

ОПТИЧЕСКИЕ И РЕНТГЕНОВСКИЕ  
МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ ЭФФЕКТОВ  
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ РЭП С ПЛАЗМОЙ МЕТОДОМ  
НЕКОГЕРЕНТНОГО ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ© 1998 г. Л. Н. Вячеславов, В. Ф. Гурко, В. Ф. Жаров, И. В. Кандауров,  
Э. П. Кругляков, О. И. Мешков, А. Л. Санин

Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН

Поступила в редакцию 20.08.97 г.

Система некогерентного томсоновского рассеяния на основе мощного неодимового лазера применяется для исследования коллективных эффектов взаимодействия сильноточного релятивистского электронного пучка с плазмой. Система регистрации рассеянного излучения позволяет измерять параметры надтепловых “хвостов” функции распределения электронов плазмы в диапазоне до  $300 T_e$  и мелкомасштабные флуктуации профиля плотности плазмы во время инжекции релятивистского электронного пучка с пространственным разрешением 0.3 мм. В качестве детекторов используются лавинные фотодиоды. Цель экспериментов состоит в непосредственном подтверждении существования коллапса ленгмюровских волн в магнитном поле.

Результаты экспериментов по исследованию взаимодействия мощного релятивистского электронного пучка (РЭП) с плазмой, ведущиеся на установке “ГОЛ-М”, позволяют сделать выводы о природе нелинейных процессов, приводящих к перекачке энергии из турбулентных колебаний, возбуждаемых РЭП, к электронам плазмы [1, 2]. Спектр ленгмюровских и ионно-звуковых колебаний исследовался с помощью коллективного  $\text{CO}_2$ -рассеяния. Первые данные о виде функции распределения электронов были получены с помощью системы томсоновского рассеяния на угол  $8^\circ$  [3]. Наблюдаемый в процессе инжекции РЭП нагрев немаксвелловской части функции распределения электронов плазмы происходит за счет затухания Ландау ленгмюровских колебаний большими значениями волновых векторов  $k$ . Однако основной механизм перекачки энергии турбулентности из длинноволновой области, где колебания возбуждаются РЭП, в коротковолновую часть спектра, где происходит их поглощение электронами плазмы, окончательно не выяснен. Это может быть как ленгмюровский коллапс, так и конверсия ленгмюровских колебаний на ионном звуке [4, 5]. Совокупность накопленных экспериментальных фактов свидетельствует скорее в пользу первой гипотезы, однако наиболее убедительным доказательством существования коллапса ленгмюровских волн в магнитном поле стало бы прямое измерение динамики коллапсирующей каверны, как это сделано в [6].

Максимальная плотность энергии ленгмюровских колебаний сосредоточена в области резонансных волновых векторов  $k_{res} = v_b/\omega_{pe} \approx c/\omega_{pe}$ , где  $v_b$  – скорость электронного пучка,  $\omega_{pe}$  – плаз-

менная частота [1]. Максимальная энергия ионно-звуковых колебаний, генерируемых на заключительной стадии коллапса, соответствует волновым векторам  $k = 30r_d$  [2]. В условиях наших экспериментов (плотность  $n_e = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ , температура после инжекции РЭП  $T_e = 30\text{--}50 \text{ эВ}$ ) это соответствует инерциальному интервалу  $0.1\text{--}5 \times 10^{-3} \text{ см}$ . Схлопывание ленгмюровской каверны с размером  $l \approx 2\pi/k_{res}$  со сверхзвуковой скоростью должно происходить за время масштаба нескольких наносекунд. Представляется возможным исследовать процесс изменения плотности в каверне, а также нагрев в результате коллапса электронов плазмы с помощью лазерного рассеяния. Для этих целей создана система томсоновского рассеяния на основе мощного лазера на неодимовом стекле (рис. 1). Его оптическая схема аналогична описанной в [7].

Излучение задающего генератора с активным элементом из YSGG-граната (10 нс, 30 мДж) после предусилителя направляется в отверстие связи  $\varnothing 3 \text{ мм}$  пятипроходового телескопического усилителя. Окончательное усиление излучения достигается в однопроходном каскаде. В качестве осветителя и оптического затвора генератора использовались детали лазера ЛТИ-502. Активные элементы обоих усилителей имеют габариты  $\varnothing 45 \times 640 \text{ мм}$ . Первые эксперименты по исследованию функции распределения электронов плазмы проводились с преобразованием излучения лазера во вторую гармонику [3]. Для расширения возможностей диагностики, т.е. для измерения параметров функции распределения в области более высоких энергий, в данной работе используется рассеяние излучения первой гармоники.

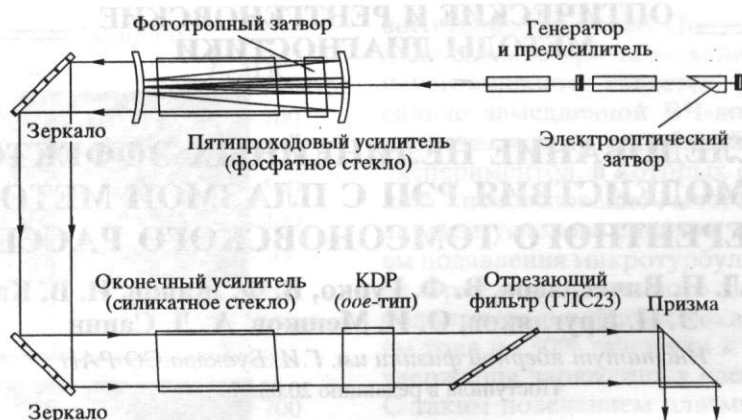


Рис. 1. Оптическая схема лазера на неодимовом стекле с преобразованием излучения во вторую гармонику.

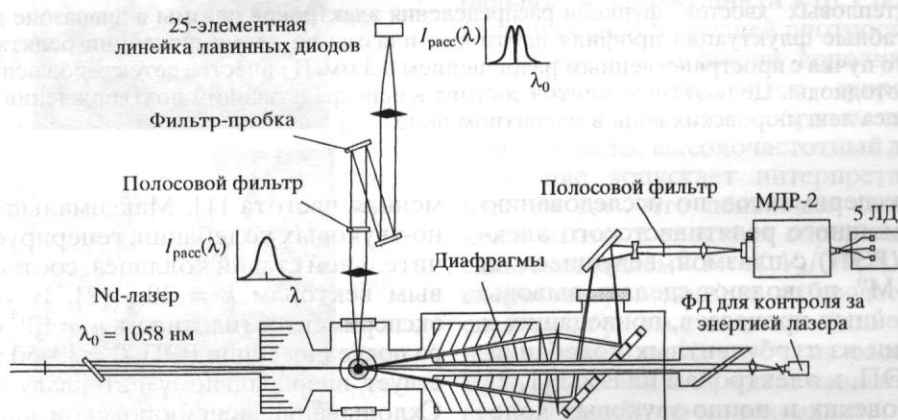


Рис. 2. Схема системы регистрации томсоновского рассеяния. Рассеяние на  $8^\circ$  используется для измерений параметров надтепловых хвостов функции распределения электронов, рассеяние на  $90^\circ$  применяется для исследования мелкомасштабных (0.3–7 мм) флуктуаций профиля плотности плазмы.

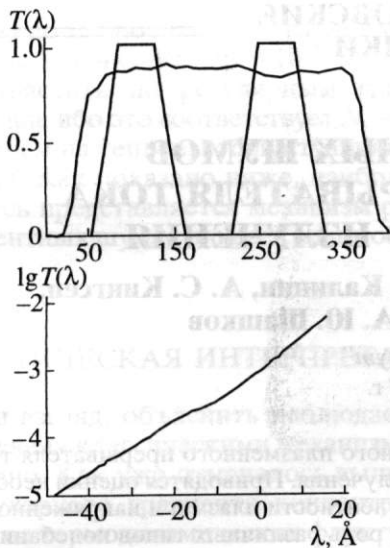
Энергия лазера при этом равна 30–40 Дж при расходимости излучения  $\sim 0.3$  мрад. Схема системы регистрации рассеянного излучения показана на рис. 2.

В малоугловой системе регистрации рассеянного излучения детекторами служат лавинные фотодиоды С30955Е фирмы EG&G (Canada) с предусилителями (коэффициент усиления около 100 в полосе 200 МГц). В системе рассеяния на  $90^\circ$  в качестве детектора используется 25-канальная линейка лавинных фотодиодов С30985Е этой же фирмы. Временное разрешение обоих детекторов составляет  $\sim 2$  нс, размер одного элемента линейки равен  $0.025 \times 0.03$  см. Для подавления паразитного излучения в малоугловой системе рассеяния применен высококонтрастный полосовой фильтр фирмы "Bagg Associated Inc.", установленный перед входной щелью полихроматора. Его кривая пропускания с наложенными на нее аппаратными функциями двух каналов регистрации показана на рис. 3. Окончательная настройка и юстировка оптического тракта, включая монохро-

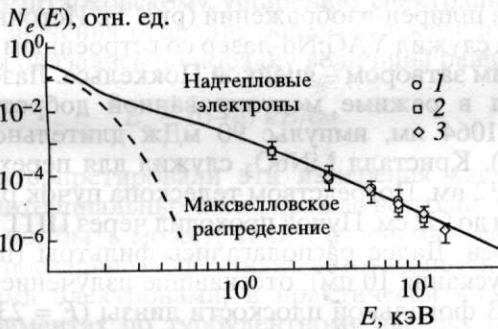
матор МДР-2, проводились в инфракрасном свете использованием прибора ночного видения.

Отказ от кристалла KDP, использовавшегося для получения второй гармоники излучения, существенно упростил юстировку лазерной системы. Отношение сигнал/собственное свечение плазмы оказалось в инфракрасной области спектра заметно лучшим, чем в спектральном интервале вблизи 530 нм. В совокупности с увеличением энергии зондирующего излучения и использованием лавинных фотодиодов это позволило расширить возможности диагностики.

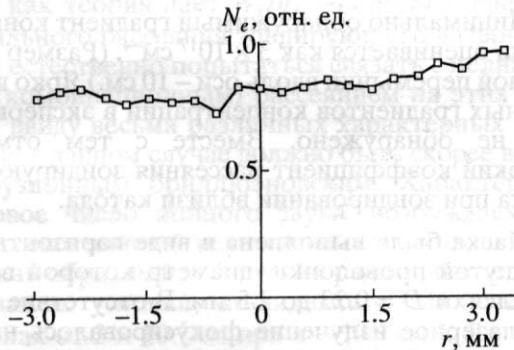
Результаты измерений параметров высокоэнергичной части функции распределения электронов плазмы согласуются с данными работы [3]. На рис. 4 приведены сигналы в каналах, рассчитанные для спада плотности "хвоста"  $n_h(E) \propto E^{-2.7}$ , где  $E$  – энергия электронов и усредненные экспериментальные данные. Абсолютная плотность надтепловых электронов оказалась равной  $n_h = (1.0 \pm 0.2) \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ .



**Рис. 3.** Трапеции – аппаратные функции 1-го и 5-го каналов (входная щель 0.8 мм, ширина канала 1 мм, дисперсия МДР-2 40 Å/мм). Кривая на левом графике – зависимость коэффициента пропускания полосового фильтра в системе 8°-ного рассеяния относительно длины волны излучения лазера. Кривая на правом графике – пропускание фильтра вблизи длины волны излучения лазера в логарифмическом масштабе.



**Рис. 4.** Высокоэнергетичная часть функции распределения электронов плазмы. Символы 1, 2, 3 соответствуют различным положениям каналов регистрации по спектру.



**Рис. 5.** Профиль плотности плазмы до инжекции РЭП. Во время инжекции пучка на профиле плотности возникают значительные неоднородности, выяснение природы которых требует дальнейших экспериментов.

Существование надтепловых “хвостов” является одним из косвенных признаков коллапса ленгмюровских колебаний, возбужденных РЭП. Представляет интерес получить непосредственное подтверждение существования мелкошабных модуляций плотности электронов плазмы. Для этого использован метод рассеяния на 90° (рис. 2). Узкополосный фильтр-пробка с полушириной 20 Å применен для подавления паразитного света. Интерференционный фильтр с полушириной ~300 Å выделяет в рассеянном излучении спектральный интервал, соответствующий ширине спектра для случая рассеяния на электронах плазмы с температурой 30–40 эВ. Временное и пространственное разрешения диагностики достаточны для наблюдения динамики плотности отдельной ленгмюровской каверны. Мы предполагаем удлинить длительность импульса лазера до 80–100 нс, что даст возможность оценить частоту актов коллапса за время инжекции РЭП.

Первые эксперименты с системой рассеяния на 90° были выполнены с коротким лазерным импульсом (10 нм) для проверки временного разрешения детекторов и фоновых условий при инжекции пучка в плазму. Свечение плазмы, а также уровень фонового рассеяния оказались пренебрежимо малы. На рис. 5 представлены профили плотности плазмы, зарегистрированные до инжекции РЭП. Первые эксперименты по наблюдению профилей во время инжекции РЭП показывают существование сильных неоднородностей плотности, однако для отождествления природы этих неоднородностей требуется набрать существенно большую статистику.

Работа выполнена при частичной поддержке грантов РФФИ 95-02-03764 и 96-02-19309.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Vyacheslavov L.N., Burmasov V.S., Kandaurov I.V. et al. // Phys. Plasmas. 1995. V. 2. P. 2224.
2. Бурмасов В.С., Вячеславов Л.Н., Кандауров И.В. и др. // Физика плазмы. 1997. Т. 23. № 2. С. 142.
3. Vyacheslavov L.N., Gurko V.F., Kandaurov I.V. et al. // 11th Intern. Conf. on High Power Particle Beams (Czech Republic), 1996. P. 327.
4. Kaw P.K., Lin A.T., Dawson J.M. // Phys. Fluids. 1973. V. 16. № 11. P. 1967.
5. Галеев А.А., Сагдеев Р.З., Шапиро В.Д., Шевченко В.И. // Письма в ЖЭТФ. 1976. Т. 24. Вып. 1. С. 25.
6. Wong A.J., Cheng P.J. // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 52. P. 1922.
7. Ситников С.Ф., Соколов В.И. // Квантовая электрон. 1983. Т. 10. С. 1171.