

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

Факультет **ФИЗИЧЕСКИЙ**

Кафедра **ФИЗИКИ ПЛАЗМЫ**

Направление подготовки **03.04.02 ФИЗИКА**

Образовательная программа: **МАГИСТРАТУРА**

ВЫПУСКНАЯ КВАЛИФИКАЦИОННАЯ РАБОТА
МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

Данилов Валерий Вячеславович

(Фамилия, Имя, Отчество автора)

Тема работы **Двухцветный интерферометр для исследования мишенной плазмы на установке
ЛИУ** _____

«К защите допущена»

Заведующий кафедрой

Научный руководитель

Доктор физико-математических наук

Кандидат физико-математических наук

Заместитель директора ИЯФ СО РАН по науч-
ной работе

Старший научный сотрудник ИЯФ СО РАН

Иванов А.А./.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

Сковородин Д.И./.....
(фамилия И., О.) / (подпись, МП)

«.....».....2018 г.

«.....».....2018 г.

Дата защиты: «.....».....2018 г.

Новосибирск, 2018

Оглавление

1. Введение.....	3
2. Теоретическая часть.....	6
3. Описание экспериментальной установки.....	12
4. Экспериментальная часть, обсуждение результатов.....	18
5. Заключение.	29
6. Список литературы	30

1. Введение

Основной принцип работы рентгенографических установок на основе линейных индукционных ускорителей – конверсия электронного пучка в рентгеновское излучение на мишени из материала с высоким атомным номером (тантал, вольфрам). В настоящее время в мире действуют установки ЛИУ (Россия), DRAGON-II (Китай), AIRIX (Франция), DARTH-II (США). Задача таких установок – получение серии мощных рентгеновских вспышек с высокой дозой рентгена. Требования к повышению разрешающей способности такого рентгенографического комплекса приводят к необходимости максимальной фокусировки пучка на мишени до размеров 1 мм и менее. Высокая плотность энергосвечения в этой области приводит к испарению материала мишени, его частичной ионизации и образованию плотной мишенной плазмы. Взаимодействие электронного пучка с этой плазмой приводит к нарушению фокусировки пучка на мишени. Основной механизм этого воздействия таков: ионы плазмы вытягиваются в пучок его отрицательным потенциалом и частично нейтрализуют его пространственный заряд, что приводит к нарушению баланса электрической и магнитной сил в пучке и смещению его фокуса. За время между импульсами плазма расширяется и занимает некоторое пространство перед мишенью. Электронные пучки последующих импульсов проходят уже через готовую плазму, что усугубляет дефокусирующий эффект. Протекание этого процесса зависит от многих параметров образующейся мишенной плазмы, в том числе её плотности и степени ионизации.

В работе [1] исследовалось плазмообразование при нагреве медной мишени толщиной 0,1 мм электронным пучком 19,8 МэВ, 1,7 кА, ≈ 100 нс. Процесс нагрева рассматривался в две стадии: сначала происходил изохорический нагрев за время, не превышающее времени, за которое происходит гидродинамическое разрушение (полагается, что оно не превосходит 50 нс). Вторая стадия – расширение сформировавшейся плотной плазмы. Количество атомов нагретой области оценено в $6,1 \cdot 10^{18}$. Зарегистрированы спектральные линии

нейтралов Cu I, при этом не зарегистрировано линий однократно ионизованных Cu II. По измерениям штарковского уширения линий при помощи кода АТОМИС получена оценка плотности электронов $1-3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$. Использование модели термодинамического равновесия оценена температура электронов $> 1 \text{ эВ}$.

В работе [2] рассмотрен аналогичный процесс для титановой мишени толщиной 0,1 мм. Параметры и длительность пучка те же. Расширение облака плазмы хорошо совпало с решением модели точечного источника. После 100 нс температура около 1,2 эВ, плотность электронов 10^{17} см^{-3} .

В презентации [3] упомянуты такие решения в области исследования мишенной плазмы на установке DARTH-II, как стрик-камера (двумерное полосовое изображение в видимом диапазоне), спектроскопия в видимом диапазоне, лазерная дефлектометрия. Упомянута идущая разработка диагностики на основе рентгеновского зондирования.

В работе [4] описывается диагностика мишенной плазмы на основе интерферометра, для установки DRAGON. Интерферометр выполнен по схеме Маха-Цендера, используется HeNe лазер, регистрация производится быстрой многокадровой камерой (интервалы 10 нс при времени экспозиции 3 нс). Матрица камеры – 1376×1035 , размер поля зрения системы до 80 мм. Диагностика позволяет определять линейную плотность плазмы (её временную динамику и распределение), а в предположении сферически-симметричного разлёта плазмы – определять её плотность. Максимальная плотность плазмы получена на уровне 10^{23} м^{-3} (10^{17} см^{-3}). Этот результат получен в пренебрежении вклада от нейтральной компоненты, что соответствует случаю полностью ионизированной плазмы. Интерферометрия на одной длине волны не позволяет без дополнительных предположений измерять одновременно плотность плазмы и её степень ионизации.

Данная работа посвящена разработке диагностики мишенной плазмы на ЛИУ на основе интерферометрии на двух длинах волн. Как известно, вклады нейтральной и ионизированной компонент в коэффициент преломления плазмы

имеют различающуюся зависимость от частоты зондирующей волны. Благодаря этому принципиально возможно независимое измерение плотности плазмы и её степени ионизации.

2. Теоретическая часть

Произведём оценку параметров мишенной плазмы, образующуюся на установке ЛИУ при стрельбе электронным пучком по мишени. Параметры импульса: энергия электронов 4,6 МэВ, ток пучка 2 кА, длительность импульса 100 нс. Согласно данным NIST Atomic Database [5], пробег электрона в тантале плотностью $16,65 \text{ г/см}^3$ составляет $\approx 2,4 \text{ мм}$. Толщина мишени ЛИУ составляет 1 мм. Предположим, что электрон на пути пробега 2,4 мм теряет энергию равномерно, тогда электрон выделит $\approx 2 \text{ МэВ}$ при прохождении мишени. Будем считать, что пучок сфокусирован на мишени в область площадью 1 мм^2 , тогда объём, в котором происходит взаимодействие пучка с материалом мишени составляет $2,4 \text{ мм}^3$. Предположим также, что весь этот объём испаряется, на что затрачивается часть энергии пучка, и что вся оставшаяся часть энергии переходит в кинетическую энергию атомов образовавшегося облака газа. Затратами энергии на плавление и нагрев до температуры кипения в рамках данной оценки можно пренебречь в силу их малого вклада. Теплота испарения тантала 758 кДж/моль , молярная масса $180,95 \text{ г/моль}$. В рамках обозначенных предположений, скорость разлёта атомов газового облака составляет $\approx 6 \cdot 10^3 \text{ м/с}$.

Для измерения динамики плотности плазмы и её степени ионизации в процессе выстрела ЛИУ предлагается использовать метод интерферометрического зондирования. Метод основан на зависимости показателя преломления плазмы от плотности электронов и плотности нейтральных атомов. Непосредственно в эксперименте можно измерить величину оптического пути n_l на основе разности фаз между эталонным (опорным) лучом и зондирующим (предметным) лучом, прошедшим сквозь исследуемый объект. Разность фаз определяется на основании картины интерференции опорного и предметного лучей.

Показатель преломления полностью ионизированной однокомпонентной однозарядной холодной плазмы (в пренебрежении вклада от ионов)

$$n^2 = \varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2},$$

где электронная плазменная частота $\omega_p^2 = \frac{4\pi N_e e^2}{m_e}$, N_e – плотность электронов, e – элементарный электрический заряд, m_e – масса электрона. Если плазменная частота значительно меньше частоты зондирующей волны (для $N_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ плазменная частота соответствует длине волны 105,6 мм, так что это условие выполняется для CO_2 лазеров с длиной волны 10,6 мкм и более коротковолновых), отличие показателя преломления от единицы

$$n - 1 \approx -\frac{\omega_p^2}{2\omega^2}.$$

Для нейтрального одноатомного газа в инфракрасной области диэлектрическая проницаемость обуславливается в основном валентными электронами. Показатель преломления нейтрального газа, согласно формуле Лоренца-Лоренца

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} = \frac{4\pi N_a \alpha}{3},$$

где N_a – концентрация (плотность) частиц газа, α – их поляризуемость. В случае $n - 1 \ll 1$ имеем

$$n - 1 \approx \frac{2\pi N_a \alpha}{3}. \quad (2.1)$$

По данным [6], стационарная ($\omega = 0$) поляризуемость тантала $\alpha = (8.58 \pm 1.79) \cdot 10^{-24} \text{ см}^3$. Зависимость поляризуемости от частоты волны для тантала экспериментально не установлена. По этой причине, предлагается использовать стационарную величину поляризуемости; обозначим её α_0 и оценим ошибку, вносимую в измерения такой заменой. Классическая теория дисперсии даёт выражение для поляризуемости нейтрального газа

$$n^2 = 1 + \frac{4\pi N e^2}{m} \sum_k \sum_l \frac{f_{kl}}{\omega_{kl}^2 - \omega^2}, \quad (2.2)$$

где N – плотность нейтральных частиц, суммирование выполняется по переходам из состояния k в состояние l с частотой резонатора ω_{kl} и силой резонатора f_{kl} . Величины f_{kl} неизвестны, величины ω_{kl} известны из спектра атомных переходов тантала. Наибольший вклад (для зондирующей волны из инфракрасной области) вносит член, соответствующий атомному переходу с участием основного уровня, имеющий наибольшую длину волны; отбрасывая остальные члены, получаем в приближении $n - 1 \ll 1$

$$n - 1 \approx \frac{2\pi N e^2}{m} \frac{f_0}{\omega_0^2 - \omega^2}, \quad (2.3)$$

где ω_0 – частота, соответствующая переходу (для тантала – переход $5d^26s^2(a^3F)6p:z^4D^{\circ}_{1/2} \rightarrow 5d^36s^2:a^4F_{3/2}$ с длиной волны 540,253 нм [7]). Это самый быстрорастущий член суммы (2) в области $\omega_0^2 - \omega^2 > 0$. Поэтому, если теперь подобрать значение f_0 так, чтобы выражение (3) при $\omega = 0$ равнялось (1), то мы получим зависимость $\alpha_s(\omega)$, такую, что она ограничивает реальную зависимость $\alpha(\omega)$ сверху. Кроме того, в этой области $\alpha(\omega) \geq \alpha_0$. Следовательно, отличие α_0 от $\alpha(\omega)$ не превосходит её отличия от $\alpha_s(\omega)$, и ошибка от использования α_0 не превосходит ошибку от использования $\alpha_s(\omega)$. Для длины волны 1064 нм относительная ошибка не превосходит 37,7%, для длины волны 10,6 мкм – 0,26%.

В исследуемом случае плазма имеет как ионизованную, так и нейтральную компоненты, причём их соотношение неизвестно. Итоговое выражение для показателя преломления (при малой степени ионизации в пренебрежении вклада от ионов):

$$n - 1 \approx -\frac{4\pi N_e e^2}{m_e} \frac{1}{\omega^2} + \frac{2\pi N_a \alpha}{3}$$

$$n \approx 1 - \frac{4\pi N_e e^2}{m_e} \frac{1}{\omega^2} + \frac{2\pi N e^2}{m} \frac{f_0}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

Отличие коэффициента преломления плазмы от единицы обуславливает сдвиг фазы предметного луча относительно опорного. Выражение для фазового сдвига:

$$\Delta\varphi = (n-1)kL = (n-1)\frac{\omega L}{c} = \frac{2\pi\alpha(\omega)\omega}{3c}N_aL - \frac{4\pi e^2}{cm_e\omega}N_eL = A(\omega)N_aL - B(\omega)N_eL \quad (2.4)$$

(под величинами NL здесь подразумевается в общем случае интеграл $\int Ndl$ по пути луча в плазме).

Для одновременного измерения N_a и N_e необходима система из двух уравнений (2.4), получить которые можно, используя интерферометрию с двумя длинами волн. Требования при выборе значений длин волн: наличие доступных лазеров с высокой когерентностью пучка, удалённость друг от друга значений ($\omega_0^2\omega^2$). В интерферометре будут использоваться длины волн 1064 нм (Nd:YAG лазер) и 10,6 мкм (CO₂ лазер). Обозначая индексом 1 величины, относящиеся к длине волны 1024 нм, индексом 2 – к длине волны 10,6 мкм, запишем систему двух уравнений (2.4):

$$\begin{cases} \Delta\varphi_1 = A_1N_aL - B_1N_eL \\ \Delta\varphi_2 = A_2N_aL - B_2N_eL \end{cases}$$

На длине волны 1064 нм значения коэффициентов следующие: $A = 1,06 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-2}$, $B = 2,99 \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-2}$. На длине волны 10,6 мкм коэффициенты равны $A = 1,07 \cdot 10^{-19} \text{ см}^{-2}$, $B = 2,98 \cdot 10^{-16} \text{ см}^{-2}$. Эти величины характеризуют чувствительность диагностики к свободным электронам и нейтральной компоненте плазмы. Видно, что чувствительность к нейтральной компоненте больше в первом случае на порядок, а чувствительность к свободным электронам больше во втором случае, тоже на порядок. При этом для обеих длин волн чувствительность к свободным электронам больше, чем к нейтралам, причём это различие наиболее велико для длины волны 10,6 мкм. Здесь можно отметить, что в работе [4] при использовании длины волны 633 нм (He-Ne лазер) значения этих коэффициентов составляют $A = 1,78 \cdot 10^{-18} \text{ см}^{-2}$, $B = 1,78 \cdot 10^{-17} \text{ см}^{-2}$, что в целом аналогично использованию 1064 нм в настоящей работе (отношение N_e / N_a для гелий-неонового лазера примерно втрое меньше). В случае плазмы с соотношением N_e/N_a порядка 0,1 вклады обеих компонент оказываются соразмерными, и определение любого из них становится невозможным.

Определение N_e либо N_a становится возможным в условиях доминирования одного вклада над другим, когда последним можно пренебречь. Это достигается для слабоионизованной ($N_e / N_a \ll 10\%$), либо почти полностью ионизованной ($N_e / N_a \gg 10\%$) плазмы.

Излучение регистрируется при помощи точечных фотоприёмников (размеры чувствительной области меньше длины интерференционных полос), позволяющих получать временную развёртку сигнала с разрешением не хуже 1 мкс. Интенсивность освещения точечного фотоприёмника при наличии интерференции:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_0 + \Delta\varphi), \quad (2.5)$$

где I_1, I_2 – интенсивности опорного и предметного лучей, φ_0 – разность фаз опорного и предметного лучей, обусловленная разностью их оптических путей, $\Delta\varphi$ – фазовый сдвиг предметного луча, обусловленный влиянием исследуемой плазмы. Зависимость $\Delta\varphi$ от времени можно получить, вычисляя арккосинус переменной части $I(t)$, для чего необходимо предварительно выполнить калибровку диагностик – определить амплитуду переменной части и начальную фазу φ_0 (перед появлением плазмы). Выполнить такую калибровку можно, изменяя φ_0 на величину, превосходящую 2π ; при этом сигнал с фотоприёмника пройдёт минимум одну полосу интерференции, что позволит определить амплитуду переменной части сигнала. С целью обеспечения возможности изменения φ_0 одно из зеркал интерферометра в опорном плече установлено на пьезокристалл. Подавая на него напряжение, можно управлять смещением зеркала. При этом нужно обеспечить диапазон изменения длины опорного плеча не менее одной длины волны.

Возможна ситуация, когда появление фазового сдвига от плазмы приходится на экстремум калибровочного сигнала. При этом падает точность определения фазы сигнала. Для того, чтобы избежать такой ситуации, в разработанной диагностике используется квадратурная схема с парой детекторов для каждой длины волны. Детекторы одной пары смещены относительно друг

друга на четверть интерференционной полосы. В этом случае их области нечувствительности не совпадают, и фазовый сдвиг от плазмы определяется без потери точности.

3. Описание экспериментальной установки

Схема интерферометра представлена на рис. 3.1. Помимо рабочих лазеров Л1 и Л2 на длинах волн 10,6 мкм и 1064 нм соответственно, в схеме используется полупроводниковый лазер Л3 с длиной волны в видимом диапазоне для настройки и юстировки оптической схемы. Зеркала 1 и 2 замешивают лучи от лазеров Л1, Л2 и Л3 в единый луч. На зеркале 3 этот луч расщепляется на опорный и предметный. Опорный луч расщепляется на зеркале 6 на два квадратурных луча. Предметный луч по системе отражающих плоских зеркал и одного сферического зеркала 4 направляется в мишенную камеру, так чтобы он проходил через область, занимаемую мишенной плазмой (на рисунке 3.1 – точка А). Сферическое зеркало 4 установлено так, чтобы лучи зондирующих лазеров фокусировались в области, занимаемой мишенной плазмой. Прошедший через плазму расходящийся луч отражается сферическим зеркалом 5, центр кривизны которого совпадает с точкой А, так что отражённый предметный луч возвращается по тому же пути на зеркало 3. Далее предметный луч расщепляется на два квадратурных луча на зеркале 8. Смещение опорного и предметного лучей в квадратурных плечах интерферометра и формирование интерференционной картины происходит на зеркалах 10 и 11. Вследствие различия длин опорного и предметного плеч, при точной юстировке зеркал возникает интерференционная картина с концентрическими кольцами. Калибровка интерферометра производится при помощи зеркала 7, установленного на пьезоэлементе, на который подаётся переменное напряжение. Опорный луч отражается от этого зеркала дважды, что позволяет вдвое увеличить диапазон изменения длины опорного плеча.

Для регистрации используются детекторы Д1–Д4. Детекторы Д1 и Д2 составляют квадратурную пару для длины волны 1064 нм, детекторы Д3 и Д4 – для длины волны 10,6 мкм. Для защиты от электромагнитных наводок детекторы и регистрирующая электроника располагаются в защищённом металли-

ческом боксе. Излучение к детекторам Д1 и Д2 подводится при помощи кварцевых волокон, прозрачных для излучения 1064 нм, принимающие концы которых установлены в держателях на оптическом столе в области формирования интерференционной картины, а излучающие – введены в экранирующий бокс и установлены в фотоприёмники детекторов. Настройка квадратурности этой пары детекторов выполняется регулировкой расположения принимающих концов волокон в полосах интерференционной картины. К детекторам Д3 и Д4 излучение подводится напрямую при помощи плоских зеркал 12 и 13 через отверстия в экранирующем боксе. Настройка квадратурности для этой пары детекторов выполняется поворотом зеркал, которые направляют излучение в бокс, в результате чего меняется положение детекторов на интерференционной картине.

Общая компоновка интерферометра на оптическом столе (с учётом размеров мишенной камеры и её смотровых патрубков) обуславливает длину хода лазерных лучей порядка нескольких метров, что предъявляет соответствующие требования к пространственной когерентности используемых лазеров. Так же следует учитывать расходимость лучей и возможность их рассеяния на креплениях оптических элементов, что может привести к засветке детекторов.

Лазер на длину волны 1064 нм – Nd:YAG лазер Cobolt Rumba, диаметр луча на выходе ≈ 1 мм, угловая расходимость не более 1 мрад. Лазер на длину волны 10,6 мкм – CO₂ лазер LCD-10AG, диаметр луча на выходе ≈ 1 мм, угловая расходимость не более 10 мрад; временная развёртка выходной мощности луча представляет собой прямоугольный сигнал с амплитудой 5 Вт, частотой развёртки 1 кГц и регулируемой скважностью в диапазоне от 0 до 1. Путём изменения скважности достигается регулировка средней мощности лазерного луча. Для разрабатываемого интерферометра необходим режим работы с постоянной во времени выходной мощностью лазера, что достигается установкой максимального значения скважности.

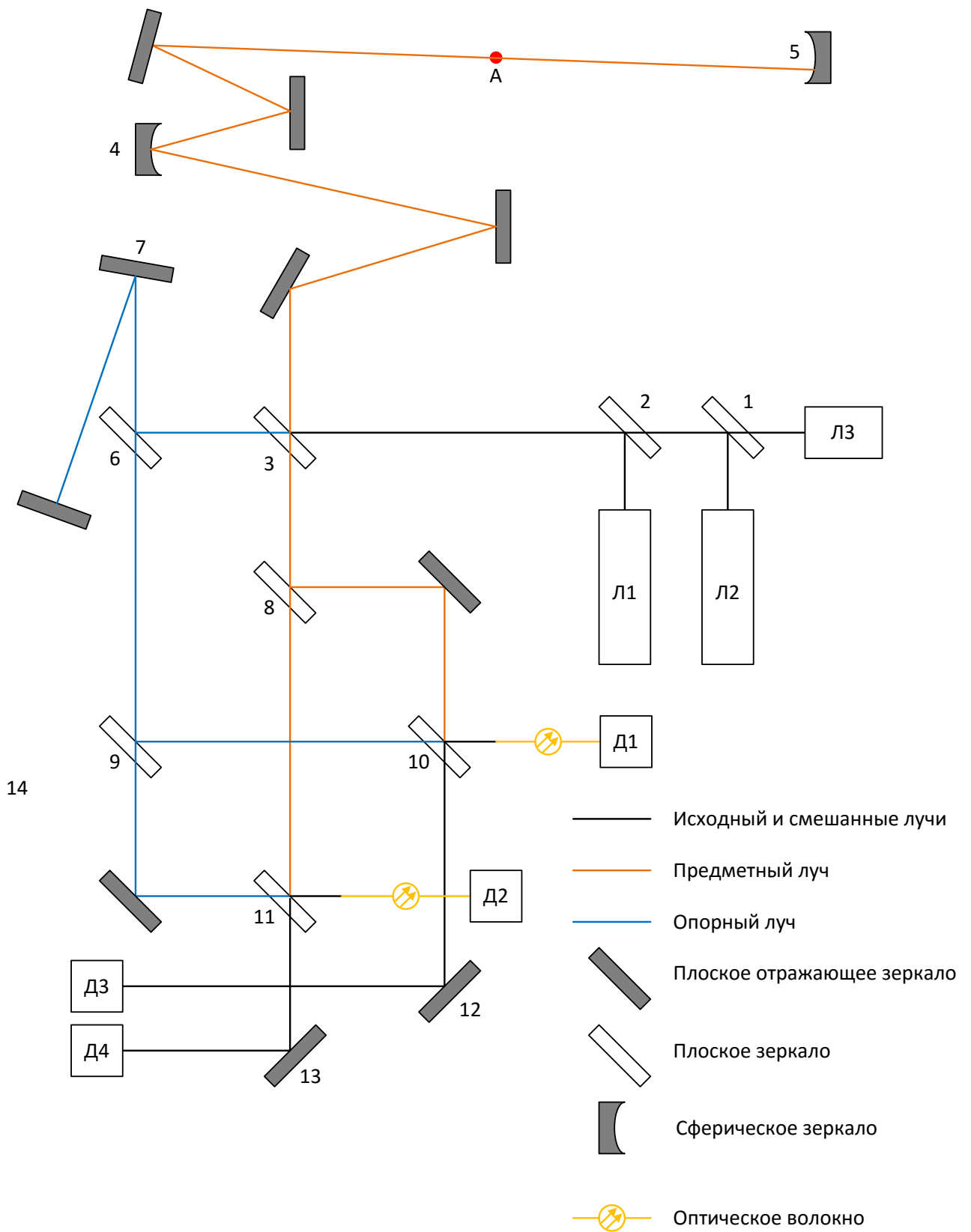


Рис. 3.1. Схема проектируемого интерферометра.

Используемые зеркала: плоские и сферические зеркала – диэлектрические с золотым покрытием, обеспечивающим высокий коэффициент отражения для используемых значений длин волн. Сферические зеркала произведены в ИЯФ СО РАН. Радиусы кривизны зеркал 1004 мм и 2750 мм. В качестве полупрозражающих зеркал используются клиновидные ZnSe пластинки Thorlabs BSW711 с просветляющим покрытием, обеспечивающие коэффициенты отражения и пропускания, близкие к 50%, для широкого диапазона длин волн (от 1 мкм до 12 мкм). Благодаря клиновидности лучи, испытавшие многократное внутреннее отражение, уводятся от оси основного луча. Угол клиновидности $0,5^\circ$.

Для регистрации излучения 10,6 мкм используется система регистрации производства VIGO SYSTEM S.A., состоящая из инфракрасного детектора PCI-4TE-10.6-1x1[8] с предусилителем PIP-DC-20M-F-M4[9], и контроллера PTCC-01-ADV[10]. Детектор оптимизирован для регистрации излучения с длинами волн 3 - 11 мкм с максимумом чувствительности в области 7-8 мкм. Сигнал с детектора усиливается встроенным предусилителем и через контроллер подаётся на вход осциллографа.

Для регистрации излучения 1064 нм используются PIN-фотодиоды OSRAM SFH 203 FA [11]. При подаче напряжения смещения и облучении светом фотодиод работает как источник тока. Для измерения регистрируемого сигнала собрана электрическая схема, представленная на рис. 3.2. Фототок создаёт падение напряжения на резисторе R1 (10 кОм), которое через выход (Output) подаётся на вход осциллографа. Напряжение смещения – 18 В.

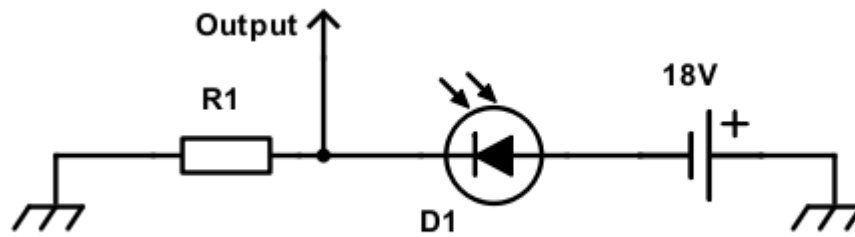


Рис. 3.2. Схема для регистрации сигнала с фотодиода OSRAM

Все оптические компоненты интерферометра смонтированы на оптическом столе с пневматическими виброгасящими опорами (Thorlabs T1020СК). Зеркала и светоделители закреплены в подвижках, позволяющих тонкую настройку наклона зеркал по двум координатам. Подвижки устанавливаются на стол при помощи подставок, выводящих зеркала на одинаковую высоту над плоскостью стола, так что оптические элементы интерферометра (за исключением системы зеркал, вводящих предметный луч в мишенную камеру) находятся в одной плоскости. Так же эти подставки позволяют грубую регулировку расположения зеркал в плоскости интерферометра по двум координатам. Подвижки с зеркалами 10 и 11, на которых происходит смещение опорного и предметного лучей, устанавливаются на стол при помощи однокоординатных подвижек с микрометрическим винтом, позволяющими тонкую настройку положения зеркала по одной координате в плоскости стола. Принимающие концы волноводов закреплены в двухкоординатных подвижках, регулирующих положение торца волновода в плоскости, перпендикулярной лучу. При помощи этих подвижек настраивается положение принимающих концов волноводов на интерференционной картине.

Для интеграции разрабатываемой диагностики в комплекс ЛИУ разработана мишенная камера новой конструкции (рис. 3.3). Ввод лазерных лучей в камеру и вывод из неё производится через прозрачные вакуумные окна, установленные на концах длинных патрубков (с целью уменьшения осаждения паров тантала на окнах). Окна изготовлены из селенида цинка, без просветления.

Окна наклонены на 1° (угол между осью зеркала и осью трубы), благодаря чему паразитные отражающиеся лучи отклоняются от оптического тракта. Мишенная камера содержит колесо с 20 установленными танталовыми мишенями. Крепление мишеней позволяет регулировать их установку по радиусу колеса, чем достигается регулировка расстояния от мишени до лучей интерферометра в диапазоне от 10 мм до 46 мм.

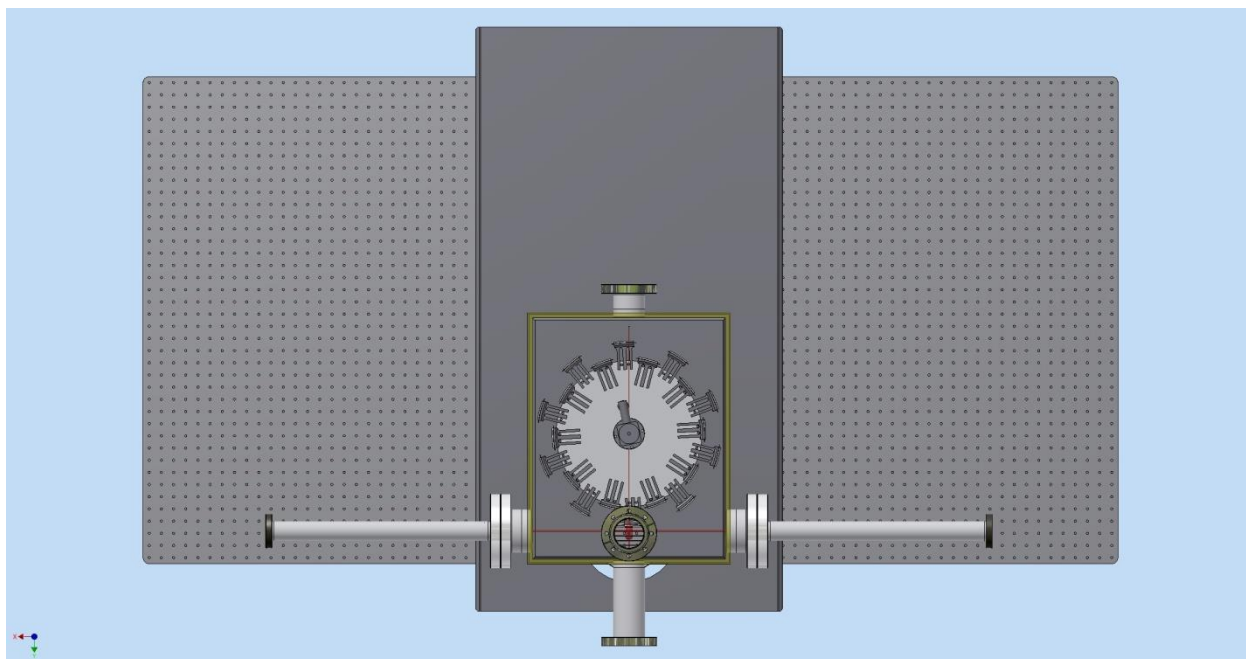


Рис. 3.3. Относительное расположение мишенной камеры и оптического стола интерферометра (вид сверху).

4. Экспериментальная часть, обсуждение результатов

Тестирование интерферометра на стенде.

Для проверки работоспособности выбранной схемы интерферометра и отработки процедур настройки и калибровки был выполнен макет диагностики, состоящий из интерферометра и мишенной камеры. Регистрация излучения 10,6 мкм производилась детекторами, установленными непосредственно на оптическом столе при помощи подставок. Необходимость защиты детекторов от электромагнитных наводок и рентгеновского излучения в этом стендовом эксперименте отсутствовала. На пьезоэлемент подвижного зеркала подавалось переменное синусоидальное напряжение амплитудой ≈ 230 В частотой ≈ 120 Гц. При периодическом движении зеркала возникает периодическое изменение сигналов с детекторов. На рис. 4.1. представлена фотография экрана осциллографа с временной развёрткой сигналов детектора 1064 нм, детектора 10,6 мкм, а так же напряжение на пьезоэлементе (измеряется при помощи щупа с делителем, ослабляющим измеренное значение в 10 раз). По этим осциллограммам видно, что между точками разворота зеркала уложилось $\approx 5,5$ полос интерференции для излучения 10,6 мкм. Это означает, что изменение оптического пути опорного луча при колебаниях зеркала составляет ≈ 58 мкм.

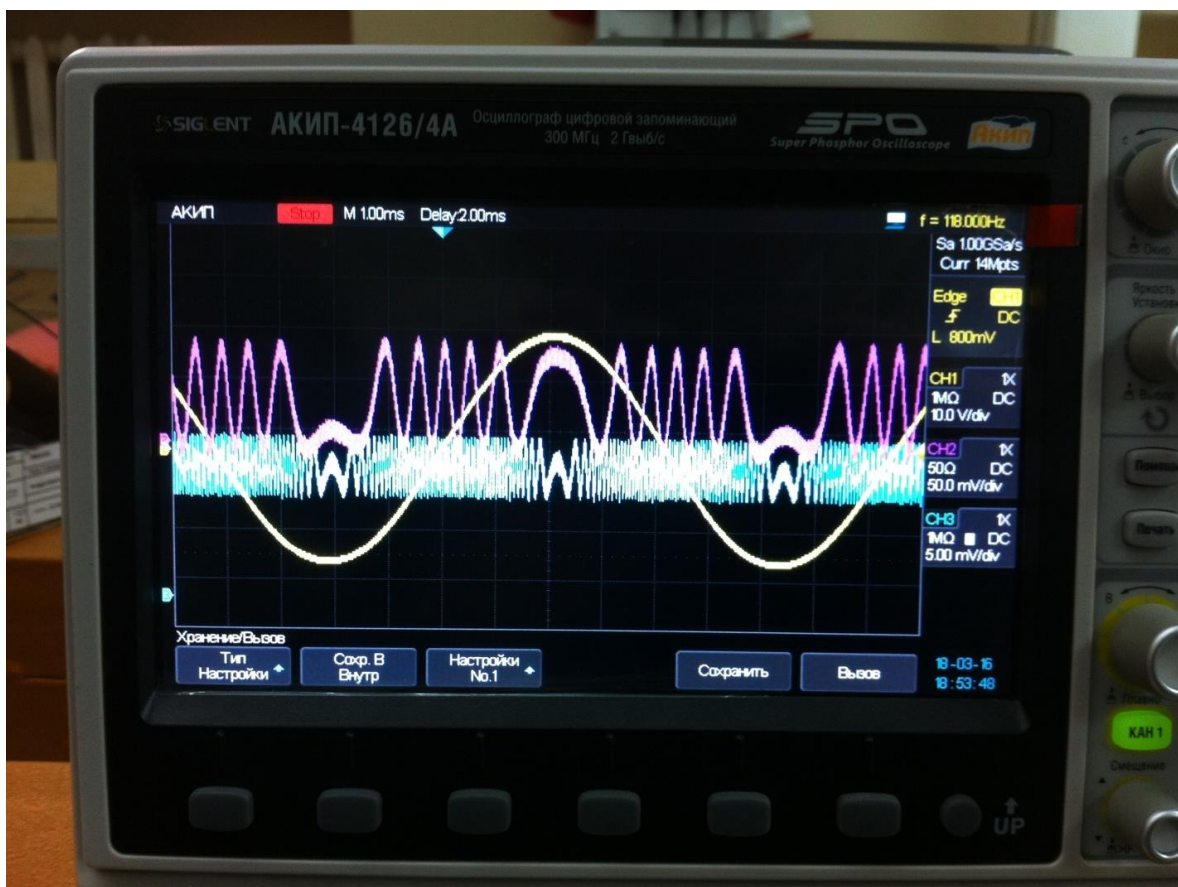


Рис. 4.1. Калибровочные сигналы, полученные на стенде. Синяя кривая – сигнал детектора 1064 нм, пурпурная – сигнал с детектора 10,6 мкм, жёлтая – напряжение на пьезоэлементе, полученное с помощью делителя 1:10

В ходе стендовых испытаний диагностики продемонстрирована ее работоспособность в имеющихся вибрационных условиях.

Диагностика абляционного факела с мишени после импульса ЛИУ

Для проведения эксперимента по регистрации абляционного факела на ЛИУ в финальной части тракта ускорителя установлены мишенная камера и разработанная система зондирования мишенной плазмы на основе двухцветного интерферометра. Параметры пучка ЛИУ, достигнутые к моменту проведения эксперимента, следующие: энергия около 3 МэВ, ток ≈ 300 А, длительность импульса 200 нс, диаметр пучка на мишени ≈ 4 мм. Произведём оценку энерговыделения в мишени при таких параметрах. Объём мишени, в которой выделяется энергия пучка, составляет ≈ 12 мм³. Значение удельного энерговы-

деления в этом случае значительно меньше значения, соответствующего проектным параметрам пучка, и недостаточной для испарения тантала. Поэтому, при таких параметрах пучка, мишенная танталовая плазма практически не образуется. Однако, указанного энерговыделения достаточно для испарения и ионизации вещества, адсорбированного на поверхности мишени. По-видимому, в условиях данного эксперимента они будут играть главную роль в образовании плазмы. Это подтверждается предварительными экспериментами, в которых установлено, что при повторных выстрелах электронным пучком по одному и тому же месту на мишени, влияние плазмы на получаемые сигналы значительно более слабое. Действительно, адсорбированный слой уничтожается в первом выстреле, и во втором выстреле облучается более чистая мишень. Детекторы установлены в защищённом боксе, экранирующим их от электромагнитных наводок, а также защищены от рентгеновского излучения свинцовой кладкой. Сигналы с усилителей детекторов регистрируются осциллографом АК ИП с полосой пропускания 250 МГц, который сохраняет осциллограммы в файл для дальнейшей обработки. Запуск осциллографа синхронизирован с моментом выстрела электронного пучка. Для уменьшения электромагнитных наводок, использованы гальванически изолированные оптические каналы управления осциллографом и его запуска. Для калибровки интерферограмм в этом эксперименте на пьезоэлемент подвижного зеркала подавалось переменное напряжение синусоидальной формы. Временная зависимость этого напряжения регистрировалась и сохранялась в файл отдельным осциллографом АК ИП, который запускался синхронно с основным.

Эксперимент разбит на два этапа. На первом этапе производилась обработка использования диагностики в режиме использования излучения на одной длине волны (1064 нм). Источник подаваемого на пьезоэлемент переменного импульса – генератор сигналов звуковой частоты с усилителем. Произведено несколько выстрелов электронным пучком ЛИУ по мишени с записью осциллограмм напряжения на пьезоэлементе и сигналов с двух детекторов излучения 1064 нм. Такие осциллограммы получены для мишеней, выдвинутых

на расстояние от лучей интерферометра 10 мм и 46 мм. На рис. 4.2 представлены осциллограммы с одного детектора для двух положений мишени: синяя линия соответствует расстоянию от лучей до мишени 10 мм, красная – 46 мм. На рис. 4.3 приведена центральная область этих осциллограмм, на этих графиках возмущение сигнала от влияния плазмы представлено подробнее. До выстрела пучка ($t < 0$ мкс) а также спустя некоторое время после него ($t > 300$ мкс) представляет собой калибровочный сигнал, невозмущённый воздействием плазмы, аналогичный калибровочному сигналу, полученному на стенде. В промежутке времён между 0 нс и 300 мкс можно наблюдать отклонение сигнала от калибровочной формы, что интерпретируется как появление фазового сдвига от вещества на пути предметного луча. В данном эксперименте невозможно разделить плотности нейтральной и ионизованной компонент облака, поскольку зондирование выполняется на одной длине волны. Из этих осциллограмм можно определить промежутки времени, в течение которых вещество вносит заметный вклад в фазовый сдвиг. В частности, в эксперименте с мишенью, находящейся в 10 мм от луча, плазма заметна начиная с ≈ 6 мкс, а в случае расстояния 46 мм – начиная с ≈ 17 мкс, что даёт оценку скорости распространения фронта облака в 1,7 км/с и 2,7 км/с.

На втором этапе эксперимента производилась отработка использования диагностики на обеих длинах волн. Как и на предыдущем этапе, было произведено несколько выстрелов пучком ЛИУ по мишени, в ходе которых были записаны осциллограммы напряжения на пьезоэлементе и сигналов с четырёх детекторов. Расстояние от мишени до предметного луча 10 мм. На рис. 4.4 представлены осциллограммы сигналов с двух детекторов для одного из выстрелов; синяя кривая соответствует детектору 1064 нм, зелёная – 10,6 мкм. Рис. 4.5 представлена центральная область этих графиков.

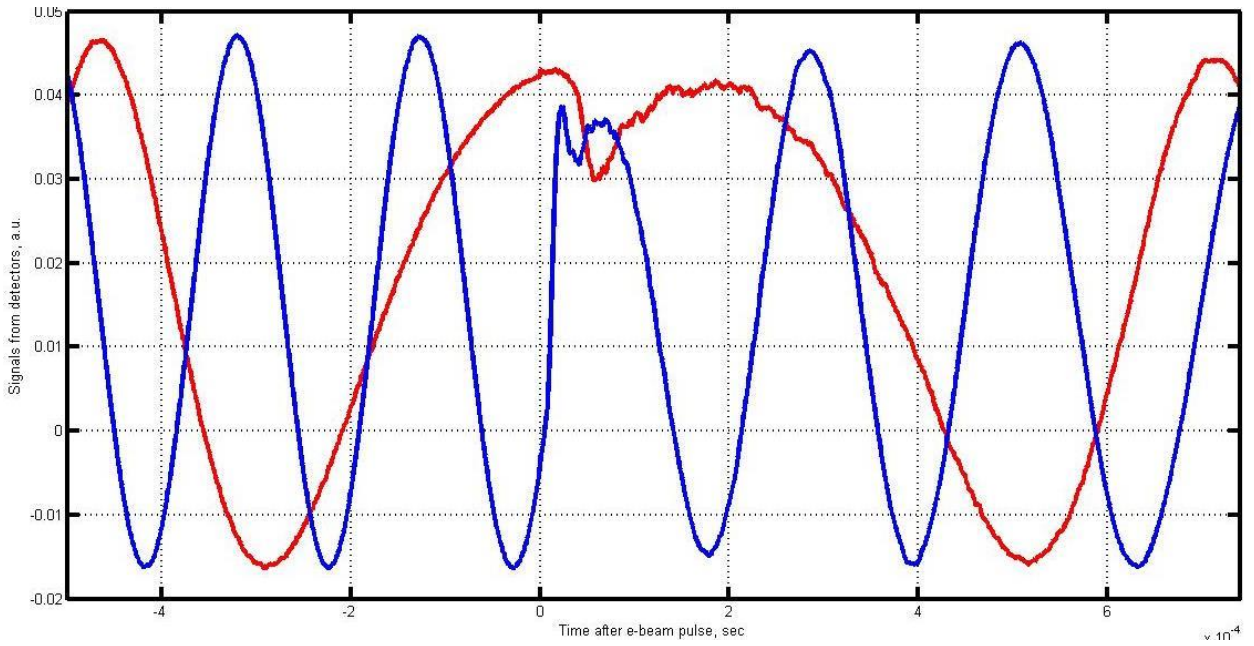


Рис. 4.2. Осциллограммы сигналов с двух детекторов 1064 нм в эксперименте с пучком ЛИУ. Синяя линия – при расстоянии от предметного луча до мишени 10 мм, красная – при расстоянии 46 мм

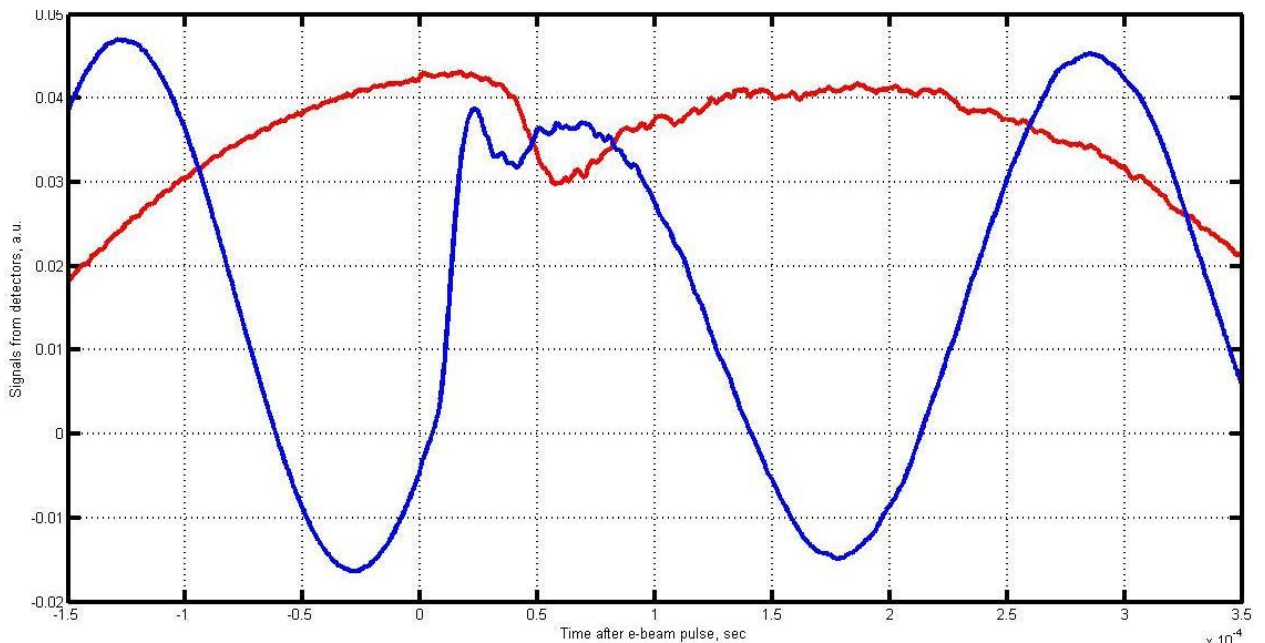


Рис. 4.3. То же, центральная область графиков

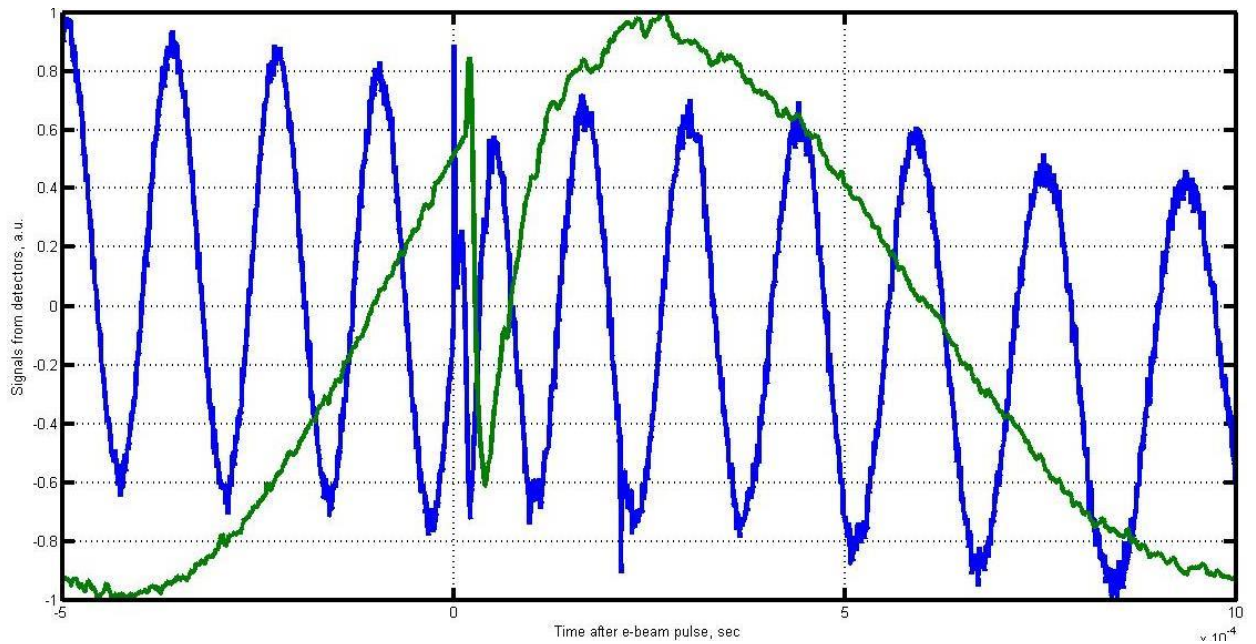


Рис. 4.4. Осциллограммы сигналов детекторов 1064 нм (синий) и 10,6 мкм (зелёный) в эксперименте с пучком ЛИУ

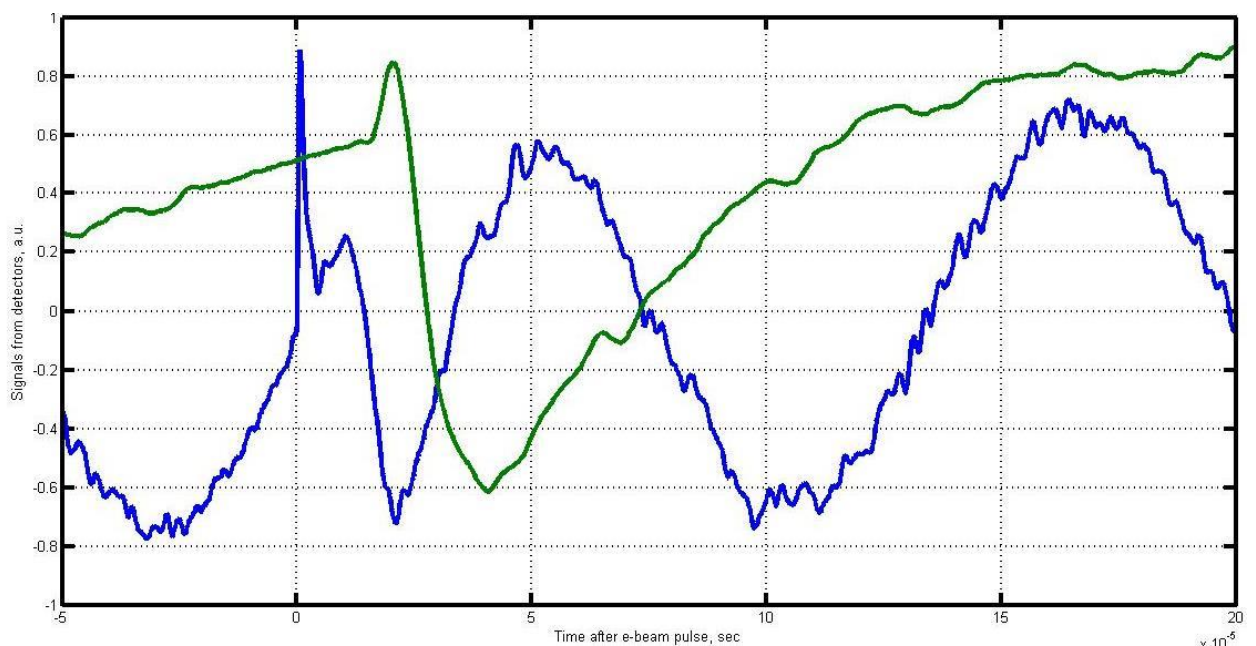


Рис. 4.5. То же, центральная область графиков

Аналогично предыдущему эксперименту, вне центральной области осциллограмм, там, где отсутствует заметное влияние плазмы, наблюдается сигнал, близкий к калибровочному. В центральной области осциллограмм присутствует заметное отклонение сигнала от калибровочной формы. Пик синей

(1064 нм) осциллограммы вблизи нуля времени интерпретируется как импульсная помеха, вызванная рентгеновской наводкой при выстреле пучка ускорителя; при обработке данных этот пик исключается из рассмотрения.

Цель обработки полученных осциллограмм – выделение фазового сдвига, внесённого исследуемым облаком вещества, на фоне калибровочного сигнала. Визуально определялась область графика, в которой калибровочный сигнал возмущён влиянием исследуемого вещества; далее эта область графика вырезалась и заменялась продолжением калибровочного сигнала. Это продолжение для каждого графика находилось как интерполяция исходного сглаженного сигнала полиномом третьей степени. На рис. 4.6 представлены графики исходных сигналов и полученных полиномов (красные линии), слева для сигналов детектора 1064 нм, справа – для 10,6 мкм.

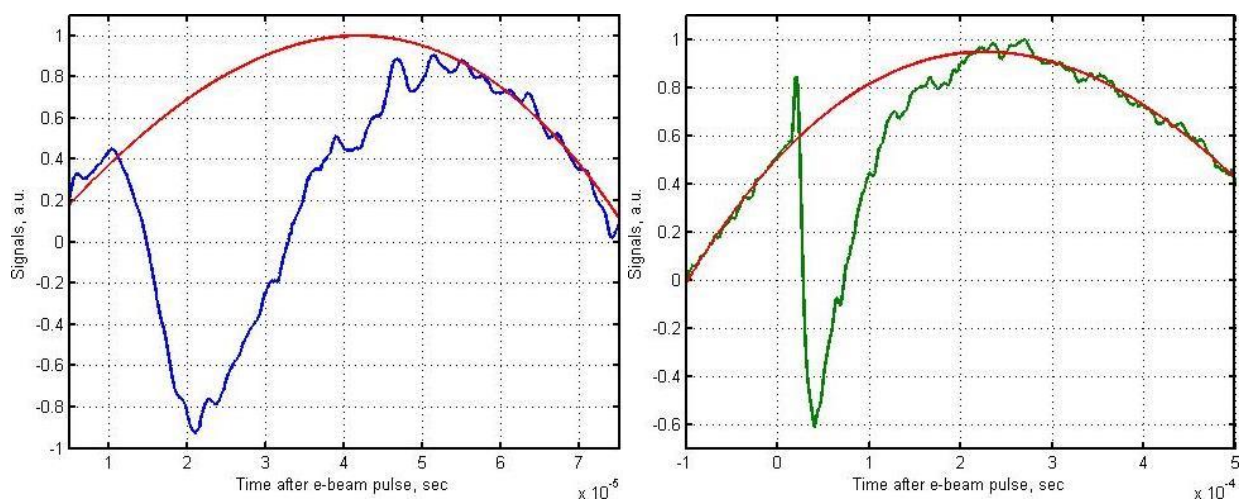


Рис. 4.6. Сигналы с детекторов на длинах волн 1064 нм (слева) и 10,6 мкм (справа) и функции, интерполирующие калибровочный сигнал (красные линии)

Здесь нужно отметить, что для сигнала 1064 нм заметно изменение амплитуды калибровочного сигнала в диапазоне времён от нуля до ≈ 250 мкс, что составляет примерно два периода калибровочного сигнала. Такое явление может быть объяснено влиянием рефракции предметного луча в плазме, которая

приводит к отклонению луча от оптической оси и изменению интерференционной картины. В таком случае, в измерение фазового сдвига вносится ошибка, связанная с неточностью определения калибровочного сигнала путём интерполяции исходного графика. Можно считать, что фазовый сдвиг определяется с хорошей точностью в областях, в которых он превосходит изменение амплитуды от рефракции, что соответствует области времён от нуля до ≈ 40 мкс. При больших временах неучтённый фазовый сдвиг не превосходит относительное уменьшение амплитуды калибровочного сигнала. Оценив максимальное уменьшение амплитуды в $\approx 20\%$ (по рис. 4.4), получаем оценку сверху неучтённого фазового сдвига в $\approx 0,64$ рад (в области времён от 40 мкс до 250 мкс). Для ослабления рефракции предметного луча необходима тщательная настройка сферических зеркал, фокусирующих лазерные пучки в область плазмы.

Далее, интерпретируя в интересующей нас области времён исходный сигнал как функцию $\cos(\varphi_0 + \Delta\varphi)$, а полученный полином – как функцию $\cos(\varphi_0)$, где $\varphi_0(t)$ сдвиг фазы, вносимый движением зеркала, а $\Delta\varphi(t)$ – искомый фазовый сдвиг, можно определить $\Delta\varphi(t)$. На рис. 4.7. представлены полученные временные зависимости $\Delta\varphi(t)$ для длины волны 1064 нм (синяя линия) и 10,6 мкм (зелёная линия). Влияние нейтральной компоненты плазмы приводит к положительному смещению фазы, а влияние электронов плазмы – к отрицательному смещению.

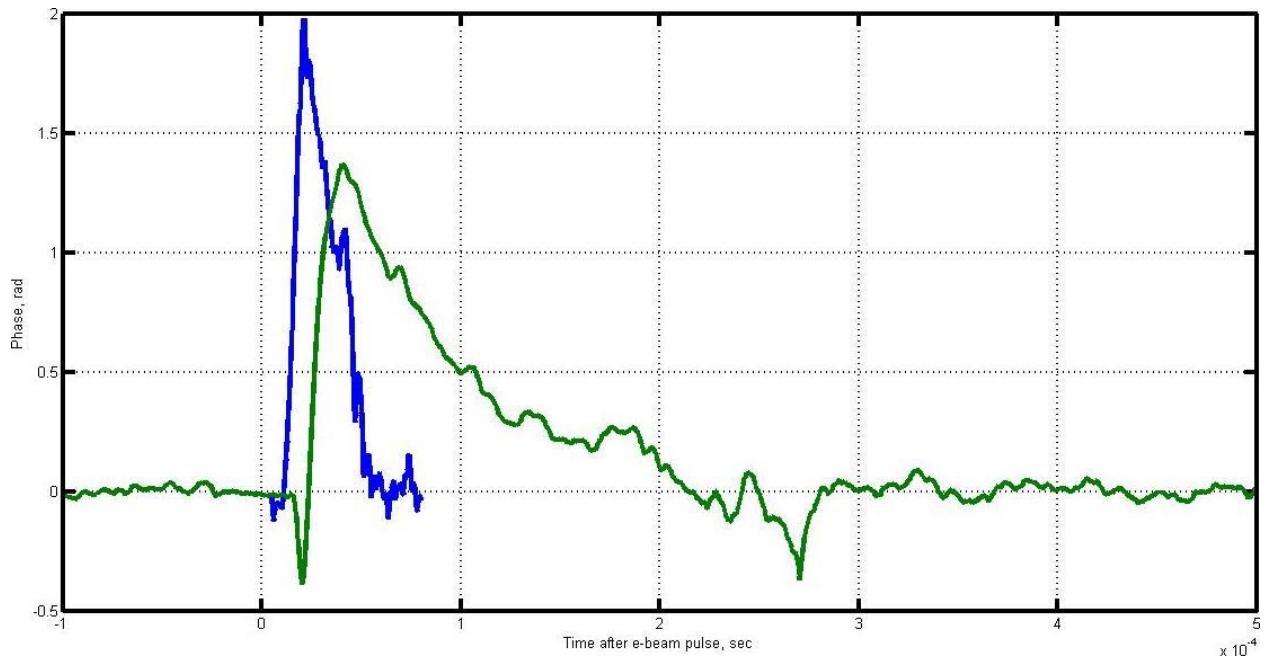


Рис. 4.7. Полученные зависимости фазового сдвига от влияния плазмы на длинах волн 1064 нм (синяя линия) и 10,6 мкм (зелёная)

Рассмотрим полученные графики. Виден небольшой отрицательный пик на синем графике и большой по величине отрицательный пик на зелёном. Оба сигнала после пика растут в положительную сторону. Это поведение интерпретируется как появление плазменной короны на пути предметного луча, и дальнейшее замещение этих слоёв более глубокими слоями расширяющегося облака, с большей плотностью нейтральной компоненты. Видно, что отрицательные пики отличаются по величине (у зелёного графика – значительно больше, чем у синего), и что соответствующие этапы на синем графике происходит раньше, чем на зелёном.

Как выведено в части 2, зависимость фазового сдвига от линейных плотностей нейтралов $N_a L$ и электронов $N_e L$ выражается формулой

$$\Delta\varphi = AN_a L - BN_e L$$

Величины A и B можно рассматривать как чувствительность диагностики к плотностям нейтральной и электронной компонент, которые зависят от используемой длины волны. Отношение B/A при этом – отношение чувствительностей – характеризует отношение степеней влияния электронов и нейтралов.

Это отношение для длины волны 1064 нм составляет ≈ 28 , а для длины волны 10,6 мкм – ≈ 2785 , то есть примерно в 100 раз больше. При появлении на пути предметного луча, вслед за ионизованной короной, более плотных слоёв плазменного облака, положительный вклад в смещение фазы от прибывающих нейтралов станет доминировать над отрицательным вкладом электронов. Этот момент наступит раньше для луча 1064 нм, и заметно позже для луча 10,6 мкм (поскольку для него нужна значительно большая плотность нейтралов для доминирования их вклада). Поэтому отрицательный пик для сигнала, соответствующего лучу 10,6 мкм, успевает достичь больших значений.

Оценим по значению этого пика значение плотности электронов. Отрицательное смещение фазы составляет $\approx 0,37$ рад (в момент ≈ 20 мкс после импульса ЛИУ). Влияние плазмы становится заметным примерно в 5 мкс, что даёт скорость распространения плазмы ≈ 2 км/с. В момент 20 мкс путь луча в плазме составляет ≈ 160 мм (учитывая, что луч проходит через плазму дважды). В пренебрежении вкладом нейтралов, получается плотность электронов $N_e \approx 7,8 \cdot 10^{13}$ см⁻³. Т.к. нейтралы и электроны противоположным образом влияют на фазовый сдвиг, действительно достигаемая плотность электронов превосходит эту величину.

После достижения максимума оба сигнала спадают (медленнее, чем нарастали до максимума), что соответствует уменьшению плотности разлетающейся плазмы. Длительность этого спада составляет $\approx 200-240$ мкс.

Величины положительных пиков, по-видимому, в значительной мере объясняются влиянием нейтральной компоненты внутренних слоёв облака. Точный вещественный состав этого облака (как и адсорбированных на мишени примесей) неизвестен. Предположим, что значительную долю в составе облака занимает атомарный водород, и оценим порядок плотности его нейтралов, соответствующих положительному пику фазового сдвига. По данным [6], примем стационарную поляризуемость тантала $\alpha = 6,3 \cdot 10^{-24}$ см³. Время, соответствующее этому пику ≈ 20 мкс, что соответствует ходу луча в облаке $L \approx 16$

см. В этих предположениях, плотность нейтральных атомов водорода составит порядка 10^{18} см⁻³.

Видно, что величины положительных пиков для обоих сигналов – одного порядка, несмотря на то что чувствительность диагностики к нейтралам на длине волны 10,6 мкм на порядок меньше, чем для длины волны 1064 нм. Аномально большая величина пика для сигнала 10,6 мкм может быть объяснена тем, что в действительности величина чувствительности к нейтралам оказалась значительно больше рассчитанной в теоретической части величины. В составе веществ, десорбированных с поверхности мишени, могут находиться молекулярные соединения с молекулярными спектральными линиями, близкими к линии СО₂-лазера 10,6 мкм. В таком случае, согласно классической теории дисперсии, поляризуемость вещества будет значительно превышать стационарную поляризуемость, что приведёт к повышению чувствительности к нейтральной компоненте. С этим явлением можно бороться путём очистки поверхности мишени предварительным импульсом пучка. При проектных параметрах пучка ЛИУ мишенная плазма будет формироваться атомарным танталом, и в этом случае будет отсутствовать влияние молекулярных линий на поляризуемость вещества и, следовательно, на чувствительность диагностики к нейтралам.

5. Заключение.

В ходе проделанной работы:

- 1) Спроектирована и построена диагностика мишенной плазмы на ЛИУ на основе двухцветного интерферометра. Используемые длины волн – 1064 нм и 10,6 мкм;
- 2) Проведены стендовые испытания диагностики, продемонстрирована ее работоспособность и возможность осуществления квадратурного режима;
- 3) Диагностика установлена на ЛИУ, проведены первые эксперименты по диагностированию мишенной плазмы. Параметры импульса ЛИУ в экспериментах: энергия 3 МэВ, ток ≈ 300 А, длительность импульса 200 нс, диаметр пучка на мишени ≈ 4 мм. Мишенная плазма в этих экспериментах образовывалась в основном из адсорбированного на поверхности мишени вещества, а не из вещества самой мишени. Получена скорость разлетающейся плазмы в диапазоне 1,7-2,7 км/с, а также оценка снизу плотности электронов плазмы $N_e > 7,8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$;
- 4) Определён основной путь улучшения характеристик диагностики – тщательная настройка системы подавления рефракции с использованием сферических зеркал.

6. Список литературы

1. J. E. Coleman and J. Colgan Spatially and temporally resolved measurements of a dense copper plasma heated by intense relativistic electrons // PHYSICS OF PLASMAS 24, 083302 (2017)
2. J. E. Coleman and J. Colgan Collisional heating and adiabatic expansion of warm dense matter with intense relativistic electrons // PHYSICAL REVIEW E 96, 013208 (2017)
3. Coleman, Joshua Eugene Diagnosing the DARHT Axis-I beam from source to target
4. Haijun Yu, Jian Cheng, Jun Zhu, Xiaoguo Jiang, Nan Chen, and Jinshui Shi Mach-Zehnder Interferometer for Spatiotemporal Plasma-Density Measurement in “Dragon-I” Target Zone // IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, VOL. 37, NO. 12, DECEMBER 2009
5. NIST Atomic Stopping-Power & Range Tables for Electrons, Protons, and Helium Ions
https://physics.nist.gov/cgi-bin/Star/e_table.pl
6. [2.3] P.Schwerdtfeger, Centre for Theoretical Chemistry and Physics, The New Zealand Institute for Advanced Study <http://ctcp.massey.ac.nz/index.php?menu=dipole&page=dipole>
7. NIST Atomic Spectra Database
https://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html
8. <https://www.vigo.com.pl/pub/File/PRODUKTY/IR/PC/PC-4TE.pdf>
9. <https://www.vigo.com.pl/pub/File/PRODUKTY/Przedwzmacniacze/PIP/PIP%20Datasheet.pdf>
10. <https://www.vigo.com.pl/pub/File/PRODUKTY/Kontrolery%20TEC/P TCC-01%20-%20Ddatasheet.pdf>
11. https://www.osram.com/os/ecat/Radial%20T1%203-4%20SFH%20203%20FA/com/en/class_pim_web_catalog_103489/global/prd_pim_device_2219555/