

Министерство образования
Российской Федерации
Новосибирский Государственный Университет
Физический факультет
Кафедра физики плазмы

Квалификационная работа на соискание степени бакалавра

СОЗДАНИЕ СИСТЕМЫ МНОГОИМПУЛЬСНОГО
ТОМСОНОВСКОГО РАССЕЯНИЯ ДЛЯ
ИССЛЕДОВАНИЯ ДИНАМИКИ ПЛОТНОСТИ ПЛАЗМЫ
НА УСТАНОВКЕ ГОЛ-3

Семионов Виталий Владимирович

Научный руководитель
Полосаткин Сергей Викторович

Новосибирск – 2004

Содержание

1	Введение	3
1.1	Постановка задачи	3
1.2	Методы измерения плотности электронов на установке ГОЛ-3	3
1.3	Способы реализации многоимпульсного режима работы лазера.....	4
2	Теоретическое описание применяемых эффектов	6
2.1	Теория лазерного излучения	6
2.2	Лазерная генерация на неодиме	7
2.3	Лазерное рассеяние в плазме.....	8
3	Многоимпульсный лазерный генератор	11
3.1	Описание лазера	11
3.2	Управление добротностью резонатора и получение многоимпульсного режима работы лазера	12
3.3	Сигнал лазера	13
4	Система лазерного рассеяния.....	15
4.1	Расчёт необходимой мощности лазерного излучения	15
4.2	Рассеяние на плазме	15
4.3	Система регистрации	15
5	Обработка и обсуждение результатов	17
5.1	Сигнал рассеяния.....	17
5.2	Расчёт плотности плазмы по сигналам рассеяния	17
5.3	Плотность плазмы	18
6	Заключение.....	20
7	Благодарности	20

1 Введение

1.1 Постановка задачи

На установке ГОЛ-3 проводятся эксперименты по нагреву и удержанию плотной плазмы. Соленоид установки состоит из 110 катушек с независимым питанием и общей длиной около 12м. Нагрев плазмы осуществляется мощным релятивистским электронным пучком (1МВ, 30кА, 8мкс), который генерируется ускорителем У-2. При инжекции пучка в плазму в результате коллективного взаимодействия происходит возбуждение ленгмюровской турбулентности, при этом энергия пучка через ленгмюровские колебания передаётся в основном электронной компоненте плазмы. Электронная температура достигает 2-3 кэВ при плотности 10^{15} см^{-3} .

Измерение динамики плотности необходимо для определения энергосодержания плазмы по диамагнитным измерениям, исследования физики удержания плазмы в многопробочной ловушке, сравнения с моделями нагрева и остывания плазмы.

Для локального измерения динамики плотности плазмы возникла необходимость модернизации действующей на установке системы рассеяния лазерного излучения. С этой целью был создан лазер, работающий в многоимпульсном режиме и позволяющий за один выстрел проводить измерения в несколько моментов времени. Для регистрации рассеянного света применялась существующая система регистрации на лавинных фотодиодах.

Целью моей работы было создание системы многоимпульсного лазерного рассеяния на основе неодимового стекла и измерение динамики радиального профиля плазмы.

Данная диагностика была использована для измерения динамики плотности горячей плазмы на установке ГОЛ-3. В данной работе представлено описание диагностики, методика калибровки и оценки необходимой мощности излучения лазера для диагностики параметров плазмы.

1.2 Методы измерения плотности электронов на установке ГОЛ-3

На установке ГОЛ-3 развито несколько взаимодополняющих диагностик, позволяющих определять концентрацию частиц в плазме.

Во-первых, информацию о плотности электронов можно получить из начальной концентрации атомов газа, которая измеряется при помощи ионизационных ламп. Однако после инжекции пучка возникает неопределённость в эффективном заряде ионов и макроскопические движения плазмы. Всё это, в свою очередь, приводит к неопределённости в концентрации электронов.

Также широко применяется интерферометрия. На установке ГОЛ-3 используется интерферометр Майкельсона на основе гелий-неонового лазера с длиной волны 1.153 мкм. Данная схема позволяет измерять интегральную плотность до $n \sim 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. Основными недостатками интерферометрии является высокая чувствительность к рефракции на градиентах плотности и то, что при этом измеряется только интегральная плотность по диаметру плазменного шнура. Чувствительность к рефракции приводит к необходимости использования коротковолнового света, что в свою очередь приводит к повышению чувствительности к вибрациям.

Ещё одним способом измерения плотности электронов является измерение уширения спектральных линий излучения плазмы. Уширение возникает из-за эффекта Штарка, который является следствием наличия в плазме электрических микрополей. Сам эффект Штарка заключается в расщеплении линии излучения под действием электрического поля, но так как на разные частицы действуют разные поля, то и величина расщепления для каждого атома – своя. Усреднение по всем частицам даёт уширение линии. Основная проблема этого метода состоит в локализации измерений.

Наконец, для измерения плотности электронной компоненты плазмы используется лазерное рассеяние. В лазерных пучках получается очень высокая концентрация энергии. При этом само лазерное излучение является когерентным, монохроматичным и слабо расходящимся. Рассеяние лазерного излучения на электронах представляет собой переизлучение. Измерение плотности по лазерному рассеянию даёт очень хорошее пространственное и временное разрешение.

Однако, применявшиеся ранее системы рассеяния давали возможность измерять плотность плазмы только в одной точке по времени. Это связано с тем, что одноимпульсный режим работы лазера позволяет проводить измерения в течении только ~ 10 нс. Из-за разброса параметров плазмы от выстрела к выстрелу измерения динамики плотности требуют набора большой статистики, кроме того такие измерения не позволяют исследовать колебания плотности и развитие неустойчивостей. В связи с этим возникла задача создания многоимпульсного лазерного генератора.

1.3 Способы реализации многоимпульсного режима работы лазера

Возможны несколько способов реализации многоимпульсного режима работы лазера. Первый и самый простой способ – это осуществление режима свободной генерации. Пример работы неодимового лазера в таком режиме приведён на рис.1. Этот режим имеет существенные недостатки. Во-первых, интенсивность излучения получается слишком маленькая. Во-вторых, импульсы излучения перекрываются друг с другом (это заметно по

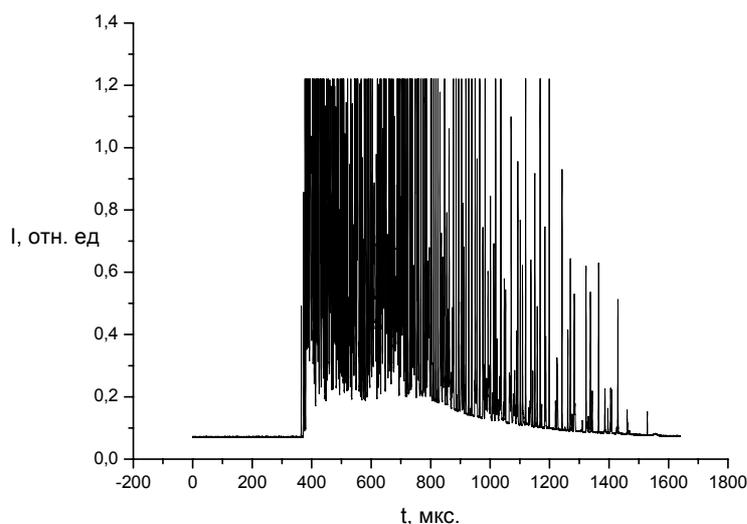


рис.1), что мешает отделять рассеянный свет от света плазмы. Поэтому применяются различные затворы с помощью которых обычно получается режим гигантского импульса.

Ещё одним предлагавшимся способом является проведение нескольких лазерных “выстрелов” в течение одного “выстрела” пучком. Подобная методика разрабатывается для использования на токамаке ITER, где длительность эксперимента позволяет производить несколько выстрелов одним лазером.[8.] В большинстве других случаев для этого надо использовать либо несколько лазеров, либо несколько затворов в одном лазерном резонаторе. Оба этих способа трудно реализуемы.

Если нет необходимости в точной синхронизации импульса лазера с внешним сигналом, то можно использовать вращающиеся отражатели, однако данный способ не позволяет получить требуемую частоту следования импульсов (10-20 мкс).

В системе лазерного рассеяния токамака TEXTOR для получения многоимпульсного режима генерации был использован пассивный затвор [9]. Действие таких затворов основано на том, что они пропускают только свет, мощность которого превышает определённую величину.

Наконец, последним способом реализации многоимпульсного режима является использование электрооптических затворов, действие которых основывается на изменении оптических свойств материалов в электрическом поле. В зависимости от величины прикладываемого напряжения такой затвор пропускает или не пропускает свет генератора. Этот способ был реализован также на токамаке TEXTOR, причём там исследуемая плазма находится внутри резонатора.[7.]

2 Теоретическое описание применяемых эффектов

2.1 Теория лазерного излучения

Микроскопическая система (атом, ион и т.д.) при переходе с более высокого энергетического уровня на более низкий испускает фотон соответствующей частоты. Это излучение может быть спонтанным (самопроизвольным) и индуцированным (под действием света той же длины волны). Чтобы излучение света превышало его поглощение, должно выполняться условие инверсной заселённости:

$$N_2 > \frac{g_2}{g_1} N_1$$

Здесь N обозначает заселённость уровня, g -его статистический вес, 1-нижний уровень, 2-верхний. Для выполнения этого условия требуется «накачка» - возбуждение от внешнего источника. Для эффективного усиления падающей или спонтанной волны используется резонатор, который обычно состоит из двух параллельных зеркал, по крайней мере одно из которых полупрозрачное. Фотон при каждом отражении от зеркала способствует излучению фотона такой же длины волны. Лазер может создавать монохроматическое излучение лишь с дискретным набором частот – на длине резонатора (расстоянии между зеркалами) должно укладываться целое число полуволен.

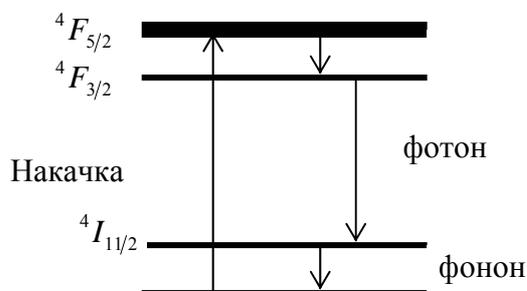


Рис.2. Четырёхуровневая система, используемая в лазере на неодимовом стекле

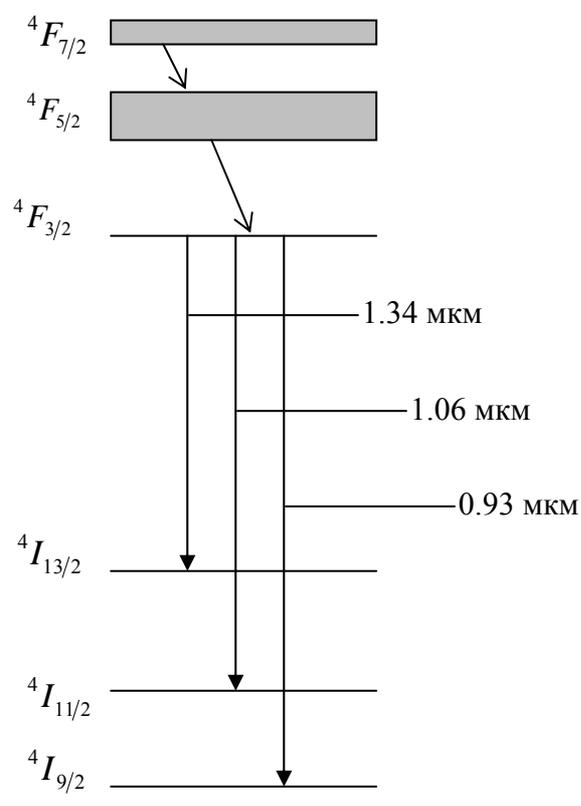


Рис.3. Схема энергетических уровней ионов Nd^{3+} .

2.2 Лазерная генерация на неодиме

В любом твёрдом теле при переходе атомов с верхнего энергетического уровня на нижний испускаются не только фотоны, но и фононы – кванты колебаний кристаллической решётки (для кристаллических тел). В данной работе использовался лазер, работающий на неодимовом стекле – фосфатном стекле, легированном ионами неодима Nd^{3+} . В энергетических спектрах твёрдых тел есть достаточно широкие полосы, что позволяет производить накачку за счёт оптического поглощения излучения от источников с широким спектром частот. В описываемом генераторе используется достаточно широкая зона ${}^4F_{5/2}$, а накачка производится криптоновыми лампами ИФП-8000. Полная система уровней иона, участвующих в излучении волны 1.06 мкм., приведена на рис.2. [6.] В четырёхуровневой системе для осуществления лазерного усиления и генерации нет необходимости освобождать основное состояние. Лазер работает в многоимпульсном режиме (за одну вспышку испускается большое число очень коротких по времени импульсов).

Полная система энергетических уровней ионов Nd^{3+} показана на рис.3. [6.] Спектр флуоресценции неодима имеет три широкие линии излучения: 0.92 мкм., 1.06 мкм., 1.37 мкм. Наиболее интенсивный переход с длиной волны 1.06 мкм. обычно и используется в качестве лазерного перехода. Спектр поглощения имеет выраженные максимумы в области длин волн от $\lambda=0.5$ до $\lambda=0.9$ мкм. Преимущественный лазерный переход: ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$. Нижний лазерный уровень почти не заселён (его время жизни 10^{-7} с.), поэтому пороговая мощность относительно низкая (200 Вт.). Для оптической накачки применяются импульсные лампы с эллиптическим отражателем. Генерация начинается не одновременно с началом световой вспышки лампы, а только после обеспечения достаточной инверсной заселённости рабочих уровней ионов неодима, а прекращается, когда мощность света лампы падает ниже порога, необходимого для её поддержания. В качестве матрицы для ионов Nd^{3+} применяются различные стёкла. Стёкла, легированные ионами неодима, называются неодимовыми. Массовое содержание Nd^{3+} в них составляет 0.5-8%.

В данном случае трудно добиться дифракционного предела раскрытия светового пучка (λ/D), но, тем не менее, можно получить расходимость, не превышающую несколько угловых минут. Стоит отметить пространственную когерентность излучения твёрдотельных лазеров. Излучение покидает кристалл в виде короткой вспышки, и если вся запасённая энергия превращалась бы в излучение, то излучаемая мощность достигала

бы огромных значений. Но КПД таких лазеров, к сожалению, невысок и составляет всего 1%.

2.3 Лазерное рассеяние в плазме

Рассеяние электромагнитной волны на свободном заряде (томсоновское рассеяние) представляет собой переизлучение: под действием поля волны заряд движется, совершая тем самым колебания с частотой волны и, следовательно, излучает.

Плоскополяризованная волна с частотой ω , падая на свободный электрон, вызывает его дипольные колебания с той же частотой. Считая при этом, что скорость, приобретаемая частицей в электрическом поле волны, много меньше скорости света, можно пренебречь силой, действующей со стороны магнитного поля волны – она будет порядка v/c по отношению к силе со стороны электрического поля.

Эти колебания являются источником рассеянного излучения. Основная доля интенсивности этого излучения будет сосредоточена вблизи плоскости, перпендикулярной направлению колебаний. При этом вдоль направления колебаний излучения нет.

Формулы для ускорения

$$\vec{a} = \frac{e}{m} \vec{E}$$

и поля излучения электрона под углом φ к начальной поляризации

$$E_s = \frac{r_0}{r} E_0 \sin \varphi$$

Сечение рассеяния электромагнитной волны определяется, как отношение мощности I , рассеянной в телесный угол $d\Omega$ под углом φ к направлению поляризации, к величине падающего потока S_0 .

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{Ir^2}{S_0} = r_0^2 \sin^2 \varphi,$$

где r_0 – классический радиус электрона.

Полное сечение рассеяния на одиночном электроне описывается формулой

$$\sigma_T = \frac{8\pi}{3} r_e^2$$

и для электрона составляет $0.66 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. А интенсивность излучения, рассеянного на угол θ . ($I_{\pi/2}$ отвечает рассеянию на $\pi/2$).

$$I_\theta = I_{\pi/2} (1 + \cos^2 \theta)$$

Однако для свободного электрона надо учитывать его тепловое движение. Возникает двойной эффект Доплера: так как электрон совершает тепловое движение и движение под действием поля волны.

Рассмотрим теперь рассеяние на плазме с электронной плотностью n_e . Пусть её пронизывает пучок света мощностью P_0 и сечением S . Если считать, что интенсивность рассеянного света пропорциональна числу рассеивающих центров, то в телесный угол $d\Omega$ под углом φ к направлению вектора \mathbf{E} будет рассеяна мощность

$$dP = n_e l S \frac{P_0}{S} d\sigma = n_e l r_0^2 \sin^2 \varphi P_0 d\Omega$$

Необходимо сделать ещё одно важное замечание. Рассеяние возможно наблюдать только если есть отклонения от однородности распределения рассеивающих центров. Это можно объяснить следующим образом. Разобьём весь объём плазмы на ячейки, содержащие достаточно большое число частиц, но при этом достаточно малые для того, чтобы считать, что электрические поля от рассеянных волн, приходящих в удалённую точку наблюдения от j -той ячейки, имеют одинаковую фазу φ_j . Обозначим \bar{N} - среднее число электронов в ячейке, а δN_j – отклонение от этой величины в j -той ячейке. Для результирующего поля можно записать:

$$E_S \sim \sum_j (\bar{N} + \delta N_j) e^{-i\varphi_j}.$$

При большом количестве ячеек первое слагаемое в среднем равно нулю. А так как интенсивность пропорциональна квадрату амплитуды, то

$$I_S \sim \sum_{j,k} \overline{\delta N_j \delta N_k} e^{-i(\varphi_k - \varphi_j)}.$$

Здесь чертой обозначено статистическое усреднение. Таким образом, видно, что интенсивность рассеянного света зависит от корреляции между рассеивающими частицами. В простейшем случае, когда корреляции отсутствуют, формула упрощается:

$$I_S \sim \sum_j (\overline{\delta N_j})^2.$$

По формуле Пуассона $(\overline{\delta N})^2 = N$, следовательно

$$I_S = \sum_j N_j = N_0,$$

где N_0 – полное число рассеивающих центров. [4.], [5.]

Основную роль при рассмотрении рассеяния лазерного света на плазме играет параметр Солпитера

$$\alpha = \frac{1}{kr_D} = \frac{l}{2\pi r_D} = \frac{\lambda_0}{4\pi r_D \sin(\theta/2)}$$

Здесь k – разность волновых векторов рассеянной и падающей волн.

Если $\alpha \ll 1$, то дебаевский радиус большой, плотность соответственно мала, и происходит рассеяние на отдельных электронах, которое никак не связано с экранирующим действием зарядов дебаевской сферы. В этом случае частота излучения меняется как вследствие движения электронов вдоль поля волны, так и вследствие теплового движения электронов.

Если же $\alpha \gg 1$, то рассеяние – коллективное. При этом дебаевский радиус мал, и флуктуации электронной плотности, обусловленные движением электронов, вносят очень незначительный вклад в рассеиваемую мощность. Напротив, флуктуации, связанные с движением ионов, являются доминирующими: колебания иона сопровождаются коллективными колебаниями электронного облака, и именно это и определяет рассеяние. Но из-за эффекта экранировки рассеянная мощность во втором случае в два раза меньше, чем в первом:

при $\alpha \ll 1$ $P_e \sim \sigma_e(\theta)n_e$, при $\alpha \gg 1$ $P_e \sim 0.5\sigma_e(\theta)n_e$.

На установке ГОЛ-3 плотность плазмы составляет 10^{14} - 10^{15} см^{-3} , а температура находится в пределах 50 эВ-3 кэВ, что, как видно из графика на рис.4., соответствует первому случаю.

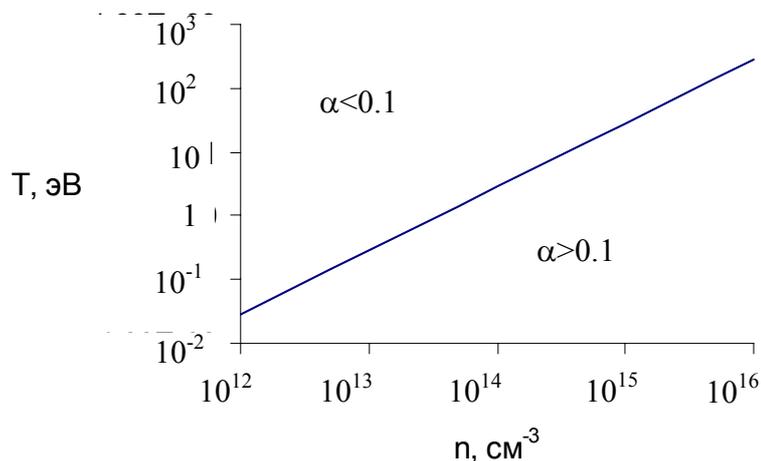


Рис 4. Зависимость температуры электронов от их плотности для $\alpha=0.1$ и области различных значений параметра α .

3 Многоимпульсный лазерный генератор

3.1 Описание лазера

Схема лазера приведена на рис.5.

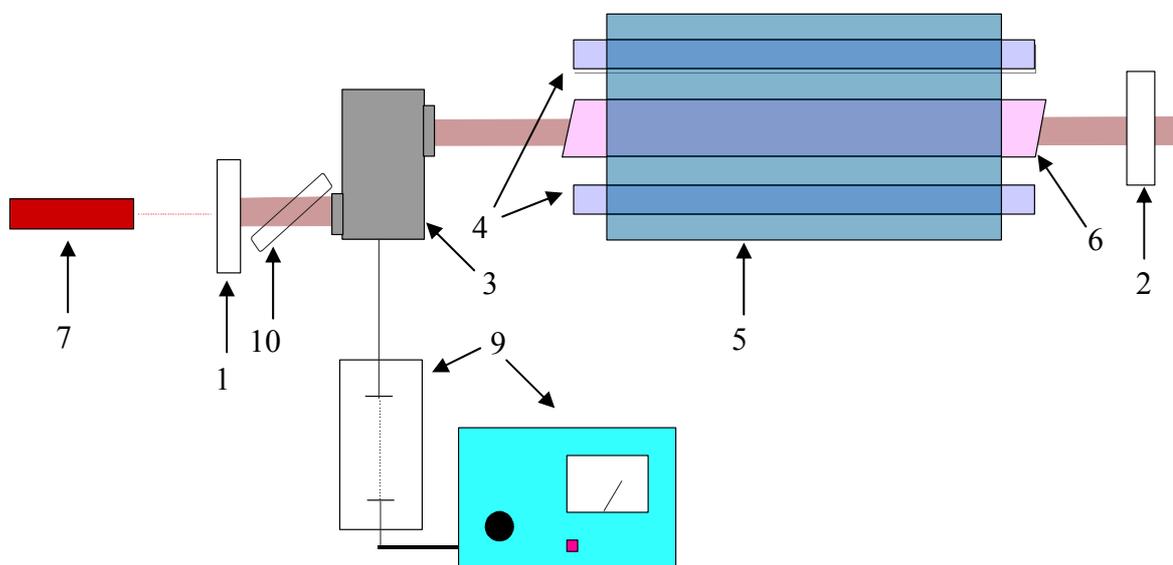


Рис.5. Схема многоимпульсного лазера. 1 - зеркало со 100%-ным отражением, 2 - зеркало с 20%-ным отражением, 3 – ячейка Поккельса, 4 – лампы накачки, 5 - металлический корпус с отражающими внутрь стенками, 6 – неодимовый стержень, 7 - гелий-неоновый лазер, 9 – система питания ячейки Поккельса, 10 – стеклянная пластинка, расположенная под углом Брюстера.

Резонатор системы образуют 2 зеркала: одно непрозрачное (со 100%-м отражением) (1), другое – полупрозрачное (2) (с 20%-м отражением). Роль активной среды выполняет неодимовый стержень (6), торцы которого скошены под углом 4 градуса. Накачка производится 4-мя лампами (4), попарно подключёнными к конденсаторной батарее. Для получения многоимпульсного режима работы между генератором и непрозрачным зеркалом располагалась ячейка Поккельса (3), на которую подавалось синусоидальное напряжение от системы питания (9), а для выделения необходимой поляризации на ячейку под углом Брюстера крепилась стеклянная пластинка (10). Стержень и лампы помещены в металлический корпус с зеркальной внутренней поверхностью (5) – таким образом, свет от ламп не выходит наружу и полностью используется для создания инверсной заселённости в неодиме. Профиль корпуса изображён на рис.4. Для юстировки оптической системы использовался гелий-неоновый лазер (7). При включении конденсаторной батареи загорались лампы, шла накачка неодимового стержня, и он испускал импульс инфракрасного света (10600 А).

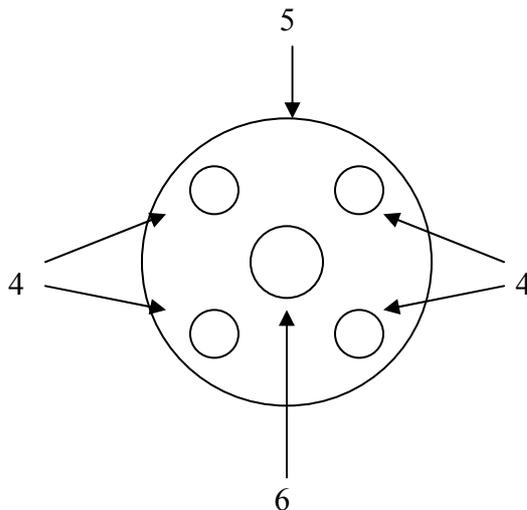


Рис.6. Поперечное сечение корпуса лазера с генератором и лампами накачки. Обозначения те же, что и на рис.3.

Во время испытаний и настройки работы лазера He-Ne-лазер располагался за 20%-ным зеркалом, а между ними находился световод. Сигнал со световода передавался на АЦП, подключённый к компьютеру.

3.2 Управление добротностью резонатора и получение многоимпульсного режима работы лазера

На ячейку Поккельса подавалось затухающее синусоидальное напряжение, причём ячейка «открывалась» с задержкой относительно включения ламп накачки. Схема системы питания приведена на рис.7. Были проведены опыты с задержками 700 и 500 мкс. График подаваемого напряжения приведён на рис.8. Начальная амплитуда 8 кВ. График напряжения, подаваемого на ячейку приведён на рис. Резонатор лазера был съюстирован так, что ячейка Поккельса пропускала свет в моменты, когда напряжение проходило через 0. Полученное временное распределение интенсивности показано на графиках (рис.9.).

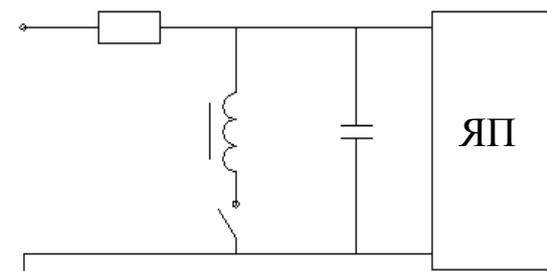


Рис.7. Схема питания ячейки Поккельса

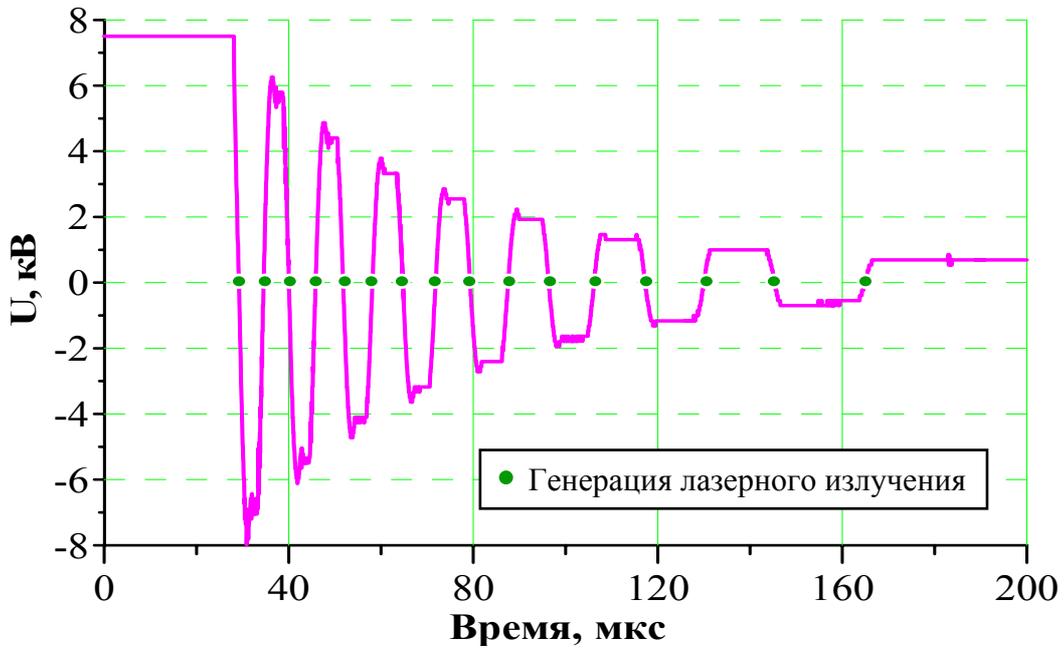
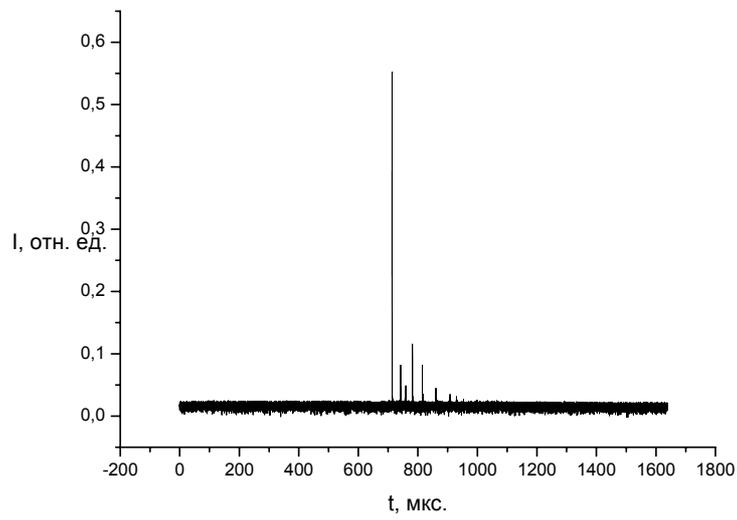


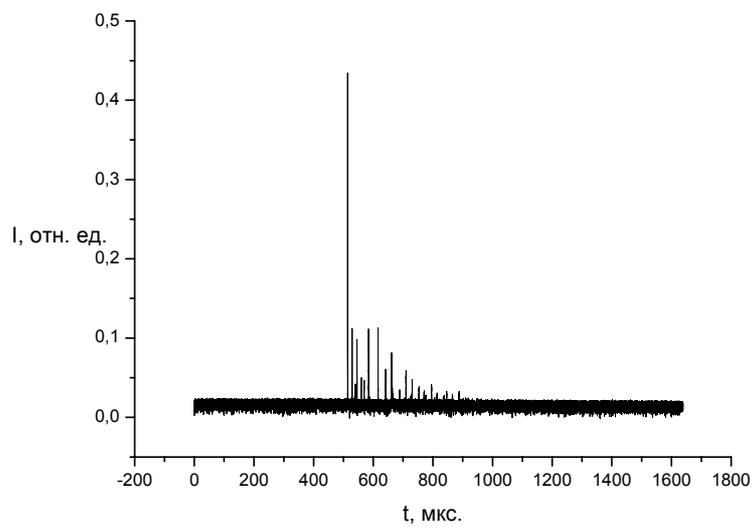
Рис.8. График напряжения, подаваемого на электрооптический затвор

3.3 Сигнал лазера

График излучения лазера в режиме свободной генерации приведён на рис.1. Однако, настоящий интерес представляют приведённые на рис.9 графики модулированного излучения. Один из них (а) соответствует задержке «открытия» ячейки Поккельса в 700 мкс., другой (б)-500 мкс. Сравнение этих двух графиков (в), легко объясняются теорией лазерной генерации. При более долгой задержке лазер дольше не может испускать свет, а значит дольше идёт накачка на верхний уровень, который к моменту снятия запирающего поля оказывается заселён сильнее, чем в случае с более короткой задержкой. Это, в свою очередь приводит к более интенсивному излучению после открытия затвора. Благодаря задержке очень сильно увеличивается интенсивность самого первого импульса, что приводит к уменьшению числа импульсов.



а



б

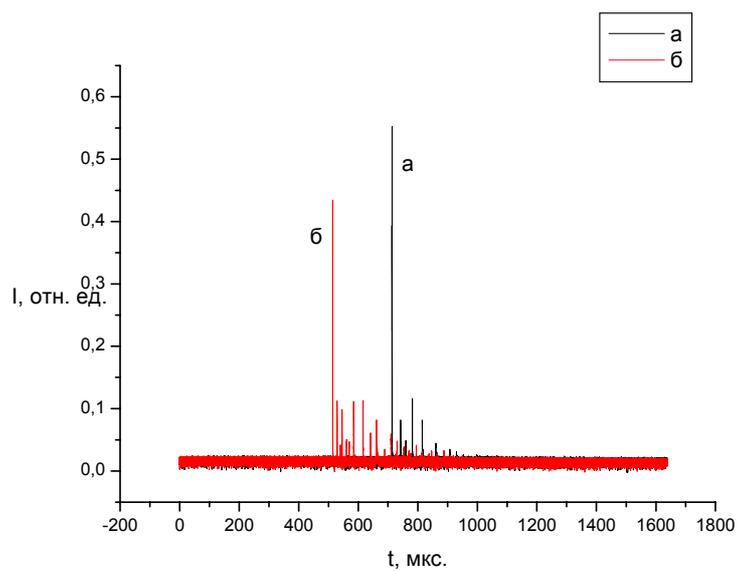


Рис.9. Распределение интенсивности модулированного излучения при задержках 700 (а) и 500 (б) мкс. и их сравнение (в).

4 Система лазерного рассеяния

4.1 Расчёт необходимой мощности лазерного излучения

На рис.11. изображён сигнал рассеяния лазерного излучения на плазме. Хорошо видно, что он накладывается на сигнал излучения плазмы.

Считая, что для отделения рассеянного сигнала он должен составлять порядка 1/20 от света плазмы, можно оценить необходимую мощность для проведения экспериментов по рассеянию. Интенсивность излучения плазмы составляет около 50 мВт/см². Диаметр регистрирующего световода равен 1 мм. Следовательно, мощность излучения плазмы, попадающая в него составляет порядка 0.4 мВт. Значит, необходимо рассеянное излучение мощностью 0.02 мВт.

Отношение мощности, рассеянной в телесный угол $d\Omega$ под углом φ к начальной поляризации, на пути l в плазме с электронной плотностью n_e , к излучаемой мощности можно выразить формулой [4]:

$$\frac{dP}{P_0} = n_e l r_0^2 \sin^2 \varphi d\Omega .$$

Для ГОЛ-3 ($n_e \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $l=2 \text{ мм.}$, $\varphi=90^\circ$, $d\Omega=0.03 \text{ ср.}$) это даёт величину $6 \cdot 10^{-12}$. Следовательно, минимальная мощность лазера должна быть порядка 3 МВт. Длительность одного импульса (пика) составляет около 100 нс. Следовательно, чтобы рассеянный свет можно было отделить от света плазмы, в одном пике должна выделяться энергия, превышающая величину 0.3 Дж.

4.2 Рассеяние на плазме

Оптическая система для ввода лазерного света в плазму изображена на рисунке. При помощи поворотной призмы луч попадал в усилитель, а затем через систему линз, призм и диафрагм (на рисунке не показаны) вводился в плазму.

4.3 Система регистрации

Регистрировалось излучение, рассеянное на 90° . Рассеянное излучение из определённых точек в пространстве через фокусирующую линзу изображается на коллектор световодов, которые протянуты в пультовую и подключены к лавинным фотодиодам. Сигнал с фотодиодов, в свою очередь подаётся на вход АЦП, подключённого к компьютеру. Регистрирующие световоды располагались на расстоянии 0, 6, 11, 16, 22, 28, 34 мм от центра электронного пучка. Ещё один световод (калибровочный) регистрировал прошедшее через плазму излучение. В некоторых опытах второй конец

этого световода выводился на коллектор (динамическая калибровка), а в некоторых - подключался к отдельному АЦП.

Для определения чувствительности регистрирующей системы перед каждой серией экспериментов («выстрелов») проводилась её динамическая калибровка: свет лазера через калибровочный световод равномерно освещал коллектор световодов регистрации. Тем самым определялась чувствительность каждого из каналов.

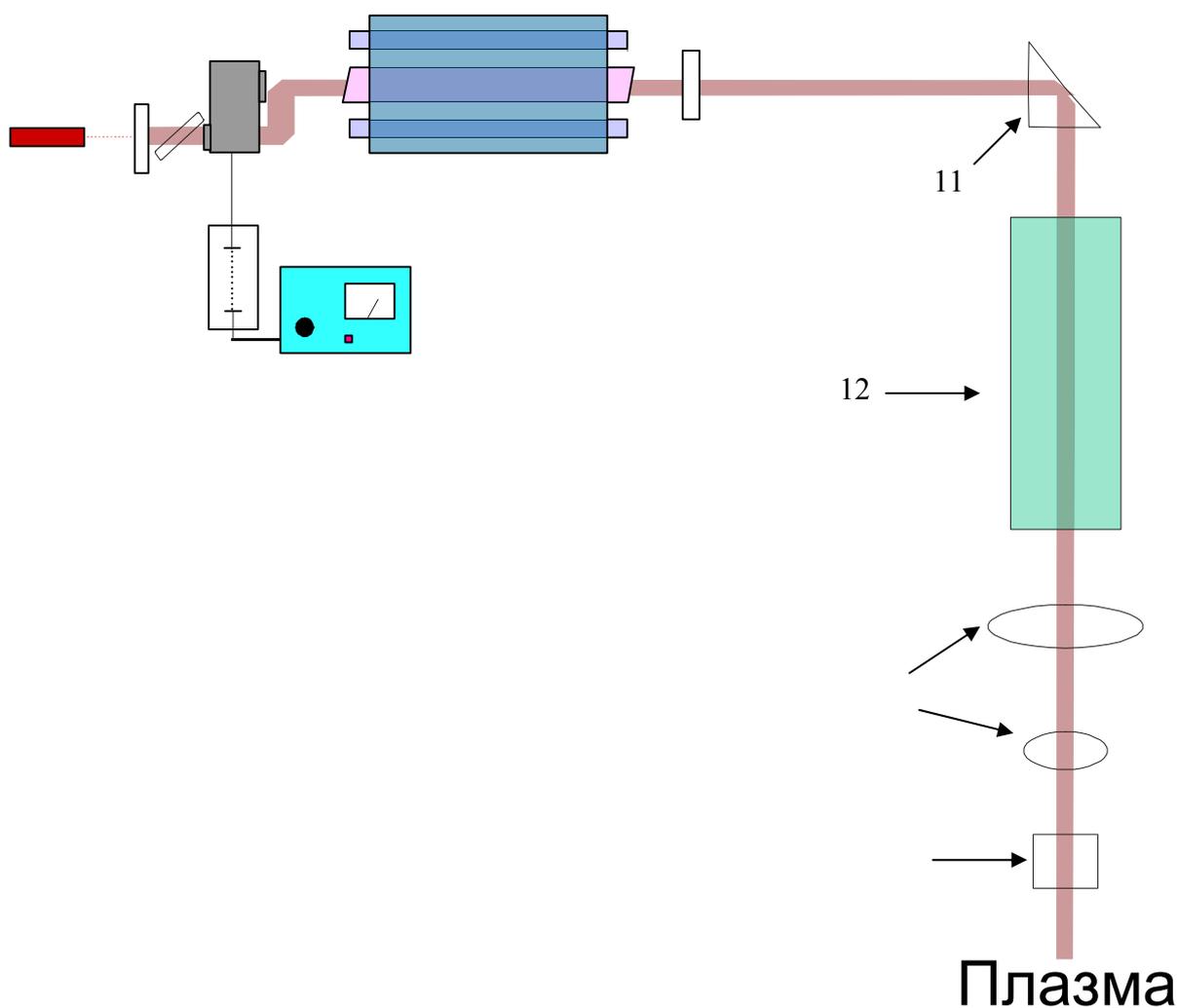


Рис.10. Оптическая система для исследования плазмы (вид сверху). 11-поворотная призма, 12-усилитель, 13-фокусирующие линзы, 14 –система из двух поворотных призм, расположенных друг над другом

5 Обработка и обсуждение результатов

5.1 Сигнал рассеяния

Свет, рассеянный на плазме накладывался на излучение самой плазмы, которое состоит из тормозного излучения, рекомбинационного излучения и линейчатого излучения. Пример сигнала рассеяния приведён на рис.11.

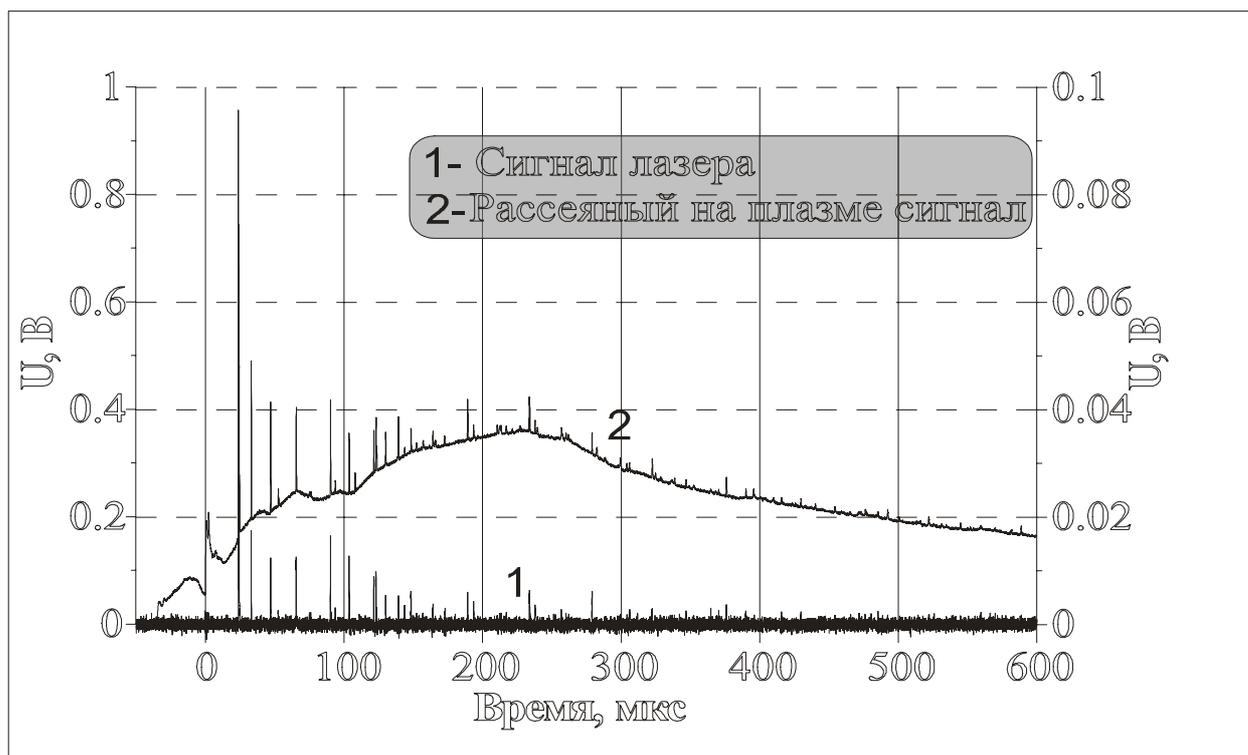


Рис.11. Пример сравнения сигнала лазера и сигнала, рассеянного на плазме.

5.2 Расчёт плотности плазмы по сигналам рассеяния

Для определения по спектру рассеяния концентрации электронов необходима амплитудная калибровка системы регистрации и измерения. Обычно она выполняется по релеевскому рассеянию. Для этого в область рассеяния напускают газ (обычно - воздух) с известной концентрацией, и измеряют сигнал рассеяния на этом газе. При релеевском рассеянии длина волны излучения при рассеянии не изменяется.

Поэтому, для калибровки проводились опыты по рассеянию света на неионизованном газе после каждой серии экспериментов. Сечение релеевского рассеяния для любого газа описывается формулой:

$$\sigma_R = \frac{8\pi^3 (\mu^2 - 1)^2}{3n_R^2 \lambda_0^4}$$

где μ - показатель преломления для данного газа. Отношение сигналов рассеяния по Томсону и Рэлею удовлетворяет равенству:

$$\frac{W}{W_R} = \frac{d\sigma/d\Omega}{(d\sigma/d\Omega)_R} \frac{L}{L_R}$$

Стоящие здесь эффективные сечения рассеяния пропорциональны плотности частиц и сечению рассеяния на одной частице. Поэтому можно записать:

$$n_e = n_R \frac{\sigma_R}{\sigma_{Th}} \frac{W}{W_R} \frac{L_R}{L}$$

Таким образом, принимая мощность лазерного излучения одинаковой для обоих случаев и зная отношение томсоновского сечения для электрона и рэлеевского для воздуха (это отношение равно 2210), можно вычислить плотность электронов по двум сигналам рассеяния: на газе и на плазме.

5.3 Плотность плазмы

Из графика на рис.13. видно, что после прохода пучка электронов вблизи центра плазменного шнура образуется «яма»: плотность плазмы заметно возрастает от центра вакуумной камеры к её периферии. Это может быть объяснено развитием неустойчивостей в плазме. Причём, профиль плазмы не меняет эту форму в течение длительного времени. При этом на рис.12. заметны довольно сильные периодические изменения плотности со временем на периферии, что свидетельствует о наличии сильных флуктуаций. В то же время вблизи центра плотность долгое время остаётся почти

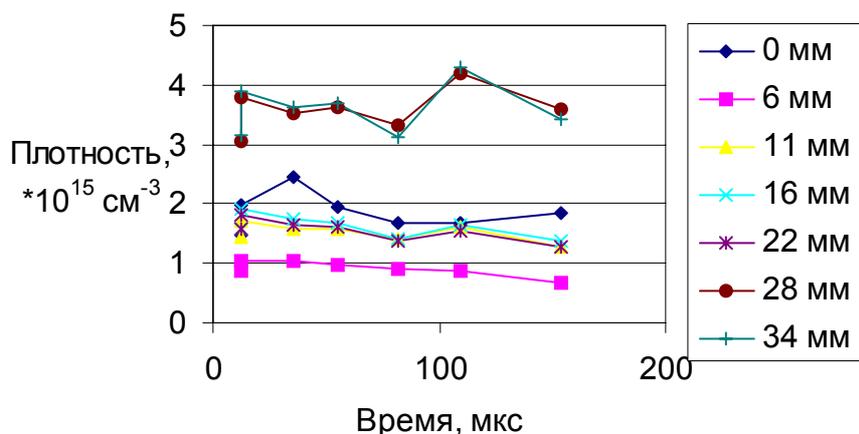


Рис.12. Зависимость плотности плазмы от времени на разных расстояниях от центра вакуумной камеры.

постоянной.

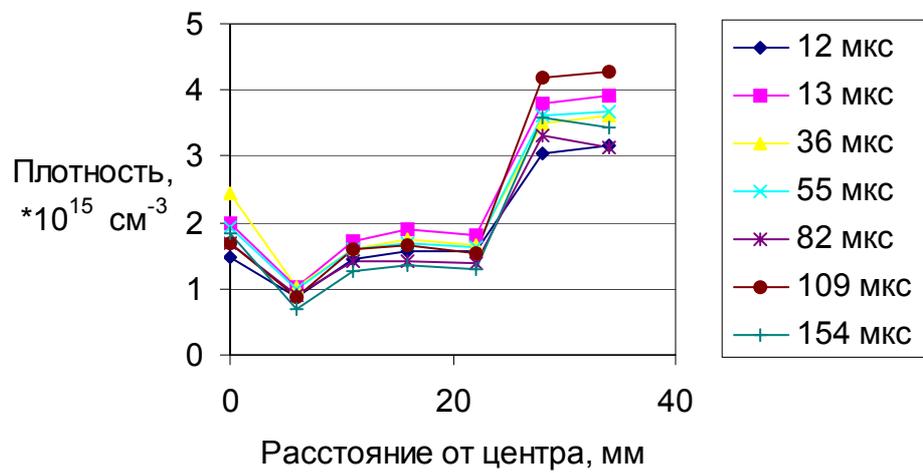


Рис.13. Динамика радиального профиля плотности плазмы

6 Заключение

В ходе выполнения данной работы были получены следующие результаты:

Создан многоимпульсный лазер для исследования динамики параметров плазмы.

Разработана и создана система питания электрооптического затвора (ячейки Поккельса).

Получен многоимпульсный режим работы лазера.

С помощью данной диагностики получена динамика радиального профиля плазмы.

При этом проведённые измерения и расчёты выявили следующие его свойства:

Плотность плазмы возрастает от центра вакуумной камеры к периферии.

Радиальный профиль плотности плазмы не меняет своей формы в течение длительного времени после инжекции электронного пучка.

7 Благодарности

Я хочу выразить благодарность своему научному руководителю Полосаткину С.В. за постановку целей и задач и руководство работой, а также Бурдакову А.В. и Ровенских А.Ф. за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

Литература

1. Акентьев Р.Ю. и др. Эксперименты по изучению плазмы в отдельных ячейках многопробочной ловушки ГОЛ-3. Н.: ИЯФ, 2002.
2. Киттель Ч. Введение в физику твёрдого тела. М.: «Наука», 1978.
3. Ландсберг Г.С. Оптика. М.: «Наука», 1976.
4. Лукьянов С.Ю., Ковальский Н.Г. Горячая плазма и управляемый термоядерный синтез. М.: МИФИ, 1997.
5. Методы исследования плазмы. Под ред. Лохте-Хольтгревена В. Пер. с англ. М.: «Мир», 1971.
6. Справочник по лазерной технике: Пер. с нем. М.: «Энергоатомиздат», 1991.
7. M.Yu.Kantor. et al 30th EPC Conference of controlled fusion and Plasma Physics, St-Petersburg, 7-11 July ECA Vol 27A, P-4.76.
8. E.E.Mukhin, G.T.Razdobarin. 30th EPC Conference of controlled fusion and Plasma Physics, St-Petersburg, 7-11 July 2003. ECA Vol 27A, O-1.5A.
9. M.Yu.Kantor. et al 27th EPC Conference of controlled fusion and Plasma Physics, Budapest, 7-11 June 2000 ECA Vol 248, 424-427.