

МИНИСТЕРСТВО  
ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ  
РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Федеральное агентство  
по образованию

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ

НОВОСИБИРСКИЙ  
ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ (НГУ)

физический факультет

Квалификационная работа на соискание  
степени бакалавра

Кафедра физики плазмы

Львовский Андрей Валерьевич

---

Измерение линейной плотности плазмы в газодинамической  
ловушке с помощью дисперсионного интерферометра

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

Новосибирск — 2009 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 . . . . .	6
<b>1. Создание дисперсионного интерферометра</b>	<b>8</b>
1.1. Гауссовы пучки . . . . .	8
1.2. Нелинейный кристалл . . . . .	10
1.3. Генерация второй гармоники . . . . .	14
1.4. Оптическая схема ДИ . . . . .	17
1.5. Система фазового детектирования . . . . .	20
1.6. Погрешности измерения линейной плотности плазмы . . . . .	21
<b>2. Результаты</b>	<b>22</b>
2.1. Временная зависимость линейной плотности плазмы в ГДЛ . . . . .	22
2.2. Плотности горячей и теплой компонент плазмы . . . . .	24
2.3. Порог возникновения желобковой неустойчивости при вихревом удержании плазмы . . . . .	27
<b>Заключение</b>	<b>30</b>
<b>Список литературы</b>	<b>31</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 есть только сумма 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

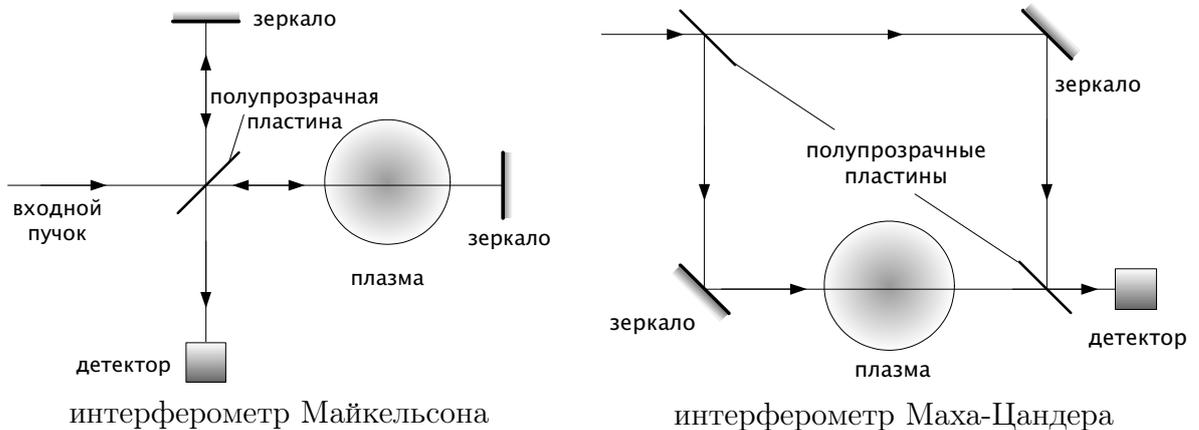


Рис. 1. Интерферометры с пространственным разделением каналов.

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.

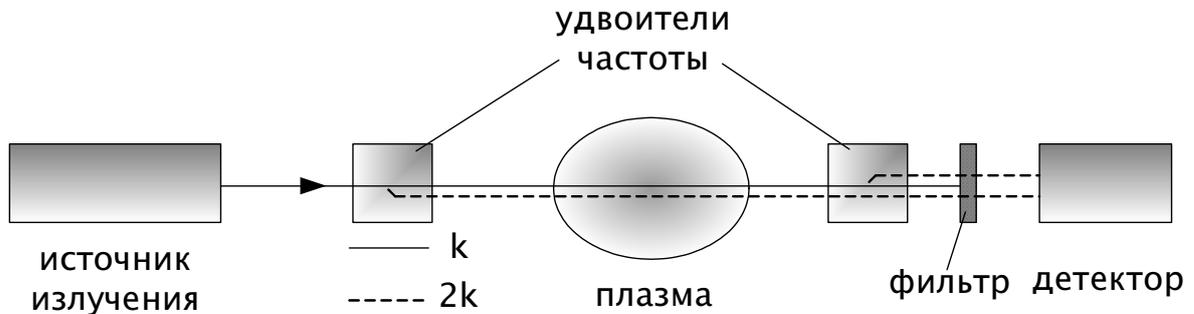


Рис. 2. Принципиальная схема дисперсионного интерферометра.

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 набег 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.

### 0.3. Дисперсионный интерферометр на газодинамической ловушке

Интерферометры, построенные по принципу ДИ, развиваются на токамаке ТЕХТОР [6] и газодинамической ловушке (ГДЛ) [5, 7]. В первой реализации ДИ на ГДЛ использовался в качестве источника излучения Nd: YAG-лазер с длиной волны  $\lambda = 1,06$  мкм. Для второй реализации был использован CO<sub>2</sub>-лазер с длиной волны  $\lambda = 9,57$  мкм. Причина выбора другого лазера с излучением с большей длиной волны состояла в том, что при такой длине волны набег фаз оказывается существенно большим, что повышает точность определения фазы. При этом сохраняются все преимущества излучения видимого диапазона по сравнению с субмиллиметровым: слабое влияние рефракции и существование достаточно качественных источников излучения, приемников, удвоителей и оптических материалов. Кроме того качество излучения имевшегося Nd: YAG-лазера было недостаточным для использования в ДИ.

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  $\sim 1$  м. Плазма в ловушке состоит из двух компонент: относительно холодной и плотной столкновительной плазмы с температурой около 100 эВ, удерживаемой в газодинамическом режиме, в котором длина свободного пробега иона относительно рассеяния в конус потерь 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.

Дисперсионным интерферометром на основе  $\text{CO}_2$ -лазера проводились измерения линейной плотности плазмы в той части ловушки, где отношение магнитного поля к полю в центральной области равно трем, — в области, где существует только холодная мишенная плазма, и отсутствует популяция быстрых ионов.

Во время удержания плазмы в ГДЛ, вблизи точек остановки создаются пики плотностей горячих ионов, приводящие к возникновению разности амбиполярных потенциалов между этими точками и центром установки. Амбиполярный потенциал ограничивает поток плазмы через области остановки и таким образом влияет на удержание плазмы. Значительным влияние потенциала становится при его величине порядка тепловой скорости электронов.

Величину амбиполярного потенциала можно найти, зная линейную плотность плазмы в центральной области ловушки. Для решения задачи измерения линейной плотности был создан дисперсионный интерферометр.

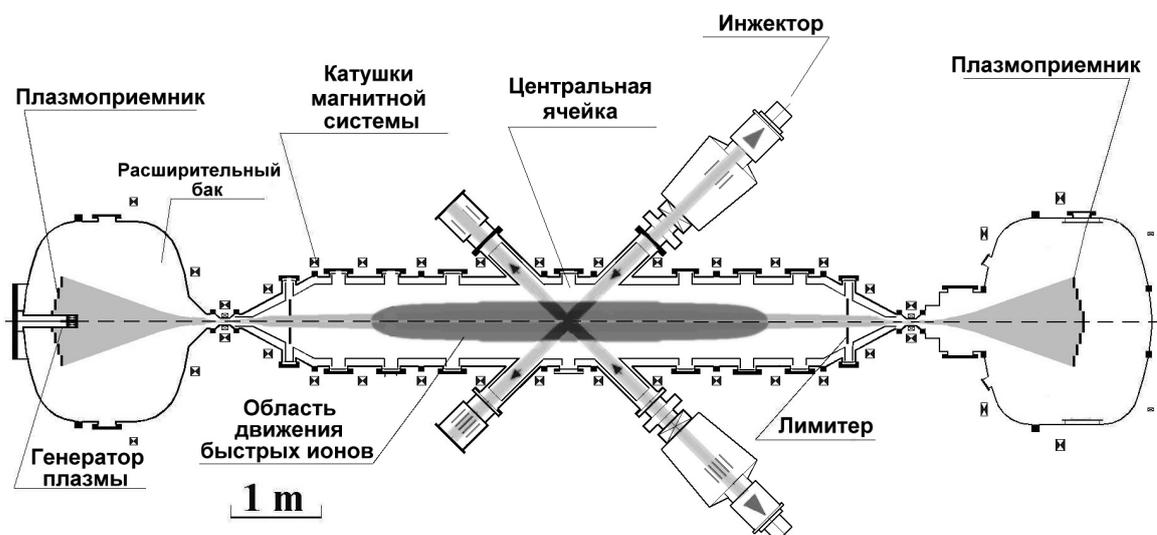


Рис. 3. Газодинамическая ловушка.

Расстояние между пробками	7 м
Магнитное поле в центре	0,3 Тл
в пробках	$\approx 10$ Тл
Плотность мишенной плазмы	$3 \div 6 \cdot 10^{13}$ см <sup>-3</sup>
радиус в центральной области	12 $\div$ 13 см
электронная температура	> 100 эВ
Энергия атомарных пучков	20 $\div$ 25 кэВ
время работы	4,5 $\div$ 5,5 мс
Средняя захваченная плазмой мощность	$\approx 2$ МВт
Угол инжекции	45°
Плотность быстрых ионов в точке остановке	$10^{13} \div 10^{14}$ см <sup>-3</sup>
Средняя энергия быстрых ионов	$\approx 10$ кэВ
Максимальное локальное отношение $\Delta B/B$	0,29

Таблица 1. Параметры ГДЛ.

## 1. Создание дисперсионного интерферометра

### 1.1. 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:

$$\Delta E - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0. \quad (13)$$

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

$$u = A(x, y, z) \exp(i\omega t - i\vec{k}\vec{r}), \quad (14)$$

где амплитуду поля волны  $A$  считаем изменяющейся достаточно медленно во времени и в пространстве:  $\partial A/(\omega \partial t) \ll A$ ,  $\partial A/(\vec{k}\partial\vec{r}) \ll A$ . Подставляя это решение в волновое уравнение (13), 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:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial A}{\partial z} = 0. \quad (15)$$

Это уравнение называется параболическим.

Решением уравнения (15), обладающим круговой симметрией, является гауссов пучок, нулевая мода которого выглядит следующим образом [9]:

$$A(x, y, z) = A_0 \frac{\omega_0}{\omega} \exp\left(-i \frac{k(x^2 + y^2)}{2R} - \frac{x^2 + y^2}{\omega^2} + i \arctan\left(\frac{2(z - z_0)}{k\omega_0^2}\right)\right). \quad (16)$$

Первое слагаемое в показателе экспоненты (16) описывает волновой фронт пучка, второе — поперечный размер пучка и третье — отличие фазы пучка от фазы плоской волны.

Уравнение (15) допускает более общее решение в виде эллиптических гауссовых пучков. Которое для нулевой моды имеет вид:

$$A(x, y, z) = A_0 \sqrt{\frac{\omega_{0x}\omega_{0y}}{\omega_x\omega_y}} \exp\left(-i\frac{kx^2}{2R_x} - i\frac{ky^2}{2R_y}\right) \exp\left(-\frac{x^2}{\omega_x^2} - \frac{y^2}{\omega_y^2}\right) \exp\left(\frac{i}{2}\delta_x + \frac{i}{2}\delta_y\right), \quad (17)$$

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:

$$\omega_{x,y}^2(z) = \omega_{0x,0y}^2 \left(1 + \frac{4(z - z_{0x,0y})^2}{k^2\omega_{0x,0y}^4}\right), \quad (18)$$

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

$$R_{x,y}(z) = (z - z_{0x,0y}) \left(1 + \frac{k^2\omega_{0x,0y}^4}{4(z - z_{0x,0y})^2}\right), \quad (19)$$

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:

$$\frac{1}{R_2} = \frac{1}{R_1} - \frac{1}{F}. \quad (20)$$

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 [10]:

$$\omega_{0x,0y}^2 = \frac{4R_{x,y}^2\omega_{x,y}^2}{4R_{x,y}^2 + k^2n^2\omega_{x,y}^4}; \quad z_{0x,0y} = -\frac{R_{x,y}k^2n^2\omega_{x,y}^4}{4R_{x,y}^2 + k^2n^2\omega_{x,y}^4}, \quad (21)$$

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

## 1.2. 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:

$$P_i = \alpha_{ik} E_k, \quad (22)$$

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

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

$$\vec{D} = \vec{E} + 4\pi\vec{P}, \quad (23)$$

с учетом (22) получаем:

$$D_i = E_i + 4\pi\alpha_{ik} E_k = (\delta_{ik} + 4\pi\alpha_{ik}) E_k, \quad (24)$$

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

$$\varepsilon_{ik} = \delta_{ik} + 4\pi\alpha_{ik}. \quad (25)$$

Учтем зависимость тензора восприимчивости среды от напряженности поля:

$$P_i = \alpha_{ik}(\vec{E}) E_k. \quad (26)$$

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

$$\alpha_{ik}(\vec{E}) = \alpha_{ik} + \chi_{ikj} E_j, \quad (27)$$

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  $P_{\text{НЛ}i}$ :

$$P_i = P_{\text{Л}i} + P_{\text{НЛ}i}, \quad (28)$$

где

$$P_{\text{Л}i} = \alpha_{ik} E_k, \quad (29)$$

$$P_{\text{НЛ}i} = \chi_{ikj} E_k E_j. \quad (30)$$

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  $\omega$  [8]:

$$E_\omega = A \cos(\omega t - kz). \quad (31)$$

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

$$P_{2\omega} = B \cos(2\omega t - 2kz). \quad (32)$$

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:

$$\Phi(z') = 2\omega t - 2kz'. \quad (33)$$

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:

$$\varphi(z') = 2\omega t - 2kz' - K(z - z'), \quad (34)$$

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  $z'$ :

$$\begin{aligned} E_{2\omega} &= C \int_0^z \cos(\varphi(z')) dz' = C \int_0^z \cos(2\omega t - 2kz' - K(z - z')) dz' = \\ &= C \frac{\sin(2\omega t - Kz + (K - 2k)z) - \sin(2\omega t - Kz)}{(K - 2k)} = \\ &= \frac{2C}{K - 2k} \sin \frac{(K - 2k)z}{2} \cos \left( 2\omega t - Kz + \frac{(K - 2k)z}{2} \right). \end{aligned} \quad (35)$$

Тогда амплитуда волны второй гармоники с точке  $z$ :

$$A_{2\omega}(z) = Cz \operatorname{sinc} \left( \frac{\Delta kz}{2} \right), \quad (36)$$

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

$$\Delta k = K - 2k. \quad (37)$$

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

$$\Delta k = 0, \quad (38)$$

или, обращаясь к определению волновой расстройки (37), в случае:

$$n(2\omega) = n(\omega). \quad (39)$$

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:

$$\varepsilon_{ik} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{22} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{pmatrix}. \quad (40)$$

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

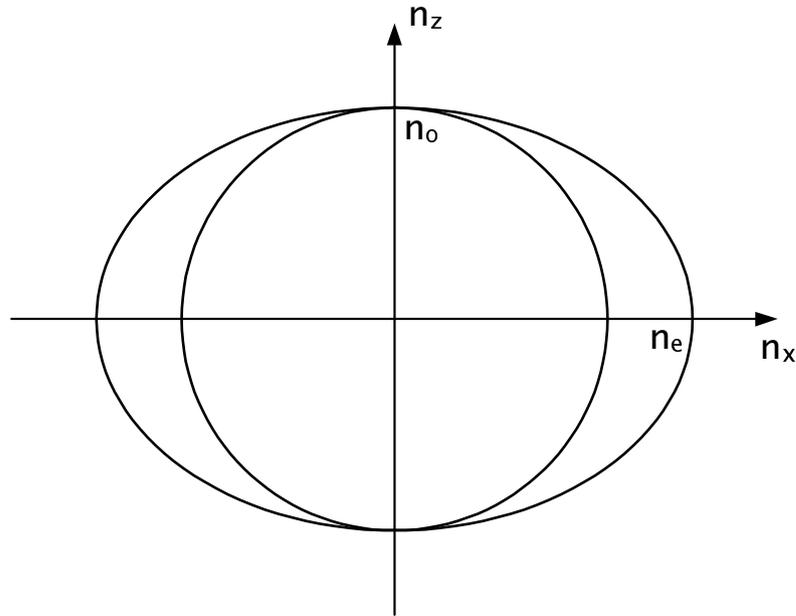


Рис. 4. Индикатрисы показателя преломления одноосного кристалла.

На рис. 4 показаны сечения индикатрис показателя преломления в положительном одноосном кристалле. Для положительного 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.

На рис. 5 показаны сечения индикатрис показателя преломления положительного одноосного кристалла для основной частоты (пунктирные линии) и второй гармоники (непрерывные линии). Из рисунка видно, что в направлениях, показанными стрелками, выполняется условие фазового синхронизма (39), то есть показатели преломления необыкновенной волны первой гармоники и обыкновенной волны второй гармоники равны. Для выполнения условия синхронизма (38) 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 необыкновенной, а волна второй гармоники — обыкновенной. Это направление называется направлением синхронизма, а угол  $\theta_{syn}$  — углом синхронизма.

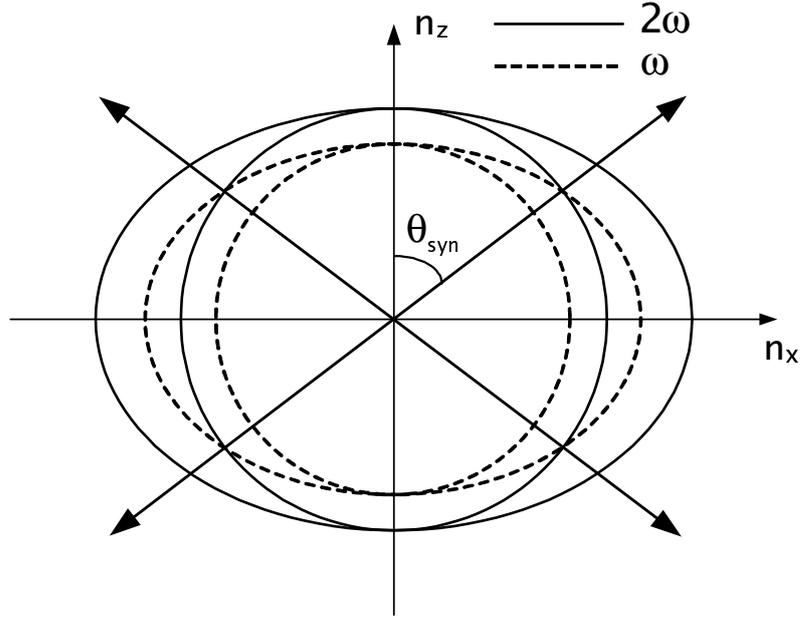


Рис. 5. Фазовый синхронизм в положительном одноосном кристалле.

Угол синхронизма определяется следующим соотношением:

$$\cos \theta_{syn} = \frac{n_{o1}}{n_{o2}} \sqrt{\frac{n_{o2}^2 - n_{e1}^2}{n_{o1}^2 - n_{e1}^2}}; \quad (41)$$

### 1.3. Генерация второй гармоники

Для определения необходимой величины фокусировки излучения первой гармоники в кристалл был проведен следующий численный эксперимент, в котором излучение лазера при помощи линзы фокусировалось в положительный одноосный кристалл ZnGeP<sub>2</sub> (рис. 6).

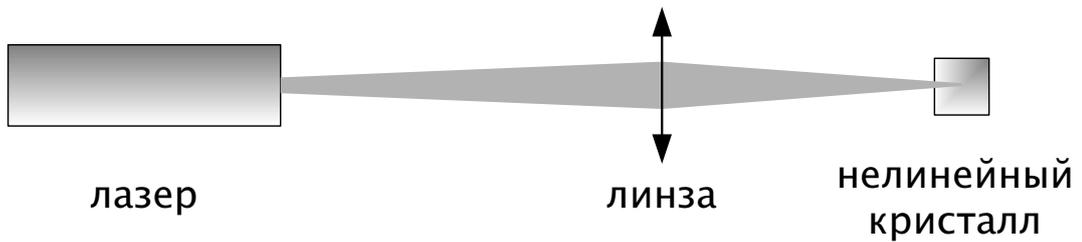


Рис. 6. Схема для расчета генерации второй гармоники.

Мощность второй гармоники в сфокусированном гауссовом пучке дается следующим выражением [8]:

$$P_2 = \frac{32\pi^2 (\vec{e}_2 \chi : \vec{e}_1 \vec{e}_1)^2 P_1^2 l \omega^3 \omega_{0x}}{\omega_{0y} c^4 n_2 n_1} \exp(-\delta' l) h. \quad (42)$$

Поясним входящие в формулу (42) обозначения.

Здесь  $\vec{e}_1$  и  $\vec{e}_2$  — векторы поляризации волн первой и второй гармоник соответственно;  $\chi$  — тензор квадратичной нелинейной восприимчивости кристалла;  $(\vec{e}_2\chi : \vec{e}_1\vec{e}_1)$  — условно-векторная запись, которая для кристалла ZnGeP<sub>2</sub> конкретизируется в  $\frac{d_{14}}{2} \sin 2\theta \cos 2\varphi$ ;  $d_{14}$  — ненулевая компонента тензора нелинейной восприимчивости  $\chi$ . Угол  $\theta$  отсчитывается от оптической оси  $z$  и для эффективной генерации второй гармоники должен быть равен  $\pi/2$ ; угол  $\varphi$  отсчитывается от кристаллографической оси  $x$  в плоскости перпендикулярной оптической оси, и для максимизации генерации второй гармоники должно выполняться условие  $\varphi = 0$ .

$P_1$  — мощность первой гармоники;

$l$  — длина кристалла;

$\omega$  — частота волны первой гармоники;

$\omega_{0x}$  и  $\omega_{0y}$  — минимальные радиусы волны первой гармоники по осям  $x$  и  $y$  соответственно;

$c$  — скорость света;

$n_1$  и  $n_2$  — показатели преломления кристалла для волн первой и второй гармоник. Они находятся из уравнения Селлмейера для показателя преломления обыкновенной  $n_o$  и необыкновенной  $n_e$  волн для кристалла ZnGeP<sub>2</sub> [11]:

$$n_o^2 = 9.7456 + \frac{0.7096}{\lambda^2 - 0.1169} - 0.00271\lambda^2, \quad (43)$$

$$n_e^2 = 10.0039 + \frac{0.7205}{\lambda^2 - 0.1531} - 0.00279\lambda^2, \quad (44)$$

где  $\lambda$  — длина волны, измеряемая в мкм;

$\delta' = \delta_1 + \delta_2/2$ , где  $\delta_1$  и  $\delta_2$  — коэффициенты поглощения по интенсивности для волн первой и второй гармоник соответственно. Определяются по рис. 7;

за  $h$  в формуле (42) обозначено:

$$h = \frac{2\sqrt{\pi^3}}{\xi} \exp(\mu l \delta) \int_{-\infty}^{\infty} \exp(-4s_x^2) |H(s_x)|^2 ds_x. \quad (45)$$

Поясним входящие в формулу (45) обозначения.

Здесь  $\xi$  — параметр фокусировки, равный отношению длины кристалла к продольному размеру фокального пятна:

$$\xi = \frac{l}{k\omega_0^2}; \quad (46)$$

$\mu$  определяет относительное положение фокуса внутри кристалла:

$$\mu = \frac{l - 2z_0}{l}; \quad (47)$$

$\delta = \delta_1 - \delta_2/2$ ;

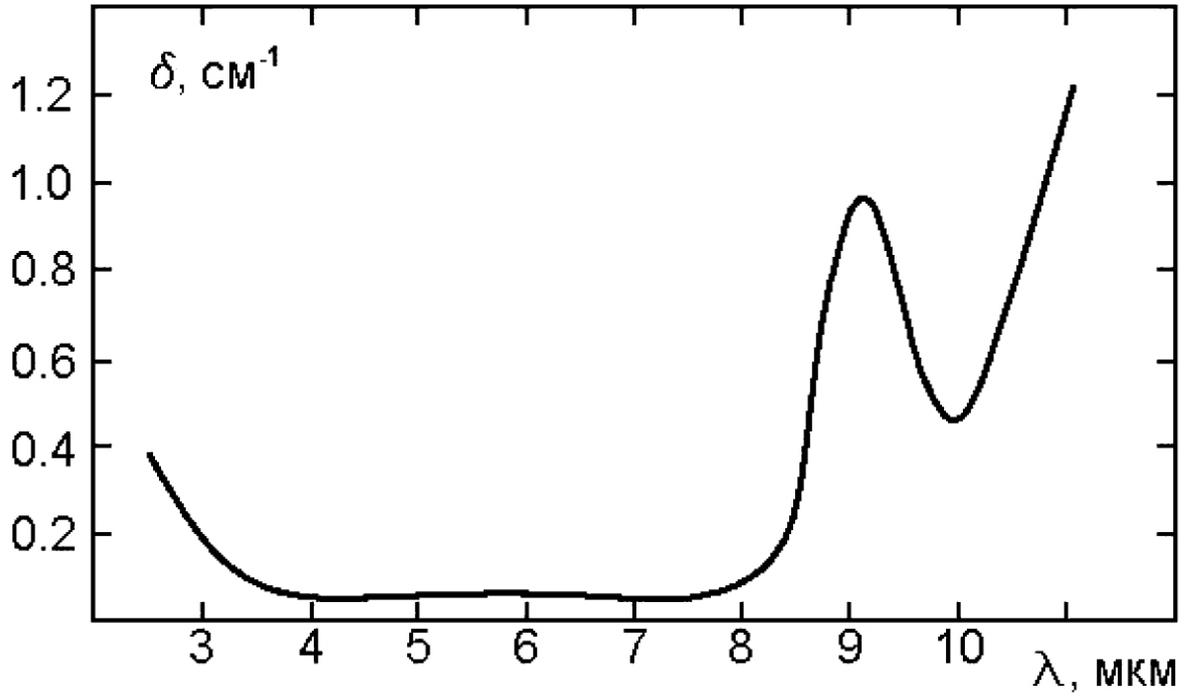


Рис. 7. Зависимость коэффициента поглощения в кристалле  $\text{ZnGeP}_2$  от длины волны [12].

$H$  — так называемая апертурная функция:

$$H = \frac{1}{2\pi} \int_{-\xi(1-\mu)}^{\xi(1+\mu)} \frac{\exp((i\nu - b\delta/2)T_x)}{\sqrt{1 - iT_x} \sqrt{1 - i\left(\frac{T_x\omega_{0x}^2}{\omega_{0y}^2} + \frac{2(z_{0x} - z_{0y})}{k\omega_{0y}^2}\right)}} dT_x \quad (48)$$

Поясним входящие в формулу (48) обозначения.

$b = k\omega_0^2$  — так называемый конфокальный параметр;

за  $\nu$  обозначено:

$$\nu = k\omega_x^2\Delta k/2 + 4\alpha s_x, \quad (49)$$

где  $\alpha = \beta k\omega_{0x}/2$ ;  $\beta$  — угол между вектором Пойнтинга  $\theta_k$  и волновым вектором в кристалле, определяемый соотношением:

$$\tan \beta = \frac{(n_e^2/n_o^2 - 1) \tan \theta_k}{n_e^2/n_o^2 + \tan^2 \theta_k}. \quad (50)$$

Мощность первой гармоники  $P_1$  принималась равной 15 Вт, длина волны излучения  $\lambda = 9,57$  мкм. Кристаллом являлся  $\text{ZnGeP}_2$  с  $d_{14} = 111$  пм/В [13]. Расчет проводился при условии нулевой волновой расстройки  $\Delta k = 0$ , без учета отражений от граней кристалла и без учета тепловых эффектов. Результат расчета плотности мощности первой гармоники  $S_1$  и мощности второй гармоники  $P_2$  в зависимости от минимального радиуса пучка первой гармоники в кристалле представлен на рис. 8. Видно, что максимальная эффективность преобразования наблюдается при радиу-

се пучка первой гармоники  $\omega_0 \approx 0,0044$  см. Было принято решение использовать в качестве рабочего  $\omega_0 = 0,025$  см, при таком значении  $\omega_0$  величина плотности мощности первой гармоники составляет  $S_1 \approx 7,6$  кВт/см<sup>2</sup>, что удовлетворяет условию на плотность мощности в кристалле, не приводящую к выходу кристалла из строя [14].

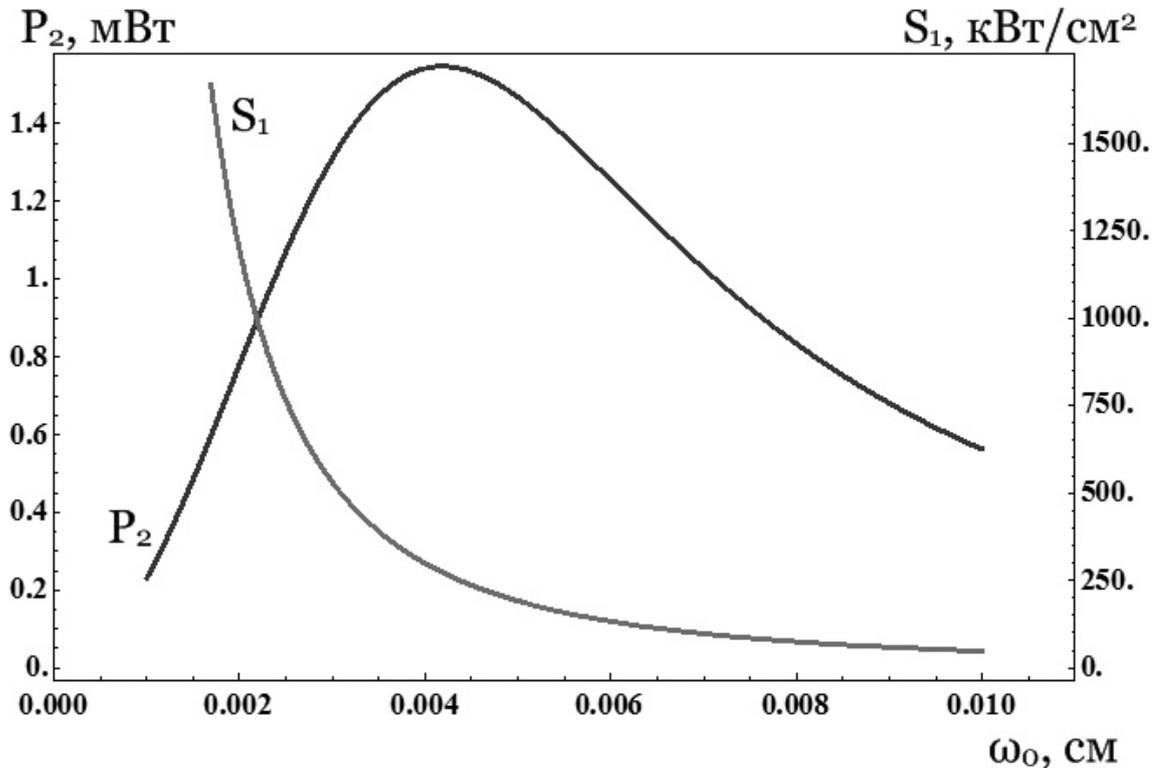


Рис. 8. Зависимость мощности второй гармоники  $P_2$  и максимальной плотности мощности первой гармоники  $S_1$  от минимального радиуса  $\omega_0$  пучка первой гармоники в кристалле.

Из рис. 8 также видно, при более жесткой фокусировке мощность первой гармоники падает, несмотря на то, что плотность мощности первой гармоники растет. Это можно объяснить тем, что при уменьшении фокусного расстояния линзы увеличивается расходимость излучения первой гармоники, что ведет к уменьшению длины, на которой происходит генерация второй гармоники.

#### 1.4. Оптическая схема ДИ

После нахождения требуемой фокусировки излучения первой гармоники в кристалл, в приближении гауссовых пучков была рассчитана следующая схема (рис. 9). 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 уголковом отражателе. Далее луч распространяется через систему в обратном направлении, и поскольку на уголковом отражателе обратный луч смещается относительно прямого — это позволяет отделить обратный луч после про-

хождения 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.

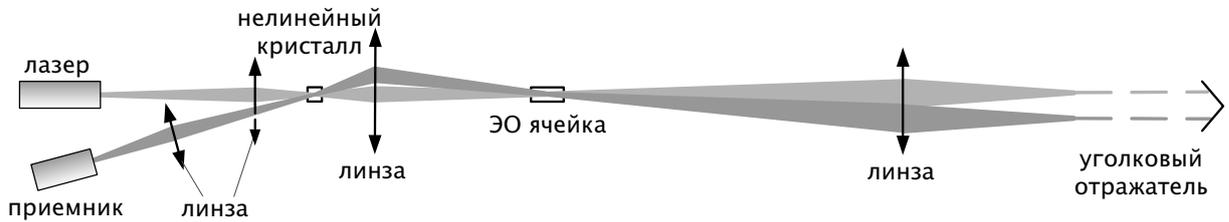


Рис. 9. Основные элементы оптической схемы ДИ.

Приведенные соображения и расчеты позволяют реализовать на основе ДИ двухпроходной интерферометр, основные элементы которого располагаются компактно на жестко закрепленном столе вне камеры экспериментальной установки. Исключение должны составить только окно для ввода излучения в вакуумную камеру и ретро-рефлектор, который можно расположить 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 уголкового отражателя — 4,5 м. Основная часть ДИ была размещена на оптической плите следующим образом (рис. 10).

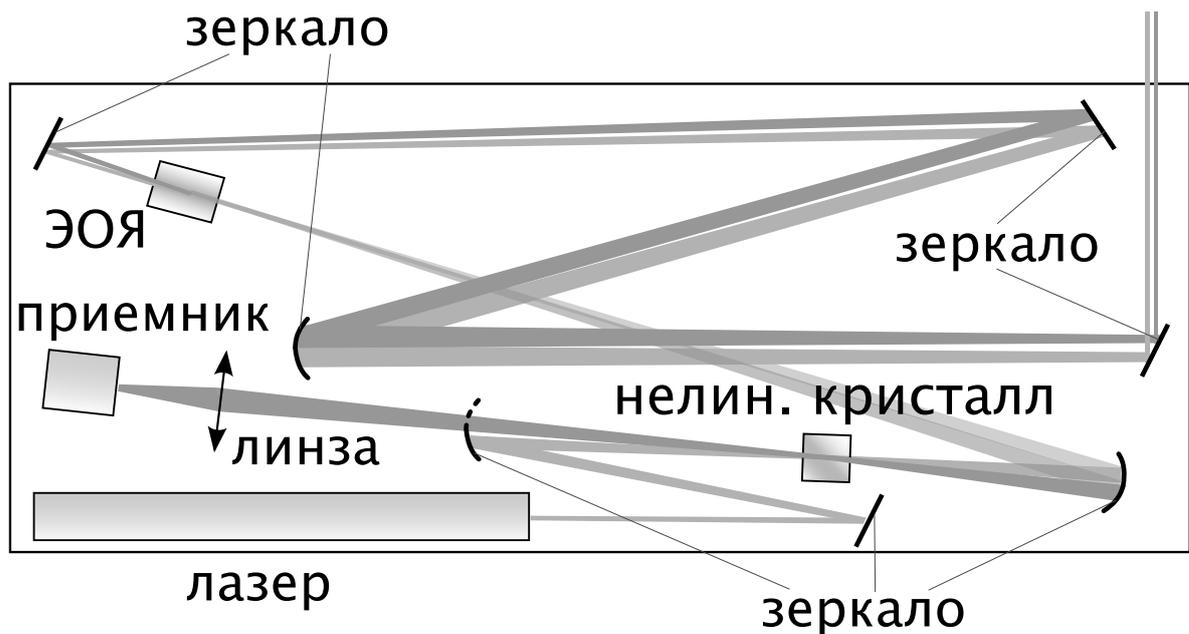


Рис. 10. Оптическая схема ДИ.

Вместо линз применялись сферические зеркала. Использование линз для фоку-

сировки 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 с длиной 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, о чем далее будет сказано подробнее, 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.

Схема измерения линейной плотности в ГДЛ показана на рис. 11. Измерения проводились в центральной области ловушки. Луч попадал в установку через окно из  $\text{BaF}_2$  на фланце, проходил внутри камеры под углом  $45^\circ$  к продольной оси установки и отражался уголковым отражателем.

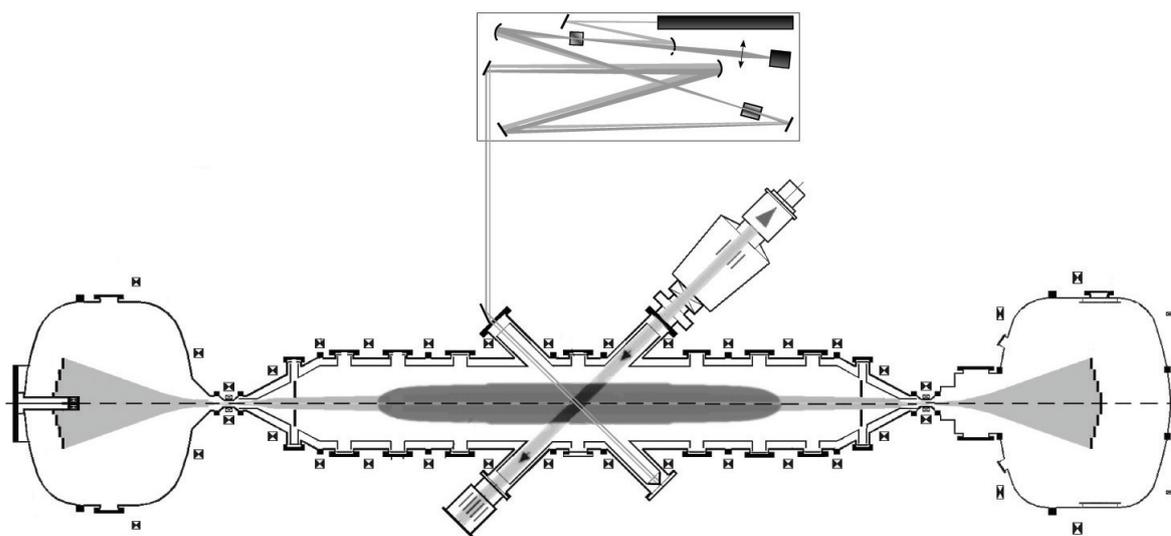


Рис. 11. Расположение ДИ на ГДЛ.

## 1.5. Система фазового детектирования

Как видно из (4), в ДИ приемник регистрирует изменение интенсивности, которая пропорциональна косинусу набега фазы в плазме. Поскольку косинус не является монотонной 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 представляла собой кристалл из GaAs длиной 55 мм и поперечными размерами  $10 \times 5$  мм. В обычном состоянии GaAs имеет кубическую кристаллическую решетку и изотропен для излучения. При наложении на кристалл электрического поля за счет электрооптического эффекта кристалл приобретает свойства двухосного. Кристалл вырезан относительно кристаллографических осей так, что при наложении электрического поля главные оси эллипсоида показателя преломления кристалла ориентируются следующим образом: вдоль электрического поля, вдоль направления распространения излучения и перпендикулярно этим направлениям. При этом показатель преломления для волн, поляризованных вдоль электрического поля, остается неизменным (как в изотропном кристалле), а для волн, поляризованных перпендикулярно электрическому полю, изменяется пропорционально напряженности поля. Так как первая и вторая гармоники ориентированы в перпендикулярных направлениях, то ориентацией кристалла можно добиться того, что набег фазы после прохождения ЭО ячейки для одной из волн изменяется пропорционально электрическому полю, а для другой волны остается неизменным.

ЭО ячейка изменяет набег фазы для одной из 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:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(u \sin(\omega t) + \Delta\varphi), \quad (51)$$

где  $u$  — коэффициент, пропорциональный амплитуде напряжения на электрооптической ячейке. При специально подобранной амплитуде этого осциллирующего слагаемого, 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. Напряжение на ЭО ячейке задавалось такое, при котором коэффициент  $u = \pi$ .

Использовался следующий способ вычисления фазы:

1. Производилась одновременная оцифровка временных зависимостей напряжений на ЭО ячейке и сигнала с детектора;

2. Так как сигнал с детектора имеет вид  $A + B \sin(\pi \sin(\omega t) + \Delta\varphi)$ , где  $A, B$  — заметно изменяются за время много большее периода модуляции фазы, то в каждом периоде из сигнала вычиталась постоянная составляющая и производилась его

нормировка на единицу;

3. Находились точки пересечения напряжения на ЭО ячейке с нулевым уровнем, в этих точках вычислялся  $\arcsin$  сигнала;

4. Анализируя знак сигнала и его производной, определялась четверть, в которой находится фаза. Затем вычислялась полная фаза, из которой находилось изменение  $\langle n_{el} \rangle$  по формуле (11).

## 1.6. Погрешности измерения линейной плотности плазмы

Погрешность измерения линейной плотности определяется шумами интерферометра, которые составляют шумы фотоприемника и разрешение АЦП, и точностью механизма восстановления фазы. Для определения уровня шумов были проведены измерения набега фазы в режиме работы ГДЛ без плазмы (рис. 12), в т. н. «фоновом» выстреле. Набег фазы на рис. 12 выражен в единицах линейной плотности, среднеквадратичное отклонение составляет  $8 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ .

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.

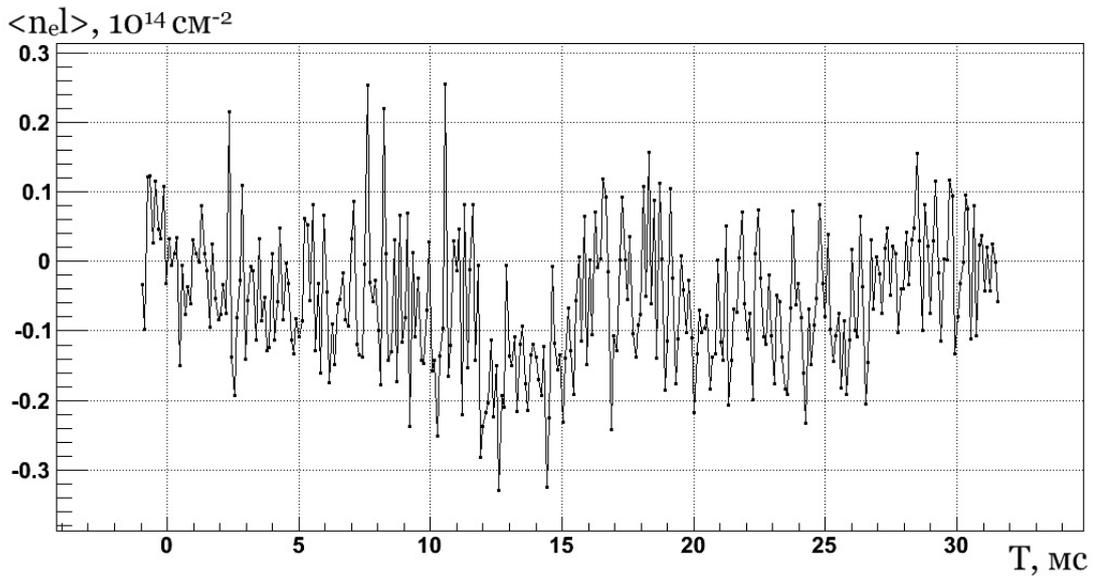


Рис. 12. Шумы ДИ при измерении линейной плотности в выстреле без плазмы.

## 2. Результаты

Дисперсионным интерферометром были проведены измерения линейной плотности плазмы в различных режимах работы газодинамической ловушки.

### 2.1. Временная зависимость линейной плотности плазмы в ГДЛ

Кратко опишем сценарий типичного эксперимента по удержанию плазмы в газодинамической ловушке.

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 инжекция пучков атомарного водорода. 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.

Для демонстрации поведения линейной плотности плазмы в центральной части ловушки были проведены измерения линейной плотности с помощью дисперсионного интерферометра.

Результат измерения линейной плотности плазмы в режиме работы ГДЛ с максимальным энергосодержанием плазмы ( $\sim 1$  кДж) представлен на рис. 13. Работа нагревных инжекторов начинается в момент времени  $T = 3,6$  мс и длится около 5 мс. Начальный пик линейной плотности связан с перестройкой профиля плазмы в начале инжекции. Видно, что после завершения переходного процесса в  $T = 5$  мс, линейная плотность выходит на стационар, образуя «полку» с небольшим ростом. Стационарная часть длится до  $T \approx 8$  мс — времени окончания работы нагревных инжекторов. От  $T \approx 8$  мс до  $T \approx 10$  мс следует небольшое снижение линейной плотности; такое поведение линейной плотности можно объяснить тем, что инжекторы заканчивают свою работу с разбросом в 1 мс, а также продолжающимися процессами ионизации атомарного водорода и постепенным остыванием горячих ионов. Резкое снижение линейной плотности после времени  $T \approx 10$  мс относится к «распадному» режиму удержания плазмы. Для определения времени удержания этот участок аппроксимировался экспоненциальной функцией вида  $e^{-t/\tau}$ . При  $t = \tau$  линейная плотность спадает в  $e$  раз. Полученный результат показывает, что время распада плазмы в ловушке составляет  $\tau \approx 2 \pm 0,21$  мс.

Также измерения линейной плотности были проведены в режиме последовательного срабатывания нагревных инжекторов. В этих измерениях стационарная часть на графике линейной плотности (рис. 14) более заметна и имеет существенно большую длительность. Видно, что можно продлевать режим, в котором линейная плотность практически постоянна, правильно организовав инжекцию нагревных пучков. Время

распада плазмы в этом режиме составляет  $\tau \approx 1,52 \pm 0,38$  мс.

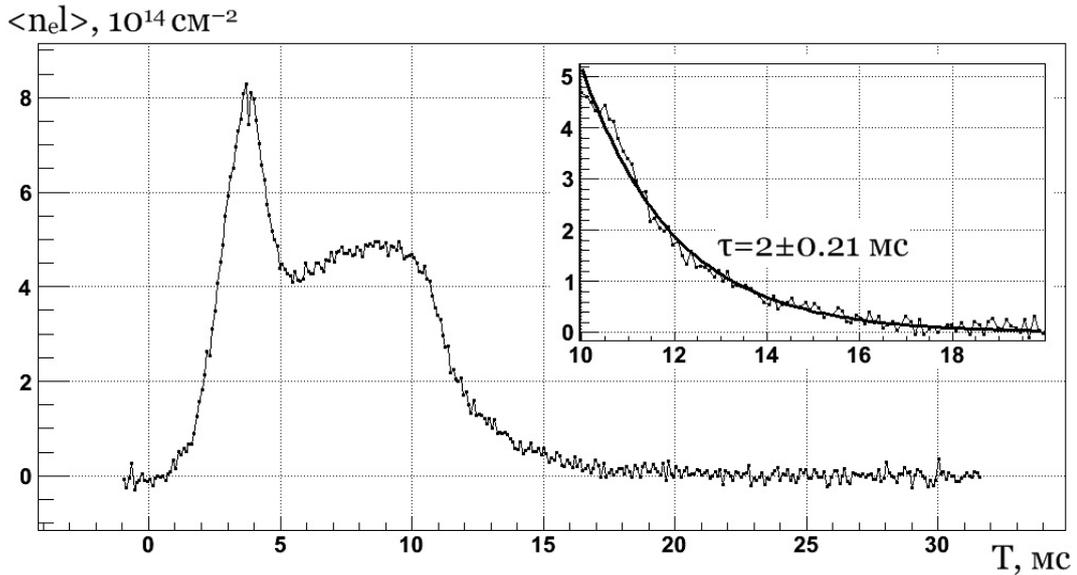


Рис. 13. Линейная плотность плазмы в режиме удержания с максимальным энерго-содержанием плазмы.

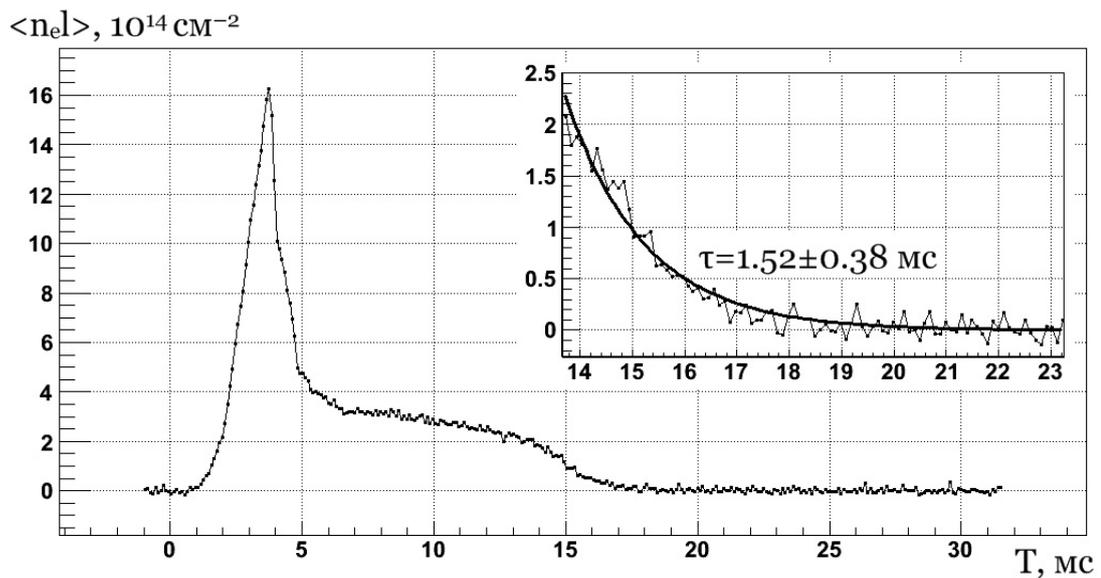


Рис. 14. Линейная плотность плазмы в режиме с последовательным включением инжекторов.

Кроме того, на удержание плазмы в установке можно влиять, осуществляя поддув холодного газа в пробках. Измерения, приведенные на рис. 15, выполнялись при разной величине поддува холодного газа в пробках. Видно, что подбирая необходимую силу поддува, можно управлять удержанием плазмы, в частности, повышать линейную плотность плазмы в центральной части установки. Время распада верхней кривой на рисунке составляет  $\tau \approx 1,65 \pm 0,14$  мс, время распада нижней кривой —  $\tau \approx 1,82 \pm 0,15$  мс.

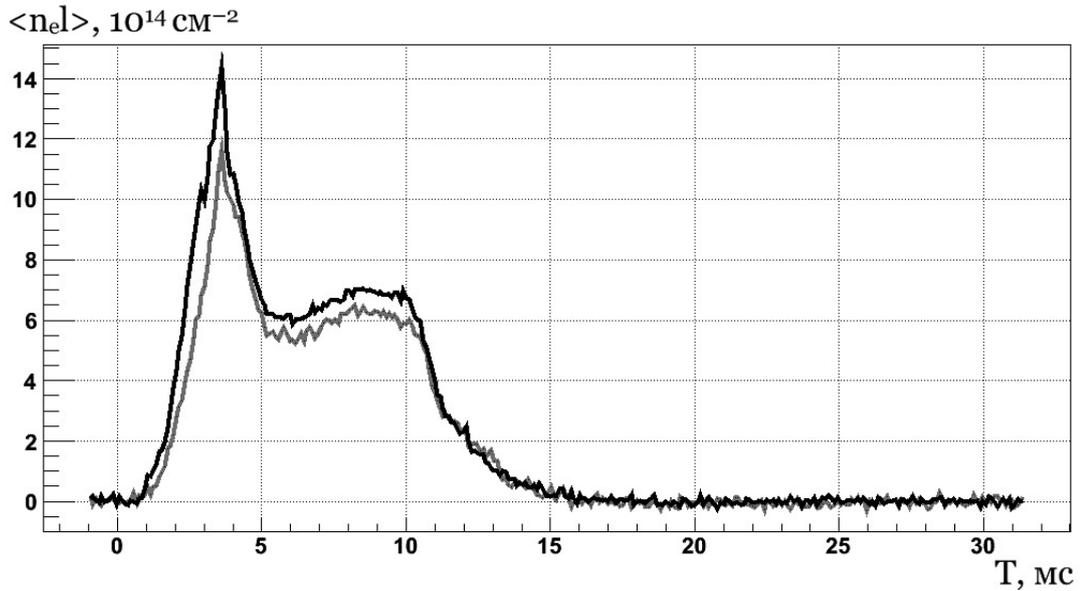


Рис. 15. Линейная плотность плазмы в режимах с разным поддувом газа в пробках.

## 2.2. Плотности горячей и теплой компонент плазмы

Горячие ионы удерживаются в ГДЛ в адиабатическом режиме, совершая колебания между точками отражения. Теплые ионы удерживаются в газодинамическом режиме, вытекая через пробки. Во время удержания плазмы в установке, вблизи точек отражения создаются пики плотностей горячих ионов, приводящие к возникновению разности амбиполярных потенциалов между этими точками и центром установки. Амбиполярный потенциал препятствует уходу плазмы из центральной области ловушки, таким образом улучшая удержание. Для измерения величины этого потенциала совместно с измерением в центральной области интерферометром линейной плотности проводилась регистрация вторично-эмиссионными датчиками величины ослабления пучка диагностического инжектора ДИНА, с помощью которого осуществляется диагностика плазмы в точке отражения быстрых ионов. В точке остановки отношение величины магнитного поля  $B$  к полю в центральной области  $B_{min}$  равно 2.

Найдем плотности горячих и теплых ионов в точке отражения и в центральной области.

Ослабление диагностического пучка на длине  $l$  на плазме с плотностью  $n$  дается следующим выражением:

$$I = I_0 \exp(-n\sigma l), \quad (52)$$

где  $I$  — интенсивность прошедшего пучка,  $I_0$  — начальная интенсивность пучка,  $\sigma$  — сечение процесса ослабления пучка на частицах плазмы.

Ослабление диагностического пучка атомарного водорода в плазме может происходить за счет следующих основных процессов:

ионизации ионным ударом (обдирки)



ионизации электронным ударом



и перезарядки



Кроме того, популяция ионов плазмы в ГДЛ состоит из горячей  $n_{if}$  и теплой  $n_{iw}$  компонент, для которых сечения процессов ослабления пучка различны, поэтому произведение  $n\sigma$  в точке остановки (на что далее указывает индекс  $s$  у плотностей) необходимо переписать в следующем виде:

$$n\sigma = n_{iw}^s(\sigma_{iw}^{str} + \sigma_{iw}^{rech}) + n_{if}^s(\sigma_{if}^{str} + \sigma_{if}^{rech}) + n_e^s\sigma_e, \quad (56)$$

где  $\sigma_{iw}^{str}$  и  $\sigma_{iw}^{rech}$  — сечения обдирки и перезарядки на теплых ионах,  $\sigma_{if}^{str}$  и  $\sigma_{if}^{rech}$  — то же на горячих ионах,  $\sigma_e$  — сечение ионизации электронным ударом.

Считая, что энергия нейтралов пучка  $\approx 50$  кэВ; энергии теплых ионов и электронов  $\approx 100$  эВ, и имеют максвелловское распределение; энергия горячих ионов  $\approx 10$  кэВ, и последние обладают только поперечной компонентой скорости в точке остановки, имеем следующие сечения для процессов (53)–(55) [15, 16, 17]:

$$\sigma_{iw}^{str} = 1,7 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2, \quad \sigma_{if}^{str} = 1,7 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2, \quad (57)$$

$$\sigma_{iw}^{rech} = 1,1 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2, \quad \sigma_{if}^{rech} = 9,76 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2, \quad (58)$$

$$\sigma_e = 6,45 \cdot 10^{-17} \text{ см}^2, \quad (59)$$

погрешности справочных данных  $\approx 20\%$ .

Выразим теперь известные плотности через неизвестные.

В точке остановки в силу квазинейтральности имеем

$$n_e^s = n_{if}^s + n_{iw}^s. \quad (60)$$

Считаем, что плотности электронов  $n_e^s$  и теплых ионов  $n_{iw}^s$  распределены по закону Больцмана:

$$n_e^s = n_e^c \exp\left(\frac{e\varphi}{T_e}\right), \quad n_{iw}^s = n_{iw}^c \exp\left(-\frac{e\varphi}{T_{iw}}\right), \quad (61)$$

где  $n_e^c$  — начальная плотность электронов (в центральной области),  $n_{iw}^c$  — начальная плотность теплых ионов (в центральной области),  $T_e$  и  $T_{iw}$  — температуры электронов и теплых частиц соответственно в точке остановки,  $\varphi$  — амбиполярный потенциал.

Предполагая, что температуры электронов и теплых ионов в точке остановки

приблизительно равны  $T_e \approx T_{iw}$ , из формул (61) получаем связь плотностей в центре и в точке останковки:

$$n_e^c n_{iw}^c = n_e^s n_{iw}^s. \quad (62)$$

Используя условие квазинейтральности в центральной области

$$n_e^c = n_{if}^c + n_{iw}^c, \quad (63)$$

данные, предоставленные из симуляций с использованием программного кода ITCS [18], из которых следует, что плотности горячих частиц в центре  $n_{if}^c$  и в точке останковки  $n_{if}^s$  соотносятся как:

$$n_{if}^s = 2,5 n_{if}^c, \quad (64)$$

и условие сохранения магнитного потока, из которого следует отношение поперечного размера плазмы в центральной области  $l^c$  к поперечному размеру в точке останковки  $l^s$ :

$$l^c = \sqrt{2} l^s, \quad (65)$$

имеем связь линейных плотностей горячих и теплых ионов в точке останковки:

$$\langle n_{if} l \rangle^s = \frac{(\langle n_e l \rangle^c)^2 / 2 - (\langle n_{iw} l \rangle^s)^2}{\langle n_{iw} l \rangle^s + \langle n_e l \rangle^c / (\sqrt{2} \cdot 2,5)}. \quad (66)$$

В выражение (66) входит линейная плотность электронов в центральной области, получаемая из измерений ДИ.

Подставляя (66) и (57)–(59) в (52), используя данные по поглощению диагностического пучка и измерения линейной плотности плазмы в центральной области, получаем следующие значения линейных плотностей компонент плазмы:

$$\langle n_{iw} l \rangle^s = 1,6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}, \quad \langle n_{if} l \rangle^s = 6,7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}, \quad (67)$$

$$\langle n_{iw} l \rangle^c = 4,7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}, \quad \langle n_{if} l \rangle^c = 2,7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}, \quad (68)$$

погрешность вычисления составляет 40%.

Для сравнения приведем оценку плотности горячих ионов в точке останковки из данных о диамагнетизме плазмы. Плазменный параметр  $\beta$  определяется как отношение газокINETического давления плазмы к давлению магнитного поля:

$$\beta = \frac{p_{pl}}{B^2 / (8\pi)} = \frac{8\pi n \langle \varepsilon \rangle}{B^2}, \quad (69)$$

где  $B$  — магнитное поле,  $n$  — плотность ионов,  $\langle \varepsilon \rangle$  — их средняя энергия.

Считая, что давление плазмы в точке останковки в основном обеспечивается быстрыми частицами ( $n = n_{if}^s$ ), получаем выражение для оценки плотности горячих

ионов:

$$n_{if}^s = \frac{\beta B^2}{8\pi \langle \varepsilon \rangle} \approx 3,9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}, \quad (70)$$

принимались плазменное  $\beta = 0,5$ , магнитное поле  $B = 5,6$  кГс, средняя энергия быстрых частиц  $\langle \varepsilon \rangle = 10$  кэВ. Взяв в качестве поперечного размера плазмы в точке остановки  $l^s = 18$  см, имеем линейную плотность горячих ионов в точке остановки  $\langle n_{if} l \rangle^s = 7,0 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , что согласуется с результатом (67), полученным из ослабления пучка диагностического инжектора.

Из значений линейных плотностей компонент плазмы (67) видно, что в точке остановки линейная плотность горячих ионов превосходит линейную плотность теплых ионов в 4 раза, что подтверждает повышенную плотность горячих ионов в точке отражения. Из значений (68) можно заметить, что в центральной области линейная плотность теплых ионов превосходит плотность горячих в 1,7 раза.

Величину амбиполярного потенциала можно оценить, воспользовавшись распределением Больцмана для теплых ионов (61) (приведя плотности к линейным плотностям) и результатами (67)–(68). Отсюда получаем отношение амбиполярного потенциала к температуре электронов  $e\varphi/T_e \approx 0,7$ . Видно, что величина амбиполярного потенциала существенна, и его влияние на удержание плазмы необходимо принимать во внимание.

### 2.3. Порог возникновения желобковой неустойчивости при вихревым удержании плазмы

Осесимметричные магнитные ловушки имеют вклад от участка с неблагоприятной кривизной силовых линий магнитного поля, превышающий вклад от участков с благоприятной кривизной. Поэтому осесимметричные системы подвержены развитию желобковой неустойчивости [19]. На газодинамической ловушке, представляющей собой длинный аксиально-симметричный пробкотрон, основной модой желобковой неустойчивости является первая мода — смещение плазменного столба как целого. Моды высшего порядка подавляются эффектами конечного ларморовского радиуса (КЛР), «замазывающего» возникающий желобок [20]. На установке ГДЛ для стабилизации неустойчивости применяют расширители, создающие благоприятную кривизну силовых линий магнитного поля в запробочных областях ловушки и таким образом увеличивающие вклад участков с благоприятной кривизной. Использование расширителей возможно по той причине, что в ГДЛ относительно велика плотность запробочной плазмы.

В работе [21] была показана возможность ограничения желобковой неустойчивости путем создания градиента радиального электрического поля, приводящего ко вращению плазменного шнура — созданию вихревого течения, во внутренней (застойной) зоне которого возможно улучшенное удержание (рис. 16). Данная возможность является весьма привлекательной, поскольку может дополнить или заменить метод

стабилизации неустойчивости при помощи расширителей, так как они снижают общую эффективность системы, и при этом ГДЛ может работать без кривизны поля в расширителях.

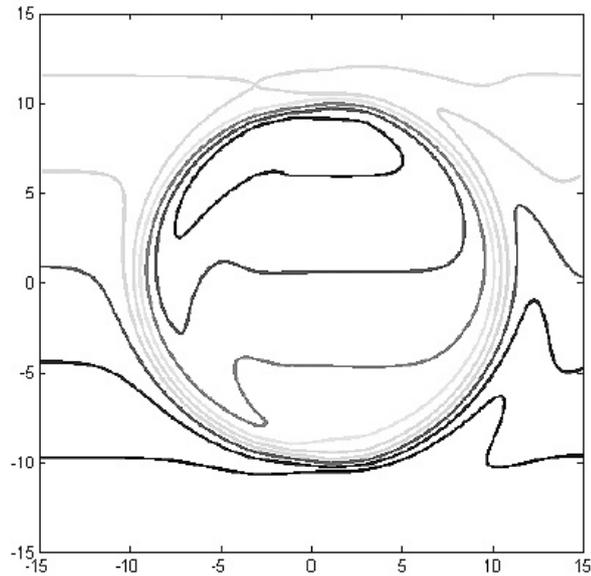


Рис. 16. Поле скоростей в сечении шнура. Наличие замкнутых контуров означает отсутствие конвективного выноса плазмы на стенку из внутренних областей [21].

Согласно оценкам, уже небольшого радиального электрического поля порядка 10 В/см для параметров ГДЛ должно быть достаточно для оказания существенного влияния на устойчивость плазменного столба [21]. Добавим, что возможно создание и поддержание такого «широкого» вихря, который охватывал бы всю сердцевину разряда.

Идея ранних экспериментов состояла в том, чтобы искусственно добавить небольшой скачок на периферии и тем самым создать вращение внешнего слоя плазмы относительно внутреннего. Для чего в работе [22] на лимитеры (рис. 3) подавалось напряжение в пределах 0–140 В и вблизи точек отражения измерялось время распада плазмы. Вследствие чего было установлено, что оптимальным для удержания является напряжение на лимитере, превышающее 100 В.

Согласно теории, для создания вихревого течения, подавляющего неустойчивость, необходимо напряжение на лимитере  $U \sim T_e$ , где  $T_e$  — тепловая скорость электронов. После экспериментов [22] параметры ГДЛ были улучшены. В настоящий момент, по данным томсоновского рассеяния, температура электронов достигает  $T_e \approx 120$  эВ, тогда как в ранних экспериментах  $T_e$  не превышала 100 эВ. Поэтому для сравнения и проверки данных работы [22] в новых условиях были проведены измерения линейной плотности плазмы с помощью ДИ в центральной части установки. Напряжение на лимитере в ходе экспериментов изменялось в пределах от 0 до 140 В.

Результаты измерений приведены на рис. 17. Из него видно, что при напряжении на лимитере равном 140 В, линейная плотность имеет ровную стационарную часть; при напряжениях, меньших 120 В, на «полочке» заметны сильные шумы и прова-

лы, которые можно объяснить поперечными потерями плазмы — уходом плазмы на стенку. При напряжении на лимитере 120 В колебания линейной плотности имеют амплитуду, не разрешаемую интерферометром; но уровень стационарной части расположен ниже, чем уровень при напряжении 140 В. В итоге можно заключить, что пороговым для образования желобковой неустойчивости является напряжение на лимитере равное 120 В. Что хорошо согласуется с оценкой  $U \sim T_e$ .

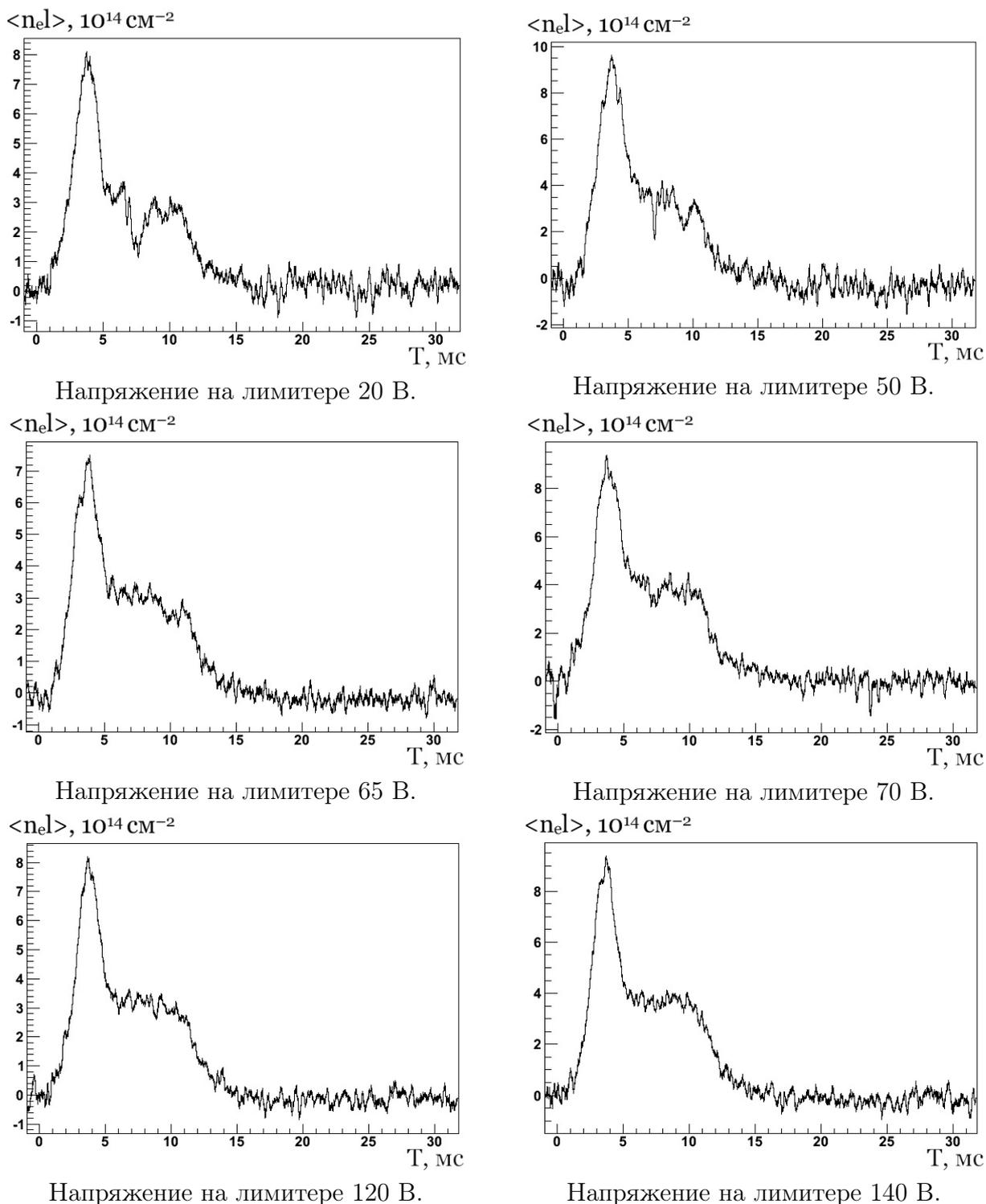


Рис. 17. Линейная плотность плазмы в экспериментах с изменением напряжения на лимитере.

## Заключение

Сформулируем основные результаты представленной работы.

1. Разработан и смонтирован дисперсионный интерферометр на установке ГДЛ для измерения линейной плотности плазмы в центральном сечении. Минимально измеримая с помощью интерферометра линейная плотность равна  $\langle n_{el} \rangle \approx 10^{13} \text{ см}^{-2}$  при временном разрешении 100 мкс.
2. Получен вид временной зависимости линейной плотности плазмы в центральной области газодинамической ловушки. Временная зависимость имеет стационарную часть, длящуюся до завершения работы нагревных инжекторов. Отмечено, что с помощью последовательного включения инжекторов можно увеличить длительность стационарной части. Показано, что с помощью поддува холодного газа в пробках можно повысить плотность плазмы в центральной части установки.
3. В эксперименте с измерением поглощения пучка диагностического инжектора в районе отражения быстрых частиц найдены линейные плотности горячих и теплых ионов в точке отражения и в центральной области. В точке отражения линейная плотность горячих ионов превосходит линейную плотность теплых ионов в 4 раза. В центральной области линейная плотность горячих ионов меньше линейной плотности теплых частиц в 1,7 раза. Значение линейной плотности горячих ионов в точке отражения хорошо согласуется с оценкой, полученной из измерений диамагнетизма плазмы в этой области. Величина амбиполярного потенциала в единицах электронной температуры составляет  $e\varphi \approx 0,7 T_e$ .
4. В эксперименте с вариацией напряжения на лимитере установлено, что пороговым для стабилизации поведения плазмы является напряжение на лимитере, удовлетворяющее условию  $U \sim T_e$ .

## 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., Козьминых Ю. Л., Коллеров Э. П., Котельников И. А., Мишагин В. В., Подыминогов А. А., Rogozin А. И., Роевко 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] *Bagransky 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] Дисперсионный интерферометр на основе СО<sub>2</sub> лазера /*А.Л. Соломахин, П.А. Багрянский, Р.В. Воскобойников и др.* // Приборы и техника эксперимента. — 2005. — N 5. — С.95–106.
- [8] *Дмитриев В. Г., Тарасов Л. Г.* Прикладная нелинейная оптика. — М.: ФИЗМАТЛИТ, 2004.
- [9] *Гончаренко А. М.* Гауссовы пучки света. — Минск: Наука и техника, 1977.
- [10] *Соломахин А. Л.* Дисперсионный интерферометр на основе СО<sub>2</sub> лазера: дис. ... канд. физ.-мат. наук. — Новосибирск, 2006.
- [11] *Захаров С. В., Негин А. Е., Филиппов П. Г., Жилис Э. Ф.* Уравнение Селлмейера и преобразование излучения импульсно-периодического перестраиваемого ТЕА СО<sub>2</sub> лазера во вторую гармонику в кристалле ZnGeP<sub>2</sub>. //Квантовая электроника. — 1999. — Т.28, N 3. — С.251–255.
- [12] *Барыкин А. А., Давыдов С. В., Дорохов В. П., Захаров В. П., Бутузов В. В.* Генерация второй гармоники излучения импульсного СО<sub>2</sub> лазера в кристалле ZnGeP<sub>2</sub>. //Квантовая электроника. — 1993. — Т.20, N 8. — С.194–800.

- [13] Справочник по лазерам. — М.: Советское радио, 1978.
- [14] *Tochitsky S. Ya., Petukhov V. O., Gorobets V. A., Churakov V. V., Jakimovich V. N.* Efficient continuous-wave frequency doubling of a tunable CO<sub>2</sub> laser in AgGaSe<sub>2</sub>. //Applied Optics. — 1997 — Vol. 36, N 7. — P.1882–1888.
- [15] *Barnett C. F., Ray J. A., Ricci E., Wilker M. I., McDaniel E. W., Thomas E. W., Gilbody H. B.* Atomic data for controlled fusion research. — Oak Ridge National Laboratory, 1977.
- [16] *Лесняков Г. В.* Скорости реакций образования атомов и ионов в водороде и дейтерии. //Вопросы атомной науки и техники, сер. термоядерный синтез, 1980, вып.1.
- [17] Atomic and molecular data. Particle collisions, photon interactions. (<http://www-amdis.iaea.org/ALADDIN/collision.html>)
- [18] *A. V. Anikeev, A. N. Karpushov, S. Collatz, K. Noack, G. Otto, S. L. Strogalova.* An Integrated Transport Code System for the Calculation of Multicomponent, High- $\beta$  Plasmas in the Gas Dynamic Trap. // Transaction of Fusion Technology. — 2001. — V. 39, N 1T. — P.183–186.
- [19] *Rosenbluth M. N. and Longmire C. L.* Stability of plasmas confined by magnetic fields. // Annals of Physics. — 1957. — Vol.1. — P.120.
- [20] *Rosenbluth M. N., Krall N. A., Rostoker N.* Finite Larmor Radius Stabilization of "Weakly" Unstable Confined Plasmas. // Nucler Fusion: Supplement, Part 1. — 1962. — P.143.
- [21] *Beklemishev A. D.* Shear Flow Effects in Open Traps // Theory of Fusion Plasmas, AIP Conference Proceedings. — 2008. — 1069. — P.-3–14.
- [22] *Солдаткина Е. И., Багрянский П. А., Соломахин А. Л.* Влияние радиального профиля электрического потенциала на удержание двухкомпонентной плазмы с высоким бета в газодинамической ловушке. //Физика Плазмы, 2008, т.34, вып.4, С.291–296.