



ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

27

Л. Н. Вячеславов

**МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ЛАЗЕРНОМУ
РАССЕЯНИЮ НЕРАВНОВЕСНОЙ
ЭЛЕКТРОННОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ
В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО НАГРЕВУ ПЛАЗМЫ
С ПОМОЩЬЮ РЭП**

ПРЕПРИНТ 85-44



НОВОСИБИРСК

Введение

При инжекции в плазму мощного релятивистского электронного пучка (РЭП) в результате коллективного пучково-плазменного взаимодействия в электронную компоненту плазмы вкладывается значительная доля энергии РЭП. Особенностью такого способа нагрева является то, что функция распределения плазменных электронов после взаимодействия с РЭП может быть сильно неравновесной, при этом значительная часть энергезапаса может содержаться в малой по плотности группе "горячих" электронов [1,2]. Использование метода лазерного рассеяния для изучения подобной функции распределения существенно ограничивается тем, что при больших энергиях электронов быстро уменьшается отношение спектральной мощности рассеянного излучения к спектральной мощности собственного свечения плазмы. Выделение полезного сигнала в этих условиях затрудняет также то обстоятельство, что время нарастания интенсивности собственного излучения плазмы (порядка длительности РЭП 50-100 нс) близко к длительности зондирующего лазерного излучения (~ 30 нс). Именно по этим причинам в предшествующих экспериментах чувствительность диагностической системы оказалась недостаточной для регистрации [3] или детального исследования [4] высокоэнергетичной компоненты электронной функции распределения. Для получения информации об этой неравновесной части функции распределения требовалось совершенствование методов измерения и обработки полученных данных.

Остановимся далее коротко на основных выводах теории рассеяния света в плазме и некоторых экспериментальных работах, имеющих отношение к постановке диагностики в условиях пучково-плазменного эксперимента.

При рассеянии линейно поляризованной электромагнитной волны на свободном, движущемся со скоростью \vec{V}_e электроне сечение рассеяния и смещение частоты рассеянного излучения в нерелятивистском приближении даются известными выражениями:

$$\sigma_e = \left(\frac{e^2}{m c^2}\right) \sin^2 \chi \quad \omega_s - \omega_i = \omega = \vec{k} \cdot \vec{V}_e$$

$$\vec{k} = \vec{k}_s - \vec{k}_i \quad \kappa \approx \frac{4\pi}{\lambda} \sin \frac{\theta}{2} \quad (1)$$

где κ_i , κ_s , ω_i , ω_s - волновые векторы и частоты основного и рассеянного излучения соответственно, θ - угол рассея-

ния. В случае прохождения света через плазму эффект рассеяния, как и в других рассеивающих средах, связан с флуктуациями показателя преломления, определяемыми в данном случае флуктуациями плотности плазменных электронов. Сечение рассеяния выражается следующим образом [5]:

$$\sigma = \sigma_e \cdot S(\vec{k}, \omega) \quad (2)$$

здесь $S(\vec{k}, \omega)$ - пространственно-временное преобразование Фурье от функции парных корреляций электронной плотности:

$$S(\vec{k}, \omega) = \frac{1}{2\pi V} \int_V d^3r \int_{-\infty}^{\infty} \langle n^*(r, t) n(r+r, t+\tau) \rangle e^{-i(\vec{k}\vec{r} - \omega\tau)} d\tau \quad (3)$$

Отсюда видно, что рассеянный в направлении \vec{k}_s световой поток определяется компонентой $S(\vec{k}, \omega)$, соответствующей волновому вектору \vec{k} . Вид функции $S(\vec{k}, \omega)$ существенно зависит от соотношения между k и дебаевским радиусом r_d . При $1/k r_d = \alpha \ll 1$ движение электронов можно считать некоррелированным и соответствующим движению свободных частиц, а при $1/k r_d \gg 1$ необходимо учитывать коллективные свойства плазмы. При $\alpha \ll 1$ выражение для $S(\vec{k}, \omega)$ в нерелятивистском приближении принимает вид [6]:

$$S(\vec{k}, \omega) = \int f(\vec{v}_e) \delta(\omega - \vec{k}\vec{v}_e) d\vec{v}_e \quad (4)$$

где $f(\vec{v}_e)$ - функция распределения плазменных электронов по скоростям; $\delta(\omega - \vec{k}\vec{v}_e)$ - дельта-функция. Соотношение (4) связывает спектр некогерентного рассеяния света электронами плазмы с их функцией распределения по скоростям.

При подстановке в (4) $f(\vec{v}_e) = n_e \left(\frac{m_e}{2\pi T}\right)^{3/2} e^{-\frac{m_e v_e^2}{2T}}$, соответствующей изотропному максвелловскому распределению $S(\vec{k}, \omega)$ преобразуется в выражение, соответствующее гауссовской форме спектра:

$$S(\omega) = n_e \sqrt{\frac{m_e}{2\pi T k^2}} e^{-\frac{m_e \omega^2}{2T k^2}} \quad (5)$$

Сравнительно простое аналитическое выражение для $S(\vec{k}, \omega)$ при $\alpha \geq 1$ получено для плазмы, близкой к равновесию, при дополнительном предположении, что число частиц в дебаевской

сфере велико ($n_e r_d^3 \gg 1$) [7]

$$S(\omega) = \frac{2\pi^{1/2}}{k V_{Te}} \Gamma_d(x_e) + \frac{2\pi^{1/2}}{k V_{Ti}} z \left(\frac{\alpha^2}{1+\alpha^2}\right) \Gamma_{\beta_k}(x_i) \quad (6)$$

где $V_{Te} = \sqrt{\frac{2T_e}{m_e}}$, $V_{Ti} = \sqrt{\frac{2T_i}{m_i}}$ - тепловые скорости электронов и ионов.

$$x_e = \frac{\omega}{k V_{Te}}; \quad x_i = \frac{\omega}{k V_{Ti}}; \quad \beta_k = \frac{z\alpha^2}{1+\alpha^2} \cdot \frac{T_e}{T_i}$$

$$\Gamma_d(x) = \frac{\exp(-x^2)}{[1+\alpha^2 f(x)]^2 + d^2 \pi x^2 e^{-x^2}}$$

$$f(x) = 1 - 2x \exp(-x^2) \int_0^x \exp(\rho^2) d\rho$$

Из выражения (6) для $S(\omega)$ видно, что спектр рассеянного излучения состоит из двух частей: электронной и ионной с характерными ширинами $\omega_e = k V_{Te} x_e$ и $\omega_i = k V_{Ti} x_i$. Как следует из графиков для $\Gamma_d(x)$, приведенных, например, в [8], $x_i \sim x_e \sim 1$ при $\alpha, \beta_k \leq 1$. Следует отметить, что выражения (6) получены в приближении бесконечно тяжелых ионов и справедливы для водородной плазмы при $T_e \leq 3T_i$ для $\alpha > 1$ и при $T_e \leq 30T_i$ для $\alpha \lesssim 1$. Если параметры электронов и ионов не удовлетворяют этим условиям, то необходимо использовать более сложные выражения для $S(\vec{k}, \omega)$ [9, 10]. Изменения в спектре $S(\vec{k}, \omega)$ для $\alpha \gg 1$ при наличии, кроме основной плазмы, небольшой группы "горячих" электронов рассмотрены в работе [11]. Выражение (4) для $S(\vec{k}, \omega)$ (при $\alpha \ll 1$) соответствует нерелятивистскому приближению; релятивистский случай рассмотрен в работе [12], послужившей основой для вычислений спектров рассеянного излучения многими авторами. Тщательный анализ релятивистских эффектов, проведенный в [13], показал, однако, что в работе [12] содержится ошибка, искажающая некоторые из полученных в ней результатов. Отмеченный факт необходимо учитывать при использовании работы [12] и основанных на ней публикаций. Необходимость использования более общего выражения (4) вместо обычной формулы для гауссовского спектра (5) (или релятивистских аналогов этих формул) следует уже из результатов первых экспериментов на установке ИНАР [14-16].

Действительно, если измеренный диамагнитными зондами энергозапас плазмы сосредоточен, в основном в электронах, то при используемых в эксперименте плотностях эти электроны должны быть бесстокновительными в течение времени, превышающего время нагрева. Диагностика неравновесной плазмы методами лазерного рассеяния существенно сложнее диагностики равновесной плазмы по получению и интерпретации результатов измерений. Кроме того, лишь в относительно малой части экспериментальных работ при $\alpha < 1$ пришлось столкнуться со спектрами не гауссовской формы. В работах [17,18] в момент возбуждения в плазме турбулентности наблюдалось значительное увеличение статистического разброса экспериментальных точек от вписанной по ним методом наименьших квадратов гауссовской кривой. Отклонения не статистического характера от равновесного спектра отмечались как в области относительно низких энергий электронов ($E_e \lesssim 20$ эВ), так и для электронов с $E > 100$ эВ. При не слишком малых значениях параметра Солпитера ($\alpha > 0,3$) наблюдались пики на равновесном спектре при небольшой ($\sim 10\%$) добавке холодных электронов с температурой в $20 + 100$ раз меньше температуры основной массы электронов [19]. Экспериментальные данные удовлетворительно совпадают с расчетом [20]. В редкой плазме ($\alpha \ll 1$) отмечались следующие случаи: а) спектры, соответствующие сумме двух максвелловских распределений [21,22]; б) уплощение вершины спектра в момент турбулентного нагрева [23], а также при рассеянии в слабо ионизованной плазме — горб на гауссовском спектре, соответствующий электронам с энергиями, близкими к потенциалу ионизации [24]. В более горячей плазме в определенных режимах регистрировались провалы в гауссовском спектре в экспериментах на θ — пинче [25], токамаках *Alcator* [26] и FT [27], стеллараторе $\lambda - 2$ [28]. Двухтемпературные распределения электронов с относительным дрейфом компонент наблюдались на тexasском турбулентном торе с помощью рассеяния излучения на угол $\theta \sim 10^\circ$ [29]. Нужно сказать, что в большинстве перечисленных работ аппаратура не предназначалась специально для исследования неравновесных функций распределения, а полученное в эксперименте отличие от гауссовского спектра зачастую являлось неожиданным. Только в простейших случаях двухтемпературного распределения в перечисленных работах дана удовлетворительная интерпретация спектров. Истолкование осталь-

ных результатов затруднялось, в частности, тем, что, за исключением работ [22,29], регистрировались проекции скоростей электронов только на одно направление. В спектрах рассеянного излучения во всех работах, кроме [22], где максимальная энергия регистрируемых электронов не превышала 30 эВ, не исследовались крылья спектральной линии (максимальный перепад по интенсивности $I_s(0)/I_s(\Delta\lambda) \sim 10$). Соответственно энергетический диапазон функции распределения dn_e/dE_e электронов, определяющих спектр рассеянного излучения, не превышал $20 + 30$. Попыток обращения спектра с целью восстановления $f(\vec{v}_e)$ в экспериментальных работах не предпринималось. Теоретически вопрос вычисления функции распределения электронов по скоростям из спектра рассеянного излучения $S(\vec{k}, \omega)$ впервые рассмотрен в [30]. Простые соотношения между спектром и функцией распределения получены только для изотропных нерелятивистских распределений. Связь $f(\vec{v}_e)$ с $S(\vec{k}, \omega)$ в общем релятивистском случае оказалась настолько сложной, что сами авторы вместо процедуры восстановления $f(\vec{v}_e)$ рекомендовали пользоваться методом подбора вычисленных для $f(\vec{v}_e)$ спектров с экспериментально полученными. Вильямсон и Кларк [31] попытались упростить процедуру восстановления функции распределения, предложив корректировать в эксперименте спектр излучения, рассеянного на электронах высоких энергий, с помощью дифракционной решетки. Такой способ регистрации спектра позволяет сохранять при всех ω постоянное направление вектора \vec{k} за счет некоторого изменения угла рассеяния θ , что значительно упрощает вычисления. Пользуясь этой методикой авторы [31] получили точность восстановления аксиально симметричных функций распределения $\sim 6\%$ по спектрам рассеянного излучения $S(\omega)$, вычисленным только для четырех направлений вектора \vec{k} . Заложенная в вычисления неточность спектра составляла 5%. Прямое использование результатов Вильямсона и Кларка в эксперименте может, к сожалению, оказаться затруднительным. Дело в том, что в их схеме предполагается, что спектр регистрируется прибором, имеющим аппаратную функцию типа δ — функции как по $\frac{k}{|k|}$, так и по ω . В действительности плотность высокоэнергетичных электронов в большинстве случаев мала и для получения достаточного уровня сигнала необходимо брать довольно широкие каналы регистрации по $\frac{k}{|k|}$ и ω .

В таком случае мы уже не можем считать, что в эксперименте измеряется спектр $S_{\vec{n}}(\omega)$ для некоторого определенного значения вектора $\vec{n} = \frac{\vec{k}}{|\vec{k}|}$. Величина сигнала в канале с номером j будет определяться теперь выражением типа свертки:

$$I_j(n_j, \omega) = \int \int S(\vec{n}, \omega) N(\vec{n} - \vec{n}_j) M_j(\omega - \omega_j) d\vec{n} d\omega, \quad (7)$$

где N_j , M_j - аппаратные функции каналов регистрации по \vec{n} и ω соответственно. Это обстоятельство значительно усложняет восстановление спектра. Кроме того, при $\theta \ll \pi/2$ методика коррекции спектра, по-видимому, трудно осуществима. Следует также добавить, что авторы [31] также, как и авторы более поздней работы [32], где рассмотрен вопрос восстановления изотропной функции распределения, опирались на расчеты релятивистских спектров в уже отмеченной публикации [12], ошибки которой ставят под некоторое сомнение и полученные в [31, 32] результаты, на что указывалось в [13]. Приведенный обзор работ показывает, что диагностика неравновесной плазмы по лазерному рассеянию разработана значительно слабее и представляет достаточно сложную проблему по сравнению со случаем равновесной плазмы.

Целью работы являлось развитие методики томсоновского рассеяния для диагностики неравновесной функции распределения в экспериментах по взаимодействию релятивистских электронных пучков с плазмой.

§ 1. Пути улучшения соотношения "Сигнал/шум"

Перейдем теперь к подробному рассмотрению вопроса об отношении сигнала к шуму в применении к лазерному рассеянию в пучковых экспериментах. Геометрия рассеяния излучения на произвольный угол θ приведена на рис. 1. Лазерный пучок пересекает плазменный шнур по диаметру L . Угловая апертура сфокусированного в центр шнура лазерного излучения равна α , а диаметр каустики - d . Участок лазерного пучка длиной l проецируется с помощью объектива на входную щель полихроматора, имеющую высоту b и ширину a (b' и a' - размеры изображения входной щели в плазме). Если ширина щели выбрана оптимально ($a' \geq d$), то мощность рассеянного сигнала, попадающая в

апертуру полихроматора:

$$P_s \approx \tau_0^2 \sin^2 \chi \cdot n_e P_i l \cdot \Omega \xi \quad (8)$$

где P_i - мощность лазера; ξ - коэффициент пропускания всего тракта регистрации; Ω - телесный угол.

В ту же апертуру попадает фоновое излучение плазмы, величина спектральной мощности которого дается выражением [33, 34].

$$P_p \approx \bar{\epsilon}_\lambda V_{eff} \Delta \lambda \Omega \xi \quad (9)$$

здесь V_{eff} - эффективный объем плазмы; $V_{eff} \approx a'b'l$; $\bar{\epsilon}_\lambda$ - средняя по длине L спектральная плотность мощности фонового свечения плазмы из единицы объема. Из рис. 1 $b' = l \sin \theta$, кроме того характерная ширина спектра $\Delta \lambda$ определяется известным соотношением:

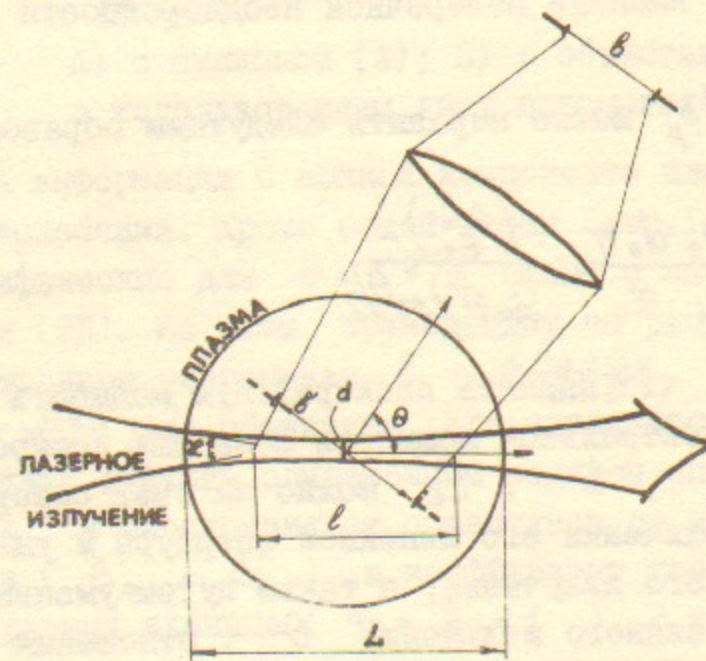


Рис. 1. Геометрия рассеяния излучения на угол θ .

$$\Delta \lambda = \lambda_i \sin \theta / 2 \sqrt{\frac{2 E_e}{m_e c^2}}, \quad (10)$$

где E_e - энергия электрона. Диаметр каустики лазерного пучка d и угловая апертура α связаны в соответствии с теоремой Лангранжа-Гельмгольца с диаметром входной апертуры лазерной системы d_0 и начальной уг-

ловой расходимостью излучения α_0 : $d_0 \alpha_0 = d \alpha$. Для уменьшения V_{eff} необходимо по возможности уменьшать $a' \approx d = \frac{d_0 \alpha_0}{\alpha}$ за счет увеличения угла фокусировки. Максимальная величина α_{max} ограничена конкретной геометрией установки, а также допустимой неопределенностью угла рассеяния $\Delta \theta (\alpha \leq \Delta \theta)$. Задавшись необходимой относительной точностью определения E_e , получим ограничение на максимальную угловую апертуру сфокусированного в плазму лазерного пучка $\alpha_{max} \leq \Delta \theta = \left(\frac{\Delta E_e}{E_e} \right) \operatorname{tg} \theta/2$. Далее, величину максимальной мощности лазера P_i можно записать в виде

$$P_i = \frac{1}{4} \pi d_0^2 Q_t \eta \quad (II)$$

где θ_t — предельная плотность мощности для данного типа активного элемента, определяемая его разрушением; $\eta < 1$ — коэффициент, характеризующий влияние поперечной неоднородности излучения.

Теперь отношение P_s/P_p можно выразить следующим образом:

$$\frac{P_s}{P_p} \approx \frac{\pi n_e \tau_0^2 \sin^2 \chi}{4 E_\lambda L \sqrt{\frac{2 E_e}{m_e c^2}}} \frac{Q_t d_0 \eta}{\lambda_i \cdot \alpha_0} \frac{(\Delta E_e)}{\sin \theta \cos \theta/2} \quad (I2)$$

Из этого выражения видно, что поднять спектральную мощность сигнала по отношению к спектральной мощности фона для конкретных параметров плазмы E_λ , L , E_e можно за счет совершенствования лазера — увеличения его линейной апертуры и уменьшения расходимости лазерного излучения, а также путем уменьшения угла регистрации рассеянного излучения θ . Отношения сигнала к шуму (S_s/N_n) определяется переменной составляющей фона P_p в рабочей полосе частот. В нашем случае, $P_p \sim P_p$, а время нарастания света плазмы, определяемое длительностью РЭП (50 нс), близко к длительности зондирующего лазерного излучения 20 + 30 нс и временному разрешению фотоумножителей. Эти обстоятельства затрудняют использование обычной частотной фильтрации фона и дифференциальной методики [35]. Регистрация лазерного излучения, рассеянного в плазме на малый угол $\theta \ll \pi/2$, давно используется в экспериментах со сравнительно низкотемпературной плазмой для увеличения параметра $\alpha = 1/\kappa \tau_d$ с целью полу-

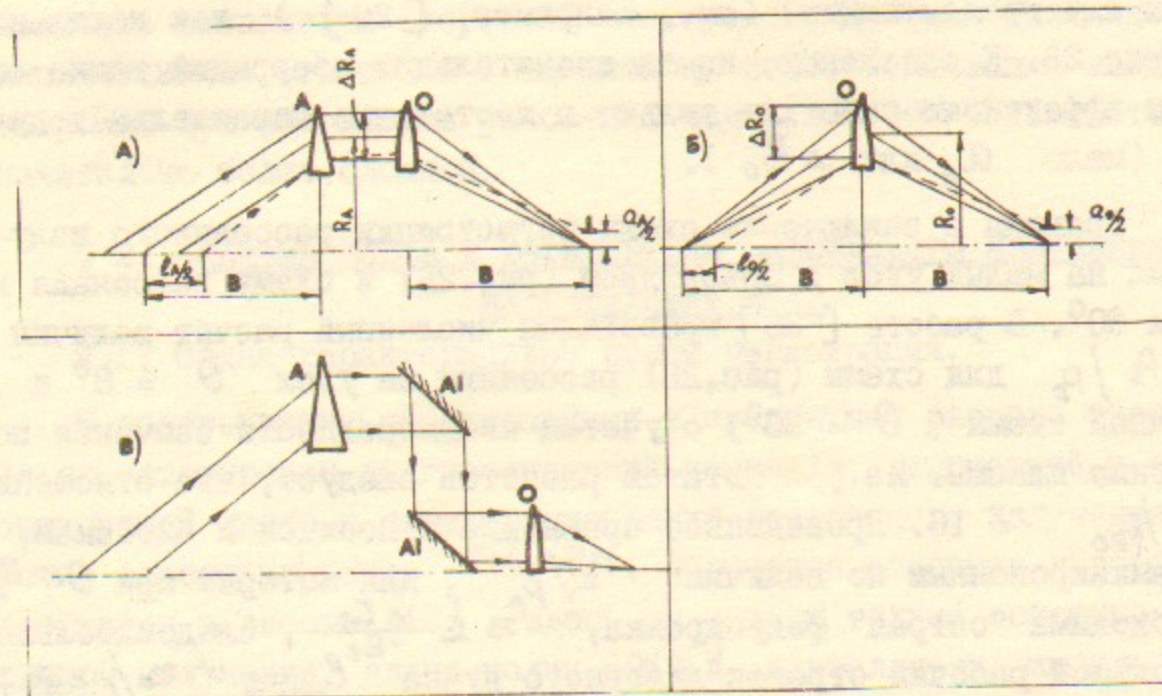


Рис. 2. Схемы регистрации излучения, рассеянного на угол $\theta \ll 90$.

А) с аксионом (А); Б) с объективом (О); В) схема с использованием двух вспомогательных аксионов (А1).

чения информации о ионной компоненте плазмы и изучения плазменных колебаний. Кроме общей схемы (рис.1), используются обычно специфические для $\theta \ll \pi/2$ схемы с аксионом (рис.2А) и объективом (2Б). Из схем, приведенных на рисунке, видно, что пространственное разрешение $v_A \sim \frac{\Delta R_A + a_0}{\sin \theta}$ для аксиона и $v_0 \sim \frac{a_0}{\sin \theta}$ для объектива. Для наглядности сравнения схем А) и Б) будем считать одинаковыми радиусы оптических систем ($R_A = R_0$) и расстояния от объективов до изображения лазерного пучка ($B_A = B_0$), а коэффициент увеличения объектива положим равным единице ($m = \frac{R_0}{B_0} = 1$). В таком случае телесные углы наблюдения будут определяться следующим образом $\Omega_A = 2\pi \theta \frac{a_A}{B}$ и $\Omega_0 = 2\pi \theta \frac{a_0}{B}$. Легко заметить, что при одинаковой светосиле $C = v \Omega$ ($h_A \sim h_0$) объектив обеспечивает существенно лучшее пространственное разрешение, поскольку $a \ll h$, (величина $a \sim \lambda$ ограничивается необходимым спектральным разрешением). Соответственно, при одинаковом пространственном разрешении ($v_A = v_0$) объектив обеспечивает большую светосилу. Объектив предпочтительнее также из-за относительной простоты его изготовления. Существует возможность уменьшить величины

a_A и a_0 при использовании системы из 2-х аксионов (отражающих или преломляющих) (см., например, [29]), как показано на рис.2В. К сожалению, из-за значительных aberrаций такие системы эффективно работают только в достаточно параллельных пучках (мало a_A или ΔR_0).

Сравним в заключение схемы регистрации рассеянного излучения на малый угол с объективом (рис.2Б) и схему рассеяния на угол 90° . В работе [36] проводился численный расчет величин $\rho = P_s / P_0$ для схемы (рис.2Б) рассеяния на угол $\theta = 8^\circ$ и обычной схемы ($\theta = 90^\circ$) с учетом неоднородности свечения по сечению плазмы. Из результатов расчетов следует, что отношение $P_s / P_{90} = 16$. Проведенное сравнение относится к системам, оптимизированным по величине P_s / P_0 , для которых при $\theta \sim \pi/2$ необходима "острая" фокусировка, $x \lesssim \frac{\Delta E_e}{E_e}$, следовательно, небольшой рабочий отрезок лазерного пучка $l_{max} \leq d_0 x_0 / (\frac{\Delta E_e}{E_e})^2$. В эксперименте, однако, осуществить острую фокусировку может оказаться технически сложно, кроме того, часто важно иметь информацию о пространственном распределении параметров плазмы без перестройки фокусирующей и регистрирующей систем. По этим причинам реально при $\theta \sim \pi/2$ угол x берется обычно существенно меньше его предельного значения, что приводит к ухудшению отношения ρ . Так, при одинаковых углах фокусировки x , $P_s / P_{90} = 300$. Для неоднородно излучающей плазмы, когда коэффициент излучения ϵ_λ внешней оболочки толщиной $\Delta L/L = 0,1$ на два порядка превышает значение ϵ_λ в центре, получаем для отношения P_s / P_{90} соответственно 44 и 800 раз. Отсюда видно, что схема рассеяния на малый угол существенно повышает отношение мощности сигнала к мощности фона, особенно в случае, когда определяющим является свечение внешней "шубы". Отметим, в современных токамаках, где имеется максвелловская плазма с температурой $T_e \sim 1$ кэВ и плотностью $n_e \sim 10^{13}$ см⁻³ и отсутствует плотный низкотемпературный "кern", проблема подавления фона не столь актуальна. Однако, уменьшение угла θ при регистрации рассеянного излучения может оказаться полезным и для исследования высокотемпературной плазмы в токамаках нового поколения. Во всяком случае, в последнее время на возможность повышения эффективности регистрации для малых углов применительно к проблемам токамаков обращено внимание в работах [37,38]. Следует отметить еще особенность системы регист-

рации с $\theta \ll 90^\circ$, состоящую в том, что появляется возможность различать компоненты скоростей электронов, имеющих различное направление по отношению к магнитному полю. Реализация подобных измерений при наблюдении рассеяния под углом 90° оказывается значительно более сложной.

§ 2. Система сбора и регистрации рассеянного излучения на установке ИНАР

2.1. Общая характеристика схемы регистрации.

В соответствии со сделанными в предыдущем разделе оценками был сконструирован диагностический комплекс, включающий в себя зондирующий лазер и схему регистрации рассеянного излучения, кратко описанную ранее [39+41]. Подробное описание лазера, содержится в работе [42], здесь мы укажем только основные параметры излучения: длина волны 6943 Å, длительность импульса - 20-25 нс, энергия 15+20 Дж, расходимость 1,5+2 мрад.

Расстояние от места пересечения плазменного шнура лазерным пучком до фольги, сквозь которую пучок инжектировался в плазму, составляло 90 см. Временную задержку импульса лазерного излучения от начала инъекции РЭИ в экспериментах с новой лазерной системой удалось сократить со 150+180 нс до 70+100 нс.

Вновь созданный диагностический комплекс позволял наблюдать рассеянное излучение одновременно в трех направлениях тремя независимыми многоканальными регистрирующими системами (РС). Измерение излучения, рассеянного электронами с энергиями в диапазоне 0,1+5 кэВ, осуществлялось РС1. Угол регистрации был выбран небольшим ($\theta \approx 8^\circ$) в соответствии с оценками в § 1*. Такая величина θ позволила сузить спектр рассеянного излучения по сравнению с углом $\theta = 90^\circ$ в десять раз. Конкретная величина угла $\theta = 8^\circ$ определялась конструкцией установки, необходимостью получить достаточное пространственное и спектральное разрешение, а также приемлемым уровнем подавления излучения,

*В 1978 г., когда производилась отладка описываемой РС на установке ИНАР, появилась работа [29], в которой рассеянное излучение также регистрировалось под малыми углами ($\theta = 10^\circ$). Условия регистрации спектра рассеянного излучения в работе [29] были проще, поскольку в том случае отсутствовал плотный "кern" электронной функции распределения.

рассеянного на деталях аппаратуры. Характерный размер элемента пространственного разрешения для $\theta = 8^\circ$ $\Delta l = \frac{d}{2 \sin \theta} \approx \frac{d_0 z_0}{4 \sin^2 \theta} \approx \approx 14$ мм при наименьшем использовавшемся диаметре РЭП в плазме $d_e = 15$ мм. Кроме регистрации излучения, рассеянного на малый угол, в новом диагностическом комплексе имелись две системы с углом наблюдения рассеянного излучения $\theta = 90^\circ$. Первая из них РСII является практически восьмиканальным аналогом РС, использовавшейся в первых экспериментах [3] для измерения параметров основной компоненты плазменных электронов. Вторая (РСIII) служит для измерения распределения плотности плазмы по диаметру плазменного шнура. Знание радиального профиля плотности плазмы $n_e(r)$ необходимо для выбора оптимального режима создания предплазмы и для последующего оперативного контроля ее состояния. Такая информация представляет существенный интерес, поскольку эффективность взаимодействия РЭП с плазмой может зависеть от поперечной неоднородности плазмы [43]. Диагностическое окно РСIII расположено там, где в первых экспериментах [3] находился рог Релея - ловушка для "паразитного" рассеянного света. Такая замена стала возможна из-за ослабления требований к паразитному рассеянию в связи с переходом к более плотной плазме и улучшением коллимации зондирующего излучения. Спектральный анализ рассеянного излучения осуществляется с помощью полихроматоров, изготовленных на базе монохроматоров МДР-2. Общее число каналов регистрации рассеянного излучения в трех системах достигало 20, детекторами в них служили фотоумножители ФЭУ 84. Высокий уровень и малые времена нарастания фонового излучения плазмы не позволяли использовать интегральные по времени методы измерения электрических сигналов с ФЭУ [44]. Для этих целей применялись запоминающие осциллографы С8-14, С8-12 и модернизированный осциллограф С8-2, полоса усилителя которого была расширена до 70 МГц. Усложнение оптической части РС и повышение точности юстировки потребовали разработки механически жестких, юстируемых креплений всех элементов оптики, а также дополнительного укрепления антреселей, на которых размещается установка и РС. Общая схема системы диагностики приведена на рис.3.

2.2. Аппаратура для измерения температуры и радиального профиля плотности плазмы ($\theta = 90^\circ$)

Система II. По сравнению с ранними экспериментами [3] в

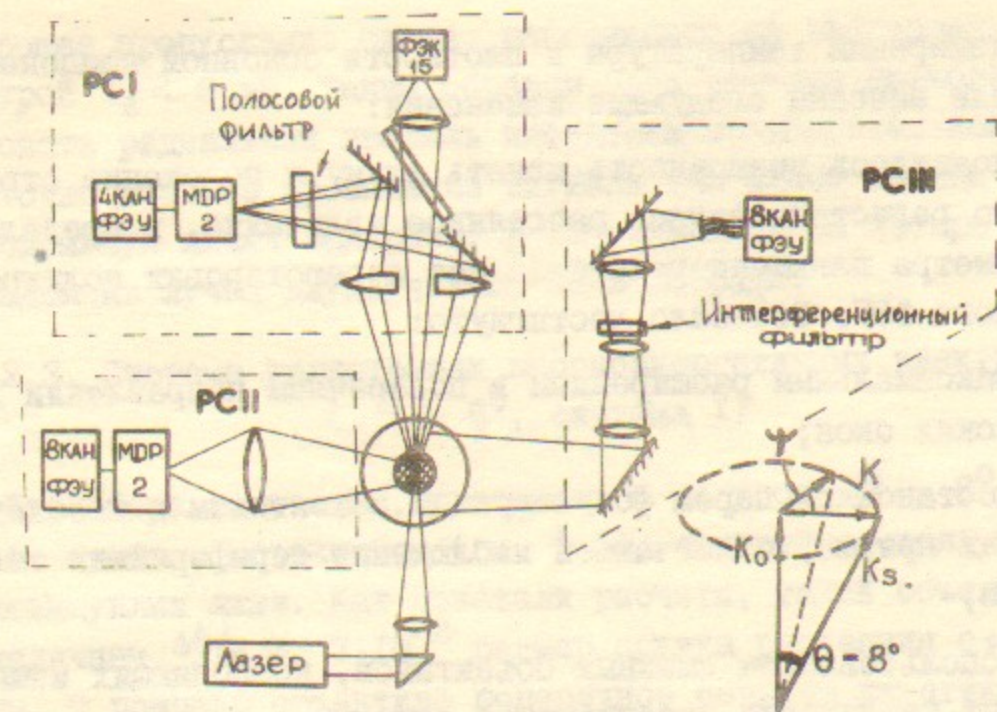


Рис.3. Схема системы лазерного рассеяния на установке ИНАР.
 $\vec{k} = \vec{k}_s - \vec{k}_0$, где \vec{k}_0 , \vec{k}_s - волновые вектора основного и рассеянного излучений.

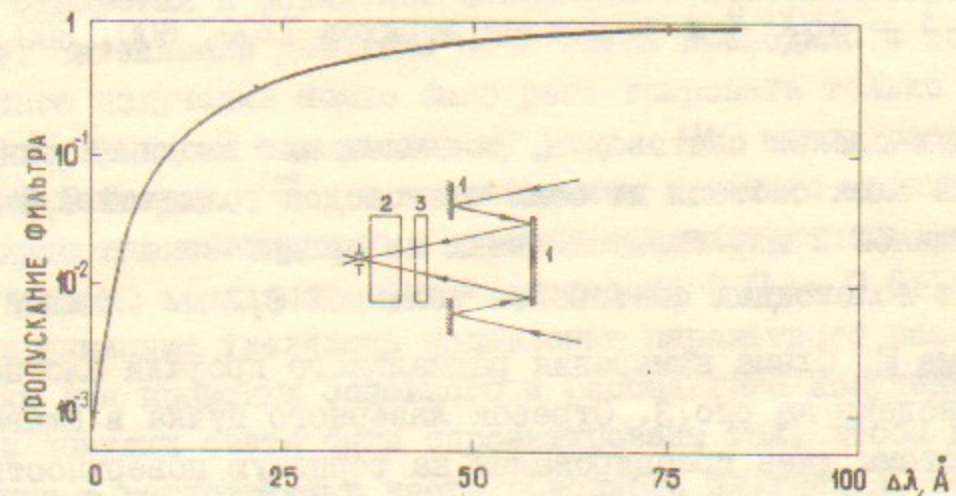


Рис.4. Устройство и кривая пропускания полосового фильтра.
 1 - интерференционные фильтры; 2 - рубиновый фильтр;
 3 - поляризатор.

технику измерения температуры и плотности основной компоненты плазмы были внесены следующие изменения:

1) появилась возможность менять длину и положение отрезка, с которого регистрировалось рассеянное излучение, в пределах всего диаметра плазменного столба без переустройки полихроматора и блока ФЭУ. Это было достигнуто:

а) максимальным расширением в поперечном направлении диагностических окон;

б) постановкой перед фокусирующим объективом в необходимых случаях призмы, облегчающей наблюдение периферийных областей плазмы;

в) использованием сменных объективов, позволяющих изменять коэффициент увеличения проецирующей системы.

2. Регистрация рассеянного излучения осуществлялась одновременно в восьми каналах по спектру, причем спектральная ширина канала могла изменяться в пределах $4+130 \text{ \AA}$ благодаря использованию следующих элементов:

а) сменных решеток для полихроматора с максимумом отражения при $\lambda = 6500 \text{ \AA}$ и частотами штрихов 1200, 600, 300 и 150 мм^{-1} ;

б) двух блоков световодов, соединенных с входными окнами ФЭУ. Первый блок состоял из семи световодов толщиной 0,8 мм и одного толщиной 2 мм, изготовленных из органического стекла, а второй — из волоконных световодов толщиной 0,2 мм (каждый).

Система III. Схема измерения радиального профиля плотности плазмы приведена на рис.3. Отрезок лазерного пучка в плазме с помощью системы линз проецировался на торцевую поверхность пакета из восьми световодов размером $3 \times 3 \text{ мм}^2$ каждый. Переустраивая эти элементы, можно было менять размер исследуемой области плазмы в 4+5 раз. Обычно измерения проводились на участке, несколько превышающем по длине диаметр плазменного столба. Каждый канал в этом случае регистрирует интегральный спектр рассеянного излучения на отрезке длиной около 1 см. Отстройка от фонового свечения плазмы производилась с помощью поляризатора и интерференционного фильтра повышенной контрастности с шириной на полувысоте $\Delta\lambda = 80 \text{ \AA}$ и центром на $\lambda_i \approx 6940 \text{ \AA}$. Это обеспечива-

ло хорошее пропускание света, рассеянного на электронах с температурой $T_e < 6 \text{ эВ}$. Таким образом, эта система позволяла контролировать радиальный профиль плотности предварительной плазмы. Достаточно хорошее превышение сигнала над фоном плазмы позволило, используя линии задержки, регистрировать по четыре сигнала на каждом из лучей двухлучевого осциллографа.

2.3. Система регистрации высокоэнергетичных электронов ($\theta = 8^\circ$, система I)

Для сбора излучения, рассеянного на угол $\theta = 8^\circ$, была выбрана схема с объективом (см. § I), который состоял из двух плосковыпуклых линз. Как показали расчеты, такой объектив дает для величины $\Delta\theta/\theta \approx 7 \cdot 10^{-2}$ размер кружка рассеяния около 0,3 мм. С помощью объектива поперечное сечение каустики лазерного пучка проецировалось с коэффициентом увеличения ≈ 1 на входную щель полихроматора.

Рассеянное лазерное излучение выводилось из вакуумного объема с помощью объектива и поворотного зеркала (рис.3). Основное лазерное излучение вдоль оси зачерненной трубы пропусклось сквозь отверстия в объективе и зеркале и поглощалось в световой ловушке. Затеняющее действие этой трубы приводило к тому, что рассеянное излучение можно было регистрировать только в области $\Delta\psi \leq \frac{3}{2}\pi$ по азимутальному углу ψ между разностным волновым вектором \vec{k} и направлением внешнего магнитного поля. При разработке конструкции, которая предназначалась первоначально для работы с плазмой низкой плотности ($n_p = 0,5+1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$), большое внимание уделялось подавлению паразитного рассеяния. Патрубки для проводки основного и рассеянного излучений, диафрагмы и ловушки света были спроектированы так, чтобы исключить попадание в регистрирующую часть основного излучения, отраженного от деталей установки менее, чем четыре раза. Благодаря этому, как показала калибровка, уровень фона паразитного рассеяния соответствовал $n_p \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Переход к режимам с плотной ($n_p \sim 10^{15}+10^{16} \text{ см}^{-3}$) плазмой поставил проблему подавления излучения, рассеянного основной низкотемпературной частью электронной компоненты. Это излучение, сосредоточенное вблизи λ_i , давало сигнал в центральном канале в 10^3 раз превышающий вклад от высокоэнергетичной компоненты. При этом в соседних каналах из-за

неввысокой контрастности прибора МДР-2 фоновая засветка также превышала полезный сигнал. Для ослабления рассеянного излучения вблизи λ_i перед полихроматором размещался полосовой фильтр, кривая пропускания и устройство которого видны на рис.4. После постановки этого фильтра сигнал от холодной компоненты в центральном канале стал сравним с сигналами от "горячих" электронов в других каналах. Для того, чтобы обеспечить максимальное число фотоэлектронов в каждом канале, число каналов было выбрано небольшим (четыре), а их ширина различной (1; 1; 1,5 и 4 мм) с тем, чтобы скомпенсировать относительное уменьшение ширины канала и ширины спектра при больших энергиях электронов. Линейная дисперсия полихроматора с решеткой 1200 мм^{-1} составляла $\approx 18 \text{ \AA/мм}$, таким образом четыре канала занимали участок спектра шириной 135 \AA , что соответствовало полуширине спектра излучения, рассеянного на электронах с энергией $\sim 5 \text{ кэВ}$.

2.4. Юстировка диагностической аппаратуры

С усложнением схемы лазерного рассеяния усложнился и процесс юстировки. Здесь мы лишь кратко опишем последовательность и особенности юстировки оптических элементов. Первоначально отмечалось положение РЭП в рабочей камере по отпечаткам на фольгах, сквозь которые пучок входил в плазму и выходил из нее, а также на фольге, специально вставляемой в центральное кольцо (электрод для создания предварительной плазмы). Поскольку лазерный пучок пересекал плазму в 30 см от кольца, то центр РЭП вблизи лазерного пучка с достаточной точностью находился на прямой, соединяющей центры отпечатков на фольгах в центральном кольце и на входе в плазму. На продолжении этой прямой на выходном торце установки помещалась диафрагма, использовавшаяся для дальнейшей юстировки совместно с меткой в центре катода ускорителя. Положение этой диафрагмы не совпадало с центром отпечатка РЭП на выходе из-за искривления силовых линий магнитного поля соленоида.

С помощью отдельных газовых лазеров по центру электронного пучка выставлялись оси двух вакуумных объемов - узла ввода лазерного излучения со световой ловушкой для системы I и узла вывода рассеянного и основного лазерного излучения. После этого оставлялся только гелий-неоновый лазер, направленный в сторону основного лазера на рубине. С его помощью юстировалась,

начиная с выходного каскада, лазерная система вместе со своим газовым лазером.

На следующем этапе производилась юстировка регистрирующей оптики с помощью точечной лампы накаливания, помещенной в центр сечения РЭП. Так выставлялись полосовой фильтр, полихроматор I, система III для контроля радиального профиля плотности. Блок фотоумножителей системы I юстировался по излучению гелий-неонового лазера, освещающему входную щель полихроматора. Контроль настройки системы I по глубине резкости на центр РЭП осуществлялся по сигналу с фотоумножителя, регистрирующего в рабочем спектральном диапазоне излучение специального источника диффузного света, позволяющего изменять и точно контролировать его положение вдоль луча газового лазера. Такой контроль настройки по газовому лазеру требует поправки на величину продольной хроматической аберрации фокусирующего объектива, составляющей около 4 мм для $\lambda = 0,63$ и $0,7 \text{ мкм}$.

Точная настройка системы I на рабочий лазерный пучок проводилась следующим образом. В центр плазменной камеры помещался экран из черной копировальной бумаги для машинописи. При воздействии на этот экран ослабленного излучения рабочего лазера удалялось черное покрытие на участке диаметром 1,5 мм в месте фокусировки лазерного пучка. Этот участок, являясь довольно хорошим диффузным рассеивателем для излучения гелий-неонового лазера, позволял подстраивать регистрирующую систему I непосредственно по сигналу от этого излучения. Согласование настройки систем III и I осуществлялось по лампе накаливания, после чего она убиралась, освобождая диагностическое окно системы II. Юстировка этой последней системы регистрации производилась с помощью другой точечной лампы. Эта лампа вставлялась с выходного торца установки и ее положение выбиралось по уже съюстированным системам I и III. Настройка блока фотоумножителей относительно полихроматора для системы I производилась по излучению гелий-неонового лазера.

2.5. Калибровка системы регистрации

2.5.1. Абсолютная чувствительность

Наиболее распространенным методом калибровки абсолютной чувствительности систем томсоновского рассеяния является ка-

либровка по релеевскому рассеянию в газах [10,33]. Действительно, при этом сохраняется геометрия опыта и калибровка абсолютной чувствительности сводится к относительным измерениям сигналов излучения, рассеянного на газе и плазме. Для релеевского рассеяния в газах практически можно пренебречь рассеянием на флуктуациях анизотропии [45], а индикатрисса скалярной части совпадает с индикатриссой томсоновского рассеяния. Сечение релеевского рассеяния на газе в расчете на одну частицу дается выражением [45]:

$$\sigma_R = \frac{4\pi (N_0 - 1)^2}{N_L^2 \lambda_i^4} \sin^2 \chi, \quad (13)$$

где N_0 - показатель преломления газа при нормальных условиях; N_L - число Лоренца.

Экспериментально величины сечения и степени деполаризации проверялись во многих работах и в основном совпадали с теоретическими [33,45]. Результаты работ [46,47], где наблюдалось уменьшение сечения релеевского рассеяния в газах при уменьшении длительности импульса зондирующего излучения, не подтвердились другими авторами [48+50]. Величины отношений сечений томсоновского рассеяния к релеевскому σ_T/σ_R приведены в таблице I для некоторых газов [34,51].

Таблица I

газ	N_2	воздух	H_2	SF_6	CO_2	He	Ne
σ_T/σ_R	376	396	1759	69	167	27560	7400

При проведении калибровки возможным источником ошибки может явиться рассеяние на частицах пыли. Мерой предосторожности против этого является использование не очень высоких давлений газа и выжидание в течение нескольких часов после напуска газа для осаждения частичек пыли. Контролем отсутствия влияния пыли служит совпадение с теоретическим отношений сечений рассеяния на разных газах, стабильность сигналов рассеяния и линейная зависимость от давления газа. В наших экспериментах принимались указанные меры предосторожности и проводился контроль отсутствия пыли. С помощью релеевского рассеяния калибровались РС с $\theta = 90^\circ$, при этом выравнивалась с помощью аттенуаторов чув-

ствительность каналов измерения радиального профиля. Величина сигнала в канале при калибровке соответствовала примерно величине сигнала в этом канале на плазме в рабочем режиме.

Использование релеевского рассеяния для калибровки регистрирующей системы с $\theta = 8^\circ$ затруднялось наличием полосового фильтра, ослабляющего излучение вблизи λ_i ; примерно в $1,5 \cdot 10^3$ раз. В таких случаях вместо релеевского рассеяния в работах [51,52] предложено проводить калибровку по комбинационному рассеянию на SF_6 и H_2 . Линии комбинационного рассеяния для $\lambda_i = 6943 \text{ \AA}$, отношение томсоновского и релеевского сечений к комбинационному, а также эквивалентная плотность электронов, рассеяние на которой соответствует рассеянию на данной линии при давлениях газа 1 атм, дано в таблице 2:

Таблица 2

длина волны	газ	σ_T/σ_R	σ_a/σ_k	источник	$n_{\text{равн}} \cdot 10^{-13}$ при $p = 1 \text{ атм}$
7338 \AA	SF_6	$1,92 \cdot 10^4$	$2,7 \cdot 10^3$	51	14
7238 \AA	H_2	$4,32 \cdot 10^4$	25	52	6,23
7118 \AA	H_2	$12,3 \cdot 10^4$	70	52	2,18

Значения сечений, приведенные в таблице, получены экспериментально в работах [51,52] для угла рассеяния $\theta = 90^\circ$. Использование этих данных для $\theta = 8^\circ$ основано, во-первых, на том, что для поляризованного излучения сечение рассеяния и степень поляризации зависят только от $\cos^2 \chi$ или $\sin^2 \chi$ [53]. У нас в обоих случаях $\chi \approx 90^\circ$ и, следовательно, сечения практически равны. Во-вторых, нами проводились измерения отношений σ_a/σ_k на SF_6 для углов $\theta = 90^\circ$ и $\theta = 8^\circ$ и результаты совпали с точностью $\sim 10\%$. Влияние нелинейных эффектов при использовавшихся давлениях газа и плотностях мощности излучения не должно сказываться, тем не менее, нами проверялась зависимость от давления газа и энергии лазера. Отклонения от линейности в пределах точности измерений не обнаружено. Также проверялось отношение сечений комбинационного рассеяния на SF_6 и двух линиях водорода, указанных в таблице. Измеренное отношение сечений совпало с теоретическим с точностью лучше 20%. В дальнейшем все калибровки абсолютной чувствительности проводи-

лись на SF_6 , при этом одновременно с калибровкой системы I по комбинационному рассеянию калибровались системы II и III по релеевскому рассеянию. Рассеянное излучение в системах II и III ослаблялось до необходимого уровня калиброванными светофильтрами. Привязка чувствительности калибруемого канала на длине волны комбинационной линии к чувствительности в рабочем спектральном интервале проводилась с помощью галогенной лампы накаливания, спектр которой в свою очередь измерялся по термонаре на спектрометре ДФС-24.

2.5.2. Измерение относительной чувствительности и аппаратных функций каналов регистрации

Режим постоянной засветки

Для калибровки относительной чувствительности и аппаратных функций каналов использовался спектрометр ДФС-24 на основе двойного монохроматора с линейной дисперсией $\approx 5 \text{ \AA}/\text{мм}$ и относительным отверстием $1/5$. Источником света служила галогенная лампа КГМ-150 с известным в рабочей области спектром. Выделяемое монохроматором излучение с шириной спектра $\Delta\lambda \sim 1 \text{ \AA}$ подавалось по волоконному световоду для системы II на входную щель соответствующего полихроматора, а для системы I в центр плазменной камеры. В этом последнем случае излучающая поверхность световода была совмещена с местом фокусировки основного лазера, а диаметр ее несколько превышал диаметр лазерного пучка. На расстоянии $\sim 3 \text{ мм}$ от поверхности световода находился диффузный рассеиватель, который и являлся источником, достаточно близко имитирующим геометрию освещения рассеянным в плазме излучением. Соблюдение этих условий важно для интерференционного фильтра, кривая пропускания которого существенно зависит от геометрии освещения. Положение решетки полихроматора и напряжения на фотоумножителях при этом соответствовали условиям плазменного эксперимента. Сигналы с фотоумножителей поступали на вход самописца, синхронизированного с электрическим сканированием спектра в ДФС-24. Таким образом записывались аппаратные функции каналов, которые затем обрабатывались и результаты заносились в память ЭВМ.

Импульсный режим

Сопоставление чувствительностей, измеренных в постоянном

режиме, с импульсным режимом работы проводилось следующим образом. Внутри полихроматоров с помощью волоконного световода вводилось излучение таким образом, что создавалась равномерная засветка входных поверхностей световодов каналов регистрации. По этому световоду подавалось излучение с длиной волны вблизи λ_i через ДФС-24, а затем ослабленное излучение рубинового лазера с регистрацией на осциллографах. После такого сравнения можно было использовать аппаратные функции для обработки экспериментальных данных. Калибровка по световоду излучением рубинового лазера применялась для оценки влияния магнитного поля и для контроля чувствительности каналов одновременно в системах I и II. Эта же калибровка использовалась для проверки отсутствия влияния светового фона плазмы на чувствительность системы в рабочем режиме. Ослабление мощности лазера более чем в 100 раз позволяло пренебречь при этом рассеянием лазерного излучения на плазме.

§ 3. Методика обработки сигналов излучения, рассеянного на малый угол

Как уже отмечалось, при регистрации рассеянного излучения на угол $\theta_1 = 90^\circ$ чувствительности систем недостаточно для регистрации электронов с энергиями больше $\sim 200 \text{ эВ}$. Определение параметров таких "быстрых" электронов производится с помощью системы I ($\theta_2 = 8^\circ$). Вклад в величину полезного сигнала в этой системе помимо излучения, рассеянного на высокоэнергетичных электронах, вносит излучение, рассеянное основной "холодной" компонентой плазмы. Учет роли этой равновесной части электронной функции распределения проводился следующим образом. По данным измерений для θ_1 , проведенным в одном и том же выстреле, что и измерения при θ_2 , с помощью формул Солпитера [7] вычислялся спектр излучения, рассеянного на угол θ_2 на основной компоненте плазменных электронов. Использование приближения Солпитера обосновывается тем, что при $n_p \approx 1,5 \cdot 10^{15}$ и $T_e \approx 20 \text{ эВ}$ $d \leq 1$ (см. введение). Затем вычисленный спектр интегрировался совместно с измеренными аппаратными функциями каналов регистрации и полученные сигналы вычитались из экспериментально найденных. Эта процедура определения "чистых" сигналов, связанных с высокоэнергетичными электронами, давала поправку не более чем в двух каналах, что зависело от угла накло-

на дифракционной решетки в рабочем полихроматоре.

При исследовании бесстолкновительной части электронной функции распределения на первом этапе были поставлены три относительно простые задачи: 1) определение средней энергии и плотности электронов в диапазоне 0,3-8 КэВ; 2) нахождение плотности электронов на двух-трех энергетических интервалах внутри этого диапазона; 3) попытка анализа вида углового распределения электронов. Во введении уже указывалось на трудности использования предложенных в работах [30,31] методик восстановления функций распределения. В то же время для сравнительно грубого анализа функции распределения, когда определяется малое число (2+3) характеризующих ее параметров, пригодны более простые методы, одним из которых является подбор искомой функции при многократном решении на ЭВМ прямой задачи. Необходимые для этого спектры излучения, рассеянного на угол θ_2 , вычислялись в работе [54]. В основу расчетов была положена публикация [12] с учетом поправок, отмеченных в [13].

Спектральная плотность излучения, некогерентно-рассеянного на электронах с функцией распределения по скоростям $f(\beta)$ с учетом релятивизма, описывается следующим выражением (геометрия эксперимента и основные обозначения представлены, на рис.5):

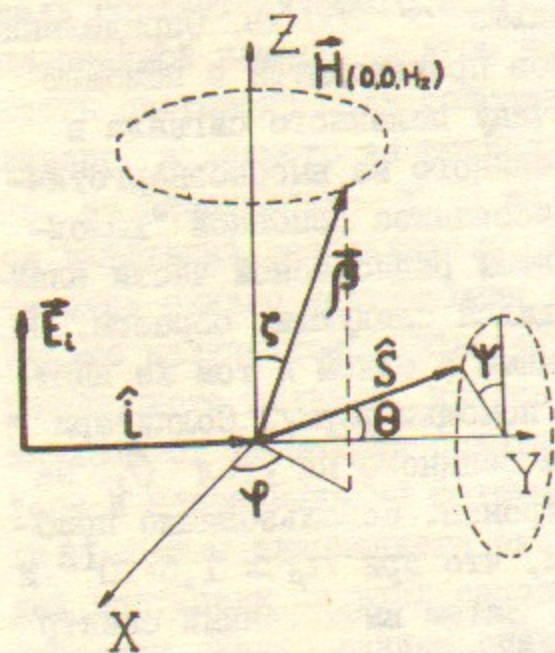


Рис.5. Геометрия эксперимента по лазерному рассеянию на малый угол
 \hat{i}, \hat{s} - единичные вектора в направлении распространения падающего и рассеянного излучений,
 \vec{H} - напряженность удерживающего магнитного поля.

$$P(\omega, \hat{s}) d\omega d\Omega = N_e \frac{c^2 r_0^2}{8\pi} \int d\beta f(\beta) (1 - (\beta \hat{s}))^2 E_s^2 \delta(\omega - \omega_i \frac{1 - (\beta \hat{i})}{1 - (\beta \hat{s})}) d\omega d\Omega \quad (I4)$$

здесь N_e - число электронов в рассеивающем объеме,
 $\vec{\beta} = \frac{\vec{v}_e}{c}$ - вектор скорости электронов,

$$\vec{E}_s = \left[\hat{s} \times [(\hat{s} - \vec{\beta}) \times \{ \vec{E}_i + [\vec{\beta} \times \hat{i}] \times \vec{E}_i \}] - \vec{\beta} (\vec{\beta} \cdot \vec{E}_i) \right] \frac{(1 - \beta^2)^{1/2}}{(1 - (\beta \hat{s}))^3}$$

\vec{E}_i - вектор напряженности электрического поля падающего излучения.

Из (I4) нетрудно видеть, что вклад в мощность излучения на данной частоте ω_s вносят те электроны, скорость которых удовлетворяет уравнению

$$\omega_s = \omega_i \frac{1 - (\beta \hat{i})}{1 - (\beta \hat{s})} \quad (I5)$$

Считая, что регистрируется излучение с $\vec{E}_s \parallel \vec{E}_i$, и предположив, что в функции распределения электронов можно разделить угловую и энергетическую части, т.е. $f(\vec{\beta}) = F_1(\beta) F_2(\xi, \varphi)$ можно получить следующее выражение для спектральной плотности потока мощности рассеянного излучения:

$$P(\omega_s, \hat{s}) d\omega d\Omega = \frac{n_e c^2 r_0^2 E_i^2}{8\pi} \int_0^1 F_1(\beta) (1 - \beta^2) \beta^2 d\beta \int_0^\pi \sin \xi d\xi \quad (I6)$$

$$\int_0^{2\pi} d\varphi F_2(\xi, \varphi) \times \frac{(1 - (\beta \hat{i}))^2}{(1 - (\beta \hat{s}))^5} (1 - (\beta \hat{s}) - \cos^2 \varphi \sin^2 \theta)^2 \delta(\omega_s - \omega_i \frac{1 - (\beta \hat{i})}{1 - (\beta \hat{s})}) d\omega d\Omega$$

Интегрирование выражения (I6) по переменной φ может быть выполнено аналитически, и в этом случае в знаменателе подынтегрального выражения появляется величина $\partial \omega / \partial \varphi = \tilde{\varphi}$, где есть решение уравнения (I5). Последующее интегрирование по оставшимся переменным ξ и β выполняется численно на ЭВМ с подстановкой функций $F_1(\beta)$ и $F_2(\xi, \varphi)$ конкретного вида. Укажем, что при наличии магнитного поля функция $F_2(\xi, \varphi) = F_2(\xi)$, т.е. не зависит от угла φ .

По описанной схеме интегрирования проводились расчеты

спектральной плотности рассеянного излучения $P(\Delta\lambda)$. Вид функции $P(\Delta\lambda)$ для некоторой $f(\vec{\beta})$ в общем случае зависит от положения и ширины канала регистрации по азимутальному углу ψ . Для энергетических измерений необходимо брать максимальную величину $\Delta\psi$ с тем, чтобы уменьшить возможное влияние неанізотропности $f(\vec{\beta})$ на результаты. С другой стороны, для анализа углового распределения "быстрых" электронов предпочтительнее иметь несколько каналов с малой шириной $\Delta\psi$. Положение каналов по ψ для этой цели можно определить по зависимостям спектральной мощности P от $\Delta\lambda$ и ψ , например, из рис. 6, где приведены изолинии постоянной интенсивности для случая моноэнергетического ($E_e = 1 \text{ КэВ}$) пучка с нешироким угловым разбросом $\Delta\zeta = 30^\circ$. Из рисунка видно, что для различных углов ζ характер спектра существенно различен, и, следовательно, регистрируя распределение интенсивности излучения по $\Delta\lambda$ для различных азимутальных углов ψ можно определить область характерных углов ζ для электронов.

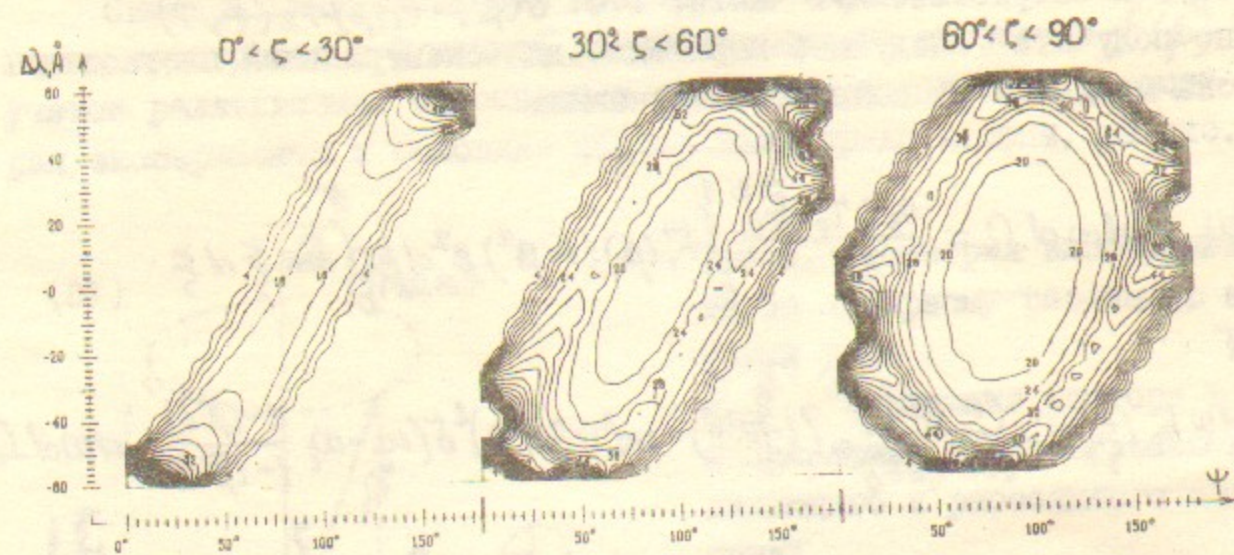


Рис. 6. Зависимость спектральной плотности рассеянного излучения от расстройки $\Delta\lambda$ и азимутального угла регистрации ψ . ($\lambda_i = 6943 \text{ \AA}$).

Однако в реальных экспериментах на установке ИНАР энергетический спектр бесстолкновительных плазменных электронов может иметь значительную ширину. Кроме того, из-за ограниченного числа регистрируемых ФЭУ фотоэлектронов приходится вести регистрацию в достаточно большой апертуре по углу ψ ($\Delta\psi \geq 30^\circ$). Для оценки того, насколько реальна возможность определения ха-

рактерных углов ζ плазменных электронов из анализа спектров, были проведены расчеты применительно к конкретным условиям экспериментов на установке ИНАР.

На рис. 7 представлены зависимости $P(\Delta\lambda)$ для случаев, когда регистрация излучения должна осуществляться в окрестности азимутальных углов $\psi_1 = 0^\circ$ и $\psi_2 = 90^\circ$ ($\Delta\psi_1 = \Delta\psi_2 = 30^\circ$). Именно для этих углов ψ_1 и ψ_2 спектры рассеянного излучения наиболее сильно различаются. Представленные зависимости $P(\Delta\lambda)$ соответствуют функции распределения электронов по энергиям вида: константа, отличная от нуля, в области энергий $1 \text{ КэВ} \leq E_e \leq 5 \text{ КэВ}$ и углов $\zeta_1 \leq \zeta \leq \zeta_2$ и равная нулю вне указанных интервалов. Из рисунка видно, что несмотря на широкий диапазон энергий электронов и широкую по углу ψ апертуру системы регистрации излучения анизотропия в

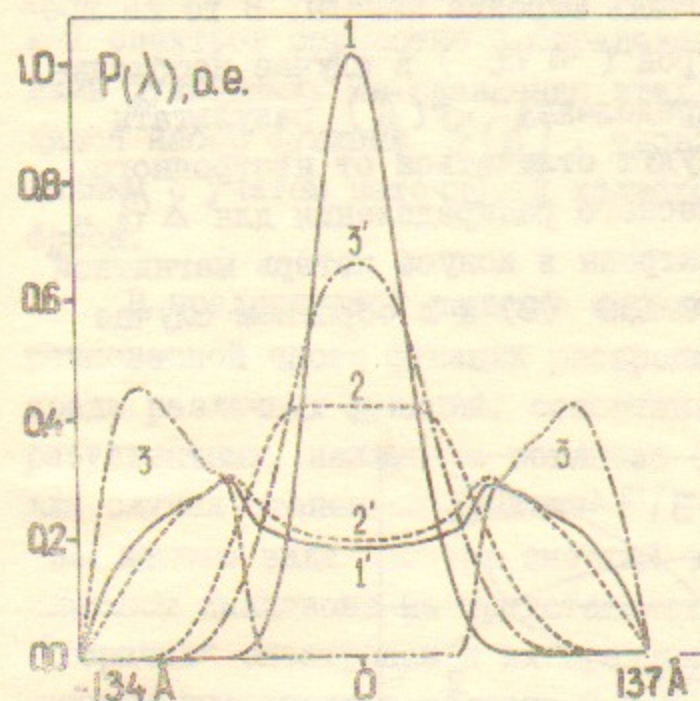


Рис. 7. Спектры рассеянного излучения для случая широкого распределения электронов по энергиям $1, 2, 3 - \psi = 0^\circ$, $1', 2', 3' - \psi = 90^\circ$, $1, 1' - \zeta_1 = 75^\circ$, $\zeta_2 = 105^\circ$, $2, 2' - \zeta_1 = 50^\circ$, $\zeta_2 = 130^\circ$, $3, 3' - \zeta_1 = 0^\circ$, $\zeta_2 = 30^\circ$ и $\zeta_1 = 150^\circ$, $\zeta_2 = 180^\circ$.

распределении электронов по углу ζ существенно проявляется в структуре спектров рассеяния. Действительно, если в функции распределения электронов отсутствуют частицы с векторами скорости, направленными под малым углом ζ к магнитному полю, то зависимость $P(\Delta\lambda)$ для угла $\psi_1 = 0$ имеет максимум в точке $\Delta\lambda = 0$ и является монотонно спадающей, а для угла $\psi_2 = 90^\circ$ в окрестности $\Delta\lambda = 0$ слабо возрастает с увеличением $|\Delta\lambda|$ и затем начинает резко спадать (кривые 1, 1' и 2, 2' на рис. 7). Если же, напротив, в рассеивающем объеме много электронов с малыми ζ , то и картина спектров для углов $\psi_1 = 0^\circ$ и $\psi_2 = 90^\circ$

меняется на противоположную (кривые 3, 3' на рис. 7). Следовательно, регистрируя в эксперименте зависимость отношения $P(\Delta\lambda)$ для $\Psi = 0^\circ$ к $P(\Delta\lambda)$ для $\Psi = 90^\circ$ от расстройки $\Delta\lambda$, можно определить степень анизотропности электронной функции распределения. Грубый контроль асимметрии, типа потока электронов вдоль магнитного поля в одном направлении, можно проверить оставляя лишь правую или левую половину полного диапазона $\Delta\Psi = 270^\circ$. Спектры рассеянного излучения для моноэнергетического распределения электронов ($E = 1$ КэВ), когда существуют электроны только с положительными проекциями скоростей на направление РЭП приведен на рис. 8 для $\Delta\Psi_1 = 135^\circ$ (4) и $\Delta\Psi_2 = 270^\circ$ (1). Из этого рисунка видно, что для регистрации асимметрии движения электронов в направлении инжекции РЭП и в противоположном направлении достаточно иметь очень широкие каналы. В то же время при работе с полной апертурой ($\Delta\Psi_2$) в случае необходимости для той же функции распределения $f(\vec{\beta})$ результаты энергетических измерений не будут отличаться от изотропного случая. Спектры моноэнергетического распределения для $\Delta\Psi_2 = 270^\circ$, когда отсутствуют электроны в конусе потерь магнитной ловушки установки ИНАР $50 < \zeta < 130$ (2) и в обратном случае

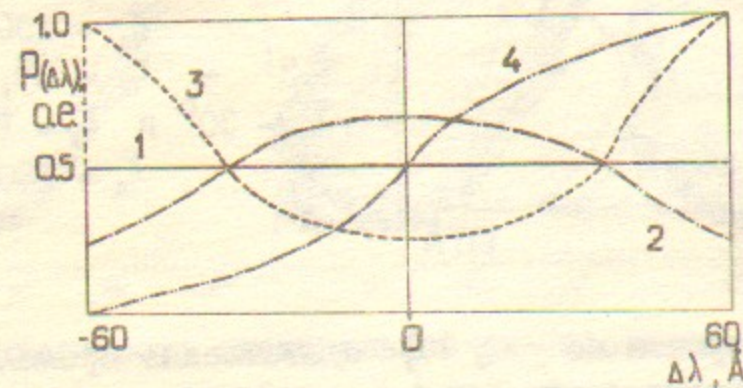


Рис. 8. Спектры излучения, рассеянного моноэнергетическими электронами с энергией $E_e = 1$ кэВ.
 1, 2, 3 - $\Delta\Psi = 270^\circ$ ($-45^\circ \leq \Psi < 225^\circ$),
 1 - $0^\circ \leq \zeta \leq 90^\circ$; 2 - $50^\circ \leq \zeta \leq 130^\circ$;
 3 - $0 \leq \zeta \leq 50^\circ$; $130^\circ \leq \zeta \leq 180^\circ$;
 4 - $\Delta\Psi = 135^\circ$ ($90^\circ < \Psi < 225^\circ$); $0^\circ \leq \zeta < 90^\circ$.

$0^\circ < \zeta < 50^\circ$, $130 < \zeta < 180^\circ$ (3), также приведены на рис. 8. Видно их отличие от прямоугольного спектра (1), соответствующего изотропному моноэнергетическому распределению. Отклонение спектров от изотропного в случае произвольного углового распределения вносит неточность в определение плотности и энергии электронов, если не известен его конкретный вид. (При вычислении спектров не учитывалась роль магнитного поля, поскольку в наших условиях его влияние существенно только для $\Delta\Psi \leq 0,1^\circ$ вблизи $\Psi = 90^\circ$ [5]).

Для нахождения плотности n_h и средней энергии высокоэнергетических электронов в выражение для $P(\Delta\lambda)$ при $\Delta\Psi = 270^\circ$ подставлялись различные $f(\vec{\beta})$. Сигналы, связанные с бесстолкновительной частью $f(\vec{\beta})$, получались аналогично сигналам от равновесной части той же функции после интегрирования вычисленных спектров совместно с определенными из калибровок аппаратными функциями. Из сравнения этих сигналов с измеренными находился набор функций $f(\vec{\beta})$, удовлетворяющий экспериментальным данным с учетом неточности калибровки и экспериментального разброса.

В предпринятой попытке определения аналитического вида неравновесной части функции распределения в области 0,3+8 КэВ среди различных функций, сопоставлявшихся с экспериментальными результатами, наилучшее согласие с экспериментом достигнуто для случая степенной функции $F(E) \sim 1/E^4$. После определения явного вида спектра энергий электронов в указанном спектральном диапазоне не представляет труда оценить плотность "горячих" электронов и их среднюю энергию на любом энергетическом интервале в области 0,3+8 КэВ.

Возможен и другой подход к решению задачи о нахождении параметров "горячих" электронов. Тот же энергетический диапазон (0,3+8 КэВ) может быть разбит на несколько интервалов, в каждом из которых предполагается постоянное распределение $dn/dE = \tilde{c} = \text{const}$. Для такого модельного ступенчатого распределения по энергиям можно подобрать значения констант \tilde{c} или плотностей электронов $n_i = (E_{i+1} - E_i) (\frac{dn}{dE})_i$, удовлетворяющие экспериментальным данным. Эта задача сводится к решению системы линейных уравнений:

$$S_2 = n_1 a_{21} + n_2 a_{22} + n_3 a_{23}$$

$$S_3 = n_1 a_{31} + n_2 a_{32} + n_3 a_{33}$$

$$S_4 = n_1 a_{41} + n_2 a_{42} + n_3 a_{43}$$

(17)

Здесь S_j — сигналы в каналах II + IV; n_i — искомая средняя плотность на i -ом энергетическом интервале. Коэффициенты a_{ij} характеризуют долю от полной рассеянной электронной мощности в i -ом энергетическом интервале, попадающую в j -й канал регистрации. Величина коэффициентов a_{ij} связана с заданным положением энергетического интервала, шириной и положением канала регистрации на шкале длин волн, которые в свою очередь определяются номером канала и углом наклона дифракционной решетки монохроматора. Вид зависимости коэффициента a_{ij} (при фиксированном угле наклона решетки) от средней энергии E_{hi} i -го энергетического интервала для различных относительных ширин $\Delta E/E_{hi}$ приведен на рис. 9.

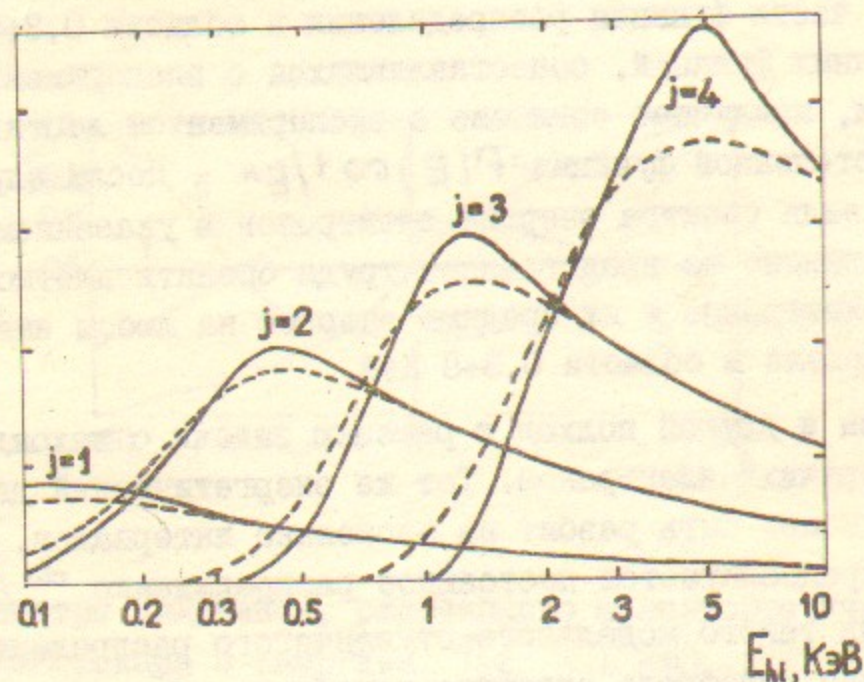


Рис. 9. Зависимость чувствительности канала регистрации с номером j a_{ij} от характерной энергии E_{hi} . Сплошная линия — $\frac{\Delta E}{E_{hi}} = 0,5$, пунктирная — $\frac{\Delta E}{E_{hi}} = 2$.

Видно, что зависимости чувствительностей каналов регистрации a_{ij} от энергии носят пороговый характер со стороны низких энергий. Справа от порога чувствительность канала нарастает с увеличением энергии электронов, а затем спадает при дальнейшем увеличении энергии. Уменьшение чувствительности каналов с ростом энергии связано с уменьшением доли, которую занимает их спектральная ширина в характерной ширине спектра рассеянного излучения. Положение каналов регистрации выбирается таким образом, чтобы зависимость чувствительности a_{ij} от положения энергетического интервала в интересующем нас диапазоне энергий была наиболее сильной. После обработки экспериментальных данных и нахождения сигналов S_j ищется решение системы (17). В реальных условиях коэффициенты a_{ij} и сигналы S_j известны с некоторой неточностью δa_{ij} и δS_j , связанной с неопределенностью угловой части $f(\beta)$ и ошибками измерений аппаратных функций для δa_{ij} . Что касается ошибок измерения сигналов δS_j , то они связаны с разбросом экспериментальных величин, а также с неточностью относительной и абсолютной калибровки каналов регистрации. Ошибку в определении плотностей электронов можно оценить, согласно [55], следующим образом:

$$\frac{\delta n_i}{n_i} \leq \frac{\tilde{B} \left(\frac{\delta a_{i1}}{a_{i1}} + \frac{\delta S_1}{S_1} \right)}{1 - \tilde{B} \frac{\delta a_{i1}}{a_{i1}}} \quad (30)$$

где $\tilde{B} = \|A\| \cdot \|A^{-1}\|$ — число обусловленности матрицы A системы линейных уравнений, $\|A\| = \left(\sum_{i,j} a_{ij}^2 \right)^{1/2}$ — норма матрицы. Обратная матрица A^{-1} может быть вычислена, например, методом, описанным в [56]. Надлежащим выбором положения каналов регистрации на шкале длин волн можно обеспечить достаточно хорошую обусловленность матрицы A так, что при этом относительная ошибка решения оказывается близкой к ошибкам δa_{ij} и δS_j . В значительной степени это связано с малым числом энергетических интервалов.

Задача, относящаяся к контролю потока электронов, связанного с неоднородностью энерговидения по длине установки, решалась сравнением сигналов от высокоэнергетичных электронов в случаях, когда использовалась только одна из половин полной

области регистрации $\Delta\psi = 270^\circ$. Укажем, что особенностью использования поглощающего рубинового фильтра является то, что рабочей оказывается только "красная" половина спектра. Сравнивая сигналы для правой и левой областей регистрации по ψ , можно сделать количественное заключение о наличии асимметрии в распределении электронов по скоростям.

З а к л ю ч е н и е

Остановимся кратко на основных результатах экспериментов с применением описанного комплекса. Осциллограммы сигналов рассеянного излучения, иллюстрирующие работу системы регистрации радиального профиля плотности предварительной плазмы (система III) приведены на рис.10. С помощью системы III, позволяющей получить наглядное представление о мгновенном распределении плот-

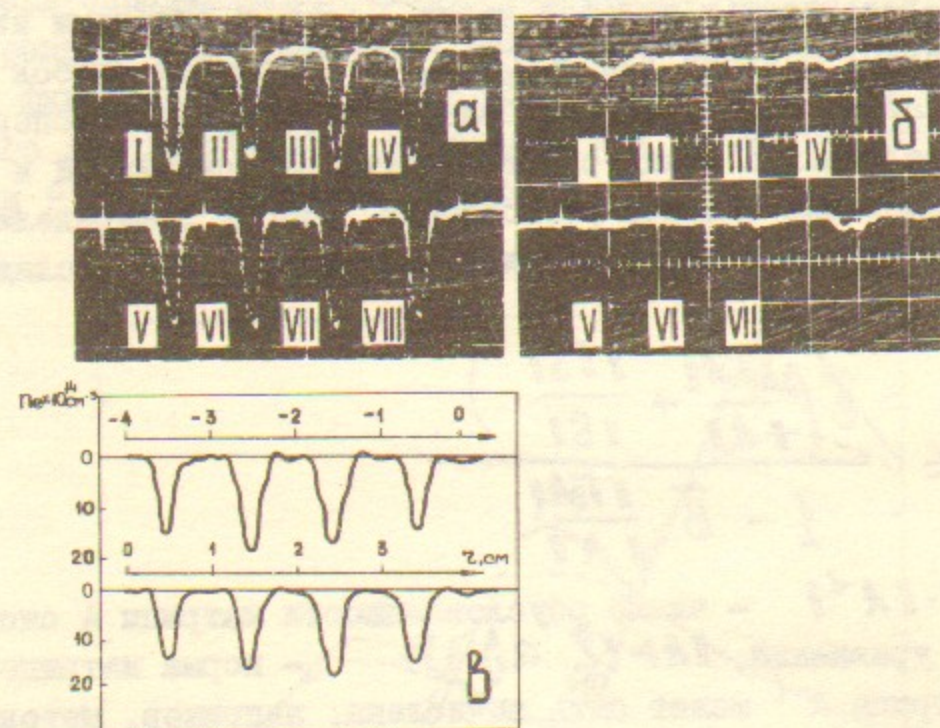


Рис.10. Типичные осциллограммы рассеяния, полученные при измерении плотности с помощью блока III системы лазерного рассеяния; а) газ, $n_{p, газ} = 2,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; б) вакуум; в) плазма. Цифрами на фотографиях а) и б) обозначены номера каналов регистрации, каждому из которых соответствует отрезок длиной 1 см на радиусе камеры. Области положительных значений радиуса от 0 до 4 см обозначены цифрами I-IV, а отрицательных от 0 до -4 - VI-VIII. На рис.в) в для наглядности показаны пространственные координаты. Развертка 100 нс/дел.

ности плазмы по диаметру плазменного столба проводилась отработка метода создания плотной и однородной предварительной плазмы и в дальнейшем ее оперативная диагностика [57].

Работу систем регистрации I и II при изучении нагрева плазмы электронным пучком характеризуют осциллограммы, показанные на рис.11. Для каждого сигнала на рисунке приведены пороговые

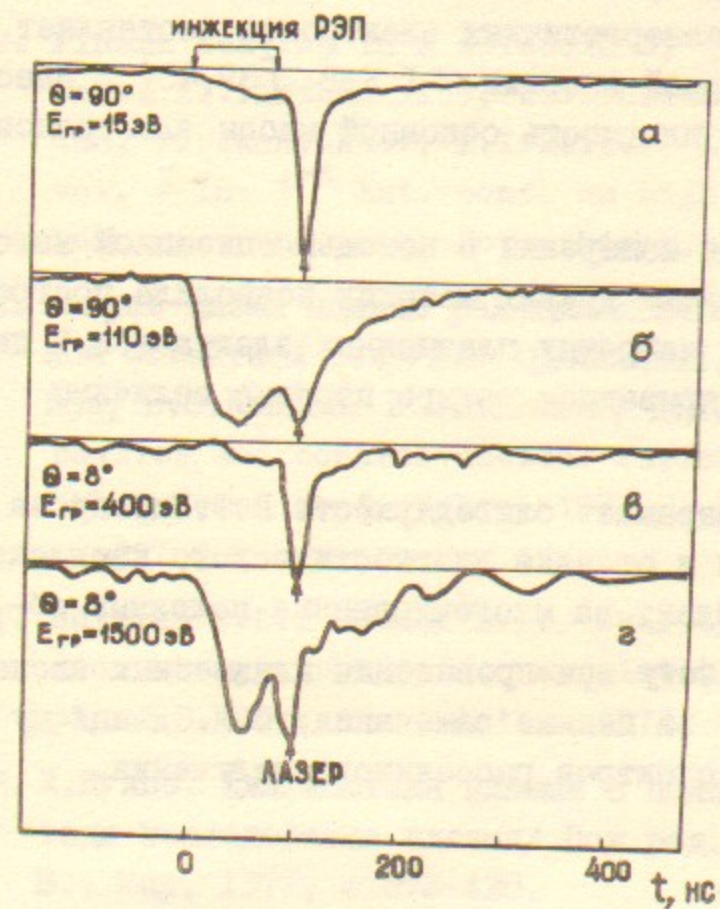


Рис.11. Осциллограммы сигналов рассеянного излучения при плотности пучка $n_p = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ и плотности плазмы $n_p = 1,5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$

энергии электронов, начиная с которых рассеянное на них излучение попадает в данный канал. Из этих осциллограмм видно, что для угла $\theta = 90^\circ$ сигналы в каналах, достаточно близких к центру линии (4-ый канал, $E_{gp} = 15 \text{ эВ}$, осциллограмма а), значительно превышает уровень фонового излучения, в то же время в дальних каналах (8-й канал, $E_{gp} = 110 \text{ эВ}$, осциллограмма б) ситуация меняется на обратную. Это подтверждает сделанное ранее утверждение о том, что выделение полезного сигнала на фоне собственного излучения плазмы для $\theta = 90^\circ$ становится затруднительным при энергии электронов более 100 эВ. Улучшение соотношения "сигнал-шум" для высокоэнергетичных электронов при переходе к $\theta = 8^\circ$ иллюстрируют осциллограммы сигналов в и г. Осциллограмма в относится к каналу 3 ($E_{gp} = 400 \text{ эВ}$), а г - к каналу 4

($E_{гр} = 1500$ эВ) системы регистрации излучения, рассеянного на угол $\theta = 8^\circ$.

С помощью систем регистрации I и II проводилось исследование нагрева основной компоненты в различных режимах работы установки, определена плотность и средняя энергия "горячих" электронов в диапазоне энергий 0,3-5 КэВ. Полученные данные показывают, что плотность высокоэнергетичных электронов составляет $n_h \approx 0,05 \cdot n_p$ при характерной энергии ~ 1 КэВ [39,40]. Здесь $n_p \approx 1,5 \cdot 10^{15}$ см⁻³ - плотность основной массы электронов плазмы.

Обработка результатов измерений с помощью описанной методики совместно с результатами других методик позволила построить функцию распределения нагретых плазменных электронов в диапазоне по энергиям, перекрывающем четыре порядка величины [58].

В заключение автор выражает благодарность В.Ф.Жарову за большую помощь в создании и отладке диагностического комплекса, А.В.Аржанникову и В.С.Койдану за многочисленные полезные обсуждения и совместную работу при проведении плазменных экспериментов, Э.П.Круглякову за ценные замечания, С.Л.Синицкому и О.И. Мешкову за расчеты спектров рассеянного излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Sudan R.N. Application of intense relativistic electron beams to controlled thermonuclear fusion. - In: Proc. of the 6th Europ. conf. on controll. fusion and plasma physics, Moscow, 1973, vol. 2, p. 184-199.
2. Plasma heating in a solenoid by a relativistic electron beam/ A.V.Arzhannikov, A.V.Burdakov, B.S.Burmasov, V.S.Koidan, V.V.Konyukhov, K.I.Mekler, A.I.Rogozin, L.N.Vyacheslavov. - In: 3rd Int. conf. on high power electron and ion beam res. and tech. Novosibirsk, 1979, vol. 1, p. 29-42.
3. Нагрев плазмы мощным релятивистским электронным пучком в сильном магнитном поле/А.В.Аржанников, Б.Н.Брейзман, Л.Н.Вячеславов, В.С.Койдан, В.В.Конюхов, Д.Д.Рютов - In: Plasma physics and control nuclear fusion research: Proc. of the 5th Intern. conf. Tokyo, 1974. - Vienna, 1975, vol. 3, p. 257-269.
4. Sethian J.D., Hammer D.A., Wharton C.B. Anomalous electron-ion energy transfer in a relativistic-electron-beam-heated plasma - Phys. rev. lett., 1978, vol. 40, No. 7, p. 451-454.
5. Х.Кунце. Диагностика плазмы с помощью лазеров. - В кн.: Методы исследования плазмы/ Под ред. В.Лохте-Хольгрёвена. - М.: Мир, 1971, с.372-420.
6. Бекефи Дж. Радиационные процессы в плазме/ Пер. с англ. М.Д.Райзера; под ред. А.А.Веденова. - М.: Мир, 1971, - 435с.
7. E.E.Salpeter. Electron density fluctuations in a plasma. Phys. rev., 1960, vol. 120, No. 5, p. 1528-1535.
8. Пятницкий Л.Н. Лазерная диагностика плазмы. - М.Атомиздат, 1976, - 404 с.
9. Feier J.A. Scattering of radio waves by an ionized gas in thermal equilibrium in the presence of a uniform magnetic field. Canadian J. of Physics, 1961, vol. 39, p. 716-740.
10. Шеффилд Дж. Рассеяние электромагнитного излучения в плазме/ Пер. с англ. Л.Я.Марголина и П.В.Минаева; Под ред. Л.Н.Пятницкого - М.: Атомиздат, 1978, - 279 с.

11. Perkins F., Salpeter E.E. Enhancement of plasma density fluctuations by nonthermal electrons. - Phys. rev., 1965, vol. 139, No. 1A, p. A55-A62.
12. Pechacek R.E., Trivelpiece A.W. Electromagnetic wave scattering from high-temperature plasma. - Phys. Fluids, 1967, vol. 10, No. 8, p. 1688-1695.
13. Кукушкин А.В., Некогерентное рассеяние света конечным объемом релятивистской плазмы. - Физика плазмы, 1981, т.7, в.1. стр.110-118.
14. Experiments on the investigation of high-current relativistic electron beam interaction with plasma in a magnetic field/ V.S.Koidan, V.M.Lagunov, V.N.Lukyanov, K.I.Mekler, O.P.Sobolev. - In: 5th Europ. conf. on control. fusion and plasma physics - Grenoble, 1972, vol. 1, p. 161.
15. Нагрев плазмы релятивистским электронным пучком/ Ю.И.Абрашитов, В.С.Койдан, В.В.Конюхов, В.М.Лагунов, В.Н.Лукьянов, К.И.Меклер - ЖЭТФ. Письма, 1973, т.18, № II, с.675-679.
16. Взаимодействие мощного релятивистского электронного пучка с плазмой в магнитном поле/ Ю.И.Абрашитов, В.С.Койдан, В.В.Конюхов, В.М.Лагунов, В.Н.Лукьянов, К.И.Меклер, Д.Д.Рытов - ЖЭТФ, 1974, т.66, № 4, стр.1324-1337.
17. Maurmann S., Finken K.H., Kunze H.-J. Investigation of plasma turbulence by modified analysis of scattered laser light. - Phys. Fluids, 1976, vol. 19, No. 10, p. 1551-1553.
18. Hellermann M., Stampa A. Correlation Analysis of the electron distribution function in a turbulent plasma. - Phys. Lett., 1978, vol. 68A, No. 3,4, p. 333-335.
19. Hayase K., Okuda T. Measurement of electron energy distribution in a Screw-pinch discharge by laser scattering. - J. Phys. Soc. Japan, vol. 30, No. 6, p. 1768.
20. Kegel W.H. Light scattering from plasmas with a non-Maxwellian velocity distribution. - Plasma Phys., 1970, vol. 12, No. 5, p. 295-304.
21. Stamper J.A., De Silva. Experimental study of the structure of plasma shock waves in a fast θ -pinch. - Phys. fluids, 1969, vol. 12, No. 7, p. 1435-1440.
22. Phipps C.R., Bershader D. Measurements of non-Maxwellian electron velocity distributions in a reflex discharge. - J. Plasma Phys., 1978, vol. 19, part 2, p. 267-280.
23. Observation of Flat-Top velocity distributions of electrons in turbulently heated plasmas. / K.Adati, H.Iguchi, J.Ito, T.Kawabe, K.Kondo, O.Mitari, K.Muraoka, R.Sugihara. - Phys. Rev. Lett., 1975, vol. 35, No. 5, p. 280-284.
24. Lins G.A.W., Kunze H.-J. Observation of bumps on the electron distribution function during ionization. - Phys. Fluids, 1981, vol. 24, No. 5, p. 839-842.
25. Gondhalenar A.M., Kronast B., Benesch R. Deviations from Maxwellian in the electron velocity distribution function of θ -pinch plasma. - Phys. Fluids, 1970, vol. 13, No. 10, p. 2623-2625.
26. Pieroni L., Segre S.E. Observation of non-Maxwellian electron distribution functions in the Alcator device by means of Thomson scattering and their interpretation. - Phys. Rev. Lett., 1975, vol. 34, No. 15, p. 928-930.
27. Non-Thermal Electron Distribution Function in the FT Tokamak /Bartirromo R., Buratti P., Pieroni L., Tadisco O. - In: 9th Europ. conf. on control. Fusion and Plasma Phys., Oxford, 1979, Contributed papers, p. 47.
28. Блох М.А., Ларионова Н.Ф. Наблюдение немаксвелловского распределения электронов по скоростям в плазме стелларатора Л-2 методом лазерного рассеяния. - Физика плазмы, 1981, т.7. № I, стр.57-63.
29. Phillips P.E., Nielsen P. Thomson scattering at 10° on the Texas Turbulent Torus. - Plasma Phys., 1978, vol. 20, No. 2, p. 1265-1277.
30. Brown T.S., Rose D.J. Plasma diagnostics using Lasers: Relations between scattered spectrum and electron-velocity distribution. - J. of Appl. Phys., 1966, vol. 37, No. 7, p. 2709-1714.

31. Williamson J.H., Clarke M.E. Construction of electron distribution functions from laser scattering spectra - *J. Plasma Phys.*, 1971, vol. 6, part 1, p. 211-221.
32. Журавлев В.А., Петров Г.Д., Юрчук Э.Ф. Определение функции распределения электронов по скоростям методом томсоновского рассеяния. - *ЖЭТФ*, 1974, т.66, вып.5, стр.1622-1625.
33. Зайдель А.Н., Малышев Г.М., Островская Г.В. Использование оптического квантового генератора для диагностики плазмы. - В сб.: *Диагностика плазмы*, - М.Госатомиздат, 1963, с.31 - 35.
34. De Silva A.W., Goldenbaum G.C. Plasma diagnostics by light scattering. - In: *Method of experimental physics*, 1970, vol. 9A, p. 61-114.
35. Fünfer F., Kronast B., Kunze H.-J. Experimental results on light scattering by a θ -pinch using a ruby laser. - *Phys. Lett.*, 1963, vol. 5, No. 2, p. 125-127.
36. Хмель С.Я. Об увеличении отношения сигнал/шум в эксперименте по томсоновскому рассеянию. Дипл. работа. - Новосибирск, НГУ, 1977, - 18 с., ил.
37. Nielsen P. Thomson scattering in high temperature devices - In: *Diagnostics for fusion reactor conditions; Proc. of the course*, Varena, 1982, Brussels, 1982, vol. 1, p. 225-259.
38. Orłinski D.V. Plasma diagnostics for T-15- In: *Diagnostics for fusion reactor conditions; Proc. of the course*, Varena, 1982, Brussels, 1982, vol. 2, p. 581-614.
39. Physics of REB - Plasma interaction /A.V.Arzhannikov, A.V.Burdakov, V.S.Koidan, L.N.Vyacheslavov - *Physica Scripta*, 1982, vol. T2/2, p. 303-309.
40. Аржанников А.В., Вячеславов Л.Н., Койдан В.С. Исследование нагрева электронов методом томсоновского рассеяния в экспериментах по взаимодействию РЭП с плазмой - In: *12th Czechoslovak seminar on plasma physics and technology: Research rep.*, Liblice, 1983, Prague, 1983, p. 59-75.

41. Вячеславов Л.Н., Жаров В.Ф. Система для исследования неравновесной электронной функции распределения методом лазерного рассеяния в экспериментах по инъекции в плазмы релятивистских. В кн. Сб. докладов III Всесоюзного совещания по диагностике высокотемпературной плазмы, Дубна, 1983, с.144.
42. Вячеславов В.Н., Жаров В.Ф. Разработка мощных твердотельных лазеров для диагностики плазмы по томсоновскому рассеянию. - Новосибирск, 1985, 25с. - (Препринт/ИЯФ СО АН СССР).
43. Breizman B.N., Ryutov D.D. Powerful relativistic electron beams in a plasma and in a vacuum (theory) - *Nuclear fusion*, 1974, vol. 14, No. 6, p. 873-907.
44. Atsushi O. A multichannel storage capacitor system for processing fast simultaneous signals. - Nagoya, 1973. (Report / Nagoya University, JPPJ-T-1G).
45. Фабелинский И.Л. Молекулярное рассеяние света. - М.: Наука, 1965 - 511 с.
46. Skowronek M., Vitel Y., Bayer C. - *J. Physique*, 1973, vol. 34, p. 229.
47. Skowronek M., Alayli Y. Effect of the momentum transfer on the Rayleigh scattering cross section - *Phys. rev.*, 1979, vol. 19A, No. 6, p. 2260-2269.
48. Kilkenney J.D., White M.S. A negative result on the effect of laser pulse length on the Rayleigh scattering cross section in argon - *Phys. Lett.*, 1975, vol. 55A, No. 4, p. 209-210.
49. Selter K.P., Kunze H.-J. On the Rayleigh scattering in air. - *Phys. Lett.*, 1978, vol. 68A, No. 1, p. 57-58.
50. Nee-Tsu-Jye A., Roberts J.R. Investigation of laser temporal pulse duration on Rayleigh scattering - *Phys. rev.*, 1982, vol. 25A, No. 2, p. 1000-1003.
51. Röhr H. Raman scattering - a possibility of calibrating laser scattering devices. - *Phys. Lett.*, 1977, vol. 60A, No. 3, p. 185-187.
52. Богомолов Г.Д., Летунов А.А. Амплитудная калибровка систем лазерной диагностики плазмы по вращательному комбинационному рассеянию в водороде и дейтерии. - *Физика плазмы*, 1979, т.5, № 6, с.1380-1384.

53. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. - М.: Наука, 1982, - 620 с.
54. Аржанников А.В., Вячеславов Л.Н., Сеницкий С.Л. О диагностике анизотропии неравновесной электронной функции распределения методом томсоновского рассеяния. - В кн.: Сб. докладов III Всесоюзного Совецания по диагностике высокотемпературной плазмы, Дубна, 1983, Дубна, 1983, с.39.
55. Беклемишев Д.В. Дополнительные главы линейной алгебры. - М.: Наука, 1983, - 335 с.
56. Фаддеев Д.К., Фаддеева В.Н. Вычислительные методы линейной алгебры. - М., Л.: Физматгиз, 1963. - 734 с.
57. Получение плотного плазменного столба в сильном магнитном поле и его диагностика лазерными методами. - Физика плазмы, 1984, т.10, № 1, с.175-182.
58. Experimental studies of the plasma heating due to beam-induced turbulence /Arzhannikov A.V., Burdakov A.V., Koidan V.S., Meshkov O.I., Postupaev V.V., Sinitsky S.L., Vyacheslavov L.N. - In: Internat. conf. on plasma phys. - 1984. Lausanne, 1984, Invited papers, p. 285-308.

Л.Н.Вячеславов

МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ЛАЗЕРНОМУ РАССЕЙЯНИЮ
НЕРАВНОВЕСНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ В
ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО НАГРЕВУ ПЛАЗМЫ С ПОМОЩЬЮ РЭП

Препринт
№ 85- 44

Работа поступила - 26 марта 1985 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов

Подписано к печати 28.03-1985 г. №Н 06628

Формат бумаги 60x90 I/16 Усл.2,8 печ.л., 2,3 учетно-изд.л.

Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 44.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90