

Содержание

1. Введение	3
2. Диагностика плазмы по рассеянию лазерного излучения	4
2.1. Рассеяние излучения в плазме	4
2.2. Рассеяние электромагнитных волн на свободных электронах.....	4
2.3. Учет корреляции движения электронов, рассеяние на плазменных колебаниях ...	7
2.4. Выбор источника диагностического излучения	10
3. Экспериментальная установка и методика эксперимента	13
3.1. Установка ГОЛ-3 и диагностическая система томсоновского рассеяния.....	13
3.2. Диагностический лазер	14
3.3. Система сбора рассеянного излучения	16
3.4. Система регистрации рассеянного излучения	18
4. Экспериментальные результаты и обсуждение	20
4.1. Измерение быстрых флуктуаций плотности в экспериментах по нагреву плазмы релятивистским электронным пучком	20
4.2. Обсуждение экспериментальных результатов.....	23
4.3. Измерение температуры и плотности плазмы в экспериментах по инъекции мощного пучка большой длительности в газ.....	24
4.4. Обсуждение экспериментальных результатов.....	28
5. Заключение	30
6. Список использованной литературы	31

1. Введение

В настоящее время, на многопробочной ловушке ГОЛ-3 в ИЯФ СО РАН решается широкий круг экспериментальных задач: изучение механизма релаксации мощного релятивистского электронного пучка, генерации СВЧ излучения плазмой при инжекции мощного пучка большой длительности в газ, подавления продольного теплопереноса, что требует подробных измерений параметров плазмы [1, 2].

Ключевым моментом является определение плотности и температуры плазмы, а также динамики этих величин, как на больших временных масштабах (длительность инжекции), так и на малых турбулентных временах. Характерный временной масштаб турбулентных процессов, определенный в аналогичной плазме [3], может составлять порядка 10 нс, пространственный – порядка 1 мм. Измерение динамики плотности высокотемпературной плазмы с подобным временным разрешением представляет существенную трудность.

Традиционный подход диагностики плазмы методом томсоновского рассеяния (repetition-rate, burst-mode) [4] не применим в условиях эксперимента на ГОЛ-3, так как подавляющее большинство систем, предназначенных для режима генерации лазерных импульсов с энергией в несколько джоулей, не в состоянии работать с большой частотой следования (100 кГц и более).

Разработанная система томсоновского рассеяния позволяет производить два импульса лазерного излучения с различной временной задержкой (100 нс – 100 мкс) между ними в соответствии с длительностью исследуемых процессов [5].

Целью работы являлось определение параметров плазмы методом томсоновского рассеяния в экспериментах по нагреву плазмы релятивистским электронным пучком и в экспериментах по инжекции мощного пучка большой длительности в газ.

В работе приводится подробное описание схемы экспериментов, наиболее важных компонент системы диагностики томсоновского рассеяния, а также обсуждаются результаты, полученные в различных режимах работы установки ГОЛ-3.

2. Диагностика плазмы по рассеянию лазерного излучения

2.1. Рассеяние излучения в плазме

Трудности получения и интерпретации данных о пространственном распределении параметров плазмы, находимых по интегральным характеристикам, объясняют повышенный интерес к истинно локальным методам, в частности, к методу рассеяния.

Под рассеянием излучения понимают изменение углового распределения интенсивности света, распространяющегося в среде, сопровождающееся также изменением частоты и поляризации. Рассеяние происходит всегда, если в среде имеется неоднородность показателя преломления, вызванная флуктуациями плотности среды, в том числе и при наличии в ней дискретных частиц. Для задач диагностики плазмы используется рассеяние на свободных электронах, на флуктуациях плотности зарядов, на пылевых частицах, если они есть в плазме, и вынужденное комбинационное рассеяние на атомах и молекулах.

Рассеяние на отдельном неподвижном электроны кванта с энергией, намного меньшей собственной энергии электрона ($\hbar\omega \ll m_e c^2$), происходит без изменения частоты излучения и называется *Томсоновским рассеянием*.

Томсоновское рассеяние лазерного излучения давно стало основным методом получения информации об электронной компоненте высокотемпературной плазмы [6, 7], так как оно позволяет измерять мгновенную (время интегрирования $\sim 15-30$ нс) функцию распределения, что делает возможным изучение ее динамики. Кроме того, томсоновское рассеяние используется для исследования коллективных колебаний, возникающих в плазме [8].

2.2. Рассеяние электромагнитных волн на свободных электронах

Интенсивность рассеянного излучения вычисляется в классической электродинамике. Изменяющийся во времени диполь \mathbf{d} порождает на расстоянии \mathbf{r} , значительно превосходящем его размер, электромагнитную волну, в которой напряженность электрического поля (система СИ):

$$\vec{E}_s = \frac{1}{4\pi\epsilon_0 c^2 r} \left[\left[\ddot{\mathbf{d}} \right] \vec{n} \right]$$

(\vec{n} – единичный вектор в направлении наблюдения излучения).

Для свободного неподвижного электрона в поле монохроматической плоскополяризованной волны с напряженностью $E_0 \exp(i\omega t)$:

$$\ddot{d} = e\ddot{x} = \frac{e^2}{m} E_0 e^{i\omega t} \quad E_s = \frac{e}{4\pi\epsilon_0 c^2 r m} E_0 e^{i\omega t} \sin \beta$$

где β - угол между направлением поляризации падающей волны и направлением наблюдения.

Энергия, переносимая волной через единицу поверхности в единицу времени (вектор Умова – Пойнтинга \mathbf{S}) пропорциональна усредненному по времени квадрату модуля напряженности поля: $S_0 \sim |E_0|^2$, $S_s \sim |E_s|^2$. Рассеяние принято характеризовать мощностью dI_s , рассеянной под определенным углом β в телесный угол $d\Omega$. Учитывая, что площадь, вырезаемая углом $d\Omega$ на расстоянии r от источника $w = r^2 d\Omega$, и заменяя отношение векторов Умова S_s/S_0 отношением квадратов напряженностей получим:

$$dI_s = S_s r^2 d\Omega = r_0^2 S_0 d\Omega \sin^2 \beta,$$

где введено обозначение

$$r_0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 c^2 m} = 2,8 \cdot 10^{-13} \text{ см}$$

Эта величина называется "классический радиус электрона".

Мощность рассеянной волны, отнесенная к единице телесного угла и к модулю вектора Умова— Пойнтинга падающей волны, называется дифференциальным сечением рассеяния:

$$\frac{dI_s}{d\Omega S_0} = \frac{d\sigma}{d\Omega} = r_0^2 \sin^2 \beta$$

Видно, что эффективное значение сечения рассеяния не зависит от частоты падающей электромагнитной волны. Если проинтегрировать полученную величину сечения по всем телесным углам, то полное эффективное сечение поляризованной волны

$$\sigma_{th} = 8\pi r_0^2 / 3 = 0.665 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$$

Параметр σ_{th} называют томсоновским сечением рассеяния. Заметим, что сечение имеет малую абсолютную величину.

Однако свободные электроны не неподвижны. Рассеяние плоской монохроматической волны на электроне, двигающемся со скоростью \mathbf{v}_e , приводит к доплеровскому сдвигу частоты рассеянного излучения. Оценим этот сдвиг в нерелятивистском приближении для малых доплеровских сдвигов т. е. для случая $\mathbf{k}_i \approx \mathbf{k}_s$. Схема расположения векторов \mathbf{k}_i , \mathbf{k}_s , \mathbf{v}_e , принятая в расчете, приведена на

Рис. 1.

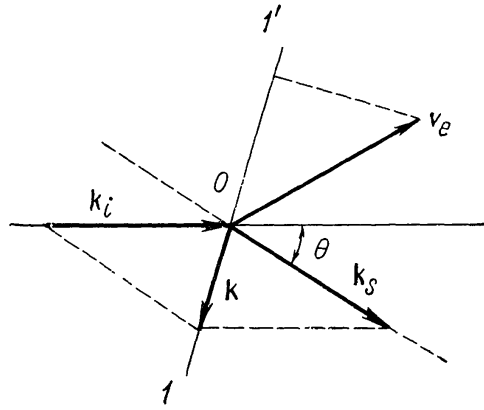


Рис. 1. Рассеяние на электроне

Частота падающего излучения в системе отсчета электрона равна

$$\omega'_i = \omega_i \left(1 - \frac{v_e}{c} \frac{k_i}{|k_i|}\right)$$

Детектор по направлению \mathbf{k}_s воспринимает частоту

$$\omega_s = \omega'_i \left(1 + \frac{v_e}{c} \frac{k_s}{|k_s|}\right)$$

Тогда доплеровский сдвиг частоты относительно исходной составляет (при $\mathbf{k}_i \approx \mathbf{k}_s$)

$$\Delta\omega = \omega_i - \omega_s = \vec{k} \cdot \vec{v}_e, \text{ при } \vec{k} = \vec{k}_s - \vec{k}_i.$$

Таким образом, регистрируемый в спектре рассеянного излучения сдвиг частоты определяется проекцией скорости электрона на направление вектора \mathbf{k} .

Отметим, что при сделанных выше предположениях происходит лишь изменение частоты излучения. Что касается эффективного сечения рассеяния на электроне, то оно не изменяется.

В предположении, что распределение электронов по скоростям является максвелловским, форма контура определяется следующим выражением:

$$I(\omega) = I(\omega_0) \cdot \exp \left(- \frac{m \Delta\omega^2 / \left(\frac{2\omega_0}{c} \sin \frac{\theta}{2} \right)^2}{2kT} \right). \quad (1)$$

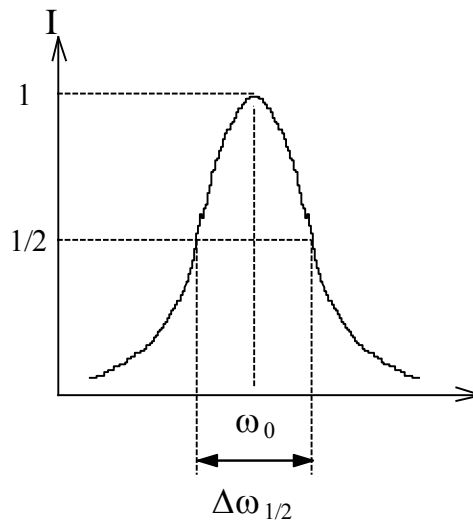


Рис. 2. Форма контура

Ширина линии рассеянного излучения выражается как:

$$\Delta\omega_{1/2} = \frac{2\omega_0}{c} \sin \frac{\theta}{2} \sqrt{\frac{2 \ln 2 \cdot kT_e}{m_e}} \quad (2)$$

Она зависит только от температуры электронов T_e , и по ширине линии её можно определить экспериментально. Заметим, что эти ширины много больше атомных доплеровских ширин, т.к. масса электрона мала, но ширина зависит от направления наблюдения и максимальна для рассеяния "назад". Однако рассеяние на отдельных электронах не всегда можно наблюдать [9].

2.3. Учет корреляции движения электронов, рассеяние на плазменных колебаниях

Разделим занятый плазмой объем на большое число слоев размером ρ , таким, что в волновой зоне электрические поля волн, рассеянных на электронах одного слоя, имеют в точке наблюдения одинаковую фазу φ . Тогда амплитуда рассеянного излучения в точке наблюдения:

$$E_S = \sum_i E_\rho \exp(i\varphi_i),$$

где $E_\rho = E_i N_i$ определяет рассеяние на одном слое, а E_i – на одном электроне, N_i – число электронов в слое. Так как число электронов в каждом слое различно, то, представив N_i в виде $\bar{N}_i + \delta N_i$, где \bar{N}_i – среднее число электронов в слое, а δN_i – отклонение от среднего, получим:

$$E_S = \sum_i (\bar{N}_i + \delta N_i) E_{S1} \exp(i\varphi_i)$$

Поскольку число слоев очень велико, то практически будут представлены все фазы φ_i и, в среднем, член, содержащий \bar{N}_i , равен нулю. Рассеяние можно наблюдать только в том случае, когда имеются отклонения от однородности в пространственном распределении рассеивающих центров.

$$|E_S|^2 = \sum_{i,j} \overline{\delta N_i \delta N_j} \cdot e^{i(\varphi_i - \varphi_j)} \cdot |E_{S1}|^2$$

Видно, что вычисление интенсивности рассеянного света связано с определением флуктуаций числа рассеивающих электронов в объеме. Для этого необходимо знать корреляции между рассеивающими частицами.

Если корреляций нет, и это соответствует случаю рассеяния только на электронах, то выражение упрощается. При этом флуктуации числа частиц в пределах элементарных слоев считаются независимыми, а отдельные электроны распределены в пространстве случайным образом.

$$|E_S|^2 = \sum_i \overline{(\delta N_i)^2}$$

В соответствии со свойством распределения Пуассона, которому подчиняются флуктуации электронов, получим:

$$|E_S|^2 = \sum_i \overline{(\delta N_i)^2} |E_i|^2, \quad |E_S|^2 = |E_i|^2 \cdot N_e,$$

где N_e – концентрация электронов в плазме, E_i , определенное ранее – поле E_s , рассеянное одним электроном. Интенсивность рассеянного излучения зависит только от концентрации электронов и, следовательно, по интенсивности рассеянного излучения можно определить N_e . Форма линии рассеяния имеет в этом случае вид (1) с шириной (2).

Рассмотрим более подробно условия применимости этих формул. Мы считали, что одинаковую фазу имеют волны в слое размером r . Область одинаковой фазы волн – это область когерентности. Если эта область больше дебаевского радиуса, то при ее разбиении мы получим слои, в которых флуктуации плотности будут скоррелированы, т.к. плазму упрощенно можно представить себе состоящей из осцилляторов размером в дебаевский радиус r_d , совершающих колебания с плазменной частотой ω_p . Для слоев же, много меньших дебаевского радиуса, эти "макроскопические" колебания плотности незаметны и электроны можно считать движущимися хаотически и независимо. Таким образом, условие наблюдения рассеяния на отдельных электронах выглядит так: $r_{\text{кор}} \ll r_d$, т.е. размер области когерентности для рассеяния меньше дебаевского радиуса.

Этот размер оценивается из соотношения неопределенности: $\Delta p \cdot \Delta x \sim h$ или (полагая $\Delta x = r_{\text{ког}}$) $\Delta k \cdot r_{\text{ког}} \sim 1$. Отсюда

$$r_d \gg \frac{1}{\Delta k} = \frac{1}{2 \frac{\omega_0}{c} \sin \frac{\theta}{2}}.$$

Переходя к безразмерному параметру Солпитера $\alpha = 1/kr_d$, получим окончательное условие наблюдения рассеяния на отдельных электронах:

$$\alpha = \frac{\lambda}{4\pi r_d \sin \frac{\theta}{2}} \ll 1. \quad (3)$$

Если размер области когерентности больше радиуса Дебая, то происходит рассеяние на флуктуациях плотности электронов, которые осциллируют с плазменной частотой ω_p . Движение же отдельных электронов не вносит вклада в рассеяние, т.к. для электронов внутри одной области когерентности складываются поля со всевозможными фазами, вызванными сдвигами частоты при хаотическом движении электронов. Тогда по аналогии с эффектом комбинационного рассеяния на молекулярных колебаниях в спектре рассеяния появляются помимо линии с частотой падающего света ω_0 еще две компоненты с частотами $\omega_0 + \omega_p$, $\omega_0 - \omega_p$ (Рис. 3).

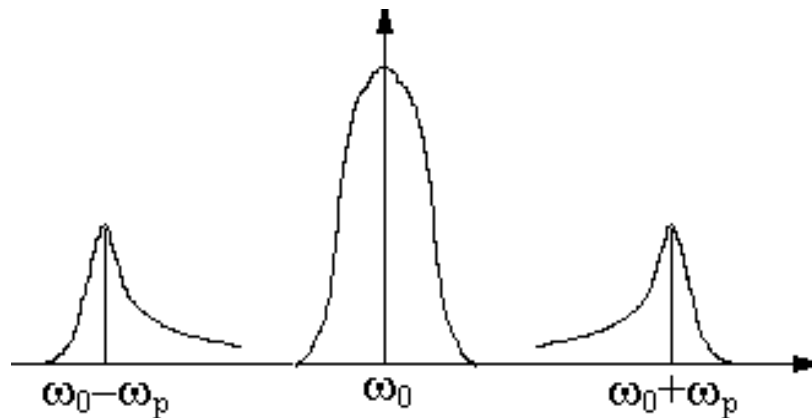


Рис. 3. Спектр рассеяния при $\alpha \gg 1$

Условие появления таких спектров противоположно условию (3), т.е. $\alpha \gg 1$. Такой спектр можно использовать для диагностики, т.к. ω_p связано с концентрацией электронов:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m_e}}$$

Итак, при $\alpha \ll 1$ наблюдается рассеяние на отдельных электронах. Если $\alpha \gg 1$, то наблюдается коллективное рассеяние и рассеяние на плазменных колебаниях [10]. Центральная компонента при этом имеет доплеровскую форму с шириной,

определяемой температурой и массой ионов, это рассеяние на коррелированных флуктуациях электронов, которые частично увлекаются ионами, совершающими тепловое движение. В случае неизотермической плазмы с $T_e \gg T_i$ возникают также максимумы на частотах ω_0 , $\omega_0 \pm \omega_s$ соответствующие рассеянию на ионно-звуковых колебаниях.

2.4. Выбор источника диагностического излучения

Малое абсолютное значение сечения томсоновского рассеяния накладывает ряд серьезных ограничений на систему диагностики. Эксперименты по рассеянию сопряжены с необходимостью фокусировки электромагнитного излучения в малой области плазмы, разрешения спектра рассеяния, и, как правило, регистрации слабого сигнала рассеянного излучения.

Остановимся на основных требованиях, предъявляемых к источнику излучения для использования его в системе диагностики томсоновского рассеяния.

Отношение мощности, рассеянной в телесный угол $d\Omega$ на пути L в плазме с электронной плотностью n_e , к излучаемой мощности можно выразить формулой:

$$\frac{P_s}{P_i} = \eta_l n_e \sigma_T \cdot L \cdot d\Omega.$$

Для параметров соответствующих плазме в установке ГОЛ-3 ($n_e \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $L \sim 1 \text{ мм}$, $d\Omega \sim 5 \cdot 10^{-2} \text{ ср}$ (см. подробнее 3.3), $\eta_l \sim 10^{-2}$ – потери в оптическом тракте) она дает величину – 10^{-14} . Оценка показывает, что регистрация рассеянного электромагнитного излучения возможна лишь при достаточно больших мощностях источника. Лавинные фотодиоды, применяемые в последнее время для регистрации рассеянного излучения, имеют чувствительность 100-300 кВ/Вт. При уровне измеряемого сигнала около 100 мВ и менее, это приводит к необходимой мощности источника порядка нескольких гигаватт. Также одним из необходимых требований к источнику является высокая монохроматичность излучения, а именно, ширина линии источника должна быть значительно меньше доплеровского уширения, сопровождающего рассеяние. Помимо этого необходимо высокое качество излучения для достаточно острой фокусировки в малый объем плазмы. Требуемыми параметрами обладают мощные твердотельные лазеры с модуляцией добротности резонатора [11].

В качестве активных сред в них используются диэлектрические кристаллы и стекла. Возбуждаемыми частицами, в которых создается инверсная населенность энергетических уровней, являются ионы примеси в твердотельной матрице. Примесными ионами могут быть ионы переходных металлов (марганец, хром, кобальт)

или редкоземельных элементов [12]. Эти атомы имеют незаполненные внутренние оболочки при наличии электронов на внешней. На ионы примесей действует сильное электрическое поле кристаллической решетки матрицы, что приводит к уширению спектральных линий возбуждаемых частиц. Это, в свою очередь, облегчает получение инверсной населенности. В качестве матриц твердотельных активных сред используются такие кристаллические и аморфные материалы, как корунд, иттрий-алюминиевый гранат, стекло.

Широкое применение для задач диагностики плазмы нашли лазеры на основе силикатных и фосфатных стёкол активируемых неодимом, а также лазеры на рубине. В последнее время неодимовым лазерам отдается предпочтение по ряду причин, таким, как энергия в импульсе, длина волны излучения по отношению к фоновому свечению плазмы, возможность получения более высокого качества излучения. Малого углового расхождения излучения можно добиться, используя схему: задающий генератор – усилитель мощности. Небольшие размеры генератора облегчают селекцию поперечных мод, тем самым обеспечивая создание генерации лишь на нулевой поперечной моде, имеющей минимальный диаметр и отличающейся гладким профилем интенсивности и минимальной расходимостью. В этой схеме задающим генератором является неодимовый лазер (часто на иттрий-алюминиевом гранате), а усилителем мощности (или конечным каскадом усиления мощности) – система на неодимовом стекле.

Энергетические уровни иона неодима Nd^{3+} образуют в оптическом диапазоне четырехуровневую квантовую систему. Характерные полосы поглощения лежат в областях: 0,58, 0,74, 0,8, 0,9 мкм. При возбуждении активной среды излучением накачки с любой из этих длин волн наблюдается интенсивная люминесценция (свечение самой активной среды) с максимумами на длинах волн 0,9, 1,06, 1,35, 1,8 мкм.

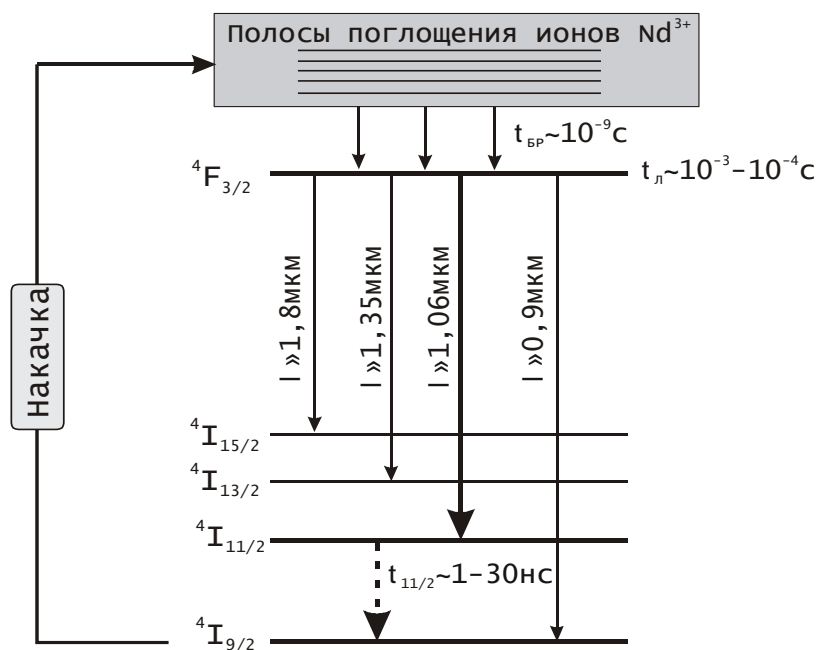


Рис. 4. Схема оптических переходов в ионе Nd³⁺

Все полосы люминесценции соответствуют переходу с одного метастабильного уровня атома неодима ${}^4F_{3/2}$ на терм 4I , между которыми возможно получить генерацию (люминесценция с расположенных выше уровней ${}^4F_{5/2}$ и ${}^4F_{7/2}$ очень слаба и не рассматривается): ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{15/2}$ ($\lambda \approx 1,8 \text{ мкм}$), ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{13/2}$ ($\lambda \approx 1,35 \text{ мкм}$), ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$ ($\lambda \approx 1,06 \text{ мкм}$), ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{9/2}$ ($\lambda \approx 0,9 \text{ мкм}$). Нижние уровни ${}^4I_{11/2}$, ${}^4I_{13/2}$, ${}^4I_{15/2}$ отделены от основного состояния ${}^4I_{9/2}$ большими энергетическими зазорами ($\gg kT$), и поэтому при комнатной температуре практически не заселены. Наибольшее практическое значение имеет переход ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$ с наивысшим сечением излучения. Эффект Штарка (расщепление спектральных линий под действием на излучающее вещество внешнего, в данном случае действующего со стороны окружающих ионов, электрического поля) приводит к расщеплению уровня ${}^4F_{3/2}$ на два подуровня, а уровень ${}^4I_{11/2}$ – на шесть подуровней. Лазерные переходы разрешены между всеми этими подуровнями, и, таким образом, есть 12 возможных переходов между верхними и нижними подуровнями.

Неодимовые стёкла представляют собой структурно разупорядоченные среды, локальные неоднородности поля стеклянной матрицы вызывают разброс значений штарковских расщеплений энергетических уровней различных ионов Nd³⁺. Это приводит к неоднородному уширению линии люминесценции. Длина волны излучения на переходе ${}^4F_{3/2} - {}^4I_{11/2}$ для фосфатных стёкол, в зависимости от марки, находится в диапазоне 1,053-1,055 мкм, а для силикатных 1,057-1,061 мкм. Время релаксации уровня ${}^4I_{11/2}$ на основной уровень ${}^4I_{9/2}$ достаточно мало, и, в зависимости от сорта стекла, $\tau_{11/2} \approx (0,25-30) \times 10^{-9} \text{ с}$.

3. Экспериментальная установка и методика эксперимента

3.1. Установке ГОЛ-3 и диагностическая система томсоновского рассеяния

ГОЛ-3 представляет собой линейную осесимметричную магнитную систему для удержания высокотемпературной плазмы. Основные элементы установки изображены на Рис. 5. Плазма находится внутри двенадцатиметровой вакуумной камеры диаметром 10 см, помещенной в соленоид с гофрированным магнитным полем. Использование многопробочной схемы удержания (гофрированного магнитного поля) позволяет удерживать горячую плазму гораздо дольше, чем в простой соленоидальной ловушке [13]. Соленоид состоит из 52 ячеек, поле в каждой из которых составляет 3.2 Т в центре и 4.8 Т в пробке. На концах установки располагаются две главные магнитные пробки с полем 8 - 9 Т.

При помощи нескольких импульсных клапанов в металлической вакуумной камере создается требуемое распределение плотности водорода или дейтерия по длине установки. Далее с помощью специального продольного разряда создается исходная плазма, с плотностью, которая может варьироваться в диапазоне $(1 \div 30) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и температурой $\sim 2 \text{ эВ}$.

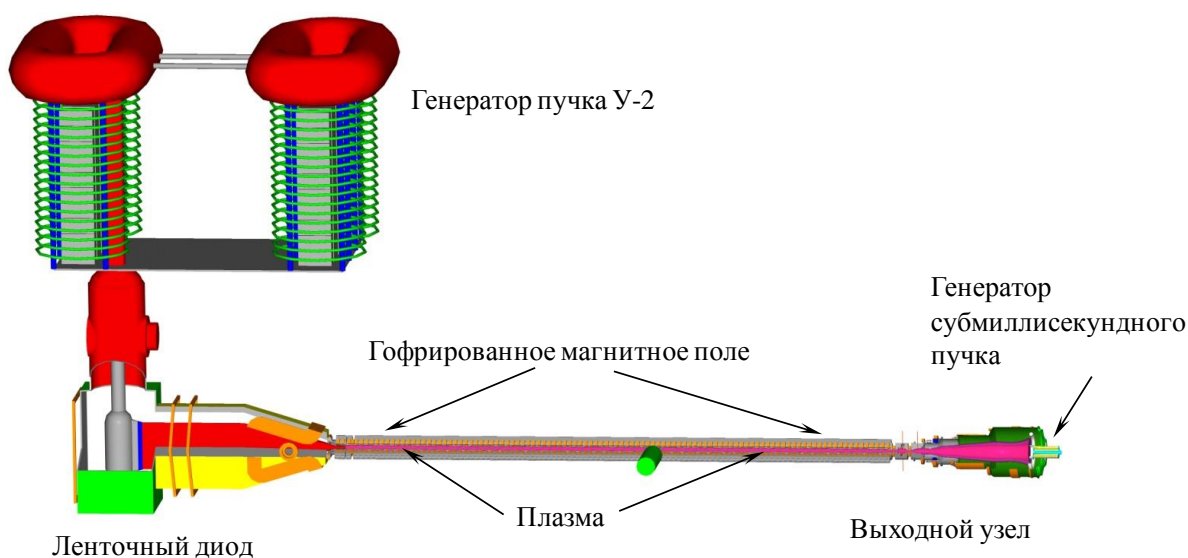


Рис. 5. Схема многопробочной ловушки ГОЛ-3

Нагрев плазмы на ГОЛ-3 осуществляется мощным электронным пучком, генерируемым ускорителем У-2 (энергия электронов $E \sim 1-2 \text{ МэВ}$, ток $I \sim 30 \text{ кА}$, длительность по основанию $T \sim 12 \text{ мкс}$, энергосодержание $Q \sim 120 \text{ кДж}$, диаметр пучка $D \sim 4 \text{ см}$), инжектируемом в предварительно созданную холодную плазму.

Увеличение времени жизни плазмы в любых линейных магнитных ловушках требует подавления продольной электронной теплопроводности [14], для этих целей ведется разработка электронного пучка большей длительности [15] (энергия электронов $E \sim 100$ кэВ, ток $I \sim 20-100$ А, длительность по основанию $T \sim 100$ мкс, энергосодержание $Q \sim 5$ кДж), на Рис. 5 он обозначен как генератор субмиллисекундного пучка.

Диагностическая система томсоновского рассеяния на установке ГОЛ-3 можно разбить на три основных блока: мощный неодимовый лазер, систему сбора рассеянного излучения и систему регистрации.

Схема размещения диагностики томсоновского рассеяния в защищенном зале ГОЛ-3 изображена на Рис. 6.

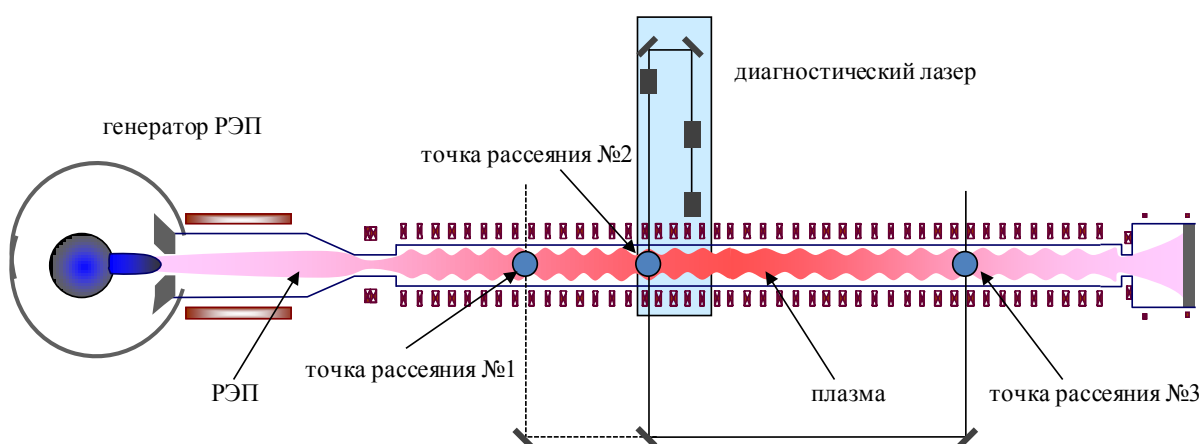


Рис. 6. Размещения диагностики томсоновского рассеяния на установке ГОЛ-3

Существующая диагностическая система позволяет проводить измерения температуры и плотности плазмы в 3 точках по длине установки в 2 момента времени (см. подробнее 3.2). Первая диагностическая точка рассеяния располагается примерно в 2 м от входа мощного релятивистского электронного пучка (РЭП), вторая точка в 4 м, третья в 9 м. Лазерное излучение, после прохождения точки рассеяния №2, при помощи поворотных зеркал может повторно вводиться в одну из оставшихся точек рассеяния в соответствии с условиями эксперимента.

3.2. Диагностический лазер

Подавляющее большинство систем, предназначенных для режима генерации лазерных импульсов с энергией в несколько джоулей, не в состоянии работать с большой частотой следования (более 100 кГц), так как существенным фактором ограничивающим частоту является низкая теплопроводность стекол, активированных неодимом. Для диагностики плазмы на установке ГОЛ-3 была разработана система

производящая два импульса лазерного излучения с регулируемой задержкой между ними [5], схема которой представлена на Рис. 7.

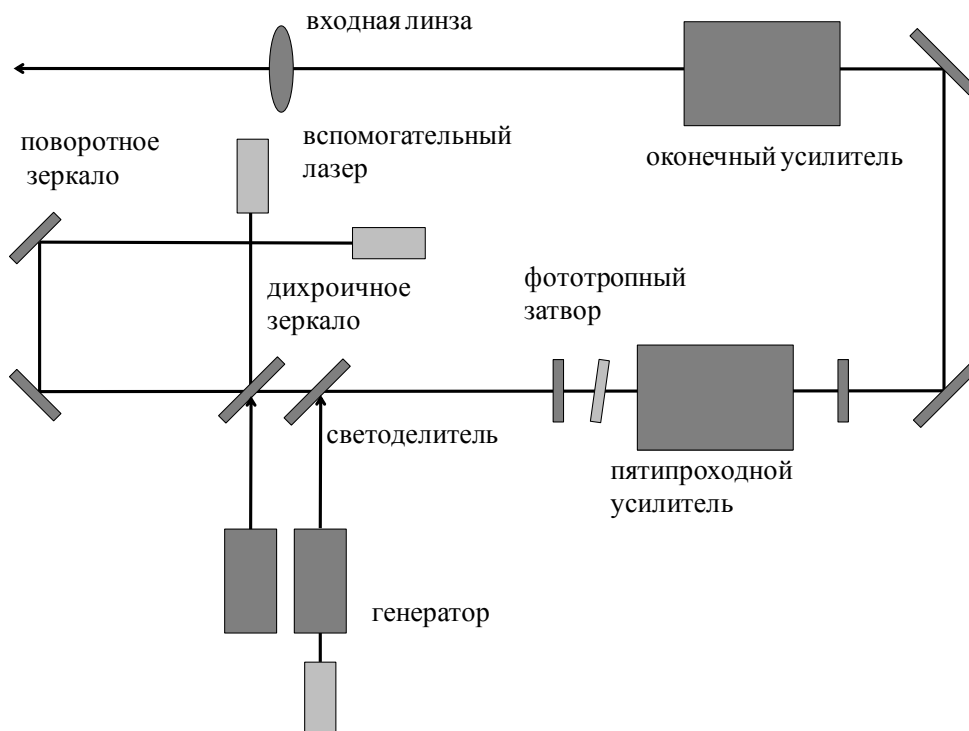


Рис. 7. Схема двухимпульсного диагностического лазера

В схеме применено два генератора, активной средой которых служит фосфатное неодимовое стекло (центр линии генерации для данного сорта стекла соответствует длине волны $\lambda = 1054$ нм), добротность резонаторов модулируется оптическими затворами на основе ячейки Погкельса с кристаллом DKDP. Каждый генератор производит одиночный лазерный импульс длительностью $\tau = 20-40$ нс и энергосодержанием $E = 10-30$ мДж, диаметр пучков составляет около 2 мм. Лазерные пучки совмещаются при помощи дихроичного зеркала и светоделителя. Временной интервал между двумя импульсами может быть установлен от 0.1 до 100 мкс. Нижний предел обуславливается необходимостью разрешения двух лазерных импульсов с шириной по основанию 20-40 нс, максимальный же уровень задержки ограничен временем жизни инверсной населенности в активной среде первого усилителя.

Далее излучение через отверстие связи в зеркале направляется в пятипроходный телескопический усилитель, выполненный на основе мощного импульсного неодимового лазера ГОС-1001. Основная часть заведенного через отверстие связи излучения пять раз проходит через стержень и образует на выходе параллельный пучок кольцеобразного сечения. Активный элемент усилителя выполнен из фосфатного стекла, активированного неодимом. Для предотвращения самовозбуждения на

френелевских отражениях торцы стержня обработаны под углом 87° к оси. Для этих же целей в усилителе используется фототропный затвор на основе красителя. Более подробно пятипроходный усилитель описан в [16].

После этого излучение с помощью диэлектрических поворотных зеркал вводится в однопроходный усилитель, созданный также на основе ГОС-1001, с активным элементом из силикатного стекла (ГЛС 6). Центр линии люминесценции соответствует длине волны $\lambda = 1058$ нм. Этот тип стекла при меньшем коэффициенте усиления (при той же накачке) обладает большей лучевой прочностью и является атермальным, что обеспечивает минимальные термические искажения волнового фронта, возникающие при накачке активного элемента. Накачка активных элементов усилителей производится при помощи импульсных ламп ИФП-20000 и их аналогами ИНП15Н.

Общее усиление составляет величину порядка 10^3 , с коэффициентом усиления в пятипроходном телескопическом усилителе около 200. Усиление на первой стадии является сильно нелинейным. Усиление второго импульса в несколько раз меньше, это компенсируется соответствующим увеличением энергии второго лазерного импульса. Кроме того, изменению коэффициента усиления между первым и вторым импульсом главным образом подвержен первый усилитель, тогда как усиления окончательного усилителя примерно постоянно.

Незначительные корректировки накачек усилителей во время экспериментальной кампании позволяет сохранить энергию лазерных импульсов примерно равными. Энергосодержание лазерного пучка на выходе окончательного усилителя $E = 10 - 20$ Дж, диаметр луча $D = 40$ мм, длина волны излучения $\lambda = 1054$ нм, длительность импульса $\tau = 20-40$ нс, угловая расходимость $3 \cdot 10^{-4}$ рад.

3.3. Система сбора рассеянного излучения

Схема системы сбора рассеянного излучения, соответствующая второй точке рассеяния, показана на Рис. 8. Лазерный луч (1), пересекающий плазму (3) перпендикулярно магнитному полю, фокусируется линзой на ось плазменной камеры до диаметра 0.2 мм и выводится через окно, установленное под углом Брюстера. Диафрагмы (2) используются для подавления, рассеянного элементами конструкций, излучения. Система излучения позволяет собирать излучение, рассеянное на угол 90° , а также на малый градус ($7-9^{\circ}$) [17].

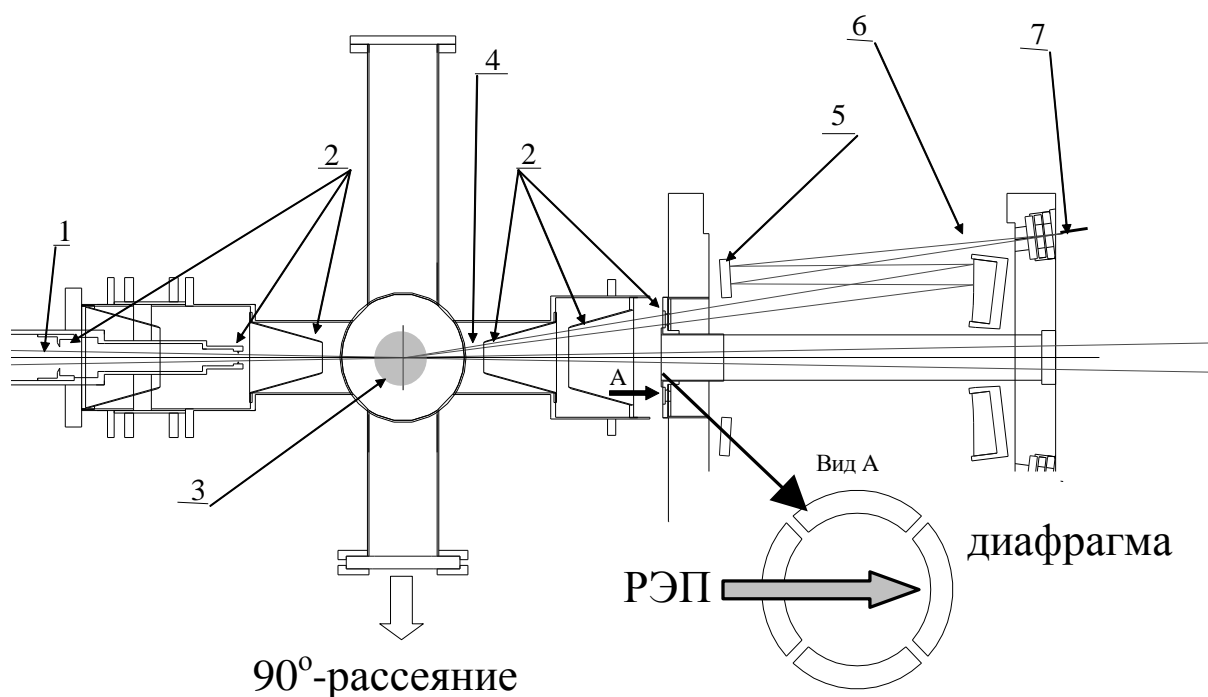


Рис. 8. Система сбора рассеянного излучения №2: 1 – входное излучение, 2 – диафрагмы, 3 – плазма, 4 – рассеянное излучение, 5 – плоское зеркало, 6 – параболическое зеркало, 7 – световод

В представленных экспериментах, для измерения профиля плотности плазмы или энергетического распределения основной компоненты плазменных электронов используется томсоновское рассеяние на угол 90° для чего изображение небольшой части ($0.2 \times 0.2 \times 1 \text{ мм}^3$) сфокусированного лазерного пучка, рассеянного электронами плазмы, проецируется объективом на торцы 1 мм световодов с последующей передачей в систему регистрации.

Для юстировки всех трех систем сбора рассеянного излучения световоды со стороны фотоприемников освещались вспомогательным лазером видимого диапазона, а изображения входных торцов в этом свете совмещались с отпечатком лазерного импульса на флажке, вводимом в центр вакуумной камеры.

Другой метод юстировки заключался в прямой настройке резкого изображения фокусного пятна на флажке в инфракрасном свете на торце световода. Наблюдение изображения осуществлялось прибором ночного видения. Второй метод при худшей резкости изображения и меньшем удобстве исключал влияние хроматизма собирающего рассеянное излучение объектива, что давало поправку в расстоянии от объектива до световода в несколько миллиметров.

Как правило, окончательная юстировка всей системы проводилась по релеевскому рассеянию. Путем незначительного изменения положения фокусирующей

линзы (Рис. 7) достигалась максимальная интенсивность сигнала рассеяния, измеряемого системой регистрации.

Паразитное рассеяние лазерного излучения на элементах конструкции установки являлось существенной проблемой. В каналах регистрации, центры которых соответствуют несмещенной лазерной длине волны, вклад паразитного излучения может составлять значительную часть сигнала, однако он измерялся в предварительных выстрелах по вакууму и хорошо повторялся в течение серии экспериментов, что позволяло учитывать его при обработке.

Калибровка системы рассеяния проводилась по релеевскому рассеянию на воздухе при давлении 500-2000 Па.

3.4. Система регистрации рассеянного излучения

Наиболее простой способ использования систем томсоновского рассеяния – измерение профиля плотности электронов плазмы. Простота обусловлена отсутствием спектральных приборов, в которых нет необходимости в данном случае, поскольку собранный рассеянный свет из коллектора световодов после прохождения общего для всех световодов спектрального фильтра передается сразу на фотодетекторы. Интенсивность рассеянного света пропорциональна плотности электронной компоненты n_e , если каждый фотодетектор регистрирует широкий спектральный интервал, включающий основную часть всего томсоновского спектра. Спектральная селекция необходима в данном случае для подавления свечения плазмы вне интересующего диапазона. Она осуществляется с помощью цветных стекол. Существенное изменение спектральной чувствительности фотодетекторов в диапазоне томсоновского спектра накладывает значительные ограничения на точность диагностики. При температуре до 500 эВ ошибка измерения не превышает 20%.

Для определения температуры электронной компоненты необходимо измерение ширины линии рассеянного излучения. Рассеянное излучение поступает на вход полихроматора, на выходе из него излучение регистрируется фотодетекторами измерительной системы. Схема полихроматора приведена на Рис. 9. В полихроматоре применялись параболические зеркала и дифракционные решетки 150, 300, 600 шт/мм.

Контроль мощности лазерного импульса осуществлялся с помощью световодной линии задержки, через которую часть лазерного излучения проводилась в полихроматор и равномерно освещала все каналы регистрации.

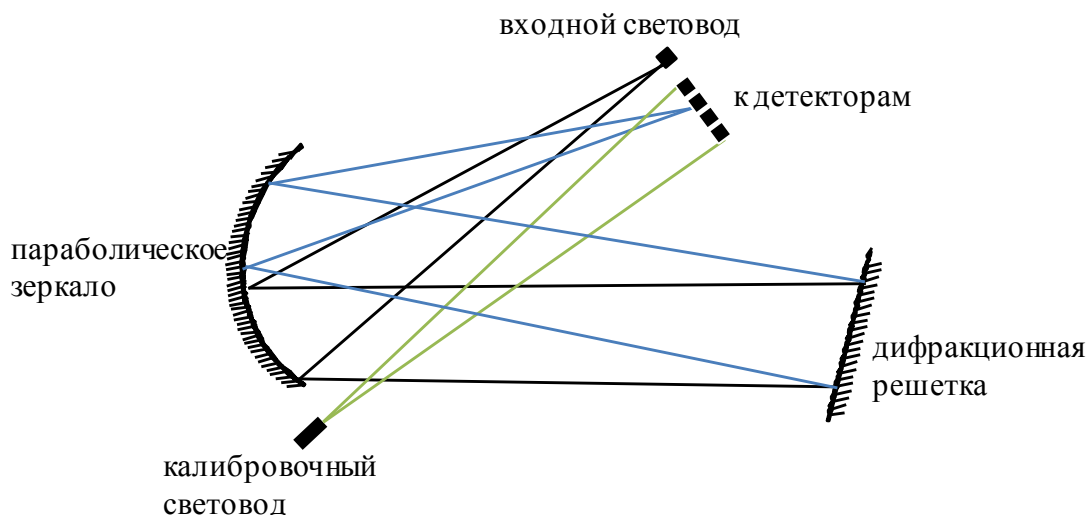


Рис. 9. Схема полихроматора

Система регистрации рассеянного излучения базируется на фотодетекторах (общее число используемых в экспериментах приемников равно восьми) и массиве АЦП.

Применяемые в системе регистрации фотодетекторы должны обладать достаточным быстродействием и высокой чувствительностью, а также высоким динамическим диапазоном ввиду необходимости перекрыть широкий диапазон измеряемых концентраций и температур. В качестве приемников излучения использовались лавинные фотодиоды с внутренним усилением С30659-1060-3А производства Perkin Elmer в сборке с малошумящими усилителями.

Для разрешения сигнала длительностью 10-30 нс при осциллографической записи требуется регистратор с достаточно большой полосой пропускания и частотой дискретизации. Для этих целей в системе применяется массив 12 битных двуканальных регистраторов ADC 12500 с частотой дискретизации 500 МГц. Более подробно регистратор описан в [18].

Фоновое излучение плазмы в диапазоне томсоновского спектра вносит значительный вклад в амплитуду измеряемого сигнала. Оно представлено во всем диапазоне и сравнимо по интенсивности с рассеянным излучением. Для определения уровня сигнала и длительности излучения, в которой система регистрации работает в линейном режиме, было проведено специальное исследование. Фоновое излучение и сигнал рассеяния моделировались с помощью двух ИК фотодиодов. В широком диапазоне параметров вводимого излучения была определена область линейной работы лавинных фотодиодов в сборке с малошумящими усилителями. Детекторы

воспроизводят сигнал без искажений, если его амплитуда не превышает максимального уровня 1.5 – 1.6 В.

Установлено, что фоновое излучение плазмы, соответствующее экспериментам с инжекцией пучка, не вносит существенных искажений в измеряемый сигнал рассеяния.

4. Экспериментальные результаты и обсуждение

На установке ГОЛ-3 проводятся научные исследования, направленные на определение механизмов взаимодействия пучка с плазмой. В различных режимах работы многопробочной ловушки (нагрев плазмы релятивистским электронным пучком, инжекция мощного пучка большой длительности в газ) были определены параметры плазмы.

4.1. Измерение быстрых флуктуаций плотности в экспериментах по нагреву плазмы релятивистским электронным пучком

На установке ГОЛ-3 ранее было показано [14], что возбуждаемая в плазме турбулентность уменьшает продольную электронную теплопроводность. Кроме того, было установлено, что передача энергии от электронов плазмы к ионам происходит гораздо быстрее, чем за кулоновские времена. Наиболее вероятный механизм такого быстрого нагрева ионов основан на возбуждении в плазме флуктуаций плотности электронов. Флуктуации параметров плазмы на пространственных масштабах, много меньших характерных размеров плазмы, играют определяющую роль в аномальных потерях горячей плазмы поперёк удерживающего магнитного поля. Всё это делает чрезвычайно актуальным диагностику флуктуаций плотности плазмы в многопробочной открытой ловушке ГОЛ-3.

В экспериментах по нагреву плазмы релятивистским электронным пучком производились измерения профиля плотности в первой точке рассеяния в 2 метрах от входа релятивистского электронного пучка (вторая точка рассеяния не использовалась в данной серии экспериментов из-за недостатка каналов регистрации). Длительность инжекции релятивистского электронного пучка составляла 11 мкс, ток пучка 25 кА, энергия 0.8 МэВ. Задержка между лазерными импульсами составляла величину около 80 – 150 нс.

Схема данного эксперимента изображена на Рис. 10. Рассеянное излучение регистрировалось в восьми точках по диаметру плазменного столба вдоль каустики лазерного пучка в два момента времени. Расстояние между соседними каналами регистрации составляло около 12 мм. Часть прошедшего плазму излучения подавалась

в световодную линию задержки и далее, в обход полихроматора, в систему регистрации, что позволяло определять относительную мощность лазерного импульса в каждом выстреле.

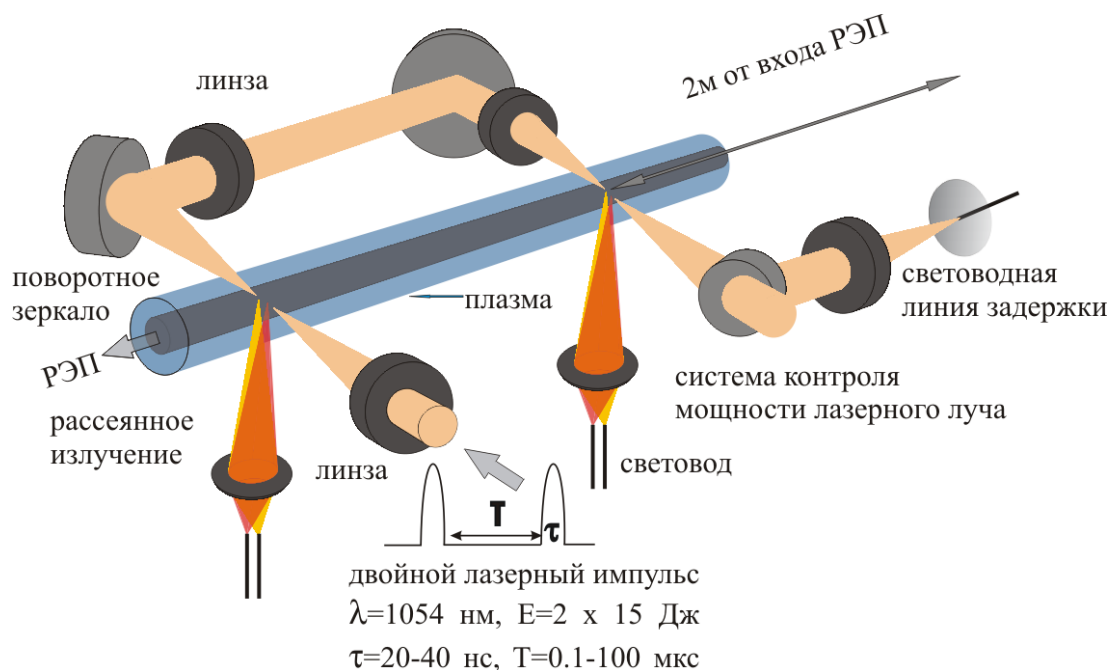


Рис. 10. Система сбора рассеянного излучения

На Рис. 11 показана типичная осциллограмма рассеяния. Первый и второй пик соответствует сигналу рассеяния, третий и четвертый – сигналы калибровки, прошедшие через оптическую линию задержки. Временной интервал между первым и вторым пиком составляло величину около 100 нс.

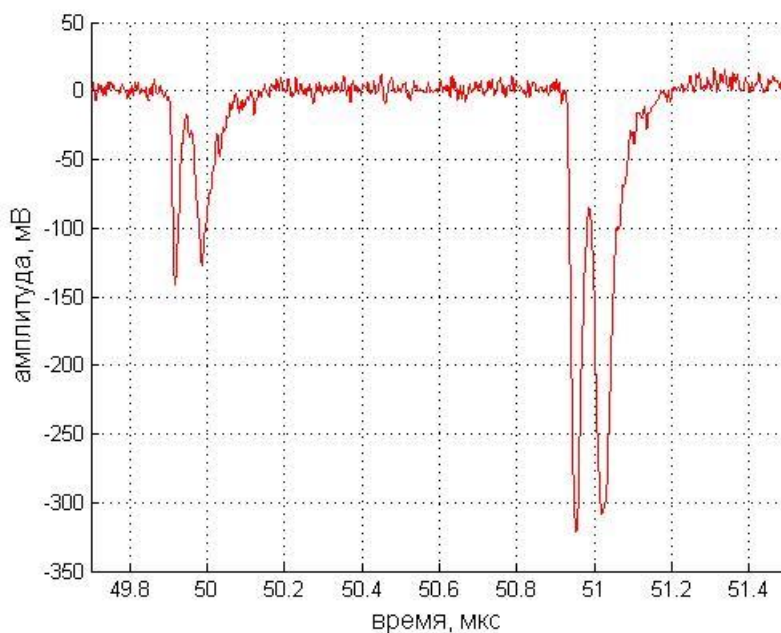


Рис. 11. Осциллограмма сигнала рассеяния

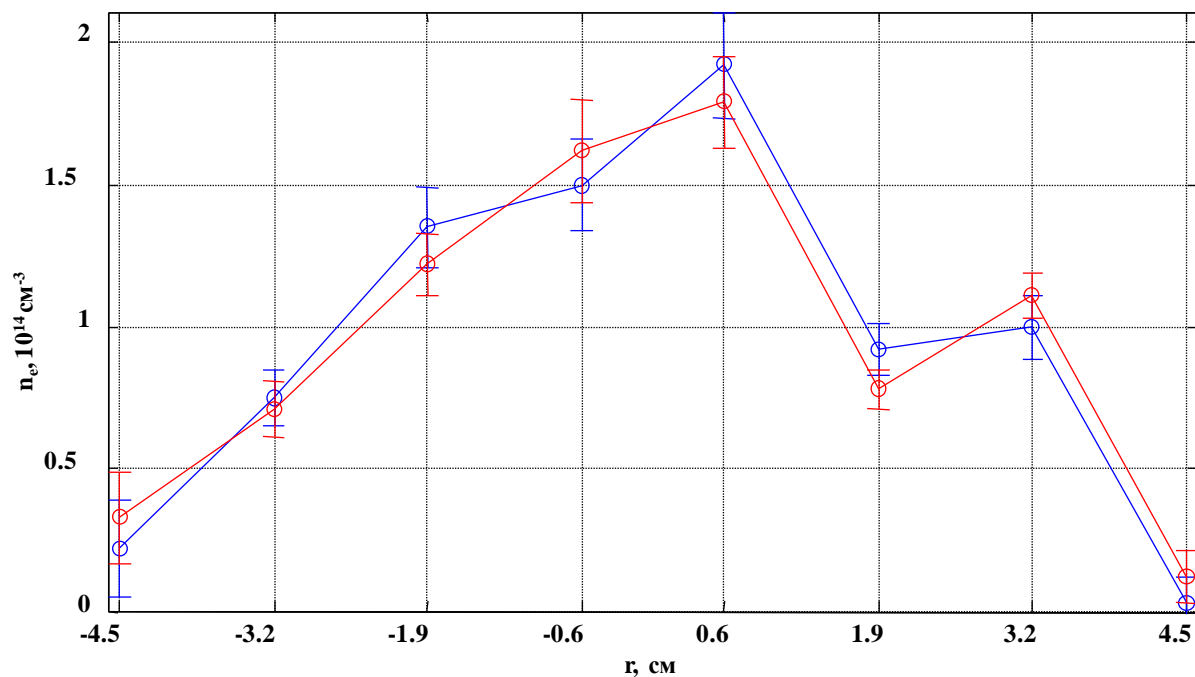


Рис. 12. Профили плотности в двух последовательных моментах времени (80 нс) без динамики плотности

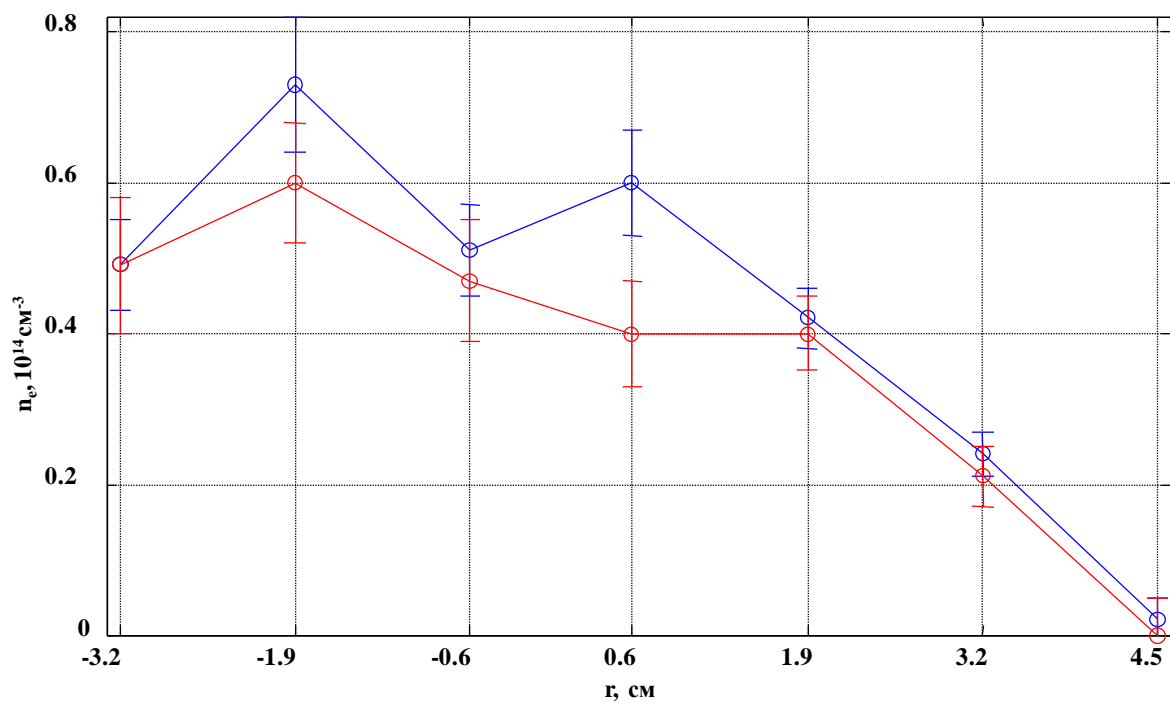


Рис. 13. Профили плотности в двух последовательных моментах времени (80 нс) с динамикой плотности

На Рис. 12 представлены профили плотности в двух последовательных моментах времени (80 нс) без динамики плотности в экспериментах по инжекции электронного пучка в плазму. Время задержки между лазерными импульсами составляет около 80 нс. Противоположный случай с флуктуациями плотности показан на Рис. 13. Экспериментальные данные показывают наличие быстрого (~ 100 нс) изменения профиля электронной плотности высокотемпературной плазмы во время инжекции

электронного пучка, которые могут соответствовать различным турбулентным процессам.

Статистическая погрешность измерений плотности определяется динамикой фонового излучения плазмы и нестабильностями оптической системы. Ошибки, вносимые нестабильностью оптической системы, были оценены по статистическому разбросу амплитуд релеевского рассеяния на воздухе с концентрацией около 10^{17} см^{-3} . Как правило, они вносили значительный вклад в общую погрешность измерения плотности.

4.2. Обсуждение экспериментальных результатов

На Рис. 14 представлены распределения величины $2 \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1}$ в случаях рассеяния на плазме (а) и воздухе (б), где n_1 и n_2 – плотность плазмы соответствующая различным лазерным импульсам для одного и того же канала регистрации (приведены данные для всей серии экспериментов).

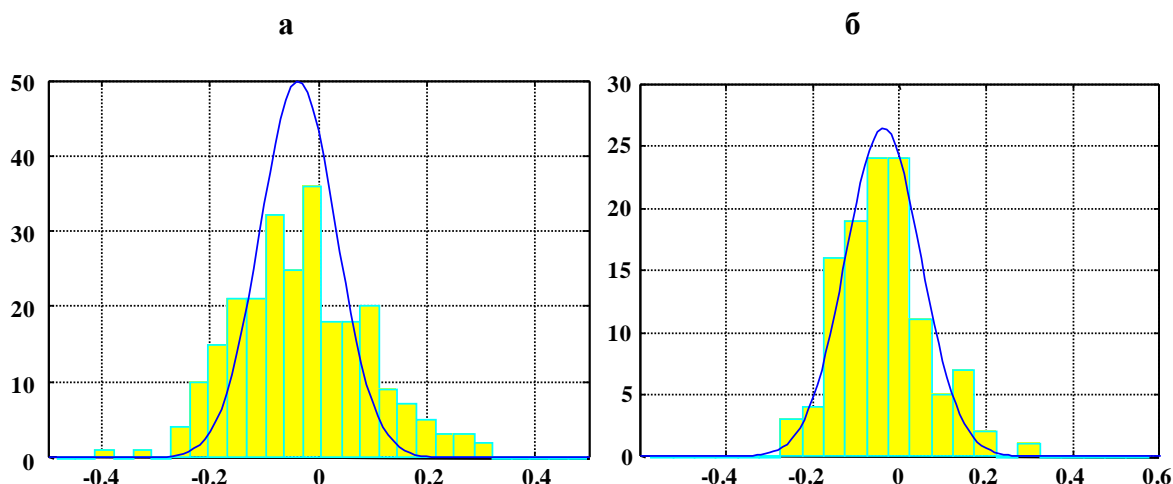


Рис. 14. Распределение флуктуаций сигналов рассеяния в двух случаях:

а) рассеяние на плазме с РЭП (общее число измерений 252)

б) рассеяние на воздухе (общее число измерений 116)

Для анализа полученных данных были применены два критерия. Критерий Фишера применялся для проверки равенства дисперсий двух выборок, он основывается на предположениях о независимости и нормальности выборок данных. Критерий согласия Колмогорова-Смирнова определял, подчиняется ли наблюдаемая случайная величина некоторому закону распределения, известному с точностью до параметров.

Критерии Фишера и Колмогорова-Смирнова позволяет на 15% уровне значимости различить два распределения, и свидетельствуют о возникновении случайных локальных флуктуациях плотности.

Таким образом, зарегистрированные колебания, скорее всего, вызваны некоторыми турбулентными плазменными процессами. Такое поведение профиля плотности может быть прямым следствием сильной ленгмюровской турбулентности (волновой коллапс). Также локальная динамика плотности плазмы может свидетельствовать о действии механизма быстрого нагрева ионов, вызванного релаксацией потоков перегретой плазмы из магнитных пробок локального пробкотрона [1].

Целью дальнейших разрабатываемых экспериментов является улучшение точности измерений и уточнение механизмов наблюдаемых локальных флуктуаций плотности плазмы. В этом случае предполагается, при накоплении дальнейшем экспериментальных данных, различить два распределения с более высокой степенью достоверности.

4.3. Измерение температуры и плотности плазмы в экспериментах по инъекции мощного пучка большой длительности в газ

В экспериментах по инъекции электронного пучка в газ был испытан генератор субмиллисекундного пучка, разрабатываемый для нагрева и поддержания высокого уровня турбулентности плазмы.

В представленных экспериментах производились измерения температуры и плотности плазмы в точке рассеяния №3, в 0.9 метрах от входа мощного электронного пучка. Длительность инъекции составляла величину около 100 мкс, ток пучка 20 - 100 А, энергия 100 кВ, диаметр пучка 4 мм. Динамика плотности температуры плазмы измерялась в серии выстрелов путем сканирования временного интервала между началом инъекции пучка и срабатыванием лазера, при этом в одном выстреле параметры плазмы измерялись в два момента времени.

Система сбора рассеянного излучения изображена на Рис. 15. Рассеянное в плазме излучение при помощи объектива фокусировалось на один из световодов линейки и передавалось в полихроматор. Спектр рассеянного излучения (5 спектральных каналов) вместе с калибровочными сигналами регистрировался измерительной системой.

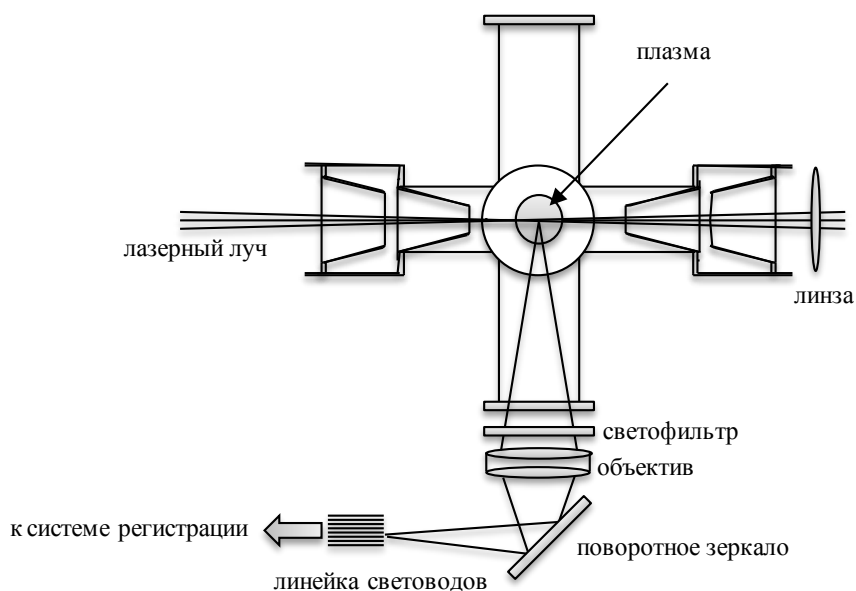


Рис. 15. Схема системы сбора рассеянного излучения № 3

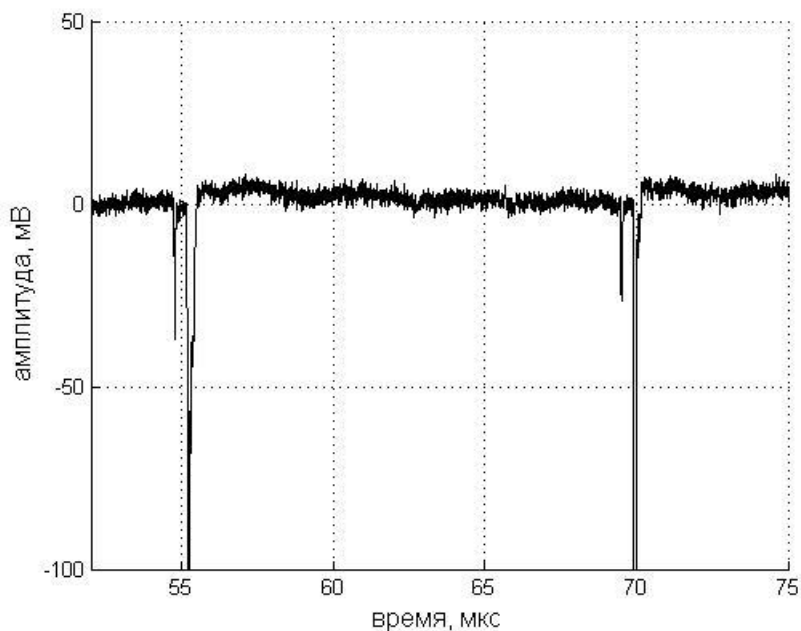


Рис. 16. Осциллограмма сигнала рассеяния

На Рис. 16 показана типичная осциллограмма рассеяния. Первый и третий пик соответствует сигналу рассеяния, второй и четвертый – сигналы калибровки, прошедшие через оптическую линию задержки.

Спектры рассеянного излучения, с учетом абсолютной калибровки, для двух типов выстрелов приведены на Рис. 17, Рис. 18. Измеренные параметры плазмы для первого выстрела составляют: $T_e = 25$ эВ, $n_e = 1.3 \cdot 10^{14}$ см³, время измерения от начала пучка $t = 16$ мкс, поле в соленоиде $B = 0.7$ Тл, для второго: $T_e = 85$ эВ (температура соответствующая прямой, проведенной через три дальних спектральных канала), $n_e = 3 \cdot 10^{13}$ см³, $t = 16$ мкс, $B = 0.35$ Тл.

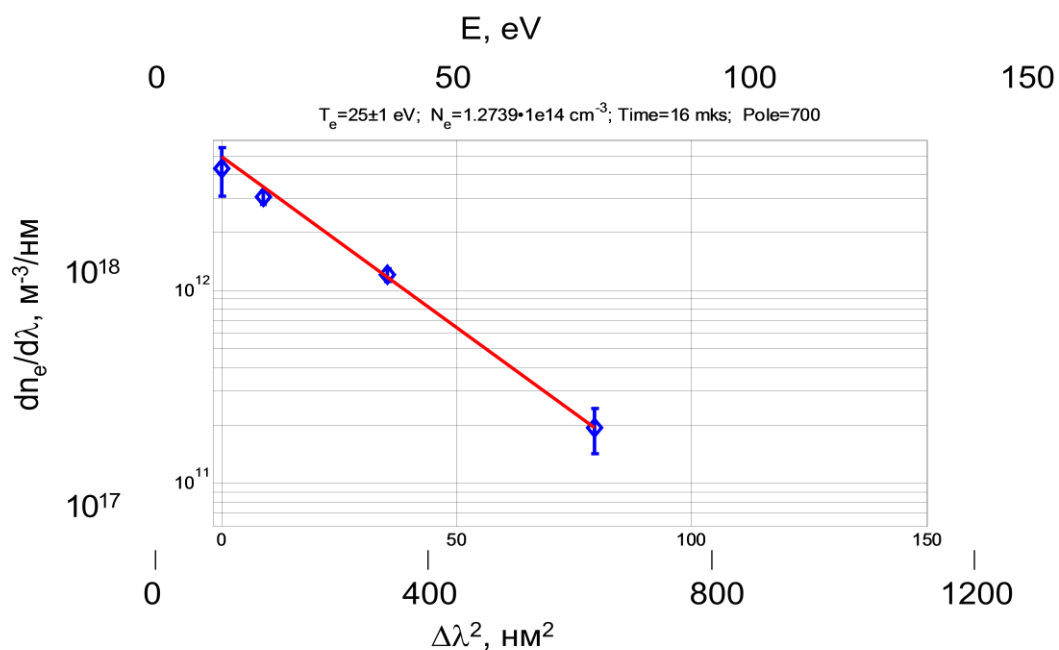


Рис. 17. Спектр рассеяния

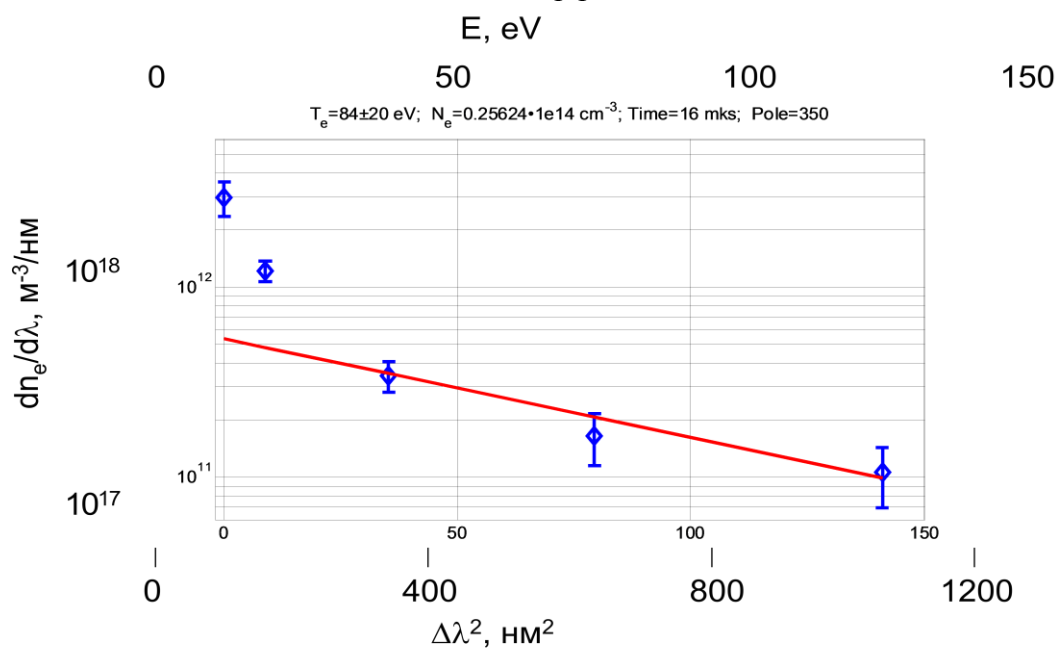


Рис. 18. Спектр рассеяния

В отдельных выстрелах точки, соответствующие дальним спектральным каналам, не ложатся на гауссову кривую (Рис. 18), что говорит о том, что функция распределения электронов может отличаться от максвелловской. Шкала энергий E связана со шкалой отстроек от центра лазерной линии соотношением:

$$E = \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \right)^2 \left(\frac{mc^2}{8 \sin^2(\theta/2)} \right).$$

На Рис. 19 – Рис. 22 приведены графики временной зависимости температуры и плотности плазмы при различных (0.35 и 0.7 Тл) значениях магнитного поля в соленоиде установки при инжекции электронного пучка с током $I > 70$ А.

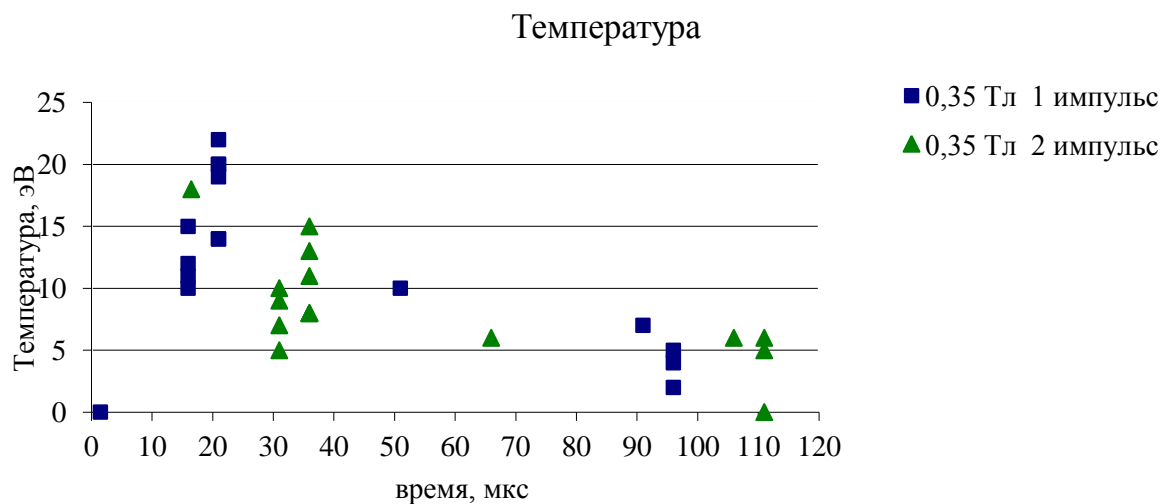


Рис. 19. Динамика температуры плазмы при поле в соленоиде 0.35 Тл

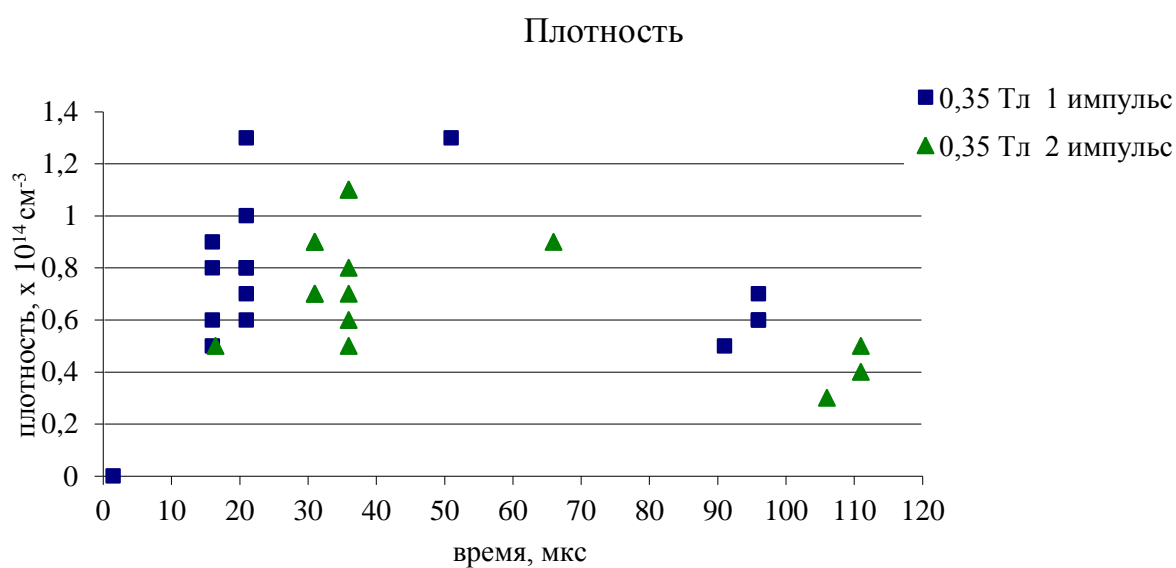


Рис. 20. Динамика плотности плазмы при поле в соленоиде 0.35 Тл

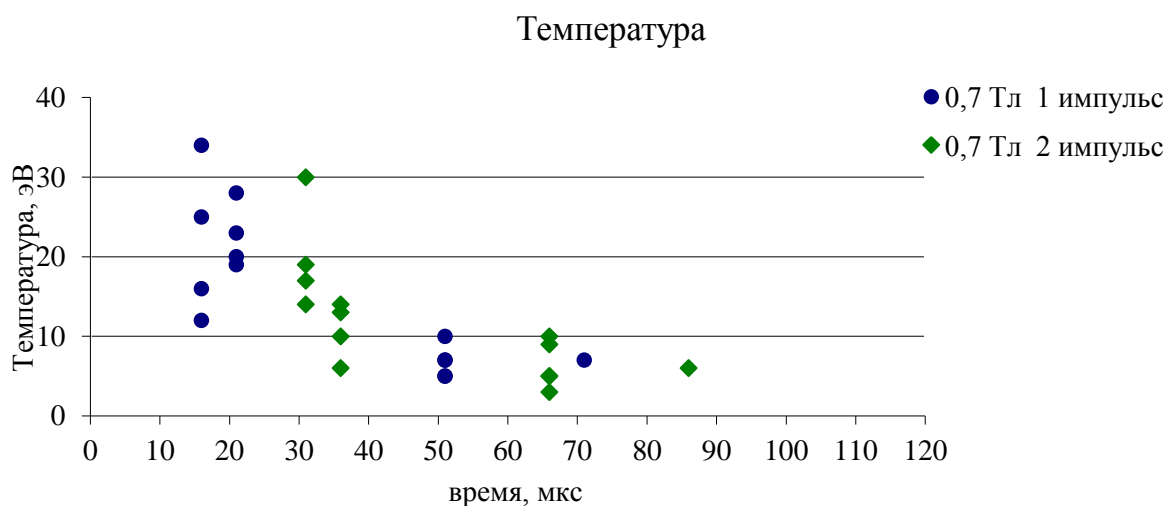


Рис. 21. Динамика температуры плазмы при поле в соленоиде 0.7 Тл

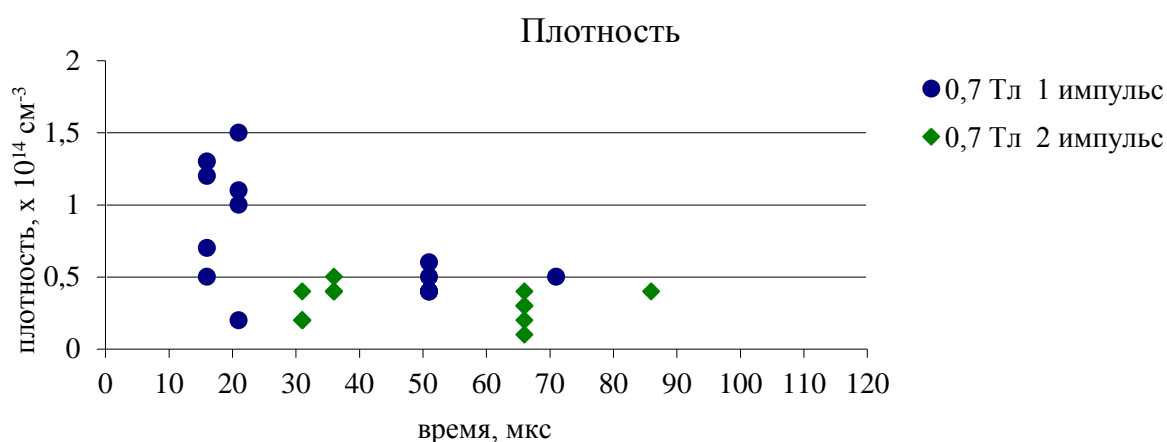


Рис. 22. Динамика плотности плазмы при поле в соленоиде 0.7 Тл

4.4. Обсуждение экспериментальных результатов

Наблюдаемая динамика температуры при различных полях свидетельствует о том, что процесс остывания плазмы начинается значительно раньше окончания инжекции пучка. Это можно объяснить уменьшением уровня взаимодействия пучка с плазмой, вызванное, например, ростом угловой расходимости пучка в процессе инжекции.

Данные о параметрах плазмы, полученные методом томсоновского рассеяния, можно соотнести с показаниями других диагностик на установке ГОЛ-3, в частности с диагностикой СВЧ излучения. На Рис. 23 представлен график интенсивности СВЧ излучения, генерируемого при инжекции пучка ($I_{\text{beam}} = 25 \text{ A}$, $U_{\text{beam}} = 90 \text{ keV}$) в газ.

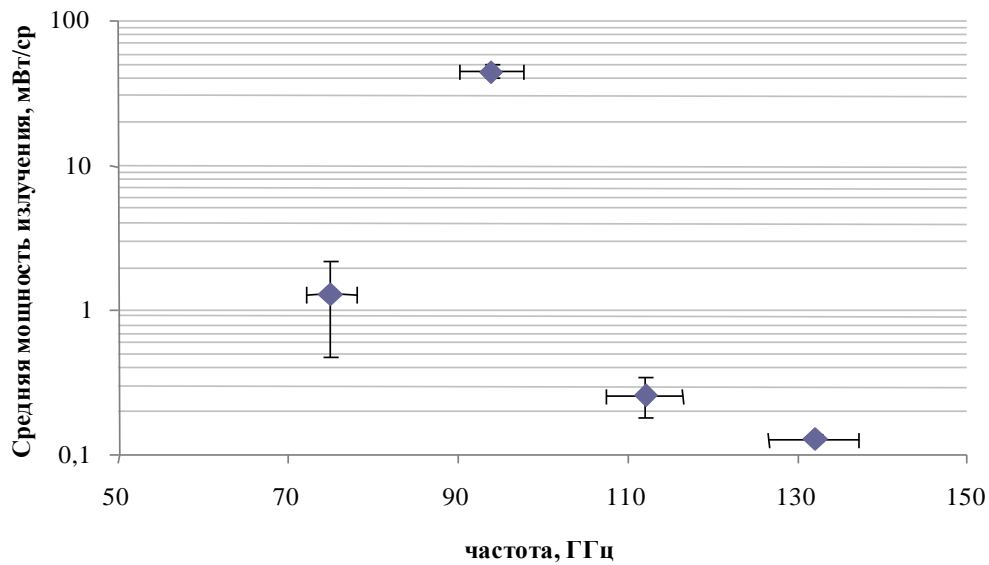


Рис. 23. Спектр СВЧ излучения [Иванов И.А., Скляр В.Ф. и др.]

Передача энергии от пучка к плазме в ходе ее нагрева базируется на механизме пучковой накачки сильной ленгмюровской турбулентности. Высокая плотность энергии плазменных колебаний приводит к генерации в плазме электромагнитного излучения в широком диапазоне частот, простирающемся от области ленгмюровской частоты до удвоенного ее значения.

Плотность плазмы в данных экспериментах составляла $n_e = (2-3) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$, что соответствует плазменной частоте $f_p = 40-50 \text{ ГГц}$. Максимум интенсивности СВЧ излучения лежит в диапазоне 90-100 ГГц. Таким образом, можно говорить о генерации электромагнитной волны вблизи двойной плазменной частоты, в предположении, что формирование излучения происходит за счет слияния двух плазмонов.

Для более корректного сравнения результатов измерений различных диагностик, требуется проверка попадания точки наблюдения рассеяния в область занятую пучком. Хотя такая проверка проводилась по наблюдению взаимного положения фокального пятна диагностирующего излучения и отпечатка пучка, все же точность оказалась сравнимой с радиусом электронного пучка около 2 мм. Более удобные исследования можно будет провести в будущем с пучком большего диаметра.

5. Заключение

Двухимпульсная система томсоновского рассеяния позволяет проводить измерения температуры и плотности плазмы в два момента времени в различных режимах работы установки. Важная особенность диагностики для исследования плазмы состоит в том, что имеется возможность измерения переходных и пространственно локализованных быстрых процессов. Диагностическая система по своим показателям соответствует целям и задачам программы научных исследований плазмы на многопробочной ловушке ГОЛ-3.

В представленных экспериментах по нагреву плазмы релятивистским электронным пучком проводились измерения плотности плазмы с высоким временным разрешением. Первые экспериментальные данные показывают наличие быстрого изменения профиля электронной плотности высокотемпературной плазмы, которые могут соответствовать различным турбулентным процессам. Детальный статистический анализ требует большого числа данных, которые будут получены в последующих экспериментах.

В экспериментах по инъекции мощного пучка большой длительности в газ производились измерения температуры и плотности плазмы. По результатам регистрации излучения, рассеянного на угол 90° , определены температура и плотность основной группы электронов плазмы, нагреваемой пучком, в широком диапазоне параметров. Возможность производить два импульса лазерного излучения повышала общую информативность диагностики.

Автор выражает благодарность за ценные советы и обсуждения д.ф.-м.н. Бурдакову А.В., д.ф.-м.н. Вячеславу., к.ф.-м.н. Поступаеву В.В., Л.Н., к.ф.-м.н. Бурмасову В.С., к.ф.-м.н. Иванову И.А., к.ф.-м.н. Полосаткину С.В. и всему коллективу установки ГОЛ-3.

6. Список использованной литературы

1. Аржанников А. В., Астрелин В. Т., Бурдаков А. В. и др. Исследование механизма быстрого нагрева ионов в многопробочной ловушке ГОЛ-3 // Физика плазмы. – 2005. – т. 31. – С. 506–520.
2. Burdakov A., Arzhannikov A., Astrelin V. et al. Status and Prospects of GOL-3 Multiple Mirror Trap. // Fusion Science and Technology. – 2009. – Vol.55. – №2Т. – P. 63-70.
3. Vyacheslavov L.N., Burmasov V.S., Kandaurov I.V. et al. Strong Langmuir turbulence with and without collapse: experimental study // Plasma physics and controlled fusion. – 2002. – Vol. 44. – P. B279–B291.
4. Van der Meiden H.J., Barth C.J., Oyevaar T. et al. 10 kHz repetitive high-resolution TV Thomson scattering on TEXTOR // Rev. Sci. Instrum. – 2004. – Vol. 75. – P. 3849-3851.
5. Burdakov A.V., Ivantsivskiy M.V., Kasatov A.A. et al. Upgrading of thomson scattering system for measurements of spatial dynamics of plasma heating in GOL-3 // Fusion Science and Technology. – 2011. – V.59. – № 1Т. – P. 292-294.
6. Пятницкий Л.Н. Лазерная диагностика плазмы. – М.: Атомиздат, 1976. – 404 с.
7. Кузнецов Э.И. Щеглов Д.А. Методы диагностики высокотемпературной плазмы. – М.: Атомиздат, 1974. – 160 с.
8. Шеффилд Д. Рассеяние электромагнитного излучения в плазме / пер. с англ. Л.Л. Марголина и П.В. Минаева. М. : Атомиздат, 1978 . – 279 с.
9. Ахиезер А.И., Ахиезер И.А., Половин Р.В. и др. Электродинамика плазмы / под редакцией А.И. Ахиезера. – М.:Наука, 1974. – 720 с.
10. Душин Л.А. Павличенко О.С. Исследование плазмы с помощью лазеров. – М.:Атомиздат, 1968. – 143 с.
11. Справочник по лазерам / под ред. А.М. Прохорова. В двух томах. Том I. – М.: Сов. радио, 1978. – 504 с.
12. Борейшо А.С. Лазеры: Устройство и действие: учеб. пособие. – СПб.: Мех. Ин-т, 1992. – 215 с.
13. Будкер Г.И., Мирнов В.В., Рютов Д.Д. Влияние гофрировки магнитного поля на расширение и остывание плотной плазмы // Письма в ЖЭТФ. – 1971. – Т. 14. – С. 320-322.
14. Burdakov A.V., Erofeev V.I. and Kotelnikov I.A. Explanation of turbulent suppression of electron conductivity in the GOL-3 facility at the stage of relativistic electron beam injection. // Fusion science and technology. – 2005. – Vol. 47. – №1Т. – P. 74-77.

-
15. Kandaurov I., Astrelin V., Avrorov A. et al. Submillisecond electron beam for plasma heating in multi-mirror trap GOL-3 // Fusion science and technology. – 2011. – Vol. 59. – №1Т. – P. 67-69.
16. Попов С.С. Прямое наблюдение ленгмюровских каверн лазерными методами в экспериментах по нагреву плазмы пучком электронов: дис. ... канд. физ. - мат. наук. – Новосибирск, 2009. – 83 с.
17. Попов С.С., Бурдаков А.В., Вячеславов Л.Н. и др. Измерение энергетического спектра электронов методом малоуглового томсоновского рассеяния // Физика плазмы. – 2008. – Т. 34. – №3. – С.240-243.
18. Пурьга Е.А., Хильченко А.Д., Квашнин А.Н. и др. Многофункциональный быстродействующий регистратор ADC12500 // Приборы и техника эксперимента. – 2012. – № 3. – С. 75-83.