т. 114, № 20. — С. 205001. — arXiv: [1411.6288](https://arxiv.org/abs/1411.6288).
34. Plasma Heating and Confinement in GOL-3 Multi Mirror Trap / A. Burdakov [и др.] // *Fusion Science and Technology*. — 2007. — Т. 51, 2Т. — С. 106–111.
35. Bagryansky P. A., Beklemishev A. D., Postupaev V. V. Encouraging Results and New Ideas for Fusion in Linear Traps. — 2018.
36. Direct observation of anomalously low longitudinal electron heat conductivity in the course of collective relaxation of a high-current relativistic electron beam in plasma / A. V. Arzhannikov [и др.] // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*. — 2003. — Т. 77, № 7. — С. 358–361.

37. Study of 0.3-0.8 THz flux generated by magnetized plasma column due to relaxation of high-current REB / A. V. Arzhannikov [и др.] // EPJ Web of Conferences. T. 149. — 2017.
38. Timofeev I. V., Annenkov V. V., Arzhannikov A. V. Regimes of enhanced electromagnetic emission in beam-plasma interactions // Physics of Plasmas. — 2015. — T. 22, № 11. — C. 113109.
39. Observation of electromagnetic radiation at twice the electron plasma frequency generated by beam-plasma interactions / P. Leung [et al.] // Physics of Auroral Arc Formation. — 1981. — P. 387–392.
40. Intrator T., Hershkowitz N., Chan C. Experimental observations of nonlinearly enhanced  $2\omega_U$  electromagnetic radiation excited by steady-state colliding electron beams // Physics of Fluids. — 1984. — T. 27, № 2. — C. 527–534.
41. Microwave/millimeter-wave generation in a counterstreaming-beam-plasma system / R. W. Schumacher [и др.] // Journal of Applied Physics. — 1993. — T. 74, № 5. — C. 3057–3060.
42. NVIDIA Tesla: A unified graphics and computing architecture / E. Lindholm [и др.] // IEEE Micro. T. 28. — 03.2008. — C. 39–55.
43. Timofeev I. V., Annenkov V. V., Volchok E. P. Generation of high-field narrowband terahertz radiation by counterpropagating plasma wakefields // Physics of Plasmas. — 2017. — T. 24, № 10. — C. 103106.
44. Timofeev I. V., Lotov K. V., Terekhov A. V. Direct computation of the growth rate for the instability of a warm relativistic electron beam in a cold magnetized plasma // Physics of Plasmas. — 2009. — T. 16, № 6. — C. 063101.
45. Timofeev I. V., Annenkov V. V. Exact kinetic theory for the instability of an electron beam in a hot magnetized plasma // Physics of Plasmas. — 2013. — T. 20, № 9. — C. 092123.
46. Bernstein I. B., Greene J. M., Kruskal M. D. Exact nonlinear plasma oscillations // Physical Review. — 1957. — T. 108, № 3. — C. 546–550.



47. Lotov K. V., Terekhov A. V., Timofeev I. V. Saturation of two-stream instability of an electron beam in plasma // *Plasma Physics Reports*. — 2009. — Т. 35, № 6. — С. 518—525.
48. Timofeev I. V., Terekhov A. V. Simulations of turbulent plasma heating by powerful electron beams // *Physics of Plasmas*. — 2010. — Т. 17, № 8. — С. 83111.
49. Yee K. S. Numerical Solution of Initial Boundary Value Problems Involving Maxwell's Equations in Isotropic Media. — 05.1966.
50. Boris J. P. Relativistic plasma simulation-optimization of a hybrid code // *Proceeding of Fourth Conference on Numerical Simulations of Plasmas*. — 1970. — Ноябрь.
51. Esirkepov T. Exact charge conservation scheme for Particle-in-Cell simulation with an arbitrary form-factor // *Computer Physics Communications*. — 2001. — Апрель. — Т. 135, № 2. — С. 144—153.
52. Sigov Y. S., Levchenko V. D. Beam - plasma interaction and correlation phenomena in open Vlasov systems // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 1996. — Т. 38, 12A. — A49—A65.
53. Umeda T. Vlasov simulation of Langmuir wave packets // *Nonlinear Processes in Geophysics*. — 2007. — Т. 14, № 5. — С. 671—679.
54. Umeda T., Ito T. Vlasov simulation of Langmuir decay instability // *Physics of Plasmas*. — 2008. — Т. 15, № 8. — С. 084503.
55. Formation of electrostatic solitary waves in space plasmas: Particle simulations with open boundary conditions / T. Umeda [и др.] // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2002. — Т. 107, A12. — SMP 19—1—SMP 19—16.
56. Phase-space electron holes along magnetic field lines / L. Muschietti [и др.] // *Geophysical Research Letters*. — 1999. — Т. 26, № 8. — С. 1093—1096.

57. Mandrake L., Pritchett P. L., Coroniti F. V. Electron beam generated solitary structures in a nonuniform plasma system // *Geophysical Research Letters*. — 2000. — Т. 27, № 18. — С. 2869–2872.
58. Theory and Simulations of Electron Beam-Driven Localized Wave Structures / M. V. Goldman [и др.] // *Physica Scripta*. — 2000. — Т. T84, № 1. — С. 34.
59. Particle-in-cell simulation of incoherent scatter radar spectral distortions related to beam-plasma interactions in the auroral ionosphere / M. A. Diaz [и др.] // *Journal of Geophysical Research: Space Physics*. — 2011. — Т. 116, A1. — n/a–n/a.
60. Temporal structure of double plasma frequency emission of thin beam-heated plasma / V. V. Postupaev [и др.] // *Physics of Plasmas*. — 2013. — Т. 20, № 9. — С. 092304.
61. Generation of high-power sub-THz Waves in magnetized turbulent electron beam plasmas / M. K. A. Thumm [и др.] // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. — 2014. — Т. 35, № 1. — С. 81–90.
62. Berenger J. P. A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves // *J. Comput. Phys*. — 1994. — Т. 114. — С. 185–200. — arXiv: [0021-9991](https://arxiv.org/abs/0021-9991).
63. Comparison of open boundary conditions realizations for continuous injection of an electron beam into a plasma in the case of the pic and parabolic form-factors / E. A. Berendeev [и др.] // *Journal of Physics: Conference Series*. Т. 1103. — IOP Publishing, 2018. — С. 012022.
64. Annenkov V. V., Volchok E. P., Timofeev I. V. Generation of high-power electromagnetic radiation by a beam-driven plasma antenna // *Plasma Physics and Controlled Fusion*. — 2016. — Т. 58, № 4. — С. 045009.
65. Timofeev I. V., Annenkov V. V. Efficient regime of electromagnetic emission in a plasma with counterstreaming electron beams // *Physics of Plasmas*. — 2014. — АВГ. — Т. 21, № 8. — С. 083109.

66. Second harmonic electromagnetic emission in a beam-driven plasma antenna / V. V. Annenkov [и др.] // Plasma Physics and Controlled Fusion. — 2019. — Февр. — eprint: [1811.06426](https://arxiv.org/abs/1811.06426).
67. Annenkov V. V., Timofeev I. V., Volchok E. P. Particle-in-cell simulations of 100 keV electron beam interaction with a thin magnetized plasma // AIP Conference Proceedings. Т. 1771. — AIP Publishing LLC/AIP Publishing, 2016. — С. 070011.
68. Ryutov D. Quasilinear Relaxation of an Electron Beam in an Inhomogeneous Plasma // Soviet Journal of Experimental and Theoretical Physics. — 1969. — Т. 30, № 1.
69. Nishikawa K., Ryutov D. D. Relaxation of Relativistic Electron Beam in a Plasma with Random Density Inhomogeneities // Journal of the Physical Society of Japan. — 1976. — Ноябрь. — Т. 41, № 5. — С. 1757–1765.
70. Waveforms of Langmuir turbulence in inhomogeneous solar wind plasmas / C. Krafft [и др.] // Journal of Geophysical Research: Space Physics. — 2014. — Т. 119, № 12. — С. 9369–9382.
71. Pechhacker R., Tsiklauri D. Three-dimensional particle-in-cell simulation of electron acceleration by Langmuir waves in an inhomogeneous plasma // Physics of Plasmas. — 2014. — ЯНВ. — Т. 21, № 1. — С. 012903. — arXiv: [1401.6966](https://arxiv.org/abs/1401.6966).
72. Thurgood J. O., Tsiklauri D. Particle-in-cell simulations of the relaxation of electron beams in inhomogeneous solar wind plasmas // Journal of Plasma Physics. — 2016. — Дек. — Т. 82, № 6. — С. 905820604. — arXiv: [1612.01780](https://arxiv.org/abs/1612.01780).
73. Schmitz H., Tsiklauri D. The effect of initial conditions on the electromagnetic radiation generation in type III solar radio bursts // Physics of Plasmas. — 2013. — ИЮНЬ. — Т. 20, № 6. — С. 062903.

74. Pechhacker R., Tsiklauri D. The effect of electron beam pitch angle and density gradient on solar type III radio bursts // *Physics of Plasmas*. — 2012. — Ноябрь. — Т. 19, № 11. — С. 112903. — arXiv: [1211.6726](https://arxiv.org/abs/1211.6726).
75. Sheng Z. M., Mima K., Zhang J. Powerful terahertz emission from laser wake fields excited in inhomogeneous plasmas // *Physics of Plasmas*. — 2005. — Т. 12, № 12. — С. 1–14.
76. Petrenko A., Lotov K., Sosedkin A. Numerical studies of electron acceleration behind self-modulating proton beam in plasma with a density gradient // *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*. — 2016. — Сентябрь. — Т. 829. — С. 63–66.
77. Injection and acceleration of quasimonoenergetic relativistic electron beams using density gradients at the edges of a plasma channel / J. Faure [и др.] // *Physics of Plasmas*. — 2010. — Т. 17, № 8. — С. 083107.
78. High-power terahertz emission from a plasma penetrated by counterstreaming different-size electron beams / V. V. Annenkov [и др.] // *Physics of Plasmas*. — 2018. — Т. 25, № 11. — С. 113110.
79. Transmission of dense electron beam through the input mirror of the linear magnetic system / V. T. Astrelin [и др.] // *AIP Conference Proceedings*. Т. 1771. — AIP Publishing LLC, 10.2016. — С. 030019.
80. Timofeev I. V., Volchok E. P., Annenkov V. V. Theory of a beam-driven plasma antenna // *Physics of Plasmas*. — 2016. — Август. — Т. 23, № 8. — С. 083119.
81. Annenkov V. V., Timofeev I. V., Volchok E. P. Simulations of electromagnetic emissions produced in a thin plasma by a continuously injected electron beam // *Physics of Plasmas*. — 2016. — Т. 23, № 5. — С. 053101.
82. Generation of Intense Narrow-Band Tunable Terahertz Radiation from Highly Bunched Electron Pulse Train / H. Li [и др.] // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. — 2016. — Июль. — Т. 37, № 7. — С. 649–657.

83. Efficient extraction of high power THz radiation generated by an ultra-relativistic electron beam in a dielectric loaded waveguide / S. Antipov [и др.] // *Applied Physics Letters*. — 2016. — Окт. — Т. 109, № 14. — С. 142901.
84. Tunable Few-Cycle and Multicycle Coherent Terahertz Radiation from Relativistic Electrons / Y. Shen [и др.] // *Physical Review Letters*. — 2011. — Ноябрь. — Т. 107, № 20. — С. 204801.
85. Tunable High-Intensity Electron Bunch Train Production Based on Nonlinear Longitudinal Space Charge Oscillation / Z. Zhang [и др.] // *Physical Review Letters*. — 2016. — Май. — Т. 116, № 18. — С. 184801.
86. Concept of a tunable source of coherent THz radiation driven by a plasma modulated electron beam / H. Zhang [и др.] // *Physics of Plasmas*. — 2018. — Апр. — Т. 25, № 4. — С. 043111.
87. Vinokurov N. Free Electron Lasers as a High-power Terahertz Sources // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. — 2011. — Окт. — Т. 32, № 10. — С. 1123–1143.
88. Ravi K., Schimpf D. N., Kärtner F. X. Pulse sequences for efficient multi-cycle terahertz generation in periodically poled lithium niobate // *Optics Express*. — 2016. — Окт. — Т. 24, № 22. — С. 25582.
89. Generation of narrowband, high-intensity, carrier-envelope phase-stable pulses tunable between 4 and 18THz / B. Liu [и др.] // *Optics Letters*. — 2017. — Янв. — Т. 42, № 1. — С. 129.
90. Multi-octave spectrally tunable strong-field Terahertz laser / C. Vicario [и др.]. — 2016. — Авг. — arXiv: [1608.05319](https://arxiv.org/abs/1608.05319).
91. Emission of Electromagnetic Pulses from Laser Wakefields through Linear Mode Conversion / Z.-M. Sheng [и др.] // *Physical Review Letters*. — 2005. — Март. — Т. 94, № 9. — С. 095003.

92. Timofeev I. V., Berendeev E. A., Dudnikova G. I. Simulations of a beam-driven plasma antenna in the regime of plasma transparency // *Physics of Plasmas*. — 2017. — СЕНТ. — Т. 24, № 9. — С. 093114.
93. Radiation from Cerenkov Wakes in a Magnetized Plasma / J. Yoshii [и др.] // *Physical Review Letters*. — 1997. — НОЯБ. — Т. 79, № 21. — С. 4194—4197.
94. Tunable Circularly Polarized Terahertz Radiation from Magnetized Gas Plasma / W.-M. Wang [и др.] // *Physical Review Letters*. — 2015. — ИЮНЬ. — Т. 114, № 25. — С. 253901.
95. Strong terahertz emission from electromagnetic diffusion near cutoff in plasma / M.-H. Cho [и др.] // *New Journal of Physics*. — 2015. — АПР. — Т. 17, № 4. — С. 43045.
96. Nonlinear wave interactions as emission process of type II radio bursts / U. Ganse [et al.] // *The Astrophysical Journal*. — 2012. — JUNE. — Vol. 751, no. 2. — P. 145.
97. Fundamental and harmonic plasma emission in different plasma environments / U. Ganse [et al.] // *Astronomy & Astrophysics*. — 2014. — MAR. — Vol. 564. — A15.
98. Plasma emission by counter-streaming electron beams / L. F. Ziebell [и др.] // *The Astrophysical Journal*. — 2016. — ФЕВР. — Т. 818, № 1. — С. 61.
99. Bret A., Gremillet L., Dieckmann M. E. Multidimensional electron beam-plasma instabilities in the relativistic regime // *Physics of Plasmas*. — 2010. — Т. 17, № 12. — С. 120501.
100. LIU-2 linear induction accelerator / P. V. Logachev [и др.] // *Instruments and Experimental Techniques*. — 2013. — НОЯБ. — Т. 56, № 6. — С. 672—679.
101. Annenkov V. V., Timofeev I. V., Volchok E. P. Highly efficient electromagnetic emission during 100 keV electron beam relaxation in a thin magnetized plasma // *Physics of Plasmas*. — 2019. — Т. 26, № 6. — С. 063104.

102. Narrowband Thz generation by colliding plasma waves with different transverse sizes / V. Annenkov [и др.] // 2018 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz). — IEEE, 2018. — С. 1–2.

## Список рисунков

1.1	Схематичное изображение излучения, генерируемого плазменным столбом. . . . .	14
1.2	Геометрия задачи. . . . .	16
1.3	Схематичное изображение возбуждаемых в системе колебаний. а) Первоначально однородная плотность плазмы $n = n_0$ . б) Плазма с продольной модуляцией плотности $n = n_0 + \delta n \cos qx$ . . . . .	17
1.4	Зависимость $F$ от толщины плазменного столба для $\hat{\omega}_b = 0.94$ . . . . .	20
1.5	Схема области моделирования. . . . .	21
1.6	Электрическое поле $E_x(x,y)$ в момент времени $t = 165\omega_p^{-1}$ для случая $2l = 256h$ . . . . .	23
1.7	Зависимость относительной мощности излучения $P_{rad}/P_{beam}$ от толщины плазмы (а) и зависимость от времени усреднённой по объёму плазмы амплитуды $E_0$ в случае однородной плазмы различной толщины (б). Изменение поперечной структуры ( $E_0(y)$ ) электрического поля $E_x$ в неустойчивой пуковой моде плазменных колебаний при изменении толщин плазмы от $2l = 600h$ (в) до $2l = 720h$ (г) ( $t = 72\omega_p^{-1}$ ). . . . .	24
1.8	Схема цилиндрической антенны. . . . .	25
1.9	Зависимость $F$ от радиуса плазменного столба для $\hat{\omega}_b = 0.94$ . . . . .	27
2.1	Часть расчётной области вблизи её левой границы. . . . .	30



- 2.2 Схематическое описание работы плазменного буфера. Круги обозначают центры макро-частиц. (а) и (б) Если частица ("синяя") сдвинется из нулевой ячейки в первую, то будет создана новая частица со смещённой продольной координатой  $x$ . Движение частицы ("зелёной") в минус первую ячейку приведёт к её удалению из моделирования. (в) и (г) На каждом шаге по времени все частицы из первых двух ячеек в плазме копируются в частицы в плазменном буфере. Затем эти частицы двигаются как обычные частицы и создают ток в окружающих ячейках. . . . . 32
- 2.3 Схематическое изображение расчётной области. . . . . 33
- 2.4 а) Усредненная по пространству амплитуда  $E_0(x)$  пучковой моды плазменных колебаний и поле  $E_x(x)$  в центре плазменного слоя. б) Профили энергии резонансной волны  $E_0^2(x)$  в разные моменты времени. в) Карта электрического поля  $E_x(x,y)$ . Все времена указаны в единицах  $\omega_p^{-1}$ . . . . . 37
- 2.5 а) Медленная временная зависимость мощности излучения  $P_{rad}/P_b$ , усредненная по быстрому временному масштабу  $2\pi/\omega_b$  в PIC моделировании (красная сплошная линия для О-поляризованной компоненты и красная пунктирная линия для обеих поляризаций), в теории (2.4) для реальных профилей  $E_0(x)$  (черная сплошная линия) и в теории для равномерной амплитуды  $E_0$  (черная пунктирная линия). б) Те же кривые для случая инъекции жесткого пучка. . . . . 38
- 2.6 Генерация  $2\omega_b$ -излучения в модулированной плазме. (а) и (б) Карты электрических полей  $E_x$  и  $E_z$ . (в) Частотные спектры  $E_x$  и  $E_z$ , измеренные в одной точке, лежащей вблизи поглощающего слоя (зеленая звезда). (г) Фазовое пространство  $(x; p_x)$  электронов пучка. . . . . 41
- 2.7 Эффективность генерации излучения вблизи  $2\omega_b$ . . . . . 42

- 2.8 Случай инжекции пучка в однородную плазму. (а), (г), (ё) Карты электрического поля  $E_x$  в разные моменты времени. (б), (д), (ж) Карты электрического поля  $E_z$ . (в), (е), (з) Электрические поля  $E_x$  в центре плазменного слоя и соответствующие усредненные по  $y$  профили ионной плотности в разные моменты времени (различные кривые для  $E_x$  в (е) и (з) соответствуют различным фазам одного плазменного колебания). . . . . 43
- 2.9 Спектр возмущений плотности ионов в момент времени  $t\omega_p = 350$ , усреднённый по толщине плазмы. Горизонтальными линиям обозначены диапазоны, при наличии возмущений плотности в которых возможна генерация излучения на частотах  $\omega_b$  и  $2\omega_b$  по механизму пучково-плазменной антенны. . . . . 45
- 2.10 Суммарная мощность излучения вблизи плазменной частоты и её гармоник в случае самосогласованного формирования возмущений плотности ионов. . . . . 46
- 3.1 Схема расчётной области. . . . . 51
- 3.2 Распределение частиц пучка на диоде (а) и после транспортировки в сильное магнитное поле ловушки (б). . . . . 54
- 3.3 Магнитное поле  $\Omega_e = 1.22\omega_p$ . Вверху: синие линии – продольное электрическое поле  $E_x(x)$  в центре плазмы (показаны различные фазы одного плазменного колебания); красные линии – плотность ионов, усреднённая по толщине плазмы в поперечном направлении и по 10 ячейкам в продольном; зелёные линии – амплитуда плазменной волны  $E_0(x)$ . Внизу: карты продольного поля  $E_x(x,y)$  в МВ/см. . . . . 57

- 3.4 Верхний ряд: магнитное поле  $\Omega_e = 1.22\omega_p$ , нижний ряд: магнитное поле  $\Omega_e = 0.577\omega_p$ . Слева направо: Карта электрического поля  $E_x$  в плазме в момент времени  $t = 300 \cdot \omega_p^{-1}$ ; спектр колебаний поля  $E_x$  в центре плазменного столба в зависимости от продольной координаты; Спектры колебаний плазмы в отдельных точках. Все спектры рассчитаны за полную длительность моделирования. . . . . 58
- 3.5 Эффективность генерации излучения в зависимости от времени для двух расчётов с магнитным полем  $\Omega_e = 1.22\omega_p$ . Синяя линия - ТМ ( $E_x, E_y, B_z$ ) мода, оранжевая линия - ТЕ ( $B_x, B_y, E_z$ ) мода, зелёная - их сумма. . . . . 59
- 3.6 Результаты моделирования инжекции в магнитном поле  $\Omega = 1.22\omega_p$ . Верхний ряд (а-в): спектры излучения за всё время расчёта на внешней границе вакуумной области в зависимости от продольной координаты  $x$ ; средний ряд (г-е): карты электрических полей в момент времени  $t = 1314 \cdot \omega_p^{-1} = 7.37$  нс; нижний ряд: (ж и з) красная линия: усреднённая в поперечном направлении по толщине плазмы и в продольном по 10 ячейкам плотность ионов плазмы; зелёная линия: квадрат (ж) и четвёртая степень (з) амплитуды продольного поля  $E_0(x)$  в центре плазмы; (и) фазовый портрет  $(x, v_x)$  пучка; . . . . . 60
- 3.7 То же что и на рис. 3.6, но для магнитного поля  $\Omega = 0.577\omega_p$  и момента времени  $t = 1910 \cdot \omega_p^{-1} = 10.7$  нс. . . . . 62
- 3.8 То же что и на рис. 3.5, но для поля  $\Omega_e = 0.577\omega_p$ . . . . . 62
- 3.9 Анализ условий генерации излучения в магнитном поле  $\Omega_e = 0.577\omega_p$ . а) спектр ионной плотности в момент времени  $t = 1910 \cdot \omega_p = 10.7$  нс; г) спектр плазменной волны в центре плазменного столба; б) условия для генерации ЭМ излучения по механизму пучково-плазменной антенны в  $(q, k_{||})$  координатах; в) спектры излучения в точке напротив излучающей области. . . . . 63
- 3.10 То же что и на рис. 3.5, но для пучка с током 25 А. . . . . 65

- 3.11 а) Распределение амплитуды модельной модуляции плотности в зависимости от волнового вектора  $\delta n(q)$ . б) Один период модельной модуляции плотности  $\delta n(x)$ . . . . . 67
- 3.12 На каждом рисунке: сверху – формула ионной плотности, в середине – профиль плотности в зависимости от продольной координаты, внизу – фазовый портрет пучка  $x, v_x$ . а) однородная плотность; б) турбулентная плотность плазмы наложенная на однородный профиль; в) крупномасштабный линейный градиент плотности; г) турбулентная плотность плазмы наложенная на крупномасштабный линейный градиент плотности. . . . . 68
- 4.1 Схема вычислительной области. . . . . 77
- 4.2 Результаты моделирования для встречных пучков низкой плотности ( $n_b/n_0 = 0.002$ ): а) Карта электрического поля  $E_x$  (в МВ/см) в момент  $862 \omega_p^{-1} = 0.275$  нс, б) карта магнитного поля  $B_z$  (в Теслах), в) профиль амплитуды излучаемой электромагнитной волны, измеренный вдоль линии постоянной фазы, г) временная зависимость поля  $B_z$  в одной точке, обозначенной белая звезда, д) фазовое пространство  $(x, v_x)$  сталкивающихся электронных пучков, е) частотный спектр генерируемого излучения, ж) мощность излучения в единицах общей мощности инжектируемых пучков. Все размерные величины соответствуют случаю  $n_0 = 3.1 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup>. . . . . 79
- 4.3 Схематичное изображение поперечных размеров встречных плотных пучков при распространении в плазме, а также генерируемого ими излучения. . . . . 80

#### 4.4 Результаты моделирования для плотных встречных пучков

( $n_b/n_0 = 0.02$ ): а) Карта электрического поля  $E_x$  в момент времени  $150 \omega_p^{-1}$  в слабо замагниченной плазме  $\Omega/\omega_p = 0.3$ ; б) карта

электрического поля  $E_x$  в сильном внешнем магнитном поле

$\Omega/\omega_p = 3$ ; в) форма ТГц-импульса, измеренная в одной точке,

обозначенной белой звездой на (а); г) частотный спектр излучения;

д) мощность излучения в единицах общей мощности

инжектируемых пучков. Все размерные величины вычисляются для

случая  $n_0 = 3.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ . . . . . 82