

Измерение электронной плотности плазмы с использованием дисперсионного интерферометра

Бондарчук Владимир Валентинович

Физический факультет. Электромагнитный практикум. Курсовая работа.

Группа № 18352, 3 семестр, 2019 год.

Научный руководитель:

м. ф. Гринемайер Константин Андреевич

Аннотация

Целью работы являлось определение электронной плотности плазмы из реальных данных АЦП дисперсионного интерферометра с плазменной установки. Реализован один из возможных алгоритмов обработки входных данных и рассчитана зависимость изменения плотности плазмы от времени. Полученный результат хорошо согласуется с известными техническими данными.

Измерение электронной плотности имеет диагностическую ценность в исследовании различных неустойчивостей плазмы, что требует от регистрирующих приборов высокого временного и пространственного разрешений.

Ключевые слова: дисперсионный интерферометр, электронная плотность плазмы, плазма, лазер.

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ АВТОНОМНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ «НОВОСИБИРСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ
ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ»

Физический факультет

Кафедра общей физики

Бондарчук Владимир Валентинович

КУРСОВАЯ РАБОТА

**Измерение электронной плотности плазмы с использованием
дисперсионного интерферометра**

Электромагнитный практикум, 2 курс, группа 18352

Научный руководитель

м.ф. Гринемайер К.А.

Оценка научного руководителя

« » декабря 2019 г.

Преподаватель практикума

доцент Костюрина А. Г.

Оценка преподавателя практикума

« » декабря 2019 г.

Куратор практикума

к.т.н. Астрелин В.Т.

Оценка за курсовую работу

« » декабря 2019 г.

Новосибирск 2019 г.

Аннотация

Целью работы являлось определение электронной плотности плазмы из реальных данных АЦП дисперсионного интерферометра с плазменной установки. Реализован один из возможных алгоритмов обработки входных данных и рассчитана зависимость изменения плотности плазмы от времени. Полученный результат хорошо согласуется с известными техническими данными.

Измерение электронной плотности имеет диагностическую ценность в исследовании различных неустойчивостей плазмы, что требует от регистрирующих приборов высокого временного и пространственного разрешений.

Ключевые слова: дисперсионный интерферометр, электронная плотность плазмы, плазма, лазер.

Содержание

Аннотация	2
Введение.....	4
1. Использование интерферометрии для измерения плотности плазмы.....	5
1.1 Классические интерферометры.....	5
1.2 Дисперсионный интерферометр	7
1.3 Алгоритм извлечения фазы	10
2. Экспериментальная часть.....	12
Заключение	14
Список использованной литературы.....	14

Введение

Измерение электронной плотности плазмы - важная задача для современных плазменных установок и, в частности, будущих термоядерных реакторов.

За последние десятилетия было предложено и опробовано несколько способов измерения электронной плотности плазмы. Благодаря широкой области применимости интерферометрия стала стандартным решением для измерения линейной плотности плазмы.

Подверженность оптических элементов вибрациям делает использование классических интерферометров на плазменных установках довольно проблематичным. Для устранения этого недостатка предпринимаются следующие меры:

- увеличение массы станин, на которых располагается интерферометр;
- увеличение длины волны излучения и переход в субмиллиметровый диапазон;
- использование “двухцветных” интерферометров, в которых луч с меньшей длиной волны используется для отслеживания вибраций.

Дисперсионный интерферометр (ДИ) представляет из себя двухцветный интерферометр с единым оптическим путем для обоих лучей. Эта особенность позволяет ему практически полностью избавиться от влияния механических вибраций, за счет чего набег фазы содержит в себе информацию лишь о дисперсии среды, через которую проходят лучи.

1. Использование интерферометрии для измерения плотности плазмы

1.1. Классические интерферометры

Изменение фазы электромагнитной волны, проходящей через плазму, определяется как

$$\Delta\phi = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mc^2} \int n_e dl, \quad (1)$$

где m - масса электрона, λ - длина волны, n_e - электронная плотность. Интегрирование производится вдоль линии распространения луча. Выражение справедливо только в том случае, когда частота волны $\omega \gg \omega_p$, ω_{ce} (ω_p - плазменная частота, ω_{ce} - электронная циклотронная частота). Полученное значение набег фазы может быть использовано для определения линейной плотности плазмы $\langle nl \rangle$ вдоль выделенного направления.

Для измерения набегов фазы на плазменных установках широко используются интерферометры. Работа любого интерферометра построена на эффекте интерференции электромагнитных волн. Если есть две волны, сдвинутые относительно друг друга по фазе:

$$\begin{aligned} E_1 &= A_1 \cos(kx - \omega t), \\ E_2 &= A_2 \cos(kx - \omega t + \phi), \end{aligned}$$

то результат их взаимодействия дает следующее значение интенсивности в точке измерения:

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

где $I_{1,2} = A_{1,2}^2/2$, что позволяет с помощью фотодетектора узнать об относительной разности фаз двух волн. Сигнал интенсивности (2) представлен на рис. 1.

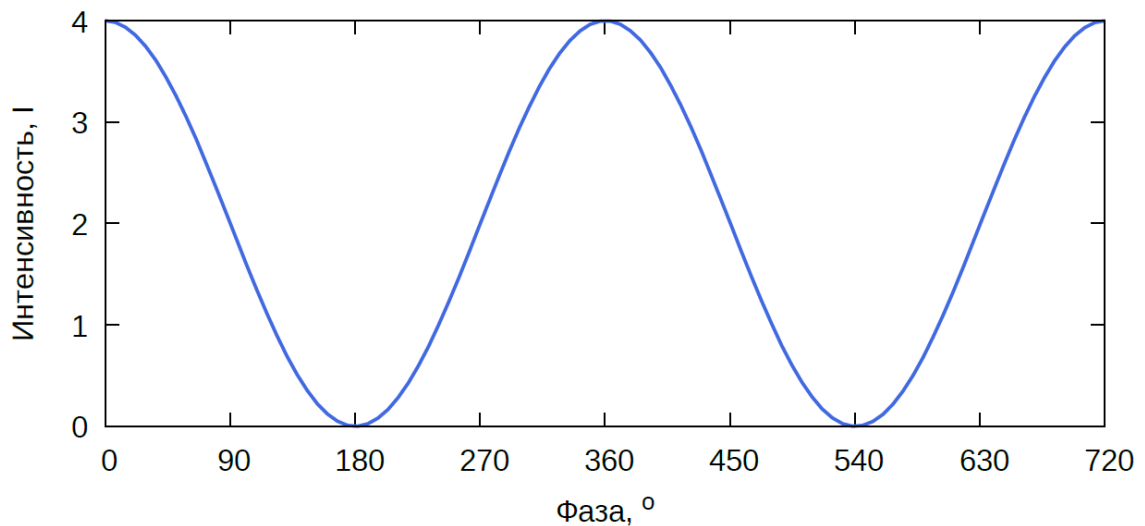


Рис. 1. Сигнал интенсивности

Согласно (2) сигнал детектора зависит не только от разности фаз обоих лучей, но также от их интенсивности, которая может меняться во времени из-за нестабильности лазера, преломления и смещения луча, деградации поверхностей оптических элементов, изменения параметров окружающей среды (давление, влажность). Для преодоления этого недостатка интенсивность каждого из лучей регистрируется до момента их интерференции и затем учитывается в расчете фазы. Такая процедура не только усложняет устройство интерферометра, но также вносит погрешность в конечный результат. Ограничение динамического диапазона изменения набег фазы приводит к ограничению диапазона измеряемой линейной плотности.

Другая неоднозначность восстановления фазы по (2) связана с периодичностью косинуса, которая приводит к тому, что динамический диапазон изменения фазы ограничен интервалом $[0, \pi]$. Для достижения наибольшей чувствительности детектора, начальную фазу выбирают в квазилинейной области от $\pi/4$ до $3\pi/4$, что сокращает динамический диапазон еще вдвое. Для задания начальной фазы в один из оптических каналов вводят оптические клинья, либо используют системы с обратными связями, направленными на то, чтобы поддерживать начальную фазу в точке наивысшей чувствительности интерферометра.

Также классическим интерферометрам присуща проблема механических вибраций. Решить ее позволяют интерферометры, использующие единый путь для опорного и пробного лучей. Например, дисперсионный интерферометр.

1.2. Дисперсионный интерферометр

В дисперсионном интерферометре используется один и тот же геометрический путь для обоих лучей, но лучи имеют разную частоту, что относит его к классу двухцветных интерферометров. Эта особенность позволяет дисперсионному интерферометру быть устойчивым к изменению длины оптического пути (в частности, к вибрациям): набег фазы определяется лишь дисперсией среды, через которую проходят лучи.

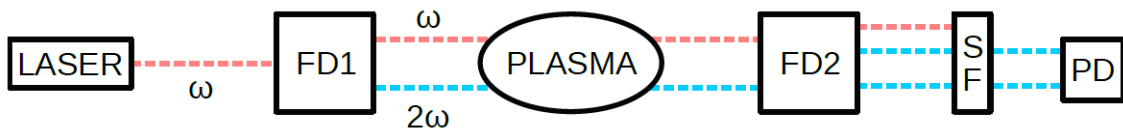


Рис. 2. Блок-схема ДИ

Схема дисперсионного интерферометра представлена рис. 2. Лазерный луч проходит через первый удвоитель частоты $FD1$, где часть луча конвертируется во вторую гармонику. Два луча (с частотами ω и 2ω) проходят через область плазмы. На втором удвоителе частоты $FD2$ происходит частичное удвоение частоты луча ω , а оставшаяся его часть убирается фильтром SF . В результате интерференции волн второй гармоники интенсивность сигнала на входе фотодетектора PD имеет вид:

$$I_{2\omega}(\phi) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\phi), \quad (3)$$

где I_1 и I_2 - интенсивности лучей, полученных в удвоителях $FD1$ и $FD2$ соответственно.

Набег фазы ϕ представляет из себя разность фаз первой и второй гармоник, прошедших через плазму:

$$\phi = 2\phi_\omega - \phi_{2\omega}, \quad (4)$$

где фаза первой гармоники ϕ_ω удвоена за счет конвертации в удвоителе частоты $FD2$.

Из (1) и (3) можно получить зависимость набег фазы от линейной плотности плазмы для дисперсионного интерферометра:

$$\phi = \frac{3}{2} \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{mc^2} \langle nl \rangle. \quad (5)$$

Выражение (3) для интенсивности совпадает с аналогичным выражением для классических интерферометров (2), но теперь влияние механических вибраций практически несущественно, так как оба луча проходят по одному и тому же оптическому пути. Однако, это не устраняет остальные недостатки классической интерферометрии:

- без знания интенсивности обоих лучей нельзя однозначно определить фазу;
- диапазон измерения линейной электронной плотности плазмы ограничен из-за периодичности косинуса.

Для устранения этих ограничений применяется техника искусственной фазовой модуляции одного из лучей.

На рис. 3 изображен дисперсионный интерферометр.

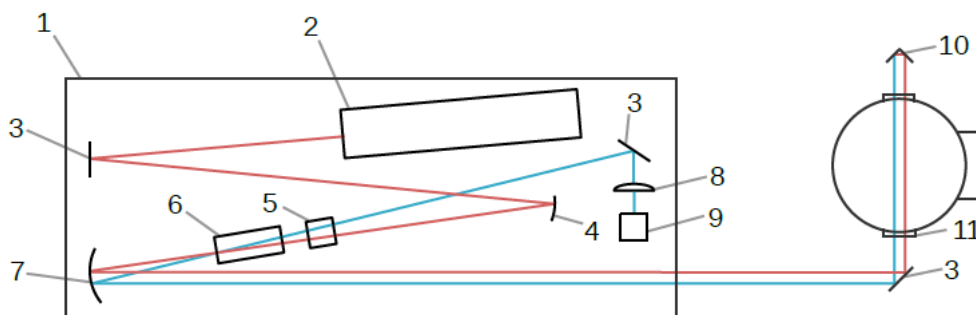


Рис. 3. Схема дисперсионного интерферометра

Два зеркала (3 и 4) фокусируют излучение CO_2 лазера (2) на нелинейный кристалл ZnGeP_2 (5), который частично конвертирует сигнал во вторую гармонику. Обе волны оказываются поляризованы перпендикулярно друг другу, за счет чего в электрооптической ячейке (6) модулируется фаза лишь второй гармоники. После прохождения электрооптической ячейки луч, состоящий из двух длин волн, отражаясь от сферического зеркала (7), выходит наружу. Одно из зеркал (3) используется для направления луча в окно вакуумной камеры (11). После однократного прохождения через плазму сигнал лазера смещается в уголковом отражателе (10). Так как отраженный сигнал оказывается смещенным относительно основного сигнала, то, пройдя снова через всю оптическую систему, он может быть независимо зарегистрирован за счет прохождения мимо зеркала (4).

При возвращении луч вновь проходит через нелинейный кристалл (5) и, отражаясь от зеркала (3), фокусируется с помощью линзы (8) на фотодетектор (9), перед которым включен фильтр, убирающий первую гармонику. Таким образом фотодетектор регистрирует интенсивность интерференции двух волн второй гармоники, сдвинутых по фазе.

Из-за прохождения сигнала второй гармоники через электрооптическую ячейку фаза ϕ в выражениях (3) и (4) представляет из себя сумму двух слагаемых:

$$\phi = M \sin(\Omega t) + \phi_p, \quad (6)$$

где M - глубина модуляции, Ω - частота модуляции, ϕ_p - набег фазы, полученный в плазме. Сигнал (3) с учетом (6) представлен на рис. 4.

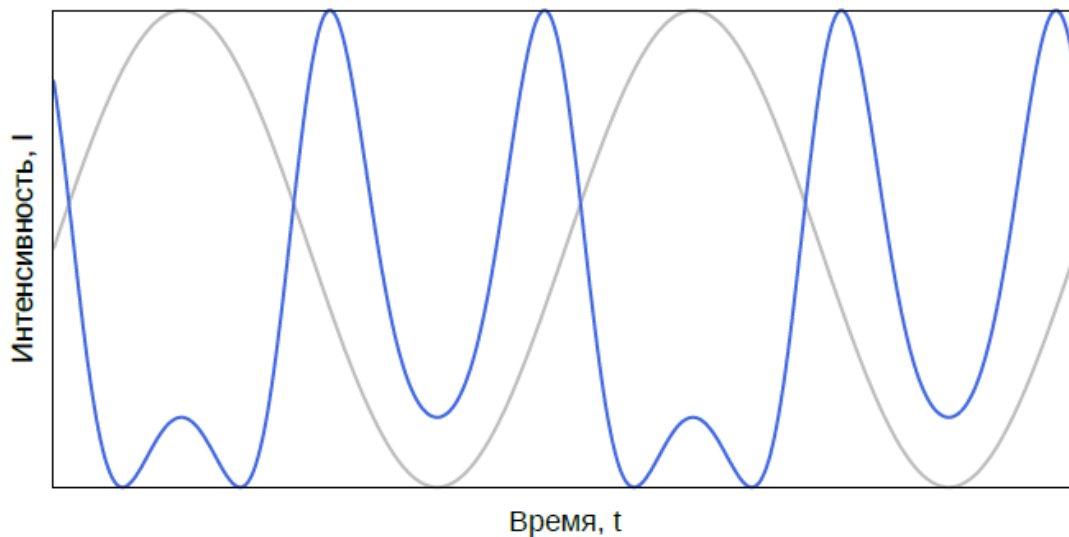


Рис. 4. Сигнал на фотодетекторе дисперсионного интерферометра (синий) при наложенной модуляции (серый), $M = \pi$, $\phi_p = \pi/4$

Модуляция набег фазы позволяет решить следующие проблемы:

- исключить зависимость от интенсивности обоих лучей в выражении (3), так как медленно меняющаяся постоянная составляющая может быть исключена из сигнала;
- расширить рабочий диапазон изменения фазы до 2π ;
- повысить точность измерений.

1.3. Алгоритм извлечения фазы

В основе этого алгоритма лежат манипуляции над модулированным сигналом интенсивности дисперсионного интерферометра (рис. 3) в частотной области. Основное преимущество алгоритма состоит в том, что для извлечения фазы используются все отсчеты АЦП сигнала на периоде модуляции. Это позволяет ему быть устойчивым к воздействию шумов.

После преобразования в напряжение на фотодетекторе сигнал интенсивности (3) выглядит следующим образом:

$$V(t) = V_{DC} + V_{AC} \cos[M \sin(\Omega t) + \phi], \quad (7)$$

где V_{DC} - постоянная составляющая сигнала, V_{AC} - переменная составляющая, M - глубина модуляции, Ω - частота модулирующего сигнала, ϕ - набег фазы за счет дисперсии плазмы. Преобразовав (7), получим разложение сигнала по гармоникам:

$$V(t) = [V_{DC} + V_{AC} \cos(\phi) * J_0(M)] - 2V_{AC} \sin(\phi) * J_1(M) \sin(\Omega t) + 2V_{AC} \cos(\phi) * J_2(M) \cos(2\Omega t) - 2V_{AC} \sin(\phi) * J_3(M) \sin(3\Omega t) + \dots, \quad (8)$$

где $J_n(\chi)$ - функция Бесселя первого рода порядка n .

Обратим внимание на первую и вторую гармоники $V(t)$:

$$V_{\Omega}(t) = -2V_{AC} \sin(\phi) * J_1(M) \sin(\Omega t),$$

$$V_{2\Omega}(t) = 2V_{AC} \cos(\phi) * J_2(M) \cos(2\Omega t).$$

Эти две частотные составляющие содержат в себе достаточно информации для того, чтобы однозначно определить фазу ϕ . Взяв отношение их амплитуд, можно исключить зависимость от V_{AC} :

$$\left| \frac{J_1(M)}{J_2(M)} \right| * \frac{|V_{2\Omega}(t)|}{|V_{\Omega}(t)|} = |\cot(\phi)|. \quad (9)$$

Используя функцию арктангенса, можно восстановить набег фазы ϕ в интервале $[0, \pi/2]$. Для восстановления фазы в диапазоне 2π необходимо также учитывать знаки первой и второй гармоник.

Из выражения (8) имеем следующие выражения для первой и третьей гармоник:

$$\begin{aligned}
V_{\Omega}(t) &= -2V_{AC} \sin(\phi) * J_1(M) \sin(\Omega t), \\
V_{3\Omega}(t) &= -2V_{AC} \sin(\phi) * J_3(M) \sin(3\Omega t), \\
\left| \frac{V_{\Omega}(t)}{V_{3\Omega}(t)} \right| &= \left| \frac{J_1(M)}{J_3(M)} \right|.
\end{aligned} \tag{10}$$

Из этого выражения можно посчитать глубину модуляции M для использования в формуле (9).

Так как выражение (9) позволяет определить фазу ϕ лишь в диапазоне от 0 до $\pi/2$, то для расширения этого диапазона необходима дополнительная информация, в качестве которой можно использовать знаки первых двух гармоник сигнала фотодетектора (7):

$$\begin{aligned}
V_{\Omega}(t) &= -2V_{AC} \sin(\phi) * J_1(M) \sin(\Omega t), \\
V_{2\Omega}(t) &= 2V_{AC} \cos(\phi) * J_2(M) \cos(2\Omega t).
\end{aligned}$$

Так как функции Бесселя J_1 и J_2 положительны в области $\pi \pm \pi/6$, то на знак влияют лишь функции косинуса и синуса фазы. Положение четверти фазы в зависимости от знаков гармоник представлено в таблице.

Таблица. Определения четверти фазы по знакам гармоник

	$V_{2\Omega} +$	$V_{2\Omega} -$
$V_{\Omega} +$	I	II
$V_{\Omega} -$	IV	III

Так как в выражение (9) входит не функция котангенса, а ее модуль, то соответствующий арккотангенс выглядит как на рис. 5. В диапазоне от 0 до 2π содержатся четыре одинаковых ветви, отличающиеся вертикальным смещением и знаком. При вычислении фазы с помощью модуля арктангенса фаза определяется по нижней ветви. Если фаза лежит в III четверти (по определению из таблицы), то к ней необходимо добавить 180° . При нахождении фазы во II или IV четвертях необходимо сменить знак на минус и прибавить 180° или 360° , соответственно.

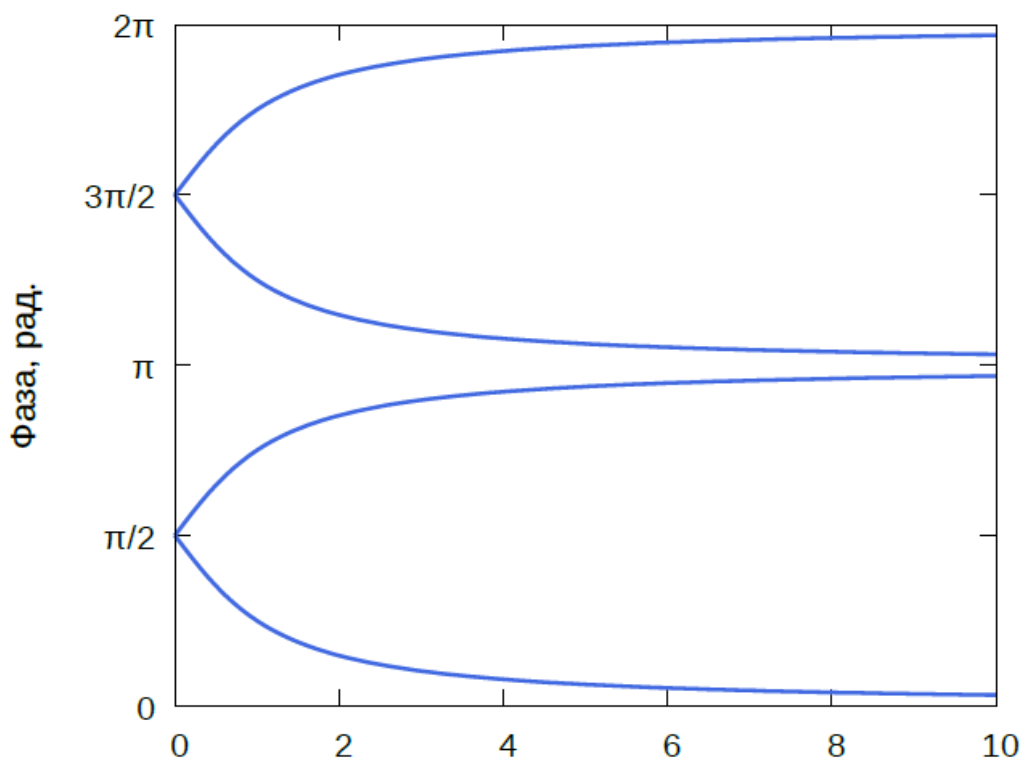


Рис. 5. Графики модуля арккотангенса

2. Экспериментальная часть

Для анализа использовались реальные данные с АЦП дисперсионного интерферометра токамака Глобус-М (Санкт-Петербург). На рис. 6 приведен график первых двух периодов сигнала. Один период равен 4 мкс и содержит 256 точек. Для того чтобы получить значения фазы и плотности плазмы для каждого периода, была написана программа на языке С для обработки исходных данных. Алгоритм ее работы представлен в пункте (1.3). С помощью этой программы удалось определить зависимость набег фазы в плазме от времени (рис. 7). И по ней восстановить зависимость плотности плазмы от времени (рис. 8). Алгоритм считывал исходные значения АЦП из текстового файла, делал преобразование Фурье для первых трех гармоник и проводил необходимые вычисления для расчета значения набег фазы в плазме. Обработанные данные сохранялись в новый текстовый файл.

По полученному графику (рис. 8) можно видеть возрастание плотности плазмы в процессе работы установки. Максимальное зафиксированное значение линейной плотности плазмы составило 10^{15} см^{-2} . Полученный график охватывает

лишь начальную часть сигнала, поэтому на графике отсутствует возвращение линейной плотности плазмы в ноль. Данное ограничение связано с недостаточным объемом памяти, используемого АЦП.

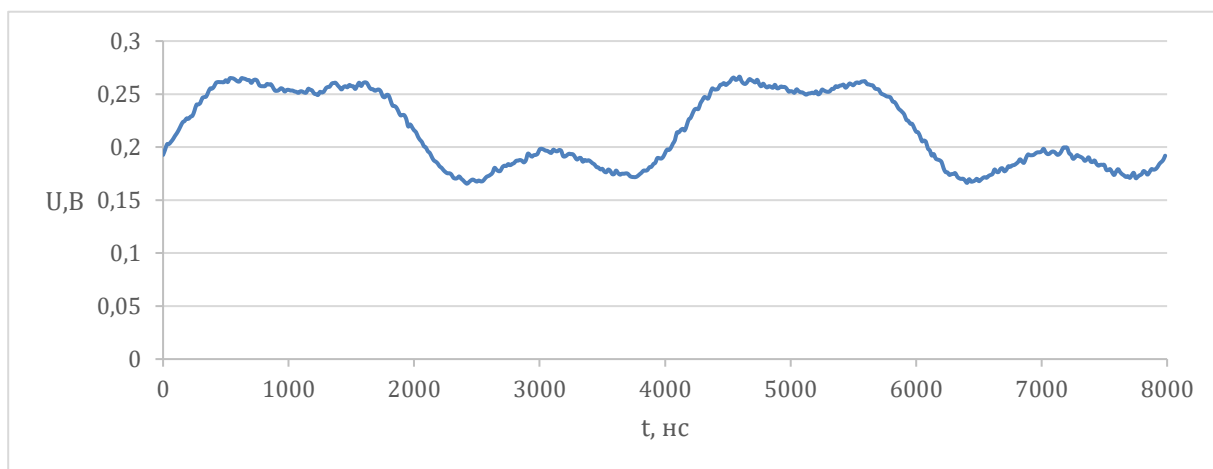


Рис. 6. График первых двух периодов полученного с АЦП сигнала

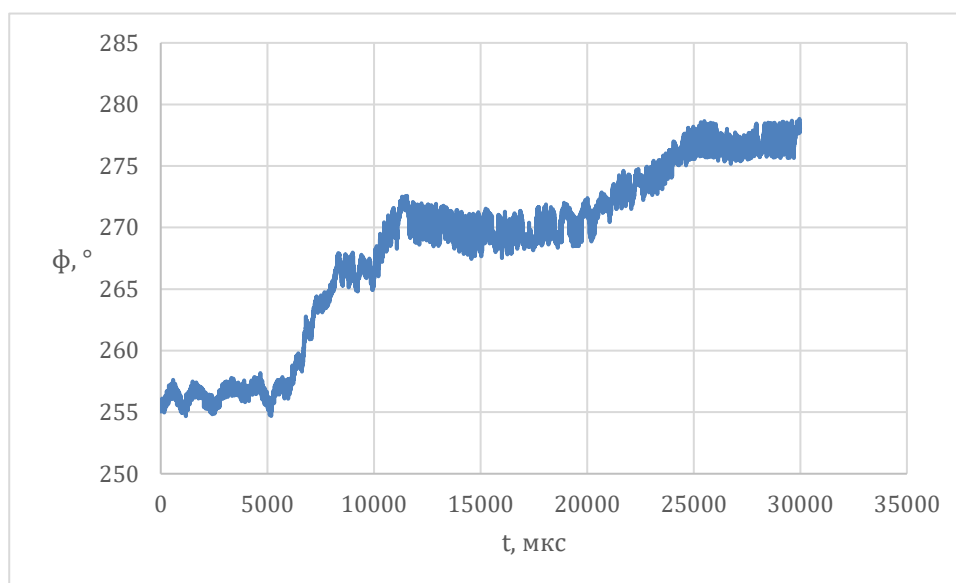


Рис. 7. Изменение фазы

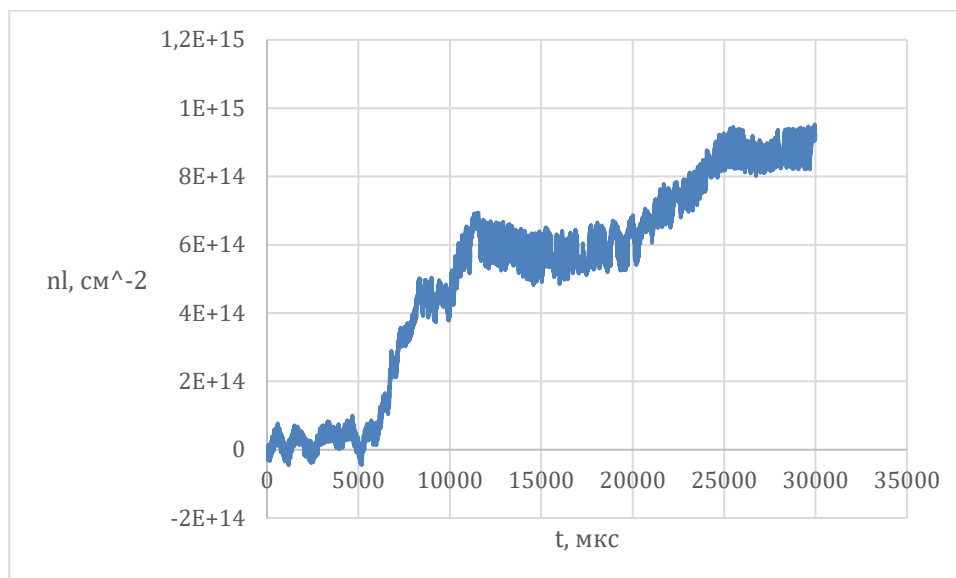


Рис. 8. Изменение плотности плазмы

Заключение

В ходе выполнения работы был изучен принцип работы дисперсионного интерферометра и разработано программное обеспечение, позволяющее обрабатывать получаемый в ходе эксперимента сигнал. Программное обеспечение было протестировано на реальных сигналах токамака Глобус-М. Полученная с помощью этого алгоритма зависимость изменения линейной плотности плазмы от времени полностью согласуется с данными другого независимого эксперимента.

Список использованной литературы

1. Zaveryaev V., Fusion Physics. Chapter 4. Vienna, 2012, с.1129.
2. P.A. Bagryansky, A.D. Khilchenko, A.N. Kvashnin, A.A. Lizunov, R.V. Voskoboynikov, A.L. Solomakhin, H.R. Kolsowski, Dispersion Interferometer based on a CO2 laser for TEXTOR and burning plasma experiments, Review of Scientific Instruments 77, 2006, с.7.
3. Tristan J. Tayag, R. Collins Watson, Digital Demodulation of Interferometric Signals, Modern Metrology Concerns. InTech, 2012, с. 18.
4. Кругляков Э.П., Методы оптической интерферометрии в системах с магнитным удержанием плазмы. Новосибирск, 1986, с.32.