

## Диссипация сильной ленгмюровской турбулентности в неизотермической немаксвелловской плазме

Л. Н. Вячеславов<sup>1)</sup>, В. С. Бурмасов, И. В. Кандауров, Э. П. Кругляков, О. И. Мешков, А. Л. Санин

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера Сибирского отделения РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 15 ноября 2001 г.

После переработки 5 декабря 2001 г.

Экспериментально исследуется режим сильной ленгмюровской турбулентности, для которого существенны неизотермичность плазмы и наличие значительной немаксвелловской компоненты горячих электронов. Турбулентность возбуждается в предварительно созданной плазме релятивистским электронным пучком. Основным диагностическим методом исследования служит томсоновское рассеяние инфракрасного лазерного излучения. Коллективное томсоновское рассеяние применяется для исследования пространственных спектров ленгмюровской и сопровождающей ее ионно-звуковой турбулентности. Метод некогерентного томсоновского рассеяния используется для изучения функции распределения плазменных электронов и поиска локальных провалов плотности плазмы. Дополнительно применяется штарковская спектроскопия турбулентных микрополей, а также методика наблюдения излучения плазмы на двойной плазменной частоте. На основе экспериментальных данных анализируется механизм поглощения ленгмюровских колебаний электронами плазмы. Наиболее вероятным процессом, обеспечивающим перенос энергии от турбулентности к электронам плазмы, является конверсия ленгмюровских волн на ионно-звуковой турбулентности, причем сами низкочастотные флуктуации являются прямым следствием сильной ленгмюровской турбулентности.

PACS: 52.35.Sb, 52.70.-m

1. В настоящее время общепринятым положением считается то, что волновой коллапс [1] служит основным механизмом, обеспечивающим перенос энергии ленгмюровской турбулентности (ЛТ) по спектру из длинноволновой области накачки в коротковолновую область, где происходит поглощение ленгмюровских колебаний электронами плазмы. Суть этого механизма состоит в том, что захваченные в локальные понижения плотности электронные плазменные колебания вызывают лавинообразное уменьшение размеров исходной ямки плотности и одновременное уменьшение длины волны захваченных колебаний, что при постоянстве их частоты означает уменьшение фазовой скорости. Процесс коллапса останавливается, когда захваченные колебания замедляются до такой степени, что становится возможным их быстрое поглощение плазменными электронами через механизм затухания Ландау. Уравнения, описывающие волновой коллапс [1], были использованы в большом числе последующих работ с аналитическими и численными расчетами, которые подтвердили существование коллапса в 2- и 3-мерной геометрии сжатия и развили понимание физики волнового коллапса (см. обзоры [2–4]). За последние 15 лет в численном эксперименте и теории были получены интересные результа-

ты, дополняющие картину коллаптического переноса энергии и получившие экспериментальное подтверждение. В первую очередь это процесс нуклеации [5] и двухкомпонентная теория сильной ленгмюровской турбулентности [6]. Согласно указанной теории, коллапсу предшествует фаза нуклеации – захвата и накопления ленгмюровских колебаний в имеющихся в плазме понижениях плотности до достижения порога модуляционной неустойчивости этих захваченных волновых пакетов. При этом получается, что основная часть турбулентных ленгмюровских колебаний оказывается локализованной в ямках плотности, находящихся либо в состоянии нуклеации, либо на различных стадиях процесса коллапса. Эта теория применяется чаще всего при описании сильной ЛТ, однако есть ряд существенных эффектов, которые она недостаточно полно учитывает. Главный из них – это образование немаксвелловских электронов, которое является прямым следствием сильной ЛТ и особенно заметно проявляется при больших уровнях накачки турбулентности. Наличие внешнего магнитного поля и дополнительной ионно-звуковой турбулентности, которые нередко сопровождают ЛТ в природе и в эксперименте, также значительно осложняет теоретический анализ. Поэтому картина ЛТ, особенно при одновременном присутствии всех этих факторов,

<sup>1)</sup>e-mail: vyachesl@inp.nsk.su

изучена далеко не полно. Необходимо отметить, что указанные выше эффекты теоретически рассматривались в предшествующих публикациях [5,6] работах, в которых были предложены механизмы сильной ЛТ, не использующие ведущую роль волнового коллапса в переносе энергии. Речь идет о случае существования большой немаксвелловской компоненты горячих электронов [7], об ионно-звуковой турбулентности, сопровождающей ЛТ [8], или о наличии внешнего магнитного поля одновременно с вынужденными низкочастотными флуктуациями плотности [9]. Авторам настоящей работы не известны публикации, где действие вышеупомянутых механизмов в турбулентной плазме стало бы предметом экспериментального изучения. Указанное обстоятельство послужило мотивацией нашей работы, которая является попыткой восполнения имеющегося пробела в изучении сильной ЛТ.

Экспериментальная работа базировалась на технике, разработанной для нагрева плотной плазмы релятивистским электронным пучком (РЭП). В этих условиях обеспечивается интенсивная накачка ЛТ и достаточно легко выполняются критерии развитой стационарной ЛТ, когда размеры области турбулентности и длительность ее существования значительно превосходят все характерные масштабы и времена нелинейных процессов. Наличие внешнего магнитного поля типично в подобных экспериментах, а быстрый нагрев электронов плазмы создает условия ( $T_e \gg T_i$ ), выгодные для накопления слабозатухающих ионно-звуковых колебаний. Кроме того, из предыдущих работ (см., например, [10]) известно, что в процессе взаимодействия РЭП с плазмой образуются интенсивные сверхтепловые “хвосты” функции распределения плазменных электронов. Все эти факторы позволяли воспроизвести интересующий нас режим ЛТ.

Существенным элементом подготовки описываемых экспериментов явилась разработка методов диагностики, позволяющих проводить детальное исследование процессов ЛТ. Для выполнения этой задачи в качестве основного был принят метод томсоновского рассеяния лазерного излучения и созданы соответствующие диагностические системы. Кроме того, были развиты и использованы другие методы исследования, дополняющие метод томсоновского рассеяния. Характерные особенности комплекса разработанных для данных экспериментов диагностик изложены в разд.2. Здесь же приведено краткое описание экспериментальной установки и указаны основные параметры плазмы и электронного пучка. Экспериментальные результаты по измерению парамет-

ров турбулентной плазмы содержатся в разд.3. Обсуждение полученных данных проводится в разд.4, где анализируются структура накачки и поглощения ленгмюровских колебаний, а также формирование и роль коротковолновой ионно-звуковой турбулентности. Основные выводы, касающиеся процессов диссипации энергии турбулентности, формулируются в разд.5.

**2. Экспериментальная установка и методы диагностики.** Схема эксперимента и расположение диагностической аппаратуры показаны на рис.1, а параметры плазмы и РЭП приведены в таблице. РЭП инжектируется вдоль плазменного столба, по-

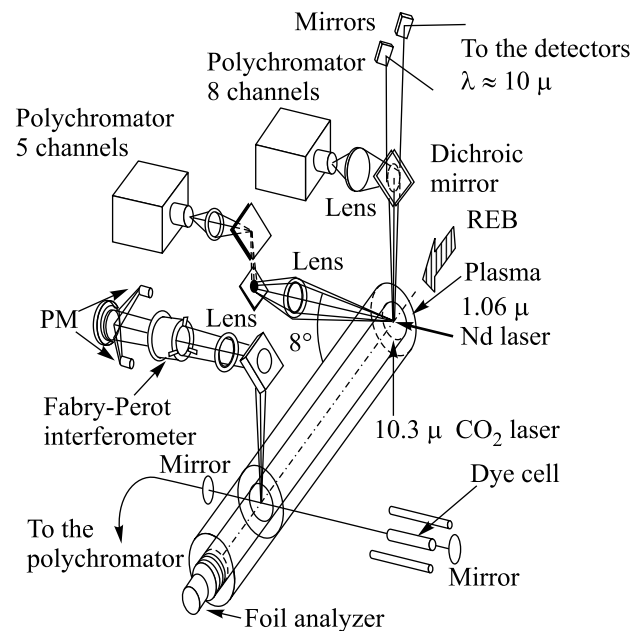


Рис.1. Схема эксперимента. Диагностическое сечение томсоновского рассеяния расположено на расстоянии 12 см от места инжекции электронного пучка в плазму. Спектроскопическая диагностика находится в 95 см от места инжекции РЭП

мещенного в продольное магнитное поле. Для генерации РЭП с малым угловым разбросом был разработан магнитоизолированный бесфольговый диод [11]. Лазерное излучение диагностических систем коллективного и неколективного томсоновского рассеяния зондирует плазменный столб на расстоянии 12 см от места инжекции РЭП. Детали диагностического комплекса описаны в публикации [12] и кратко изложены ниже.

**а. Томсоновское рассеяние.** Томсоновское рассеяние хорошо известно как мощное средство исследования колебаний плазмы и деталей электронной функции распределения. В то же время в экспериментах

### Параметры эксперимента

Плазма	
Плотность	$n_e = 1 \div 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$
Начальная температура	$T_0 = 1 \text{ эВ}$
Конечная электронная температура	$T_e = 20 \div 60 \text{ эВ}$
Магнитное поле	$B_0 = 25 \text{ кГс}$ $\omega_{pe}/\omega_{ce} = 5/1$
РЭП	
Плотность	$n_b = 3 \div 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ $n_b/n_e = 3 \div 5 \cdot 10^{-4}$
Энергия электронов	$E_b = 600 \text{ кэВ}$ $E_b/T_e = 1 \div 3 \cdot 10^4$
Длительность	$\tau_b = 200 \text{ нс}$ $\tau_b \omega_{pi} = 104$
Диаметр	$d_b = 1.8 \text{ см}$ $d_b \omega_{pe}/2\pi c = 20$

по взаимодействию электронных пучков с плазмой этот метод использовался относительно редко. Коллективное томсоновское рассеяние (параметр Солпитера  $\alpha \gg 1$  [13]) СВЧ-излучения применялось для диагностики ленгмюровских волн более 30 лет назад [14, 15]. При использовании СВЧ диапазона для выполнения условия Брэгга в широком интервале волновых чисел колебаний требуются большие размеры плазмы, поэтому в последующих работах томсоновское рассеяние в СВЧ диапазоне применялось лишь для исследования ионосферы [16]. В экспериментах по взаимодействию лазерного излучения с плазмой с помощью томсоновского рассеяния детектировались узконаправленные электронные плазменные волны [17, 18], и лишь сравнительно недавно появились публикации об использовании лазерного рассеяния для измерения относительно широкого пространственного спектра ленгмюровских волн при лазерном нагреве плазмы [19]. Коллективное рассеяние излучения инфракрасных лазеров давно используется и для наблюдения низкочастотных плазменных волн [20, 21].

Некогерентное томсоновское рассеяние ( $\alpha \ll 1$ ) также является стандартной техникой для измерения температуры и плотности плазмы на многих экспериментальных установках, хотя работ по диагностике неравновесных функций распределения электронов насчитывается немного.

*Коллективное рассеяние.* Методика коллективного томсоновского рассеяния была подробно изложена ранее [12, 22], и здесь мы приведем лишь ее основные характеристики. Источником излучения служит импульсный  $\text{CO}_2$ -лазер ( $\lambda = 10.3 \text{ мкм}$ , 10 Дж,  $70 \div 2000 \text{ нс}$ ), позволяющий работать в условиях кол-

лективности ( $\alpha \gg 1$ ) практически при любых углах рассеяния и тем самым перекрывать широкий диапазон в исследуемом пространственном спектре плазменных колебаний. Регистрирующая система на основе фотоспротивлений работала в режиме видеодетектирования за исключением эксперимента по наблюдению длинноволнового ионного звука, где применялась техника оптического смещения. Использование фильтра-пробки на основе ячейки, наполненной газообразным аммиаком ( $\text{NH}_3$ ), позволило практически полностью подавить излучение на несмещенной частоте и надежно выделить сателлиты, соответствующие рассеянию на ленгмюровских волнах. Благодаря этому относительно просто удалось реализовать систему одновременного сбора излучения, рассеянного под 12-ю различными углами, для многоканальной регистрации  $k$ -спектра электронных плазменных колебаний. Диагностика может работать в двух модификациях: измерение  $k$ -спектра и  $\omega$ -спектра. Для наблюдения ионно-звуковых волн использовались три различных варианта той же измерительной схемы в зависимости от участка исследуемого пространственного спектра [12, 23]. Регистрация колебаний с достаточно малыми  $k$  производилась с использованием аммиачного фильтра. Модификация этой техники для области частот ионного звука потребовала подстройки частоты генерации  $\text{CO}_2$ -лазера для точного совпадения с линией поглощения  $\text{NH}_3$  и значительного уменьшения спектральной ширины поглощения фильтра путем снижения давления аммиака в ячейке.

*Диагностика на основе некогерентного томсоновского рассеяния.* Источником излучения для некогерентного рассеяния служит импульсный лазер на неодимовом стекле ( $\lambda_1 = 1.06 \text{ мкм}$ , 30–40 Дж, 10–60 нс;  $\lambda_2 = 0.53 \text{ мкм}$ , 15 Дж, 10 нс). Использовались три различных системы сбора и анализа рассеянного излучения:

для измерения температуры и плотности основной компоненты плазмы в области, занятой турбулентностью (рассеяние на угол  $90^\circ$ );

для многоканальной регистрации динамики плотности с повышенным пространственным и временным разрешением (рассеяние на угол  $90^\circ$ );

для исследования немаксвелловской части функции распределения плазменных электронов (рассеяние на угол  $\theta = 8^\circ$ ).

Рассеянное на угол  $90^\circ$  излучение анализировалось в разных экспериментах одной из двух регистрирующих систем [24]. В первой, предназначенной для измерения плотности и температуры основной компоненты плазмы, применялось разложение излу-

чения по спектральным каналам с помощью полихроматора на основе дифракционной решетки. Вторая система регистрировала интегральное по спектру рассеянное излучение, но имела большую светосилу и лучшее пространственное и временное разрешение. Эта система была сконструирована для непосредственного наблюдения мелкомасштабных динамических провалов плотности плазмы, обязанных своим появлением действию механизма модуляционной неустойчивости. В этих экспериментах длительность импульса зондирующего лазера специально увеличивалась до 60 нс, что позволяло следить за динамикой плотности в течение одного лазерного импульса. Экспериментально определенное пространственное разрешение 25-ти канальной системы регистрации составило 200 мк, а временное разрешение – 4 нс [25].

Использование малого угла рассеяния  $\theta \ll 90^\circ$  для исследования немаксвелловских электронов больших энергий, но малой относительной плотности, имеет ряд преимуществ перед традиционной схемой 90-градусного рассеяния:

уменьшение ширины спектра рассеянного излучения  $\sim \sin(\theta/2)$  увеличивает его спектральную плотность относительно собственного излучения плазмы. Дополнительный эффект при переходе к малым углам рассеяния дает увеличение отношения эффективных объемов, из которых собирается рассеянное и собственное излучение плазмы. Суммарное относительное увеличение спектральной плотности рассеянного излучения по отношению к спектральной плотности света плазмы составляет для угла рассеяния  $\theta = 8^\circ$  величину 130 раз;

геометрия рассеяния на малый угол (рис.2) позволяет исследовать угловое распределение немаксвелловских электронов с помощью выбора по углу  $\phi$  области регистрации рассеянного излучения;

уменьшение ширины спектра при рассеянии на угол  $8^\circ$  позволяет использовать с достаточной точностью нерелятивистскую формулу (см., например, [26]) для вычисления спектра рассеянного излучения вплоть до энергий электронов  $\approx 10$  кэВ, что упрощает восстановление искомой неравновесной функции распределения.

Недостатком рассеяния на малый угол является снижение пространственного разрешения  $\Delta L$  в  $\sin(\theta)$  раз. В наших экспериментах  $\Delta L \approx 10$  мм, что несколько меньше диаметра (15 ÷ 18 мм) области, занятой турбулентностью.

**6. Другие методы диагностики. Штарковская спектроскопия турбулентных микрополей.** Если томсоновское рассеяние чувствительно к флуктуа-

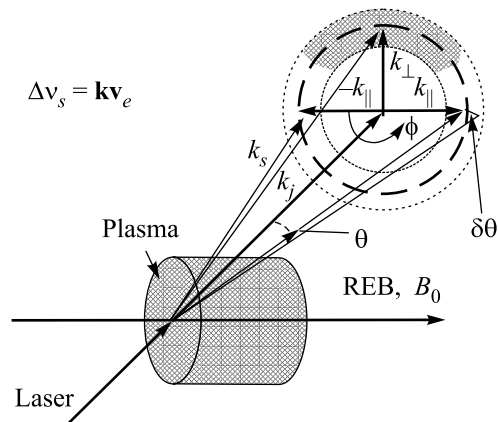


Рис.2. Геометрия некогерентного томсоновского рассеяния на малый угол. Выделена область, образованная концами волновых векторов рассеянного излучения, спектр которого используется для анализа функции распределения электронов, движущихся под большими углами к магнитному полю

циям показателя преломления плазмы, определяемого, в основном, флуктуациями плотности электронов, то спектроскопическая техника позволяет регистрировать изменения в профилях спектральных линий, вызванные флуктуирующими в турбулентной плазме электрическими полями. При исследовании турбулентности спектроскопическая техника обладает меньшими возможностями, чем томсоновское рассеяние, так как она не позволяет измерять пространственные спектры флуктуаций и имеет довольно жесткие ограничения на уровень турбулентности, за которым начинаются сильные нелинейности в изменении профилей линий, исключающие получение количественной информации о величине турбулентных полей. Кроме того, даже в линейном режиме структура штарковского профиля зависит от конкретных спектров полей, соотношения величин ВЧ и НЧ компонент полей и наличия магнитного поля, что значительно затрудняет интерпретацию спектроскопических данных. Тем не менее, штарковская спектроскопия является независимой от томсоновского рассеяния методикой и потому представляет интерес как дополнение к коллективному лазерному рассеянию. В ряде публикаций штарковская спектроскопия служила основной техникой для исследования ленгмюровской турбулентности в относительно плотной плазме [27, 28]. В настоящей работе использовались две спектроскопические методики [29]: эмиссионная спектроскопия и внутриврезонаторная лазерная абсорбционная спектроскопия. Первый метод имеет лучшее временное разрешение, в то время как второй отличается большим спектральным и пространствен-

ным разрешением. В обоих случаях использовалась линия водорода  $H_{\alpha}$ , имеющая достаточную интенсивность и малочувствительная к квазистатическим полям ионов.

*Методика анализа покидающих плазму электронов высоких энергий по их поглощению в тонких фольгах.* Техника некогерентного томсоновского рассеяния имела недостаточную в нашем случае чувствительность для исследования электронов с энергиями значительно выше 10 кэВ. Диагностика таких электронов проводилась по их поглощению в тонких фольгах аналогично тому, как это делалось в предшествующих экспериментах на сходной по параметрам установке [30]. Существо метода заключается в том, что покидающие плазму через выходной торец установки электроны проходят стопу из четырех (в нашем случае) тонких фольг. Плазма отделяется от анализатора разделительной фольгой. Токи электронов, поглотившихся в фольгах, измеряются с помощью сопротивлений. Первая измерительная фольга из алюминия толщиной 9 мкм определяла нижнюю границу разрешения по энергиям электронов – около 20 кэВ. Обработка сигналов проводилась по методике, близкой к той, что применялась для сигналов 8-градусного томсоновского рассеяния. Подбиралась модельная функция распределения по энергиям падающих электронов, для которой вычисленные токи с фольг наиболее близко соответствовали экспериментально измеренным токам. Такая функция бралась одной и той же для обработки данных от разных наборов фольг, использовавшихся при измерениях.

Техника фольгового анализа уступает по качеству данных методу лазерного рассеяния. Здесь отсутствует пространственное разрешение, данные принципиально интегральные по длине установки. Кроме того, существует неопределенность в интерпретации результатов из-за отсутствия надежных данных об угловом распределении потока падающих электронов. Однако, несмотря на значительную неопределенность, метод дает полезную информацию о высокоэнергетической части немаксвелловских электронов.

*Наблюдение СВЧ излучения плазмы.* Собственное СВЧ излучение плазмы с ЛТ является наиболее часто исследуемым ее свойством. В астрофизике радиоизлучение в ряде случаев является единственным регистрируемым свидетельством процессов, происходящих в турбулентной плазме. Во многих лабораторных экспериментах по взаимодействию лазерных и электронных пучков с плазмой также наблюдается излучение вблизи электронной плазменной частоты и ее гармоник. По этим причинам в нашей работе предпринята попытка сравнения мощности из-

лучения, измеренной в эксперименте, с величиной мощности, вычисленной из экспериментально полученных спектров ЛТ. Корректно такое сопоставление проще провести для излучения на второй гармонике  $\omega_{pe}$ . Мощность спонтанного излучения на частоте  $2\omega_{pe}$  дается выражением [31]

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{\pi}{2\sqrt{3}m_e n_e c} \int \frac{(k^2 - 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_1)^2 [\mathbf{k} \times \mathbf{k}_1]^2}{k_1^2 (k^2 + k_1^2 - 2\mathbf{k} \cdot \mathbf{k}_1)} \times \\ \times W_{\mathbf{k}_1}^L W_{\mathbf{k}-\mathbf{k}_1}^L d\mathbf{k}_1 \Big|_{k=\sqrt{3}\omega_{pe}/c}, \quad (1)$$

где  $W_{\mathbf{k}}^L$  – экспериментально измеренный спектр ленгмюровских волн.

Излучение вблизи  $2\omega_{pe}$  находится в наших условиях в субмиллиметровой области спектра ( $\lambda = 470$  мкм). Поэтому для его регистрации использовался охлаждаемый приемник на основе InSb и спектральный фильтр, состоящий из трех последовательно расположенных покрытых медью латунных сеток с ячейкой  $380 \times 380$  мкм.

**3. Экспериментальные результаты. а. Ленгмюровские колебания.** Наблюдаемый частотный сдвиг “синего” сателлита в спектре коллективного томсоновского рассеяния однозначно характеризовал флуктуации плотности плазмы как ленгмюровские колебания [22]. Основное внимание в экспериментах уделялось исследованию пространственного спектра колебаний. Спектры по волновым векторам регистрировались по разным сечениям трехмерного спектра в  $\mathbf{k}$ -пространстве [32]. Результаты измерений вдоль и поперек области ленгмюровских колебаний, непосредственно взаимодействующих с электронами релятивистского пучка, показаны на рис.3 и 4.

Спектр вдоль линии  $k_{\perp} v_b / \omega_{pe} = 1$ , перекрывающий широкий интервал и включающий как резонансные, так и нерезонансные с РЭП волны, показан на рис.3. Четко выделяется пик резонансных колебаний, в максимуме превышающий равновесный уровень более чем на 10 порядков величины, и широкий, спадающий как  $k^{-4}$  спектр колебаний, находящихся вне резонанса с электронным пучком. Экспериментальные данные получены усреднением по 10 выстрелам, при этом указанная погрешность равна среднеквадратичному отклонению.

Спектр, измеренный вдоль максимума в резонансной области, показан на рис.4. С помощью перестройки угла падения зондирующего лазерного излучения удалось перекрыть диапазон в два порядка по нормальной компоненте волнового вектора и зарегистрировать превышение спектральной плотности над равновесным уровнем более чем на 11 порядков величины. При  $k_{\perp} v_b / \omega_{pe} \gg 1$  имеет место закон спа-

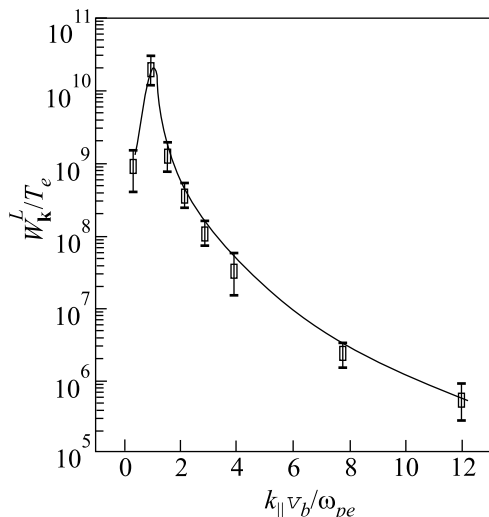


Рис.3. Спектр ленгмюровских колебаний вдоль линии  $k_{\perp} v_b / \omega_{pe} = 1$ . Встроенная в экспериментальные точки кривая имеет для  $k_{\parallel} v_b / \omega_{pe} \gg 1$  закон спада  $(k_{\parallel} v_b / \omega_{pe})^{-4}$

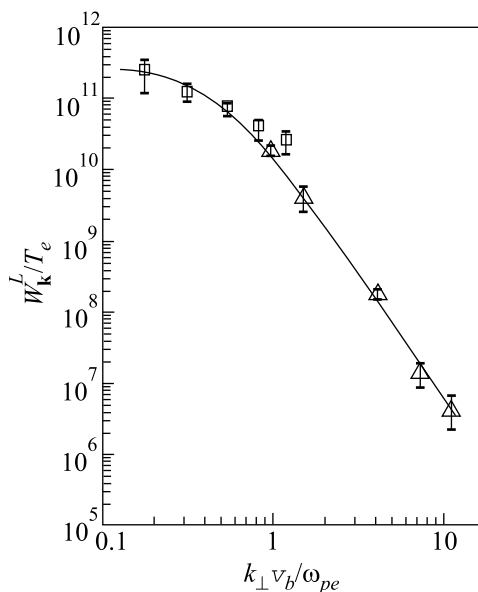


Рис.4. Спектр вдоль линии  $k_{\parallel} v_b / \omega_{pe} = 1$ . Угол падения лазерного пучка относительно направления РЭП:  $\square - \gamma = 30^\circ$ ,  $\Delta - \gamma = 90^\circ$

да спектра  $(k_{\perp} v_b / \omega_{pe})^{-3.6}$ . Подогнанные по экспериментальным точкам зависимости использовались в дальнейшем для проведения вычислений, использующих измеренные в эксперименте спектры ЛТ. При этом, согласно экспериментальным данным, считалось, что спектр нерезонансных волн изотропен [32].

Результаты, полученные с помощью коллективного томсоновского рассеяния, согласуются с результатами спектроскопических измерений. Длительность

существования уширения линии  $H_{\alpha}$  совпадает с длительностью инжекции РЭП в плазму и со временем существования сигнала коллективного рассеяния (рис.5). Следует подчеркнуть, что длительность зон-

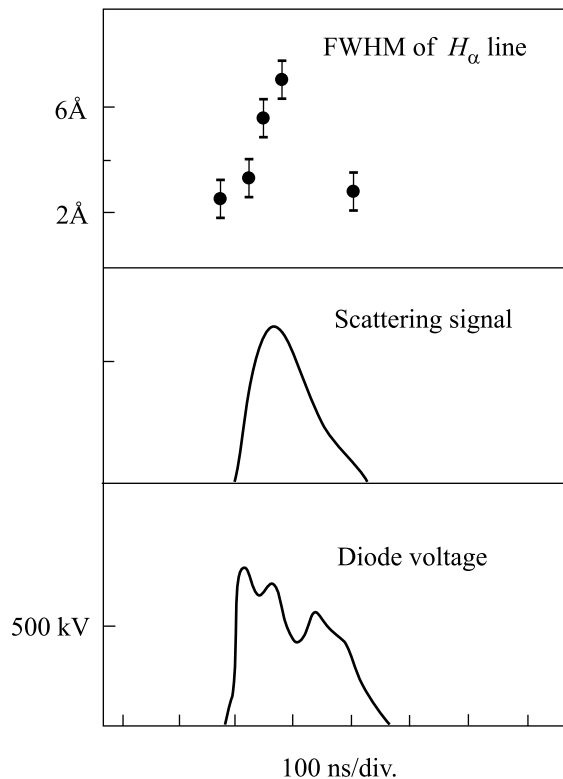


Рис.5. Временной ход полной ширины на полувысоте линии  $H_{\alpha}$ , сигнала рассеяния излучения  $CO_2$ -лазера и напряжения на диоде генератора электронного пучка

дирующего лазерного импульса (около 1 мкс) значительно превышает время существования сигнала рассеяния. Наблюдаемое уширение близко к предельной для линии  $H_{\alpha}$  величине [33]  $\Delta\lambda = (\lambda_{H_{\alpha}})^2 \cdot \omega_{pe} / 2\pi c$ , которая для плотности плазмы  $n_e = 1.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  составляет 5 Å. Существенно отметить при этом, что спектральные измерения проводились в сечении плазменного столба, расположенном значительно дальше от места инжекции РЭП в плазму, по сравнению с сечением, в котором проводились измерения с помощью томсоновского рассеяния (см. рис.1). Как показали специальные измерения, интенсивность резонансных колебаний здесь в несколько раз ниже. Быстрый спад уширения практически одновременно с окончанием накачки турбулентности исключает возможность объяснения этого изменения профиля линии  $H_{\alpha}$  с помощью эффекта Доплера.

**6. Функция распределения плазменных электронов.** Методом некогерентного томсоновского рассе-

яния проводились измерения температуры основной массы плазменных электронов во время прохождения через плазму электронного пучка. На рис.6 приведены результаты измерений, в которых каждая экспе-

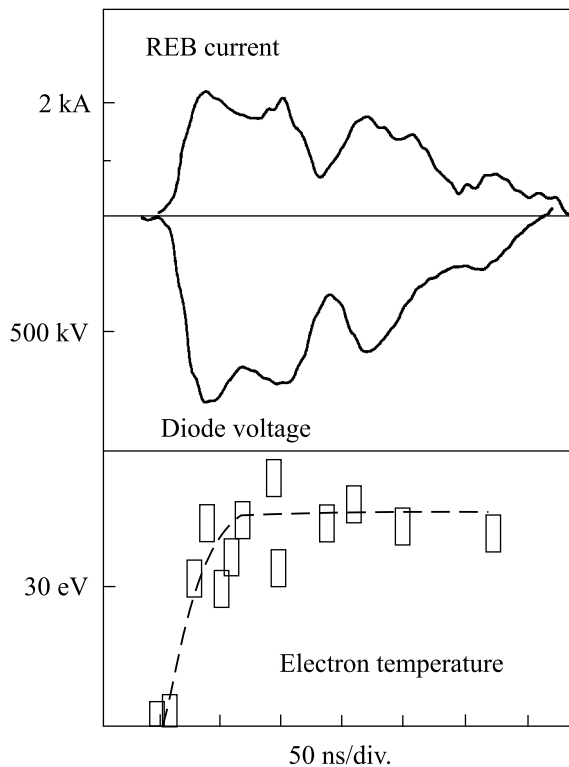


Рис.6. Зависимость температуры основной компоненты плазмы от времени, полученная в серии рабочих выстрелов. Приведен также временной ход напряжения на генерирующем пучок диоде и тока РЭП

риментальная точка соответствует отдельному выстрелу. Как видно из данных [32], электронная температура быстро нарастает от 1–2 эВ в предварительной плазме до 40–50 эВ через 50 нс после начала инжекции РЭП.

Вид спектра рассеянного на  $90^\circ$  излучения в момент времени, соответствующий максимуму тока РЭП, показан на рис.7. Хорошо заметно отличие спектра от максвелловского, показанного на рисунке прямой линией. Однако продвинуться далее 500 эВ по энергии регистрируемых электронов с системой регистрации на угол  $90^\circ$  не удалось из-за помех, вызванных высоким фоновым свечением плазмы. Систематическое исследование неравновесной части функции распределения плазменных электронов проводилось с помощью системы рассеяния на угол  $8^\circ$ , где резко облегчается подавление фонового излучения плазмы. Значения плотности, полученные в каждом канале, усреднялись с учетом статистичес-

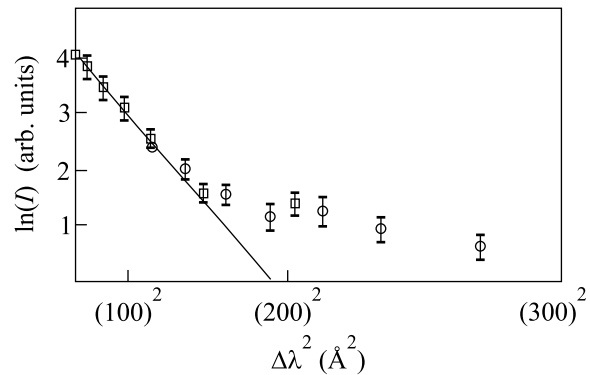


Рис.7. Спектр рассеянного излучения, зарегистрированный  $90^\circ$  системой. Символы  $\square$  и  $\circ$  соответствуют двум различным выстрелам

кого разброса. Интегральная абсолютная плотность немаксвелловских электронов, определенная по данным рассеяния, составляет  $n_h \approx 1.0 \pm 0.2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ , а их средняя энергия  $E_h = 420 \text{ эВ}$ .

Суммарная функция распределения, полученная по данным трех методик ( $90^\circ$ - и  $8^\circ$ -градусного рассеяния и фольгового анализатора), представлена на рис.8. Оказалось, что лучше всего полученные

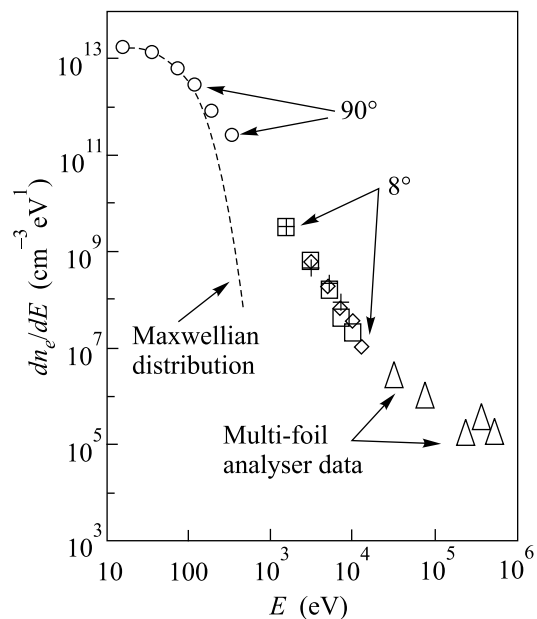


Рис.8. Функция распределения плазменных электронов, построенная на основе данных томсоновского рассеяния и торцевого фольгового анализатора

данные соответствуют степенному закону  $n_h(E) \propto E^{-2.7}$  [24, 34]. Это значение показателя степени близко к результату, полученному ранее в схожих условиях эксперимента на другой установке [35].

С помощью 8-градусной системы также проводился анализ углового распределения горячих электронов. С точностью до множителя 1.5 функция распределения оказалась изотропной. Отличие последнего результата от полученного ранее в других условиях [10], где была обнаружена анизотропия, объясняется различием расстояний между местом инжекции РЭП в плазму и сечением, в котором производились измерения системой томсоновского рассеяния. В экспериментах [10] это расстояние было почти на порядок больше, и анизотропия была вызвана, вероятнее всего, потоком горячих электронов, пересекающих диагностический луч по пути из области наиболее эффективной накачки ленгмюровской турбулентности вблизи сечения инжекции РЭП к выходному торцу установки. В то же время практическое равномерное распределение по углам для быстрых электронов, полученное в настоящих экспериментах, не обязательно является следствием изотропии их образования. Совокупное действие более быстрого ухода электронов с преимущественно параллельными РЭП скоростями и более медленной генерации электронов с поперечным направлением скоростей из-за анизотропии декремента затухания Ландау в магнитном поле также способно привести к обнаруженному в эксперименте равномерному угловому распределению ускоренных электронов.

**в. Ионно-звуковая турбулентность.** Измерения спектра низкочастотной компоненты рассеянного излучения с помощью методики, использующей аммиачный фильтр [23], показали, что частотный сдвиг сателлита составляет  $2 \pm 1$  ГГц. Эта величина соответствует частоте ионно-звуковых колебаний, которая в наших условиях равна 1.8 ГГц при угле рассеяния  $14^\circ$ . Частотный сдвиг сильно отличается от частот всех других ветвей колебаний, за исключением нижнегибридных волн  $\omega_{LH} \approx (\omega_{ce}\omega_{ci})^{1/2}$  ( $\omega_{LH}/2\pi \approx 1.6$  ГГц). Нижнегибридные волны, однако, возбуждаются практически нормально к магнитному полю и в нашей геометрии, настроенной на наблюдение волн, распространяющихся под углом  $45^\circ$  к магнитному полю, не могут быть зарегистрированы. Отсюда в работе [23] был сделан вывод о том, что рассеяние происходит на ионно-звуковых колебаниях.

Пространственный спектр ионно-звуковых колебаний [23] представлен на рис.9. Значения по оси ординат усреднены по 5–7 выстрелам. Характерной особенностью полученного спектра является высокий уровень колебаний, превышающий тепловой на пять порядков, и вид пространственного спектра с максимумом величины  $W_{\mathbf{k}}^S$  в области волновых чисел  $kv_b/\omega_{pe} \approx 20$ . Это позволяет идентифицировать

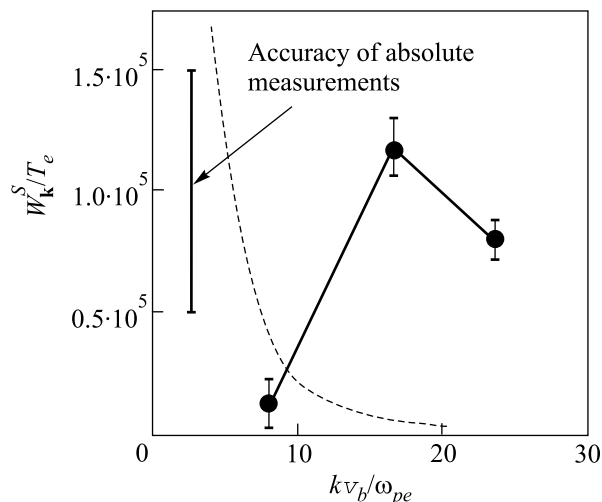


Рис.9. Зависимость спектральной плотности энергии ионно-звуковых колебаний от волнового вектора. Пунктирная линия представляет собой спектральную плотность ионно-звуковых волн, рассчитанную для процесса распада ленгмюровских волн

область генерации ионно-звуковых колебаний в фазовом пространстве. Абсолютная величина сигналов меняется в различных выстрелах в  $2 \div 2.5$  раза, но, несмотря на это, разброс относительных величин в различных выстрелах, отмеченный на рисунке, не превышает 20%. Точность полученной абсолютной величины спектральной плотности энергии определяется погрешностью абсолютной калибровки (45%). Характерная величина  $W_{\mathbf{k}}^S$ , усредненная по результатам экспериментов, составляет в максимуме  $W_{\mathbf{k}}^S / T_e \approx 10^5$ . Если предположить изотропию ионно-звуковых колебаний, то интегральный уровень зарегистрированной турбулентности составит  $W^S / n_e T_e \approx 1\%$ , что соответствует относительным низкочастотным флуктуациям плотности  $\delta n_S / n_e \approx \sqrt{W^S / n_e T_e} \approx 10\%$ .

**4. Обсуждение результатов. а. Спектр и структура накачки и поглощения ленгмюровских волн.** Измеренные в эксперименте спектр ленгмюровских колебаний и функция распределения плазменных электронов позволяют проанализировать угловые и энергетические зависимости плотности энергии ЛТ, а также плотностей мощности накачки и поглощения ленгмюровских колебаний. Использовались следующие общие выражения:

$$A(\theta_m) = 2\pi \int_1^{k_{\max}} \int_0^{\theta_m} A(k, \theta) k^2 \sin(\theta) d\theta dk \quad (2)$$



для интегральных плотностей энергии и мощности накачки в диапазоне углов от 0 до  $\theta_m$  относительно направления распространения электронного пучка,

$$A(\theta) = 2\pi \int_0^{k_{\max}} A(k, \theta) k^2 \sin(\theta) dk \quad (3)$$

для спектральных зависимостей от угла распространения волны по отношению к направлению инжекции электронного пучка и

$$A(k) = 2\pi \int_0^\pi A(k, \theta) k^2 \sin(\theta) d\theta \quad (4)$$

для спектра по волновому числу. В качестве подынтегральных величин  $A(k, \theta)$  подставлялись спектр резонансных колебаний  $W_r^L(k, \theta)$  и полный спектр ленгмюровских колебаний  $W_T^L(k, \theta) = W_r^L(k, \theta) + W_n^L(k, \theta)$ , полученные встраиванием плавных зависимостей в экспериментальные данные. Для вычисления мощности накачки использовалось выражение  $P_p(k, \theta) = W_r^L(k, \theta) \Gamma(k, \theta)$ . Величина инкремента пучковой неустойчивости непосредственно не измерялась, а для оценок применялось ее теоретическое линейное значение [36]

$$\begin{aligned} \Gamma(k, \theta) &= \frac{2\pi^2 e^2 \omega_{pe}^2}{k^2} \times \\ &\times \sum_{n=-N}^N \int d\mathbf{p} \delta(\omega_{pe} - k \cos(\theta) v \cos(\theta') - n\omega_{ce}\gamma^{-1}) \times \\ &\times J_n^2 \left( \frac{k \sin(\theta) v \sin(\theta')}{\omega_{ce}\gamma^{-1}} \right) \times \\ &\times \left( \frac{1}{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial p} + \frac{\omega_{pe} \cos(\theta') - k \cos(\theta) v}{\omega_{pe} p \cdot v \sin(\theta')} \cdot \frac{\partial f}{\partial \theta'} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

где для аксиально-симметричной функции распределения электронного пучка  $f$  принято гауссово распределение по продольному импульсу и по углу  $\theta'$  с соответствующими полуширинами  $\Delta p/p = 3\%$  и  $\Delta \theta' = 5^\circ$ ,  $N \geq 10$ .

Величина  $W^L(k)$  совместно с полученной в эксперименте функцией распределения электронов плазмы по скоростям  $f_{ev}(v)$  позволяет получить плотность мощности, поглощаемой электронами плазмы вследствие затухания Ландау ленгмюровских волн:

$$P_d(k) = W^L(k) \cdot \gamma^L(k), \quad (6)$$

где

$$\gamma^L(k) = \frac{\pi \omega_{pe}^3}{2k^2} \left. \frac{df_{ev}(v)}{dv} \right|_{v=\omega/k}. \quad (7)$$

Энергосодержание в электронах с характерной энергией  $E_e$  определялось с использованием функции распределения по энергиям  $f_{ee}(E)$ :

$$E_a(E_e) = \int_{E_e/1.2}^{1.2 \cdot E_e} f_{ee}(t) t dt. \quad (8)$$

На рис.10 показана угловая зависимость плотности энергии резонансных волн ( $W_r^L(\theta_m)$ ) и полной

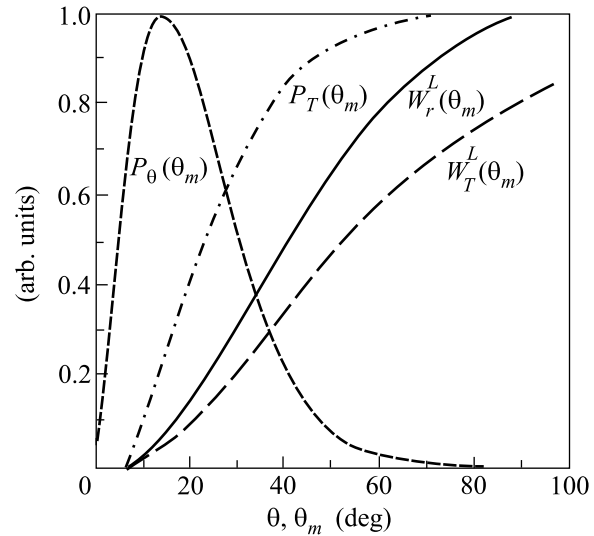


Рис.10. Относительные доли плотности энергии ленгмюровских колебаний, распространяющихся в конусе с углом  $\theta_m$  относительно направления внешнего магнитного поля:  $W_r^L(\theta_m)$  – для резонансных колебаний,  $W_T^L(\theta_m)$  – для полной энергии ленгмюровских колебаний. Кривые  $P_\theta(\theta)$  и  $P_T(\theta_m)$  показывают зависимости спектральной и полной плотностей мощности накачки

плотности энергии ленгмюровских волн ( $W_T^L(\theta_m)$ ). Из рисунка видно, что половина полной плотности энергии содержится в волнах, распространяющихся в конусе с углом  $\theta'_m = 53^\circ$  к магнитному полю (угол при вершине  $106^\circ$ ). В то же время, этот же конус содержит около 70% плотности энергии резонансных волн. При явной анизотропии спектр волн, непосредственно взаимодействующих с пучком, далек от одномерного, которым часто аппроксимируют спектр волн, возбуждаемых электронным пучком в магнитном поле. Уровень турбулентности, полученный интегрированием поверхностей, встроенных в экспериментальные точки  $W^L/n_e T_e$ , составляет 8% для не резонансных волн и 16% для резонансных. Общий уровень представляет собой сумму этих величин и равен 24%. Точность этого числа определяется погрешностью абсолютной калибровки системы рассе-

яния, которая была проведена с точностью до множителя два.

Из рис.10 видно, что с максимальной мощностью накачиваются колебания, направленные под углом  $15^\circ$  к оси. Мощность накачки  $P_T(\theta_m)$ , определенная по величине линейного инкремента, имеет более узкую направленность, чем плотность мощности резонансных волн  $W_r^L(\theta_m)$ . Этот эффект может быть объяснен как более быстрым выносом из резонанса колебаний, распространяющихся под относительно небольшими углами к оси, так и уменьшением скорости возбуждения таких колебаний в эксперименте за счет небольшой продольной неоднородности плазмы. Мы вернемся к обсуждению этого вопроса ниже в разд.4в.

Структура спектра накачки и поглощения ленгмюровских колебаний электронами плазмы приведена в относительных единицах на рис.11. Используются две шкалы абсцисс: кроме нижней

точно широком интервале. Такая картина диссипации энергии волн в сильной ЛТ значительно отличается от широко принятой [6, 37] и характерной для максвелловской плазмы, где заметное поглощение волн происходит только при гораздо больших волновых числах. Хотя спектральная плотность мощности накачки колебаний значительно превосходит плотность мощности их поглощения, как это видно из рисунка, однако полные, проинтегрированные по спектру и объему, занятому турбулентностью, мощности оказываются близкими друг другу и мощности электронного пучка. Как видно из рисунка, энергозапас в горячих электронах плазмы уменьшается с ростом их энергии, что связано, скорее всего, с большей скоростью ухода быстрых электронов из области наблюдения. Ленгмюровские колебания за счет волн, не резонансных с РЭП, занимают существенно более широкую часть спектра, чем область накачки, что и обеспечивает широкий интервал для нагрева плазменных электронов. Наличие широкой области колебаний, нерезонансных с электронным пучком, означает, что должен существовать эффективный механизм, обеспечивающий перенос волн по спектру из резонансной области в нерезонансную. Наиболее вероятным процессом, приводящим к такой перекачке, представляется модуляционная неустойчивость, проявляющаяся во всем исследованном интервале пространственных масштабов  $1 < kv_b/\omega_{pe} < 20$ .

Действительно, измеренный спектр ленгмюровских колебаний можно охарактеризовать с точки зрения его устойчивости относительно модуляционных возмущений. Такая оценка важна также для разграничения режимов сильной и слабой турбулентности. Простейшая оценка порога модуляционной неустойчивости в магнитном поле  $W^L/n_e T_e \gg (\omega_{ce}/\omega_{pe})^2$ , справедливая для узкого спектра, не учитывает анизотропию магнитной добавки в законе дисперсии ленгмюровских колебаний и является слишком грубой в условиях нашего эксперимента. Наиболее адекватный подход для вычисления порога модуляционной неустойчивости широкого спектра ленгмюровских колебаний представлен в работе [38]. Широким называется спектр, характерная ширина которого по частоте много больше, чем инкремент модуляционной неустойчивости. Наш случай находится на границе применимости этого условия:

$$\frac{1}{2} (\omega_{ce}/\omega_{pe})^2 \geq (m_e W^L / m_i n_e T_e)^{0.5}, \quad (9)$$

где  $\gamma_m/\omega_{pe} \approx (m_e W^L / m_i n_e T_e)^{0.5}$  – инкремент сверхзвуковой модуляционной неустойчивости. Кроме того, имеется дополнительное уширение, связанное с

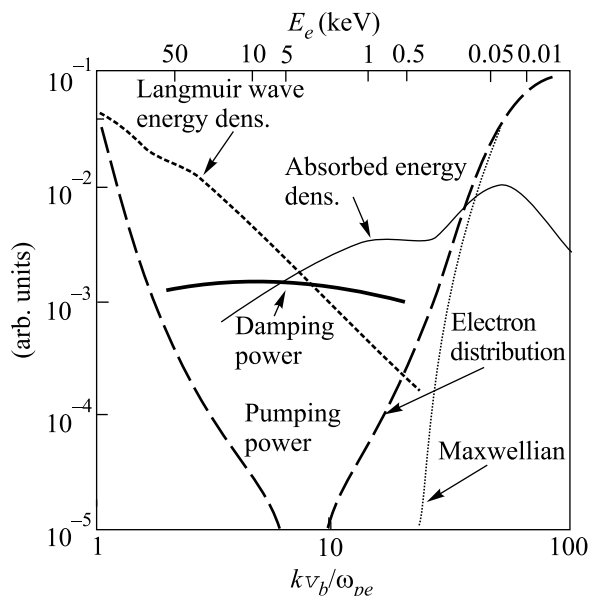


Рис.11. Структура накачки и поглощения ленгмюровских колебаний. Ленгмюровские колебания –  $W_k^L(k)$ ; поглощенная мощность –  $P_d(k)$ ; мощность накачки –  $P_k(k)$ ; распределение электронов –  $f_{ee}(E)$ ; запас энергии в электронах –  $E_a(E)$

шкалы с относительными величинами волнового числа, сверху показана энергетическая шкала. Волновому числу  $k$  на ней соответствует энергия электрона со скоростью, равной фазовой скорости волн с  $v_p = \omega_{pe}/k$ .

Из рисунка видно, что мощность, вкладываемая в плазменные электроны, почти постоянна в доста-

конечным временем существования ленгмюровской волны. Это дает нам основания использовать результаты, полученные с помощью кинетического уравнения для ленгмюровских колебаний. Для определения порога модуляционной неустойчивости вводится эффективная температура [38]:

$$T_{\text{eff}} = -\frac{\omega_{pe}^2}{4\pi} \cdot \int \frac{\boldsymbol{\kappa} \cdot dW_{\mathbf{k}}^L/d\mathbf{k}}{\omega_{pe} \cdot \boldsymbol{\kappa} \cdot \mathbf{v}_g} d\mathbf{k}, \quad (10)$$

где  $\boldsymbol{\kappa} = \mathbf{q}/|\mathbf{q}|$  – единичный вектор вдоль направления распространения возмущений.

$T_{\text{eff}}$  в общем случае является комплексной величиной, и условию модуляционной неустойчивости соответствует неравенство  $|T_{\text{eff}}| > T_e$ . Для экспериментально измеренного спектра ленгмюровских колебаний было показано, что величина  $T_{\text{eff}}$  сильно анизотропна и максимальна для модуляционных возмущений, направленных поперек внешнего магнитного поля. Этот вывод характерен для широкого спектра волн и противоположен результату, полученному для монохроматической ленгмюровской волны, где инкремент модуляционной неустойчивости максимален вдоль поля [39]. Относительная величина поперечной эффективной температуры  $(T_{\text{eff}}/T_e)_{\perp} \approx 30$  [32] свидетельствует о существенном превышении порога модуляционной неустойчивости в нашем случае. Условием примененного в работе [38] рассмотрения являются длинноволновые возмущения  $q \gg \omega_{pe}/c$ . Значительное превышение над порогом модуляционной неустойчивости следует и из известного выражения для порога при широком спектре колебаний плазмы без магнитного поля [7]  $Q_m > 1$ , где

$$Q_m = (12r_d^2\gamma)^{-1} \cdot 2\pi \int_0^{\pi} W_T^L(k, \theta) \sin(\theta) d\theta dk. \quad (11)$$

В нашем случае  $Q_m \approx 60$  и, согласно этому критерию, порог модуляционной неустойчивости намного превышен, причем критерий (11) не имеет ограничения на длину волны модуляционных возмущений. Реально при наличии фоновых низкочастотных флуктуаций плотности плазмы, вызванных наличием ионно-звуковой турбулентности, развитие модуляционной неустойчивости дополнительно облегчается [40].

Уровень ленгмюровской турбулентности, полученный выше интегрированием измеренного спектра ленгмюровских колебаний, можно независимо оценить из нагрева основной компоненты плазменных

электронов. Динамика электронной температуры описывается уравнением

$$\frac{3}{2} N_e \frac{dT_e}{dt} = \frac{j^2}{\sigma} + \nu_{ei} W^L - Q_{ei}, \quad (12)$$

где  $j$  – плотность тока пучка,  $\sigma$  – проводимость,  $\nu_{ei}$  – частота электрон-ионных столкновений,  $W^L$  – уровень ленгмюровской турбулентности,  $Q_{ei}$  – потери на ионизацию остаточного газа. Первое слагаемое в правой части описывает омический нагрев обратным током, который пренебрежимо мал в условиях рассматриваемых экспериментов. Второе слагаемое учитывает нагрев электронов плазмы за счет столкнательного затухания ленгмюровских колебаний и дает независимую оценку интегрального уровня ленгмюровской турбулентности. Вычисление уровня турбулентности в первые 50 нс в соответствии с (10) и в пренебрежении всеми возможными потерями дает величину  $W^L/n_e T_e \approx 12\%$ . Это несколько меньше, чем значение, определенное с использованием томсоновского рассеяния излучения CO<sub>2</sub>-лазера. Однако даже такой уровень турбулентности, если бы он поддерживался на протяжении следующих 100–150 нс инжекции РЭП, должен был бы обеспечить заметно больший прирост температуры, чем зарегистрировано в эксперименте. Расхождение может быть объяснено затратами энергии на ионизацию остаточного газа. Действительно, измерения показывают, что плотность плазмы вырастает за время инжекции РЭП на 30–50%. Потери за счет теплопроводности не играют заметной роли – об этом свидетельствуют измерения спада  $T_e$  после окончания инжекции РЭП. Кроме того, как видно из спектроскопических измерений, в плазме имеется заметное количество углерода и других примесей. Поэтому потери энергии могут быть связаны и с 2–3-кратной ионизацией атомов примесей. С учетом этих обстоятельств оказывается, что временная зависимость температуры электронов плазмы разумно согласуется с расчетами. Быстрый нагрев электронов и относительно большое время кулоновского выравнивания электронной и ионной температур ( $\geq 10$  мкс) означает также, что плазма остается неизотермической ( $T_e \gg T_i$ ) практически в течение всего времени существования ЛТ.

**6. Механизм образования ионного звука.** Возбуждение ионно-звуковых колебаний в плазме с ленгмюровской турбулентностью возможно как следствие нелинейного взаимодействия волн. В теории и эксперименте [41, 42] имеются свидетельства одновременного существования процессов, характерных для сильной и слабой турбулентности. Основным слабо-турбулентным процессом, приводящим к генерации

ионно-звуковых колебаний в неизотермической плазме с  $T_e \gg T_i$ , является трехволновой распад ленгмюровских волн  $\ell_1 \rightarrow \ell_2 + s$ . С использованием экспериментально измеренного спектра ленгмюровских колебаний рассчитывалось значение спектральной плотности энергии ионного звука. Эта величина определялась из стационарного уравнения баланса [31], когда прирост энергии ионно-звуковых волн происходит вследствие распада ленгмюровских колебаний, а затухание обусловлено поглощением резонансными частицами плазмы и обратным процессом слияния  $\ell_1 + s \rightarrow \ell_2$ . В нашем случае был дополнительно учтен закон дисперсии ленгмюровских колебаний в магнитном поле. Пунктирная линия на рис.9 представляет величину спектральной плотности энергии ионно-звуковых колебаний в зависимости от волнового числа, рассчитанную для типичных условий эксперимента ( $H = 25$  кГс,  $T_e = 35$  эВ,  $T_i = 2$  эВ,  $n_e = 1.5 \cdot 10^{15}$  см $^{-3}$ ). Характерное значение спектральной плотности энергии ионно-звуковых колебаний в области волновых чисел  $kv_b/\omega_{pe} \sim 20$  составляет  $W_k^S/T_e \approx 10^3$ . Эта величина много меньше измеренной в эксперименте при том же значении волнового вектора. Следовательно, распад ленгмюровских колебаний не может служить источником зарегистрированного спектра ионно-звуковых волн.

Возбуждение ионно-звуковых колебаний при инжекции сильноточного РЭП в плазму возможно в результате токовой неустойчивости обратного тока. Обратный ток возникает в момент инжекции РЭП под действием индукционного поля и, при выполнении условия токовой компенсации, течет в сечении релятивистского электронного пучка. Плотность обратного тока равна плотности тока пучка. Величина токовой скорости для обратного тока сравнима со скоростью звука, что говорит о возможности развития ионно-звуковой неустойчивости. Для проверки возможности возбуждения ионного звука обратным током был проведен дополнительный эксперимент. В этом эксперименте РЭП инжектировался в плазму через титановую фольгу толщиной 50 мкм. Плотность тока пучка в этом эксперименте была выше в 2 ÷ 3 раза по сравнению со стандартными условиями. Наличие фольги приводит к увеличению углового разброса генерируемого РЭП до 20°. Поскольку инкремент пучковой неустойчивости в кинетическом приближении обратно пропорционален квадрату углового разброса пучка, эффективность взаимодействия РЭП с плазмой резко уменьшается. В эксперименте одновременно с регистрацией плотности энергии ионно-звуковых колебаний дополнительно регистрировался уровень ленгмюровских колеба-

ний, возбуждаемых пучком. При инжекции в плазму электронного пучка с большим угловым разбросом оба сигнала рассеяния на ионно-звуковых и ленгмюровских колебаниях резко уменьшаются. В случае же возбуждения звука пучка обратным током сигнал рассеяния на ионно-звуковых колебаниях должен увеличиваться с ростом плотности тока РЭП. Следует отметить, что степень неизотермичности плазмы сохранялась в обоих экспериментах с точностью до множителя два. Уменьшение второго члена в уравнении (12) при снижении уровня ленгмюровской турбулентности в значительной степени компенсировалось увеличением омического нагрева при увеличенной плотности обратного тока. Этот опыт показывает, что ионно-звуковые колебания возбуждаются не обратным током РЭП.

Теоретически рабочий режим и режим с увеличенным током можно сравнить, воспользовавшись выражениями для инкремента токовой неустойчивости [43] и декрементов затухания на ионах [44]. Кроме того, в декремент затухания добавляется член, учитывающий столкновительное затухание [45]. Результаты расчетов приведены на рис.12. Из рисунка видно, что условия возбуждения ионно-звуковых ко-

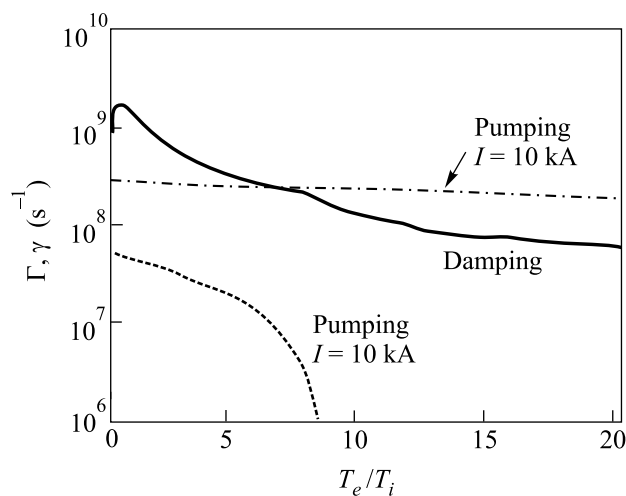


Рис.12. Инкременты накачки ионно-звуковой неустойчивости при токе пучка 10 кА (инжекция РЭП через титановую фольгу 50 мкм) и 3 кА (стандартная бесфольговая инжекция) и декремент затухания ионного звука в зависимости от степени неизотермичности плазмы

лебаний обратным током в плазме не выполняются с запасом более порядка величины для рабочего режима и находятся вблизи порога для тестового эксперимента. Учет возможной неоднородности тока по сечению (фактор не более 2) не может изменить ситуацию. В тестовом эксперименте, в принципе, воз-

можно возбуждение звуковых колебаний. Такие колебания, однако, возбуждаются токовой неустойчивостью в более коротковолновой области, как следует из экспериментов [46], и в нашей геометрии коллективного рассеяния, скорее всего, не должны быть видны.

Третьим источником интенсивных коротковолновых ионно-звуковых колебаний могут служить механизмы, характерные для сильной турбулентности и связанные с нелинейной стадией модуляционной неустойчивости. Как показано в начале настоящего раздела, порог для длинноволновых низкочастотных возмущений ленгмюровских колебаний значительно превышен. Это может приводить к переходу модуляционной неустойчивости в нелинейную стадию – коллапс, на заключительной стадии которой захваченные в каверне ленгмюровские колебания поглощаются электронами плазмы, а сама каверна становится источником расходящихся звуковых волн [47].

В наших экспериментах уровень ленгмюровской турбулентности довольно высок, поэтому коллапс почти с самого начала должен быть сверхзвуковым ( $W^L/n_e T_e \gg m_e/m_i$ ). При том значительном превышении порога модуляционной неустойчивости, который следует из приведенного выше расчета, каверна большого размера с самого начала является неустойчивой относительно коротковолновых возмущений, которые могут разрушить развитие коллапса. Высокий уровень ленгмюровской турбулентности, обнаруженный в экспериментах, допускает также действие модуляционной неустойчивости непосредственно в коротковолновой области при  $k_{\max} \sim \sim r_D^{-1} \cdot \sqrt{W^L/n_e T_e}$  [48]. Величина  $k_{\max}$  более чем в три раза превышает характерное волновое число наблюдаемого коротковолнового звука, поэтому в этой области порог для модуляционной неустойчивости значительно превзойден, особенно с учетом того, что фоновые вариации плотности, производимые уже имеющимися ионно-звуковыми колебаниями, дополнительно понижают порог неустойчивости [40]. Развитие модуляционной неустойчивости уже на начальной стадии может приводить к генерации ионно-звуковых волн, поскольку развитие неустойчивости является неадиабатическим. Переход нелинейной стадии модуляционной неустойчивости в полномасштабный коллапс в этой области спектра особенно затрудняется быстрым ростом поглощения колебаний немаксвелловскими электронами с ростом волнового числа. Максимум спектральной плотности исследованной в эксперименте звуковой турбулентности находится вблизи  $kv_b/\omega_{pe} \sim 20$  и соответствует

максимальной скорости перекачки длинноволновых ленгмюровских колебаний в эту же спектральную область, где они резонансно поглощаются электронами с энергиями  $\approx 800$  эВ.

**в. Перенос по спектру и поглощение энергии ленгмюровских колебаний.** В неизотермической плазме ионно-звуковые колебания слабо затухают и, накапливаясь, также вызывают коротковолновую модуляцию ленгмюровских колебаний, создавая канал затухания быстрых ленгмюровских волн. Скорость такого процесса, названного авторами работы [8] конверсией, дается выражением [49, 50]

$$\gamma_c = \left( \frac{\delta n_S}{n_e} \right)^2 \frac{\gamma^L(k)}{4} \cdot \left( \left( \frac{\gamma^L(k)}{\omega_{pe}} \right)^2 + 9 (k_s r_D)^4 \right)^{-1}, \quad (13)$$

где  $k_s$  – характерная величина волнового вектора в области поглощения. Для  $k_s$ , соответствующего максимуму измеренного спектра ионно-звуковой турбулентности, инкремент конверсии  $\gamma_c = 0.01\omega_{pe}$  оказывается равным инкременту модуляционной неустойчивости  $\gamma_m \approx \omega_{pe} \sqrt{(m_e/m_i) \cdot (W_T^L/n_e T_e)} = 0.01 \cdot \omega_{pe}$  и близок к максимуму линейного инкремента пучковой неустойчивости  $\Gamma_{\max} = 0.02\omega_{pe}$ . Из этих оценок следует, что конверсия может обеспечить перенос по спектру и поглощение ленгмюровских колебаний, возбуждаемых электронным пучком. При этом конверсия может конкурировать с модуляционной неустойчивостью, поскольку скорости обоих процессов близки.

Скорость конверсии ленгмюровских колебаний на звуковых постоянна по спектру, в то время как инкремент пучковой неустойчивости спадает с ростом  $k$ . Это обстоятельство послужило в нашей ранней работе [32] основанием для заключения, что в стационарных условиях эти два процесса не могут обеспечить формирование экспериментально измеренного спектра. В реальном эксперименте, однако, даже небольшая продольная неоднородность плазмы должна приводить к зависимости волнового вектора ленгмюровских колебаний от времени и к их выносу из области резонанса [51]. Особенно сильно это должно проявляться там, где резонансная область узка в направлении  $k_{\parallel}$  (то есть при малых  $k_{\perp}$ ), что должно привести к уменьшению эффективного инкремента накачки в области  $k_{\perp} < k_{\parallel}$ . Наличие небольшого градиента плотности плазмы, направленного от места инжекции электронного пучка в плазму, было обнаружено экспериментально. Как отмечалось выше, важную роль в перекачке энергии из резонансной области может играть также модуляционная не-

устойчивость, действие которой должно проявляться сильнее для более узкого спектра, соответствующего меньшим  $k_{\perp}$ . Все это может существенно изменить спектральные зависимости накачки и выноса колебаний из резонансной области. Наиболее важным обстоятельством, говорящим в пользу конверсии, является экспериментально обнаруженная после опубликования работы [32] и обсужденная выше интенсивная коротковолновая ионно-звуковая турбулентность.

Другим механизмом переноса колебаний из резонансной в нерезонансную область спектра может служить процесс нуклеации – захват ленгмюровских колебаний в имеющиеся в плазме локальные понижения плотности. В наших условиях наличия интенсивной ионно-звуковой турбулентности такие динамические ямки плотности должны возникать в результате интерференции хаотически распределенных ионно-звуковых волн. Характерное волновое число для захваченных волновых пакетов [6, 37]  $k \approx 20 \div 30 \cdot \omega_{pe}/v_b$  попадает в нашем случае в область экспериментально обнаруженной ионно-звуковой турбулентности. Сильное отличие групповой скорости ленгмюровских волн и скорости звука  $v_g/v_s = 10$  в этой области значительно затрудняет захват быстро распространяющихся волновых пакетов в относительно медленно движущиеся ямки плотности [52]. Дополнительными факторами, приводящими к разрушению локализованных состояний, является большая скорость затухания ленгмюровских колебаний на немаксвелловских электронах в этой области и достаточно высокий уровень низкочастотных флуктуаций плотности  $\delta n_S/n_e \approx W_T^L/n_e T_e$ , приводящий к конкурирующей с нуклеацией перекачке колебаний за счет конверсии [53].

Косвенным подтверждением того, что основная плотность энергии ленгмюровских волн не заперта в отдельных ямках плотности, служит соответствие экспериментально определенной мощности собственного излучения плазмы вблизи  $2\omega_{pe}$  мощности спонтанного излучения плазмы, рассчитанной из измеренного спектра ленгмюровских колебаний. Длительность импульса излучения оказалась близкой к длительности электронного пучка, а мощность генерации ( $0.5 \text{ Вт/см}^3 \cdot \text{стерад}$ ) по порядку величины совпадающей с теоретической оценкой по формуле (1). Полученный результат говорит в пользу того заключения, что основная доля энергии ленгмюровской турбулентности не содержится в локализованных состояниях, так как иначе мощность излучения намного превысила бы уровень спонтанной эмиссии [54, 55]. Использованное нами выражение (1) описывает квад-

рупольное излучение, соответствующее слаботурбулентному процессу  $\ell + \ell \rightarrow t$ . Дипольное излучение при процессе  $\ell + \ell \pm s \rightarrow t$  начинает доминировать при размерах каверн  $\Delta l_m < \delta n_S \cdot \pi c/n_e \omega_{pe}$  [56], что в нашем случае соответствует размерам ступцов ленгмюровских колебаний  $\Delta l_m < 50 \text{ мкм}$ . Согласно полученному в эксперименте спектру ЛТ, в этих пространственных масштабах содержится пренебрежимо малая доля плотности энергии ленгмюровских волн.

Другим аргументом в пользу отсутствия локализованных состояний служат эксперименты с системой диагностики провалов плотности методом некогерентного томсоновского рассеяния, которые не обнаружили динамических ямок плотности с глубиной  $\delta n_e/n_e = W^L/n_e T_e$  или более в течение времени существования ЛТ [24]. Указанные в разделе 2 параметры измерительной системы позволяют обнаруживать провалы с размером более  $\Delta l_m = 200 \text{ мкм}$  и временем существования  $\tau > \Delta l_m/v_s \approx 4 \text{ нс}$ . Соответствующий этим размерам спектральный интервал  $\omega_{pe}/v_b < k < 2\pi/\Delta l_m$  содержит 75% плотности энергии всех зарегистрированных в эксперименте ленгмюровских колебаний.

**5. Заключение.** Разработана экспериментальная техника (“холодный” сильноточный релятивистский электронный пучок и диагностические методики) для исследования сильной ленгмюровской турбулентности в условиях неизотермической плазмы со значительной компонентой немаксвелловских горячих электронов.

Измерены подробные интегральные характеристики турбулентности: спектры высокочастотных и низкочастотных колебаний турбулентной плазмы и функция распределения плазменных электронов.

Пространственные спектры ленгмюровских колебаний имеют степенной спад в коротковолновую сторону, а функция распределения горячих электронов характеризуется степенным спадом в сторону больших энергий электронов. Общий уровень ленгмюровской турбулентности  $W^L/n_e T_e \approx 24\%$ , коротковолновой ионно-звуковой турбулентности  $W^S/n_e T_e \approx 1\%$ , энергосодержание в немаксвелловских электронах близко к энергосодержанию основной компоненты плазмы  $n_e T_e \approx n_h E_h$ , где  $E_h \approx 400 \text{ эВ}$  – средняя энергия немаксвелловских электронов.

Полученные данные свидетельствуют в пользу того, что основная доля турбулентных ленгмюровских колебаний не находится в локализованных состояниях, а основным механизмом переноса энергии от длинноволновых ленгмюровских колебаний к элек-

тронам плазмы является их конверсия на коротковолновых ионно-звуковых волнах.

Работа выполнена при частичной поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, гранты: # 93-02-16913, # 95-02-03764, # 98-02-17788, # 01-02-17492.

1. В. Е. Захаров, *ЖЭТФ* **62**, 1745 (1972).
2. А. Г. Литвак, *Вопросы теории плазмы*, в.10, М.: Атомиздат, 1980, стр. 164.
3. А. С. Кингсеп, *Итоги науки и техники, Физика плазмы*, в. 4, ВНИИТИ, 1983.
4. В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко, *Основы физики плазмы*, т. 2, Сб. статей под ред. А. А. Галеева и Р. Судана, М.: Энергоатомиздат, 1984.
5. G. D. Doolen, D. F. DuBois, and H. A. Rose, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 804 (1985).
6. P. A. Robinson and D. L. Newman, *Phys. Fluids* **B2**, 2999 (1990).
7. L. I. Rudakov and V. N. Tsytovich, *Phys. Rep.* **40**, 1 (1978).
8. А. А. Галеев, Р. З. Сагдеев, В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко, *Письма в ЖЭТФ* **24**, 25 (1976).
9. Б. Н. Брейзман, В. И. Ерофеев, *Физика плазмы* **11**, 387 (1985).
10. A. V. Arzhannikov, A. V. Burdakov, V. S. Koidan et al., in: *Internat. Conf. on Plasma Phys. Lausanne, Invited papers*, 1984, p. 285.
11. V. S. Burmasov, I. V. Kandaurov, E. P. Kruglyakov, and O. I. Meshkov, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **23**, 952 (1995).
12. Л. Н. Вячеславов, В. Ф. Гурко, В. Ф. Жаров и др., *Физика плазмы* **24**, 211 (1998).
13. Дж. Шеффилд, *Рассеяние электромагнитного излучения в плазме*, М.: Атомиздат, 1978.
14. O. Bohmer and M. Raxter, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 1145 (1966).
15. Ю. Г. Калинин, Д. Н. Лин, В. Д. Рютов, В. А. Скорюпин, *ЖЭТФ* **55**, 115 (1968).
16. W. Birkmayer, T. Hagfors, and W. Kofman, *Phys. Rev. Lett.* **57**, 1008 (1986).
17. B. Amini and F. F. Chen, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 1441 (1984).
18. C. E. Clayton, C. Joshi, C. Darrow et al., *Phys. Rev.* **54**, 2343 (1985).
19. K. L. Backer, R. P. Drake, A. M. Rubenchik et al., *Phys. Rev. Lett.* **77**, 67 (1996).
20. C. M. Surko, R. E. Slusher, D. R. Moler, and M. Porkolab, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 81 (1972).
21. M. Kornher, G. Decker, M. Keilhacker, and F. Lindenberg, *Phys. Lett.* **39A**, 95 (1972).
22. L. N. Vyacheslavov, E. P. Kruglyakov, M. V. Losev et al., *Rev. Sci. Instrum.* **64**, 1398 (1993).
23. В. С. Бурмасов, Л. Н. Вячеславов, И. В. Кандауров и др., *Физика плазмы* **23**, 142 (1997).
24. Л. Н. Вячеславов, В. Ф. Гурко, В. Ф. Жаров и др., *Физика плазмы* **24**, 223 (1998).
25. Л. Н. Вячеславов, В. Ф. Гурко, В. Ф. Жаров и др., *Препринт ИЯФ СО РАН, ИЯФ 99-25* (1999).
26. Дж. Бекефи, *Радиационные процессы в плазме*, М.: Мир, 1971.
27. G. C. A. M. Janssen, E. H. A. Granneman, and H. J. Hopman, *Phys. Fluids.* **27**, 736 (1984).
28. A. Dovrat and G. Benford, *Phys. Fluids.* **31**, 2026 (1988).
29. Л. Н. Вячеславов, Л. М. Горбач, И. В. Кандауров и др., *Физика плазмы* **20**, 51 (1994).
30. А. В. Аржанников, В. Т. Астрелин, *ПМТФ* **6**, 3 (1979).
31. В. Н. Цытович, *Теория турбулентной плазмы*, М.: Атомиздат, 1971.
32. L. N. Vyacheslavov, V. S. Burmasov, I. V. Kandaurov et al., *Phys. Plasmas* **2**, 2224 (1995).
33. Г. В. Шолин, *ДАН СССР* **195**, 589 (1970).
34. L. N. Vyacheslavov, V. S. Burmasov, I. V. Kandaurov et al., in: *Strong Microwaves in Plasmas, Proc. of the Internat. Workshop*, 1999, Nizhny Novgorod **2**, 2000, p. 405.
35. A. V. Arzhannikov, A. V. Burdakov, V. S. Koidan et al., *XVII Int. Conf. on Phenom. Ionized Gases, Budapest* **1**, 1985, p. 216.
36. Б. Н. Брейзман, *Вопросы теории плазмы* **15**, М.: Энергоатомиздат, 1987, стр. 55.
37. P. A. Robinson, *Rev. Mod. Phys.* **69**, 507 (1997).
38. R. Pozzoli and D. Ryutov, *Phys. Fluids* **22**, 1782 (1979).
39. В. В. Красносельских, В. И. Сотников, *Физика плазмы* **3**, 872 (1977).
40. Е. Н. Кручина, *Физика плазмы* **10**, 1307 (1984).
41. S. L. Musher, A. M. Rubenchik, and V. E. Zakharov, *Phys. Rep.* **252**, 178 (1995).
42. G. Thejappa and R. J. MacDowall, *Astrophysical J.* **498**, 465 (1998).
43. *Электродинамика плазмы*, сб. под ред. А. И. Ахиезера, М.: Наука, 1974.
44. F. Chen, *Introduction to plasma physics and controlled fusion*, Plenum Press, N.Y. **1**, 1984.
45. А. Ф. Александров, Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе, *Основы электродинамики плазмы*, М.: Высшая школа, 1988.
46. R. E. Slusher, C. M. Surko, and D. R. Moler, *Phys. Rev. Lett.* **36**, 674 (1976).
47. Ю. С. Сигов, Ю. В. Ходырев, *ДАН СССР* **229**, 833 (1976).
48. Р. З. Сагдеев, В. Д. Шапиро, В. И. Шевченко, *Физика плазмы* **6**, 377 (1980).
49. P. K. Kaw, A. T. Lin, and J. M. Dawson, *Phys. Fluids* **16**, 1967 (1973).

50. E. V. Mishin and K. Schlegel, *J. Geophys. Res.* **99A**, 11, 391 (1994).
51. А. А. Веденов, Д. Д. Рютов, *Вопросы теории плазмы*, М.: Атомиздат, **6**, 1972, стр. 3.
52. P. A. Robinson, M. J. Wouters, and N. G. R. Broderick, *Phys. Plasmas* **3**, 122 (1996).
53. P. A. Robinson, G. I. de Oliveira, *Phys. Plasmas* **6**, 3057 (1999).
54. H. P. Freund and K. Popadopoulos, *Phys. Fluids* **23**, 732 (1980).
55. K. Akimoto, H. L. Rowland, and K. Popadopoulos, *Phys. Fluids* **31**, 2185 (1988).
56. В. И. Петвиашвили, В. Я. Яньков, *Вопросы теории плазмы*, **14**, М.: Энергоатомиздат, 1985, стр. 3.