

**МИНОБРНАУКИ РОССИИ**

**Государственное образовательное учреждение  
высшего профессионального образования  
«Новосибирский государственный университет» (НГУ)**

**физический факультет**

**Квалификационная работа на соискание  
степени магистра**

**Кафедра физики плазмы**

**Львовский Андрей Валерьевич**

**Изучение удержания плазмы в ГДЛ  
в эксперименте с компактными пробкотронами  
при помощи дисперсионного интерферометра**

**Научный руководитель:  
Соломахин Александр Леонидович,  
к. ф. - м. н.,  
ИЯФ СО РАН**

**Новосибирск — 2011 год**

# Содержание

<b>Введение</b>	<b>3</b>
0.1. Интерферометрия плазмы . . . . .	3
0.2. Схемы интерферометров . . . . .	4
0.3. Дисперсионный интерферометр на газодинамической ловушке . . . . .	7
<b>1. Создание канала дисперсионного интерферометра в компактном пробкотроне</b>	<b>10</b>
1.1. Нелинейный кристалл . . . . .	10
1.2. Гауссовы пучки . . . . .	15
1.3. Оптическая схема ДИ . . . . .	17
1.3.1. Центральный канал . . . . .	17
1.3.2. Канал в компактном пробкотроне . . . . .	18
1.4. Система фазового детектирования . . . . .	21
1.5. Система управления и регистрации данных . . . . .	23
1.6. Стабилизация длины волны лазера . . . . .	25
1.6.1. Схема наблюдения переходов лазера . . . . .	27
1.6.2. Термостабилизация охлаждающей лазер воды . . . . .	28
1.6.3. Влияние внешних условий на переходы лазера . . . . .	32
1.7. Размещение ДИ на ГДЛ . . . . .	36
1.8. Погрешность измерения линейной плотности плазмы . . . . .	37
1.8.1. Погрешность измерений центрального канала ДИ . . . . .	37
1.8.2. Погрешность измерений канала ДИ в компактном пробкотроне . . . . .	39
<b>2. Результаты измерения линейной плотности плазмы в компактном пробкотроне</b>	<b>41</b>
<b>Заключение</b>	<b>44</b>
<b>Список литературы</b>	<b>45</b>

# Введение

## 0.1. Интерферометрия плазмы

В исследованиях в области физики плазмы и УТС широко используется интерферометрия для измерения абсолютной линейной плотности электронов.

Рассмотрим в одной точке пространства две волны одинаковой частоты:

$$E_1 = E_{01} \sin(\omega t + \varphi_1), \quad (1)$$

$$E_2 = E_{02} \sin(\omega t + \varphi_2), \quad (2)$$

где  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — начальные фазы волн.

Интенсивность результирующей волны  $E = E_1 + E_2$ :

$$I = E^2 = E_{01}^2 \sin^2(\omega t + \varphi_1) + E_{02}^2 \sin^2(\omega t + \varphi_2) + E_{01}E_{02}(\cos(\varphi_1 - \varphi_2) - \cos(2\omega t + \varphi_1 + \varphi_2)). \quad (3)$$

Усредняя интенсивность по времени много большему периоду волны, получаем:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi), \quad (4)$$

где  $I_{1,2} = E_{01,02}^2/2$ ,  $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ .

Видно, что интенсивность результирующей волны не равна только сумме интенсивностей исходных волн, в нее также входит слагаемое, зависящее от разности фаз волн. Фаза волны складывается из начальной фазы и фазы, приобретенной в процессе распространения, равной  $\varphi = k \int n(l) dl$ , где  $n(l)$  — показатель преломления вдоль пути волны. Для волн с одинаковыми начальными фазами, например, вышедшими из одного источника, разность фаз принимает вид:

$$\Delta\varphi = k \int_1 n(l) dl - k \int_2 n(l) dl, \quad (5)$$

— таким образом разность фаз зависит от разности оптических путей волн. Поэтому, если одну волну направить через исследуемую среду, а другую волну провести вне среды в качестве эталонной, то, измеряя интенсивность результирующей волны, можно восстановить разность фаз волн и сделать вывод о показателе преломления среды.

Рассмотрим в качестве исследуемой среды плазму. Показатель преломления для плазмы при условии, что частота волны  $\omega$  много больше плазменной  $\omega_{pe}$  и цикло-

тронной  $\omega_{ce}$  частот, и без учета столкновений равен:

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}}, \quad (6)$$

$$\omega_{pe}^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m_e},$$

где  $n_e$  — электронная плотность,  $m_e$  — масса электрона.

В пределе  $\omega \gg \omega_{pe}$  показатель преломления есть:

$$n = 1 - \frac{2\pi n_e e^2}{m_e \omega^2}. \quad (7)$$

Получаем для плазмы разность фаз в точке наблюдения:

$$\Delta\varphi = \frac{e^2}{mc^2} \lambda \int n_e dl + \varphi_0, \quad (8)$$

где  $\lambda$  — длина волны,  $\varphi_0$  — набег фаз, не связанный с плазмой,  $\int n_e dl$  — линейная плотность плазмы. Видно, что разность фаз зависит только от мировых констант, длины волны и линейной плотности. Этот факт позволяет измерять линейную плотность плазмы путем измерения интенсивности результата интерференции двух волн.

## 0.2. Схемы интерферометров

Особенностью интерферометров является использование двух независимых каналов. Один из каналов является опорным, другой — рабочим; сдвиг фазы в рабочем канале сравнивается со сдвигом фазы в опорном. Набег фазы волны в среде может зависеть от геометрического пути, частоты излучения и его поляризации. Следовательно возможно разделение каналов в пространстве, по частотам, по поляризациям волн — соответственно этому существует три типа интерферометров.

Традиционно в интерферометрии плазмы используются интерферометры с пространственным разделением каналов, такие как интерферометры Майкельсона и

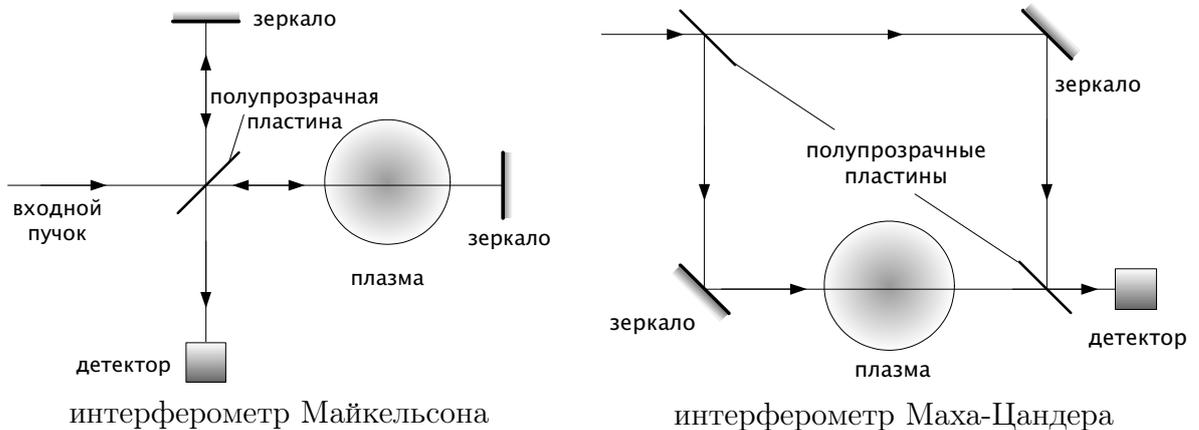


Рис. 1. Интерферометры с пространственным разделением каналов.

Маха-Цандера (рис. 1), позволяющие сильно развести каналы. Но этим же обусловлен главный недостаток систем подобного типа — сильная чувствительность к вибрации.

Влияние вибраций можно уменьшить, например, за счет использования массивных виброизолирующих станин либо волн субмиллиметрового диапазона. Первый способ в условиях современного плазменного эксперимента имеет трудности в реализации, поскольку длина базы интерферометра может достигать нескольких десятков метров. Второй способ наталкивается на ограничения, накладываемые влиянием рефракции. Угол отклонения от прямолинейного распространения  $\sim \lambda^2$  [1]. Уход луча субмиллиметрового излучения в установках с большим градиентом плотности может составлять десятки сантиметров, что приводит к исчезновению сигнала в приемнике.

Примером интерферометра с частотным разделением каналов является дисперсионный интерферометр (ДИ). Принцип работы ДИ (рис. 2) состоит в следующем. Излучение источника проходит через первый удвоитель частоты, где волна первой гармоники частично преобразуется в волну второй гармоники. Излучение обеих гармоник проходит через плазму, в которой каждая волна получает свой набег фазы. Во втором удвоителе частоты излучение первой гармоники вновь частично преобразуется в излучение второй гармоники. Далее излучение первой гармоники поглощается фильтром. Таким образом на выходе фильтра остаются две волны второй гармоники, одна из которых была получена в первом удвоителе частоты, другая — во втором. Наконец, результат интерференции волн второй гармоники регистрируется детектором.

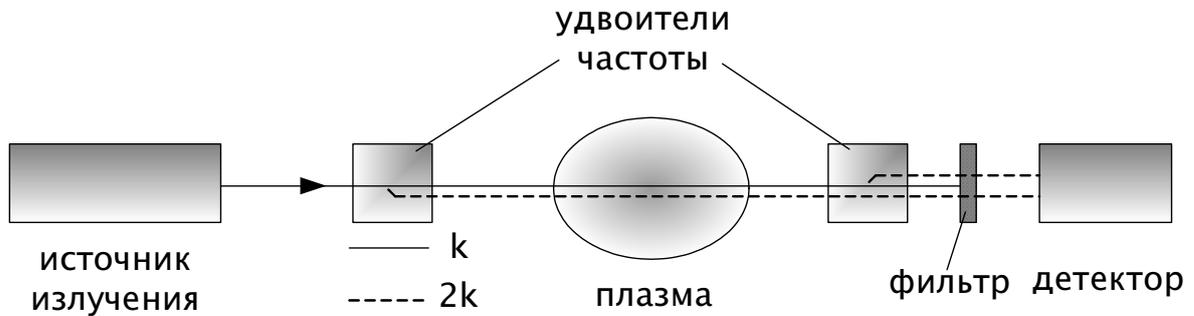


Рис. 2. Принципиальная схема дисперсионного интерферометра.

Определим набег фаз в схеме ДИ. Набег фазы для волны второй гармоники, сгенерированной в первом удвоителе частоты:

$$\varphi_2 = (2k) \int n_{2k} dl, \quad (9)$$

где  $n_{2k}$  — показатель преломления для волны второй гармоники,  $k = \omega/c$  — волновой вектор волны первой гармоники.

Набег фазы для волны второй гармоники, сгенерированной во втором удвоителе:

$$\varphi_1 = 2 \left( k \int n_{1k} dl \right), \quad (10)$$

где  $n_{1k}$  — показатель преломления для волны первой гармоники. По сути, удвоенный (за счет прохождения удвоителя) набег фазы для волны первой гармоники.

Отсюда, воспользовавшись (7) получаем разность фаз при зондировании плазмы:

$$\Delta\varphi = 2k \int (n_{2k} - n_{1k}) dl = \frac{3e^2}{2mc^2} \lambda \int n_e dl, \quad (11)$$

где  $\lambda$  — длина волны первой гармоники.

Свойства большинства нелинейных кристаллов позволяют реализовать такой режим генерации второй гармоники, что излучение второй гармоники распространяется по тому же пути, что и излучение первой гармоники. Распространение обеих гармоник по одному и тому же пути является достоинством ДИ. И таким образом, ДИ чувствителен только к дисперсии исследуемой среды и слабо чувствителен к изменению расстояния между оптическими элементами и их вибрации, поскольку основной путь излучение проходит через воздух, имеющий относительно малую дисперсию. Для длин волн в диапазоне 1–10 мкм разность  $(n(\lambda) - n(\lambda/2))$  составляет для воздуха  $5 \cdot 10^{-6}$  [2]. В среде, не обладающей дисперсией, компенсацию влияния вибраций можно оценить следующим образом. Пусть  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  — длины волн первой и второй гармоник,  $\lambda_1 = 2\lambda_2$ . Тогда разность набега фаз из-за влияния вибрации  $\delta$  равна:

$$\Delta\varphi = 2 \left[ 2\pi \frac{\delta}{\lambda_1} \right] - \left[ 2\pi \frac{\delta}{\lambda_2} \right] = 0 \quad (12)$$

— таким образом, в схеме ДИ вибрации автоматически вычитаются.

При наличии градиента плотности плазмы зондирующий пучок отклоняется от прямолинейного распространения вследствие рефракции. Угол отклонения определяется соотношением [1]:

$$\alpha = \frac{e^2}{2\pi m_e c^2} \lambda^2 \int \nabla_{\perp} n_e dz, \quad (13)$$

где  $\nabla_{\perp} n_e$  — градиент плотности, перпендикулярный распространению излучения. Если предположить профиль плотности параболическим  $n_e = n_{e0}(1 - r^2/R^2)$ , то максимальное отклонение луча равно

$$\alpha_{max} = \frac{e^2}{\pi m_e c^2} \lambda^2 n_{e0}. \quad (14)$$

Для  $n_e = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ ,  $\lambda = 10$  мкм и длине пути 10 м отклонение луча равно 10 мкм, что составляет несколько тысячных от размеров луча (порядка сантиметра) и не должно привести к изменению набега фаз.

Отметим эффект влияния магнитного поля. При распространении линейно поля-

ризованного излучения поперек магнитного поля волна распадается на обыкновенную волну, поляризованную вдоль поля, и необыкновенную, поляризованную поперек поля (эффект Коттона-Мутона). Возникающая после прохождения через плазму с поперечным размером  $l$  разность фаз между обыкновенной и необыкновенной волнами равна [1]

$$\Delta\varphi = \frac{e^4}{4\pi^2 m_e^3 c^6} \lambda^3 \int H^2 n_e dl, \quad (15)$$

где  $H$  — магнитное поле. При  $l = 20$  см,  $n_e = 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $\lambda = 10$  мкм и  $H = 30$  кЭ разность фаз составляет всего  $\Delta\varphi = 10^{-6}$  рад, что несущественно. Набег фазы за счет электронной плотности  $\Delta\varphi_e = 10^{-2}$  рад. Оценим эффект вращения плоскости поляризации при распространении излучения вдоль магнитного поля (эффект Фарадея). Угол поворота равен [1]:

$$\theta = \frac{e^3}{2\pi m_e^2 c^4} \lambda^2 \int H n_e dl. \quad (16)$$

Для  $l = 200$  см,  $n_e = 10^{13}$  см $^{-3}$ ,  $\lambda = 10$  мкм и  $H = 3$  кЭ получаем  $\theta = 10^{-4}$  рад. Этот эффект приводит к тому, что, попадая в точку наблюдения, поляризации оказываются скрещенными, что уменьшает видимость получающейся интерференционной картины.

### 0.3. Дисперсионный интерферометр на газодинамической ловушке

Интерферометры, построенные по принципу ДИ, развиваются на токамаке TEXTOR [6] и газодинамической ловушке (ГДЛ) [5, 7].

Газодинамическая ловушка представляет собой длинный аксиально-симметричный пробкотрон с большим пробочным отношением (рис. 3) [3, 4]. Полная длина установки 14 м, расстояние между пробками 7 м, диаметр вакуумной камеры пробкотрона 1 м. Плазма в ловушке состоит из двух компонент: относительно холодной и плотной столкновительной плазмы с температурой до 200 эВ, удерживаемой в газодинамическом режиме, в котором длина свободного пробега иона относительно рассеяния на угол  $\sim 1$  много меньше расстояния между пробками, и популяции быстрых анизотропных ионов со средней энергией  $\sim 10$  кэВ, совершающих продольные колебания между точками остановки. Столкновительная плазма создается с помощью генератора, расположенного в одном из торцевых баков. Быстрые ионы образуются в результате захвата плазмой атомарных пучков, инжектируемых под углом  $45^\circ$  в центральную область ловушки. Типичное время существования плазмы в газодинамической ловушке составляет несколько миллисекунд.

На установке ГДЛ при помощи дисперсионного интерферометра налажено измерение линейной плотности плазмы в центральной области ловушки [11]. ДИ является штатной диагностикой, он позволяет наблюдать эволюцию линейной плотности и подбирать оптимальные параметры работы установки. Также интерферометр

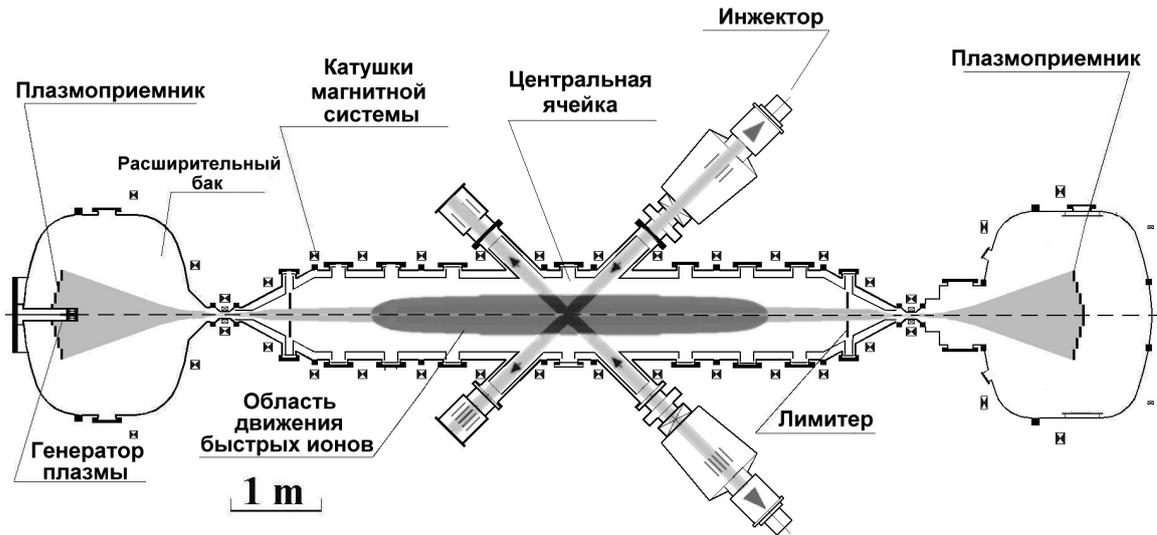


Рис. 3. Газодинамическая ловушка.

использовался при изучении накопления быстрых ионов вблизи точки остановки и концепции вихревого удержания.

Важной особенностью ГДЛ, как открытой ловушки для магнитного удержания плазмы, являются большие продольные потери частиц и энергии из системы. Основным каналом потерь выступает газодинамическое истечение плазмы через пробки. Время жизни плазмы в ГДЛ может быть оценено как  $\tau_{\parallel} = L \cdot R/v_i$ , где  $L$  — длина ловушки,  $R$  — пробочное отношение,  $v_i$  — тепловая скорость ионов. Видно, что для существующей установки время продольного удержания может быть увеличено за счет повышения пробочного отношения. Однако, существующие технологии создания сверхсильных магнитных полей ограничивают величину такого подавления.

Принципиально иным способом снижения продольных потерь является использование амбиполярных пробок [8]. Эффект амбиполярного запирания заключается в следующем. В пробкотроне время рассеяния электронов по сравнению со временем рассеяния ионов очень мало, поэтому функция распределения электронов близка к максвелловской, и часть электронов находится в конусе потерь. Квазинейтральность плазмы в пробкотроне обеспечивается возникающим амбиполярным потенциалом, препятствующим потерям электронов. Поэтому в системе, состоящей из центрального пробкотрона с умеренной плотностью плазмы  $n_0$  и двух концевых пробкотронов с повышенной плотностью плазмы  $n_1$ , между концевыми и центральным пробкотронами возникает разность амбиполярных потенциалов, равная  $(T_e/e) \ln(n_1/n_0)$ , где  $T_e$  — температура электронов.

Несколько лет назад на установке ГДЛ были проведены эксперименты по изучению ограничения продольных потерь из ловушки при помощи амбиполярного запирания [9]. Для этого к центральному соленоиду был присоединен с одной стороны компактный пробкотрон, в который производилась инжекция атомарных пучков под углом  $90^\circ$  (рис. 4). В результате захвата пучков мишенной плазмой, вытекающей

Таблица 1. Параметры ГДЛ в эксперименте с компактными пробкотронами.

Расстояние между пробками центрального соленоида	7 м
компактного пробкотрона	0,43 м
Магнитное поле в центре	0,3 Тл
в пробках	$\approx 6$ Тл
в центре компактного пробкотрона	$\approx 3$ Тл
Плотность мишенной плазмы	$3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$
радиус в центральной области	$\approx 10$ см
электронная температура	$> 100$ эВ
Инжекция в центральный соленоид:	
Энергия атомарных пучков	$20 \div 25$ кэВ
время работы	$4,5 \div 5,5$ мс
угол инжекции	$45^\circ$
Средняя захваченная плазмой мощность	$\approx 1,6$ МВт
Плотность быстрых ионов в точке остановки	$10^{13} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$
Средняя энергия быстрых ионов	$\approx 10$ кэВ

щей из центрального соленоида, образовывался плазмод, содержащий горячие ионы с анизотропным распределением по скоростям. При превышении в компактном пробкотроне плотности быстрых ионов порогового значения  $3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$  наблюдался эффект амбиполярного запираения, выражавшийся в подавлении полного потока плазмы в расширитель на 10–15% и подавлении плотности потока вблизи оси установки в 5 раз.

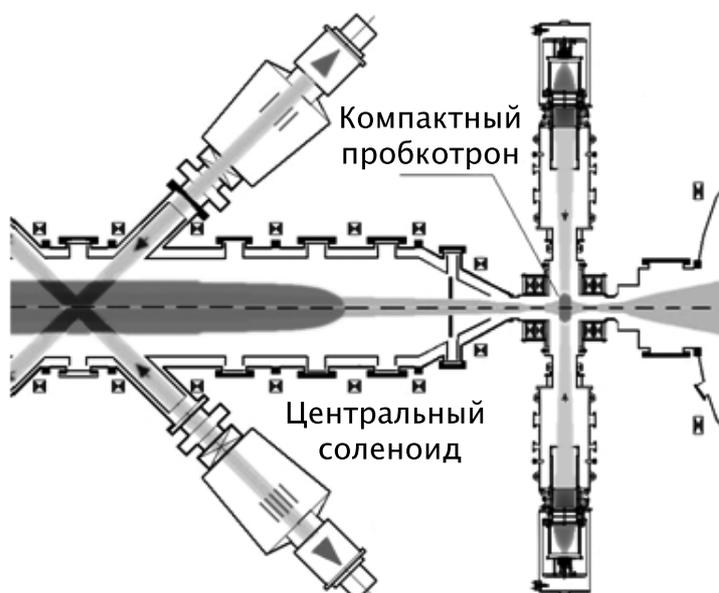


Рис. 4. Компактный пробкотрон на ГДЛ.

Новая серия экспериментов, проводимых на ГДЛ для изучения ограничения продольных потерь из ловушки при помощи амбиполярного запираения, имеет ряд существенных особенностей по сравнению с предыдущими экспериментами. Отличия

заключаются в увеличенном числе используемых компактных пробкотронов (КП), улучшенных системах инжекции и создания магнитного поля в установке.

Вместо одного компактного пробкотрона для амбиполярного запираания используется два КП, по одному с каждой стороны центрального соленоида. Это позволяет предположить увеличение температуры и плотности плазмы в центральном соленоиде по сравнению с прошлой серией экспериментов. При атомарной инжекции в компактные пробкотроны вместо двух инжекторов на пробкотрон используется по одному инжектору. Достижение мощности инжекции, необходимой для превышения плотности быстрых ионов в КП порогового значения, планируется за счет вывода инжекторов на номинальный режим работы 1 МВт. В прошлой серии экспериментов инжекторы работали наполовину от номинальной мощности. Система инжекции в центральный соленоид также была подвергнута изменениям. В новых экспериментах при инжекции в центральный соленоид вместо 4 инжекторов используется 6. Это позволит повысить температуру плазмы в центральной ячейке по сравнению с температурой плазмы в предыдущей серии экспериментов. Система питания катушек, создающих магнитное поле, была переработана. В ранних экспериментах катушки, создающие магнитное поле в пробках, подключались к питанию магнитной системы центрального соленоида. Это приводило к снижению магнитного поля в центральном соленоиде в экспериментах с КП по сравнению с экспериментами без КП. В новых экспериментах пробочные катушки были запитаны при помощи дополнительной батареи конденсаторов, без использования питания магнитной системы центрального соленоида. Это позволит не снижать магнитное поле в центральном соленоиде в экспериментах с КП.

Прямое наблюдение эффекта амбиполярного запираания требует проведения одновременных измерений линейной плотности плазмы в компактном пробкотроне и в центральном соленоиде. Для решения этой задачи был создан двухканальный дисперсионный интерферометр, один канал которого проводит измерения в центральной плоскости ГДЛ, а другой — в одном из компактных пробкотронов.

## **1. Создание канала дисперсионного интерферометра в компактном пробкотроне**

### **1.1. Нелинейный кристалл**

Важной частью ДИ является удвоитель частоты, в роли которого может выступать нелинейный кристалл. Рассмотрим этот вопрос подробнее.

При наложении электрического поля на диэлектрик электронные оболочки его атомов смещаются относительно ядер, что приводит к возникновению наведенного дипольного момента. Эффект называется поляризацией диэлектрика. Электрический дипольный момент единицы объема, наведенным внешним полем  $\vec{E}$  среды,

описывается вектором поляризации  $\vec{P}$ .

В линейном приближении:

$$P_i = \alpha_{ik} E_k, \quad (17)$$

где  $\alpha_{ik}$  — тензор диэлектрической восприимчивости среды.

Вектор электрической индукции  $\vec{D}$  равен:

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P}, \quad (18)$$

с учетом (17) получаем:

$$D_i = E_i + 4\pi\alpha_{ik} E_k = (\delta_{ik} + 4\pi\alpha_{ik}) E_k, \quad (19)$$

и можем ввести тензор диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{ik}$ :

$$\varepsilon_{ik} = \delta_{ik} + 4\pi\alpha_{ik}. \quad (20)$$

Учтем зависимость тензора восприимчивости среды от напряженности поля:

$$P_i = \alpha_{ik}(\vec{E}) E_k. \quad (21)$$

Разложим  $\alpha_{ik}(\vec{E})$  в ряд по степеням  $\vec{E}$  и удержим только первые два члена:

$$\alpha_{ik}(\vec{E}) = \alpha_{ik} + \chi_{ikj} E_j, \quad (22)$$

где  $\alpha_{ik}$  — тензор линейной восприимчивости,  $\chi_{ikj}$  — тензор квадратичной нелинейной восприимчивости. Симметрия тензора  $\chi_{ikj}$  определяется симметрией среды.

Разложим теперь  $\vec{P}$  на линейную часть  $P_{\text{Л}i}$  и нелинейную  $P_{\text{НЛ}i}$ :

$$P_i = P_{\text{Л}i} + P_{\text{НЛ}i}, \quad (23)$$

где

$$P_{\text{Л}i} = \alpha_{ik} E_k, \quad (24)$$

$$P_{\text{НЛ}i} = \chi_{ikj} E_k E_j. \quad (25)$$

Вектор  $\vec{P}_{\text{НЛ}i}$  отвечает за генерацию второй гармоники. Пусть в среде с ненулевым  $\vec{P}_{\text{НЛ}i}$  возникла волна с частотой  $\omega$ , тогда за счет произведения  $E_k E_j$  в среде появится волна с частотой  $2\omega$ .

Оценим интенсивность волны второй гармоники.

Пусть в среде с квадратичной нелинейной восприимчивостью распространяется

по оси  $z$  волна с частотой  $\omega$  [12]:

$$E_\omega = A \cos(\omega t - kz). \quad (26)$$

Волна будет наводить в среде локальные дипольные моменты, т. е. в среде будет распространяться волна квадратичной поляризованности:

$$P_{2\omega} = B \cos(2\omega t - 2kz). \quad (27)$$

Возникающие при распространении волны поляризованности диполи переизлучают на частоте  $2\omega$ . Переизлученные в разных точках среды волны распространяются вдоль оси  $z$  и интерферируют друг с другом. Интерференция этих волн может привести к пространственному накоплению нелинейного эффекта.

Пусть граница нелинейной среды  $z = 0$ . Пусть фаза волны квадратичной поляризованности в некоторой точке  $z'$  есть:

$$\Phi(z') = 2\omega t - 2kz'. \quad (28)$$

Рассматриваемая в точке  $z$  фаза переизлученной волны, возникшей в точке  $z'$ , отличается от  $\Phi(z')$  на величину  $K(z - z')$ , и может быть представлена в виде:

$$\varphi(z') = 2\omega t - 2kz' - K(z - z'), \quad (29)$$

где  $K = \frac{2\omega}{c}n(2\omega)$  — волновой вектор волны второй гармоники.

Результирующая волна второй гармоники, рассматриваемая на расстоянии  $z$  от границы среды, есть результат интерференции волн, переизлученных в различных точках  $z'$ :

$$\begin{aligned} E_{2\omega} &= C \int_0^z \cos(\varphi(z')) dz' = C \int_0^z \cos(2\omega t - 2kz' - K(z - z')) dz' = \\ &= C \frac{\sin(2\omega t - Kz + (K - 2k)z) - \sin(2\omega t - Kz)}{(K - 2k)} = \\ &= \frac{2C}{K - 2k} \sin \frac{(K - 2k)z}{2} \cos \left( 2\omega t - Kz + \frac{(K - 2k)z}{2} \right). \end{aligned} \quad (30)$$

Тогда амплитуда волны второй гармоники с точке  $z$ :

$$A_{2\omega}(z) = Cz \operatorname{sinc} \left( \frac{\Delta kz}{2} \right), \quad (31)$$

где  $\Delta k$  — волновая расстройка, обозначающая:

$$\Delta k = K - 2k. \quad (32)$$

Кривая, определяемая  $A_{2\omega}^2(\Delta k)$ , называется кривой синхронизма. Наибольшая интенсивность второй гармоники достигается при выполнении условия:

$$\Delta k = 0, \quad (33)$$

или, обращаясь к определению волновой расстройки (32), в случае:

$$n(2\omega) = n(\omega). \quad (34)$$

При выполнении этого условия волны первой и второй гармоник распространяются с одинаковой фазовой скоростью. В изотропных средах, из-за наличия дисперсии, выполнить это условие очень сложно. Однако в анизотропных средах это вполне достижимо.

Свойства анизотропной среды по отношению к э/м волнам определяются тензором диэлектрической проницаемости  $\varepsilon_{ik}$ , который в среде, не обладающей пространственной дисперсией и не являющейся зеркально-изомерной, определенным выбором осей координат может быть приведен к диагональному виду:

$$\varepsilon_{ik} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{pmatrix}. \quad (35)$$

Оптические свойства среды зависят в первую очередь от количества независимых компонент этого тензора.

Если все три главных значения совпадают:  $\varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} = \varepsilon_{33}$ , то среда по своим оптическим свойствам не отличается от изотропной. При этом направление главных осей произвольно.

Если совпадают только два главных значения, скажем,  $n_e = \varepsilon_{11} = \varepsilon_{22} \neq \varepsilon_{33} = n_o$ , то среда называется одноосной. Направление оптической оси совпадает с главной осью, соответствующей главному значению, отличному от других главных значений. Направление двух других осей в плоскости, перпендикулярной оптической оси, произвольно.

В анизотропной среде в выбранном направлении распространяются две линейно-поляризованные волны одной частоты, но с разными показателями преломления, причем векторы поляризации волн взаимно перпендикулярны. Каждой волне соответствует своя зависимость показателя преломления от направления волнового вектора. В одноосных кристаллах одна из индикатрис (поверхность значений) показателя преломления есть сфера, а другая — эллипсоид вращения вокруг оптической оси кристалла (рис. 5). Первая индикатриса соответствует обыкновенной волне, ее показатель преломления  $n_o$  не зависит от направления волнового вектора. Вторая индикатриса соответствует необыкновенной волне, ее показатель преломления зависит от угла  $\theta$  между направлением волнового вектора и оптической осью кристал-

ла. Вектор  $\vec{E}$  обыкновенной волны перпендикулярен к плоскости угла  $\theta$ , вектор  $\vec{E}$  необыкновенной волны лежит в указанной плоскости.

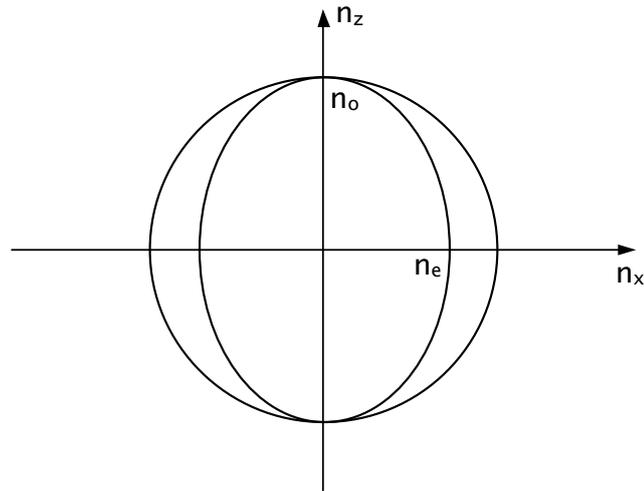


Рис. 5. Индикатрисы показателя преломления одноосного кристалла.

На рис. 5 показаны сечения индикатрис показателя преломления в отрицательном одноосном кристалле. Для отрицательного одноосного кристалла  $n_e < n_o$ . Кристалл характеризуется двумя параметрами, зависящими от частоты — главными значениями показателя преломления  $n_o$  и  $n_e$ . Параметр  $n_o$  определяет скорость обыкновенной волны в любом направлении, параметр  $n_e$  определяет скорость необыкновенной волны в направлении, перпендикулярном к оптической оси. В направлении оптической оси скорости обеих волн совпадают.

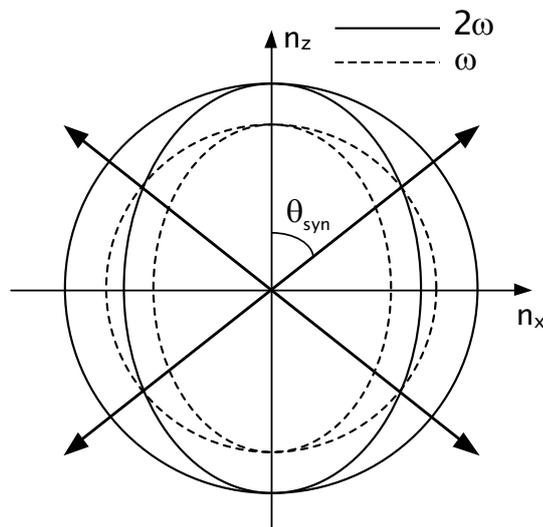


Рис. 6. Фазовый синхронизм в отрицательном одноосном кристалле.

На рис. 6 показаны сечения индикатрис показателя преломления отрицательного одноосного кристалла для основной частоты (пунктирные линии) и второй гармоники (непрерывные линии). Из рисунка видно, что в направлениях, показанными

стрелками, выполняется условие фазового синхронизма (34), то есть показатели преломления обыкновенной волны первой гармоники и необыкновенной волны второй гармоники равны. Для выполнения условия синхронизма (33) волновые векторы волн первой и второй гармоник должны быть ориентированы по направлениям, указанным стрелками, то есть составлять угол  $\theta_{syn}$  с оптической осью кристалла (ось  $z$ ), при этом волна первой гармоники должна быть обыкновенной, а волна второй гармоники — необыкновенной. Это направление называется направлением синхронизма, а угол  $\theta_{syn}$  — углом синхронизма. Такой тип синхронизма называют скалярным *оо*-синхронизмом.

Угол синхронизма в случае *оо*-синхронизма определяется следующим соотношением:

$$\cos \theta_{syn} = \frac{n_{o2}}{n_{o1}} \sqrt{\frac{n_{o1}^2 - n_{e2}^2}{n_{o2}^2 - n_{e2}^2}}. \quad (36)$$

## 1.2. Гауссовы пучки

Расчет оптической схемы ДИ требует знания закона, по которому распространяется излучение источника. Получим описание процесса распространения э/м волны в изотропной среде. В общем случае он дается волновым уравнением:

$$\Delta E - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0. \quad (37)$$

Пусть решение является световым пучком, поле в котором сконцентрировано вдоль оси и быстро спадает в поперечном направлении. Компоненту поля можно представить следующим образом:

$$u = A(x, y, z) \exp(i\omega t - i\vec{k}\vec{r}), \quad (38)$$

где амплитуду поля волны  $A$  считаем изменяющейся достаточно медленно во времени и в пространстве:  $\partial A/(\omega \partial t) \ll A$ ,  $\partial A/(k \partial \vec{r}) \ll A$ . Подставляя это решение в волновое уравнение (37), пренебрегая членом  $\partial^2 A/\partial t^2$  по сравнению с  $k \partial A/\partial z$  и используя дисперсионное соотношение  $k^2 = \omega^2 \varepsilon/c^2$ , получаем:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial A}{\partial z} = 0. \quad (39)$$

Это уравнение называется параболическим.

Решением уравнения (39), обладающим круговой симметрией, является гауссов пучок, нулевая мода которого выглядит следующим образом [13]:

$$A(x, y, z) = A_0 \frac{\omega_0}{\omega} \exp\left(-i \frac{k(x^2 + y^2)}{2R} - \frac{x^2 + y^2}{\omega^2} + i \arctan\left(\frac{2(z - z_0)}{k\omega_0^2}\right)\right). \quad (40)$$

Первое слагаемое в показателе экспоненты (40) описывает волновой фронт пучка,

второе — поперечный размер пучка, а третье — отличие фазы пучка от фазы плоской волны.

Уравнение (39) допускает более общее решение в виде эллиптических гауссовых пучков. Которое для нулевой моды имеет вид:

$$A(x, y, z) = A_0 \sqrt{\frac{\omega_{0x}\omega_{0y}}{\omega_x\omega_y}} \exp\left(-i\frac{kx^2}{2R_x} - i\frac{ky^2}{2R_y}\right) \exp\left(-\frac{x^2}{\omega_x^2} - \frac{y^2}{\omega_y^2}\right) \exp\left(\frac{i}{2}\delta_x + \frac{i}{2}\delta_y\right), \quad (41)$$

где  $\omega_x$  и  $\omega_y$  — минимальный радиус пучка по оси  $x$  и  $y$  соответственно,  $\delta_x$  и  $\delta_y$  — дополнительные набег фаз.

Текущий радиус пучка по осям  $x$  и  $y$  вычисляется по формулам:

$$\omega_{x,y}^2(z) = \omega_{0x,0y}^2 \left(1 + \frac{4(z - z_{0x,0y})^2}{k^2\omega_{0x,0y}^4}\right), \quad (42)$$

радиусы кривизны пучка в плоскостях  $(xz)$  и  $(yz)$  вычисляются по формулам:

$$R_{x,y}(z) = (z - z_{0x,0y}) \left(1 + \frac{k^2\omega_{0x,0y}^4}{4(z - z_{0x,0y})^2}\right), \quad (43)$$

где  $z_{0x}$  и  $z_{0y}$  — положение минимумов  $\omega_{0x}$  и  $\omega_{0y}$  на оси  $z$ .

Поперечное сечение пучка есть эллипс с полуосями параллельными осям  $x$  и  $y$ . При распространении полуоси эллипса сохраняют свое направление, изменяя лишь свою длину, независимо друг от друга.

Для фокусировки пучков обычно применяются линзы. Если считать линзу идеальной, то при фокусировке преобразуется только радиус кривизны пучка и не нарушается поперечная структура поля. Сферическая волна радиуса  $R_1$  преобразуется линзой с фокусным расстоянием  $F$  в сферическую волну радиуса  $R_2$  по закону:

$$\frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_1} - \frac{1}{F}. \quad (44)$$

Поскольку гауссов пучок имеет сферическую поверхность, то его радиус кривизны преобразуется по такому же закону.

При переходе гауссового пучка границы воздуха и вещества с показателем преломления  $n$  минимальные радиусы и их положения преобразуются следующим образом [14]:

$$\omega_{0x,0y}^2 = \frac{4R_{x,y}^2\omega_{x,y}^2}{4R_{x,y}^2 + k^2n^2\omega_{x,y}^4}; \quad z_{0x,0y} = -\frac{R_{x,y}k^2n^2\omega_{x,y}^4}{4R_{x,y}^2 + k^2n^2\omega_{x,y}^4}, \quad (45)$$

где  $R_{x,y}$  и  $\omega_{x,y}$  — известные радиусы кривизны и поперечные размеры пучка.

### 1.3. Оптическая схема ДИ

#### 1.3.1. Центральный канал

В приближении гауссовых пучков была рассчитана следующая схема (рис. 7). Излучение лазера, являющегося источником светового пучка, фокусируется линзой в кристалл. После кристалла пучок фокусируется в электрооптическую (ЭО) ячейку, служащую для модуляции фазы волны. После прохождения ячейки излучение фокусируется на угольном отражателе. Далее луч распространяется через систему в обратном направлении, и поскольку на угольном отражателе обратный луч смещается относительно прямого — это позволяет отделить обратный луч после прохождения кристалла и сфокусировать его в фотоприемник. В результате расчета были определены положения фокусов в системе и изменение поперечных размеров пучка при ее прохождении. Исходя из этого была решена задача расположения оптических элементов, которое должно удовлетворять условию требуемой фокусировки пучка в кристалл и ЭО ячейку и прохождению пучком всех апертур.

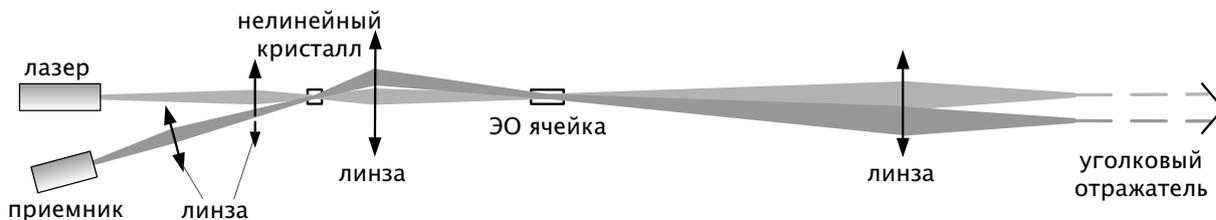


Рис. 7. Основные элементы оптической схемы центрального канала ДИ.

Приведенные соображения и расчеты позволили реализовать на основе ДИ двухпроходной интерферометр, основные элементы которого располагаются компактно на жестко закрепленном столе вне камеры экспериментальной установки. Исключение составляют только окно для ввода излучения в вакуумную камеру и ретро-рефлектор, размещенный внутри камеры напротив входного окна. Использование двухпроходной схемы приводит к повышению чувствительности интерферометра вдвое.

Длина всей системы — от лазера до ретро-рефлектора — составляет около 13,5 м. Линейный размер основной части — от лазера до линзы, фокусирующей на угольный отражатель — 4,5 м. Основная часть центрального канала ДИ была размещена на оптической плите следующим образом (рис. 8).

Вместо линз применялись сферические зеркала. Использование линз для фокусировки пучка нежелательно, так как реальные линзы обладают дисперсией, что может приводить к разделению в пространстве лучей первой и второй гармоник.

Выделение обратного луча после кристалла осуществлялось при помощи сферического зеркала, половина которого была удалена. Таким образом прямой луч в существующей части зеркала отражался, а обратный проходил на месте удаленной части.

В качестве источника излучения использовался  $\text{CO}_2$ -лазер LCD-15WG, стабили-

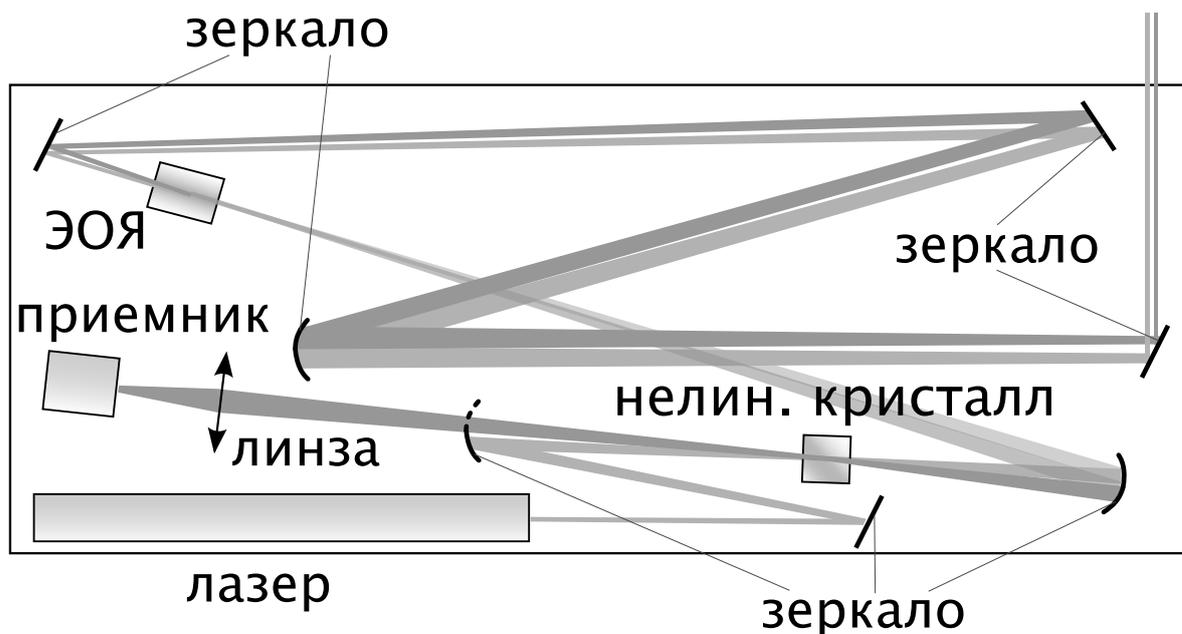


Рис. 8. Оптическая схема центрального канала ДИ.

зированный на длине волны 9,57 мкм. Лазер работает в непрерывном режиме и имеет паспортную мощность 15 Вт. Фактическая мощность, измеренная с помощью калориметрического измерителя мощности ИМО-2, составила около 8 Вт.

Для генерации второй гармоники использовался нелинейный кристалл  $\text{ZnGeP}_2$ . Это положительный одноосный кристалл с размерами  $5 \times 5 \times 5$  мм и углом среза (угол между нормалью к поверхности кристалла и оптической осью)  $\theta_c = 76^\circ$ . Степень фокусировки сильно отличалась от необходимой для максимальной эффективности преобразования излучения во вторую гармонику. Это было сделано для увеличения срока службы удвоителя частоты и уменьшения эффекта сноса излучения второй гармоники относительно первой.

Модулирование фазы осуществлялось ЭО ячейкой с длиной 5,5 см.

Интенсивность второй гармоники измерялась фотоприемником PVI-2TE-5. На входе фотоприемника располагался фильтр из сапфира для поглощения волны первой гармоники.

### 1.3.2. Канал в компактном пробкотроне

На основе оптической схемы центрального канала был разработан дизайн следующей версии ДИ, имеющей модульную структуру. Четыре модуля используются в многоканальном ДИ на токамаке TEXTOR. На базе одного модуля был реализован второй канал на ГДЛ, предназначенный для измерения линейной плотности плазмы в компактном пробкотроне.

Для создания канала ДИ в компактном пробкотроне в приближении гауссовых пучков была рассчитана следующая схема (рис. 9). Оптическая схема канала в компактном пробкотроне подобна оптической схеме центрального канала. Исключение

составляет только система из двух линз и диафрагмы между ними, предназначенная для борьбы с попаданием обратного луча в лазер. Длина всей системы — от лазера до ретро-рефлектора — составляет около 10,5 м. Линейный размер основной части — от лазера до линзы, фокусирующей на уголкового отражателя — 6 м.

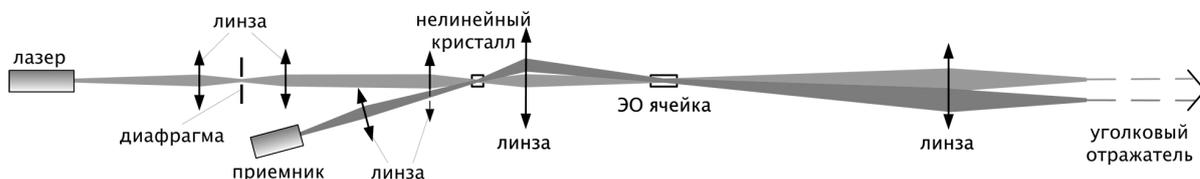


Рис. 9. Основные элементы оптической схемы канала ДИ в компактном пробкотроне.

Размещение оптических элементов на плите показано на оптической схеме модуля (рис. 10). Основные отличия от расчетной схемы (рис. 9), продиктованные модульной структурой, заключаются в принципе расположения оптических элементов и наличии вспомогательных систем, предназначенных для юстировки интерферометра и контроля его параметров (рис. 9). Опишем оптическую схему модуля ДИ подробнее.

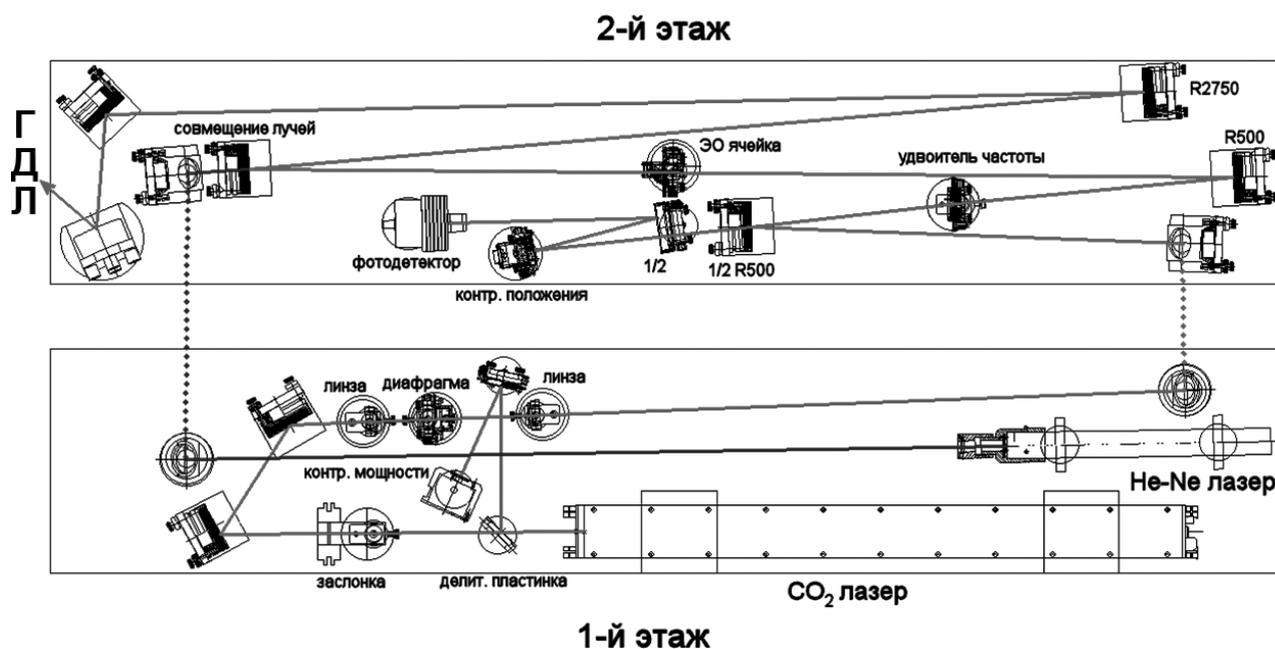


Рис. 10. Оптическая схема канала ДИ в компактном пробкотроне.

Элементы ДИ располагались на оптической плите с обеих сторон, образуя таким образом два этажа. На лазерном этаже находились инфракрасный лазер, лазер видимого излучения, заслонка, монитор мощности излучения лазера, система из диафрагмы с двумя линзами. На измерительном этаже размещались удвоитель частоты, ЭО ячейка, фотоприемник, монитор положения лазерного луча. Кроме оптических элементов на этажах располагались элементы управляющей и измерительной электроники.

В качестве источника излучения использовался  $\text{CO}_2$ -лазер Synrad 48-2(S)W. Это промышленный лазер, в отличие от лазера центрального канала не имеющий ста-

биллизации по длине волны, с генерацией в диапазоне длин волн 10,57–10,63 мкм [19]. Лазер работает в непрерывном режиме и имеет паспортную мощность 25 Вт.

Для генерации второй гармоники использовался нелинейный кристалл  $\text{AgGaSe}_2$ . Это отрицательный одноосный кристалл с размерами  $5 \times 5 \times 5$  мм и углом среза  $\theta_c = 57,5^\circ$ . Степень фокусировки сильно отличалась от необходимой для максимальной эффективности преобразования излучения во вторую гармонику. Это было сделано для увеличения срока службы удвоителя частоты и уменьшения эффекта сноса излучения второй гармоники относительно первой. По сравнению с использовавшимся ранее нелинейным кристаллом  $\text{ZnGeP}_2$  кристалл  $\text{AgGaSe}_2$  имеет меньший коэффициент поглощения и позволяет реализовать эффективную конверсию излучения с длиной волны 10,6 мкм во вторую гармонику [18]. Однако из-за того, что кристалл  $\text{AgGaSe}_2$  является отрицательным одноосным кристаллом в отличие от положительного одноосного кристалла  $\text{ZnGeP}_2$ , разделение прямого и обратного лучей в схеме производилось в вертикальной плоскости вместо горизонтальной.

Модулирование фазы, о чем далее будет сказано подробнее, осуществлялось ЭО ячейкой с длиной 4,3 см.

Вместо линз применялись сферические зеркала. Линзы использовались только в системе, предназначенной для борьбы с попаданием обратного луча в лазер, состоящей из двух фокусирующих линз и диафрагмы. Попадание обратного луча в лазер приводило к нарушению генерации излучения, что проявлялось на сигнале фотоприемника в виде шума.

Выделение обратного луча после кристалла осуществлялось при помощи сферического зеркала, половина которого была удалена. Таким образом прямой луч в существующей части зеркала отражался, а обратный проходил на месте удаленной части.

Интенсивность второй гармоники измерялась фотоприемником PVI-2TE-5. На входе фотоприемника располагался фильтр из сапфира для поглощения волны первой гармоники.

Излучение  $\text{CO}_2$ -лазера лежит в области инфракрасного излучения, невидимого глазом. Для облегчения юстировки системы применялся He-Ne-лазер ЛГН-208А с излучением в видимом диапазоне и мощностью излучения 2 мВт. Совмещение лучей He-Ne- и  $\text{CO}_2$ -лазеров осуществлялось на выходе модуля при помощи зеркала на медной основе, имевшего отверстие для вывода излучения He-Ne-лазера.

Для контроля генерации  $\text{CO}_2$ -лазера применялся монитор мощности излучения на основе термодатчика ST150 (рис. 11). Термодатчик имеет постоянную времени 38 мсек, максимально допустимая плотность мощности падающего излучения составляет  $0,1 \text{ Вт/см}^2$  [15]. Для отвода части излучения лазера в термодатчик применялись две делительные пластинки. Первая пластинка была изготовлена из  $\text{ZnSe}$ . Данный материал обладает низким коэффициентом поглощения на рабочей длине волны лазера  $\alpha = (5 \div 8) \times 10^{-4} \text{ см}^{-1}$  [17], что позволило установить пластинку непо-

средственно после выходного отверстия лазера без ее разрушения. Нанесение просветляющего покрытия на пластинку снизило долю отраженного излучения с 30% до 1%. Тем не менее, плотность мощности отраженного излучения превышала пороговую для термодатчика. Для достижения требуемой плотности мощности была установлена вторая пластинка, изготовленная из ВаF<sub>2</sub>. Дифторид бария обладает сильным поглощением на рабочей длине волны лазера  $\alpha = 0,13 \text{ см}^{-1}$  [16], что не позволило использовать его в качестве первой делительной пластинки. Кроме того, низкий показатель преломления ВаF<sub>2</sub> ( $n=1,39$  для  $\lambda = 10,6 \text{ мкм}$ ) делал сложным нанесение эффективного просветляющего покрытия на пластинку. Для однослойного просветляющего покрытия оптимальный показатель преломления покрытия равен квадратному корню из показателя преломления пластинки. Далее будет показана важность контроля мощности излучения при помощи монитора мощности.



Рис. 11. Монитор мощности.



Рис. 12. Монитор положения.

Контроль положения обратного луча осуществлялся при помощи монитора положения (рис. 12). Данный контроль важен для наблюдения за степенью юстировки системы во времени. Монитор положения представлял собой сферическое зеркало на медной основе с четырьмя небольшими отверстиями на периферии, за которыми располагались термодатчики ST150. Отверстия образовывали на зеркале перекрестье, позволяя контролировать горизонтальные и вертикальные смещения луча. Применение сферического зеркала в качестве лицевой стороны монитора положения наделяло монитор также функцией оптического элемента, фокусирующего в фотоприемник.

#### 1.4. Система фазового детектирования

Как видно из (4), в ДИ приемник регистрирует изменение интенсивности, которая пропорциональна косинусу набега фазы в плазме. Поскольку косинус не является мо-

нотонной функцией, то однозначно восстановить изменение фазы можно только для небольшой области изменения линейной плотности плазмы, в которой косинус изменения фазы сохраняет свою монотонность. Кроме этого, вблизи максимума сигнала система обладает минимальной чувствительностью. С целью преодолеть эти ограничения, на пути излучения помещается специальная электрооптическая ячейка.

Электрооптическая ячейка, используемая в оптической схеме канала ДИ в компактном пробкотроне, представляла собой кристалл из GaAs длиной 43 мм и поперечными размерами  $15 \times 5$  мм. В обычном состоянии GaAs имеет кубическую кристаллическую решетку и изотропен для излучения. При наложении на кристалл электрического поля по направлению (111) за счет электрооптического эффекта кристалл приобретает свойства одноосного. Кристалл вырезан относительно кристаллографических осей так, что при наложении электрического поля бóльшая ось двухосного эллипсоида показателя преломления кристалла ориентируется вдоль электрического поля и перпендикулярно направлению распространения излучения. При этом изменяются показатели преломления как для волн, поляризованных вдоль электрического поля, так и для волн, поляризованных перпендикулярно электрическому полю. Показатели преломления становятся равными соответственно  $n_{\parallel} = n_o - n_o^3 r_{41} E / \sqrt{3}$  и  $n_{\perp} = n_o + n_o^3 r_{41} E / 2\sqrt{3}$ , где  $n_o = 3,28$  — показатель преломления кристалла GaAs в отсутствие электрического поля,  $r_{41} = 1,51 \times 10^{-12}$  м/В — линейная электрооптическая постоянная кристалла GaAs для длины волны  $\lambda = 10,6$  мкм [26],  $E$  — напряженность электрического поля. Фазовая задержка ЭО ячейки дается разностью набегов фаз для каждой из волн и равна  $\Gamma = \sqrt{3}\pi L n_o^3 r_{41} V / \lambda d$ , где  $L$  — длина ЭО ячейки,  $d$  — поперечный размер ячейки в направлении приложенного напряжения,  $V = Ed$  — приложенное напряжение. Так как первая и вторая гармоники поляризованы в перпендикулярных направлениях, то ориентацией кристалла GaAs можно добиться того, что одна из волн направлена по электрическому полю, а другая перпендикулярно электрическому полю. Полуволновое напряжение, определенное экспериментально, в данном случае равно 6 кВ. Но за счет двойного прохода излучения через ячейку напряжение составляет 3 кВ.

ЭО ячейка изменяет набег фазы для проходящих волн с частотой  $\omega = 250$  кГц. Таким образом, к  $\Delta\varphi$  в выражении (4) добавляется осциллирующее слагаемое, пропорциональное дополнительному набегу фазы в ЭО ячейке:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(u \sin(\omega t) + \Delta\varphi), \quad (46)$$

где  $u$  — коэффициент, пропорциональный амплитуде напряжения на электрооптической ячейке. При  $u = \pi$ , сигнал с интерферометра меняется от максимума до минимума интерференционной картины. При этом, если фаза не меняется существенно за период модуляции, то возможно восстановить любой набег фазы.

Использовался следующий способ вычисления фазы (рис. 13):

1. Производилась одновременная оцифровка временных зависимостей напряже-

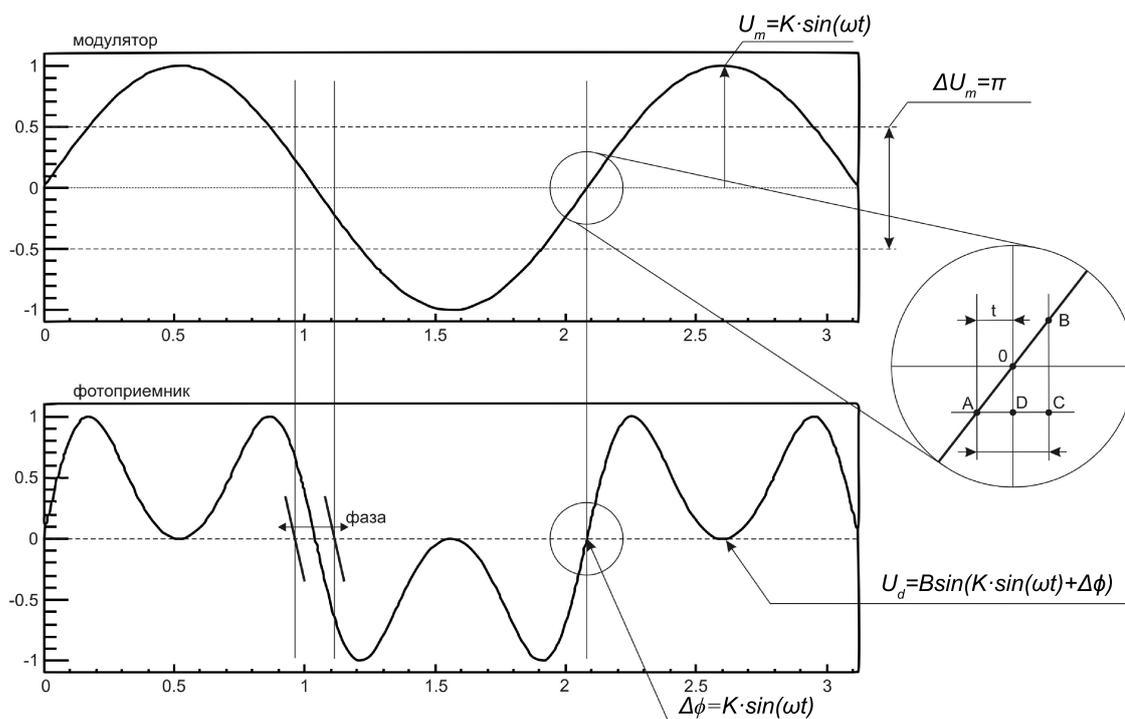


Рис. 13. Методика восстановления линейной плотности плазмы.

ний на ЭО ячейке и сигнала с детектора;

2. Так как сигнал с детектора имеет вид  $A + B \sin(\pi \sin(\omega t) + \Delta\varphi)$ , а сигнал с ячейки  $C + K \sin \omega t$  где  $A, B, C$  — заметно изменяются за время много большее периода модуляции фазы, то в каждом периоде из сигналов вычитались постоянные составляющие;

3. Методом интерполяции находились точки пересечения напряжения на детекторе с нулевым уровнем  $t_0$ , в этих точках вычислялась фаза сигнала, пропорциональная напряжению на ЭО ячейке  $\Delta\varphi \propto K \sin(\omega t_0)$ ;

4. Анализируя изменение положения точки, в которой сигнал детектора равен нулю, определялась четверть, в которой находится фаза. Затем вычислялась полная фаза, из которой находилось изменение  $\langle n_e l \rangle$  по формуле (11).

## 1.5. Система управления и регистрации данных

Дисперсионный интерферометр представляет собой достаточно сложное устройство, для управления модулем и восстановления набега фазы в реальном времени Коваленко Ю. В. и группой Хильченко А. Д. были созданы отдельные подсистемы.

Управление модулем, включающее в себя подачу питания на систему регистрации, включение лазера, подачу напряжения на ЭО ячейку, термостабилизацию лазера, термостабилизацию кристалла и управление заслонкой осуществлялось при помощи Ethernet-контроллера ADAM 5510E/TCP. Для работы с контроллером была написана специальная программа, позволявшая запускать модуль по сигналу от системы управления установкой ГДЛ или по сигналу оператора. Также подсистема

управления использовалась при настройке модуля, позволяя управлять отдельными элементами интерферометра и наблюдать за их параметрами, такими как мощность генерации лазера, температура охлаждающей лазер воды, температура нелинейного кристалла, положение обратного луча.

Восстановление фазы происходило в режиме реального времени на аппаратном уровне при помощи фазометра на основе типовой программируемой матрицы (FPGA) Cyclone-2 EP2C8 фирмы Altera [25]. В данной матрице производились следующие действия (рис. 14): автоподстройка коэффициента усиления сигнала фотоприемника; фильтрация высокочастотной шумовой компоненты сигналов фотоприемника и ЭО ячейки; коррекция положения нуля этих сигналов на каждом периоде сигнала ЭО ячейки; нормировка амплитуды сигнала ЭО ячейки; стабилизация напряжения на ЭО ячейке; нахождение точек, в которых напряжение на детекторе равняется среднему между максимальными и минимальными значениями напряжения.

Матрица передает в режиме реального времени текущие результаты измерения набега фазы (текущие значения плотности плазмы) по каналу связи Ethernet серверу диагностики. Кроме того в принципе может происходить передача сигнала по последовательной оптоволоконной линии модулю удаленного ЦАП, формирующему сигнал обратной связи для контуров стабилизации плотности плазмы, формы или положения плазменного шнура в магнитной ловушке.

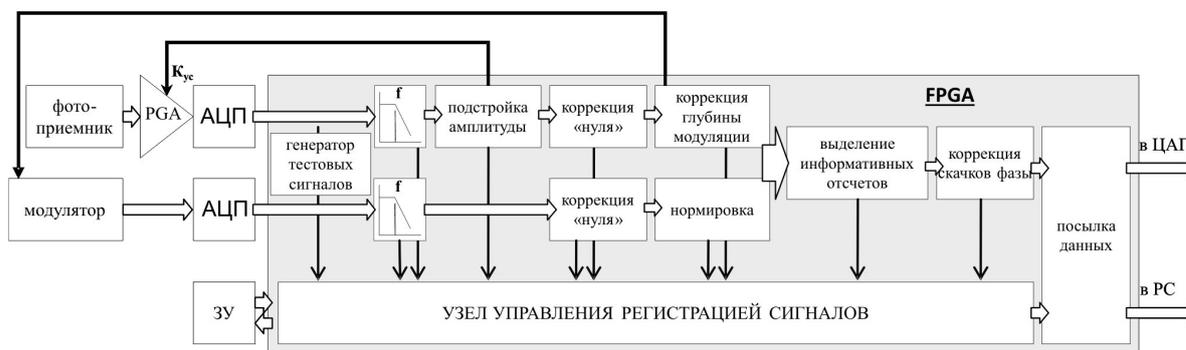


Рис. 14. Основные функции, реализуемые фазометром.

Дизайн подсистемы восстановления набега фазы позволяет осуществлять полный цикл измерений без вмешательства оператора, по команде запуска от системы управления установкой ГДЛ. Но для настройки и тестов подсистема имеет интерфейс управления, реализованный программой-клиентом. При помощи клиента можно производить загрузку прошивки в программируемую матрицу; задавать параметры измерения набега фазы, такие как длительность измерения, время запуска; наблюдать результаты измерения линейной плотности плазмы и исходных сигналов; сохранять данные.

Фазометр также обладает тестовым режимом работы для настройки и проверки модуля регистрации, системы связи, модуля удаленного ЦАП. В этом режиме источником информации для узла обработки данных служат не АЦП, а встроенный в

FPGA генератор тестовых сигналов. Этот генератор формирует цифровые последовательности, эквивалентные синусоидальной форме сигнала модулятора с номинальной частотой и форме сигнала фотоприемника с линейно нарастающим/спадающим набегом фазы, изменяющимся на каждом периоде модулирующего сигнала с дискретностью в 0.1 радиан в диапазоне от 0 до  $16\pi$  радиан.

## 1.6. Стабилизация длины волны лазера

Из соображений снижения стоимости системы в качестве источника излучения был выбран индустриальный лазер CO<sub>2</sub>-лазер Synrad 48-2(S)W. Данный лазер не имеет стабилизации длины волны излучения и работает в диапазоне длин волн 10,57–10,63 мкм [19]. В результате переходов с одного колебательного подуровня молекулы CO<sub>2</sub> на другой в данном диапазоне возможна генерация на четырех наиболее интенсивных линиях: 10,57 мкм, 10,59 мкм, 10,61 мкм, 10,63 мкм [20]. Доминирующая линия генерации определяется линейным размером резонатора лазера.

Наблюдение переходов лазера с одной линии генерации на другую возможно непосредственно по сигналу монитора мощности. Излучение лазера отводится в монитор мощности при помощи делительных пластинок, в апертуру монитора мощности попадает только часть от всех переотраженных волн, поэтому монитор измеряет результат интерференции волн, отраженных от первой и второй поверхностей обеих пластинок (рис. 15). Результат интерференции зависит от разности фаз между волнами, отраженными от разных поверхностей. Для одной длины волны излучения интерференция приводит к увеличению сигнала монитора мощности, для другой — к уменьшению сигнала монитора мощности. Это можно наблюдать в виде характерных ступенек (рис. 16) при прогреве лазера, когда изменяются размеры резонатора. Положение монитора выбиралось таким, чтобы разница между минимальными и максимальными показаниями монитора была наибольшая.

Изменение длины волны лазера во время работы дисперсионного интерферометра приводит к скачкам на графике измеренной линейной плотности (рис. 17). Оценим скачок фазы, возникающий при переходе излучения лазера между соседними длинами волн  $\lambda_1 = 10,59$  мкм,  $\lambda_2 = 10,61$  мкм в ЭО ячейке как в элементе с наибольшей дисперсией. Воспользовавшись первой частью выражения (11), получаем разность набегов фаз для первой и второй длин волн:

$$\Delta\varphi_{\lambda_1} - \Delta\varphi_{\lambda_2} = 2l \left( 2\frac{2\pi}{\lambda_1} (n_{\lambda_1} - n_{\lambda_1/2}) - 2\frac{2\pi}{\lambda_2} (n_{\lambda_2} - n_{\lambda_2/2}) \right), \quad (47)$$

где  $l$  — длина ячейки, а двойка перед скобкой связана с двойным проходом излучения через ячейку. Подставляя  $l = 4,5$  см,  $n_{\lambda_1} = 3,29198$ ,  $n_{\lambda_1/2} = 3,31687$ ,  $n_{\lambda_2} = 3,29187$ ,  $n_{\lambda_2/2} = 3,3168$  [21], имеем скачок фазы  $\Delta\varphi_{\lambda_1} - \Delta\varphi_{\lambda_2} = 1,32$  рад. В единицах линейной плотности это составляет  $\langle n_e l \rangle = 1.47 \times 10^{15}$  см<sup>-2</sup>. Данный скачок линейной плотности в несколько раз превышает характерную линейную плотность плазмы в

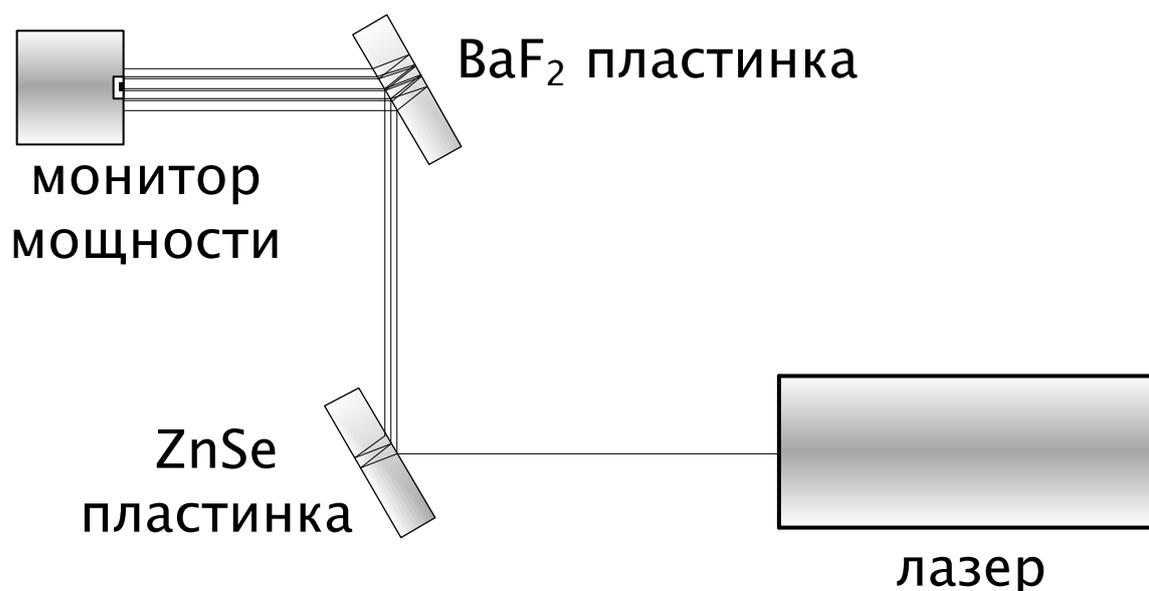


Рис. 15. Схема отвода излучения в монитор мощности.

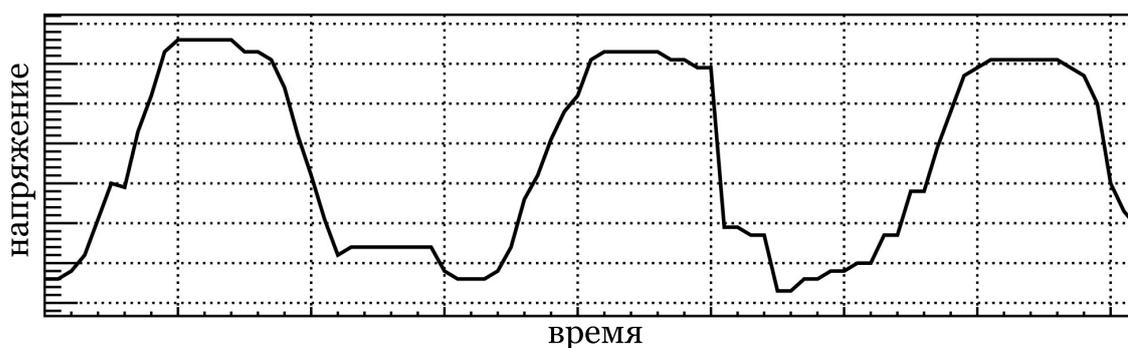


Рис. 16. Сигнал монитора мощности. Видны переходы лазера между длинами волн.

ГДЛ. Поэтому необходимо было провести работу по стабилизации излучения длины волны лазера. Отметим, что неопределенность в задании конкретной длины волны, входящей в выражение для вычисления линейной плотности плазмы (11), вносит погрешность  $< 1\%$ .

Размер резонатора лазера может изменяться в результате теплового и механического воздействия. На температуру резонатора влияют температуры окружающего воздуха, оптической плиты и воды, охлаждающей лазер. Оптическая плита также может влиять на размеры резонатора напрямую, в отсутствие теплообмена. Например, жесткое закрепление резонатора на плите может приводить к искривлению резонатора. Оценим необходимую точность стабилизации длины резонатора. Для генерации излучения с длиной волны  $\lambda_1$  на длине резонатора  $l$  должно укладываться целое число полуволн  $n\lambda_1/2 = l$ . При изменении длины резонатора на  $\Delta l$  возможен переход генерации на длину волны  $\lambda_2$  при выполнении условия  $(n + m)\lambda_2 = l + \Delta l$ , где  $m$  целое число и  $|m| \ll n$ . Выразим из этих двух условий изменение длины резонатора  $\Delta l = l(\lambda_2 - \lambda_1)/\lambda_1 + m\lambda_2/2$ . Всегда можно найти такую длину резонатора  $l$ , при которой изменение длины резонатора  $\Delta l$ , необходимое для перехода генерации

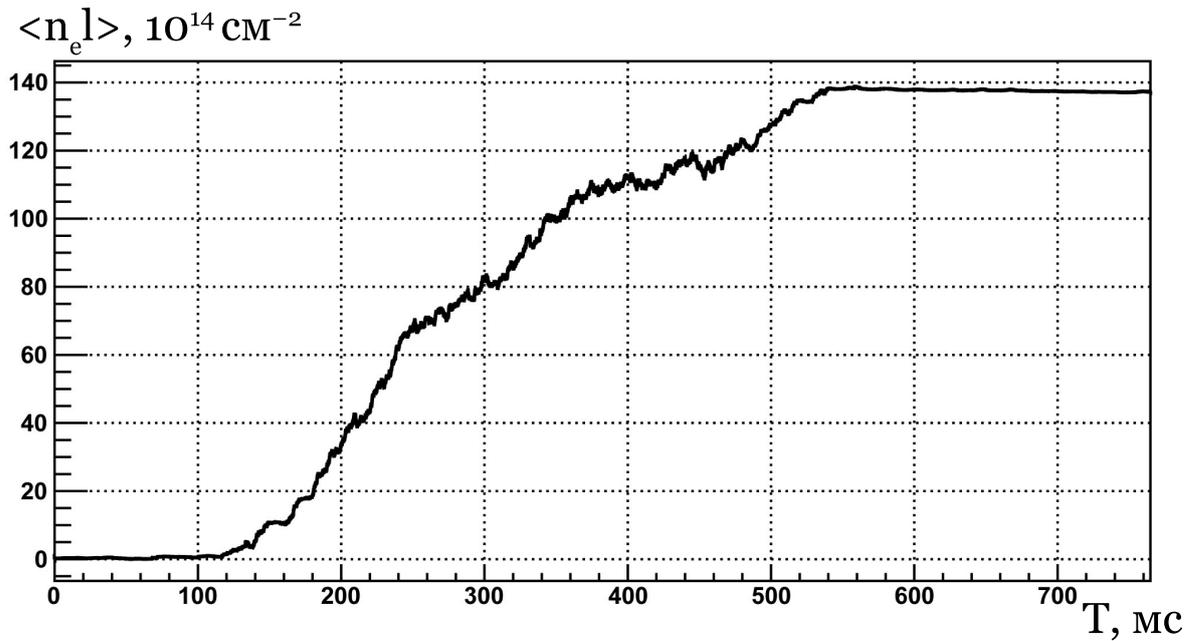


Рис. 17. Изменение линейной плотности плазмы, соответствующее скачку фазы при переходе лазера между длинами волн генерации. Измерения проводились без плазмы и без магнитного поля.

на другую длину волны, равно нулю. Это отвечает случаю, когда лазер при одной и той же длине резонатора может излучать на двух разных длинах волн.

Получим оценку точности стабилизации длины резонатора сверху. Для некоторого  $m$  найдем такое значение длины резонатора  $l_m$ , при котором изменение длины резонатора  $\Delta l$ , необходимое для возникновения генерации на другой длине волны, равно нулю. Следующий случай генерации на двух длинах волн реализуется при числе полувольт  $m \rightarrow m + 1$ , этому соответствует новая длина резонатора  $l_{m+1}$ . При длине резонатора  $l = (l_m + l_{m+1})/2$  возникновение одновременной генерации наиболее затруднено. Такое  $l$  не зависит от конкретного значения  $m$ , и ему соответствует  $\Delta l = 2$  мкм.

Оценим необходимую точность стабилизации температуры резонатора. Относительное изменение линейного размера тела при его нагревании на 1 кельвин показывает температурный коэффициент линейного расширения  $\alpha = 1/l(dl/dT)_P$ , где  $l$  — размер тела в данном направлении, индекс  $P$  указывает на постоянство давления. Для дюралюминиевого резонатора с  $\alpha = 20 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  [2],  $l = 0,75$  м и  $\Delta l = 2$  мкм имеем необходимую точность стабилизации температуры резонатора  $\Delta T = 0,1^\circ$ .

Для оценки влияния перечисленных выше факторов на переходы лазера с одной линии генерации на другую был проведен ряд экспериментов, представленных ниже.

### 1.6.1. Схема наблюдения переходов лазера

Использование монитора мощности для уверенного наблюдения переходов лазера с одной линии генерации на другую было непригодно. В монитор попадало излуче-

ние лазера, длина волны которого изменялась, поэтому утверждать, работает лазер на одной длине или совершает быстрые переходы между двумя линиями за время, меньшее постоянной термодатчика, было нельзя. В принципе, монитор может вообще не различать длины волн. Необходимы были независимые наблюдения работы лазера на каждой из длин волн. Для решения данной задачи была собрана схема, представленная на (рис. 18).

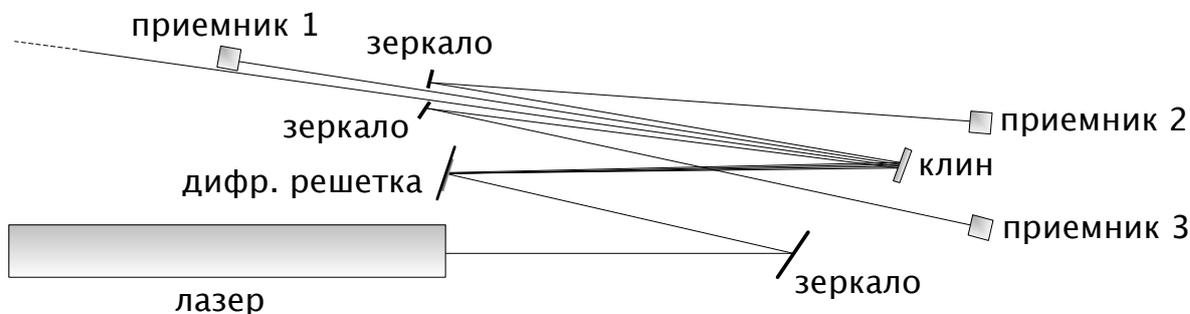


Рис. 18. Схема наблюдения переходов лазера между линиями генерации.

Излучение лазера при помощи дифракционной решетки раскладывалось в спектр. Первый порядок отражался клином из  $\text{BaF}_2$ . Предназначением клина было ослабление мощности сигнала до необходимого для регистрации уровня и увеличение эффективной длины прохода излучения для существенного разделения волн в пространстве. После отражения клином излучение разных длин волн попадало в три приемника: термодатчик ST150 и два пироприемника МГ-3005В2. Излучение с «четвертой» длиной волны наблюдалось по отсутствию сигнала на всех приемниках. Расположение приемников (измеряемые длины волн) подбирались таким, чтобы по отсутствию сигнала наблюдалось излучение с такой длиной волны, на которой генерация происходит в самом узком интервале температур резонатора. Пироприемники МГ-3005В2 измеряют переменную составляющую, поэтому в схеме применялся модулятор излучения, периодически перекрывавший луч (на рисунке не показан).

### 1.6.2. Термостабилизация охлаждающей лазер воды

Основной идеей экспериментов было определение температур резонатора, при которых лазер совершал переходы с одной длины волны генерации на другую (с первой на вторую, со второй на третью и т.д.), и влияние на положение этих температурных точек указанных выше факторов. Для этого необходимо было управляемо изменять температуру резонатора в некотором интервале с небольшим температурным шагом. Очевидным решением стало введение термостабилизации воды, охлаждающей лазер. Для охлаждения лазера применялась двухконтурная система. Внутренний контур замкнутый, состоял из резервуара с дистиллированной водой и помпы, прокачивающей воду по трубкам, охлаждающим лазер и нелинейный кристалл. Внешний контур открытый, в нем происходило охлаждение помпы и резервуара водопроводной водой. Такая система не могла обеспечить ни стабильности температуры внутренне-

го контура, так как температура водопроводной воды непостоянна, ни управляемого её изменения. Поэтому во внутренний контур охлаждения был встроены нагреватель мощностью около 400 Вт, поддерживающий температуру воды (лазера) на заданном уровне. Температура лазера измерялась при помощи датчиков, о расположении которых дальше будет сказано подробнее. Мощность нагревателя контролировалась при помощи PID-регулятора. PID-регулятор управлял твердотельными реле Crydom SKR02420, коммутирующими напряжение 220 В на обмотку нагревателя. PID-регулятор был реализован программно, как часть программы управления модулем.

Температура лазера измерялась тремя различными способами. Изначально один датчик располагался на выходе воды, охлаждающей лазер. Такое расположение не давало точной информации о температуре резонатора и приводило к инерционности измерений. Поэтому следующим шагом датчики были перенесены вовнутрь корпуса и закреплены на резонаторе с обеих торцов. Наблюдения производились за средней температурой между этими двумя датчиками. Кроме того два других датчика были закреплены следующим образом: один датчик закреплялся на выходе воды, охлаждающей лазер, второй на дальнем торце лазера, в месте соединения верхних и нижних охлаждающих трубок. Наблюдения производились за средней температурой между этими двумя датчиками. В виду того, что датчиков на резонаторе было всего два, и распределение температуры резонатора по поверхности неоднородно, оказалось, что схема с размещением датчиков на резонаторе обладает схожей точностью с последней схемой размещения датчиков.

Пропорционально-интегрально-дифференциальный (PID) регулятор используется в контурах управления с обратной связью для поддержания заданного значения  $U$  измеряемого параметра  $X$ . Для этого PID-регулятор измеряет отклонение  $E = X - U$  стабилизируемой величины  $X$  от заданного значения  $U$  (так называемой уставки) и генерирует управляющий сигнал  $Y$ , являющийся суммой трёх слагаемых, первое из которых пропорционально этому отклонению, второе пропорционально интегралу отклонения и третье пропорционально производной отклонения [22]:

$$Y(t) = KE(t) + \frac{1}{T_i} \int_0^t E(t) dt + T_d \frac{dE(t)}{dt}, \quad (48)$$

где  $K$ ,  $T_i$ ,  $T_d$  – коэффициенты усиления соответственно пропорциональной, интегральной и дифференциальной составляющей.

Остановимся на предназначении каждого слагаемого. *Пропорциональная составляющая* стремится устранить непосредственную ошибку  $E$  в значении стабилизируемой величины, наблюдаемую в данный момент времени. Значение этой составляющей прямо пропорционально отклонению  $E$  измеряемой величины от уставки. Так, если входной сигнал равен уставке, т. е.  $X = U$ , то пропорциональная составляющая равна нулю.

При использовании только пропорционального регулятора значение регулируемой величины никогда не устанавливается на заданном значении ( $X_{\text{стац}} \neq U$ ). Существует так называемая статическая ошибка, которая равна такому отклонению регулируемой величины, которое обеспечивает выходной сигнал, стабилизирующий выходную величину именно на этом значении. Например, в регуляторе температуры выходной сигнал  $Y$ , регулирующий мощность нагревателя, постепенно уменьшается при приближении температуры  $X$  к уставке  $U$ :  $Y \rightarrow 0$  при  $X \rightarrow U$ .

Система стабилизируется на определенном значении  $Y$ , при котором мощность нагревателя равна тепловым потерям. При этом температура не может достичь уставки, так как в этом случае мощность нагревателя станет равной нулю ( $Y = 0$ ), и он начнет остывать, а вместе с этим будет падать и температура.

По мере увеличения коэффициента пропорциональности (усиления) уменьшается статическая ошибка, однако слишком большой коэффициент усиления может стать причиной автоколебаний, а при дальнейшем увеличении коэффициента система может потерять устойчивость.

Для устранения статической ошибки вводится *интегральная составляющая*. Если система не испытывает внешних возмущений, то через некоторое время регулируемая величина стабилизируется на заданном значении. При стабилизации ( $X = U$ ) пропорциональная составляющая будет равна нулю, а выходной сигнал будет полностью обеспечиваться интегральной составляющей. При постоянном значении  $E$  интегральная составляющая представляет линейно увеличивающуюся со временем величину.

Физически интегральная составляющая представляет задержку реакции регулятора на изменение величины  $E$ , внося в систему некоторую инерционность.

*Дифференциальная составляющая* противодействует предполагаемым отклонениям регулируемой величины. Эти отклонения могут быть спровоцированы внешними возмущениями или запаздыванием воздействия регулятора на систему.

Чем быстрее регулируемая величина отклоняется от уставки, тем сильнее противодействие, создаваемое дифференциальной составляющей. Когда  $E$  становится постоянной величиной, дифференциальная составляющая перестает оказывать воздействие на сигнал управления.

Важна правильная настройка PID-регулятора, состоящая в задании указанных выше коэффициентов. При задании коэффициентов, далеких от оптимальных, PID-регулятор может работать хуже простого пропорционального регулятора.

Для определения коэффициентов PID-регулятора был использован так называемый метод реакции на входной скачок [23]. Регулятору задавалось большое, заведомо недостижимое значение температуры, нагреватель включался на максимальную мощность, по переходному процессу  $X(t)$  определялись параметры  $t_0$ ,  $R$ ,  $t_{\text{и}}$  (рис. 19). На рисунке обозначены  $t_0$  — время транспортного запаздывания,  $t_{\text{и}}$  — постоянная времени (определяется инерционностью объекта),  $X_y$  — установившееся значение,  $R$

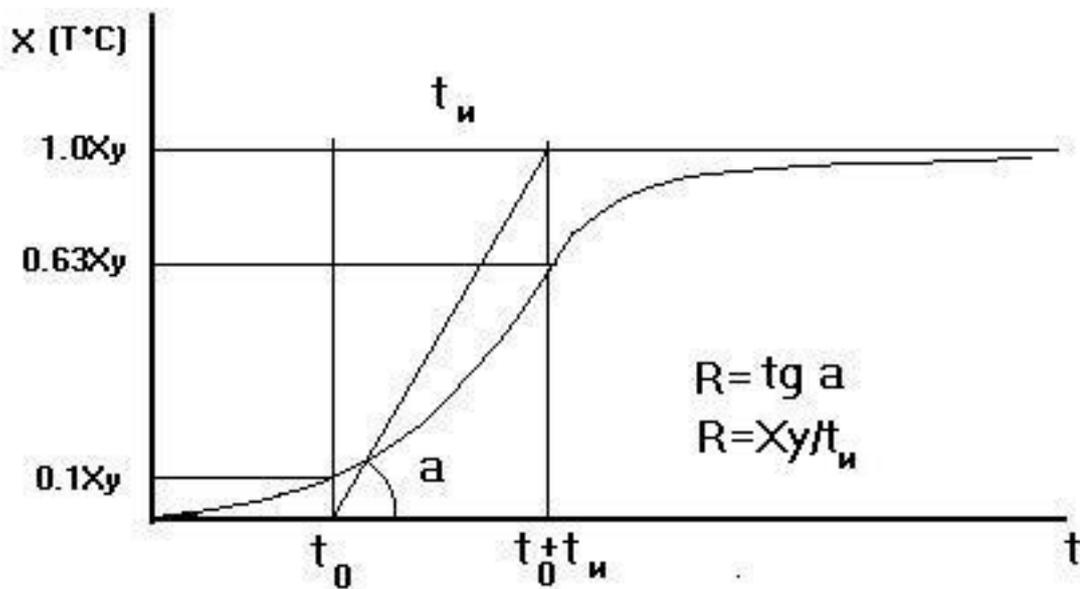


Рис. 19. К подбору параметров PID-регулятора по реакции на входной скачок.

— наклон разгонной кривой  $dX/dt$  (максимальная скорость изменения  $X$ ).

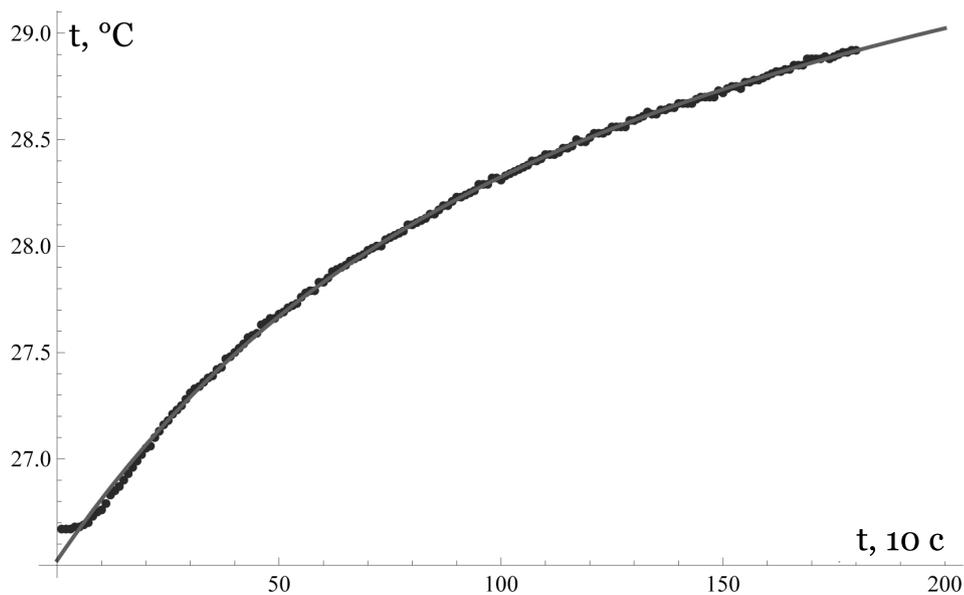


Рис. 20. Измерения по определению параметров PID-регулятора по реакции на входной скачок.

Измерения температуры лазера проводились каждые 10 секунд в течении полу- часа (рис. 20). Дождаться окончания переходного процесса и установления ста- ционарной температуры было нельзя, поскольку могла измениться температура вод- проводной воды, охлаждающей помпу. Для определения установившейся температу- ры данные эксперимента аппроксимировались функцией, являвшейся суммой двух экспонент. Первая экспонента отвечала за переходной процесс лазера, вторая за пе- реходной процесс помпы. Далее вычислялись коэффициенты регулятора согласно соотношениям:  $K = 1.2/(Rt_0)$ ,  $T_i = 2t_0$ ,  $T_d = 0,4t_0$ . Коэффициенты составили  $K = 2$ ,  $T_i = 19$ ,  $T_d = 4$ . В дальнейшем в отсутствие резких скачков температуры для повы-

шения точности стабилизации температуры коэффициент при дифференциальной составляющей был принят равным нулю, а коэффициент при пропорциональной составляющей за единицу.

В результате настройки PID-регулятора была достигнута стабилизация температуры с точностью  $0,03^\circ$  при шаге измерения (задания) температуры  $0,015^\circ$ .

Кроме настройки PID-регулятора была проведена проверка зависимости показаний АЦП, отвечающего за измерения температуры лазера, от температуры самого АЦП. Для этого в течении получаса датчиками температуры одновременно измерялась температура АЦП при его собственном нагреве во время работы и температура воды, находившейся в термостате при постоянной температуре. Термостат представлял собой теплоизолированную емкость с водой, в которую на теплоизолированных подставках помещалась банка с водой и датчиком температуры. Система закрывалась и выстаивалась в течении суток. Для стабилизации температуры воды был выбран термостат, поскольку оказалось, что смесь воды и льда не дает необходимой точности задания температуры, обладая большими неоднородностями температуры по объему. Температура кипящей воды также была признана неподходящей в качестве реперной точки, поскольку в результате сильной конвекции температура, измеряемая датчиком, погруженным в воду, совершала за короткое время значительные колебания. На рис. 21 представлена зависимость показаний АЦП от собственной температуры. Видно, что с нагревом АЦП на  $1^\circ$ , измеряемая температура занижается на  $0,01^\circ$ . Данная особенность работы АЦП в дальнейшем принималась во внимание при изучении влияния внешних условий на переходы лазера. А именно, при измерении температур при помощи АЦП производился контроль его собственной температуры и в показания АЦП вносилась необходимая корректировка.

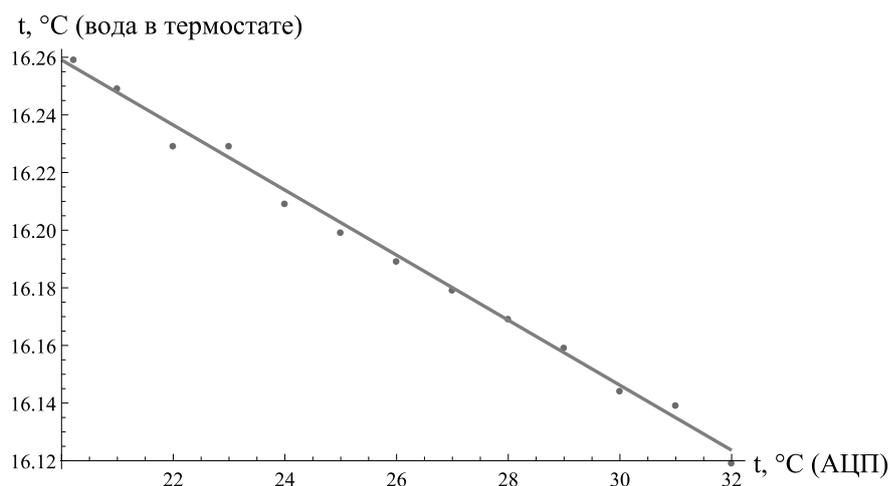


Рис. 21. Зависимость показаний температуры АЦП от собственной температуры. Коэффициент наклона прямой составляет  $-0,01$ .

Таблица 2. Переходы лазера, имеющего металлические опоры, между линиями генерации. Температура измерялась датчиком на выходе воды, охлаждающей лазер. Пояснение к обозначению переходов см. в тексте.

Тип перехода	$t_{\text{перехода}}, ^\circ\text{C}$	
	закрепленный лазер	незакрепленный лазер
1→2	24,55	24,49
2→3	24,59	24,51
3→1	24,73	24,66
1→2	24,82	24,80
2→3	24,86	24,83
3→1	25,01	24,99
1→2	25,12	25,08
2→3	25,15	25,11
3→1	25,32	25,28
1→2	25,41	25,37

### 1.6.3. Влияние внешних условий на переходы лазера

В диапазоне 24,5–25,5 °С были найдены температуры лазера, при которых лазер совершает переходы между линиями генерации (табл. 2). Длины волны в таблице обозначены условно цифрами 1, 2, 3, эти цифры соответствуют номеру приемника (рис. 18), сигнал с которого наблюдался при данной температуре. Видно, что генерация излучения разных длин волн происходит в интервалах температур, имеющих разную ширину. Так, генерация на длине волны 1 происходит в интервале  $\approx 0,09^\circ$ , на длине волны 2 в интервале  $\approx 0,04^\circ$ , на длине волны 3 в интервале  $\approx 0,15^\circ$ . Генерация на длине волны 4 имела интервал  $\approx 0,04^\circ$ . Следует отметить, что позднее была обнаружена конечная ширина интервала температуры перехода между линиями. Поэтому эффективно интервалы генерации сузились. Возвращаясь к точности стабилизации температуры лазера PID-регулятором, равной  $0,03^\circ$ , и сравнивая ее с интервалами температур генерации излучения разных длин волн, видно, что при достаточно медленных изменениях внешних условий возможна надежная стабилизация излучения лазера на длинах волн 1 и 3. Поэтому данные длины волн были выбраны в качестве рабочих.

Изменение внешних условий, приводящее к изменению линейного размера резонатора лазера, выражается в том, что измеренные выше границы интервалов температур сдвигаются. Сдвигаются границы единообразно в одну сторону, с сохранением ширины интервалов. Следовательно, даже стабилизация температуры лазера с точностью лучше, чем ширина интервала температур, в котором происходит генерация излучения на одной длине волны, не обеспечивает должной стабильности длины излучения, если интервал сместится по температурной шкале. Поэтому следующим шагом по стабилизации излучения лазера стало снижение влияния внешних условий на размер резонатора.

Лазер охлаждается при помощи четырех трубок, по которым протекает вода. Две трубки располагаются в нижней части корпуса лазера и две в верхней части. Стандартная схема охлаждения предполагает, что на одном торце происходит подача воды в нижние трубки, слив воды осуществляется на том же торце через верхние трубки. Соединяются верхние и нижние трубки на другом торце лазера. На рис. 22 показано влияние расхода протекающей через лазер воды на температуру одного из переходов 1→2 при стандартной схеме охлаждения. Видно, что в рабочем диапазоне расхода воды 2,2–3,2 л/мин температура перехода изменяется на 0,7°. Была проверена схема с включением охлаждающих трубок не последовательно, а параллельно. С одного торца лазера вода втекала в трубки, с другого вытекала. Мотивом проверки такой схемы подключения было то, что данная схема может быть легко промоделирована. На рис. 22 также видно, что при параллельном подключении, во-первых, изменился характер зависимости температуры перехода от расхода воды, отойдя от линейного закона, во-вторых, в интервале 2,2–3,0 л/мин температура перехода изменяется на 1,4°, вдвое превышая изменение при последовательной схеме подключения. Возможное объяснение данного факта состоит в том, что при параллельном подключении трубок, когда с одного торца лазера втекает холодная вода, а с другого вытекает теплая, градиент температуры резонатора больше, чем при последовательном подключении. Поэтому реакция лазера в виде изменения размера резонатора при изменении расхода воды оказывается сильнее. Было принято решение использовать стандартную схему охлаждения лазера.

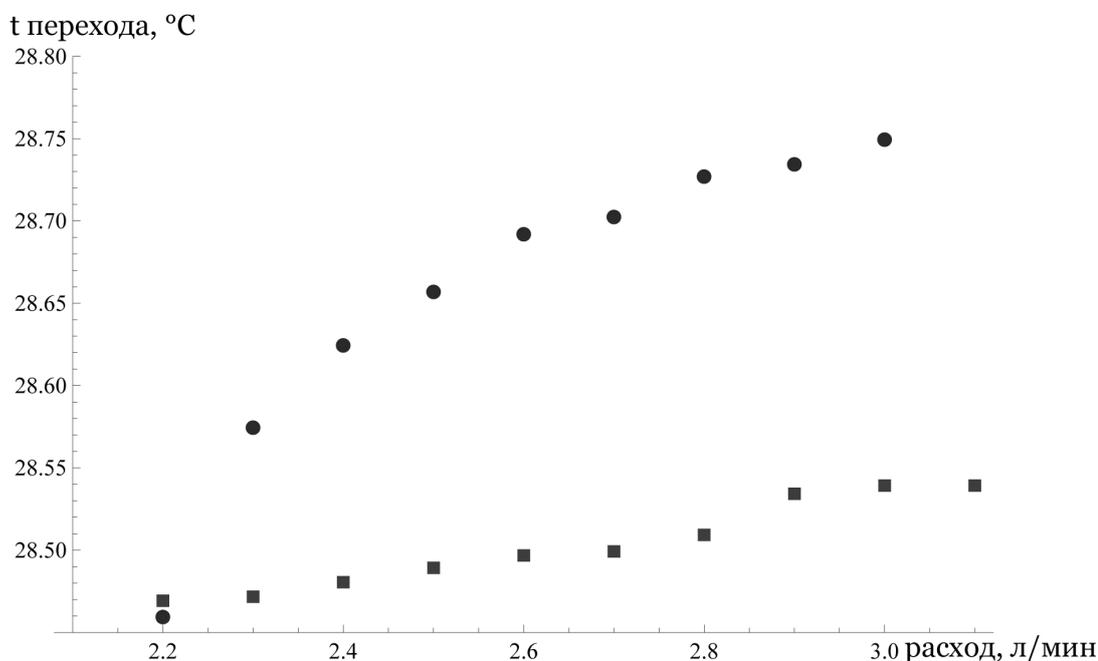


Рис. 22. Зависимость температуры определенного перехода от способа подключения охлаждающих лазер трубок. Верхний график (кружки) отвечает параллельному подключению трубок, нижний (квадраты) — последовательному подключению. Температура измерялась датчиками на резонаторе.

В табл. 2 приведено сравнение температур переходов для лазера, жестко закреп-

Таблица 3. Влияние способа закрепления лазера на температуру определенного перехода. Температура измерялась при помощи двух датчиков, закрепленных на резонаторе вблизи торцов. Приведена средняя.

Расход, л	$t_{\text{перехода}}, ^\circ\text{C}$
незакрепленный лазер	
3,0	28,56
2,2	28,49
лазер закреплен с обеих сторон	
3,0	28,63
2,2	28,58
закреплена передняя часть лазера	
3,0	28,58
2,2	28,51
закреплена задняя часть лазера	
3,0	28,57
2,2	28,50

Таблица 4. Влияние воздушной теплоизоляции лазера на температуру определенного перехода. Лазер жестко закреплен с обеих сторон на стеклотекстолитовых опорах. Температура перехода измерялась при помощи датчика, закрепленного на выходе воды, охлаждающей лазер. Температура плиты измерялась пирометром.

Расход, л	$t_{\text{плиты}}, ^\circ\text{C}$	$t_{\text{перехода}}, ^\circ\text{C}$
свободный контакт лазера с воздухом		
холодная плита		
2,6	19,3	21,80
2,2	19,5	21,74
нагретая плита		
3,0	27,3	21,70
2,6	26,8	21,71
2,2	26,5	21,69
лазера теплоизолирован от воздуха		
холодная плита		
3,0	19,5	21,80
2,6	19,6	21,77
2,2	19,8	21,72
нагретая плита		
3,0	26,8	21,74
2,6	26,6	21,72
2,2	25,6	21,71

ленного на плите при помощи металлических опор, и лазера, свободно стоящего на плите на опорах. Видно, что закрепление лазера приводит к сдвигу границ температурных интервалов генерации. Объясняется это тем, что при жестком закреплении лазера на плите происходят изгибы резонатора лазера. В результате сдвигаются границы диапазонов температур генерации. Данный вопрос был подвергнут исследованию. Измерялась температура определенного перехода для лазера, который закреплялся на плите с обеих торцов, размещался свободно или закреплялся только с одной из сторон (табл. 3). Данные снимались для крайних точек рабочего диапазона расхода воды. Видно, что случаю незакрепленного лазера лучше всего соответствует закрепление лазера в задней части.

Последним шагом было решение вопроса теплового контакта лазера с воздухом и оптической плитой. Для уменьшения теплового контакта резонатора с оптической плитой опоры, при помощи которых резонатор крепился к плите, были заменены на стеклотекстолитовые (коэффициент теплопроводности  $\kappa = 0,03$  Вт/м·К) вместо дюралюминиевых ( $\kappa = 237$  Вт/м·К) [24]. Поскольку лазер должен быть зафиксирован на плите и не зависеть от изменения размеров плиты, вариант с жестким закреплением только одной из опор был принят рабочим. Вторая опора лазера закреплялась таким образом, что при необходимости смещение опоры могло происходить только вдоль плиты. Для теплоизоляции с воздухом резонатор был обернут тканью, обладающей низким коэффициентом теплопроводности  $\kappa = 0,03$  Вт/м·К (табл. 4). Видно, что для теплоизолированного лазера разница в температурах определенного перехода для случая холодной и нагретой плиты ниже, чем для лазера без теплоизоляции.

## 1.7. Размещение ДИ на ГДЛ

Схема измерения линейной плотности в ГДЛ показана на рис. 23.

При помощи центрального канала измерения проводились в центральной области ловушки. Луч попадал в установку через окно из ВаF<sub>2</sub> на фланце, проходил внутри камеры под углом 45° к продольной оси установки и отражался уголковым отражателем.

Второй канал проводил измерения в компактном пробкотроне. Луч попадал в установку через окно из ВаF<sub>2</sub> на фланце, проходил внутри камеры под углом 90° к продольной оси установки и отражался плоским зеркалом, закрепленным снаружи вакуумной камеры. Между выстрелами в камере происходит напыление титана на стенки при помощи дуговых испарителей для улучшения вакуумных условий. В том числе запыляются помещенные в камеру оптические элементы: окно и отражатель. Особенно сильное запыление оптики наблюдалось в КП из-за особенностей расположения распылителя. Для канала в КП было принято решение расположить отражатель луча снаружи вакуумной камеры, для чего использовались два диаметрально расположенных окна. Между выстрелами окна защищались от напыления при помощи заслонок, приводимых в действие сжатым воздухом. Во время выстре-

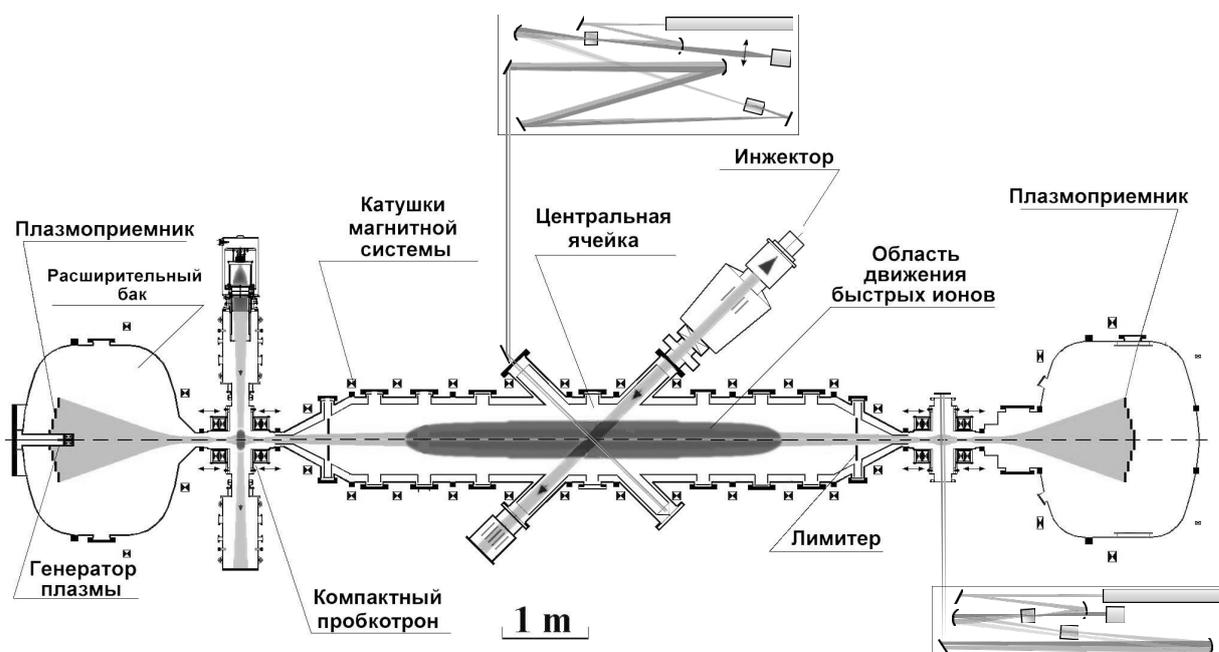


Рис. 23. Расположение ДИ на ГДЛ.

ла в результате взаимодействия катушек, создающих магнитное поле в установке и закрепленных на камере установки, части установки сдвигаются на несколько миллиметров. Смещение частей установки происходит тем сильнее, чем дальше расположены катушки от центральной плоскости ловушки. Для канала в КП смещение уголкового отражателя относительно прямого луча приводило к уходу обратного луча из апертуры элементов ДИ. В качестве временного решения схема была переюстирована так, что без магнитного поля обратный луч не попадал в апертуру приемника, и сигнала с приемника не было, при включении магнитного поля обратный луч попадал в апертуру приемника, и наблюдался сигнал с приемника (рис. 24). В дальнейшем вместо уголкового отражателя было использовано плоское зеркало, расположенное под небольшим углом к прямому лучу, в результате чего реализовывалось необходимое смещение обратного луча для его отделения внутри модуля от прямого при помощи половинки сферического зеркала. Смещение плоского зеркала перпендикулярно прямому лучу не приводит к уходу обратного луча из апертуры приемника, и сигнал наблюдается во время всего измерения.

Предусмотрено, что после проведения экспериментов с КП, второй канал будет измерять линейную плотность за точкой остановки, в области, где магнитное поле втрое превышает магнитное поле в центре ловушки (рис. 25). За точкой остановки быстрых частиц существует только теплая компонента плазмы, вытекающая через пробки. Поэтому измерение линейной плотности этой компоненты позволит оценить продольные потери из ловушки. Для того, чтобы можно было перемонтировать канал, были рассчитаны и созданы необходимые компоненты.

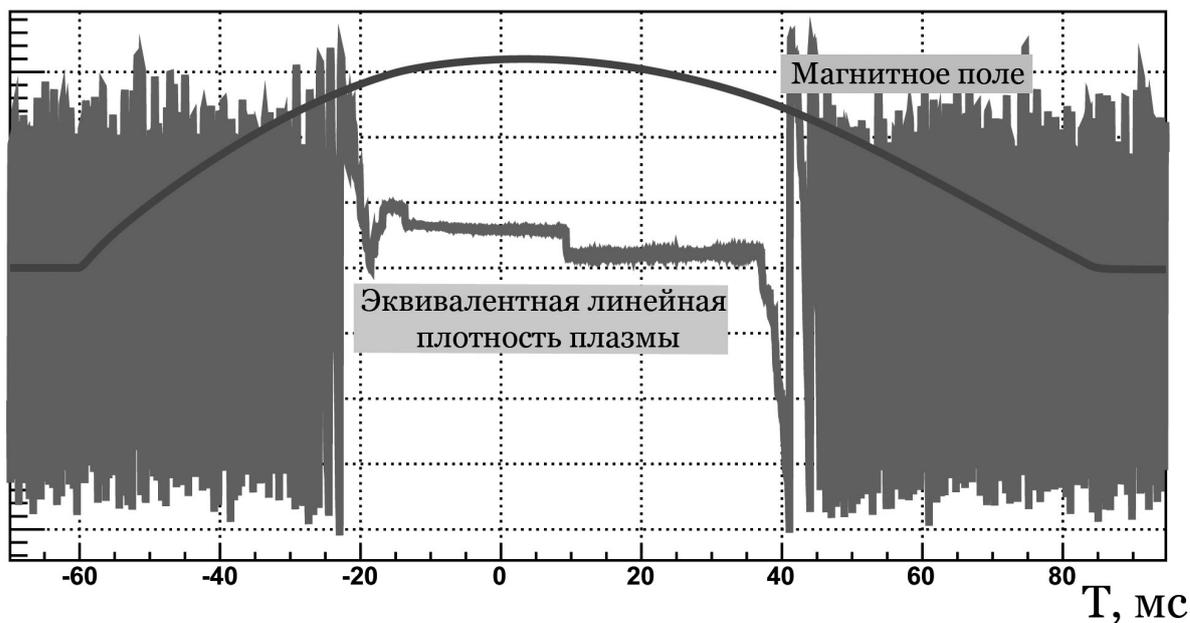


Рис. 24. Влияние магнитного поля при измерении линейной плотности. Набег фазы выражен в единицах линейной плотности. Участок с высокими шумами соответствует отсутствию попадания луча в приемник.

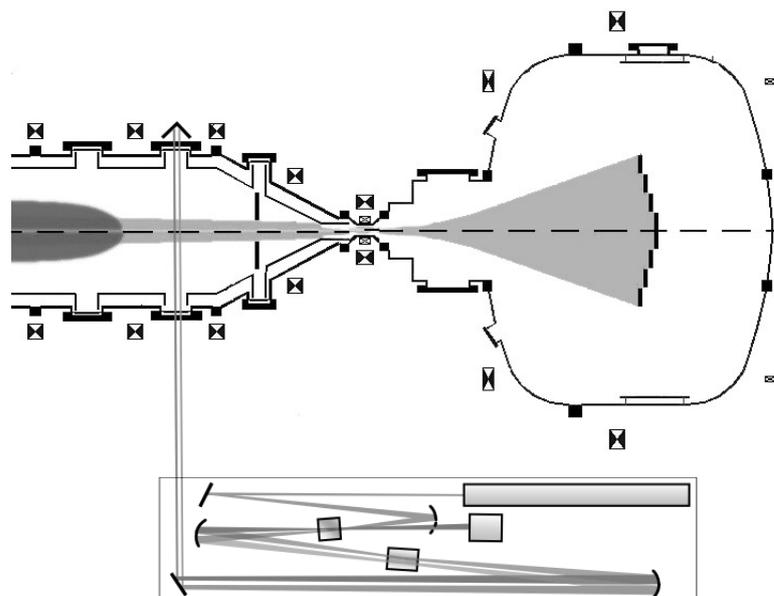


Рис. 25. Расположение второго канала ДИ на ГДЛ после завершения экспериментов с компактными пробкотронами.

## 1.8. Погрешность измерения линейной плотности плазмы

### 1.8.1. Погрешность измерений центрального канала ДИ

Погрешность измерения линейной плотности в центральном канале ДИ определяется шумами интерферометра, которые составляют шумы фотоприемника и разрешение АЦП, и точностью механизма восстановления фазы. Для определения уровня шумов были проведены измерения набег фазы в режиме работы ГДЛ без плазмы (рис. 26), в т. н. «фоновом» выстреле. Набег фазы на рис. 26 выражен в единицах

линейной плотности, среднеквадратичное отклонение составляет  $8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

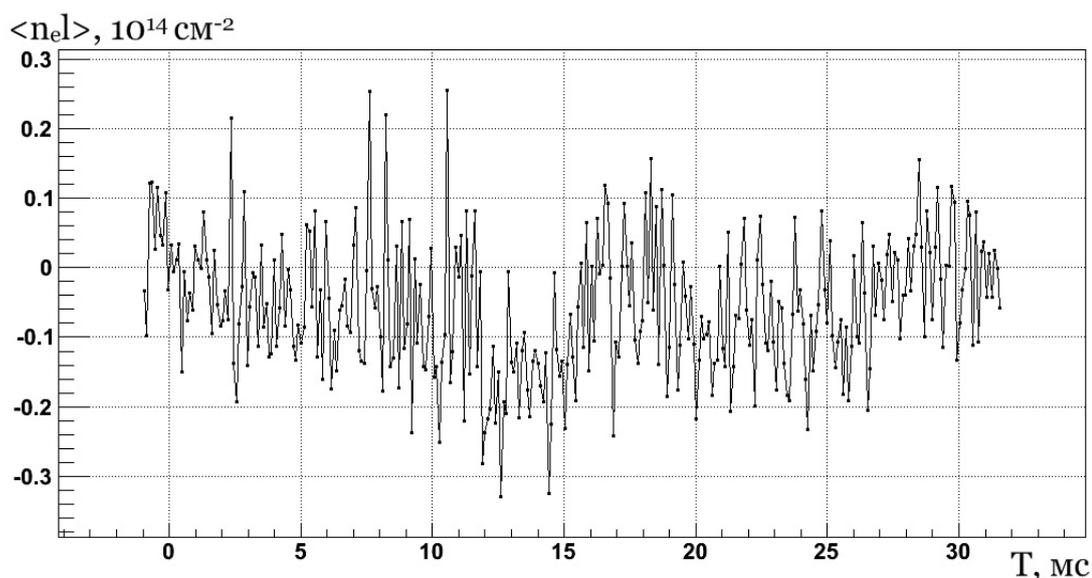


Рис. 26. Шумы центрального канала ДИ при измерении линейной плотности в выстреле без плазмы. Набег фазы выражен в единицах линейной плотности.

Для того, чтобы уменьшить влияние шумов на измерения в режимах работы с плазмой, проводятся усреднения линейной плотности по нескольким точкам (в результате чего временное разрешение снижается с 4 мкс до 100 мкс) и по нескольким выстрелам.

### 1.8.2. Погрешность измерений канала ДИ в компактном пробкотроне

Каналу ДИ в компактном пробкотроне присущи те же погрешности измерений, что и центральному каналу. Кроме того, появляется новый источник погрешности, связанный с особенностями измерений в компактном пробкотроне. Обратимся к рис. 27, на котором проведены измерения набега фазы в режиме работы ГДЛ без плазмы. Набег фазы на рис. 27 выражен в единицах линейной плотности. На данном графике набега фазы наблюдаются крупномасштабные колебания набега фазы. Начинаются колебания в момент времени  $T = -16 \text{ мс}$ , совпадающий с моментом времени включения системы магнитного поля установки, и имеют амплитуду, спадающую со временем. Кроме того, характер колебания воспроизводится от выстрела к выстрелу. Данные колебания имеют следующую природу. При включении системы магнитного поля установки в результате взаимодействия катушек, создающих магнитное поле и закрепленных на камере установки, части установки сдвигаются на несколько миллиметров. Смещение частей установки происходит тем сильнее, чем дальше расположены катушки от центральной плоскости ловушки. Не смотря на то, что плоское зеркало, пришедшее на замену уголкового отражателю, при сотрясении установки меньше влияет на смещение обратного луча, чем уголкового отражатель, и сохраняет обратный луч в области апертуры оптической системы, оно все же отклоняет обратный луч на конечный угол при смещении зеркала по вертикали и вдоль

луча. Отклонение обратного луча приводит к тому, что юстировка системы нарушается, и обратный луч распространяется не строго по центру ЭО ячейки, а смещается поперек ячейки из стороны в сторону с постепенно затухающей амплитудой колебаний. Электрической поле в ЭО ячейке неоднородно и спадает от оси ячейки к краям. Поэтому обратный луч, смещаясь поперек ячейки, в разных точках подвергается разной глубине модуляции, и получает разные дополнительные набеги фазы. Факт изменения глубины модуляции был прямо зафиксирован при измерениях. На рис. 28 показан сигнал с фотоприемника при необходимой глубине модуляции. Этот случай соответствует распространению обратного луча по центру ЭО ячейки. На рис. 29 показан сигнал с фотоприемника при недостаточной глубине модуляции. Этот случай соответствует распространению обратного луча вдали от оси ЭО ячейки. Программа восстановления фазы не может обрабатывать эти изменения в глубине модуляции, что приводит к колебаниям на графике набега фазы. Характер колебаний повторяется от выстрела к выстрелу. На интервале времени 0–10 мс, в течение которого происходит выстрел, наблюдается хорошее совпадение сигналов. Поэтому для борьбы с колебаниями набега фазы производились измерения в «фоновом» выстреле. В дальнейших измерениях с плазмой данный фон вычитался из восстановленного сигнала. При этом шумы интерферометра в единицах линейной плотности составляли  $\langle n_{el} \rangle \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ . Другим решением описанной проблемы является запланированная замена ЭО ячейки на ячейку с большей однородностью электрического поля.

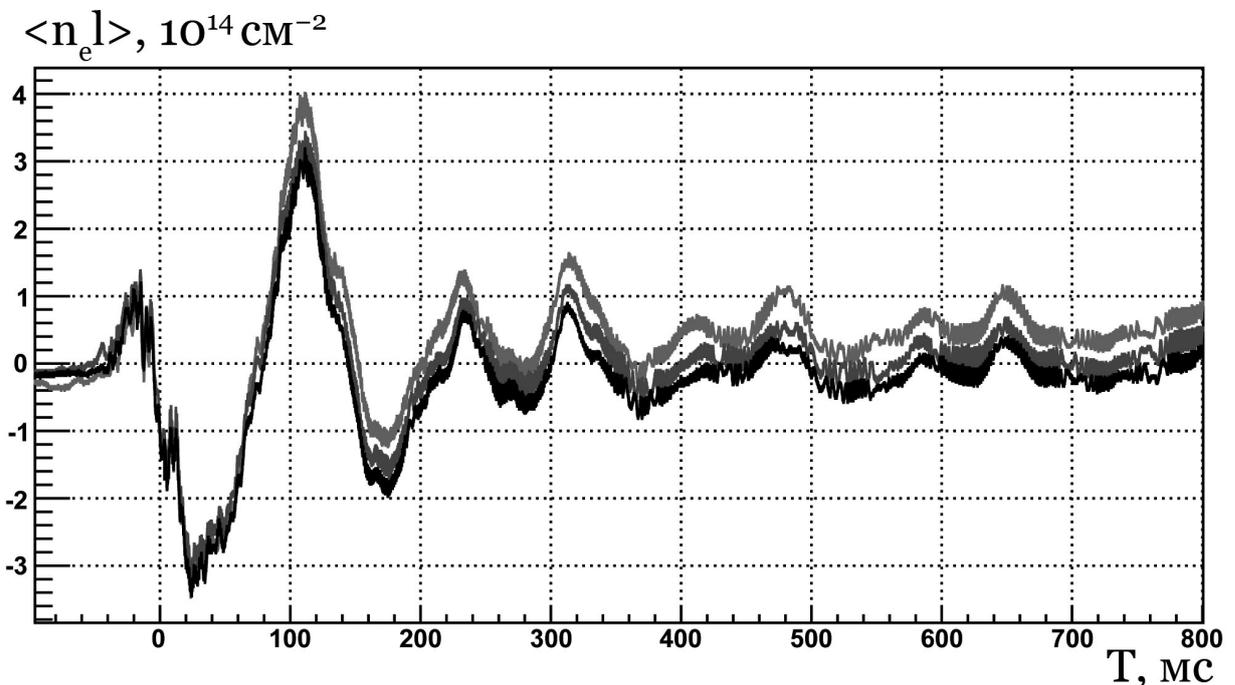


Рис. 27. Шумы канала ДИ в компактном пробкотроне при измерении линейной плотности в трех выстрелах без плазмы. Набег фазы выражен в единицах линейной плотности.

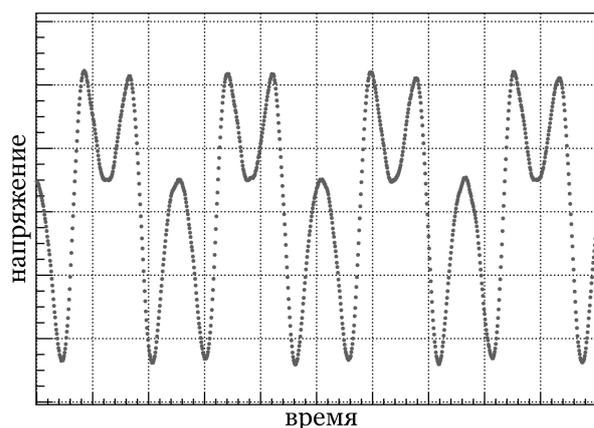


Рис. 28. Сигнал с фотоприемника при необходимой глубине модуляции. Измерение без магнитного поля установки.

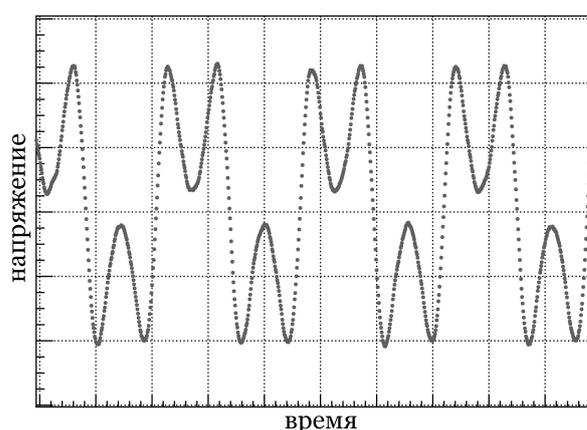


Рис. 29. Сигнал с фотоприемника при недостаточной глубине модуляции. Измерение с магнитным полем установки.

## 2. Результаты измерения линейной плотности плазмы в компактном пробкотроне

Кратко опишем сценарий типичного эксперимента по удержанию плазмы в газодинамической ловушке с использованием амбиполярных пробок.

В начале эксперимента с помощью генератора плазмы, расположенного в одном из торцевых баков, через приоткрытую пробку в ловушке создается холодная мишенная плазма. Затем пробка закрывается, и в центральную область установки производится инъекция пучков атомарного водорода. Чуть позже начинается работа нагревных инжекторов в компактных пробкотронах. Пучки водорода захватываются плазмой, образуя горячие ионы. После прекращения работы нагревных инжекторов следует распадный этап эксперимента. Горячие ионы тормозятся на холодной плазме, последняя вытекает через пробки. Во время всего эксперимента для поддержания материального баланса происходит поддув холодного газа в пробках.

Двухканальным дисперсионным интерферометром были проведены измерения линейной плотности плазмы в режимах работы газодинамической ловушки с инъекцией в компактные пробкотроны и без инъекции.

На рис. 30 показаны измерения линейной плотности плазмы в центральной области ГДЛ в выстрелах с инъекцией нейтральных атомов в компактные пробкотроны и без инъекции в компактные пробкотроны. В режиме с инъекцией в КП наблюдаются значения линейной плотности в центральном соленоиде, превышающие в 1,2 раза значения линейной плотности в центральном соленоиде в режиме без инъекции в КП. Мощность инъекции в КП составляла около трети от номинального значения. Данная величина мощности не достаточна для эффективного формирования плазмоида анизотропных горячих ионов в КП, создания запирающего амбиполярного потенциала и существенного подавления потерь из центрального соленоида.

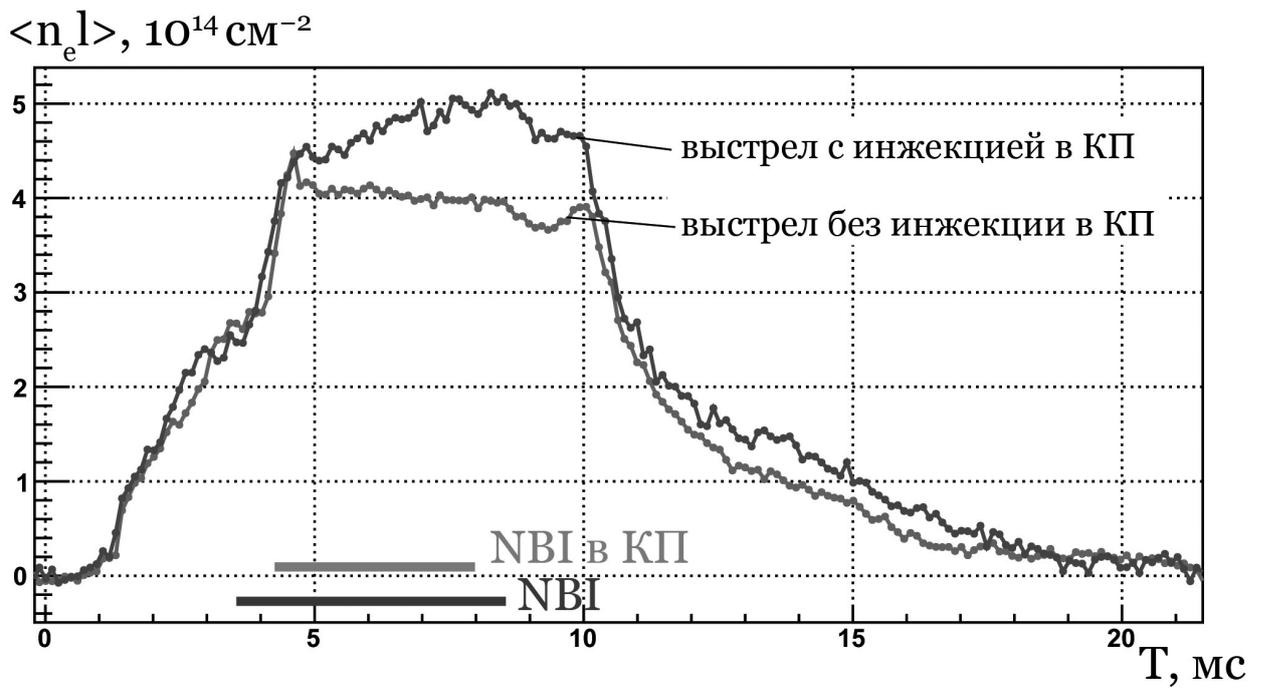


Рис. 30. Измерение линейной плотности плазмы в центральном сечении ГДЛ в выстреле с инъекцией в компактные пробкотроны и без инъекции.

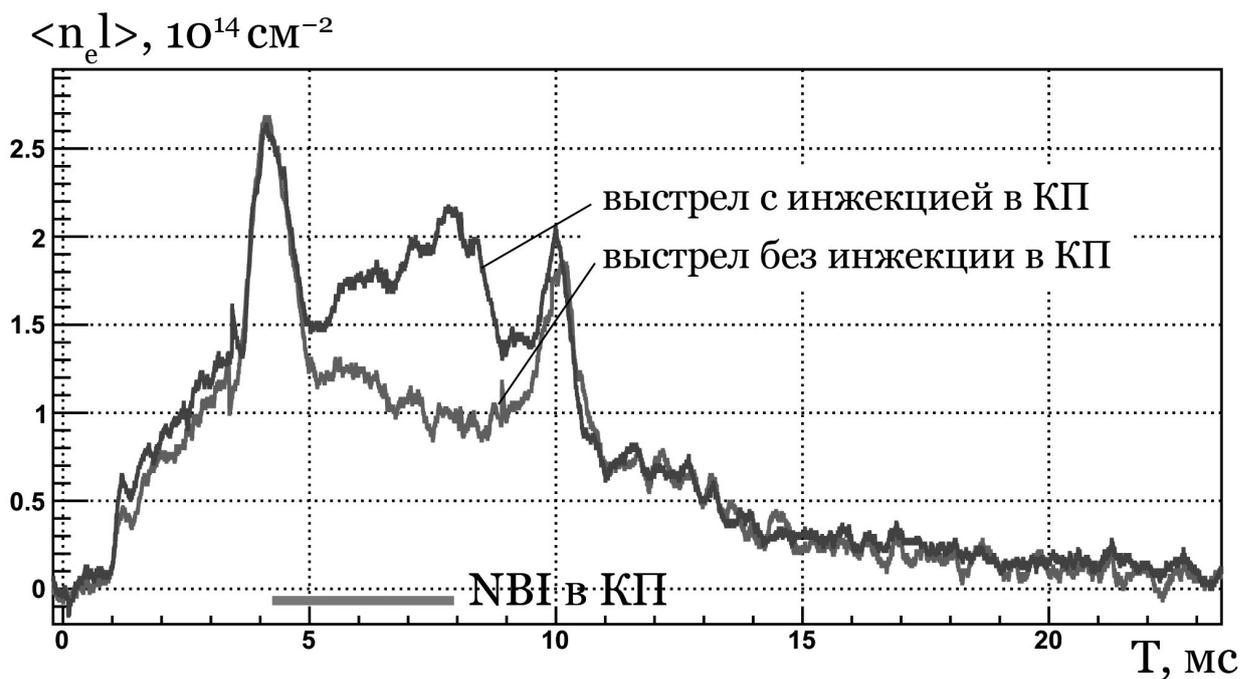


Рис. 31. Измерение линейной плотности плазмы в компактном пробкотроне в выстреле с инъекцией в компактные пробкотроны и без инъекции.

На рис. 31 приведены измерения линейной плотности плазмы в компактном пробкотроне в выстрелах с инъекцией нейтральных атомов в компактные пробкотроны и без инъекции в компактные пробкотроны. В режиме с инъекцией в КП наблюдаются значения линейной плотности в КП, превышающие в 2,1 раза значения линейной плотности в КП в режиме без инъекции в КП. В данных измерениях мощность

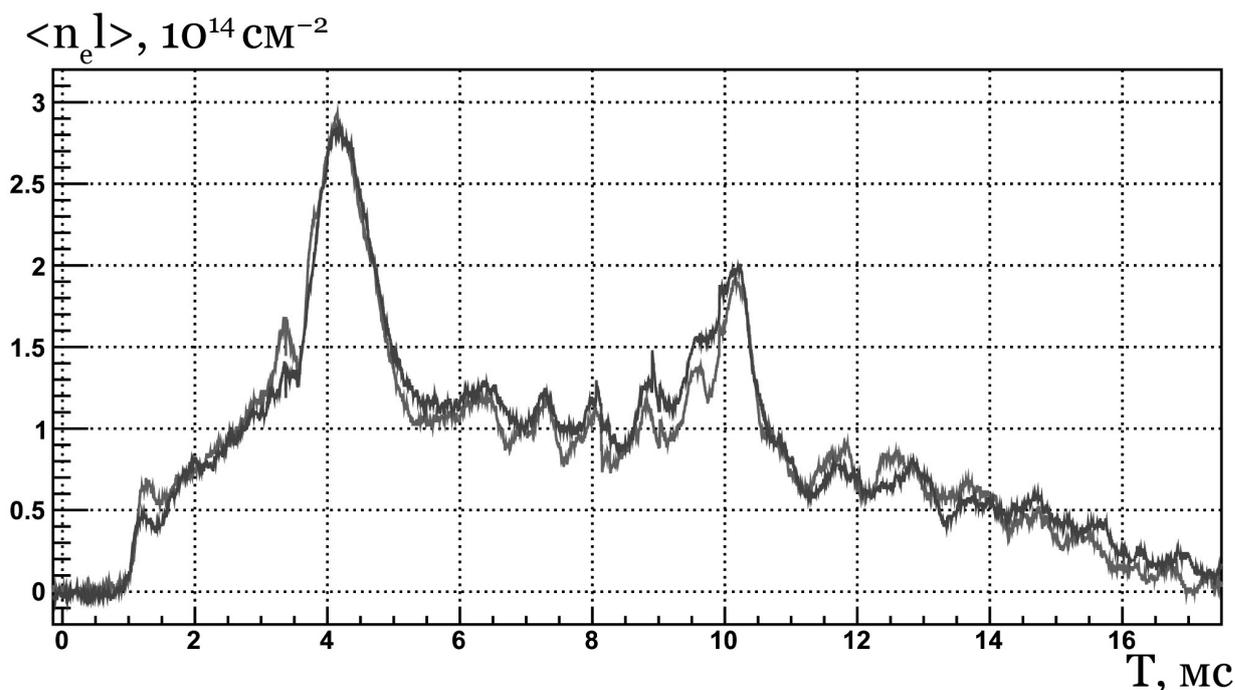


Рис. 32. Измерение линейной плотности плазмы в компактном пробкотроне в выстрелах без инъекции в компактные пробкотроны.

инъекции в КП также находилась на уровне, далеком от оптимального, поэтому существенного накопления горячих ионов в пробкотроне не происходило. В качестве подтверждения того, что данное повышенное значение линейной плотности в режиме с инъекцией в КП не связано с шумами, представим рис. 32. На рис. 32 показаны измерения линейной плотности в КП в выстрелах без инъекции в КП. Видно, что значения линейной плотности повторяются с хорошей точностью.

Система нейтральной инъекции в компактные пробкотроны ГДЛ находится в процессе выхода на требуемые параметры работы. Основная работа по изучению удержания плазмы в эксперименте с компактными пробкотронами только предстоит. Но уже можно сказать, что созданный для измерения линейной плотности плазмы в центральной области ГДЛ и в компактном пробкотроне двухканальный интерферометр успешно справляется с возложенной на него задачей и станет важным поставщиком информации в начинающихся экспериментах.

## Заключение

Сформулируем основные результаты представленной работы.

- 1) Разработан и смонтирован двухканальный дисперсионный интерферометр на установке ГДЛ для измерения линейной плотности плазмы в центральном сечении и в компактном пробкотроне. Минимально измеримая с помощью интерферометра линейная плотность равна  $\langle n_e l \rangle \approx 10^{13} \text{ см}^{-2}$  при временном разрешении 4 мкс.
- 2) Решена задача стабилизации длины волны излучения канала дисперсионного интерферометра в компактном пробкотроне. Для этого создана система активной стабилизации температуры лазера.
- 3) Впервые измерена линейная плотность плазмы в экспериментах с двумя компактными пробкотронами. В режиме с пониженной инжекцией нейтральных пучков в оба пробкотрона наблюдался рост линейной плотности плазмы в центральном сечении установки в 1,2 раза по сравнению с линейной плотностью плазмы в центральном сечении в режиме без инжекции в компактные пробкотроны. Линейная плотность плазмы в компактном пробкотроне увеличивалась в 2,1 раза в режиме с инжекцией в компактные пробкотроны.

## Список литературы

- [1] *Кругляков Э. П.* Методы оптической интерферометрии в системах с магнитным удержанием плазмы. — Новосибирск, 1986. — (Препринт/Ин-т ядер. физики СО АН СССР; 86–156).
- [2] Справочник «Физические величины». — М.: Энергоатомиздат, 1991.
- [3] *Мирнов В. В., Рютов Д. Д.* Газодинамическая ловушка. — Новосибирск, 1988. — (Препринт/Ин-т ядер. физики СО АН СССР; 88–70)
- [4] *Давыденко В. И., Иванов А. А., Козьминных Ю. Л., Коллеров Э. П., Котельников И. А., Мишагин В. В., Подыминогин А. А., Rogozin А. И., Роечко В. А., Росляков Г. В., Рютов Д. Д., Шрайнер К. К.* Экспериментальная модель газодинамической ловушки. — Новосибирск, 1986. — (Препринт/Ин-т ядер. физики СО АН СССР; 86–104).
- [5] *Drachev V. P., Krasnikov Yu. I., Bagryansky P. A.* Dispersion Interferometer for controled fusion devices. — Новосибирск, 1991. — (Препринт/Институт теплофизики СО АН СССР; 248–91).
- [6] *Bagryansky P.A., Khilchenko A.D., Kvashnin A.N., Lizunov A.A., Voskoboynikov R.V., Solomakhin A.L., Koslowski H.R.* Dispersion interferometer based on a CO<sub>2</sub> laser for TEXTOR and burning plasma experiments. //Review of Scientific Instruments. — 2006 — N 7. —P.053501-1-053501-7.
- [7] *А.Л. Соломахин, П.А. Багрянский, Р.В. Воскобойников и др.* Дисперсионный интерферометр на основе СО<sub>2</sub> лазера. // Приборы и техника эксперимента. — 2005. — N 5. — С.95–106.
- [8] *Димов Г. И., Закайдаков В. В., Кишиневский М. Е.* // Физика плазмы. — 1976. — Т 2. — С.597.
- [9] *Аникеев А. В., Багрянский П. А., Беклемишев А. Д., Лизунов А. А., Максимов В. В., Мурахтин С. В., Приходько В. В., Соломахин А. Л.* Подавление продольных потерь в газодинамической ловушке при помощи амбиполярной пробки. // Физика плазмы. — 2010. — Т 36. — N 5. — С.413–422.
- [10] *Anikeev A.V., Bagryansky P.A., Prikhodko V.V., Soldatkina E.I., Tsidulko Yu.A., Kolesnikov E.Yu., Lizunov A.A., Noack K., Konheiser J., Berger T.* "Study of High Temperature and High Density Plasmoids in Axially Simmetrical Magnetic Fields Wissenschaftlich-Technische Berichte, FZD-513 2009, ISSN 1437-322X.
- [11] *Львовский А. В.* Измерение линейной плотности плазмы в ГДЛ при помощи дисперсионного интерферометра: квалиф. работа ... бакалавра. — Новосибирск, 2009.

- [12] *Дмитриев В. Г., Тарасов Л. Г.* Прикладная нелинейная оптика. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004.
- [13] *Гончаренко А. М.* Гауссовы пучки света. — Минск: Наука и техника, 1977.
- [14] *Соломахин А. Л.* Дисперсионный интерферометр на основе CO<sub>2</sub> лазера: дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Новосибирск, 2006.
- [15] <http://www.dexterresearch.com>
- [16] <http://www.ispoptics.com>
- [17] <http://www.tydex.ru>
- [18] <http://www.eksmaoptics.com>
- [19] <http://www.synrad.com>
- [20] *Cantrell C. D. ed.* Multiple-Photon Excitation and Dissociation of Polyatomic Molecules, Springer Topics in Current Physics 35, Springer-Verlag, 1986.
- [21] <http://www.refractiveindex.info>
- [22] [http://www.kontel.ru/article\\_13.html](http://www.kontel.ru/article_13.html)
- [23] [http://logic-bratsk.ru/radio/pid/irt/main1\\_10.htm](http://logic-bratsk.ru/radio/pid/irt/main1_10.htm)
- [24] <http://www.hukseflux.com/thermalScience/thermalConductivity.html>
- [25] *Khil'chenko A. D., Kvashnin A. N., Ivanenko S. V., Zubarev P. V., Moisev D. V., Kovalenko Yu. V.* Data Recording System of a Dispersion Interferometer Based on a CO<sub>2</sub>-Laser. // Instruments and Experimental Techniques, — 2009. — Vol. 52. — N 3. — P. 382-393.
- [26] *Яриш А., Юх П.* Оптические волны в кристаллах. — М.: Мир, 1987.