

УДК 533.9.01

А. В. Аржанников, И. В. Тимофеев

*Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия*

*Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия*

A.V.Arzhannikov@inp.nsk.su, timofeev@ngs.ru

ИНТЕНСИВНОЕ ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ КАК ИСТОЧНИК СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ *

Представлены результаты экспериментальных и теоретических исследований спектрального состава и поляризации субмиллиметрового излучения, генерируемого в плотной (10^{14} – 10^{15} см⁻³) замагниченной плазме при релаксации в ней мощного ($\sim 10^{10}$ Вт) пучка релятивистских ($\sim 10^6$ эВ) электронов. Регистрация и анализ спектрального состава и поляризации эмитируемого плазмой излучения проведен в области частот (0,1–0,5 ТГц), что соответствует частоте электронных плазменных колебаний и ее удвоенной величине. Зарегистрированные потоки излучения, выходящие перпендикулярно к оси пучково-плазменной системы и вдоль нее, соответствуют теоретическим представлениям о накачке пучком в плазме верхнегибридных колебаний, которые в дальнейшем трансформируются в электромагнитное излучение. Эта трансформация реализуется главным образом двумя путями: через прямую конверсию плазменных колебаний на мелкомасштабных градиентах плотности плазмы и через слияние плазменных волн в электромагнитные в условиях высокого уровня турбулентности. Количественные оценки в рамках теоретического описания неплохо совпадают с результатами экспериментов.

Ключевые слова: релаксация электронного пучка в плазме, сильная ленгмюровская турбулентность, рассеяние плазменных волн, генерация излучения в плазме, поляризация излучения.

Введение

Исследования коллективного взаимодействия электронного пучка с плазмой представляют значительный научный интерес с позиции решения задач астрофизики, направленных на объяснение механизмов генерации радиоизлучения в окрестности звезд и планет [1–5]. Не менее важными такие исследования выглядят и с позиции решения проблемы управляемого термоядерного синтеза. В рамках решения этой

проблемы исследования дают основу для быстрого пучкового нагрева плазмы в длинных магнитных ловушках [6–9], подавления продольной электронной теплопроводности на торцы этих ловушек из-за аномально высокой частоты столкновений плазменных электронов в турбулентной плазме [10; 11], стабилизации желобковой неустойчивости за счет взаимного смещения магнитных поверхностей, вызванного индуцированным в плазме обратным током [12; 13]. Коллективное взаимодействие электронного пучка

* Статья подготовлена в рамках выполнения работ по соглашению № 14-12-00610 с Российским научным фондом на выполнение проекта «Эксперименты с новыми схемами генерации субмиллиметрового излучения при нелинейных процессах в системе релятивистский электронный пучок-плазма».

Авторы выражают искреннюю благодарность всем коллегам, с которыми были выполнены исследования, нашедшие отражение в тексте этой статьи.

с плазмой базируется на развитии в этой системе двухпотоковой неустойчивости [14], при которой идет накачка пучком ленгмюровских колебаний со столь большой амплитудой поля волны, что эти колебания переходят в нелинейную стадию [15]. При относительно невысоком уровне нелинейности в слаботурбулентном режиме ленгмюровские волны могут либо рассеиваться на ионно-звуковых колебаниях, порождая электромагнитное излучение на плазменной частоте [16], либо участвовать в процессах слияния с образованием электромагнитных волн на удвоенной плазменной частоте [1]. При высоком уровне колебаний, когда развивается сильная ленгмюровская турбулентность [17; 18], реализуется быстрая перекачка ленгмюровских волн по спектру в область больших волновых чисел. В этих условиях электромагнитное излучение вблизи гармоник плазменной частоты может возникать за счет процессов рассеяния ленгмюровских колебаний на вынужденных флуктуациях плотности плазмы, связанных с развитием модуляционной неустойчивости, из-за слияния незапертых в каверны высокочастотных колебаний из длинноволновой части турбулентного спектра [19], а также за счет сильно нелинейных процессов внутри коллапсирующих каверн [18].

При наличии в плазме сильного магнитного поля, когда электронно-циклотронная частота приближается по величине к ленгмюровской, магнитная добавка в дисперсии плазменных колебаний становится существенной. В этом случае пучково-плазменное взаимодействие следует рассматривать на основе накачки плазменных колебаний верхнегибридной ветви, а при вычислении вероятностей различных нелинейных процессов с участием этих колебаний необходимо учитывать влияние магнитного поля [20; 21].

Детальный анализ исследований по генерации излучения в области частот единиц и десятков гигагерц при движении пучка релятивистских электронов в плазме с низкой плотностью нашел отражение в работе [22]. В описываемых нами экспериментах реализована релаксация мощного релятивистского электронного пучка (РЭП) в плазме с высокой (от $2 \cdot 10^{14}$ до $2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$) плотностью, что позволило генерировать в ней излучение в диапазоне частот от 100 до 500 ГГц. В работе приводятся результаты измерений в

различных условиях эксперимента для пучка с током порядка 10 кА и длительностью около 10 нс. В этих экспериментах измерены: распределение мощности эмиссии излучения по длине плазменного столба, угловая направленность выходящих из плазмы потоков излучения, спектральный состав и поляризация излучения в этих потоках. В теоретической части данной работы обсуждаются различные механизмы генерации излучения в пучково-плазменной системе и приводятся оценки возможной интенсивности потоков излучения для описанных экспериментальных условий.

Эксперименты по генерации излучения на установках ГОЛ-3 и ГОЛ-ПЭТ

Схема проведения экспериментов и их характерные параметры

Регистрация эмиссии миллиметрового излучения из пучково-плазменной системы в лабораторных экспериментах была проведена впервые в ходе опытов по нагреву плазмы при коллективной релаксации сильнооточного релятивистского электронного пучка на установке ГОЛ-3 (ИЯФ СО РАН) в 2009–2010 гг. [23]. После первых экспериментов на этой установке был проведен цикл целенаправленных исследований по эмиссии из плазмы миллиметрового и субмиллиметрового излучения [24–28]. Установка ГОЛ-3 представляла собой длинную многопробочную магнитную ловушку (рис. 1), в которой предварительная холодная ($T_e \sim 1 \text{ эВ}$) плазма создавалась специальным высоковольтным электрическим разрядом вдоль силовых линий магнитного поля при концентрации нейтральных атомов $10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Исходное распределение плотности атомов по длине вакуумной камеры перед началом разрядного тока формировалось впрыскиванием водорода из нескольких импульсных клапанов, размещенных на стенке вакуумной камеры. Варьируя давление газа в клапанах и время их открывания перед началом разрядного тока, в эксперименте достигалось заданное распределение рабочего газа по длине камеры и, как следствие, распределение плотности плазмы по длине плазменного столба перед инъекцией сильнооточного РЭП.

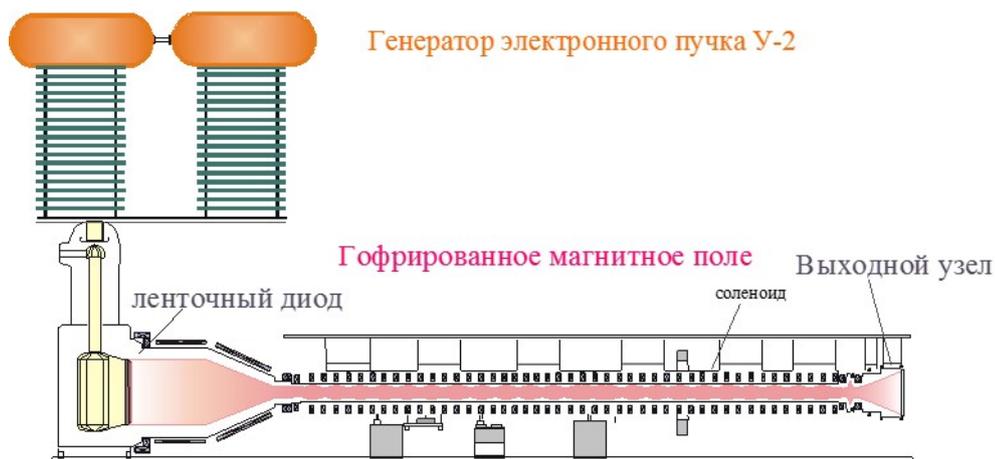


Рис. 1. Схема установки ГОЛ-3

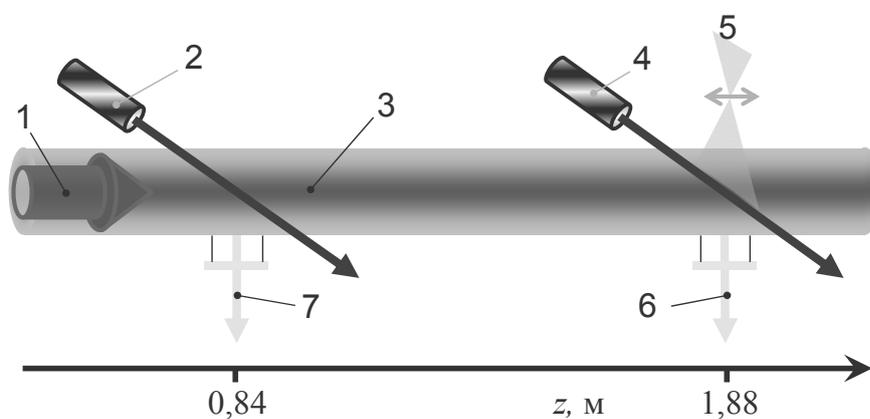


Рис. 2. Схема размещения диагностик на установке ГОЛ-3 для регистрации плотности плазмы с использованием лазерных пучков и спектрального состава субмиллиметрового излучения: 1 – пучок электронов; 2 – лазер на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм для интерферометрических измерений; 3 – плазменный столб; 4 – лазер для томсоновского рассеяния на длине волны $\lambda = 1,06$ мкм; 5 – регистрация томсоновского рассеяния в восьми точках по диаметру плазменного столба; 6 – регистрация электромагнитного излучения в сечении, где измерялось распределение плотности плазмы; 7 – диагностика поляризации электромагнитного излучения

В ходе инжекции электронного пучка релятивистских электронов с током порядка 10 кА происходит подъем температуры плазмы до величины около 1 кэВ в течение нескольких микросекунд. Как отмечено выше, этот нагрев осуществляется за счет развития пучковой неустойчивости и последующего формирования сильной ленгмюровской турбулентности. Именно мелко-масштабные турбулентные пульсации электрического поля в плазме обеспечивают, в конечном счете, передачу энергии от ленгмюровских колебаний, накачиваемых пучком, к плазменным электронам, а также подавление электронной теплопроводности

вдоль магнитного поля на торцы плазменного столба [10; 11].

В первой серии экспериментов на ГОЛ-3 по генерации миллиметрового излучения в плазме магнитное поле имело однородную конфигурацию на первых двух метрах от точки входа пучка в торец плазменного столба. Кроме того, для данной серии экспериментов была изменена геометрия магнитно-изолированного диода ускорителя У-2 с целью повышения плотности тока пучка в плазме. Указанные изменения в экспериментальных условиях проявились в том, что изменилось поведение диамагнитных сигналов в течение времени инжекции пучка по

сравнению с предыдущими экспериментами с гофрированным магнитным полем на всей длине плазменного столба. В экспериментах с гофрированным полем на всей длине диамагнетизм плазмы нарастал в течение 5÷6 мкс, что означает интенсивную релаксацию инжектируемого пучка в течение такого отрезка времени. В описываемой серии экспериментов на сигналах с диамагнитных зондов наблюдался интенсивный рост в течение только двух-трех микросекунд от начала инъекции пучка в плазму с последующим выходом на слабо изменяющееся, квазистационарное значение.

Во время экспериментов по генерации в плазме субмиллиметрового излучения в каждом опыте по инъекции пучка осуществлялась регистрация параметров сильноточного РЭП и плазмы. Ток пучка в различных местах установки регистрировался с помощью импульсных трансформаторов тока. Энергия электронов пучка, инжектируемого в плазму, определялась по напряжению на диоде ускорителя, которое регистрировалось резистивным делителем.

Для большинства диагностик, предназначенных для измерений параметров плазмы, а также регистрации субмиллиметрового излучения, были использованы окна в металлической вакуумной камере, которые располагались между катушками соленоида в однородной части магнитного поля с индукцией $B = 4,7$ Тл, как это показано на рис. 2. Измерение плотности плазмы производилось в двух сечениях по длине плазменного столба с использованием лазерных диагностик. В сечении, расположенном на расстоянии $z_1 = 0,84$ м от места входа пучка в плазму, для измерения ее плотности был установлен интерферометр Майкельсона, в котором используется лазерное излучение на длине волны $\lambda = 10,6$ мкм. В свою очередь, в сечении на расстоянии $z_2 = 1,88$ м была размещена диагностика для измерения плотности и электронной температуры плазмы по томсоновскому рассеянию на длине волны лазерного излучения $\lambda = 1,06$ мкм [24].

Результат регистрации распределения плотности плазмы по диаметру плазменного столба в первой серии экспериментов представлен на рис. 3. Данное распределение плотности относится к временному интервалу второй микросекунды от начала ин-

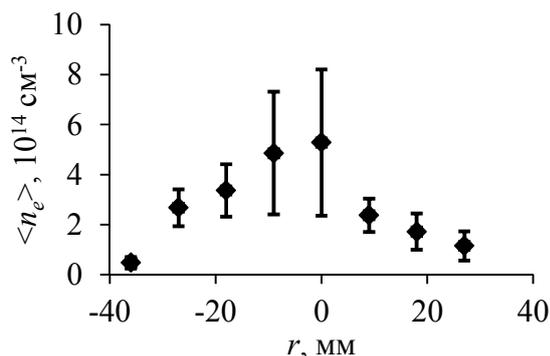


Рис. 3. Распределение плотности плазмы по диаметру плазменного столба во время второй микросекунды после начала инъекции электронного пучка (томсоновское рассеяние лазерного излучения на $\lambda = 1,06$ мкм, за начало отчета «0» на оси r выбран центр вакуумной камеры)

жекции пучка. Видно, что в этих экспериментах плазменный столб имел плотность выше $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ в диаметре около 40 мм.

При этом для второй микросекунды от начала инъекции пучка в центральной области плазменного столба диаметром около 20 мм плотность имеет величину выше $4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ с большим статистическим разбросом относительно этого значения. Укажем, что в отсутствие инъекции пучка в плазму измерение по томсоновскому рассеянию плотности дает в центральной части плазменного столба существенно меньшее ее значение (около $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$). При этом средняя плотность по диаметру плазменного столба, измеренная по набегу фазы волны в интерферометре Майкельсона, находится в хорошем согласии со значением плотности, вычисленным по результатам регистрации сигналов в диагностике по томсоновскому рассеянию. Из результатов регистрации плотности плазмы по томсоновскому рассеянию следует, что во время инъекции пучка в плазму наряду с ростом температуры электронов происходит значительный рост плотности плазмы, величина которого сильно флуктуирует в серии экспериментов от одного импульса инъекции к другому. Это проявилось в значительном статистическом разбросе величины плотности плазмы в центральной части плазменного столба, который виден в экспериментальных точках на рис. 3.

В ходе предварительных опытов было установлено, что плотность электронной

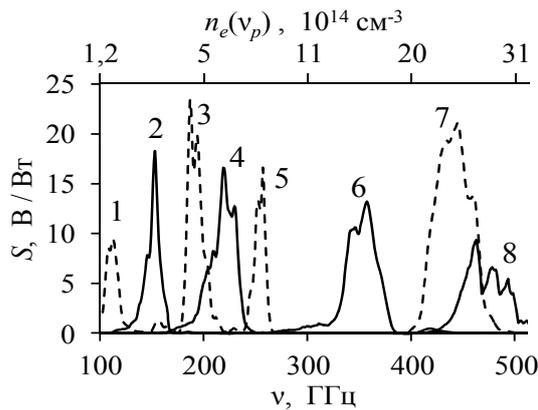


Рис. 4. Спектральная чувствительность каналов регистрации субмиллиметрового излучения в 8-канальном полихроматоре. На шкале в верхней части рисунка нанесена плотность плазмы, при которой ленгмюровская частота совпадает с частотой, указанной на нижней шкале

компоненты плазмы в течение инжекции электронного пучка имеет характерную величину $n_e \approx (2-4) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, поэтому для регистрации излучения, выходящего из плазмы в окрестности ленгмюровской частоты, и ее удвоенного значения, требовался диагностический комплекс на частотный интервал от 0,1 до 0,6 ТГц.

Система диагностик для регистрации субмиллиметрового излучения

В описываемых экспериментах регистрация миллиметрового и субмиллиметрового излучений проводилась в направлении перпендикулярном к направлению магнитного поля в плазменном столбе. Все описываемые в работе измерения проводились в двух сечениях по длине установки. На расстоянии $z_1 = 52 \text{ см}$ от входа пучка в плазму регистрация осуществлялась при помощи восьмиканального полихроматора, а на $z_2 = 84 \text{ см}$ – поляриметром с использованием двух частотно-селективных полосовых фильтров. Полная энергия излучения в диапазоне частот от 50 ГГц до 3 ТГц за время инжекции пучка в плазму измерялась при помощи калориметра производства «Thomas Keating Limited».

Восьмиканальный полихроматор для суб- и терагерцового диапазона частот был достаточно подробно описан в [24]. Этот прибор построен по квазиоптической схеме

на основе квазиоптических поляризационных делителей и частотно-селективных фильтров. Роль регистрирующих элементов в данной диагностике выполняют детекторы на основе диодов с барьером Шоттки. На рис. 4 представлены распределения спектральной чувствительности каналов полихроматора в исследуемом диапазоне частот. При этом представленная спектральная чувствительность каждого из каналов включает в себя произведение спектральной чувствительности диода этого канала на частотную характеристику пропускания квазиоптического поляризационного делителя и полосового частотно-селективного фильтра, стоящих перед диодом в этом канале.

Выделение компонент вектора поляризации излучения, которые направлены по магнитному полю в плазме или перпендикулярно к нему, осуществлялось при помощи установленных перед полихроматором сеточных поляризаторов, которые были ориентированы на пропускание излучения соответственно вдоль или поперек оси установки. Данная методика регистрации позволяет получать за один импульс срабатывания установки информацию только по одной компоненте вектора поляризации, при этом по всему спектральному диапазону одновременно. В то же время она не позволяет видеть изменение соотношения между компонентами вектора поляризации в течение времени инжекции пучка в одном импульсе срабатывания установки в ходе проведения экспериментов.

Поскольку данная диагностика не обеспечивала нам возможности проследить изменение направления вектора поляризации излучения в ходе инжекции электронного пучка в плазму, то был создан другой радиометрический прибор для регистрации динамики вектора поляризации излучения во времени, но в относительно узком спектральном интервале. Этот прибор представляет собой двухканальный поляриметр (см. [28]), схема которого приведена на рис. 5.

Для выделения необходимой полосы частот излучения, поступающего на вход квазиоптического тракта поляриметра, перед входом был установлен сеточный фильтр, обеспечивающий полосу пропускания на уровне $\Delta\nu/\nu = 10\%$ для любого направления вектора поляризации. В описываемых в данной работе экспериментах на вход поляриметра устанавливались полосовые фильтры

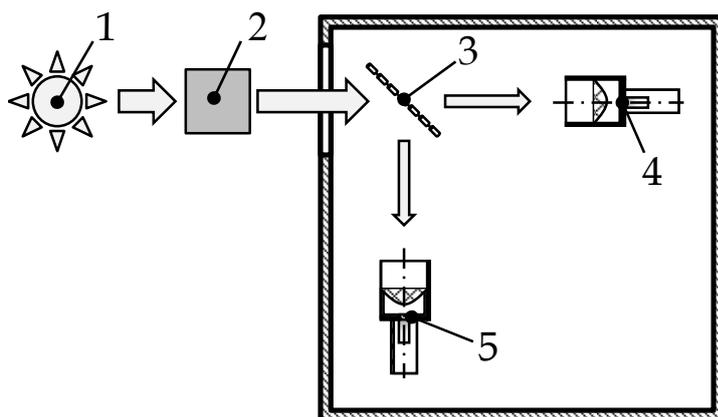


Рис. 5. Принципиальная схема двухканального радиометрического поляриметра: 1 – пучок-плазма как источник излучения; 2 – пропускающий частотно-селективный фильтр; 3 – делитель потока излучения в зависимости от поляризации; 4, 5 – детекторы, регистрирующие излучение с поляризацией, перпендикулярной индукции магнитного поля в плазме

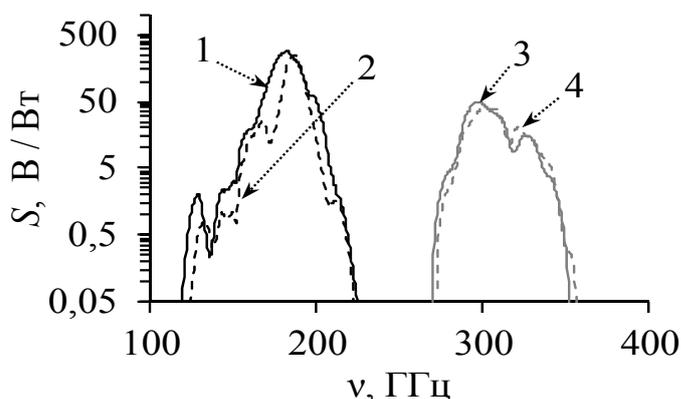


Рис. 6. Характеристические чувствительности детекторов, используемых в двухканальном поляриметре: 1, 2 – в условиях, когда перед поляриметром установлен полосовой фильтр с пропусканием на частоте в окрестности $f_2 = 190$ ГГц; 3, 4 – когда фильтр пропускал излучение в окрестности $f_3 = 315$ ГГц. Сплошные кривые 1 и 3 соответствуют детектору, регистрирующему излучение с поперечной по отношению к магнитному полю компонентой электрического поля, пунктирные кривые 2 и 4 – детектору, регистрирующему излучение с продольной компонентой

для двух частотных интервалов: $110 \div 220$ и $270 \div 360$ ГГц. Эти интервалы соответствуют областям частот, где локализованы верхне-гибридная частота и ее удвоенное значение, которые были вычислены по измеренному значению плотности плазмы в сечении столба, через которое проходит сильноточный РЭП и величине индукции магнитного поля. Для разделения излучения из плазмы на две составляющие с ортогональными направлениями вектора поляризации использован квазиоптический сеточный поляризатор, ориентированный таким образом, чтобы он отражал излучение с по-

ляризацией, параллельной магнитному полю, и пропускал излучение с вектором поляризации перпендикулярным к нему. Для регистрации излучения, прошедшего через поляризатор и отраженного от него, применены два практически одинаковых детектора, временное разрешение которых было не хуже 2 нс. Спектральная чувствительность детекторов с учетом установленных на входе поляриметра полосовыми фильтрами, представлена на рис. 6.

Из представленных спектральных характеристик этих двух детекторов с полосовыми фильтрами видно, что положение мак-

симумов их чувствительности на оси частот действительно лежат в окрестности значений 190 и 315 ГГц. При этом подавление излучения вне полосы пропускания фильтров достигает 4-х и даже 5-ти порядков величины.

Регистрация частотного спектра излучения

Результаты регистрации сигналов, поступающих с установки в ходе первой серии

экспериментов, описанной в [23], представлены на рис. 7.

Полученные сигналы демонстрируют наличие генерации излучения в области длины волны около 1 мм с длительностью в несколько микросекунд. Сопоставление с осциллограммой диамагнетизма плазмы показывает, что именно когда происходит интенсивный нагрев плазмы при релаксации пучка, тогда и генерируется интенсивный поток субмиллиметрового излучения [25–27]. Результат регистрации удельной мощ-

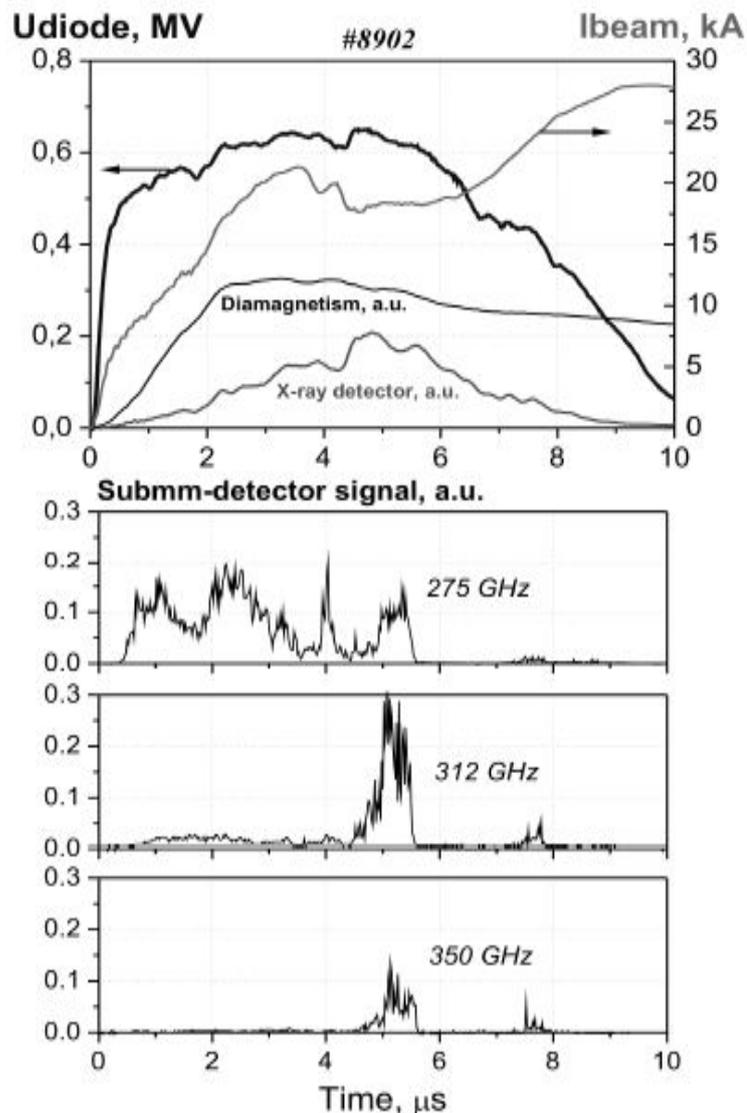


Рис. 7. Осциллограммы сигналов, поступающих с установки в ходе экспериментов по генерации субмиллиметрового излучения. Udiode – напряжение на ускорительном диоде, Ibeam – ток электронного пучка на входе в плазму, Diamagnetism – поперечное давление плазмы, регистрируемое по диамагнитному эффекту, X-raydetector – детектор рентгеновского излучения, фиксирующий прошедший через плазму пучок, Submm-detector – сигналы с детекторов субмиллиметрового излучения, регистрирующих спектральную плотность мощности в окрестности трех частот: 275, 312 и 350 ГГц

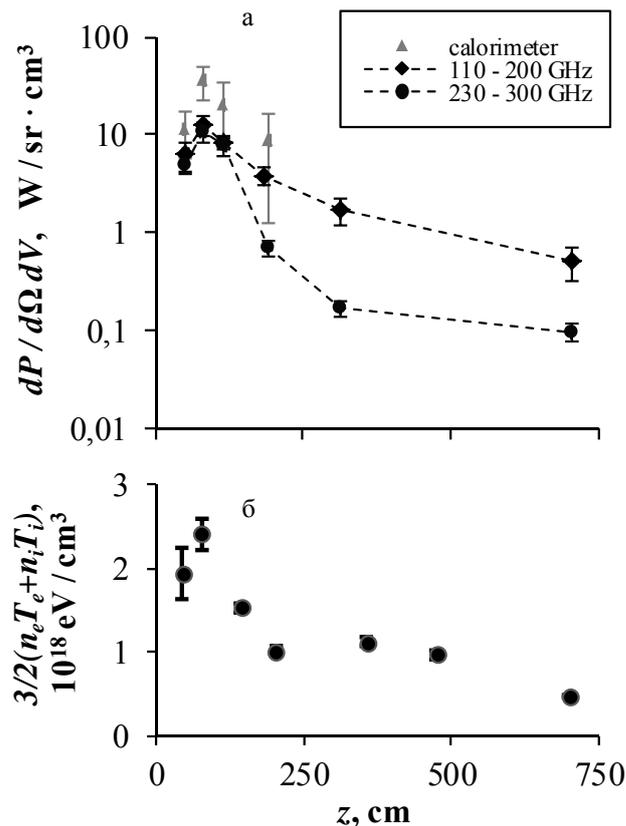


Рис. 8. Распределение по длине плазменного столба удельной эмиссии из плазмы в двух спектральных областях (а) и давления плазмы (б) для момента времени, когда сигналы достигали максимального значения

ности излучения, выходящего поперек плазменного столба из его сечений, расположенных на различных расстояниях от места входа пучка в плазму, представлены на рис. 8. Видно, что максимум эмиссии как на частоте в области 100 ГГц, так и около 300 ГГц (см. рис. 8, а) локализован по длине плазменного столба именно в том месте, где имеется максимум энерговыделения пучка, демонстрируемый распределением диамагнетизма, которое представлено на рис. 8, б.

Динамика частотного спектра и поляризации субмиллиметрового излучения

Поведение во времени сигналов эмиссии из плазмы для случаев двух ортогональных поляризаций описано в [28]. Это поведение во времени отражает рис. 9. Осциллограммы энергии электронов и тока пучка представлены на рис. 9, а; поведение плотности плазмы и ее диамагнетизма от-

ражено на рис. 9, б. Сигналы с детекторов, установленных в поляриметре, представлены на рис. 9, в для частотного интервала $f_2 = 160\text{--}200$ ГГц (область вблизи плазменной частоты) и рис. 9, г для $f_3 = 280\text{--}340$ ГГц (область вблизи удвоенной величины плазменной частоты). Красным и синим цветом обозначены сигналы излучения двух ортогональных поляризаций. Стрелки (см. рис. 9, в, г) показывают время $t_2 = 0,35$ мкс и $t_3 = 0,3$ мкс, где достигается максимум интенсивности на частоте f_2 и f_3 соответственно. При этом степень поляризации излучения на $f_2 = 160\text{--}200$ ГГц (плазменная частота) оценивается величиной более 30 %, на частоте $f_3 = 280\text{--}340$ ГГц (удвоенная величина плазменной частоты) – около 70 %. В области 300 ГГц регистрируемые сигналы показывают преобладание поляризации, перпендикулярной к магнитному полю (см. рис. 9, г). Повышение плотности плазмы с течением времени инъекции, как это демонстрирует рис. 9, б, приводит к перемещению максимума излучения в более высокие частоты.

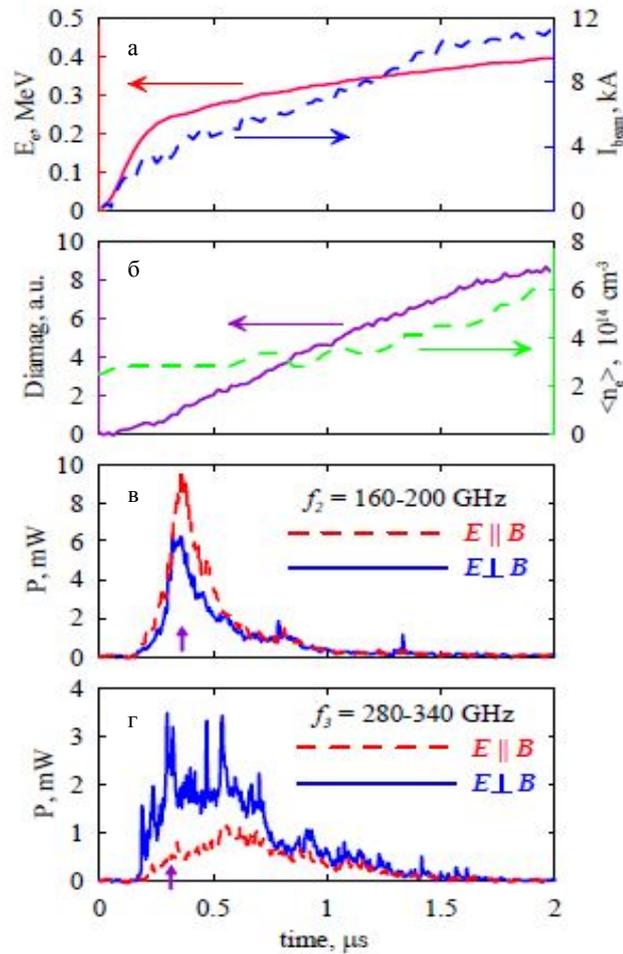


Рис. 9. Поведение во времени двух ортогональных компонент электрического поля электромагнитного излучения для двух частотных интервалов: $f_2 = 160\text{--}200$ ГГц и $f_3 = 280\text{--}340$ ГГц. Представленные сигналы с различных диагностик построены в результате усреднения осциллограмм по трем выстрелам установки в одинаковых условиях

Так для времени 1,5–2 мкс от начала инжекции пучка плотность плазмы выходит на величину $n = (4\text{--}6) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, и зарегистрированный в эксперименте частотный спектр, соответствующий удвоенной плазменной частоте, смещается из области 280–340 ГГц в область 350–400 ГГц.

С помощью восьмиканального полихроматора была исследована динамика спектральной плотности мощности во времени во всем диапазоне частот – от 95 до 500 ГГц (см. [28–30]). Эту динамику во времени генерируемого излучения для указанного спектрального диапазона демонстрирует рис. 10.

Спектры излучения с разными поляризациями получены путем установки на входе полихроматора сеточного поляризатора излучения в двух ортогональных положениях. Осциллограммы поведения во времени энергии инжектируемых электронов и тока пучка также показаны на рис. 10. Представленные результаты были получены путем усреднения спектральных данных семи выстрелов установки ГОЛ-3, осуществленных при одних и тех же параметрах пучка и плазмы. Измерения спектральной плотности мощности показывают, что субмиллиметровое излучение генерируется в течение двух

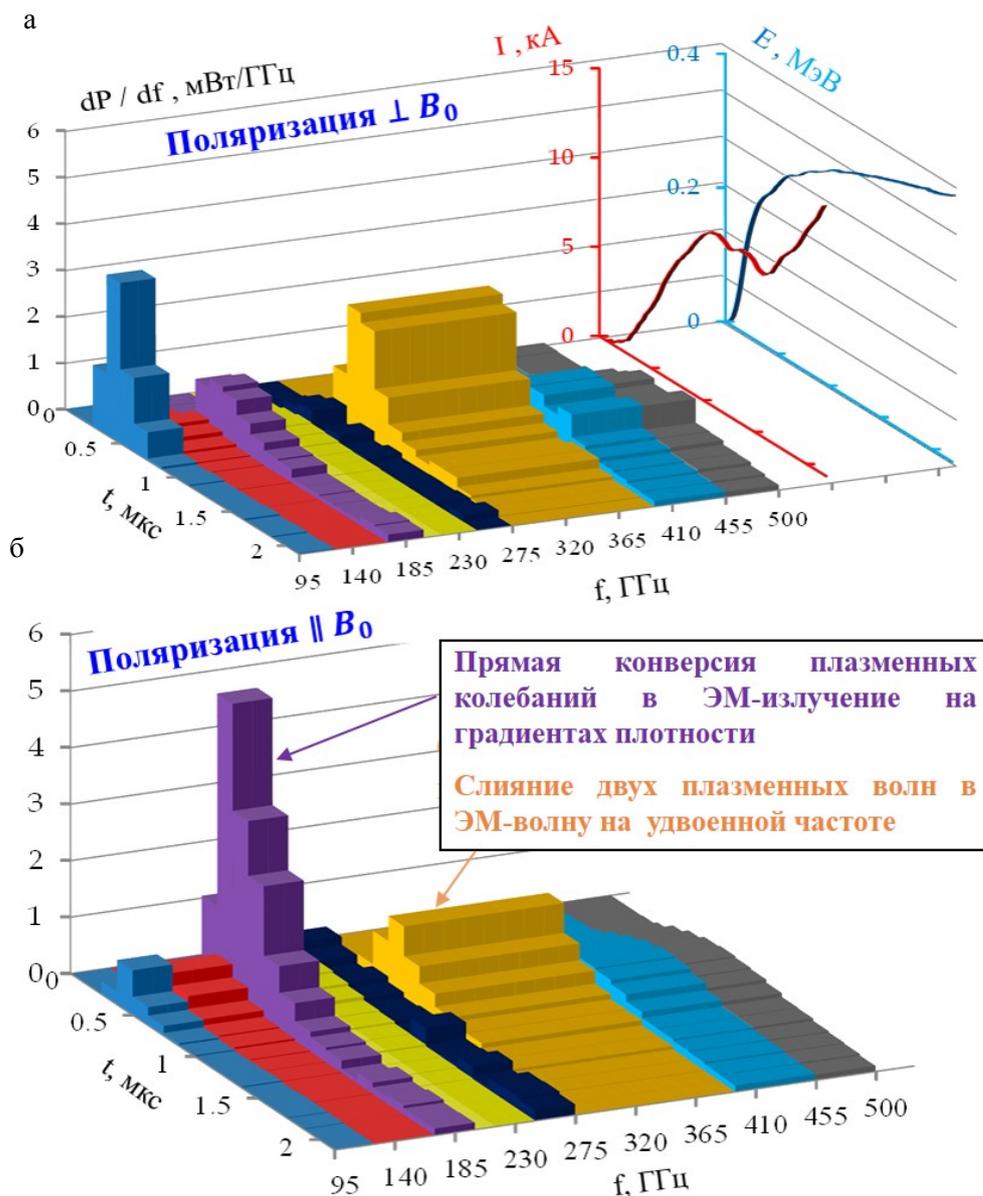


Рис. 10. Динамика спектральной плотности мощности электромагнитного излучения, выходящего из плазменного столба с поляризацией, параллельной к индукции магнитного поля в плазме (а) и перпендикулярной к магнитному полю (б)

микросекунд от начала инжекции пучка. Это излучение четко разделено на три спектральные области: около $f_1 = 100$ ГГц, в окрестности $f_2 = 190$ ГГц и в диапазоне $f_3 = 270\text{--}400$ ГГц. В промежутках частот между этими тремя областями излучение плазмы имеет низкий уровень спектральной плотности мощности. В данной спектральной диагностике регистрируется поток излучения, распространяющегося перпендикулярно к магнитному полю в телесный

угол $3,5$ ср, в котором заключен видимый объем распространяющегося в плазме пучка, имеющий величину 38 см³. Представленная на рис. 10 спектральная плотность мощности излучения может быть пересчитана в удельную спектральную интенсивность источника субмиллиметрового излучения в предположении о равномерном его распределении вдоль оси системы. В окрестности частоты 190 ГГц удельная спектральная интенсивность излучения достига-

ет максимума $50 \text{ мВт} / (\text{ГГц}\cdot\text{ср}\cdot\text{см}^3)$ в момент времени $0,5$ микросекунды от начала инъекции пучка. Что касается области высоких частот в интервале $270\text{--}400 \text{ ГГц}$, то максимальные значения удельной спектральной интенсивности излучения $34 \text{ мВт} / (\text{ГГц}\cdot\text{ср}\cdot\text{см}^3)$ достигаются в момент времени около $0,75$ нс. В дальнейшем спектральная плотность эмиссии уменьшается до нуля в течение времени около одной микросекунды. Спектральная плотность излучения с частотой около 450 ГГц имеет на порядок ниже величину, и она оценивается на уровне $7 \text{ мВт} / (\text{ГГц}\cdot\text{ср}\cdot\text{см}^3)$.

ГОЛ-ПЭТ эксперименты с плазмой высокой плотности

В экспериментах на установке ГОЛ-3 было показано, что пространственное распределение мощности эмиссии электромагнитного излучения из плазмы хорошо коррелирует с распределением энерговыделения пучка в плазме и сосредоточено в основном на начальном участке движения пучка по плазменному столбу. Исходя из этого было принято решение о сокращении длины плазменной части установки с 12 до $2,5$ м и сосредоточении максимального количества диагностик на протяжении первого метра плазменного столба. Схема перестроенной таким образом новой установки пред-

ставлена на рис. 11. Эксперименты, проводимые на новой специализированной установке, получили название ГОЛ-ПЭТ (см. [30–31]).

Измерение плотности плазмы в экспериментах осуществляется при помощи комплекса лазерных диагностик, который был сформирован ранее на установке ГОЛ-3. Радиальный профиль плотности плазмы измеряется на расстоянии $z = 0,83$ м от входной пробки с помощью диагностики, основанной на томсоновском рассеянии. Временная динамика средней плотности плазмы измеряется с помощью интерферометра Майкельсона ($z = 1,16$ м). Ток электронного пучка в различных местах установки измеряется при помощи импульсных трансформаторов тока. Исходная энергия электронов пучка, инжектируемого в плазму, определяется из величины напряжения в диоде ускорителя У-2. Электромагнитное излучение, выходящее из плазмы в перпендикулярном к ведущему магнитному полю направлении, регистрируется при помощи системы радиометрических диагностик. Спектральный состав излучения измеряется при помощи 8-канального полихроматора. Также имеется ряд одиночных детекторов, осуществляющих обзорную регистрацию электромагнитного излучения в различных сечениях по длине установки. Для регистрации излучения, выходящего из плазмы

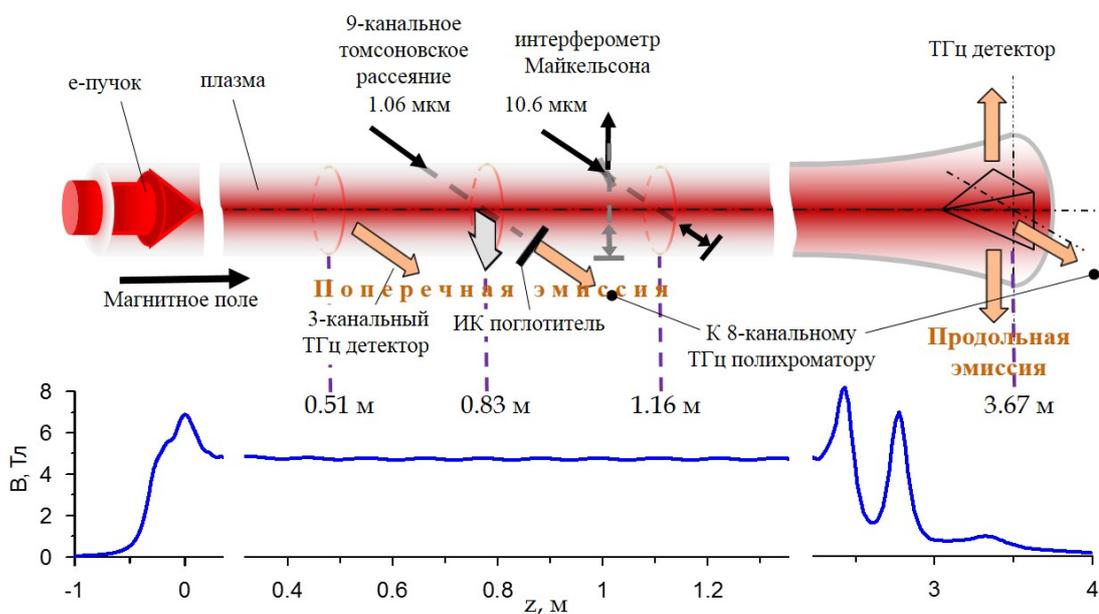


Рис. 11. Схема ГОЛ-ПЭТ экспериментов по генерации субмиллиметрового излучения

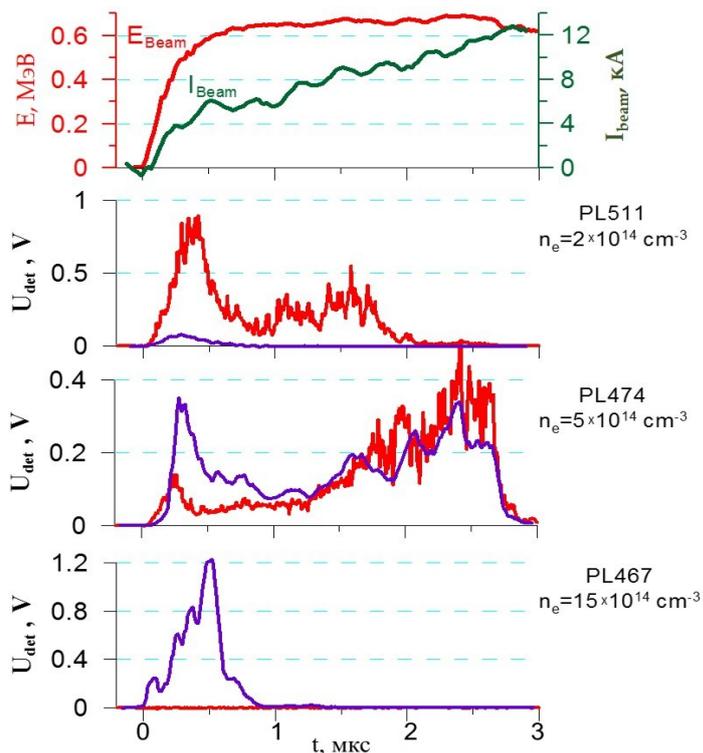


Рис. 12. Осциллограммы излучения, выходящего из плазменного столба в направлении, перпендикулярном к оси пучково-плазменной системы (показаны красным цветом) и вдоль этой оси (показаны синим цветом)

вдоль силовых линий магнитного поля, в выходной части установки было размещено графитовое зеркало в форме пирамиды с углом наклона отражающих плоскостей 45° к оси системы, которое направляет излучение перпендикулярно к оси установки. Размер стороны основания пирамиды 10 см. Полная энергия излучения в диапазоне частот от 50 ГГц до 3 ТГц за время инъекции пучка в плазму измеряется при помощи калориметра производства «Thomas Keating Limited».

На созданной установке ГОЛ-ПЭТ проведена серия принципиально новых экспериментов по регистрации эмиссии из плазменного столба при релаксации в нем сильноточного РЭП в плазме, удерживаемой в однородном магнитном поле с индукцией $B = 4,7$ Тл. Прежде всего отметим результаты одновременной регистрации субмиллиметрового излучения, выходящего как поперек, так и вдоль оси пучково-плазменной системы. Результаты одновременной регистрации излучения, распространяющегося вдоль оси плазменного столба и перпенди-

кулярно к ней, представлены на рис. 12 для трех значений плотности плазмы в области $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Зарегистрированные сигналы излучения из плазмы отчетливо демонстрируют, что при повышении плотности плазмы направление эмиссии субмиллиметрового излучения изменяется с перпендикулярного к оси симметрии пучково-плазменной системы на продольное.

Так же, как и в ранних экспериментах на ГОЛ-3, эмиссия излучения присутствует в основном в первые несколько микросекунд после начала инъекции электронного пучка. В это же время наблюдается резкое увеличение диамагнетизма плазмы. В спектре излучения наблюдалось три локальных максимума: первый находится чуть ниже 100 ГГц, второй – в диапазоне от 140 до 250 ГГц и третий – в интервале частот 380–480 ГГц. Интенсивность излучения в низкочастотной области (~ 100 ГГц) преобладает в спектре при более низкой плотности плазмы $(1-2) \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и уменьшается при увеличении плотности. Поскольку частота этого низкочастотного излучения не изменяется при

изменении плотности плазмы, то можно предположить, что наблюдаемое излучение связано с циклотронным движением электронов пучка. При значении магнитного поля $B = 4,7$ Тл и энергии электронов пучка $E_e \approx 0,3 \div 0,6$ МэВ циклотронная частота $\nu_B \approx 60\text{--}80$ ГГц. Сигналы в интервале частот от 140 до 250 ГГц интерпретируются нами как излучение в области верхнегибридной плазменной частоты. Величина частоты верхнегибридной моды колебаний для электронов плазмы с плотностью $n_e \approx (1\text{--}2) \times 10^{14}$ см⁻³ при магнитном поле $B = 4,7$ Тл составляет величину $\nu_{UH} \approx 160\text{--}190$ ГГц. Образование такого излучения может быть связано с нелинейным рассеянием верхнегибридных плазменных волн на флуктуациях плотности плазмы. Удельная спектральная плотность излучения, выходящего перпендикулярно к ведущему магнитному полю, в диапазоне частот 140÷250 ГГц при плотности плазмы $n_e \approx (1\text{--}2) 10^{14}$ см⁻³ составляет величину $P_\omega \approx (5\text{--}7)$ Вт/(ГГц ср).

При последовательном увеличении плотности плазмы мощность излучения в направлении, перпендикулярном к магнитному полю, уменьшается, а в направлении вдоль магнитного поля увеличивается. Рост мощности эмиссии происходит преимущественно при частотах свыше 350 ГГц (для излучения, выходящего вдоль магнитного поля). Спектральная плотность мощности излучения увеличивается от значений 0,1 Вт/(ГГц ср) при плотности плазмы $n_e \approx (1\text{--}2) 10^{14}$ см⁻³ и до значений (4–6) Вт/(ГГц ср) при $n_e \approx 5 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Для плотности плазмы $n_e \approx 1 \times 10^{15}$ см⁻³ спектральная плотность излучения в направлении вдоль магнитного поля достигает величины 40 Вт/(ГГц ср). Наблюдаемая эмиссия излучения может быть связана с нелинейными волновыми процессами, происходящими в плазме на стадии интенсивного нагрева плазмы, т. е. во время развитой ленгмюровской турбулентности. Именно такого рода процессы, по-видимому, проявились в наших экспериментах по инъекции в газ с низкой плотностью пучка электронов с энергией частиц ~ 100 кэВ, током до 100 А и длительностью порядка 100 мкс [32]. Такой пучок создавал в газе плазму с плотностью несколько единиц на 10^9 см⁻³, и эмиссия из плазмы наблюдалась в виде последовательности всплесков с длительностью порядка 5 нс на частотах излучения в области около 100 ГГц.

Теоретический анализ возможных механизмов генерации субмиллиметрового излучения в плазме при распространении в ней пучка релятивистских электронов приведен далее. Кроме того, проведено сопоставление полученных экспериментальных результатов с оценками, которые следуют из теоретического рассмотрения.

Теоретический анализ механизмов генерации субмиллиметрового излучения и оценки его мощности

Вводные замечания

Существует несколько механизмов электромагнитной эмиссии турбулентной плазмы в окрестности плазменной частоты и ее второй гармоники. Вблизи плазменной частоты вклад в излучение могут давать либо трехволновые процессы рассеяния ленгмюровских волн на ионно-звуковых колебаниях $l + s \rightarrow t$, либо рассеяние на вынужденных возмущениях плотности плазмы, возникающих при развитии модуляционной неустойчивости. Электромагнитные волны могут также генерироваться как непосредственно внутри коллапсирующих каверн, так и за счет процессов линейной конверсии мод на регулярных градиентах плотности плазмы. Для объяснения излучения вблизи второй гармоники плазменной частоты наиболее часто обсуждаются либо слаботурбулентные процессы слияния ленгмюровских волн $l + l \rightarrow t$ [33], либо генерация электромагнитных колебаний коллапсирующими кавернами в сильнотурбулентной плазме [34; 35]. Кроме того, возможен механизм, в котором электромагнитное излучение на удвоенной плазменной частоте может появляться как результат конверсии нелинейных ленгмюровских колебаний [36] с частотой, близкой к $2\omega_p$, на флуктуациях плотности плазмы. Таким образом, мощность излучения существенно зависит от того, какие нелинейные процессы формируют спектр плазменной турбулентности. В рамках теории слабой турбулентности [16] такими процессами являются распад накачиваемых внешним источником ленгмюровских колебаний на вторичные ленгмюровские колебания и ионный звук $l \rightarrow l' + s$, а также их индуцированное рассеяние на звуке $l + s \rightarrow$

→ l' . В оптически толстой плазме на формирование спектра могут влиять также процессы $l \rightarrow t+s$ и $l+s \rightarrow t$ с участием электромагнитных волн, имеющих плазменную частоту. В теории сильной турбулентности [37; 38] спектральные перекачки волновой энергии обусловлены процессами рассеяния ленгмюровских колебаний на флуктуациях плотности плазмы и коллапсом каверн. Обсуждаются также и модели турбулентного спектра, в которых коллапс подавлен либо прямой конверсией ленгмюровских колебаний в область сильного затухания [39], либо радиационными потерями [40].

В экспериментах [26] наряду с достаточно плавным изменением интенсивности эмиссии из плазмы, наблюдались и короткие вспышки электромагнитного излучения, которые мы склонны связывать с отдельными актами коллапса. В связи с этим для параметров эксперимента [26] наиболее адекватной представляется модель сильной ленгмюровской турбулентности, предложенная в работе [37] и подтвержденная затем двумерными численными расчетами [41]. Вычисление мощности излучения в рамках этой модели применительно к задаче о радиовсплесках III типа было проведено в работе [19]. Для объяснения экспериментов по взаимодействию электронного пучка с плазмой в открытой ловушке мы модифицируем описанную в [41] модель турбулентного спектра, с тем чтобы учесть ограничение мощности накачки из-за нелинейной динамики пучка при развитии сильной пуч-

ковой неустойчивости, и обобщим предложенную в [19] процедуру вычисления мощности излучения на случай произвольного магнитного поля.

Модель турбулентного спектра

Для оценки мощности излучения будем использовать модель сильной ленгмюровской турбулентности, предложенную в работах [37; 41]. Согласно этой модели в плазме без магнитного поля изотропный турбулентный спектр можно разделить на три характерные области: область источника, инерционный интервал и область поглощения (рис. 13). Область источника составляют свободные ленгмюровские колебания с $k < k_M \approx \sqrt{W/(nT)}/r_D$, которые попадают сюда из области накачки при рассеянии на длинноволновых флуктуациях плотности плазмы. Внутри инерционного интервала, характеризуемого степенной зависимостью $W_k \propto k^{-\sigma}$, благодаря развитию модуляционной неустойчивости происходит захват колебаний в локальные ямы плотности плазмы с последующим коллапсом и перекачкой волновой энергии в коротковолновую часть спектра. На мелких пространственных масштабах включаются различные механизмы поглощения колебаний и спектральная плотность энергии демонстрирует быстрый спад с увеличением k .

Таким образом, вклад в излучение турбулентной плазмы вблизи удвоенной плаз-

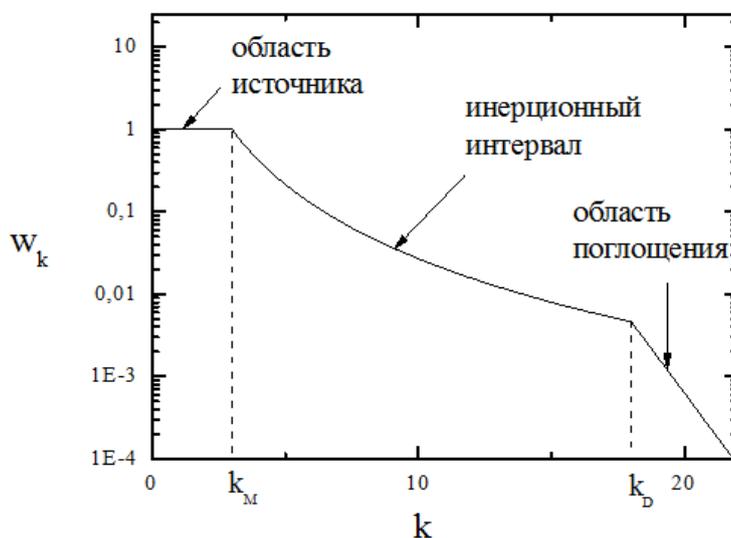


Рис. 13. Характерный вид спектра сильной ленгмюровской турбулентности

менной частоты могут давать как колебания из области источника, в которых сконцентрирована большая часть волновой энергии, так и запертые в кавернах колебания, которые, несмотря на относительно малое энергосодержание на поздних стадиях коллапса, достигают весьма больших плотностей энергии и могут приводить к характерным вспышкам излучения.

Выясним теперь, насколько велика плотность волновой энергии W при заданной мощности накачки P , и оценим характерную продолжительность вспышек излучения, возникающих в отдельных актах коллапса. Для этого запишем упрощенное уравнение энергобаланса между различными участками спектра:

$$P \approx \omega_p \sqrt{\frac{\langle \delta n^2 \rangle}{n^2}} W_R \approx \lambda(W) \omega_p \sqrt{\frac{m_e}{m_i} \frac{W}{nT}} W.$$

Первое уравнение говорит о том, что в стационарном состоянии мощность, накачиваемая пучком в резонансные колебания, равна мощности их диссипации за счет рассеяния на длинноволновых возмущениях плотности плазмы. При этом среднеквадратичное возмущение плотности связано с энергией колебаний в области источника W уравнением баланса между высокочастотным и газокINETическим давлением:

$$\sqrt{\frac{\langle \delta n^2 \rangle}{n^2}} = \alpha \frac{W}{nT},$$

где $\alpha = 0,7$ – численный коэффициент, полученный в двумерных численных расчетах. Второе уравнение представляет собой равенство между мощностью, которая приходит в область источника из области накачки, и той мощностью, которая поглощается при коллапсе. В согласии с работой [41] в выражении для скорости спектральной перекачки энергии в процессе коллапса помимо инкремента модуляционной неустойчивости учтен еще и дополнительный множитель $\lambda(W) = 2\lambda(W/nT)^{1/2}$, описывающий конечное время выхода коллапса на автомоделный режим ($\lambda \approx 0,7$).

Что касается мощности накачки, то обычно для нее используется оценка $P = 2\Gamma W_R$ (Γ – инкремент пучковой неустойчивости), предполагающая линейный отклик пучка на поле резонансных колебаний. В интересующих нас экспериментах есть

указания на то, что пучок релаксирует в режиме захвата [42], когда мощность накачки энергии в возбуждаемые им когерентные волновые пакеты ограничена пучковой нелинейностью. Как показали одномерные численные расчеты [43], мощность накачки в этом случае действительно не зависит от параметров турбулентности и остается постоянной в процессе ее длительной эволюции. Таким образом, в уравнениях баланса будем считать мощность накачки постоянной $P = \text{const}$, а ее значение известным из эксперимента. Оценить это значение можно через мощность нагрева плазмы $P = \frac{\beta n T_0}{\tau_0} = 100 \text{ кВт/см}^{-3}$, считая, что до температуры $T_0 = 1 \text{ кэВ}$ плазма с плотностью $n = 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ нагревается за время $\tau_0 = 3 \text{ нс}$. Численный коэффициент $\beta = 6$ учитывает здесь то обстоятельство, что большая часть волновой энергии идет на ускорение надтепловых электронов.

Уровни насыщения волновой энергии резонансных W_R и нерезонансных волн W тогда даются следующими соотношениями:

$$\frac{W}{nT} \approx \frac{1}{\sqrt{2\lambda}} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/4} \left(\frac{P}{\omega_p nT} \right)^{1/2},$$

$$\frac{W_R}{W} \approx \frac{2\lambda}{\alpha} \sqrt{\frac{m_e}{m_i}},$$

а время, в течение которого происходит коллапс каверны, оценивается как

$$\tau_c \sim \frac{1}{2\lambda \omega_p} \sqrt{\frac{m_i}{m_e} \frac{nT}{W}}.$$

При параметрах, характерных для экспериментов по регистрации электромагнитного излучения на установке ГОЛ-3, энергия турбулентности при температуре $T = 1 \text{ кэВ}$ достигает уровня $W/nT = 0,01$, а время коллапса составляет 3–4 нс, что хорошо согласуется с характерной продолжительностью экспериментально наблюдаемых вспышек излучения (см. [26]). Таким образом, импульсный характер наблюдаемого в эксперименте излучения может быть объяснен на основе тех представлений о коллапсе, которые дает выбранная нами модель турбулентного спектра. В связи с этим при вычислении мощности излучения можно воспользоваться оценками для энергии турбулентности и ширины энергосодер-

жащей области спектра, которые предсказываются данной моделью.

Возможность применения этой модели спектра в случае замагниченной плазмы обосновывается тем, что первоначально вытянутые поперек магнитного поля каверны в процессе своей эволюции теряют плазмоны и разбиваются на более мелкие каверны с $k \sim k_M$, быстрое рассеяние на которых способствует постоянной подпитке свободных верхнегибридных колебаний в области $k_{\perp} \sim k_M$.

Вычисление мощности излучения

Будем считать, что генерация электромагнитных волн (t -волн) в замагниченной турбулентной плазме в окрестности плазменной частоты определяется рассеянием верхнегибридных l -колебаний на длинноволновых флуктуациях плотности плазмы, а в окрестности второй гармоники – слиянием двух верхнегибридных волн $l+l \rightarrow t$. Вычислим тот вклад в излучение, который дают свободные ленгмюровские колебания из длинноволновой области источника $k < k_M$. Поскольку в этой области турбулентного спектра колебания не заперты в коллапсирующие каверны, нелинейные процессы взаимодействия между ними могут описываться в рамках теории слабой турбулентности, при этом конечное время жизни плазмонов из-за их быстрого рассеяния на возмущениях плотности плазмы можно упрощенно учитывать через затухание временных корреляционных функций.

Динамические уравнения для амплитуд

Представим электрическое поле колебаний и возмущение плотности плазмы в виде

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \sum_{\sigma} \int \mathbf{e}_k^{\sigma} E_k^{\sigma}(t) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r} - i\omega_k^{\sigma} t} d^3 k,$$

$$\delta n(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int \delta n_k e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}} d^3 k,$$

где \mathbf{e}_k^{σ} и ω_k^{σ} – собственные частоты и векторы поляризации линейных мод плазмы, E_k^{σ} – их медленно меняющиеся амплитуды, а σ указывает на ветвь, которой они принадлежат. Генерация электромагнитных t -волн с частотой $\approx \omega_p$ в процессе рассеяния

l -волн на флуктуациях плотности плазмы описывается уравнением

$$\frac{\partial E_k^t}{\partial t} = -\frac{i}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{(\partial \Lambda^t / \partial \omega)_{\omega_k^t}} \times \int \delta n_{k-q} E_q^l F_{k,q}^l e^{i(\omega_k^t - \omega_q^l) t} d^3 q,$$

$$\Lambda^t(\mathbf{k}, \omega) = |\mathbf{k} \cdot \mathbf{e}_k^t|^2 - k^2 + \omega^2 \mathbf{e}_k^* \hat{\boldsymbol{\epsilon}}(\mathbf{k}, \omega) \mathbf{e}_k^t,$$

$$F_{k,q}^l = \mathbf{e}_k^* \hat{\mathbf{T}}_q^l \mathbf{e}_q^l, \quad \hat{\mathbf{T}}_k^{\sigma} = (\omega_k^{\sigma})^2 (\hat{\mathbf{I}} - \hat{\boldsymbol{\epsilon}}_k^{\sigma}),$$

где $\hat{\boldsymbol{\epsilon}}(\mathbf{k}, \omega)$ – тензор диэлектрической проницаемости плазмы, $\Omega = \frac{\omega_c}{\omega_p}$ – безразмерная

циклотронная частота электронов, а $\hat{\mathbf{I}}$ – единичная матрица. Уравнение для нелинейного процесса слияния верхнегибридных колебаний $l+l \rightarrow t$ с образованием электромагнитной волны в окрестности удвоенной плазменной частоты имеет следующий вид:

$$\frac{\partial E_k^t}{\partial t} = -\frac{1}{2(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{(\partial \Lambda^t / \partial \omega)_{\omega_k^t}} \times \int \frac{E_{k_1}^l E_{k_2}^l}{\omega_{k_1}^l \omega_{k_2}^l} G_{k,k_1,k_2}^{ill} e^{i(\omega_k^t - \omega_{k_1}^l - \omega_{k_2}^l) t} \times \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) d^3 k_1 d^3 k_2,$$

$$G_{k,k_1,k_2}^{\sigma\sigma'\sigma''} = \frac{\omega_+}{\omega_{k_1}^{\sigma'}} (\mathbf{e}_k^* \hat{\mathbf{T}}_{k_2}^{\sigma''} \mathbf{e}_{k_2}^{\sigma''}) (\mathbf{k}_1 \hat{\mathbf{T}}_{k_1}^{\sigma'} \mathbf{e}_{k_1}^{\sigma'}) + \frac{\omega_+}{\omega_{k_2}^{\sigma''}} (\mathbf{e}_k^* \hat{\mathbf{T}}_{k_1}^{\sigma'} \mathbf{e}_{k_1}^{\sigma'}) (\mathbf{k}_2 \hat{\mathbf{T}}_{k_2}^{\sigma''} \mathbf{e}_{k_2}^{\sigma''}) + \mathbf{e}_k^* \hat{\mathbf{T}}_+^{\sigma} \mathbf{g},$$

$$\mathbf{g} = \mathbf{k}_2 (\mathbf{e}_{k_2}^{\sigma''} \hat{\mathbf{T}}_{k_1}^{\sigma'} \mathbf{e}_{k_1}^{\sigma'}) + (\mathbf{k}_2 \hat{\mathbf{T}}_{k_1}^{\sigma'} \mathbf{e}_{k_1}^{\sigma'}) \times \left[\hat{\mathbf{T}}_{k_2}^{\sigma''} \cdot \mathbf{e}_{k_2}^{\sigma''} - \left(1 - \frac{\Omega^2}{(\omega_{k_2}^{\sigma''})^2} \right) \mathbf{e}_{k_2}^{\sigma''} \right] + (\mathbf{k}_1, \sigma' \leftrightarrow \mathbf{k}_2, \sigma''),$$

$$\omega_+ = \omega_{k_1}^{\sigma'} + \omega_{k_2}^{\sigma''}.$$

Все частоты здесь измеряются в единицах ω_p , волновые числа – в ω_p/c , а амплитуды E_k^{σ} – в $mc\omega_p/e(c/\omega_p)^3$.

Статистическое усреднение

Согласно работе [19] будем проводить статистическое усреднение динамических уравнений, считая, что плазменные колебания из длинноволновой области турбулентности при рассеянии на случайно распо-

ложенных возмущениях плотности плазмы стохастически меняют фазу с характерной частотой

$$v = \omega_p \frac{W^l}{nT}.$$

В этом случае корреляционная функция для электрических полей плазменных волн имеет вид

$$\langle E_k^l(t) E_q^{*l}(t') \rangle = I_k^l \delta(\mathbf{k} - \mathbf{q}) e^{-v|t-t'|}.$$

Средняя энергия турбулентности тогда может быть представлена в виде

$$\frac{W^l}{nmc^2} = \int W_k^l d^3k,$$

где

$$W_k^l = \frac{1}{2(2\pi)^3 \omega_k^l} \left(\frac{\partial \Lambda^l}{\partial \omega} \right)_{\omega_k^l} I_k^l.$$

После усреднения по случайным фазам

$$\frac{\partial W_k^l}{\partial t} = \frac{\left(\frac{\partial \Lambda^l}{\partial \omega} \right)_{\omega_k^l}}{2(2\pi)^3 \omega_k^l} \int \left\langle E_{k'}^{l*} \frac{\partial E_k^l}{\partial t} + E_k^l \frac{\partial E_{k'}^{l*}}{\partial t} \right\rangle d^3k'$$

для мощности генерации электромагнитного излучения с частотой $\sim \omega_p$ получаем выражение

$$\frac{dW_k^l}{dt} = \frac{1}{\omega_k^l \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial \omega} \right)_{\omega_k^l}} \times \int \frac{|\delta n_{k-q}|^2 W_q^l |F_{k,q}|^2}{\left(\frac{\partial \Lambda}{\partial \omega} \right)_{\omega_q^l} \left[\left(\omega_k^l - \omega_q^l \right)^2 + v^2 \right]} d^3q,$$

где спектральная плотность возмущений плотности нормирована условием

$$\left\langle \frac{\delta n^2}{n^2} \right\rangle = \int |\delta n_k|^2 d^3k.$$

В случае излучения на второй гармонике плазменной частоты уравнение для спектральной плотности энергии взаимодействующих волн принимает вид

$$\frac{\partial W_k^l}{\partial t} = P_k - 2\gamma_k W_k^l, \quad (1)$$

где P_k – мощность спонтанной эмиссии за счет процессов слияния $l+l \rightarrow t$, γ_k – нелинейный декремент затухания электромагнитных волн за счет процессов распада $t \rightarrow l+l$. Под t -волнами мы подразумеваем оба типа электромагнитных мод (обыкновенная и необыкновенная), которые могут возбуждаться в замагниченной плазме. Поскольку в длинноволновой области турбу-

лентного спектра фазовые скорости верхнегибридных колебаний значительно превышают тепловую скорость плазменных электронов, мы можем вычислить вероятности трехволновых процессов в приближении холодной плазмы. Безразмерные величины P_k и γ_k в этом приближении имеют вид

$$P_k = \frac{2\pi}{\omega_k^l \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial \omega} \right)_{\omega_k^l}} \times \int \frac{W_{k_1}^l W_{k_2}^l |G_{k,k_1,k_2}^{ll}|^2 \Delta_{k,k_1,k_2}}{\omega_{k_1}^l \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial \omega} \right)_{\omega_{k_1}^l} \omega_{k_2}^l \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial \omega} \right)_{\omega_{k_2}^l}} \times \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2) d^3k_1 d^3k_2,$$

$$\gamma_k = \frac{1}{\omega_k^l \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial \omega} \right)_{\omega_k^l}} \times \int \frac{W_{k_2}^l \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2)}{\omega_{k_1}^l \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial \omega} \right)_{\omega_{k_1}^l} \omega_{k_2}^l \left(\frac{\partial \Lambda}{\partial \omega} \right)_{\omega_{k_2}^l}} \times \left[\frac{-iG_{k,k_1,k_2}^{ll} G_{k_1,-k_2,k}^{ll} + c. c.}{\omega_{k_1}^l + \omega_{k_2}^l - \omega_k^l - iv} \right] d^3k_1 d^3k_2.$$

В отличие от аналогичных расчетов эмиссии плазмы на второй гармонике плазменной частоты [44], основанных на стандартной теории слабой турбулентности, мы учитываем модельное затухание двухвременной корреляционной функции электрических полей. Это затухание вводится для описания конечного времени жизни верхнегибридных плазмонов за счет их рассеяния на флуктуациях плотности плазмы с характерной частотой $v = W^l/(nT)$. Это приводит к корреляционному уширению резонанса $\omega_k^l - \omega_{k_1}^l - \omega_{k_2}^l = 0$, которое описывается функцией

$$\Delta_{k,k_1,k_2} = \frac{2v/\pi}{\left(\omega_k^l - \omega_{k_1}^l - \omega_{k_2}^l \right)^2 + 4v^2}.$$

Эта формула показывает, что ширина частотного спектра электромагнитного излучения существенно зависит не только от тепловых и магнитных добавок к линейному закону дисперсии взаимодействующих плазменных мод, но и от энергии турбулентности. Для учета эффекта конечной температуры мы модифицируем собственные частоты и собственные векторы линейных плазменных мод, но пренебрежем модификациями в нелинейном токе G_{k,k_1,k_2}^{ll} , который

гораздо менее чувствителен к тепловым поправкам, чем резонансный знаменатель Δ_{k,k_1,k_2} . Такой подход позволяет качественно описать влияние конечной температуры на ширину спектра излучения без дополнительных усложнений в процедуре вычисления интегральной мощности, которая в силу зависимости от модели турбулентности носит характер оценки по порядку величины. Таким образом, для определения ω_k^σ мы используем гидродинамический подход, в котором влияние температуры электронов учитывается через введение дополнительной силы со стороны градиента давления, и численно решаем дисперсионное уравнение с диэлектрическим тензором:

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xx} &= 1 - A \left(1 - \frac{k_{\parallel}^2 V_T^2}{\omega^2} \right), \\ \varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} &= i \frac{\Omega}{\omega} A \left(1 - \frac{k_{\parallel}^2 V_T^2}{\omega^2} \right), \\ \varepsilon_{yy} &= 1 - A \left(1 - \frac{k^2 V_T^2}{\omega^2} \right), \\ \varepsilon_{xz} = \varepsilon_{zx} &= -A \frac{k_{\parallel} k_{\perp} V_T^2}{\omega^2}, \\ \varepsilon_{yz} = -\varepsilon_{zy} &= -i \frac{\Omega}{\omega} A \frac{k_{\parallel} k_{\perp} V_T^2}{\omega^2}, \\ \varepsilon_{zz} &= 1 - A \left(1 - \frac{k_{\perp}^2 V_T^2 + \Omega^2}{\omega^2} \right), \\ A &= \left(\omega^2 - \Omega^2 - k^2 V_T^2 + \frac{\Omega^2}{\omega^2} k_{\parallel}^2 V_T^2 \right)^{-1}, \end{aligned}$$

где $V_T^2 = 3T / (m_e c^2)$, магнитное поле направлено вдоль z , $\mathbf{k} = (k_{\perp}, 0, k_{\parallel})$ – волновой вектор с длиной $k = (k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2)^{1/2}$.

Если длина пробега генерируемых электромагнитных волн превышает характерный размер удерживаемой плазмы $l_k = v_g / \gamma_k > l$ (v_g – групповая скорость электромагнитной волны), процессы распада $t \rightarrow l + l$ не играют роли, и вторым слагаемым в (1) можно пренебречь. Тогда в случае азимутально симметричной турбулентности спектральная мощность излучения в единицах $nm_e c^2$ дается интегралом

$$\frac{dP}{d\omega} = 2\pi \int_0^\pi \sin \theta d\theta \left(\frac{k^2}{d\omega/dk} P_k \right)_{k(\omega)},$$

где $k(\omega)$ является решением уравнения $\omega = \omega'_k$, а θ – полярным углом вектора k .

Сравнение с экспериментом в плазме средней плотности

Вычислим мощность электромагнитного излучения турбулентной плазмы при тех параметрах, которые характерны для экспериментов по взаимодействию мощных электронных пучков с плазмой на установке ГОЛ-3. В режиме, когда плотность плазмы в установке составляет $n = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, отношение циклотронной и плазменной частот – $\Omega = 0,8$, а температура электронов достигает $T = 1-2 \text{ кэВ}$, измеряемая в эксперименте мощность излучения вблизи второй гармоники плазменной частоты оценивается на уровне $0,1-1 \text{ кВт/см}^{-3}$.

Для получения теоретической оценки мощности излучения будем использовать описанную выше модель турбулентного спектра, в которой ленгмюровская турбулентность изотропно заполняет спектральную область $k \in (0,1; 2,45) \omega_p / c$ и имеет энергию $W/nT = 0,01$ при характерном значении температуры $T = 1 \text{ кэВ}$. Кроме того, в случае, когда турбулентность возбуждается пучком, в спектре имеется довольно узкая область резонансных с пучком колебаний, энергия которых составляет около 5 % от энергии нерезонансных волн. Будем считать, что эти колебания заполняют следующую спектральную область: $k \in (1,1; 1,3)$ и $\theta \in (0; 0,3)$. Результат вычисления спектральной мощности $dP/d\omega$ излучения обыкновенной и необыкновенной электромагнитных волн вблизи удвоенной плазменной частоты при таких параметрах представлен на рис. 14, при этом для оценки вклада резонансных волн приведены также расчеты, в которых учитывается только изотропная часть спектра.

Из рис. 14, c, f видно, что проинтегрированная по частоте мощность излучения x -моды более чем в 2 раза превышает мощность излучения o -моды, а их суммарная мощность составляет порядка 2 кВт/см^{-3} , что согласуется с экспериментальными дан-

ными. Резонансные колебания при этом дают незначительный вклад в излучение x -моды и существенно увеличивают мощность излучения обыкновенной волны. Из формы спектра видно также, что основной вклад в излучение дают почти потенциальные ленгмюровские колебания, которые лежат на участке верхнегибридной ветви с $\omega > \omega_p$. Угловое распределение мощности $dP/d\omega d\theta$ показывает, что излучение как обыкновенных (рис. 14, d, e), так и необыкновенных (рис. 14, a, b) волн направлено преимущественно поперек внешнего магнитного поля.

Предположим, что длинноволновые флуктуации плотности тоже сконцентрированы в области источника, а их характерная амплитуда определяется балансом между давлением плазмы и ВЧ давлением плазменных колебаний

$$\left\langle \frac{\delta n^2}{n^2} \right\rangle \approx \left(\frac{W^l}{nT} \right)^2,$$

тогда расчеты мощности излучения вблизи плазменной частоты при аналогичных параметрах дают следующий результат (рис. 15).

Поскольку рассеяние на флуктуациях плотности сохраняет частоту, длинноволновые верхнегибридные колебания в до-

статочно сильных магнитных полях могут конвертироваться только в обыкновенные моды. Это объясняет, почему наблюдаемое в эксперименте излучение вблизи плазменной частоты поляризовано вдоль внешнего магнитного поля. Интегральная по спектру мощность излучения сопоставима с мощностью излучения вблизи второй гармоники, однако сравнение этого результата с экспериментом затруднено в связи с высокой чувствительностью этого излучения к профилю плотности плазмы, который может существенно меняться как от выстрела к выстрелу, так и в течение одного выстрела. Формально в угловом распределении мощности излучения доминируют волны, распространяющиеся под малыми углами к магнитному полю и сосредоточенные в малой окрестности ω_p . Нужно понимать, что эта часть обыкновенной ветви является потенциальной и выход таких колебаний из плазмы весьма затруднен. При некотором удалении от частоты ω_p , где колебания действительно можно считать электромагнитными, излучение направлено преимущественно поперек магнитного поля.

Таким образом, упрощенная модель спектра, развитая для описания сильной ленгмюровской турбулентности в замагниченной

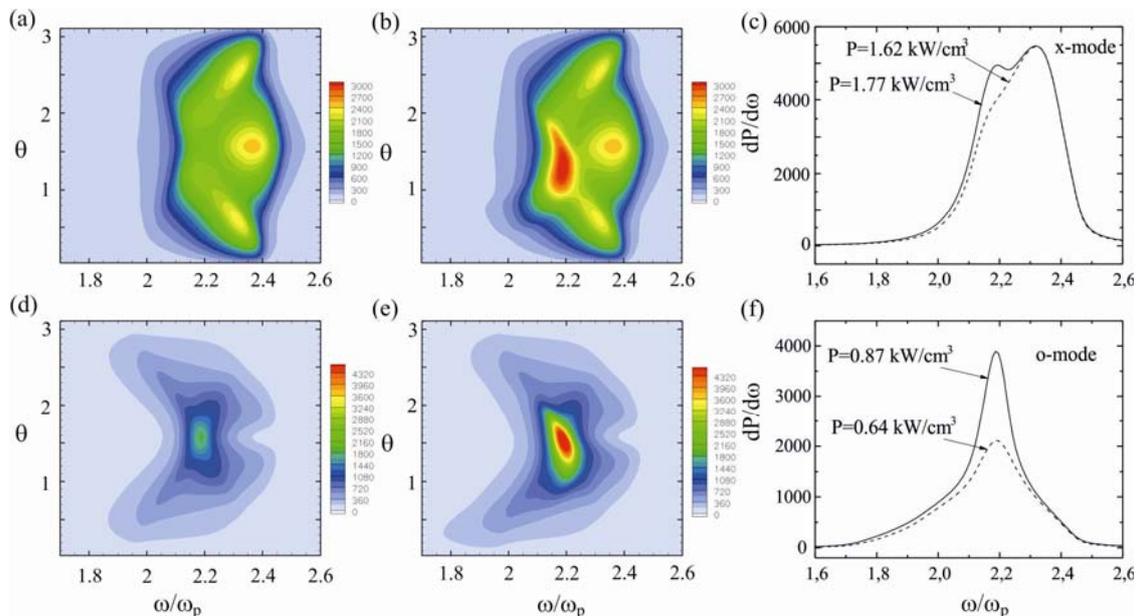


Рис. 14. Угловое распределение мощности излучения $dP/d\omega d\theta$ необыкновенной волны при изотропном спектре турбулентности (a) и в присутствии резонансных с пучком волн (b). $dP/d\omega d\theta$ для обыкновенной волны при изотропном спектре турбулентности (d) и в присутствии резонансных с пучком волн (e). Мощность излучения $dP/d\omega$ необыкновенной (c) и обыкновенной (f) волн (в присутствии резонансных волн – сплошная линия, изотропный спектр – пунктирная линия)

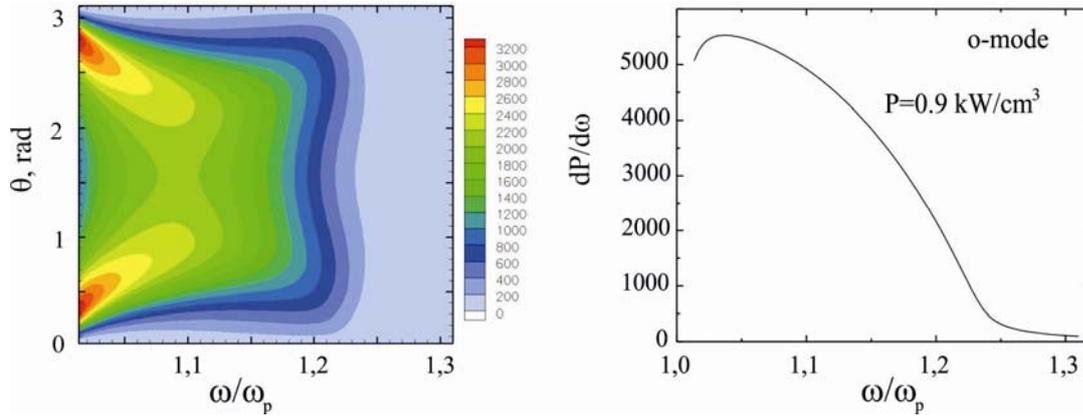


Рис. 15. Угловое $dP/d\omega d\theta$ и спектральное $dP/d\omega$ распределение мощности излучения обыкновенной волны вблизи ω_p

плазме и использующая предположение о постоянстве накачиваемой пучком мощности, объясняет основные качественные особенности генерации излучения вблизи удвоенной плазменной частоты, которые наблюдаются в экспериментах по инъекции мощного электронного пучка в плазму на открытой ловушке ГОЛ-3. С одной стороны, модель позволяет связать наблюдаемые в эксперименте вспышки излучения длительностью 2–10 нс с отдельными актами коллапса. С другой стороны, предсказываемый моделью уровень турбулентности оказывается достаточно высок, для того чтобы экспериментально измеренное значение излучаемой мощности находилось в согласии с теоретическим расчетом, учитывающим генерацию излучения в длинноволновой области турбулентности. Полученное в расчетах соотношение между мощностью излучения обыкновенной и необыкновенной электромагнитных волн также находится в хорошем согласии с экспериментальными данными.

Генерация терагерцового излучения в плотной турбулентной плазме

Оценка максимальной мощности терагерцового излучения в пучково-плазменных экспериментах на ГОЛ-3

Пучково-плазменные эксперименты на открытых ловушках показали, что релятивистский электронный пучок с характерной

энергией $E_b = 1$ МэВ и плотностью тока $j_b = 1\text{--}3 \text{ кА/см}^2$ при инъекции в плазму с плотностью $n = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ теряет около $\Delta E/E_b = 30\text{--}40\%$ своей энергии на длине порядка $L = 1$ м. Это означает, что средняя плотность мощности, накачиваемая пучком в плазменную турбулентность, может оцениваться как

$$P_b = \frac{v_b(0)n_b E_b(0) - v_b(L)n_b E_b(L)}{L} \approx \frac{j_b \Delta E}{eL}. \quad (2)$$

Здесь мы пренебрегли изменением скорости пучка ($v_b(0) = v_b(L)$) в процессе его движения в плазме и выразили плотность пучка n_b через плотность тока $j_b = en_b v_b(0)$. Таким образом, при характерных экспериментальных параметрах средний уровень мощности пучковой накачки достигает величины 10 МВт/см^3 . Скорость энергопотерь пучка на этой длине, должна быть сильно неоднородной. Оценку для максимально достижимой мощности накачки можно получить, зная, что значительная часть энергии пучка идет на возбуждение когерентного волнового пакета большой амплитуды на входе в плазму. Поскольку на длине пакета $l \sim v_b/\Gamma$ пучок замедляется на $\Delta v \sim v_b \Gamma/\omega_p$ [42], где $\Gamma \approx (0,7\omega_p/\gamma_b)(n_b/n)^{1/3}$ – инкремент двухпоточковой неустойчивости, а γ_b – релятивистский фактор пучка, пиковая мощность энергопотерь пучка достигает значения 100 МВт/см^3 . Эта оценка получается из

формулы (2), если заменить в ней ΔE и L на величины $\gamma_b^3 m v_b \Delta v$ и l соответственно. Таким образом, если только 1 % накачиваемой в турбулентность энергии сможет конвертироваться в электромагнитное излучение, удельная мощность эмиссии электромагнитных волн в обсуждаемых экспериментах достигнет уровня 1 МВт/см³. Такой уровень конверсии уже наблюдался в недавних экспериментах [27; 28] в режиме со средней плотностью плазмы $n = 2 \cdot 10^{14}$ см⁻³. Это позволило нам предположить, что в более плотной плазме возбуждаемая пучком турбулентность также может стать эффективным источником мощного электромагнитного излучения. Наша цель состоит в вычислении как эффективности конверсии, так и абсолютных значений мощности излучения для случая, когда электромагнитная эмиссия плазмы на второй гармонике происходит в терагерцовом диапазоне частот.

Поскольку предсказания описанной выше теоретической модели обнаружили хорошее согласие с экспериментальными результатами, полученными на установке ГОЛ-3 в режиме с низкой плотностью плазмы, мы будем использовать данную модель для изучения спектральных и угловых характеристик генерируемого излучения во всем диапазоне параметров, доступном для пучково-плазменных экспериментов на открытых ловушках.

Результаты расчетов эмиссии из плотной плазмы

Исследуем спектральные и угловые характеристики излучения вблизи второй гармоники плазменной частоты для различных режимов пучково-плазменного взаимодействия, которые могут быть реализованы в открытых ловушках. Будем варьировать плотность плазмы от $2 \cdot 10^{14}$ до $5 \cdot 10^{15}$ см⁻³ для различных фиксированных значений энергии турбулентности $W/nT = 0,01, 0,05, 0,1$ и при фиксированных параметрах $T = 1$ кэВ и $\Omega = 0,2$ (см. [21]).

Мы предполагаем, что область источника в турбулентном спектре содержит анизотропную популяцию резонансных волн, непосредственно накачиваемых пучком, и изотропную популяцию нерезонансных волн, возникающих в процессе рассеяния возбуж-

даемых пучком колебаний на флуктуациях плотности плазмы. В расчетах изотропная часть равномерно заполняет спектральную область $kc/\omega_p \in (0, 1, k_m c/\omega_p)$, в которой верхний предел соответствует характерному волновому числу модуляционной неустойчивости $k_m \approx \sqrt{W/nT}/r_D$, а нижняя граница исключает из рассмотрения колебания с длинами волн, превышающими характерный размер плазмы. Согласно выбранной нами модели турбулентного спектра резонансные колебания содержат малую часть волновой энергии (10 %) и занимают область $kc/\omega_p \in (1, 1, 1, 3)$ и $\theta \in (0, 0, 3)$.

Результаты одного из расчетов спектральной мощности электромагнитной эмиссии $dP/(d\omega d\theta)$, относящихся к режиму с $W/nT = 0,05$ и $n = 3 \cdot 10^{15}$ см⁻³, представлены на рис. 16, *a* для необыкновенной *x*-моды и на рис. 16, *b* для обыкновенной *o*-моды.

Видно, что для *x*-моды наибольший вклад в спектральную мощность $dP/d\omega$ дает область углов вблизи $\theta = 30^\circ$ и 150° , а в случае *o*-моды наиболее интенсивное излучение направлено поперек магнитного поля. Что касается длины пробега генерируемого излучения l_k , то при выбранной плотности она минимальна для волн, распространяющихся вдоль магнитного поля независимо от их поляризации, и составляет 20–40 см (рис. 16, *c, d*). При поперечном распространении волн длина их пробега возрастает до 90 см для *o*-моды и до 3 м для *x*-моды. При уменьшении плотности плазмы длина пробега излучения монотонно увеличивается, поэтому в интересующем нас диапазоне $n = (0, 2-5) \cdot 10^{15}$ см⁻³ электромагнитное излучение, генерируемое внутри плазменного столба с типичным для пучково-плазменных экспериментов диаметром 5–6 см, свободно выходит из плазменного объема и может быть использовано для различных приложений.

Выясним теперь, как частотный спектр излучения зависит от плотности плазмы. В нашей модели форма частотного спектра в единицах ω_p (рис. 17), описываемая проинтегрированной по углу спектральной плотностью мощности $dP/d\omega$, зависит только от уровня турбулентности W/nT , поэтому частота генерируемого излучения f , соответ-

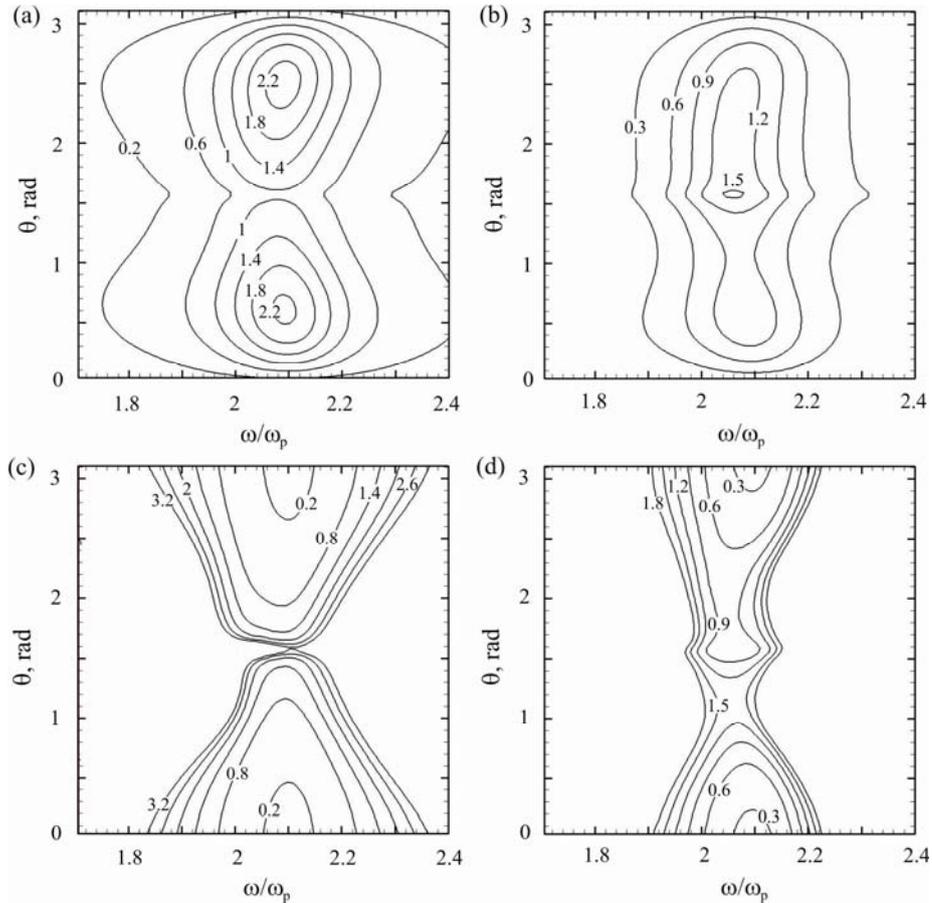


Рис. 16. Спектральная мощность излучения $dP/(d\omega d\theta)$ (в МВт/рад/см³) для x -моды (а) и o -моды (б).
Длина пробега излучения (в метрах) для x -моды (с) и o -моды (д)

ствующая максимальному значению функции $dP/d\omega$, и ширина частотного спектра Δf на полувысоте $dP/d\omega$ при фиксированном параметре W/nT имеют следующую зависимость от плотности плазмы:

$$f, \Delta f \propto n^{1/2}.$$

Как видно из рис. 18, а, б, повышение уровня турбулентности мало влияет на величину f , но значительно увеличивает ширину частотного спектра излучения. Это означает, что при выбранных параметрах плазмы именно корреляционное уширение резонансов, связанное с быстрым рассеянием плазмонов на флуктуациях плотности плазмы, определяет ширину спектра электромагнитных волн.

Обратимся теперь к расчетам величины интегральной по спектру мощности спонтанной эмиссии из единицы объема плазмы. Ее значение вычисляется путем интегрирования спектральной мощности $dP/d\omega$ по

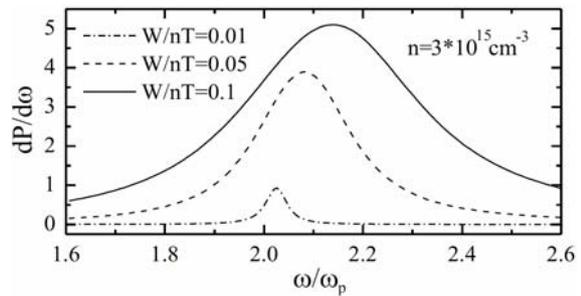


Рис. 17. Спектральная мощность излучения в окрестности второй гармоники плазменной частоты $dP/d\omega$ (в МВт/см³) для различных значений энергии турбулентности W/nT

частотному диапазону $\omega/\omega_p \in (1,6, 2,6)$ и суммированием по всем поляризациям электромагнитных волн. Из рис. 19 видно, что при фиксированном значении W/nT эта мощность растет как $P \propto n^{3/2}$ с увеличением

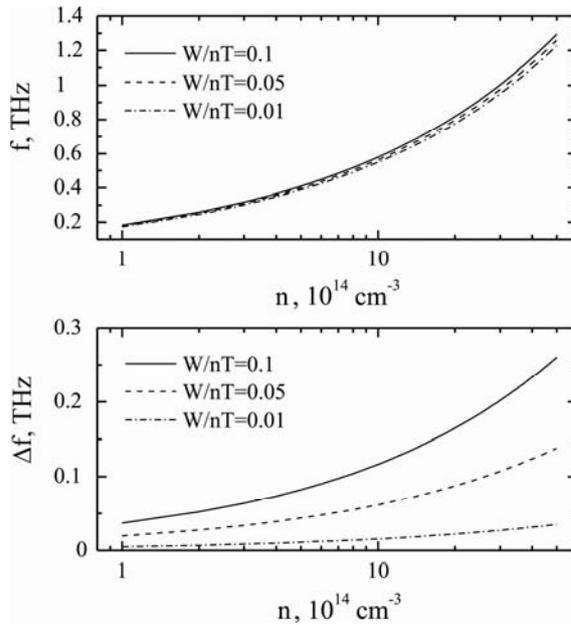


Рис. 18. Зависимости f и Δf от плотности плазмы для различных значений энергии турбулентности W/nT

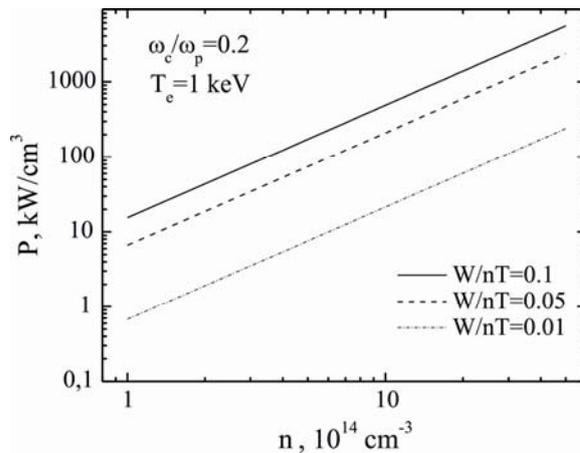


Рис. 19. Зависимость интегральной мощности электромагнитной эмиссии от плотности плазмы при различных значениях энергии турбулентности W/nT

плотности плазмы и в режиме с $n = 3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $W/nT = 0,05$ достигает величины 1 МВт/см^3 . Заметим также, что эти расчеты адекватно описывают результаты недавних экспериментов [26], проведенных при гораздо более сильном магнитном поле $\Omega = 0,8$. Действительно, уровень электромагнитной эмиссии в 1 кВт/см^3 , экспериментально наблюдаемый в режиме $n = 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $W/nT = 0,01$, хорошо воспроиз-

водится расчетами, представленными на рис. 19.

Сравнение с результатами, относящимися к плазме с низкой плотностью, показывает, что внешнее магнитное поле увеличивает ширину спектра электромагнитного излучения, но практически не влияет на величину интегральной мощности. Поскольку мощность накачки имеет такую же зависимость от плотности плазмы, как и мощность излучения, эффективность конверсии $\varepsilon = P/P_b$ в нашей модели полностью определяется энергией турбулентности. Для $W/nT = 0,05$ эта эффективность оценивается на уровне $\varepsilon \approx 1 \%$.

Следует отметить, что высокий уровень энергии турбулентности $W/nT = 0,05$, необходимый для генерации терагерцового излучения с мощностью 1 МВт/см^3 , может быть достигнут в существующих экспериментальных условиях на установке ГОЛ-3. Действительно, для пучка с энергией 1 МэВ и плотностью тока $1,5 \text{ кА/см}^2$ мощность накачки может достичь необходимого уровня 100 МВт/см^3 внутри области наиболее интенсивного пучково-плазменного взаимодействия, где возбуждаются когерентные волновые пакеты большой амплитуды. Поскольку длина такого пакета оценивается как $l \sim v_b/\Gamma \approx 1\text{--}3 \text{ см}$, максимальная мощность терагерцового излучения в этих экспериментах может достигать значений $30\text{--}100 \text{ МВт}$. Столь высокая локализация волновой энергии, как показывает численное моделирование [43], может возникать при инъекции пучка в однородный участок плазмы через достаточно резкую границу.

Направление выхода излучения из плазменного столба как функция плотности плазмы

Описанные выше эксперименты показали, что угол эмиссии генерируемых электромагнитных волн существенно меняется по мере возрастания плотности плазмы от значения $n = 2 \cdot 10^{14}$ до $n = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Если в разряженной плазме излучение на второй гармонике плазменной частоты направлено преимущественно поперек плазменного столба, то в плотной плазме оно эмитируется под острым углом, что позволяет значительной части его энергии

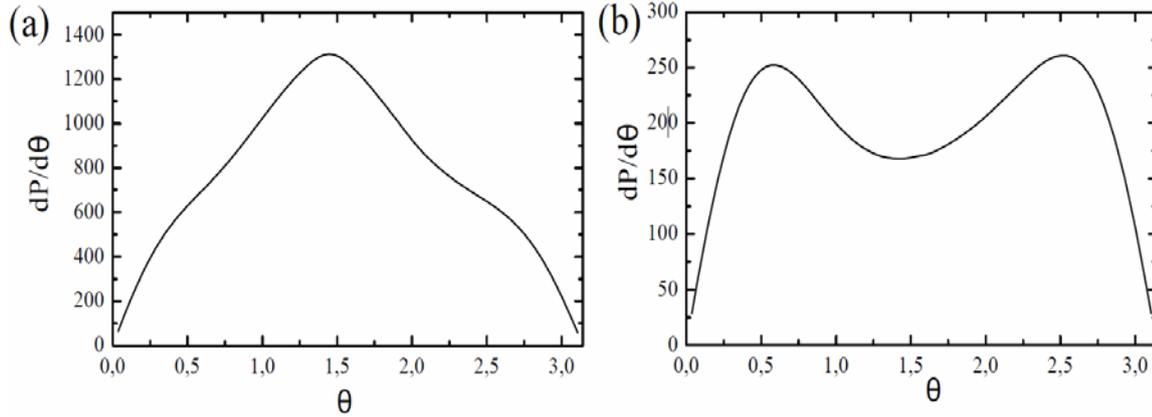


Рис. 20. Угловое распределение усредненного по поляризациям мощности излучения вблизи второй гармоники плазменной частоты в разреженной $n = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (а) и плотной $n = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ плазме (б)

выходить в продольном направлении. Оказалось, что эта тенденция качественно согласуется с теоретическими предсказаниями.

Мощность излучения в теоретической модели существенно зависит от уровня турбулентности, отношения циклотронной и плазменной частот электронов и характерного размера длинноволновой области турбулентного спектра, в которой сосредоточена волновая энергия. Проследим, как меняются эти параметры с ростом плотности плазмы при неизменных параметрах пучка и магнитного поля. Если плазма с плотностью $n = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ нагревается электронным пучком до характерной температуры 1 кэВ и удерживается сильным магнитным полем, при котором отношение циклотронной и плазменной частот определяется значением 0,8, то энергия турбулентности достигает уровня $W/nT = 0,01$, а область источника простирается до волнового числа $k_m c / \omega_p = 2,5$. Если же мы повышаем плотность до $n = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, то переходим в режим с более слабым относительным магнитным полем $\Omega = 0,2$ и более низкой температурой 100 эВ. В таком режиме энергия турбулентности устанавливается на том же уровне $W/nT = 0,01$, но сосредоточена в более широкой области волновых чисел $k_m c / \omega_p < 4$.

Вычисления углового распределения мощности излучения с помощью нашей теоретической модели показывают, что направление наиболее интенсивной эмиссии

электромагнитных волн действительно меняется с изменением плотности плазмы с поперечного на косое (рис. 20), что качественно объясняет возможность существенного усиления электромагнитного сигнала на выходном торце ловушки в режиме плотной плазмы.

Заключение

В ходе многолетних исследований взаимодействия мощных релятивистских электронных пучков с плазмой в вращающемся магнитном поле было однозначно установлено, что возбуждение электронных плазменных колебаний и, как следствие, энерговыделение пучка в плазме сосредоточено на начальном участке движения пучка по плазменному столбу. Регистрация эмиссии из такой пучково-плазменной системы на частотах 100–500 ГГц (миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны длин волн) также продемонстрировала локализацию генерации такого излучения на первом метре пути пучка по плазменному столбу.

В серии экспериментов по взаимодействию электронного пучка с плотностью тока $j_e \sim 1 \text{ кА/см}^2$ с плазмой плотностью в диапазоне $n \approx 10^{14} \div 10^{15} \text{ см}^{-3}$ во внешнем квазиоднородном магнитном поле величиной $B = 4,7 \text{ Тл}$ зарегистрирована удельная мощность излучения в диапазоне частот от 180 до 300 ГГц на уровне $0,8 \text{ кВт} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$. Для диапазона частот от 400 до 500 ГГц эта характеристика излучения достигала значений $0,1 \text{ кВт} \cdot \text{ср}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}$ при плотности плазмы $n_e \approx 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Продemonстрировано, что

повышение плотности плазмы в интервале значений от 10^{14} до 10^{15} см⁻³ приводит к переключению эмиссии излучения из направления, перпендикулярного к магнитному полю, в направлении вдоль оси пучково-плазменной системы.

Анализ спектрального состава и поляризации зарегистрированных потоков излучения, выходящих перпендикулярно к оси пучково-плазменной системы и вдоль нее, соответствуют теоретическим представлениям о накачке пучком в плазме верхнегибридных колебаний, которые в дальнейшем трансформируются в электромагнитное излучение. Теоретическое рассмотрение данной задачи показало, что трансформация верхнегибридных колебаний в электромагнитное излучение реализуется главным образом двумя путями: через прямую конверсию плазменных колебаний на мелко-масштабных градиентах плотности плазмы и через слияние плазменных волн в электромагнитные в условиях высокого уровня турбулентности. Количественные оценки в рамках теоретического описания неплохо совпадают с результатами экспериментов.

Список литературы:

1. *Ginzburg V. L., Zheleznyakov V. V.* On the propagation of electromagnetic waves in the solar corona, taking into account the influence of the magnetic field // *Sov. Astron.* 1958. Vol. 3.
2. *Gurnett D. A., Anderson R. R.* Electron plasma oscillations associated with type III radio bursts // *Science.* 1976. Vol. 194. P. 1159.
3. *Robinson P. A., Cairns I. H., Willes A. J.* Dynamics and efficiency of type III radio emission // *Astrophys. J.* 1994. Vol. 422. P. 870.
4. *Robinson P. A., Cairns I. H.* Fundamental and Harmonic Emission in Type III Solar Radio Bursts – I. Emission at a Single Location or Frequency // *Sol. Phys.* 1998. Vol. 181. P. 363.
5. *Cairns I. H., Menietti J. D.* Stochastic growth of waves over Earth's polar cap // *J. Geophys. Res.* 2001. Vol. 106. P. 29515.
6. *Алтынцев А. Т., Брейзман Б. Н., Еськов А. Г. и др.* Бесстолкновительная релаксация ультрарелятивистского электронного пучка в плазме // *Plasma Phys. and Controll. Nuclear Fusion Research: Proc. of the 4th Intern. Conf. Madison, USA. Vienna, 1971.* Т. 2. С. 309–324.
7. *Абдрашитов Ю. И., Койдан В. С., Коныхов В. В. и др.* Нагрев плазмы релятивистским электронным пучком // *Письма в ЖЭТФ.* 1973. Т. 13. С. 675–679.
8. *Абдрашитов Ю. И., Койдан В. С., Коныхов В. В. и др.* Взаимодействие мощного релятивистского электронного пучка с плазмой в магнитном поле // *ЖЭТФ.* 1974. Т. 66. С. 1324–1337.
9. *Рютов Д. Д.* Исследования по открытым термоядерным системам в Новосибирском институте ядерной физики // *Вопросы атомной науки и техники. Сер. «Термоядерный синтез».* 1978. С. 96–112.
10. *Аржанников А. В., Бурдаков А. В., Койдан В. С. и др.* Увеличение эффективности взаимодействия сильноточного релятивистского электронного пучка с плазмой // *Письма в ЖЭТФ.* 1978. Т. 22. С. 173–176.
11. *Аржанников А. В., Астрелин В. Т., Бурдаков А. В. и др.* Прямое наблюдение аномально низкой продольной электронной теплопроводности во время коллективной релаксации сильноточного релятивистского электронного пучка в плазме // *Письма в ЖЭТФ.* 2003. Т. 77. С. 426–429.
12. *Arzhannikov A. V., Koidan V. S.* Dynamics of a return current induced by the relativistic electron beam in plasma // *Proc. of the 12th Intern. Conf. on Phenomena in Ionized Gases. Eindhoven, 1975.* Vol. 1. P. 278–282.
13. *Burdakov A. V., Postupaev V. V., Sudinikov A. V.* Magneto-hydrodynamically stable plasma with supercritical current density at the axis // *Phys. Plasmas.* 2014. Vol. 21. P. 052507.
14. *Веденов А. А., Рудаков Л. И.* О взаимодействии волн в сплошных средах // *ДАН СССР.* 1964. Т. 159. С. 767–770.
15. *Брейзман Б. Н., Рютов Д. Д., Чеботаев П. З.* Нелинейные эффекты при взаимодействии ультрарелятивистского пучка с плазмой // *ЖЭТФ.* 1972. Т. 62, № 4. С. 1409–1423.
16. *Цытович В. Н.* Теория турбулентной плазмы. М.: Атомиздат, 1971.
17. *Рудаков Л. И.* Коллективное торможение пучка релятивистских электронов в плотной плазменной мишени // *ЖЭТФ.* 1970. Т. 59. С. 2091.
18. *Захаров В. Е.* Основы физики плазмы / Под ред. А. А. Галева, Р. Н. Судана. М.: Атомиздат, 1984. Т. 2.
19. *Кручина Е. Н., Сагдеев Р. З., Шапиро В. Д.* Сильная ленгмюровская турбулент-

- ность как источник радиоизлучения // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32, № 6. С. 443–447.
20. *Timofeev I. V.* Second harmonic electromagnetic emission of a turbulent magnetized plasma driven by a powerful electron beam // *Physics of Plasmas*. 2012. Vol. 19, № 4. P. 044501.
21. *Arzhannikov A. V., Timofeev I. V.* Generation of powerful terahertz emission in a beam-driven strong plasma turbulence // *Plasma Phys. Controlled Fusion*. 2012. Vol. 54, № 10. P. 105004.
22. *Кузелев М. В., Рухадзе А. А., Стрелков П. С.* Плазменная релятивистская СВЧ-электроника / Под ред. А. А. Рухадзе. М.: Изд-во МГТУ, 2002. 543 с.
23. *Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Kalinin P. V. et al.* Subterahertz generation by strong langmuir turbulence at two-stream instability of high current 1-MeV REBs // *Vestnik Novosibirsk State University. Series: Physics*. 2010. Vol. 5. P. 44–49.
24. *Аржанников А. В., Бурдаков А. В., Вячеславов Л. Н. и др.* Диагностический комплекс для исследований генерации субтерагерцового излучения при пучково-плазменном взаимодействии на установке ГОЛ-3 // *Физика плазмы*. 2012. Т. 38, № 6. С. 496–505.
25. *Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Kalinin P. V. et al.* Subterahertz Generation by Magnetized Plasma at Two-stream Instability of High Current 1-MeV REB // *Proc. of 8th Int. Workshop “Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications”*. N. Novgorod, 2011. P. 209–210.
26. *Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Kuznetsov S. A. et al.* Subterahertz emission at strong reb-plasma interaction in multimirror trap GOL-3 // *Fusion Science and Technology*. 2011. Vol. 59, no. 1T. P. 74–77.
27. *Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S. et al.* Experimental and Theoretical Investigations of High Power Sub-Millimeter Wave Emission at Two-Stream Instability of High-Current REB // *Fusion Science and Technology*. 2013. Vol. 61, no. 1T. P. 82–87.
28. *Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S. et al.* Observation of spectral composition and polarization of sub-terahertz emission from dense plasma during relativistic electron beam–plasma interaction // *Physics of Plasmas*. 2014. Vol. 21, no. 8. P. 082106.
29. *Thumm M. K. A., Arzhannikov A. V., Astrelin V. T. et al.* Generation of High-Power Sub-THz Waves in Magnetized Turbulent Electron Beam Plasmas // *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*. 2014. Vol. 35, no. 1. P. 81–90.
30. *Arzhannikov A. V., Thumm M. K. A., Burdakov A. V. et al.* Two Ways for High-Power Generation of Subterahertz Radiation by Usage of Strong Relativistic Electron Beams // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2015. Vol. 5, no. 3. P. 478–485.
31. *Arzhannikov A. V., Burdakov A. V., Burmasov V. S. et al.* Dynamics and Spectral Composition of Subterahertz Emission From Plasma Column Due to Two-Stream Instability of Strong Relativistic Electron Beam // *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*. 2016. Vol. 6, no. 2. P. 245–252.
32. *Burdakov A. V., Arzhannikov A. V., Burmasov V. S. et al.* Microwave Generation During 100 keV Electron Beam Relaxation in GOL-3 // *Fusion Science and Technology*. 2013. Vol. 63. P. 286–288.
33. *Willes A. J., Robinson P. A., Melrose D. B.* Second harmonic electromagnetic emission via Langmuir wave coalescence // *Physics of Plasmas*. 1996. Vol. 3, no. 1. P. 149.
34. *Freund H. P., Papadopoulos K.* Spontaneous emission of radiation from localized Langmuir perturbation // *Physics of Fluids*. 1980. Vol. 23, no. 4. P. 732.
35. *Akimoto K., Rowland H. L., Papadopoulos K.* Electromagnetic radiation from strong Langmuir turbulence // *Physics of Fluids*. 1988. Vol. 31, no. 8. P. 2185.
36. *Yoon P. H., Gaelzer R., Umeda T. et al.* Harmonic Langmuir waves. I. Nonlinear dispersion relation // *Physics of Plasmas*. 2003. Vol. 10, no. 2. P. 364.
37. *Galeev A. A., Sagdeev R. Z., Shapiro V. D., Shevchenko V. I.* Langmuir turbulence and dissipation of high-frequency energy // *JETP*. – 1977. Vol. 46, no. 4. P. 711.
38. *Robinson P. A.* Nonlinear wave collapse and strong turbulence // *Reviews of Modern Physics*. 1997. Vol. 69, no. 2. P. 507–574.
39. *Galeev A. A., Sagdeev R. Z., Shapiro V. D., Shevchenko V. I.* Effect of acoustic turbulence on the collapse of Langmuir waves // *JETP Lett*. 1976. Vol. 24, no. 1. P. 25–29.
40. *Main W., Benford G.* A model of strong beam–plasma turbulence // *Physics of Fluids B: Plasma Physics*. 1989. Vol. 1, no. 12. P. 2479.

41. *Degtyarev L. M., Sagdeev R. Z., Solov'ev G. I. et al.* Critical problems in the theory of strong Langmuir turbulence; comparison of analytical and numerical models // JETP. 1989. Vol. 68, no. 5. P. 975.

42. *Timofeev I. V., Lotov K. V.* Relaxation of a relativistic electron beam in plasma in the trapping regime // Physics of Plasmas. 2006. Vol. 13, no. 6. P. 062312.

43. *Timofeev I. V., Terekhov A. V.* Simulations of turbulent plasma heating by powerful electron beams // Physics of Plasmas. 2010. Vol. 17, no. 8. P. 083111.

44. *Willes A. J., Melrose D. B.* The polarization of second harmonic coronal type III bursts // Sol. Phys. 1997. Vol. 171. P. 393–418.

Материал поступил в редколлегию 16.11.2016

A. V. Arzhannikov, I. V. Timofeev

*Novosibirsk State University
2 Pirogov Str., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

*Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS
11 Acad. Lavrentiev Ave., Novosibirsk, 630090, Russian Federation*

A.V.Arzhannikov@inp.nsk.su, timofeev@ngs.ru

INTENSE BEAM-PLASMA INTERACTION AS A SOURCE OF SUB-MILLIMETER RADIATION

Results of experimental and theoretical studies on the spectral content and polarization of sub-millimeter radiation generated in a dense (10^{14} – 10^{15} cm⁻³) magnetized plasma by a high-power ($\sim 10^{10}$ W) relativistic ($\sim 10^6$ eV) electron beam are presented. The spectral and polarization characteristics of electromagnetic waves emitted from the plasma are analyzed in the frequency band (0.1–0.5 THz) corresponding to the vicinity of the plasma frequency and its second harmonic. The observed radiation fluxes escaping from a beam-plasma system in the transverse and longitudinal direction agree with our theoretical insights based on the dominant excitation of upper-hybrid waves and their further conversion to electromagnetic radiation. For a strong turbulence, this conversion is mainly associated with two processes: the direct conversion of long-wavelength upper-hybrid waves on small-scale density gradients and coalescence of these waves into electromagnetic ones. Theoretical predictions are found to be in quantitative agreement with experimental results.

Keywords: electron beam relaxation in plasmas, strong Langmuir turbulence, scattering of plasma waves, generation of radiation in plasmas, radiation polarization.