

07;10;12

О панорамных измерениях концентрации электронных пучков методом томпсоновского рассеяния лазерного излучения

© А.П. Соловьев, О.В. Зюрюкина, К.И. Свинолугов

Научно-исследовательский институт механики и физики при Саратовском государственном университете, 410071 Саратов, Россия

(Поступило в Редакцию 14 сентября 1997 г. В окончательной редакции 13 марта 1998 г.)

Обсуждается возможность использования панорамного приемника с телевизионной системой регистрации сигнала в установке для наблюдения томпсоновского рассеяния лазерного излучения на нерелятивистском электронном потоке. Приведены полученные панорамы томпсоновского и рэлеевского рассеяния и свечения электронного пучка. Даны оценки чувствительности и пространственного разрешения установки. Проведено сопоставление результатов панорамного и одноточечного методов исследования. Обсуждены возможности расширения диапазона метода томпсоновского рассеяния для измерения распределения концентрации в нерелятивистских электронных пучках.

Введение

Методика экспериментального исследования параметров электронных и плазменных потоков на основе томпсоновского рассеяния лазерного излучения обладает большими возможностями, обеспечивая локальность и не внося искажений в исследуемый поток. Большой интерес представляют панорамные исследования структуры электронных пучков и плазмы, когда распределение сигналов в пространстве снимается одновременно, а не от точки к точке, причем число контролируемых в пространстве точек зависит от числа каналов наблюдения. Однако проведение исследований сложно из-за малой величины сигнала рассеяния и необходимости выделения его на фоне значительных помех. Трудности особенно возрастают при исследованиях нерелятивистских электронных пучков, концентрация которых порядка 10^{10} см^{-3} и ниже. Известны реализации панорамных измерений на плазме с концентрацией электронов $10^{13} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$ [1]. В предлагаемой работе оценена возможность панорамного исследования параметров электронных пучков по томпсоновскому рассеянию излучения рубинового лазера в экспериментальной установке, подробно описанной в работе [2], с использованием телевизионной системы регистрации сигнала.

Новые элементы установки и ее параметры

Отличия новой установки от представленной в [2] связаны с осуществлением панорамного приема измеряемых сигналов. Приемная система включала в себя объектив вывода рассеянного излучения, усилитель яркости из двух последовательно соединенных электронно-оптических преобразователей (ЭОП), видеокамеру на основе суперкремникона ЛИ-702 и регистрирующее устройство — телевизионный приемник и осциллограф С8-9А. На экране телевизора просматривалась область

внутри диагностической камеры, ограничиваемая апертурной диафрагмой, на осциллографе анализировалась яркость отдельной строки телевизионного кадра. Выбор строки и ее определенной области обеспечивался системой синхронизации. Для юстировки установки, как и в [2], в объектив устанавливалась диафрагма D_2 , которая убиралась при проведении измерений. Изображение диафрагмы D_2 проецировалось на волоконном блоке ЭОП и использовалось затем в качестве репера для определения центра области зондирования — точки пересечения осей лазерного и электронного лучей при выборе соответствующей строки телевизионного кадра и ее области.

Разрешающую способность R приемной системы в пространстве наблюдения определял второй ЭОП, с учетом линейного увеличения изображения объективом $M = 0.6$ и первым ЭОП $M_1 = 0.63$, а также уменьшения разрешения в $\sqrt{2}$ раз при прохождении через пару волоконно-оптических дисков двух ЭОП. Ее экспериментальная проверка по стандартной мере составила $R = 5 \text{ мм}^{-1}$ и совпала с теоретической оценкой. Объем пространственного разрешения V , который с небольшим приближением можно представить в виде цилиндра с длиной и сечением, определяемым диаметром d луча лазера в области наблюдения и линейным разрешением приемной системы, составил $V \cong 4 \cdot 10^{-2} \text{ мм}^3$.

Наименее чувствительным элементом приемной системы является суперкремникон. Рабочая освещенность фотокатода трубок типа ЛИ-702 составляет $\cong 5 \cdot 10^{-3} \text{ лк}$ [3], и в каждый элемент изображения на фотокатоде, соответствующий одной ячейке матрицы мишени суперкремникона диаметром 30 мкм , за период кадровой развертки 40 мс должна поступить энергия излучения $E_s \cong 10^{-16} \text{ Дж}$ на длине волны 550 нм примерно 10^3 фотонов. Тогда, приравняв энергию E_s к соответствующей энергии томпсоновского рассеяния, получаем выражение для значения электронной концентрации n_1 , при котором сигнал томпсоновского рассеяния лазерного излучения создает на фотокатоде суперкремникона

рабочую освещенность

$$n_1 = E_s S (E_0 K_1 K_2 K \sigma \Omega V_1)^{-1},$$

где σ — сечение томпсоновского рассеяния; E_0 — энергия в импульсе лазерного излучения; S — площадь сечения луча лазера в зондируемой области; $K_{1,2} = 10^2$ — коэффициенты усиления яркости первого и второго ЭОП; $K = 0.3$ — полный коэффициент пропускания всех оптических элементов приемной системы на длине волны томпсоновского рассеяния $\lambda = 630 \text{ nm}$; $\Omega = 2.6 \cdot 10^{-2} \text{ sr}$ — телесный угол наблюдения; V_1 — объем, из которого томпсоновское рассеяние попадает в одну ячейку и который аналогично объему разрешения V с небольшим приближением можно представить в виде цилиндра с длиной, равной диаметру d луча лазера в области наблюдения, и сечением, определяемым размером ячейки суперкремникона L_c с учетом коэффициентов увеличения оптического изображения двух электронно-оптических преобразователей $M_1 = M_2$ и объектива вывода рассеянного излучения.

Для указанных выше параметров установки при энергии лазера $E_0 = 30 \text{ J}$ значение n_1 примерно равно 10^9 cm^{-3} , а на входе первого ЭОП рассеянная из объема пространственного разрешения энергия соответствует примерно одному кванту. Поскольку квантовый выход фотокатода ЭОП в несколько раз меньше единицы ($\cong 0.2$), то один фотозлектрон с фотокатода первого ЭОП создает в соответствующей области фотокатода суперкремникона в период кадровой развертки освещенность, превышающую в несколько раз рабочую. Следовательно, чувствительность приемной системы позволяет регистрировать отдельные кванты света.

Поскольку сигнал томпсоновского рассеяния мал и носит вероятностный характер, то для получения достоверных данных необходимо делать серии измерений, причем чем меньше электронная концентрация, тем длиннее серия. В реальной экспериментальной установке наличие оптических шумов требует дополнительного увеличения числа измерений. Оптические шумы складываются из свечения газа в лампе под действием электронного пучка N_e , свечения пушки, свечения элементов приемного тракта под их действием и лазерной помехи N_L [2]. Последняя была меньше свечения в десятки раз и в 4 раза меньше томпсоновского сигнала в точке максимального значения электронной концентрации, которая составляла примерно $8 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$. Исследование оптических шумов проводилось на основании анализа панорамы на телеэкране и осциллограмм свечения в области зондирования, что наглядно и удобно при телевизионной регистрации.

Экспериментальные результаты и их обсуждение

Проводились панорамные измерения томпсоновского и рэлеевского рассеяния излучения лазера на нерелятивистском электронном пучке и воздухе соответственно и

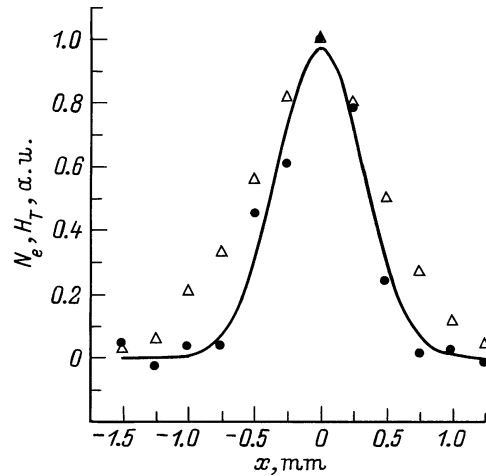


Рис. 1. Панорамы сигналов свечения пучка N_e (Δ) и томпсоновского рассеяния H_T (\bullet). Сплошная линия — аппроксимация H_T по функции Гаусса (H_{TG}).

сопоставление результатов измерений при панорамном и точечном [2] способах регистрации сигналов. Для получения панорамы томпсоновского рассеяния отдельно регистрировалось распределение свечения по сечению пучка. На рис. 1 представлены усредненные за серию из 70 вспышек панорамы сигналов томпсоновского рассеяния H_T и свечения электронного пучка N_e при энергии лазера 30 J и ориентации строк телевизионного кадра поперек изображения электронного пучка и давления в диагностической камере $2.6 \cdot 10^{-5} \text{ Pa}$. В отличие от [2] кривые свечения и томпсоновского рассеяния, нормированные на свои максимальные значения, не совпадают. Это связано с наличием распределения энергии в сечении лазерного луча, поскольку лазерный луч не

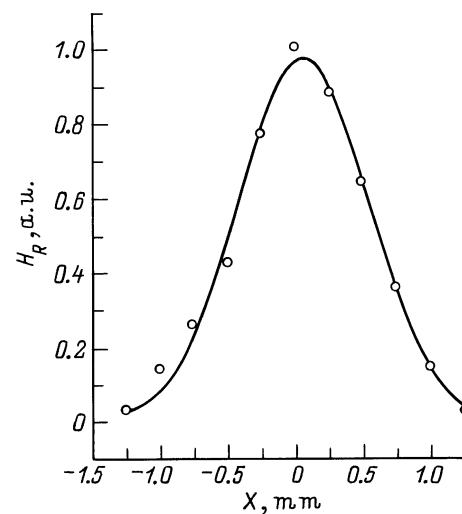


Рис. 2. Распределение величины рэлеевского сигнала H_R по сечению лазерного луча. Кружки — экспериментальные данные, сплошная кривая — аппроксимация H_R по функции Гаусса (H_{RG}).

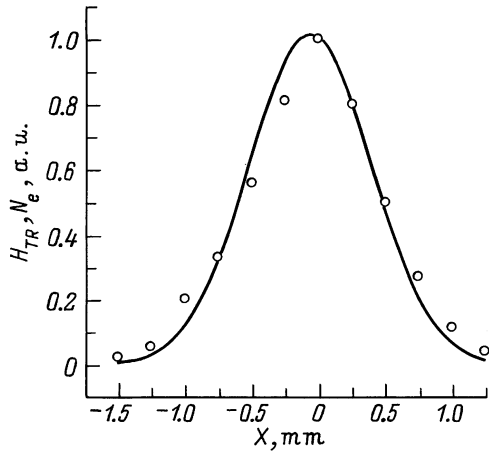


Рис. 3. Распределение нормированного томпсоновского сигнала H_{TR} по сечению пучка: \circ — экспериментально полученные данные свечения пучка N_e .

перемещался относительно электронного пучка вместе с точкой наблюдения, как в [2], а диаметр лазерного луча примерно равен диаметру электронного пучка. На рис. 2 приведено измеренное по одной вспышке лазера при давлении в камере 266 ГПа распределение величины рэлеевского сигнала H_R по сечению лазерного луча. Оно отражает распределение энергии зондирующего излучения по сечению электронного пучка при снятии панорамы томпсоновского рассеяния. Поэтому полученный контур распределения томпсоновского сигнала уже, чем контур свечения. Если полученное распределение томпсоновского сигнала нормировать на распределение рэлеевского рассеяния, то полученная кривая $H_{TR} = \{H_{TG}\}/\{H_{RG}\}$, как видно из рис. 3, довольно хорошо совпадает с распределением свечения, как и в работе [2]. Здесь $\{H_{TG}\}$ и $\{H_{RG}\}$ представляют собой аппроксимированные функцией Гаусса экспериментально полученные распределения томпсоновского $\{H_T\}$ и рэлеевского $\{H_R\}$ рассеяния. Отметим, что в реализованной схеме с примерно равными диаметрами электронного пучка и лазерного луча из-за уменьшения энергии последнего панорама томпсоновского рассеяния на краях пучка получалась при усреднении за большую серию измерений (порядка 70), хотя для центральной области было достаточно 35 вспышек лазера.

Изменение энергии лазерного луча при снятии панорамы томпсоновского рассеяния по сечению электронного пучка можно исключить, если строку телевизионного кадра повернуть вдоль оси лазерного луча, что легко осуществлялось поворотом одного конца оптоволоконного жгута, передающего изображение с ЭОП на суперкремнион. Поскольку в данной конструкции диагностической камеры электронный пучок, лазерный луч и направление наблюдения лежат в одной плоскости, то строка телевизионного кадра также ориентирована вдоль оси изображения пучка. При этом свечение пучка должно быть максимальным и практически постоянным во всей

области наблюдения, составляющей 8 мм. Однако на осциллограмме свечения, представленной на рис. 4, можно видеть ярко выраженный пик, который быстро спадает к центру области зондирования, т.е. к точке пересечения осей зондирующего лазера и электронного пучка. Этот пик связан, как выяснилось из наблюдений на экране телевизора, со свечением катода, которое подсвечивало нож первой экранирующей диафрагмы канала вывода рассеянного излучения. В результате в области зондирования (около 3 мм) имелось небольшое увеличение общего шумового фона (справа на рис. 5). Распределение свечения на рис. 5 (кривая 1) получено при усреднении по 50 осциллограммам. Здесь же приведена панорама сигнала томпсоновского рассеяния H_T (кривая 2), имеющего хорошо выраженный пик в центре области зондирования, составляющий треть от сигнала свечения при давлении в диагностической камере $2.9 \cdot 10^{-5}$ Па.

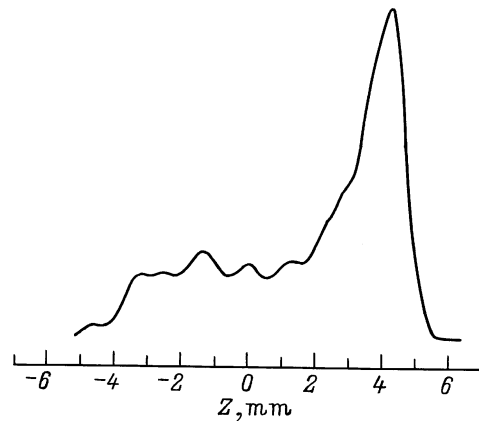


Рис. 4. Осциллограмма свечения на оси пучка при ориентации строк телевизионного кадра вдоль оси изображения пучка; 0 — центр области зондирования.

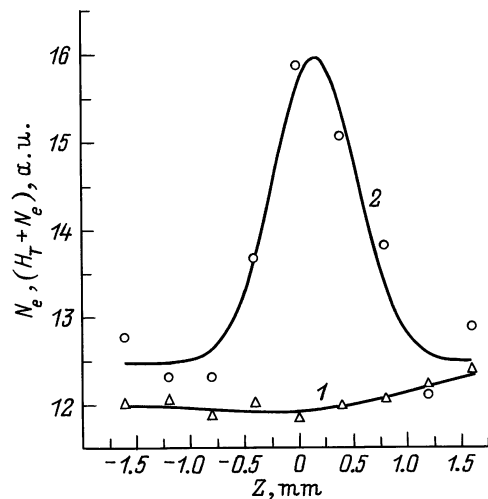


Рис. 5. Панорамы сигналов свечения N_e (1) и томпсоновского рассеяния H_T (2) при ориентации строк кадра вдоль оси изображения пучка; 0 — центр области зондирования.

Сравнение измерений при панорамном и одноканальном [2] приеме показало, что отношение сигнала томпсоновского рассеяния к свечению при одноканальном приеме в несколько раз выше. Это объясняется увеличением времени экспозиции сигналов свечения на мишени суперкремникона. При панорамном приеме это время было равно периоду кадровой развертки, т.е. 40 ms, тогда как при использовании одноканальной методики и фотоэлектронного устройства (ФЭУ) в качестве оптического приемника [2] времени экспозиции было $\cong 10$ ms. Свечение в случае панорамного приемника можно существенно уменьшить реальными путями, если, например, на входе ЭОП установить оптический затвор, включающийся на время действия лазерного импульса, или на время отсутствия импульса выключать питание одного из ЭОП, или изменить электронную схему питания суперкремникона так, чтобы в области строки (кадра), где находится изображение исследуемой части пучка, непосредственно перед вспышкой лазера была проведена очистка мишени суперкремникона. Изменение времени экспозиции свечения от 40 до 1...2 ms, т.е. до длительности импульса лазера, позволяет увеличить отношение сигнала томпсоновского рассеяния к свечению примерно в 20 раз и уменьшить необходимую серию измерений для получения достоверных данных.

Продвижение на основе томпсоновского рассеяния в область более низких концентраций порядка $10^9 \dots 10^8 \text{ cm}^{-3}$ представляет, как нам кажется, довольно сложную задачу вообще и, в частности, требует серьезных изменений используемой авторами до настоящего времени установки. При уменьшении концентрации желательнее компенсировать уменьшение полезного сигнала, поступающего на вход первого ЭОП, за счет увеличения энергии лазерного излучения и телесного угла наблюдения или существенного удлинения серии измерений для накопления полезного эффекта. Длина серии измерений может быть определена экспериментально из требования, чтобы среднее квадратичное отклонение не превышало заданную величину. Например, в [4] при исследовании спектра рассеяния излучения Nd лазера на плазме с концентрацией $10^{12} - 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ с помощью 12-канальной приемной системы из-за малой энергии в импульсе лазера и малого телесного угла полезный сигнал в канале с наименьшей поступающей энергией соответствовал сигналу в нашей установке при концентрации порядка 10^8 cm^{-3} . При его измерении в [4] потребовалась серия из 900 вспышек лазера.

При повышении чувствительности установки увеличение полезного сигнала H_T сопровождается пропорциональным, а при многопроходном зондировании в большей степени — ростом лазерной помехи N_L . Поэтому отношение сигнала к лазерной помехе остается в лучшем случае неизменным. Лазерная помеха в анализируемой установке по величине соответствовала томпсоновскому сигналу при значении концентрации 10^9 cm^{-3} . При меньших концентрациях отношение H_T/N_L становится меньше 1 и желательнее искать пути снижения лазерной

помехи. Свечение же пучка уменьшается пропорционально уменьшению концентрации n и не ухудшает отношение сигнала H_T к полной помехе. Интерференционные фильтры в приемной системе уменьшали лазерную помеху примерно в 10^5 раз на длине волны рассеянного света, отстроенной на 60 nm от длины волны зондирующего лазера при пропускании полезного сигнала 40%. Как следует из [5], полихроматор на трех голографических решетках, основанный на принципе вариоиллюминатора, обеспечивал подавление в 10^{10} раз на длине волны зондирующего рубинового лазера, но коэффициент пропускания полихроматора в диапазоне 650–690 nm был ниже 25%. Использование в анализируемой экспериментальной установке аналогичного полихроматора позволило бы на несколько порядков снизить лазерную помеху, т.е. существенно увеличить отношение сигнала к лазерной помехе и практически исключить ее влияние.

Проведенные нами оценки, экспериментальные точечные и панорамные наблюдения томпсоновского рассеяния на нерелятивистском электронном пучке с концентрацией порядка $8 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-3}$, а также успехи в создании мощных лазеров, высокочувствительных приемников и схем подавления лазерной помехи [5] позволяют надеяться, что уникальные возможности томпсоновского рассеяния станут интересными не только в исследовательских целях, но и для измерения параметров реальных пучков.

Работа выполнена при частичной поддержке Роскомитета РФ по высшему образованию (грант № ГР-72-96 и программа "Физика лазеров и лазерные системы" МЛЦ МГУ).

Список литературы

- [1] Раздобарин Г.Т., Щеглов Д.А. // Диагностика плазмы. М., 1989. № 6. С. 88-101.
- [2] Цикин Б.Г., Долотов Л.Е., Зюрюкина О.В., Соловьев А.П. // ЖТФ. 1991. Т. 61. Вып. 1. С. 149-151.
- [3] Эклз М., Сим Э., Триттон К. Детекторы слабого излучения в астрономии. М.: Мир, 1986.
- [4] Jauernik P., Kempkens H., Uhlenbusch J. // Plasma Phys. and Controlled Fusion. 1987. Vol. 29. N 11. P. 1615-1630.
- [5] Casey S.A., Irby J.H. // Rev. Sci. Instr. 1986. Vol. 57. N 8. P. 1804-1806.