

Федеральное государственное бюджетное научное учреждение
«ФЕДЕРАЛЬНЫЙ ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ЦЕНТР ИНСТИТУТ ПРИКЛАДНОЙ
ФИЗИКИ РОССИЙСКОЙ АКАДЕМИИ НАУК»

№ госрегистрации

ОТЧЕТ
О ПРИКЛАДНЫХ НАУЧНЫХ ИССЛЕДОВАНИЯХ

«Создание элементной и технологической базы для альтернативных, экологически чистых гибридных термоядерных установок на основе сверхмощных лазерных систем.»

по теме:

Оптимизация параметров сверхмощных лазерных систем

(итоговый)

Этап 3

ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы»

Соглашение о предоставлении субсидии от 26.09.2017 г. № 14.607.21.0196

Руководитель проекта,
академик РАН, д.ф.-м.н. _____ Е.А. Хазанов
29.12.2019

Нижний Новгород
2019

1. СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ

Руководитель проекта,
академик РАН, д.ф.-м.н

подпись

Е.А. Хазанов

Исполнители:

зав. лабораторией.,
доктор. физ.-мат. наук

подпись

М.В. Стародубцев
(разделы 2 и 5)

старший научный сотрудник,
канд. физ.-мат. наук

подпись

А.А. Соловьев
(разделы 1, 7, 8 и 10)

старший научный сотрудник,
канд. физ.-мат. наук

подпись

Д.Е. Силин
(раздел 6)

старший научный сотрудник,
канд. физ.-мат. наук

подпись

А.А. Кузьмин
(раздел 4,)

зав. лабораторией.,
канд. физ.-мат. наук,

подпись

А.А.Шайкин
(раздел 3)

зав. лабораторией,

подпись

В.В. Ложкарев
(раздел 9)

Нормоконтролер

подпись

Л.А. Белоусова

Содержание

1. СПИСОК ИСПОЛНИТЕЛЕЙ	2
2. Введение	5
3. Разработка эскизной конструкторской документации, изготовление экспериментального образца, разработка программы и методики исследовательских испытаний, анализ результатов испытаний экспериментального образца двухканального лазерного усилителя на стержнях из неодимового стекла с квазипрямоугольными выходными импульсами длительностью около 1 нс и энергией не менее 400 Дж в каждом канале.	7
3.1. Разработка эскизной конструкторской документации экспериментального образца двухканального лазерного усилителя на стержнях из неодимового стекла с квазипрямоугольными выходными импульсами длительностью около 1 нс и энергией не менее 400 Дж в каждом канале.	7
3.2. Изготовление экспериментального образца двухканального лазерного усилителя на стержнях из неодимового стекла с квазипрямоугольными выходными импульсами длительностью около 1 нс и энергией не менее 400 Дж в каждом канале.	7
3.3. Разработка программы и методики исследовательских испытаний экспериментального образца двухканального лазерного усилителя на стержнях из неодимового стекла с квазипрямоугольными выходными импульсами длительностью около 1 нс и энергией не менее 400 Дж в каждом канале.....	8
3.4. Анализ результатов испытаний экспериментального образца двухканального лазерного усилителя на стержнях из неодимового стекла с квазипрямоугольными выходными импульсами длительностью около 1 нс и энергией не менее 400 Дж в каждом канале.....	8
4. Разработка эскизной конструкторской документации, изготовление экспериментального образца, разработка программы и методики исследовательских испытаний, анализ результатов испытаний экспериментального образца изолятора Фарадея для лазерного излучения апертуры 45 мм с произвольной поляризацией.....	10
4.1. Разработка эскизной конструкторской документации экспериментального образца изолятора Фарадея для лазерного излучения апертуры 45 мм с произвольной поляризацией.	10
4.2. Изготовление экспериментального образца изолятора Фарадея для лазерного излучения апертуры 45 мм с произвольной поляризацией.	10
4.3. Разработка программы и методики исследовательских испытаний экспериментального образца изолятора Фарадея для лазерного излучения апертуры 45 мм с произвольной поляризацией.....	10
4.4. Анализ результатов испытаний экспериментального образца изолятора Фарадея для лазерного излучения апертуры 45 мм с произвольной поляризацией.....	11
5. Разработка рекомендаций по использованию внешнего магнитного поля для оптимизации режима лазерного обжатия термоядерной мишени.....	12
5.1. Исследование абляционной плазмы методами рентгеновской спектроскопии.	17
5.2. Исследование абляционной плазмы методами фемтосекундной оптической интерферометрии.....	27

<i>5.3. Численное моделирование разлета абляционной лазерной плазмы во внешнее магнитное поле.</i>	<i>36</i>
<i>5.4. Рекомендации по использованию внешнего магнитного поля для оптимизации режимов лазерного обжата термоядерных мишеней.</i>	<i>38</i>
<i>6. Разработка эскизной конструкторской документации, изготовление экспериментального образца, разработка программы и методики исследовательских испытаний, анализ результатов испытаний экспериментального образца интерферометра.</i>	<i>43</i>
<i>6.1. Разработка эскизной конструкторской документации экспериментального образца интерферометра.</i>	<i>43</i>
<i>6.2. Изготовление экспериментального образца интерферометра.</i>	<i>43</i>
<i>6.3. Разработка программы и методики исследовательских испытаний экспериментального образца интерферометра.</i>	<i>43</i>
<i>6.4. Анализ результатов испытаний экспериментального образца интерферометра</i>	<i>43</i>
<i>7. Разработка эскизной конструкторской документации, изготовление экспериментального образца, разработка программы и методики исследовательских испытаний, анализ результатов испытаний экспериментального образца задающей системы, обеспечивающей возможность управления временной огибающей импульса накачки.</i>	<i>45</i>
<i>7.1. Разработка эскизной конструкторской документации экспериментального образца задающей системы, обеспечивающей возможность управления временной огибающей импульса накачки.</i>	<i>45</i>
<i>7.2. Изготовление экспериментального образца задающей системы, обеспечивающей возможность управления временной огибающей импульса накачки.</i>	<i>46</i>
<i>7.3. Разработка программы и методики исследовательских испытаний экспериментального образца задающей системы, обеспечивающей возможность управления временной огибающей импульса накачки.</i>	<i>46</i>
<i>7.4. Анализ результатов испытаний экспериментального образца задающей системы, обеспечивающей возможность управления временной огибающей импульса накачки. ...</i>	<i>46</i>
<i>8. Разработка эскизной конструкторской документации, изготовление экспериментального образца, разработка программы и методики исследовательских испытаний, анализ результатов испытаний экспериментального образца предварительного усилителя.</i>	<i>49</i>
<i>8.1. Разработка эскизной конструкторской документации экспериментального образца предварительного усилителя.</i>	<i>49</i>
<i>8.2. Изготовление экспериментального образца предварительного усилителя.</i>	<i>49</i>
<i>8.3. Разработка программы и методики исследовательских испытаний экспериментального образца предварительного усилителя.</i>	<i>49</i>
<i>8.4. Анализ результатов испытаний экспериментального образца предварительного усилителя.</i>	<i>49</i>
<i>9. (Внебюджет) Разработка методов повышения лазерной прочности оптических материалов.</i>	<i>51</i>
<i>10. Заключение.</i>	<i>56</i>

2. Введение

Экспериментальная реализация схемы лазерного термоядерного синтеза является одной из самых амбициозных научно-технологических задач, которые когда-либо ставило перед собой человечество. В этой схеме поджиг топлива осуществляется путем лазерного обжата термоядерной мишени с использованием многолучевых лазерных систем с рекордными энергиями. Решение этой задачи невозможно без усовершенствования огромного числа технологий, лежащих в основе всех этапов процесса.

Целью настоящего проекта являлось обеспечение научно-технологического развития Российской Федерации путем разработки, апробации и доведения до разной степени готовности к внедрению ряда ключевых технологий и подходов для создания экологически чистого гибридного источника ядерной энергии, основанного на использовании лазерных систем высокой мощности. В рамках данного проекта основное внимание уделялось следующим ключевым технологиям лазерного УТС.

- Разработка методов изготовления и тестирования лучевой стойкости крупноапертурных оптических элементов, составляющих лазерные системы для лазерного УТС.
- Разработка методов дистанционной диагностики качества оптических поверхностей.
- Модернизация стартовой части петаваттного лазерного комплекса PEARL.
- Разработка технологий и модернизация наносекундного лазерного усилителя на неодимовом стекле.
- Разработка методов подавления магнитогидродинамических неустойчивостей при лазерном обжатии термоядерной мишени посредством наложения сильного внешнего магнитного поля.

На третий год выполнения проекта заявлены следующей работы:

- Разработка эскизной конструкторской документации, изготовление экспериментального образца, разработка программы и методики исследовательских испытаний, проведение испытаний, анализ результатов испытаний экспериментального образца двухканального лазерного усилителя на стержнях из неодимового стекла с квазипрямоугольными выходными импульсами длительностью около 1 нс и энергией не менее 400 Дж в каждом канале.

- Разработка эскизной конструкторской документации, изготовление экспериментального образца, разработка программы и методики исследовательских испытаний проведение испытаний, анализ результатов испытаний экспериментального образца изолятора Фарадея для лазерного излучения апертуры 45 мм с произвольной поляризацией.
- Разработка рекомендаций по использованию внешнего магнитного поля для оптимизации режимов лазерного обжата термоядерной мишени.
- Разработка эскизной конструкторской документации, изготовление экспериментального образца, разработка программы и методики исследовательских испытаний, проведение испытаний, анализ результатов испытаний экспериментального образца интерферометра
- Разработка эскизной конструкторской документации, изготовление экспериментального образца, разработка программы и методики исследовательских испытаний, проведение испытаний, анализ результатов испытаний экспериментального образца задающей системы, обеспечивающего возможность управления временной огибающей импульса накачки.
- Разработка эскизной конструкторской документации, изготовление экспериментального образца, разработка программы и методики исследовательских испытаний, проведение испытаний, анализ результатов испытаний экспериментального образца предварительного усилителя.
- Разработка метода повышения лазерной прочности оптических материалов.

По окончании этапа должны быть предоставлены следующие отчетные документы:

- Заключительный отчет о ПНИЭР, содержащий рекомендации по использованию внешнего магнитного поля для оптимизации режимов лазерного обжата термоядерной мишени, описание процесса разработки метода повышения лазерной прочности оптических материалов.
- Эскизная конструкторская документация на изготовление экспериментального образца, программа и методики, протоколы, акты проведения исследовательских испытаний экспериментального образца двухканального лазерного усилителя
- Эскизная конструкторская документация на изготовление экспериментального образца, программа и методики, протоколы, акты проведения исследовательских испытаний экспериментального образца изолятора Фарадея для лазерного излучения рекордной апертуры 45 мм с произвольной поляризацией.

- Эскизная конструкторская документация на изготовление экспериментального образца, программа и методики, протоколы, акты проведения исследовательских испытаний экспериментального образца интерферометра.
- Эскизная конструкторская документация на изготовление экспериментального образца, акт изготовления, программа и методики, протоколы, акты проведения исследовательских испытаний экспериментального образца задающей системы, обеспечивающей возможность управления временной огибающей импульса накачки.
- Эскизная конструкторская документация на изготовление экспериментального образца, акт изготовления, программа и методики, протоколы, акты проведения исследовательских испытаний экспериментального образца предварительного усилителя.

3. Разработка эскизной конструкторской документации, изготовление экспериментального образца, разработка программы и методики исследовательских испытаний, анализ результатов испытаний экспериментального образца двухканального лазерного усилителя на стержнях из неодимового стекла с квазипрямоугольными выходными импульсами длительностью около 1 нс и энергией не менее 400 Дж в каждом канале.

3.1. Разработка эскизной конструкторской документации экспериментального образца двухканального лазерного усилителя на стержнях из неодимового стекла с квазипрямоугольными выходными импульсами длительностью около 1 нс и энергией не менее 400 Дж в каждом канале.

В ходе выполнения проекта была разработана эскизная конструкторская документация экспериментального образца двухканального лазерного усилителя на стержнях из неодимового стекла с квазипрямоугольными выходными импульсами длительностью около 1 нс и энергией не менее 400 Дж в каждом канале, представленная в Приложении к отчету.

3.2. Изготовление экспериментального образца двухканального лазерного усилителя на стержнях из неодимового стекла с квазипрямоугольными выходными импульсами длительностью около 1 нс и энергией не менее 400 Дж в каждом канале.

В ходе выполнения проекта был изготовлен экспериментальный образец двухканального лазерного усилителя на стержнях из неодимового стекла с квазипрямоугольными выходными импульсами длительностью около 1 нс и энергией не менее 400 Дж в каждом канале. Акт изготовления представлен в Приложении к отчету.

3.3. Разработка программы и методики исследовательских испытаний экспериментального образца двухканального лазерного усилителя на стержнях из неодимового стекла с квазипрямоугольными выходными импульсами длительностью около 1 нс и энергией не менее 400 Дж в каждом канале.

В ходе выполнения проекта были проведены испытания экспериментального образца интерферометра согласно программе и методике исследовательских испытаний экспериментального образца двухканального лазерного усилителя на стержнях из неодимового стекла с квазипрямоугольными выходными импульсами длительностью около 1 нс и энергией не менее 400 Дж в каждом канале. Результаты испытаний внесены в Протокол исследовательских испытаний экспериментального образца двухканального лазерного усилителя на стержнях из неодимового стекла с квазипрямоугольными выходными импульсами длительностью около 1 нс и энергией не менее 400 Дж в каждом канале, представленный в Приложении к отчету.

3.4. Анализ результатов испытаний экспериментального образца двухканального лазерного усилителя на стержнях из неодимового стекла с квазипрямоугольными выходными импульсами длительностью около 1 нс и энергией не менее 400 Дж в каждом канале.

Результаты тестирования экспериментального образца двухканального лазерного усилителя на стержнях из неодимового стекла с квазипрямоугольными выходными импульсами длительностью около 1 нс и энергией не менее 400 Дж в каждом канале, предоставленные в протоколе исследовательских испытаний, показывают полное соответствие двухканального лазерного усилителя требованиям ТЗ. Испытания двухканального лазерного усилителя на стержнях из неодимового стекла с квазипрямоугольными выходными импульсами длительностью около 1 нс и энергией не менее 400 Дж в каждом канале показали, что неоднородность поперечного распределения находится на уровне 20%, что вполне достаточно для использования в качестве накачки мощных параметрических усилителей. Так же следует отметить, что есть запас по порогу разрушения поверхности оптических

элементов, следовательно, возможна дополнительная установка оптических усилителей апертурой 150мм в каждый канал. Это позволит повысить энергии оптических импульсов до уровня 520 – 560 Дж. Однако использование стержневых стеклянных усилителей такой большой апертуры, как 150мм для технологических лазеров располагается, по-видимому, на границе разумного построения оптических схем. Это определяется, в основном, двумя факторами. Во-первых, сложностью организации эффективной радиальной накачки, что приводит к малому коэффициенту усиления. Вкупе с френелевскими потерями на каждом оптическом элементе это даёт весьма малый эффект при использовании таких оптических усилителей. Второй фактор это экстремально низкий шок-параметр фосфатного стекла. Учитывая низкую теплопроводность стекла это приводит к необходимости уменьшения частоты следования импульсов до значений один импульс в 40-60 минут. Тем не менее, в настоящее время такие усилители являются единственным доступным способом построения компактных лазеров килоджоульного уровня. И созданный усилитель уникален по своим параметрам.

4. Разработка эскизной конструкторской документации, изготовление экспериментального образца, разработка программы и методики исследовательских испытаний, анализ результатов испытаний экспериментального образца изолятора Фарадея для лазерного излучения апертуры 45 мм с произвольной поляризацией

4.1. Разработка эскизной конструкторской документации экспериментального образца изолятора Фарадея для лазерного излучения апертуры 45 мм с произвольной поляризацией.

В ходе выполнения проекта была разработана эскизная конструкторская документация экспериментального образца изолятора Фарадея для лазерного излучения апертуры 45 мм с произвольной поляризацией, представленная в Приложении к отчету.

4.2. Изготовление экспериментального образца изолятора Фарадея для лазерного излучения апертуры 45 мм с произвольной поляризацией.

В ходе выполнения проекта был изготовлен экспериментальный образец изолятора Фарадея для лазерного излучения апертуры 45 мм с произвольной поляризацией. Акт изготовления представлен в Приложении к отчету.

4.3. Разработка программы и методики исследовательских испытаний экспериментального образца изолятора Фарадея для лазерного излучения апертуры 45 мм с произвольной поляризацией.

В ходе выполнения проекта были проведены испытания экспериментального образца изолятора Фарадея согласно программе и методике исследовательских испытаний экспериментального образца изолятора Фарадея для лазерного излучения апертуры 45 мм с произвольной поляризацией. Результаты испытаний внесены в Протокол исследовательских испытаний экспериментального образца изолятора Фарадея для лазерного излучения апертуры 45 мм с произвольной поляризацией, представленный в Приложении к отчету.

4.4. Анализ результатов испытаний экспериментального образца изолятора Фарадея для лазерного излучения апертуры 45 мм с произвольной поляризацией

Результаты тестирования экспериментального образца изолятора Фарадея для лазерного излучения апертуры 45 мм с произвольной поляризацией, предоставленные в протоколе исследовательских испытаний, показывают полное соответствие изолятора Фарадея требованиям ТЗ. Испытания изолятора Фарадея на лазерном излучении апертурой 45 мм, с двумя скрещенными поляризациями показали, что экспериментальный образец обеспечивает степень изоляции (неразвязку) стартовой части лазера от обратного излучения равную $(6.54 \pm 0.25) \cdot 10^{-4}$, что почти вдвое лучше требуемого значения 10^{-3} .

5. Разработка рекомендаций по использованию внешнего магнитного поля для оптимизации режима лазерного обжата термоядерной мишени

В условиях непрямого термоядерного синтеза для обжата термоядерной мишени используется мягкое рентгеновское излучение, испускаемое стенками хольраума, которые, в свою очередь, облучаются системой наносекундных лазерных лучей. Хольраум представляет собой сферу или цилиндр, изготовленный из материала с высоким Z (например, золото). Термоядерная мишень состоит из сферического аблятора с низким Z (например, пластик), покрытого изнутри тонким слоем твердого дейтерия и трития при криогенных температурах. Наиболее полные результаты по использованию не прямой схемы термоядерного синтеза получены на установке National Ignition Facility (NIF, США), на которой внутренняя стенка хольраума облучается 192 лазерными лучами суммарной энергией порядка 1,8 МДж. Лучевая схема лазера NIF качественно представлена на рис.3.1.

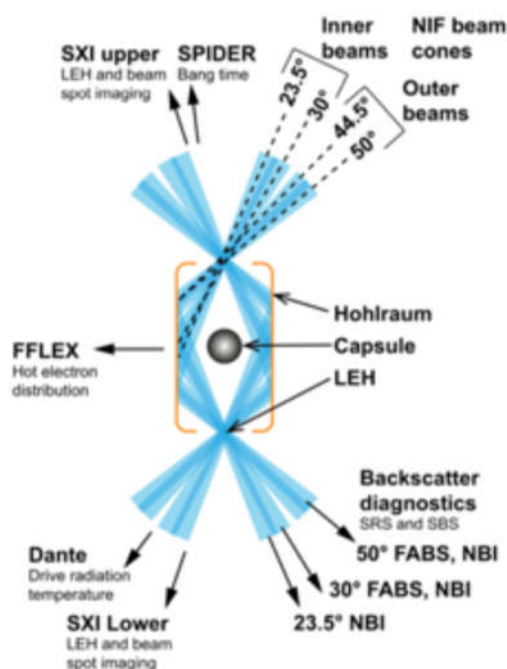


Рис.3.1. Лучевая схема NIF (из статьи [1]).

Хольраумы, используемые в большинстве экспериментов по обжатию термоядерных мишеней в не прямой схеме облучения, заполнены газом с целью уменьшения потока

абляционной плазмы со стенок хольраума. Движение плазменной стенки вызывает смещение областей энерговклада лазерного излучения (лазерных пятен внутренней поверхности хольраума). Более того, если движение плазмы со стенки хольраума является сильным, оно может влиять и на распространение лазерных лучей внутри хольраума, особенно если учесть, что пространственное распределение плазменных потоков сильно неоднородно и зависит от интенсивности падающего лазерного излучения. Отметим, что интенсивность наиболее высока, как правило, там, где внешние лучи воздействуют на стенку хольраума (рис.3.1), что может привести к заметной блокировке излучения в окрестности входных окон и уменьшить энерговклад. Комбинация эффектов движения лазерных пятен и влияния абляционной плазмы на распространение лучей в конечном итоге влияют на симметрию обжата мишени, ограничивая эффективность процесса.

Использование газонаполненного хольраума с достаточно высоким давлением газа (чаще всего используется гелий) уменьшает влияние этих эффектов вследствие замедления расширения пристеночной плазмы. Однако газовое наполнение хольраума вызывает, в свою очередь, ряд эффектов, влияющих на процесс взаимодействия лазерного излучения с хольраумом. Эти эффекты связаны, в первую очередь, с возникновением лазерно-плазменных неустойчивостей при взаимодействии лазерного излучения с газовой средой, что может привести к рассеянию энергии лазера из хольраума. Обратное рассеяние возникает либо в результате вынужденного комбинационного рассеяния (SRS), в котором лазер взаимодействует с возбуждающейся электронной плазменной (ленгмюровской) волной, либо в результате вынужденного бриллюэновского рассеяния (SBS), которое происходит, когда лазер взаимодействует с ионно-звуковой волной. Эффективность этих процессов растет пропорционально плотности газа; продемонстрировано [2] что они приводят к потере 10–15% энергии подводимого в хольраум лазерного излучения при плотности газовой среды порядка $\rho = 1\text{--}1.6 \text{ мг/см}^3$. Кроме того, при этом происходит перераспределение лазерного излучения внутри хольраума, что вызывает нежелательное перераспределение областей энерговклада на стенках хольраума. В дополнение к этому, возбуждение плазменных волн может приводить к генерации горячих электронов, что может вызвать аномальный предварительный нагрев дейтериево-третиевого топлива, что также является крайне нежелательным эффектом. Наконец, в области пересечения лазерных лучей в газовой среде возникает эффект перекрестной передачи энергии между лучами (Cross-beam energy transfer или СВЕТ в англоязычной литературе), что приводит к передаче энергии между пучками в результате взаимодействия с ионно-звуковой волной [3]. Все вышеперечисленные эффекты весьма усложняют расчет и использование газонаполненных хольраумов для обжата мишеней лазерным излучением.

Многие сложности, возникающие из-за лазерно-плазменного взаимодействия в газонаполненных хольраумах при плотностях газа $\sim 1-1,6$ мг/см³ [4], могут быть устранены при использовании вакуумных хольраумов или хольраумов, заполненных газом очень низкой плотности. Эксперименты с хольраумами, заполненными газом с чрезвычайно низкой плотностью ($\sim 0,03$ мг/см³, что составляет всего 2-3% от обычно используемой на NIF плотности газа) [1,5], продемонстрировали чрезвычайно низкие потери (1-3% энергии падающего лазера) из-за обратного рассеяния. Кроме того, было отмечено, что в этих условиях эксперименты значительно лучше моделируются с помощью кодов радиационной гидродинамики. Вместе с тем, для предотвращения влияния эффектов заполнения хольраума абляционной плазмой, в экспериментах пришлось использовать значительно более короткие лазерные импульсы, чем стандартные импульсы длительностью 15-20 нс, обычно используемые в экспериментах с газонаполненными хольраумами. Для этого в качестве аблятора (оболочки капсулы) пришлось использовать углерод высокой плотности (HDC), который в 3 раза плотнее пластика, традиционно используемого в качестве оболочки-аблятора. Это позволило использовать более тонкий слой аблятора, чем в традиционных мишенях, и обеспечить обжиг мишени при более коротких лазерных импульсах: в эксперименте использовался 2-х ступенчатый лазерный импульс длительностью 6,8 нс.

В ряде экспериментов (см., например, [1]) было исследовано влияние плотности газового заполнения хольраума на:

- обратное рассеяние лазерного излучения вследствие вынужденного комбинационного рассеяния (SRS),
- движение лазерных пятен в хольрауме,
- поглощение лазерного излучения в буферном газе,
- трансформации лазерного излучения в мягкое рентгеновское излучение.

Было показано, что для предотвращения эффектов вынужденного комбинационного рассеяния требуется уменьшить плотность газонаполнения как минимум вдвое от стандартной плотности газа (порядка 1,5 мг/см³). С другой стороны, измерение положений лазерных пятен на стенках хольраума позволяет сделать вывод о большей стабильности лазерных пятен при более высоких плотностях газа, что, по-видимому, связано с предотвращением заполнения хольраума абляционной плазмой. Был также сделан вывод о росте поглощения лазерного излучения при больших давлениях газа в хольрауме. Эффективность, с которой энергия лазера, поглощаемая хольраумом, преобразуется в мягкое рентгеновское излучение, оказалась примерно одинаковой для всех давлений газа.

Общий вывод, который можно сделать из анализа экспериментов, заключается в том, что использование низких давлений буферного газа в хольраумах позволяет избавиться от эффектов обратного рассеяния лазерного излучения и, по-видимому, от эффектов СВЕТ, но приводит к большему движению лазерных пятен на стенках хольраума вследствие вылета абляционной плазмы. Кроме того, уменьшение плотности буферного газа приводит к заполнению хольраума абляционной плазмой при больших длительностях лазерного излучения и использование импульсов с длительностями порядка 8–9 нс уже оказывается невозможным. Вместе с тем, именно более длинные лазерные импульсы оказываются значительно более эффективными с точки зрения нагрева мишени.

Таким образом, очевидно, что методы, позволяющие замедлить заполнение хольраума абляционной плазмой при одновременном понижении давления буферного газа, имеют первостепенное значение для развития методов реализации инерциального термоядерного синтеза.

В рамках проекта исследовалась одна из таких возможностей, связанная с использованием внешнего магнитного поля большой напряженности. Хорошо известно, что внешнее магнитное поле может оказывать существенное влияние на параметры плазмы, а именно, на динамику движения плазменного образования как целого, а также на характеристики различного рода процессов, происходящих в нем, таких, например, как генерация рентгеновского излучения. Особенно ярко это проявляется в экспериментах, направленных на реализацию инерциального термоядерного синтеза [6,7], а также в различных астрофизических объектах. В первом случае магнитное поле используется для сжатия термоядерного топлива окружающей плазмой, подавления различного рода гидродинамических плазменных неустойчивостей, а также для уменьшения эффекта неконтролируемого предварительного прогрева плазмы горячими электронами [8-10]. Во втором случае крупномасштабные магнитные поля определяют процессы выброса корональной массы [11,12] и взаимодействия солнечного ветра с магнитосферой планет [13]. Кроме того, влияние магнитных полей приводит к формированию вытянутых плазменных струй из вещества, выбрасываемого Молодыми Звездными Объектами [14-16]. Наблюдаемые в таких сильно коллимированных потоках различного рода плазменные неустойчивости по современным представлениям также связаны с действием сил со стороны магнитных полей сложной конфигурации, которые генерируются заряженными частицами, составляющими струю [17,18].

Разлет плазмы во внешнее магнитное поле имеет ряд особенностей, которые позволяют предположить, что заполнение внутренней части хольраума абляционной плазмой

будет менее эффективным при наложении на хольраум сильного внешнего магнитного поля. Результаты экспериментального моделирования разлета плазмы во внешнее магнитное поле представлены в этом разделе отчета.

Следует отметить, что идея использования внешних магнитных полей в экспериментах по инерциальному термоядерному синтезу высказывалась ранее. На их основе была даже развита концепция магнито-инерциального синтеза [19]. Основной целью подобных исследований является задача замагничивания ионов в термоядерном топливе и, как следствие, увеличение их температуры [20], уменьшения электронной теплопроводности [21] и подавление гидродинамических неустойчивостей [22,23]. Отметим, что в процессе обжатия мишени напряженность магнитного поля внутри мишени существенно (на несколько порядков) возрастает.

Однако, судя по анализу литературы, задача использования внешнего магнитного поля для управления режимами заполнения хольраума абляционной плазмой до настоящего времени не рассматривалась.

В настоящее время изучение процессов, происходящих в сильно замагниченной плазме, может быть проведено в рамках лабораторных экспериментов по взаимодействию мощного лазерного излучения с веществом. При этом в пространственной области, окружающей точку облучения, создается магнитное поле заданной конфигурации, параметры которого можно изменять от выстрела к выстрелу. Так, например, в недавних работах [24,25] проведены исследования распространения лазерной плазмы параллельно силовым линиям внешнего однородного магнитного поля. Было показано, что в этом случае происходит коллимация плазменного потока, то есть его вытягивание вдоль оси распространения лазерного импульса с сохранением значений электронной плотности на сравнительно высоком уровне на значительных удалениях от лазерной мишени. В этих экспериментах при помощи спектрометров с пространственным разрешением было зарегистрировано рентгеновское излучение из областей, значительно удаленных (вплоть до 10 мм) от поверхности мишени. Такая ситуация существенно отличается от случая свободного разлета плазмы в вакууме, при котором уже на расстоянии около 4 мм светимость в рентгеновском диапазоне практически отсутствует.

Экспериментальное моделирование процессов разлета абляционной плазмы, возникающей при воздействии лазерного излучения наносекундной длительности и интенсивности порядка 10^{13} Вт/см², во внешнее магнитное поле в основном проводились на лабораторном стенде для исследований лазерно-плазменного взаимодействия [26,27], созданном на базе лазерного комплекса PEARL [28]. Часть вспомогательных экспериментов,

основанных на этих же принципах, выполнялись на стенде ELFIE в Высшей политехнической школе (Франция).

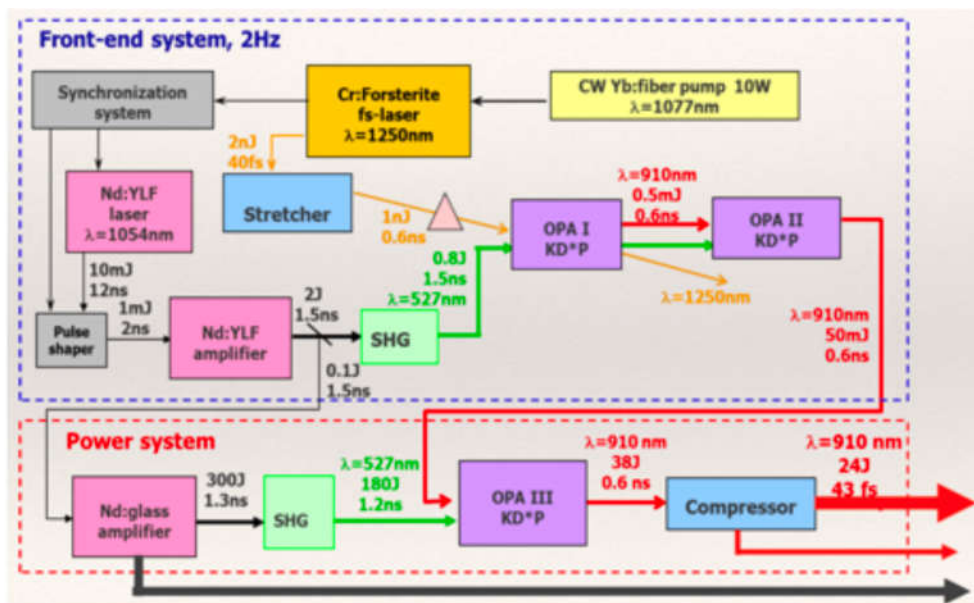


Схема лазера PEARL представлена на рис.3.2.

Рис.3.2. Схема лазерного стенда PEARL. Показаны основные лазерные лучи, поставляемые в камеру взаимодействия: красным изображены фемтосекундные каналы лазерного излучения, черным - наносекундный канал.

Абляция плазмы со стенок замагниченного хольраума моделировалась путем облучения плоской мишени (тефлон) излучением лазера накачки стендов PEARL или ELFIE. Параметры лазеров накачки были следующими. Лазер PEARL: длина волны - 1054 нм или 527 нм (первая или вторая гармоники лазера на неодимовом стекле), длительность импульса - 1 нс, энергия лазерного импульса - 1-30 Дж, диаметр лазерного пятна на поверхности мишени - 0,2-5 мм. Интенсивность лазерного излучения на поверхности мишени варьировалась от 10^{11} до 10^{14} Вт/см². Лазер ELFIE: длина волны - 1.057 мкм, длительность - 0.6 нс, энергией - 40 Дж, диаметр лазерного пятна - 0.35-1.7 мм. Интенсивность - порядка 10^{13} Вт/см².

Для диагностики абляционной плазмы использовались методы рентгеновской спектрометрической диагностики и методы фемтосекундной лазерной интерферометрии.

5.1. Исследование абляционной плазмы методами рентгеновской спектрометрии.

Первая серия экспериментов, проведенная в рамках настоящего проекта, была направлена на исследование методами рентгеновской диагностики динамики разлета плазменного потока во внешнем однородном магнитном поле, силовые линии которого перпендикулярны направлению разлета плазмы. Как было показано в [29], действие поля такой конфигурации может приводить к образованию внутри плазменного потока различного рода неоднородностей электронной плотности.

Эксперименты проводились на установке ELFIE в Лаборатории Использования Интенсивных Лазерных Импульсов Политехнической школы (Палезо, Франция). Общая схема установки представлена на Рисунке 3.3(a). В экспериментах лазерный импульс с центральной длиной волны $\lambda = 1.057$ мкм длительностью 0.6 нс с энергией ~ 40 Дж фокусировался на твердотельную мишень из тефлона (CF₂)_n. Фокусировка производилась при помощи собирающей линзы (f/21) фокусным расстоянием 2.2 м и пластинки случайной фазы (random phase plate) [30]. Диаметр лазерного пятна варьировался от выстрела к выстрелу от 0.35 до 1.7 мм, что соответствует плотности потока на уровне 10¹³ Вт/см² на мишени. При таких параметрах лазерного излучения, атомы фтора, входящие в состав мишени, практически полностью (вплоть до гелие- и водородоподобных состояний) ионизируются, что подтверждается наличием в спектре линий, соответствующих переходам между энергетическими уровнями таких ионов. В качестве внешнего магнитного поля использовалась полоидальная компонента поля катушек Гельмгольца [31], в которых имеются технологические отверстия для заведения внутрь лазерного излучения, а также для наблюдения за образующейся плазмой.

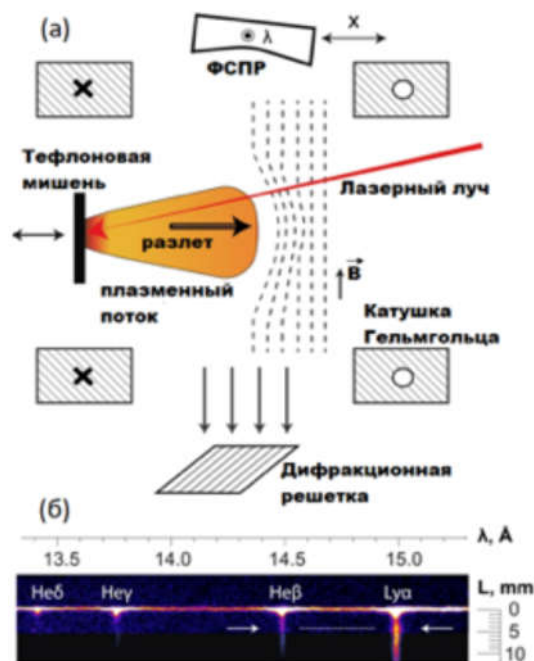


Рисунок 3.3. (а) — Схема экспериментальной установки. Твердотельная тефлоновая (CF2) мишень облучается лазерным импульсом длительностью 0.6 нс с полной энергией ~ 40 Дж ($I_4 \times 10^{13}$ Вт/см²). Разлет плазмы происходит перпендикулярно силовым линиям магнитного поля со значением индукции до 30 Тл, генерируемого катушками Гельмгольца. В экспериментах при помощи фокусирующего спектрометра с пространственным разрешением (ФСПр) и дифракционной решетки с переменной шириной щели регистрировалось излучение плазмы в мягком рентгеновском диапазоне. (б) — спектрограмма рентгеновского излучения плазмы, расширяющейся в поперечном магнитном поле с индукцией 30 Тл, полученная при помощи ФСПр. Изображение получено как сшивка двух спектрограмм, зарегистрированных при различном положении мишени относительно диагностического окна.

Катушки были расположены в пространстве таким образом, чтобы силовые линии магнитного поля были перпендикулярны плазменному потоку и параллельны линии наблюдения диагностического оборудования. При этом характерные размеры исследуемой плазмы значительно меньше области существования внешнего поля, а время его нарастания существенно больше времени жизни плазменного факела. Эти два фактора одновременно позволяют рассматривать внешнее поле однородным [24,31]. Величина магнитной индукции варьировалась в пределах от 0 до 30 Тл. В экспериментах была реализована возможность смещения лазерной мишени относительно диагностического окна, что позволяло выводить на луч зрения диагностического оборудования области пространства значительно удаленные от точки взаимодействия.

Рентгеновское излучение плазмы регистрировалось при помощи двух типов спектрометров: фокусирующего спектрометра с пространственным разрешением (ФСПр) и дифракционной решетки. В ФСПр в качестве диспергирующего элемента использовался сферически изогнутый (радиус кривизны $R = 150$ мм) кристалл слюды с межплоскостным расстоянием $2d = 19.9149$ Å. Данный спектрометр был настроен на регистрацию рентгеновского излучения в диапазоне длин волн от 13 до 16 Å с пространственным разрешением на уровне 0.1 мм. При его помощи детектировалось рентгеновское излучение плазмы, соответствующее переходам в гелиеподобных (переходы 3p–1s, 4p–1s, 5p–1s etc.) и водородоподобных (переход 2p–1s) ионах фтора. Из-за недостаточного количества места в экспериментальной камере кристалл был установлен на расстоянии 480 мм от плазменного источника, из-за чего плоскость регистрации излучения находилась за пределами круга Роуланда. В качестве детектора рентгеновского излучения использовались рентгенофлуоресцентные пластины Fujifilm Image Plate TR, которые помещались внутрь специального держателя, защищенного от видимого излучения. Типичный вид спектра, зарегистрированного при помощи ФСПр, показан на Рисунке 3.3(б). Ось, вдоль которой

происходил разлет плазмы, обозначена как L, а стрелками обозначены области, в которых наблюдается рост интенсивности излучения.

Использовавшаяся в экспериментах дифракционная решетка с переменной шириной щели (ниже упоминается как «VSG» от англ. Variable Slit Grating) позволяет регистрировать рентгеновское излучение с энергией фотонов в диапазоне от 200 до 2000 эВ, но с меньшим, по сравнению с ФСПР, спектральным разрешением. В качестве детектора, как и для ФСПР, использовались рентгенофлуоресцентные пластины Fujifilm TR. Следует отметить, что чувствительность VSG выше, чем у ФСПР, поэтому она использовалась для измерения интегральной светимости в широком диапазоне длин волн.

В общем случае плазма, расширяющаяся в вакууме, подвержена самоколлимации за счет вихревых магнитных полей, опоясывающих плазменный поток (механизм батареи Бирмана [32]). Эти поля обладают высоким значением индукции (10 - 100 Тл) и существуют в области с характерным размером около 0.1 мм в непосредственной близости от поверхности мишени. В результате их действия разлет плазмы происходит в конус с углом раствора около 30. В отсутствие внешнего поля процесс расширения плазменного сгустка характеризуется достаточно быстрым, по сравнению, например, со случаем разлета параллельно силовым линиям однородного поля [33], спаданием электронной плотности и температуры плазмы (черные кривые на Рисунке 3.4(г) и 3.4(д) соответственно).

На Рисунке 3.4 показано сравнение параметров свободно разлетающейся плазмы с параметрами плазмы, движущейся перпендикулярно силовым линиям магнитного поля. Для получения профилей интегральной интенсивности (Рисунок 3.4(а)) рентгеновского излучения в широком диапазоне длин волн плазмы использовалась дифракционная решетка с переменной толщиной щели. Однако из-за ее низкого спектрального разрешения была недоступна возможность анализа светимости отдельных спектральных компонент. Поэтому параллельно с решеткой во всех экспериментах рентгеновское излучение плазмы также регистрировалось при помощи ФСПР. Из полученных при его помощи пространственных профилей интенсивности отдельных спектральных линий $\text{Lu}\alpha$ и $\text{Ne}\beta$ видно, что в присутствии поперечного магнитного поля на расстояниях 1–2 мм наблюдается гораздо более резкий спад интегральной интенсивности с расстоянием, чем в случае свободного разлёта (Рисунки 3.4(б) и 3.4(в) соответственно). Однако на расстоянии 2 – 4 мм от мишени происходит рост (особенно ярко проявляется на Рисунке 3.4(б)) интенсивности обеих линий, который продолжается до 5-6 мм, после которого значения вновь начинают уменьшаться, но не так быстро, как в случае свободного разлета. Следует отметить, что для меньшего ($B = 20$ Тл) значения индукции внешнего поля спад более пологий (красные кривые на Рисунках 3.4 (б) и (в)). Скорость спада определяется в данном случае соотношением между магнитным и

гидродинамическим давлением и никак не связано с взаимодействием плазмы со стенками магнитных катушек, которое начинает сказываться на расстояниях ~ 10 мм.

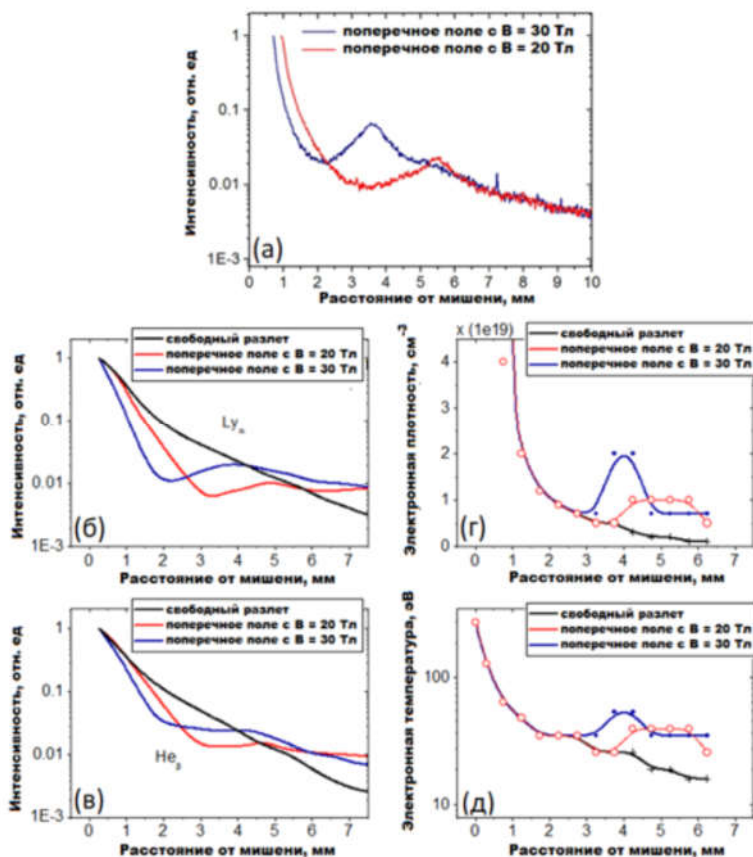


Рисунок 3.4 (а) — Пространственные профили интегральной (по времени и диапазону регистрации) интенсивности мягкого рентгеновского излучения, испускаемого потоками лазерной плазмы, разлетающейся поперек силовых линий магнитного поля с индукцией 20 Тл и 30 Тл, зарегистрированные при помощи дифракционной решетки с переменной толщиной щели. (б) — пространственные профили интегральной (по времени) интенсивности спектральной линии Ly_{α} , полученные при помощи ФСПР для случая свободного разлета и разлета поперек силовых линий однородного магнитного поля с индукцией 20 и 30 Тл; (в) - тоже только для линии $He\beta$; (г) — профиль электронной плотности для случая свободного разлета потока лазерной плазмы (черная линия) и для разлета поперек силовых линий магнитного поля с индукцией 20 и 30 Тл (красная и синяя кривые соответственно); (д) — профиль электронной температуры для случая свободного разлета потока лазерной плазмы (черная линия) и для разлета поперек силовых линий магнитного поля с индукцией 20 и 30 Тл (красная и синяя кривые).

Как было отмечено выше, ФСПР позволяет получать более детальную, чем VSG, информацию о спектральном составе излучения плазмы, благодаря высокому спектральному разрешению. В связи с этим диагностика плазменных параметров (электронной температуры

Те и плотности N_e) осуществлялась путем анализа спектров, зарегистрированных этим спектрометром, в рамках двух подходов. Первый из них основывается на предположении о рекомбинационном [32] типе нестационарности разлетающейся лазерной плазмы на значительном (> 0.5 мм) удалении от мишени. Оно позволяет существенно упростить [33] процедуру расчета соотношений интенсивностей спектральных линий, соответствующих переходам в He-подобных (переходы $1snp-1s2$, где $n = 3 - 6$) ионах, в частности для ионов фтора, для широкого диапазона плазменных параметров. После этого становится возможным производить диагностику плазмы путем сравнения экспериментальных значений относительных интенсивностей с теоретическими. Второй подход применялся для определения параметров плазмы, находящейся в непосредственной близости (менее 0.5 мм) от поверхности мишени. Для этого при помощи кода PrismSpect [34] для различных значений электронной температуры и плотности было определено соотношение интенсивностей $Ly\alpha$ и ее диэлектронных сателлитов. Полученные при помощи указанных методик пространственные профили электронной температуры и плотности плазмы, расширяющейся перпендикулярно магнитным силовым линиям, представлены на Рисунках 3.4(г) и 3.4(д).

Вполне очевидно, что на небольшом удалении от мишени, параметры плазмы не зависят от характеристик магнитного поля. В этой области наблюдается довольно быстрый спад температуры от максимального значения 300 эВ в непосредственной близости (< 0.5 мм) облучаемой поверхности до 80 эВ на расстоянии около 1 мм. Далее, на удалении 2 мм, в случае распространения плазмы поперек силовых линий магнитного поля, наблюдается увеличение как электронной температуры, так и плотности. Важно отметить, что из того, что в этой области процесс разлета чувствителен к влиянию внешнего поля, следует, что на таких расстояниях магнитное давление становится сравнимо с гидродинамическим. Из-за этого плазма сжимается и на расстояниях около 4 мм плотность достигает величины, что приблизительно в пять раз превышает значения, полученные для данной области при разлете плазмы параллельно силовым линиям магнитного поля с индукцией 20 Тл [25], и в 10 раз выше значений характерных для свободного разлета. При этом температура находится на уровне ~ 50 эВ. Следует отметить, что указанные здесь значения плазменных параметров являются усредненными по всему времени существования плазмы, так как ФСПР не имеет временного разрешения.

Полученные профили параметров плазмы не полностью согласуются с профилями абсолютной интенсивности спектральных линий. В присутствии магнитного поля интенсивность спектральных линий с расстоянием спадает гораздо быстрее, чем в случае свободного разлета, в то время как профили плазменных параметров совпадают друг с другом вплоть до 3 мм. Для объяснения наблюдаемого несоответствия пространственный

профили светимости плазмы в диапазонах длин волн, которые соответствуют спектральным линиям $Lu\alpha$ и $He\beta$, были рассчитаны аналитически на основе измеренных значений электронной температуры и плотности. Как известно, в общем случае интенсивность спектральной линии, соответствующей переходу между возбужденным уровнем n и уровнем k определяется следующим выражением:

$$I_{nk} = E_{nk} \cdot A_{nk} \cdot N_n^z, \quad (1)$$

где E_{nk} - энергия фотона, высвечиваемого при переходе между уровнями n и k , A_{nk} - вероятность радиационного перехода, N_n^z - населенность уровня n в ионе с зарядом Z . Населенность возбужденных состояний может быть определена в рамках квазистационарного подхода путем решения системы кинетических уравнений. В этом подходе предполагается, что населенность уровня n идет только за счет рекомбинации ионов с зарядом $Z+1$ (см. Рисунок 3.5) и возбуждения основных состояний в ионах с зарядом Z

$$N_n^z = \beta_n \cdot N_e \cdot N_1^{z+1} + S_n \cdot N_1^z, \quad [25]; \quad (2)$$

где индекс 1 соответствует основному состоянию, N_e - электронная плотность, а β_n и S_n — это коэффициенты рекомбинационного и ионизационного заселения, соответственно.

Населенность основных состояний определяется из следующего дифференциального уравнения, записанного в приближении одноэлектронных переходов:

$$\frac{dN_1^z}{dt} = \beta^z \cdot N_e^2 \cdot N_1^{z+1} - (S^z \cdot N_e + \beta^{z-1} \cdot N_e^2) \cdot N_1^z + S^{z-1} \cdot N_e \cdot N_1^{z-1}. \quad (3)$$

Здесь β^z и S^z - скорости рекомбинации и ионизации. На основе выше приведенных выражений для интенсивности резонансной линии $Lu\alpha$ (переход $2p-1s$) в случае рекомбинирующей плазмы имеем

$$I_{21}(t) = E_{21} \cdot A_{21} \cdot \beta_2(N_e, T_e) \cdot N_e \cdot N_1^{z+1}(0) \cdot \exp\left(-\int_0^t \beta^z(N_e, T_e) N_e^2 dt\right) \quad (4)$$

где $N_1^{z+1}(0)$ - начальная концентрация «голых» ядер (полностью ионизованных ионов) в момент времени $t=0$. В предположении, что плазма расширяется с постоянной скоростью $v=L/t$, где L - расстояние от поверхности мишени, выражение (4) можно привести к виду, в котором все будет выражено через пространственные зависимости $N_e(L)$, $T_e(L)$ показанные на Рисунках 3.4 (г) и (д).

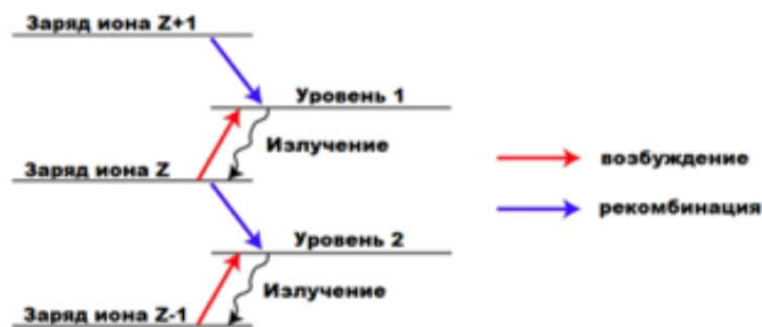


Рисунок 3.5. Схема заселения уровней, распад которых приводит к высвечиванию резонансных линий многозарядных ионов. Здесь под уровнями $Z-1$, Z , $Z+1$ подразумеваются основные состояния ионов с такими зарядами. Уровни 1 и 2 является возбужденными.

Описанная процедура была проделана для расчета обеих рассматриваемых выше спектральных линий $\text{Lu}\alpha$ и $\text{Ne}\beta$ как для свободного разлета, так и для распространения в магнитном поле. Теоретические профили интенсивности, полученные для различных скоростей представлены на Рисунке 3.6. Видно, что экспериментально наблюдаемый градиент меняется с расстоянием даже в случае расширения плазмы в вакуум и не может быть описан при помощи какой-то одной скорости разлета (Рисунок 3.6(а) и 3.6(б)). В связи с этим была предложена модель, в рамках которой предполагается, что в исследуемой плазме можно выделить, как минимум, две фракции, медленную и быструю, со характерными значениями средней скорости на уровне $\sim 4 \cdot 10^7$ см/с и $\sim 10^8$ см/с соответственно. При этом число частиц в быстрой компоненте составляет от 5 до 10% от их общего числа. Небольшое отличие значений скорости, полученных из профиля $\text{Lu}\alpha$ (Рисунок 3.6(а)) от полученных из профиля $\text{Ne}\beta$ (Рисунок 3.6(б)) может быть объяснено тем, что плазменные фракции характеризуются различным распределением ионов по кратностям ионизации. В частности, в быстрой компоненте оно смещено в сторону полностью ионизованных атомов. Из-за разной скорости движения плазменные фракции через некоторое время после начала разлета оказываются в различных областях пространства, иными словами, наблюдается эффект сепарации плазмы, который существенно усиливается в поперечном магнитном поле. Это проявляется в виде иной формы пространственных профилей интенсивности регистрируемых спектральных линий (Рисунок 3.6(в) и (г)).

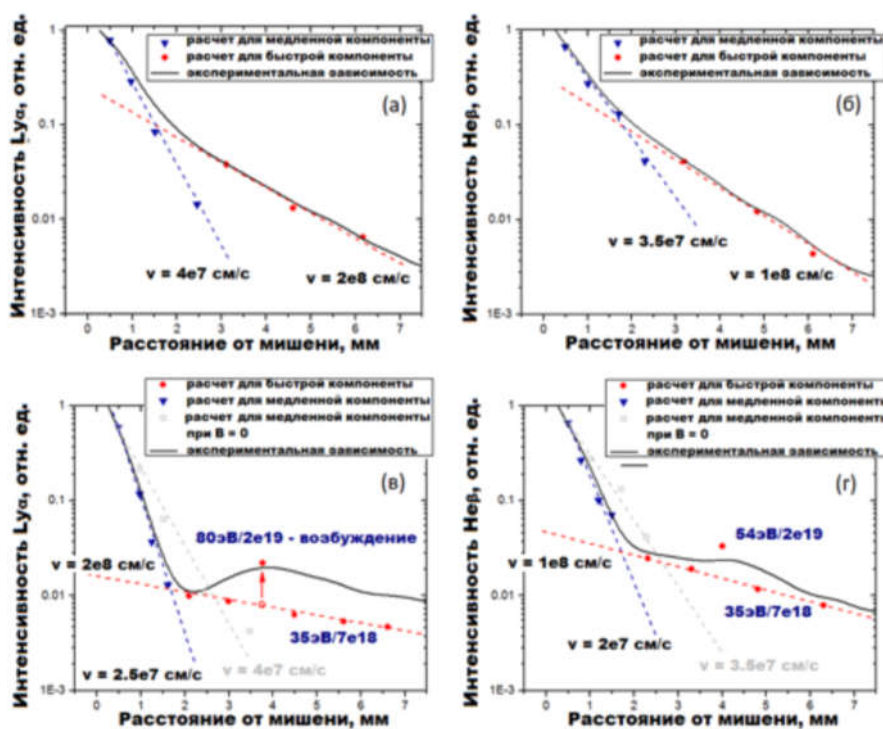


Рисунок 3.6. (а) — экспериментальный и расчетные пространственные профили интенсивности резонансной линии $Lu\alpha$ для случая свободного разлета плазмы; (б) — тоже для линии $He\beta$. Расчетные интенсивности были нормированы на соответствующее экспериментальное значение; (в) — экспериментальный и расчетные пространственные профили интенсивности резонансной линии $Lu\alpha$ для случая разлета в поперечном магнитном поле с индукцией $B = 30$ Тл; (г) — тоже для линии $He\beta$.

В этом случае ионы, обладающие низкой начальной скоростью, «запираются» магнитным полем в непосредственной близости от поверхности лазерной мишени. Это приводит к снижению средней скорости частиц в этой области, что, собственно, и определяет более резкий спад значений интенсивности, наблюдаемый на расстояниях 2 мм от мишени. На значительных удалениях от мишени в итоге могут оказаться только достаточно быстрые ионы, которые вносят основной вклад в интенсивность рентгеновского излучения, излучаемого из областей, удаленных от мишени более чем на 2 мм.

При этом следует отметить, что на расстояниях ~ 4 мм, где плазма сжимается под действием магнитного поля и наблюдается рост электронной плотности (Рисунок 3.4(г)), некорректно производить расчет профиля интенсивности спектральной линии $Lu\alpha$ (Рисунок 3.6(в)) в рамках описанного выше подхода. Дело в том, что для этой области не выполняется предположение о рекомбинирующем характере плазмы, так как здесь связанный со сжатием дополнительный прогрев (Рисунок 3.4(д)) приводит к возбуждению основных состояний водородоподобных ионов и, как следствие, росту интенсивности резонансных линий за счет электронных соударений. В связи с этим в расчеты населенностей энергетических уровней ионов, излучающих из данной пространственной области, были включены процессы

заселения за счет возбуждения нижележащих состояний. Важно отметить, что в рамках рассматриваемой на Рисунке 3.5 модели переходов заселенность уровня $1s3p$ (уровень 2 на Рисунке 3.5) гелиеподобного иона, распад которого приводит к высвечиванию линии $He\beta$ (переход $1s3p - 1s2$), также как и населенность уровня $2p$ (уровень 1 на Рисунке 3.5) водородоподобного иона, распадающегося с высвечиванием линии $Ly\alpha$, определяется только концентрацией водородоподобных ионов. Это позволяет вычислять отношение

$$I(Ly_\alpha)/I(He_\beta) = S_2(N_e, T_e)/(\beta_2(N_e, T_e) \cdot N_e)$$

интенсивностей этих линий как

Учет дополнительного механизма заселения уровня $2p$ дает альтернативную оценку для электронной температуры $T_e \sim 80$ эВ. Важно отметить, что мгновенная величина отношения

$$I(Ly_\alpha)/I(He_\beta)$$

интенсивностей линий

для рассматриваемой области повышенной плотности может быть существенно выше, чем полученное при помощи ФСПР, усредненное по времени значения. В связи с этим значение 80 эВ следует рассматривать как оценку снизу.

Таким образом, несмотря на то что реальное распределение ионов по скоростям является сложной непрерывной функцией, в рамках сравнительно простой двухкомпонентной модели удастся качественно и количественно описать основные наблюдаемые особенности разлета плазмы. Медленная компонента состоит из ионов, ларморовский радиус для которых не превышает поперечный размер плазменного факела. Под действием внешнего поля скорость их разлета снижается, в связи с чем за время существования плазмы они не могут сместиться на значительные (4 мм) расстояния и вносят основной вклад в излучение из области, находящихся в непосредственной близости от поверхности мишени. Быстрые же ионы, составляющие вторую компоненту, характеризуются ларморовским радиусом, превышающим поперечный размер плазмы, и являются основным источником рентгеновского излучения их удаленных областей (вплоть до 8 мм).

Из предлагаемой двухкомпонентной концепции следует еще один важный вывод. В существующих моделях разлета лазерной плазмы предполагается, что излучение из удаленных от мишени областей формируется на более поздних временах, чем излучение из областей близких к ее поверхности. В связи с этим общее время жизни плазменного

источника оценивалось как отношение его наблюдаемой длины и средней скорости разлета, которая обычно полагалась равной тепловой. Из полученных в работе данных следует, что такое представление не совсем корректно, так как излучение из удаленных от мишени областей формируется гораздо раньше (в 3 – 10 раз), чем предполагалось до этого.

Таким образом, из проведенной первой серии экспериментов ясно, что внешнее поперечное магнитное поле достаточной величины может существенным образом изменять динамику разлета плазменных потоков, генерируемых при взаимодействии в вакууме лазерного излучения с веществом. Под его действием в разлетающейся плазме формируется область, характеризующаяся повышенным (относительно случая свободного разлета, а также разлета в продольном поле) значением электронной плотности вплоть до $2 \cdot 10^{19}$ см⁻³ и электронной температурой не ниже 80 эВ. Удаление этой области от поверхности лазерной мишени зависит от величины индукции внешнего магнитного поля. Качественно разлет плазмы в поперечном поле может быть описан в рамках модели, предполагающей наличие в плазменном факеле двух компонент, различающихся средней скоростью, а также ионизационным составом. Различие в скоростях обуславливает сепарацию плазмы.

5.2. Исследование абляционной плазмы методами фемтосекундной оптической интерферометрии.

Вторая серия экспериментов проводилась на лазерном стенде PEARL (рис.3.2) и была направлена на исследование динамики разлета плазменного потока во внешнем однородном магнитном поле методами фемтосекундной лазерной интерферометрии. Так же как и в первой серии экспериментов, в основном исследовался разлет плазмы в условиях, когда силовые линии внешнего магнитного поля перпендикулярны направлению разлета плазмы.

Для проведения этих экспериментов мишенная камера стенда PEARL была оснащена магнитной системой, изображенной на рис.3.7.

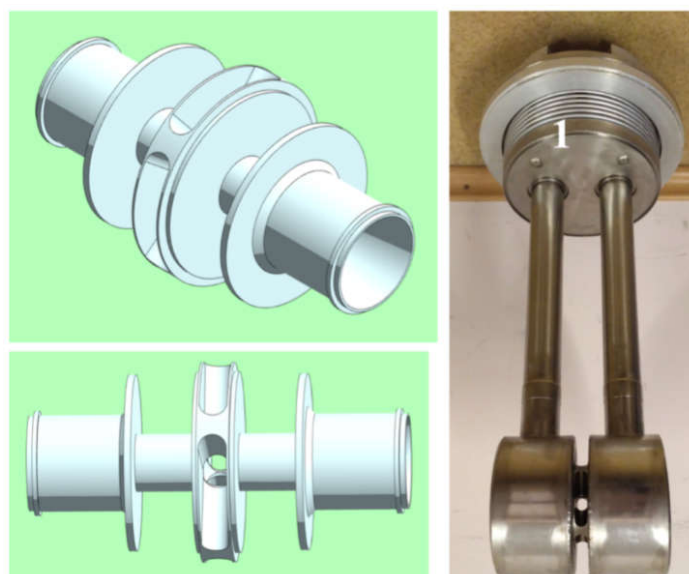


Рис.3.7. Конструкция оправки (слева) и фотографии магнитной системы в сборе (справа).

Магнитная система представляет собой катушки Гельмгольца, просвет между которыми составляет 1,8 см, а диаметр просвета внутри катушек – 2,2 см. Ток в катушках Гельмгольца создается специально разработанным импульсным высоковольтным источником (рабочий ток - до 5 кА, рабочее напряжение - до 3,5 кВ, емкость накопителя - 3000 мкФ, длительность импульса - 2 мс). Распределение магнитного поля на оси магнитной системы представлено на рисунке 3.8. Максимальная магнитная индукция могла достигать 15 Т.



Рис.3.8. Пространственное распределение магнитной индукции на оси магнитной системы.

Как видно из рис.3.7, конструкция магнитной системы позволяет проводить эксперименты по вторжению плазменного потока как вдоль, так и поперек внешнего магнитного поля, а также проводить одновременные интерферометрические измерения в двух плоскостях

(также вдоль и поперек магнитного поля) и восстанавливать, тем самым, трехмерную структуру плазменного объема.

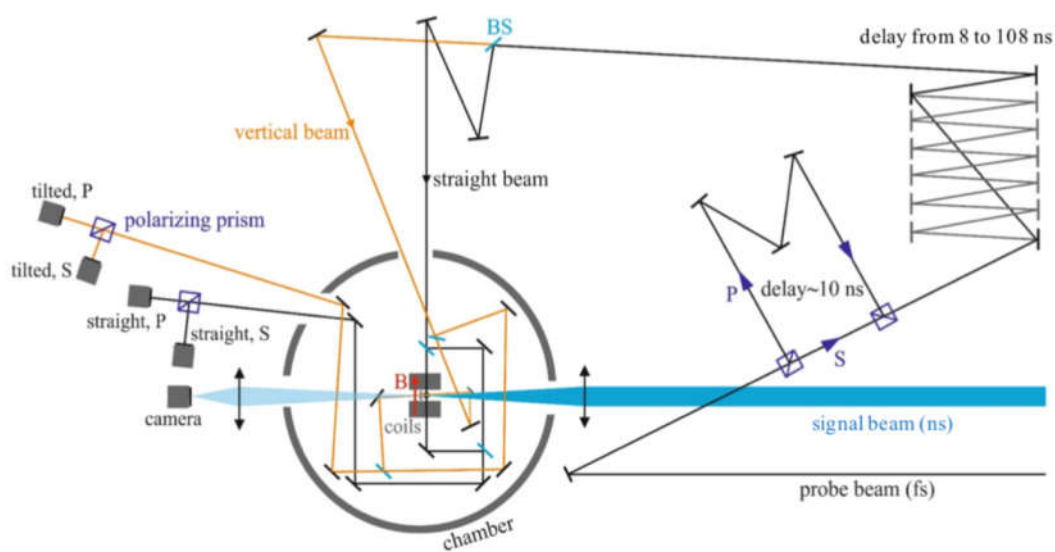


Рис.3.9. Схема эксперимента по интерферометрическому исследованию разлета лазерной плазмы во внешнее магнитное поле.

Общая схема установки представлена на Рисунке 3.9. В экспериментах лазерный импульс с длиной волны 1054 нм (первая гармоника лазера на неодимовом стекле) или 527 нм (вторая гармоника), длительностью 1 нс и энергией от 1 до 30 Дж (изображен синей линией на рис.3.9) фокусировался на твердотельную мишень из тефлона (CF₂)n. Фокусировка производилась при помощи собирающей линзы (f/10) фокусным расстоянием 1 м. Диаметр лазерного пятна на поверхности мишени составлял от 0,2 до 5 мм, что соответствовало плотности потока энергии на уровне 10¹¹ до 10¹⁴ Вт/см² на мишени.

Мишень располагалась внутри магнитной системы, мощное наносекундное лазерное излучение вводилось в магнитную систему через боковое окно. Плоскость мишени ориентировалась вдоль силовых линий магнитного поля, что соответствовало разлету плазмы преимущественно в направлении поперек магнитного поля (напомним, что максимальная скорость разлета плазмы направлена по нормали к поверхности мишени).

Фемтосекундная лазерная интерферометрия выполнялась одновременно в двух плоскостях с помощью двух синхронизированных лазерных лучей, проходящих через магнитную систему в направлениях вдоль магнитных силовых линий (горизонтально, через продольные окна магнитной системы) и поперек магнитных силовых линий (вертикально, через боковые окна), что позволяло одновременно измерять абляционный плазменный поток в двух направлениях и визуализировать его трехмерную структуру.

Как было показано в предыдущем разделе, в условиях эксперимента формировался сверхзвуковой поток лазерной плазмы с характерной скоростью разлета порядка 200-800 км/с, начальной концентрацией, порядка 10^{21} см⁻³ и начальной температурой электронов порядка 300 эВ. Начальное динамическое давление плазмы превышало давление внешнего магнитного поля (при типичных для нашего эксперимента значениях магнитной индукции порядка 10-15 Т); в процессе же разлета плазмы ее динамическое давление уменьшалось до величин порядка и меньше давления внешнего магнитного поля.

Характерные параметры потока лазерной плазмы вблизи мишени следующие. Ларморовский радиус ионов плазменного потока – порядка 0,5 мм, параметр Холла (отношение электронной гирочастоты к электронной частоте столкновений) – порядка 50, число Рейнольдса - порядка 3000, магнитное число Рейнольдса (рассчитанное при невозмущенном внешнем магнитном поле 13,5 Т) - порядка 700.

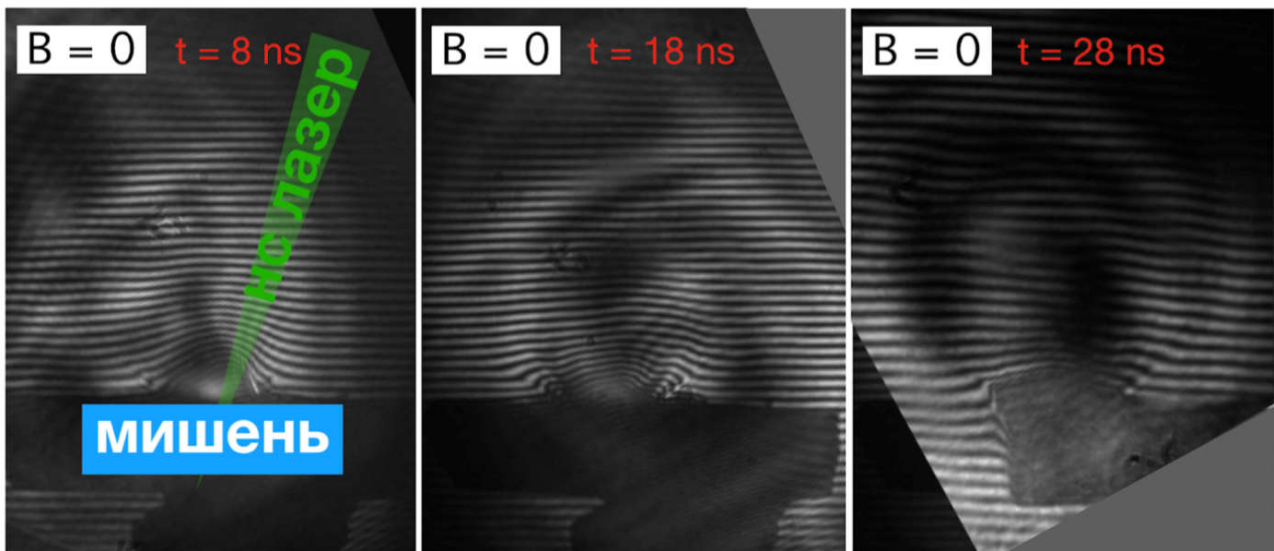


Рис.3.10. Динамика плазменного облака, разлетающегося в вакуум ($B = 0$ Т) в три момента времени $t = 8$ нс, 18 нс и 28 нс после начала плазмоздающего наносекундного импульса (1054 нм, 12 Дж, диаметр лазерного пятна - 300 мкм). Плазма разлетается перпендикулярно к поверхности мишени и заполняет практически весь вакуумный объем.

На рис. 3.10 представлена динамика разлета абляционного плазменного потока в вакуум без внешнего магнитного поля. Видно, что поток плазмы направлен преимущественно в направлении, перпендикулярном плоскости мишени и однородно заполняет вакуумный объем над поверхностью мишени.

Наложение внешнего магнитного поля качественно меняет характер разлета плазменного потока. На рисунке 3.11 представлены интерферограммы разлета плазмы в однородное

внешнее магнитное поле индукцией 13,5 Т для нескольких последовательных моментов времени (8 нс, 18 нс и 28 нс) после начала плазмоздающего наносекундного лазерного импульса. Для каждого из этих моментов, интерферограммы показывают распределение плазмы в двух плоскостях - вдоль и поперек магнитного поля. Если на самых ранних временах (t меньше или порядка 8 нс) картина разлета качественно схожа со случаем отсутствия внешнего магнитного поля, то на больших временах ($t = 18$ нс и $t = 28$ нс) наблюдается заметное отличие в динамике разлета: магнитное поле останавливает разлет плазмы на расстоянии порядка нескольких мм от мишени. Из интерферограмм видно, что распределение плазменного потока в пространстве оказывается неравномерным, он формирует облако с резко очерченными границами в области равенства газодинамического давления плазмы и магнитного давления. Границы облака оказываются неустойчивыми по отношению к развитию неустойчивостей желобкового типа и плазма частично выносятся из облака в виде “язычков”, ориентированных между силовыми линиями магнитного поля.

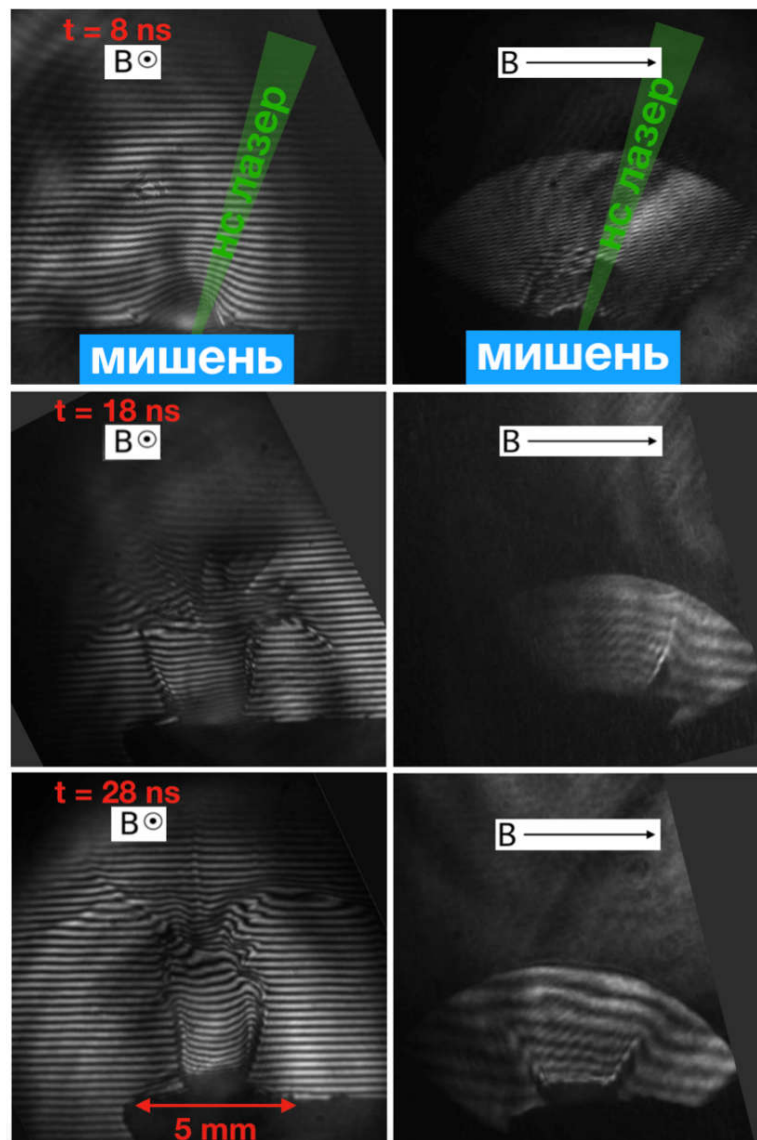


Рис.3.11. Динамика разлетающейся абляционной плазмы при воздействии на тефлоновую мишень наносекундным лазерным излучением (1054 нм, 12 Дж, пятно диаметром 300 мкм). Представлены при момента времени $t = 8$ нс, 18 нс и 28 нс после начала плазмосоздающего наносекундного импульса. Видно, что магнитное поле останавливает разлет плазмы ($t = 18$ нс и 28 нс). При этом формируется резкая граница между плазмой и вакуумом, на которой развиваются неустойчивости желобкового типа.

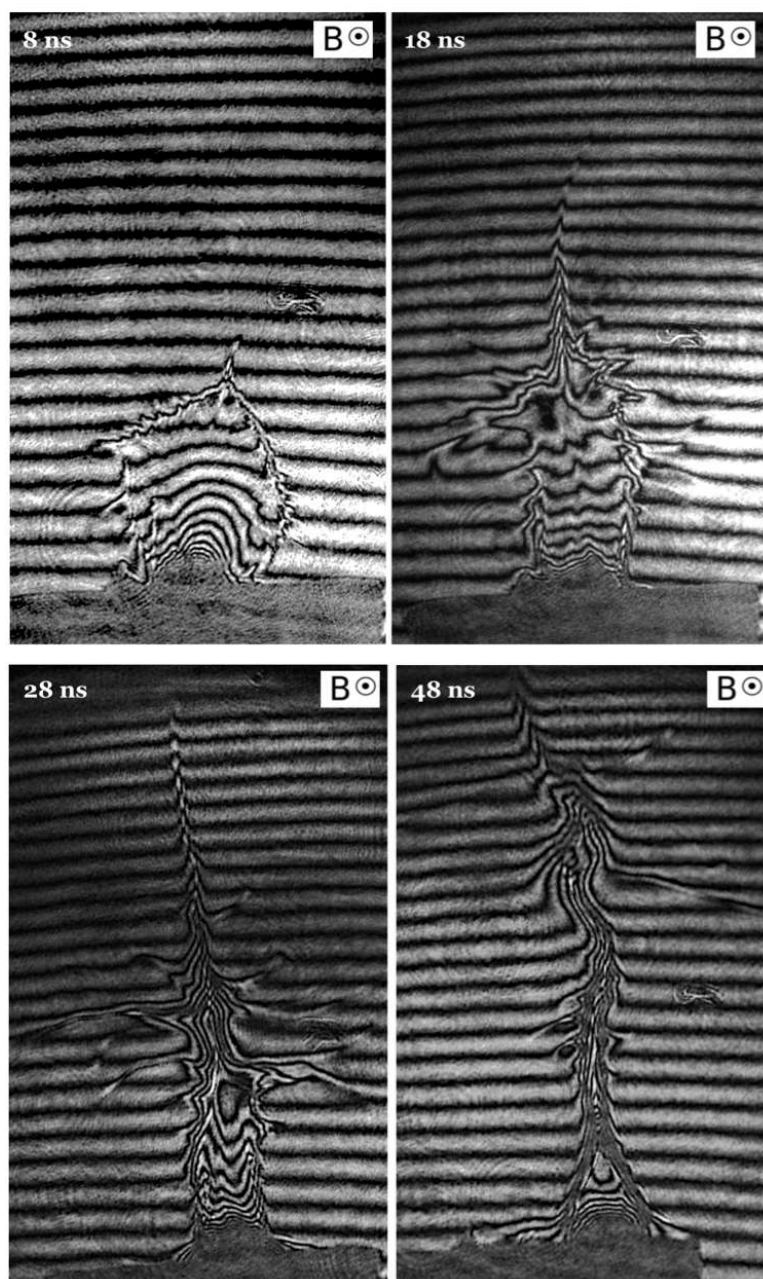


Рис.3.12. Динамика разлета лазерной плазмы (создаваемой второй гармоникой лазерного излучения: 527 нм, 20 Дж, 300 мкм) в поперечное магнитное поле (13,5 Т).

Сходные результаты получены и при использовании второй гармоники лазерного излучения для создания абляционного плазменного потока. Результаты измерений динамики разлета плазмы во внешнее магнитное поле для этого случая представлены на рисунке 3.12. Здесь мы ограничились представлением только интерферограмм, полученных при диагностике потока лазерной плазмы в направлении вдоль внешнего магнитного поля. Из интерферограмм, представленных на рисунке 3.12 еще лучше видны все этапы взаимодействия абляционного лазерного потока с внешним магнитным полем, которые будут проанализированы ниже.

Анализ полученных экспериментальных результатов позволяет выделить несколько этапов в процессе взаимодействия абляционного плазменного потока с внешним магнитным полем.

Предположим, что лазерная плазма мгновенно создается в некоторой точке пространства, заполненного однородным внешним магнитным полем B_0 , и начинает расширяться со (сверхзвуковой и сверхальфвеновской по отношению к параметрам созданной лазерной плазмы) скоростью V_0 . Полная энергия, запасенная в расширяющемся плазменном потоке, равна E_0 .

На первом этапе под действием лазерного излучения в непосредственной окрестности поверхности мишени формируется слой плотной плазмы. Под действием ряда факторов, таких как формирование кольцевого магнитного поля, окружающего область горячей плазмы (т.н. батарея Бирмана), разлет плазмы имеет диаграмму направленности, направленную преимущественно поперек поверхности мишени с углом раскрытия около 30 градусов. На этом этапе плазма весьма горячая (около 300 градусов) и плотная, так что ее проводимость достаточна для достижения условий вмороженности магнитного поля. Таким образом, расширение плазмы на этом этапе приводит к быстрому уменьшению напряженности вмороженного магнитного поля и формированию диамагнитного плазменного облака. В результате, в процессе расширения плазменного облака силовые линии магнитного поля раздвигаются, и напряжённость магнитного поля внутри плазменного облака падает. К моменту, когда плазменное облако достигает наибольшего масштаба, напряжённость магнитного поля внутри плазмы уменьшается на несколько порядков по сравнению с фоновым значением напряженности. Таким образом, в плазменном облаке можно выделить внутреннюю часть, где плазма является эффективно диамагнитной, и внешнюю часть, которая непосредственно взаимодействует с магнитным полем экспериментальной установки.

Если мы (для простоты нижеследующих оценок) будем пока считать расширение плазмы изотропным, то, в пренебрежении эффектами проникновения магнитного поля в

плазму, характерный размер R_b , до которого плазменное облако может расширяться во внешнее магнитное поле, будет определяться балансом газодинамического ($p_{\text{ram}} = MNv_i^2$) и магнитного ($p_m = B_0^2/8\pi$) давлений:

$$p_{\text{ram}} = MNv_i^2 \sim p_m = B_0^2/8\pi,$$

где N – средняя концентрация ионов в момент достижения плазмой размера R_b , M – масса иона.

Полная энергия плазменного потока $E_0 \sim MNv_i^2V$ ($V = 4/3\pi R_b^3$ – максимальный объем плазменного облака) оказывается связанной с напряженностью внешнего магнитного поля следующим соотношением:

$$E_0 \sim MNv_i^2 \cdot 4/3\pi R_b^3 \sim B_0^2/8\pi \cdot 4/3\pi R_b^3 = \text{const},$$

в результате,

$$R_b = (3E_0/B_0^2)^{1/3}.$$

При выборе режима параметров для проведения экспериментов на стенде PEARL было решено проводить эксперименты в условиях сильного магнитного поля, составляющего величину порядка 10 Т. Характерный размер плазменного облака R_b в таком режиме составляет величину порядка нескольких миллиметров, а типичная концентрация плазмы – 10^{17} - 10^{19} см⁻³, что как раз и позволило нам использовать оптические методы диагностики плазмы. Действительно, характерный набег фазы $\Delta\phi = \omega L/c \cdot \Delta n \cdot 2R_b = 2\pi N/N_{\text{cr}} \cdot R_b/\lambda$ в интерферометрической схеме при этом составляют 0,1 – 10 радиан, что является вполне удобной величиной (здесь $N_{\text{cr}} = \omega^2 L^2 m / (4\pi e^2) = 10^{21}$ см⁻³ – критическая концентрация плазмы для оптического излучения с длиной волны $\lambda = 2\pi c/\omega L = 1$ мкм).

Очевидно, что при проведении экспериментов по взаимодействию лазерной плазмы с внешними магнитными полями характерный размер однородного магнитного поля L должен быть в несколько раз больше, чем R_b , для того, чтобы иметь возможность исследовать не только процесс формирования плазменной каверны, но и динамику ее дальнейшего взаимодействия с магнитным полем и фоновой средой. При $B_0 \sim 10$ Тл, как отмечалось выше, R_b порядка нескольких миллиметров, поэтому характерный размер внутренности магнитной системы был выбран порядка 2 см, чего оказалось вполне достаточным для проведения запланированных экспериментов. Характерная скорость разлета плазмы, как видно из результатов, представленных на рисунках 3.10-3.12, составляет порядка 500 км/с, что соответствует результатам других экспериментальных групп (см., например, [24,25,29,39-40]). Характерное время, которое требуется плазме для достижения размера R_b составляет

$$t_b \sim R_b/v_i \sim 0,5 \text{ cm}/500 \text{ km/s} \sim 10 \text{ ns}.$$

Таким образом, в условиях нашего лабораторного эксперимента за времена порядка 10 наносекунд плазменное облако достигнет так называемого “классического радиуса торможения” R_b , при котором разлет облака остановится давлением внешнего магнитного поля. В выражение для R_b входит только полная энергия плазмы и индукция внешнего магнитного поля, поэтому, несмотря на то, что выражение получено для мгновенного энерговклада в плазму, оно может использоваться и для грубых оценок в случае, когда энерговклад распределен по времени порядка t_b , что как раз и является интересующим нас случаем.

Достижение размера плазменного облака порядка R_b означает переход к следующему этапу взаимодействия плазменного потока с магнитным полем. На этом этапе размер плазменного облака достигает максимального значения, а разлет тормозится магнитным полем. В условиях применимости МГД приближения на этом бы разлет плазмы и остановился, но в реальности характерный размер границы между плазмой и внешним магнитным полем L оказывается порядка ларморовского радиуса ионов, движущихся со скоростью разлетающейся плазмы v_i . Это условие ($L \sim r_i$) означает, что в обобщенном законе Ома слагаемое, связанное с эффектом Холла оказывается доминирующим и для описания процессов взаимодействия плазмы с магнитным полем следует пользоваться т.н. холловской магнитной гидродинамикой. В условиях, когда $L \gg c/\omega_{pe}$, $L \gg r_e$ (что всегда хорошо выполняется в наших экспериментах) и рассматривая приближение идеально проводящей

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \mathbf{V}_i \times \mathbf{B} + \frac{1}{nec} \mathbf{J} \times \mathbf{B},$$

плазмы ($\sigma \rightarrow \infty$) обобщенный закон Ома записывается в виде:

где E , B , V_i и J - электрическое, магнитное поля, скорость ионов и ток, соответственно, а n - концентрация электронов.

Последний член как раз и описывает эффект Холла. Видно, что он важен при L меньше или порядка c/ω_{pi} , где ω_{pi} - плазменная ионная частота. Следует отметить, что в условиях баланса давлений ($B^2/8\pi = nMv_i^2/2$) $c/\omega_{pi} = r_i$ и условие холловской МГД сводится к упомянутому ранее условию: $L \sim r_i$.

Известно [41,42], что в рамках холловской гидродинамики граница между плазмой и магнитным полем испытывает дрейфовые неустойчивости и желобковые неустойчивости перестановочного типа (на нулевой частоте), изрезающие границу плазменного облака и приводящие к аномально быстрому проникновению магнитного поля в плазму, а плазмы, соответственно, - в магнитное поле. Формирование этих неустойчивостей особенно хорошо

заметно на рисунке 3.12 для момента времени 8 нс, что как раз соответствует моменту $t \sim t_b$, когда плазменное облако достигает максимального размера.

Дальнейшая динамика взаимодействия плазменного облака с магнитным полем связана с развитием желобковых неустойчивостей. Видно (рис.3.12), что неустойчивости вытягиваются и формируют “лепестки”, проникающие “между” силовыми линиями магнитного поля ($t = 18$ нс). Центральный “лепесток” оказывается наиболее развитым и именно в него начинает проникать значительная часть плазменного потока ($t = 28$ нс), что приводит к “схлопыванию” плазменного облака с боков. Конечным этапом эволюции получившейся плазменной структуры является полная деградация плазменного облака и формирование плазменного листа, ориентированного в направлении, перпендикулярном плоскости мишени и параллельном магнитным силовым линиям ($t = 48$ нс). Остальные желобки наблюдаются в виде боковых лепестков, имеющих начало на поверхности основного листа.

5.3. Численное моделирование разлета абляционной лазерной плазмы во внешнее магнитное поле.

Численное моделирование процесса разлета лазерной плазмы во внешнее магнитное поле выполнялся с использованием кода GORGON [43,44] в сотрудничестве с коллегами из Парижской обсерватории [29].

Динамика разлета плазмы, полученная в результате моделирования с использованием холловской магнитной гидродинамики и эффектов аномального сопротивления плазмы, связанного с развитием турбулентности на границе плазменного облака [43], представлены на рис.3.13.

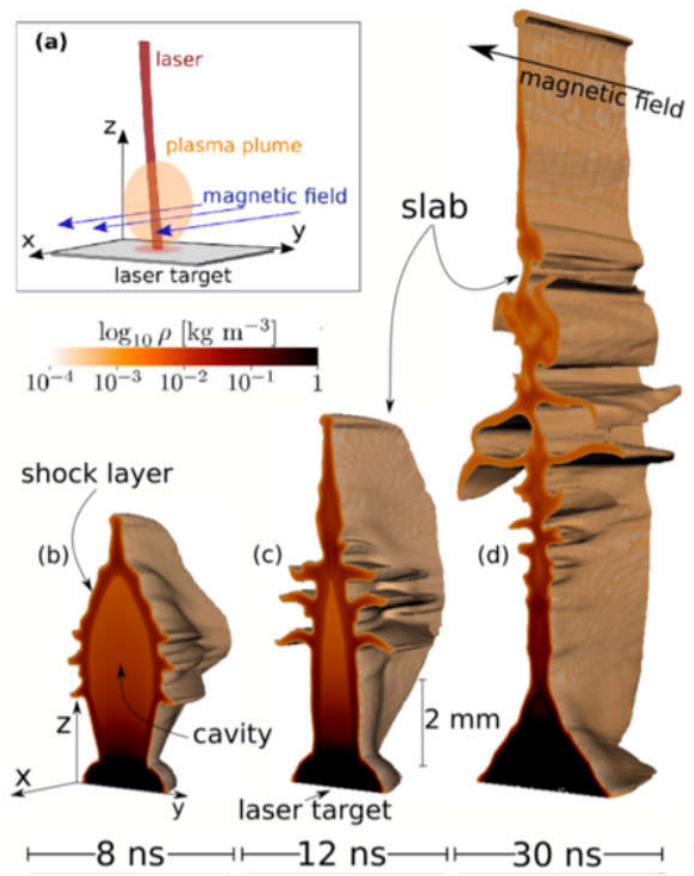


Рис. 3.13. Результаты численного моделирования процесса разлета плазменного облака во внешнее магнитное поле, полученные с использованием кода GORGON (из работы [29]). Видно, что результаты численного моделирования хорошо совпадают с лабораторными экспериментами.

Видно, что результаты расчетов с помощью холловской МГД качественно и количественно совпадают с результатами лабораторных экспериментов, что полностью подтверждает физические модели, использованные при построении модели и кратко изложенные выше.

Таким образом, на основании проведенных экспериментов можно предложить рекомендации по использованию внешнего магнитного поля для предотвращения заполнения хольраума абляционной плазмой, вылетающей со стенок хольраума при его облучении мощным лазерным излучением наносекундной длительности.

5.4. Рекомендации по использованию внешнего магнитного поля для оптимизации режимов лазерного обжата термоядерных мишеней.

Рекомендации основаны на следующих положениях.

Первое, в силу того, что характерная интенсивность лазерного излучения, использованного в проведенных лабораторных экспериментах, порядка интенсивности лазерного излучения в экспериментах по инерциальному термоядерному синтезу, следует ожидать, что температуры электронов в пристеночной области мишени / хольраума будут иметь близкие значения.

Второе, для интегральных оценок разлета плазмы в магнитное поле, как и ранее, воспользуемся условием баланса газодинамического и магнитного давлений. При этом следует учесть две особенности. Во-первых, мы предполагаем квазиоднородное облучение внутренней поверхности хольраума (площадь S которой порядка 1 см^2) с помощью большого числа лазерных лучей, имеющих характерные длительности порядка 10 нс . При этом расширение плазмы должно остановиться на масштабах L_b , существенно меньших размеров хольраума. Из лабораторного моделирования видно, что в задаче об остановке плазменного потока магнитным полем возникает одна основная характерная длина, которая в случае трехмерного разлета дается величиной R_b . Так как L_b существенно меньше, чем S , то нам нужно вывести аналогичные соотношения для одномерного разлета. Во-вторых, для интегральных соотношений нам, как и раньше, понадобится полная энергия плазменного потока. Если мы предполагаем, что на внутреннюю поверхность хольраума будет сфокусировано плазменное излучение полной энергией несколько сотен килоджоулей. Основная часть энергии идет в мягкое рентгеновское излучение, поэтому для оценок можно считать, что полная энергия плазменного потока составляет, по порядку величины, несколько десятков килоджоулей.

Магнитное давление оценим с помощью стандартной формулы: $p_m = 4 \cdot B^2$, где p_m измеряется в атмосферах, а B - в тесла.

Газодинамическое давление оценим из полной энергии плазменного потока $E = 10 \text{ кДж}$, истекающего с поверхности площадью $S = 1 \text{ см}^2$: $p_{\text{гам}} = E / (S \cdot L_b)$, где L_b - длина, на которой $p_{\text{гам}}$ сравнивается с p_m .

Положим L_b равным 1 мм и из условия $p_{\text{гам}} = p_m$ оценим величину индукции внешнего магнитного поля, которая потребуется, чтобы остановить поток плазмы энергией 10 кДж , истекающий с поверхности 1 см^2 :

$$p_{\text{ram}} = 10 \text{ kJ} / (10^{-4} \text{ m}^2 * L_b) = 10^8 / L_b \text{ (Па)} = 10^3 / L_b \text{ (атм)} = p_m = 4B^2 \text{ (Т)}.$$

Отсюда,

$$10^6 / L_b(\text{мм}) = 4B^2(\text{Т}),$$

т.е. при $L_b = 1$ мм требуемая индукция внешнего магнитного поля составляет порядка 500 Т.

Следует отметить, что ионы, движущиеся со скоростью $V_i \sim 100$ км/с, пройдут расстояние порядка $L_b = 1$ мм за время порядка 10 нс. Более быстрые ионные потоки будут остановлены магнитным полем и структурированы им. Плазма будет заполнять хольраум не в виде однородной среды, а в виде набора плазменных лепестков, аналогичных наблюдаемым в ходе лабораторных экспериментов. Очевидно, что подобное сильно-неоднородное заполнение является невыгодным для развития неустойчивостей типа SRS и SBS, а также эффектов типа СВЕТ.

Следует также отметить, что создание сильных магнитных полей с индукцией порядка 500 Т возможно, по-видимому, только в условиях разрушающихся катушек, что, впрочем, вполне соответствует условиям ЛТС. Источник энергии для подобной магнитной системы по энергетике должен быть аналогичен использованному в наших лабораторных экспериментах. Действительно, у нас использовался импульсный накопительный источник с максимальной мощностью менее 100 МВт. При этом создавалось магнитное поле индукцией до 50 Т в объеме порядка 30 см³. В условиях ЛТС требуется создать магнитное поле индукцией порядка 500 Т в объеме порядка 1 см³, при этом, очевидно, $B^2 * V = \text{const}$ (V - объем, занятый полем) и мощность источника для магнитного ЛТС не будет очень велика. В качестве альтернативы можно рассмотреть лазерные методы создания магнитных полей, аналогичные описанным в работе [45].

Список литературы к разделу 5.

- [1] G. N. Hall et al. *Phys. Plasmas* 24, 052706 (2017)
- [2] J. D. Moody et al., *Phys. Plasmas* 21, 056317 (2014)
- [3] J. D. Moody et al., *Nat. Phys.* 8, 344 (2012)
- [4] O. A. Hurricane et al., *Nature* 506, 343 (2014)
- [5] L. F. Berzak Hopkins et al., *Phys. Rev. Lett.* 114, 175001 (2015);
6. Measuring E and B Fields in Laser-Produced Plasmas with Monoenergetic Proton Radiography / Li C.K., Séguin F.H., Frenje J.A., Rygg J.R. et al. // *Phys. Rev. Lett.*– 2006 – Vol. 97, № 13. – P. 135003.
7. Laser-induced magnetic fields in ICF capsules / Lindman E.L. // *High Energy Density Phys.*– 2010 – Vol. 6, № 2. – P. 227–236.
8. Inertial confinement fusion implosions with imposed magnetic field compression using the OMEGA Laser / Hohenberger M., Chang P.-Y., Fiksel G., Knauer J.P. et al. // *Phys. Plasmas*– 2012 – Vol. 19, № 5. – P. 056306.
9. Laser-driven strong magnetostatic fields with applications to charged beam transport and magnetized high energy-density physics / Santos J.J., Bailly-Grandvaux M., Ehret M., Arefiev A. V. et al. // *Phys. Plasmas*– 2018 – Vol. 25, № 5. – P. 056705.
10. Critical Magnetic Field Strength for Suppression of the Richtmyer-Meshkov Instability in Plasmas / Sano T., Inoue T., Nishihara K. // *Phys. Rev. Lett.*– 2013 – Vol. 111, № 20. – P. 205001.
11. Coronal magnetic field measurement from euv images made by the solar dynamics observatory / Gopalswamy N., Nitta N., Akiyama S., Mäkelä P. et al. // *Astrophys. J.*– 2012 – Vol. 744, № 1. – P. 72.
12. Derivation of the magnetic field in a coronal mass ejection core via multi-frequency radio imaging / Tun S.D., Vourlidas A. // *Astrophys. J.*– 2013 – Vol. 766, № 2. – P. 130.
13. Pc5 geomagnetic fluctuations in response to solar wind excitation and their relationship with relativistic electron fluxes in the outer radiation belt / Regi M., De Laetis M., Francia P. // *Earth, Planets Sp.*– 2015 – Vol. 67, № 1. – P. 9.
14. MHD Equilibrium and Instabilities in Extragalactic Jets / Ferrari A. *Unstable Current Systems and Plasma Instabilities in Astrophysics* Dordrecht: Springer Netherlands, – 1985 – P. 393–412.
15. Magnetocentrifugally driven flows from young stars and disks. 1: A generalized model / Shu F., Najita J., Ostriker E., Wilkin F. et al. // *Astrophys. J.*– 1994 – Vol. 429. – P. 781.

16. Jets from Accreting Magnetic Young Stellar Objects. II. Mechanism Physics / Goodson A.P., Winglee R.M. // *Astrophys. J.*– 1999 – Vol. 524, № 1. – P. 159–168.
17. Kink instabilities in jets from rotating magnetic fields / Moll R., Spruit H.C., Obergaulinger M. // *Astron. Astrophys.*– 2008 – Vol. 492, № 3. – P. 621–630.
18. Electron-scale shear instabilities: magnetic field generation and particle acceleration in astrophysical jets / P Alves E., Grismayer T., A Fonseca R., O Silva L. // *New J. Phys.*– 2014 – Vol. 16, № 3. – P. 035007.
- [19] I. R. Lindemuth and M. M. Widner, *Phys. Fluids* 24, 746 (1981)
- [20] P.Y. Chang et al., *Phys. Rev. Lett.* 107, 035006 (2011)
- [21] D. H. Froula et al., *Phys. Rev. Lett.* 98, 135001 (2007)
- [22] L. J. Perkins et al., *Physics of Plasmas* 20, 072708 (2013)
- [23] B. Srinivasan and X.-Z. Tang, *Physics of Plasmas* 20, 056307 (2013)
24. A novel platform to study magnetized high-velocity collisionless shocks / Higginson D.P., Korneev P., Béard J., Chen S.N. et al. // *High Energy Density Phys.*– 2015 – Vol. 17. – P. 190–197.
25. Detailed characterization of laser-produced astrophysically-relevant jets formed via a poloidal magnetic nozzle / Higginson D.P., Revet G., Khiar B., Béard J. et al. // *High Energy Density Phys.*– 2017 – Vol. 23. – P. 48–59.
- [26] B. Srinivasan and X.-Z. Tang, *Physics of Plasmas* 20, 056307 (2013)
- [27] Бурдонов и др., *Квантовая Электроника* 46(4) 283-287 (2016)
- [28] Lozhkarev et al., *Laser Physics Letters* 4 421-427 (2007)
29. Laboratory evidence for the magnetic Rayleigh-Taylor instability in laser-produced high energy density plasmas / Khiar B., G. R., Ciardi, Burdonov K. et al.– 2019
30. Random Phasing of High-Power Lasers for Uniform Target Acceleration and Plasma-Instability Suppression / Kato Y., Mima K., Miyanaga N., Arinaga S. et al. // *Phys. Rev. Lett.*– 1984 – Vol. 53, № 11. – P. 1057–1060.
31. Production of large volume, strongly magnetized laser-produced plasmas by use of pulsed external magnetic fields / Albertazzi B., Béard J., Ciardi A., Vinci T. et al. // *Rev. Sci. Instrum.*– 2013 – Vol. 84, № 4.
32. Skobelev I.Y., Khakhalin S.Y. // *Opt. Spectrosc.*– 1985 – Vol. 89, № 13.
33. Diagnostics of laser-produced plasmas based on the analysis of intensity ratios of He-like ions X-ray emission / Ryazantsev S.N., Skobelev I.Y., Faenov A.Y., Pikuz T.A. et al. // *Phys. Plasmas*AIP Publishing LLC, – 2016 – Vol. 23, № 12. – P. 123301.
34. Simulation of the ionization dynamics of aluminum irradiated by intense short-pulse lasers / Macfarlane J.J., Golovkin I.E., Woodruff P.R., Welch D.R. et al.*Inertial Fusion Sciences and*

Applications 2003 (IFSA 2003): State of the Art 2003 / ed. B.A. Hammel et al. La Grange Park, IL: American Nuclear Society, – 2004 – P. 457.

35. Bondarenko et al., Nature Physics (2017).
36. Захаров и др. Физика плазмы (2006).
37. Albertazzi et al. Science (2014).
38. D.P.Higginson et al., Enhancement of Quasistationary Shocks and Heating via Temporal Staging in a Magnetized Laser-Plasma Jet. Phys. Rev. Lett. 119, 255002 (2017).
39. E. P. Kurbatov et al. Comparison of Dimensionless Parameters in Astrophysical MHD Systems and in Laboratory Experiments, Astronomy Reports 62(8):483-491 (2018).
40. G.Revet et al., Laser experiment for the study of accretion dynamics of Young Stellar Objects: Design and scaling. High Energy Density Physics Volume 33, November 2019, 100711.
41. Huba et al. JGR (1992)
42. Huba PoP (1995)
43. J. P. Chittenden, S. V. Lebedev, C. A. Jennings, S. N. Bland, and A. Ciardi, Plasma Physics and Controlled Fusion 46, B457 (2004).
44. A. Ciardi, S. V. Lebedev, A. Frank, E. G. Blackman, J. P. Chittenden, C. J. Jennings, D. J. Ampleford, S. N. Bland, S. C. Bott, J. Rapley, G. N. Hall, F. A. Suzuki- Vidal, A. Marocchino, T. Lery, and C. Stehle, Physics of Plasmas 14, 056501 (2007).
45. S. Fujioka et al., Sci. Rep. 3, 1170 (2013)

6. Разработка эскизной конструкторской документации, изготовление экспериментального образца, разработка программы и методики исследовательских испытаний, анализ результатов испытаний экспериментального образца интерферометра.

6.1. Разработка эскизной конструкторской документации экспериментального образца интерферометра.

В ходе выполнения проекта была разработана эскизная конструкторская документация экспериментального образца интерферометра, представленная в Приложении к отчету.

6.2. Изготовление экспериментального образца интерферометра.

В ходе выполнения проекта был изготовлен экспериментальный образец интерферометра. Акт изготовления представлен в Приложении к отчету.

6.3. Разработка программы и методики исследовательских испытаний экспериментального образца интерферометра.

В ходе выполнения проекта были проведены испытания экспериментального образца интерферометра согласно программе и методике исследовательских испытаний экспериментального образца интерферометра. Результаты испытаний внесены в Протокол исследовательских испытаний экспериментального образца интерферометра, представленный в Приложении к отчету.

6.4. Анализ результатов испытаний экспериментального образца интерферометра

Результаты тестирования экспериментального образца интерферометра, предоставленные в протоколе исследовательских испытаний, показывают полное соответствие интерферометра требованиям ТЗ. Испытания интерферометра показали, что на апертуре 630 мм он обеспечивает повторяемость измерений на уровне $\lambda/3000$ (0,2 нм), где λ – длина волны зондирующего излучения. При выполнении измерений в I (630-33 мм) и II (33-2,5 мм) пространственных диапазонах повторяемость измерений находится на уровне $\lambda/5000$ (0,13

нм) и $\lambda/7000$ (0,09 нм), соответственно. В III пространственном диапазоне (2,5-0,12 мм) повторяемость измерений составляет величину $\lambda/1700$ (0,37 нм).

Продемонстрированная абсолютная точность измерений интерферометра составляет $\lambda/1000$ (0,6 нм) по RMS на поле зрения 630 мм. Это более чем на порядок лучше, чем у существующих коммерческих интерферометров с аналогичной апертурой, созданных фирмами Wyko и Zygo. В данных интерферометрах абсолютная точность измерений определяется точностью изготовления рабочих поверхностей эталонных пластин и составляет около $\lambda/10$ по PV (peak-to-valley, амплитуда ошибок измерений), что соответствует примерно $\lambda/40$ – $\lambda/50$ по RMS (среднеквадратическое значение ошибок измерений). У созданного экспериментального образца интерферометра высокая абсолютная точность измерений на полной апертуре была получена благодаря выполнению абсолютной калибровки эталонных пластин. При выполнении измерений в I, II и III пространственных диапазонах абсолютная точность измерений интерферометра составляет $\lambda/1500$ (0,4 нм), $\lambda/2000$ (0,3 нм) и $\lambda/1000$ (0,6 нм) по RMS, соответственно.

Дополнительным подтверждением точности измерений интерферометра являются результаты измерения высоты ступеньки тест-образца. При паспортном значении высоты ступеньки $11,0 \pm 0,3$ нм измерения на интерферометре показали средний результат 11,4 нм. Таким образом, разница между паспортным значением и результатом измерения составляет 0,1 – 0,7 нм.

7. Разработка эскизной конструкторской документации, изготовление экспериментального образца, разработка программы и методики исследовательских испытаний, анализ результатов испытаний экспериментального образца задающей системы, обеспечивающей возможность управления временной огибающей импульса накачки.

7.1. Разработка эскизной конструкторской документации экспериментального образца задающей системы, обеспечивающей возможность управления временной огибающей импульса накачки.

В рамках выполнения проекта, был изготовлена новая а стартовая система для лазерного комплекса PEARL, в которой была существенно повышена стабильность выходных параметров, при сохранении соответствия ТЗ на выходные параметры затравочных импульсов сигнала и накачки. Топологически, стартовая часть состоит из экспериментального образца задающей системы ЗС-1 и экспериментального образца предварительного усилителя ПУ-1 и системы управления огибающей (См. Рис 3.5.1)

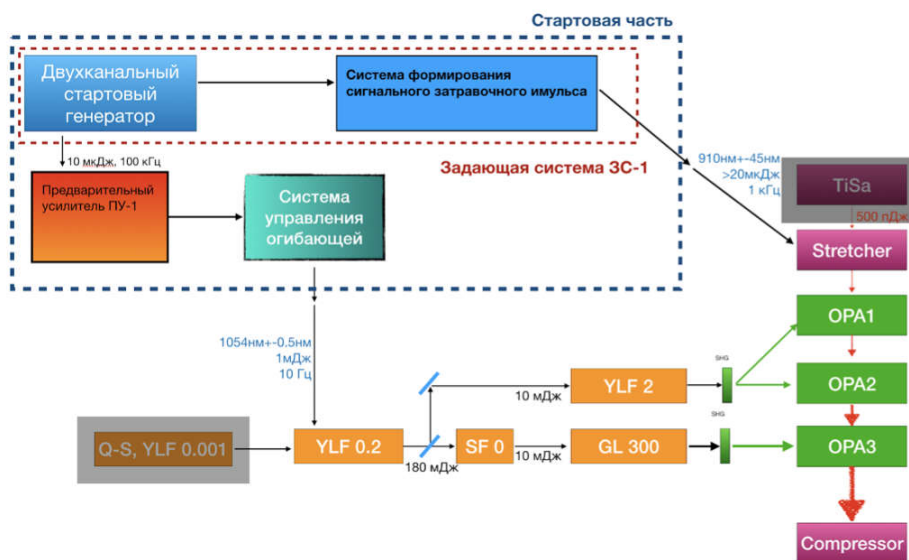


Рис. 3.5.1 Принципиальная схема модернизации стартовой части лазерного комплекса PEARL. На блоки, замена которых происходит на этапе модернизации, наложены полупрозрачные прямоугольники.

7.2. Изготовление экспериментального образца задающей системы, обеспечивающей возможность управления временной огибающей импульса накачки.

В ходе выполнения проекта был изготовлен экспериментальный образец задающей системы, обеспечивающей возможность управления временной огибающей импульса накачки. Акт изготовления представлен в Приложении к отчету.

7.3. Разработка программы и методики исследовательских испытаний экспериментального образца задающей системы, обеспечивающей возможность управления временной огибающей импульса накачки.

В ходе выполнения проекта были проведены испытания экспериментального образца задающей системы, обеспечивающей возможность управления временной огибающей импульса накачки согласно программе и методике исследовательских испытаний экспериментального образца интерферометра. Результаты испытаний внесены в Протокол исследовательских испытаний экспериментального образца задающей системы, обеспечивающей возможность управления временной огибающей импульса накачки, представленный в Приложении к отчету.

7.4. Анализ результатов испытаний экспериментального образца задающей системы, обеспечивающей возможность управления временной огибающей импульса накачки.

Результаты испытаний подтвердили, что заявленная ширина спектра составляет 1 нм при длительности импульса 0.93 нс, что удовлетворяет требованиям ТЗ. При этом форма спектральной амплитуды с хорошей точностью повторяет временную огибающую импульса.

Это и позволяет обеспечивать реализацию пассивного управления огибающей импульса в спектральном домене. Одним из простейших способов реализации пассивного подхода управления огибающей для импульсов с частотной модуляцией, каковым является импульс с наносекундного канала задающей системы, является помещение пространственного модулятора света в Фурье-плоскость так называемой системы с нулевой дисперсией.

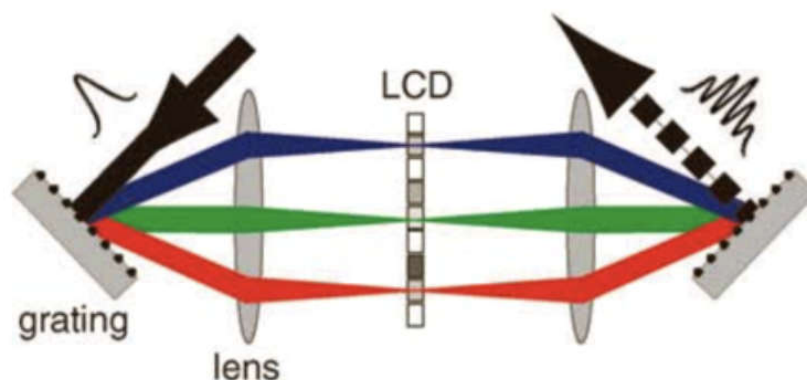


Рис. 3.5.3 Принципиальная схема линии с нулевой дисперсией.

В Фурье плоскость может быть помещен как программируемый пространственный модулятор света (LCD на рис. 3.5.3), так и постоянная маска с фиксированным распределением коэффициента пропускания по апертуре. При этом пространственный профиль коэффициента пропускания будет задавать плотность энергии спектральных компонент. Для chirпированного импульса это будет соответствовать управлению временной огибающей.

Для целей проекта необходимо обеспечить дискриминацию между спектральными компонентами на выходе системы на уровне двух порядков. Такой динамический диапазон является типичным для коммерчески-доступных матриц пространственных модуляторов. Таким образом, можно считать что возможность управления огибающей пассивными методами доступна при использовании оптических элементов с коммерчески доступными параметрами.

В то же время, в ходе проведения испытаний обнаружено, что в излучении из наносекундного канала присутствует изрезанность спектра, характер и амплитуда которой зависит от тока накачки оконечного каскада усиления. По всей видимости, таким образом проявляется нелинейность оконечного каскада волоконного усилителя. В то же время, на временной огибающей, измеренной при помощи быстрого осциллографа в связке с быстрым фотодиодом, эти неоднородности проявляются в меньшей степени. Тем не менее, ожидается, что изрезанность спектра может негативным образом сказаться на возможности управления временной огибающей, особенно на временных промежутках, соответствующих провалам в экспериментальном амплитудном спектре.

Решением в данном случае может оказаться снижение тока накачки в совокупности с переводом предварительного усилителя в режим с большим коэффициентом усиления. Такой подход можно реализовать без аппаратных изменений, поскольку, регенеративная схема

усиления, допускает существенное ослабление энергии импульса на входе в систему при сохранении энергии выходного сигнала за счет увеличения числа обходов по резонатору.

8. Разработка эскизной конструкторской документации, изготовление экспериментального образца, разработка программы и методики исследовательских испытаний, анализ результатов испытаний экспериментального образца предварительного усилителя

8.1. Разработка эскизной конструкторской документации экспериментального образца предварительного усилителя.

В ходе выполнения проекта была разработана эскизная конструкторская документация экспериментального образца предварительного усилителя, представленная в Приложении к отчету.

8.2. Изготовление экспериментального образца предварительного усилителя.

В ходе выполнения проекта был изготовлен экспериментальный образец предварительного усилителя. Акт изготовления представлен в Приложении к отчету.

8.3. Разработка программы и методики исследовательских испытаний экспериментального образца предварительного усилителя.

В ходе выполнения проекта были проведены испытания экспериментального образца предварительного усилителя согласно программе и методике исследовательских испытаний экспериментального образца интерферометра. Результаты испытаний внесены в Протокол исследовательских испытаний экспериментального образца предварительного усилителя, представленный в Приложении к отчету.

8.4. Анализ результатов испытаний экспериментального образца предварительного усилителя.

Результаты тестирования экспериментального образца предварительного усилителя, предоставленные в протоколе исследовательских испытаний, показывают полное

соответствие предварительного усилителя требованиям ТЗ. Испытания показали, что предварительный усилитель ПУ-1 полностью соответствует требованиям ТЗ и в состоянии эффективно выполнять поставленные перед ним задачи, а именно, усиление узкополосных chirпированных импульсов наносекундной длительности до милиджоульного уровня по энергии на частоте повторения 10 Гц, при сохранении пространственной моды излучения.

При этом важно отметить, что поскольку временная огибающая в ходе усиления деформируется несущественно, то сохранятся возможность гибкого управления огибающей пассивными спектральными методами, обозначенными в главе 5. отчета.

9. (Внебюджет) Разработка методов повышения лазерной прочности оптических материалов

Одним из наиболее распространённых материалов, которые обеспечивают нелинейно-оптическое преобразование частотного спектра когерентного излучения, является кристалл дигидроортофосфата калия (KDP) или дейтерированного дигидроортофосфата калия (DKDP). Следует отметить ряд преимуществ применения этой среды для мощных лазерных систем. Во-первых, возможность вырастить большие заготовки (були) монокристаллической структуры, из которых изготавливаются широкоапертурные оптические элементы с габаритами до 410x410 мм² и требуемой толщиной. Во-вторых, уменьшенное время роста були за счёт использования методик скоростного роста, по отношению к скорости роста традиционными методами. В-третьих, изготовление различных типов нелинейно-оптических элементов, как то - параметрический генератор частоты, параметрический усилитель или основной компонент управляемого устройства поворота плоскости поляризации прошедшего излучения (ячейка Поக்கельса). Однако, стоит отметить и недостатки кристаллов этого типа. В частности, низкий коэффициент теплопроводности, низкий коэффициент твёрдости по шкале Мооса, межсекториальные границы кристаллической структуры, различное количество включений относительно грани призмы или пирамиды, как по составу, так и по размеру. Последние причины могут приводить к снижению порога оптического разрушения данного прозрачного диэлектрического материала.

На текущий момент времени существует несколько основных алгоритмов повышения лазерной прочности представленной среды: термический отжиг, лазерный отжиг и длительное (от полугода и до нескольких лет) хранение буль. Из-за того, что чаще всего существует ограничение по времени, то длительное хранение откладывается на перспективу. Таким образом, основной целью являлось исследование влияния термического и/или лазерного отжига на порог оптического разрушения нелинейно-оптических элементов на основе монокристаллических сред KDP/DKDP.

Эксперименты проводились на Стенде контроля ориентации и определения порога пробоя НЭ №3. Дальняя зона излучения в области исследования элемента представлена на рисунке 7.1.

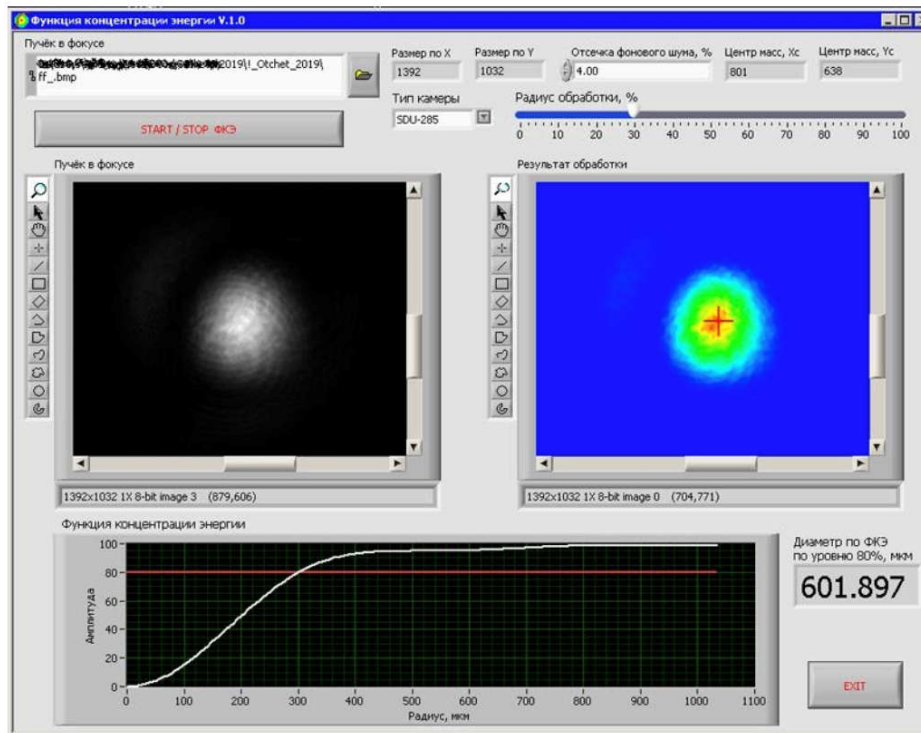


Рисунок 7.1 Поперечное распределение интенсивности лазерного излучения стэнда в дальней зоне и вычисленное значение диаметра пучка по 80% уровню энергии.

Характерный диаметр поперечного распределения интенсивности излучения в дальней зоне составлял 0,6 – 0,65 мм. по 80% уровню энергии. Длина волны лазерного стэнда равна 1054 нм, длительность импульса генерации составляла 3,5 нс (Рис. 7.2).

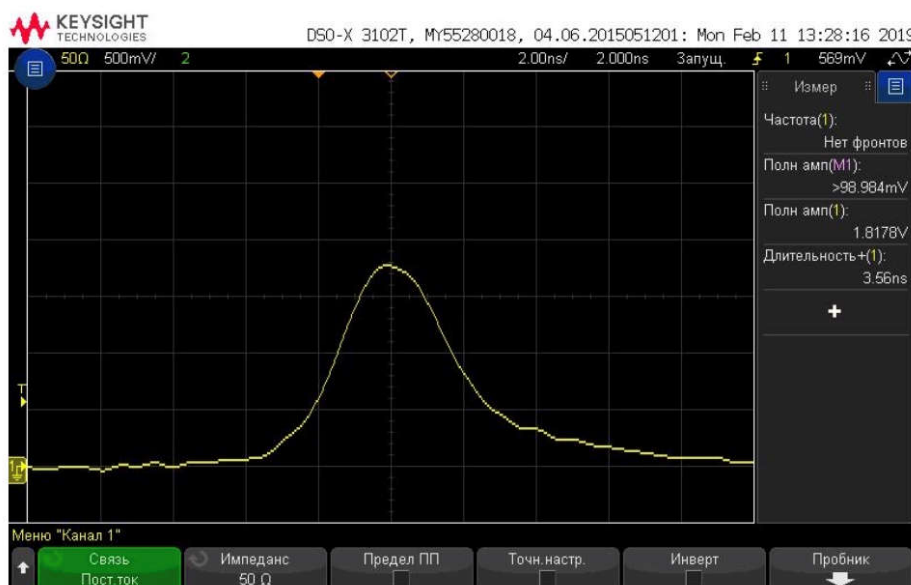


Рисунок 7.2. Осциллограмма импульса генерации Стэнда №3.

Плотность энергии падающего оптического импульса менялась от 3 до 30 Дж/см², в зависимости от конкретной задачи. Топология и масштаб дальней зоны оставались

неизменными независимо от энергии в импульсе. Стабильность энергии импульса излучения Стенда составляла 1,5-2% (Рис. 7.3) на протяжении всех исследований. Частота следования импульсов – 1 Гц.

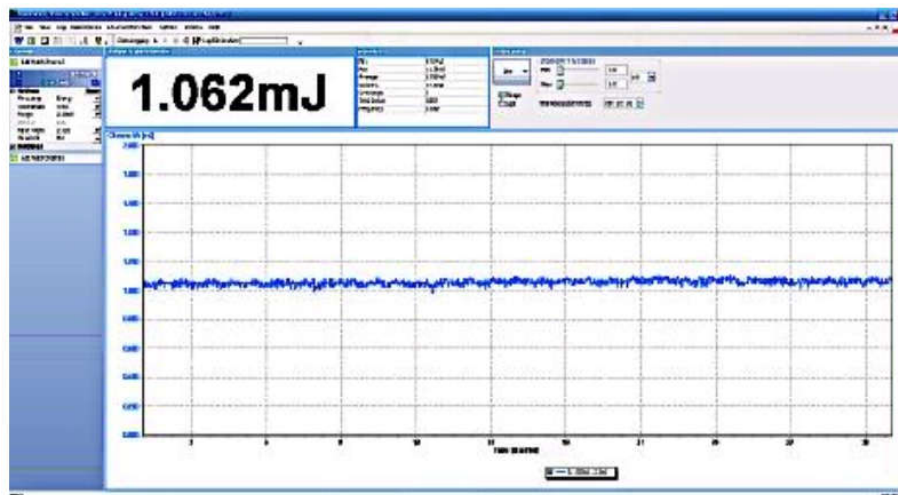


Рисунок 7.3 График зависимости энергии в лазерном импульсе от времени.

Для исследований использовался опытный образец кристалла KDP (преобразователя частоты II-типа) не прошедший термическую обработку (Рис. 7.4).

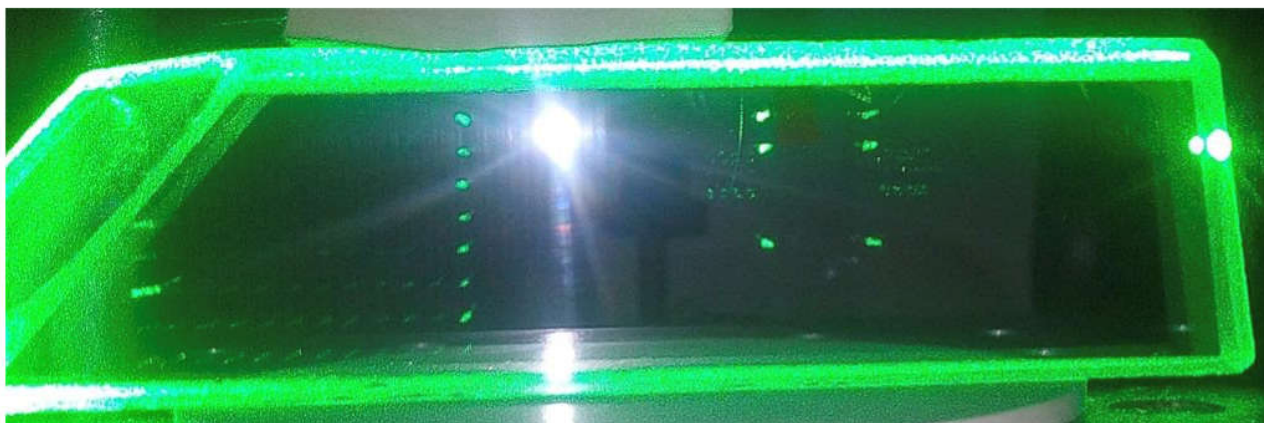


Рисунок 7.4 Опытный образец кристалла KDP II-типа.

На первом этапе исследования был определён порог лучевой прочности исходного материала без предварительной термической и лазерной обработки. Измеренная величина принималась за базовую и составила $8,5 \text{ Дж/см}^2$. Методика определения оптического порога разрушения была описана в главе 6 в отчёте за прошлый (2018) год.

Следующим этапом явилось лазерное упрочнение экспериментального образца. Была выбрана область площадью $10 \times 10 \text{ мм}^2$ (Рис. 5). Для упрощения работы на данном этапе в вершинах выбранного участка элемента выполнялось разрушение кристаллической структуры импульсами с энергией, заведомо превышающей порог разрушения в несколько раз («Репер»).

Лазерное упрочнение проводилось в несколько циклов. Каждый, из которых представлял собой полное сканирование поля отжига пучком с фиксированной энергией в импульсе с 50-70% перекрытием каустик от выстрела к выстрелу (Рис. 7.5). Изначально выбиралась плотность мощности вдвое меньше порогового значения – $4,3 \text{ Дж/см}^2$. По завершении обработки всей области энергия в импульсе ещё незначительно повышалась и процесс повторялся. И так до достижения базового порога пробоя.

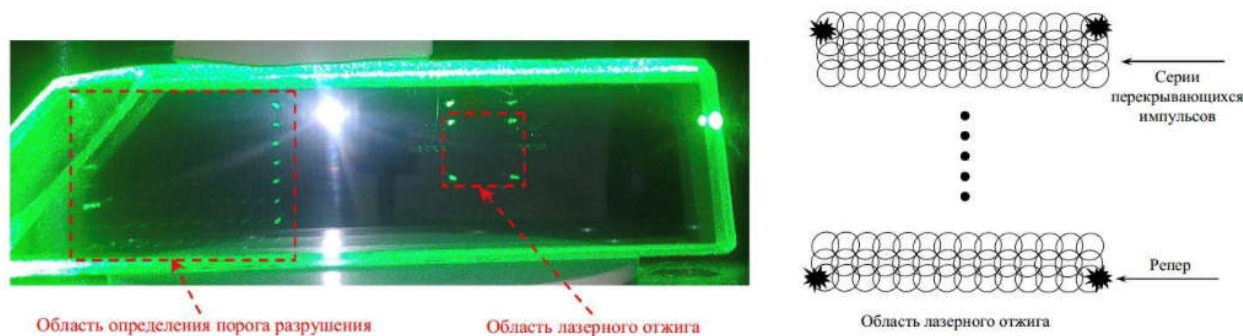


Рисунок 7.5 Фотография областей определения порога оптического разрушения и лазерного отжига. Схема сканирования при лазерном воздействии на область упрочнения.

Далее на самой верхней границе области отжига выполнялось тестирование образца на лучевую стойкость при превышении базового порога на 20-30%. Если разрушений не обнаруживалось, то цикл по лазерному воздействию осуществлялся на этой величине. Затем повышалась плотность мощности излучения на те же 20-30% от предыдущего значения и, если тестирование было удачным, то предыдущая операция повторялась. Таким образом, удалось достичь величины обработки вдвое превышающее базовую. На этом лазерный отжиг был остановлен.

Третьей частью экспериментов было тестирование области лазерного термоупрочнения и прилегающей к ней областей сериями импульсов с энергией заведомо превышающей базовый порог (Рис. 7.6). В первой тестовой серии плотность мощности излучения принимала следующие значения (сверху вниз): $12,7 \text{ Дж/см}^2$; 15 Дж/см^2 ; 17 Дж/см^2 ; $21,3 \text{ Дж/см}^2$. Во второй – 23 Дж/см^2 ; $25,5 \text{ Дж/см}^2$; 30 Дж/см^2 .

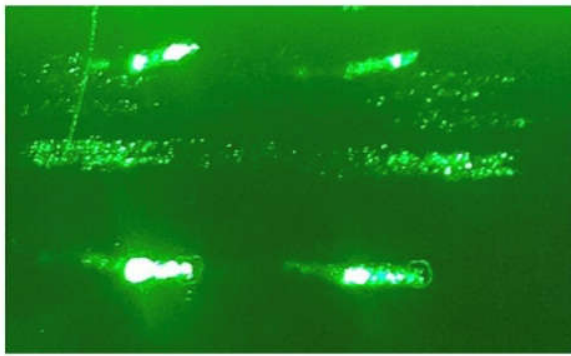


Рисунок 7.6 Фотография области лазерного отжига после воздействия тестовых серий (сверху вниз): 1 – 12,7 Дж/см²; 15 Дж/см²; 17 Дж/см²; 21,3 Дж/см²; 2 – 23 Дж/см²; 25,5 Дж/см²; 30 Дж/см².

Микроскопические исследования совместно с регистрацией по методу цифровой голографии подтверждают отсутствие как поверхностных, так и объёмных разрушений кристаллической структуры вплоть до 21,3 Дж/см² включительно в области, которая подверглась предварительному лазерному воздействию с повышением плотности мощности излучения. Таким образом удалось повысить порог оптического разрушения в 2-2,5 раза по отношению к базовому.

Для составления более полной картины были выполнены исследования по влиянию термического отжига. В качестве тестовых образцов были использованы «свидетели» (образцы 40x40x10 мм, вырезанные из заготовки для полноразмерного нелинейно-оптического элемента) из KDP преобразователя частоты I-типа: №60-2-A1, №60-2-A2, №60-2-A3, №60-2-A4, №80-2-1.

Проводилось определение порога лучевой стойкости до термической обработки и после. Выявлено, что величина порога разрушения «до» составила 11-13 Дж/см², а «после» - от 20 до 23 Дж/см². Что, в пределах экспериментальной погрешности и неоднородности кристаллической структуры совпадает с результатами при лазерном отжиге.

Стоит отметить, что, невзирая на то, что лазерный отжиг более затратная процедура по отношению к термическому воздействию, лазерное термоупрочнение будет востребовано. Это обусловлено тем, что для кристаллов DKDP невозможно применить термический отжиг.

10. Заключение

На основании фундаментальной и прикладной значимости основных результатов проведенных исследований можно выделить следующие.

Во-первых, в ходе выполнения работ была разработана схема широкоапертурного интерферометра для тестирования крупногабаритной лазерной оптики, позволяющая достичь точности, требуемой создания современных мощных лазерных систем.

Во-вторых, была разработана схема оптической синхронизации импульсов для генерации сигнальных импульсов и импульсов накачки в лазерных системах, построенных на принципах параметрического усиления чирпованных импульсов. Предложенная и реализованная схема позволяет уменьшить джиттер между сигнальным импульсом и импульсом накачки до субпикосекундного уровня, что является значительным шагом в развитии современных сверхинтенсивных лазеров.

В-третьих, были реализованы схемы широкоапертурных изоляторов Фарадея и стеклянных лазерных усилителей, а также системы подавления термонаведенной деполяризации.

В-четвертых, проведенные лабораторные исследования взаимодействия потоков лазерной плазмы с внешними магнитными полями позволили определить основные особенности этого взаимодействия и выработать рекомендации о возможностях использования внешних магнитных полей в экспериментах, направленных на реализацию лазерного термоядерного синтеза.

В ходе выполнения ПНИЭР были выполнены все работы согласно календарному плану выполнения обязательств.