

Формирование однородного облучения мишени на мощных лазерных установках

С.Г.Гаранин, В.Н.Деркач, Р.А.Шнягин

Развита методология получения лазерных пучков с высокой степенью однородности для прямого облучения мишеней на проектируемых мощных лазерных установках, основанная на оптимизации взаимного расположения облучающих мишень пучков, применении стационарных фазовых пластин для формирования заданного распределения интенсивности излучения в области установки мишени и методов пространственно-временного сглаживания для подавления мелкомасштабных неоднородностей. Рассмотрены требования к различным системам установки, обеспечивающим необходимую точность наведения пучков на мишени и допустимое различие интенсивностей пучков. Предложен метод пространственно-временного сглаживания пучков с использованием свойств нестационарности лазерной плазмы. Проведены экспериментальные исследования возможностей этого метода.

Ключевые слова: взаимодействие лазерного излучения с веществом, мишень прямого облучения, мощные лазерные установки, лазерная плазма, лазерный термоядерный синтез.

1. Введение

К настоящему времени на мощных лазерных установках США, Франции, Японии, Великобритании и России [1–7] получены следующие принципиальные результаты, демонстрирующие возможность зажигания мишени с применением мощных лазеров:

- зарегистрировано не менее 10^{14} DT-нейтронов за импульс [8];
- осуществлено близкое к сферически-симметричному сжатию DT-мишени в $\sim 10^3 - 10^4$ раз [9–11];
- при сжатии примерно в 10^3 раз реализован нагрев DT-топлива до температур $\sim 3 - 5$ кэВ [8–11].

Проведенные эксперименты и расчетно-теоретические исследования позволили установить, что для зажигания термоядерного горючего потребуются создание лазерной установки с мегаджоульным уровнем энергии [12]. Развитие лазерных технологий ставит на реальную основу возможность создания таких установок в ближайшее время [5, 13].

Важным вопросом при решении проблемы зажигания термоядерной мишени является вопрос о минимально необходимой для этого лазерной энергии W^* . Если W^* оценивается на основе одномерных газодинамических моделей, то можно ожидать, что учет двумерных факторов, таких как неоднородность освещенности поверхности мишени, качество ее изготовления, а также развитие газодинамических неустойчивостей, приведет к ее росту: $W^* \approx \xi W^{1D}$, где $\xi > 1$, а W^{1D} – энергия, необходимая для зажигания согласно одномерным расчетам. По современным оценкам $\xi \approx 2 - 3$. Однако величину ξ можно

снижать, уменьшая неоднородность облучения и улучшая качество изготовления мишеней.

Высокая степень однородности облучения мишени относительно просто обеспечивается для так называемых мишеней непрямого облучения (МНО). Они представляют собой бокс, изготовленный из материала с большим зарядом ядра Z , внутрь которого помещается сферическая капсула, заполненная термоядерным горючим. Лазерное излучение (ЛИ) направляется через специальные отверстия в боксе на его внутреннюю поверхность, где происходит конверсия ЛИ в рентгеновское излучение. В свою очередь, рентгеновское излучение, заполняя внутренний объем бокса, падает на поверхность центральной капсулы, что приводит к обжатию термоядерного горючего. Варьируя соотношения размеров бокса, центральной мишени и диаметра отверстий, а также оптимизируя положение лазерных пятен на внутренней поверхности бокса, можно достичь высокой симметрии облучения. В частности, в [14] сообщается о выборе конструкции МНО, в которой неоднородность облучения не превышает 3%.

Существенно более сложным является решение задачи однородной освещенности поверхности мишеней прямого облучения (МПО). Они представляют собой сферическую капсулу, заполненную DT- или DD-топливом, которая облучается со всех сторон ЛИ. Ограниченное число лазерных пучков облучения, их высокая когерентность, неидеальность различных систем мощных лазерных установок существенно осложняют решение проблемы однородности облучения МПО. В то же время согласно многочисленным оценкам требуемая для зажигания энергия W^* в 3–4 раза меньше, чем в случае МНО. Следовательно, при решении проблемы однородности (т.е. реализации условий, при которых $\xi \rightarrow 1$) для зажигания горючего МПО потребуется использование лазера существенно меньших масштабов, что в значительной степени определяет актуальность данной схемы облучения термоядерной мишени.

С.Г.Гаранин, В.Н.Деркач, Р.А.Шнягин. Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ, Россия, 607190 Саров, Нижегородская обл., просп. Мира, 37

Поступила в редакцию 24 октября 2003 г., после доработки – 30 января 2004 г.

В настоящей работе рассмотрены основные подходы к достижению высокой степени однородности облучения МПО, сформулированы требования к лазерным пучкам, системам фокусировки излучения на мишень и специальным системам пространственно-временного сглаживания (ПВС).

2. Современная концепция достижения требуемой однородности облучения МПО

Вследствие меньшей скорости абляции инкремент нарастания рэлей-тейлоровской неустойчивости существенно больше при использовании МПО, и нужна большая степень однородности облучения поверхности лазерной мишени, чем при использовании МНО. Считается [15], что для достижения степени сжатия $\delta \approx 10^4$, необходимой для зажигания ДТ-горючего мишени, надо обеспечить степень неоднородности распределения интенсивности ЛИ на поверхности оболочки

$$u = \frac{\delta I(R_0, \theta, \psi)}{\bar{I}(R_0, \theta, \psi)} \leq 1\%, \quad (1)$$

где I – распределение интенсивности на поверхности мишени радиусом R_0 в сферических координатах θ, ψ ; δI – амплитуда модуляции относительно средней интенсивности \bar{I} .

Существуют три основные причины, приводящие к нарушению сферической симметрии сжатия. Первая из них обусловлена конечным числом лазерных пучков и их неидеальностью, а также неидеальностью систем фокусировки и наведения ЛИ на мишень. Вторая причина – интерференционные эффекты, которые проявляются в результате взаимного перекрытия когерентных лазерных пучков на поверхности мишени. Третья причина связана с особенностями взаимодействия ЛИ с плазмой. Известны такие эффекты, как самофокусировка и филаментация, приводящие к увеличению степени неоднородности лазерного пучка при его распространении в глубину лазерной короны.

Возникающие неоднородности можно условно разбить на крупномасштабные, с характерным размером порядка $R_0/l \approx (0.1 - 1)R_0$ (где l – номер гармоники при разложении в ряд по сферическим функциям распределения интенсивности $I(\theta, \psi)$ лазерного излучения по поверхности мишени) и мелкомасштабные, которые характеризуются масштабом $(1 - 100)\lambda < R_0/l$ (где $l \geq 10 - 100$; λ – длина волны ЛИ). Их влияние на работу мишени различно. Неоднородность облучения мишени $\delta I/I$ приводит к возбуждению неоднородности абляционного давления $\delta p_a/p_a$, причем согласно [16] имеем $\delta p_a/p_a \propto (\delta I/I) \exp(-k_R \Delta_R)$, где $k_R = 2\pi l/R_0$; Δ_R – расстояние между зоной энерговыделения и абляционной поверхностью. Экспоненциальный множитель характеризует степень сглаживания неоднородностей за счет электронной теплопроводности при транспортировке энергии из зоны эффективного поглощения лазерного излучения к абляционной поверхности. В связи с этим мелкомасштабные неоднородности наиболее опасны на начальной стадии действия лазерного импульса, когда $k_R \Delta_R \propto k_R c_s t \ll 1$, где c_s – скорость звука; t – время действия лазерного импульса на мишень. И хотя с течением времени неоднородности начинают эффективно сглаживаться, созданные в начальные моменты времени возму-

щения являются источником возбуждения газодинамических неустойчивостей, приводящих к нарушению целостности оболочки и перемешиванию материала оболочки с термоядерным горючим. Для крупномасштабных неоднородностей тепловое сглаживание не эффективно, и они фактически «впечатываются» в мишень.

Амплитуды гармоник с $l \leq 10$ определяются в основном числом каналов и конфигурацией системы облучения, точностью наведения и фокусировки излучения на мишень, балансом интенсивностей различных пучков облучения, а также формой распределения интенсивности каждого из пучков. Неоднородности масштаба $l > 10$ являются результатом интерференции ЛИ на поверхности мишени.

В работах, посвященных расчетному исследованию однородности облучения МПО (см., напр., [16–21]), рассматриваются два предельных случая описания условий облучения. Первый соответствует ситуации, когда пучок фокусируется в площадку диаметром порядка диаметра мишени: $d_0 \approx 2R_0$. При этом можно считать, что на мишень со стороны каждого фокусирующего элемента приходит пучок параллельных лучей с плоским волновым фронтом. Тогда основными факторами, определяющими однородность, являются радиальный профиль интенсивности пучка и радиус мишени, который, вообще говоря, изменяется во время действия лазерного импульса. В другом предельном случае ($d_0 \ll 2R_0$) используется приближение фокусировки пучка в точку. При таком подходе необходим продольный сдвиг Δz центра мишени относительно фокальной плоскости.

Рассмотрим вначале задачу облучения мишени в приближении фокусировки ЛИ в точку. Пусть каждый лазерный пучок освещает половину мишени (рис.1). Иначе говоря, центр мишени сдвинут относительно фокальной плоскости на расстояние $\Delta F = R_0(F/R_b)$, где R_b – радиус лазерного пучка; F – эффективное фокусное расстояние фокусирующей системы. Предполагая лазерный пучок осесимметричным, найдем такое распределение $I(R)$ (где R – координата в ближней зоне пучка), при котором однородность освещенности половины мишени будет абсолютной: $I(\theta) = \text{const}$. Легко показать, что основными параметрами этой задачи являются безразмерные величины $X = r/R_0$, $Y = R/R_b$ и $a = F/R_b$, где $r = R_0 \sin \theta$ (рис.1). Параметры X и Y связаны соотношением

$$X = g(Y) = \frac{Y}{1 + (Y/a)^2} \times \left\{ 1 + \frac{1}{a^2} [(1 - Y^2)(a^2 - 1) + 1]^{1/2} \right\}, \quad (2)$$

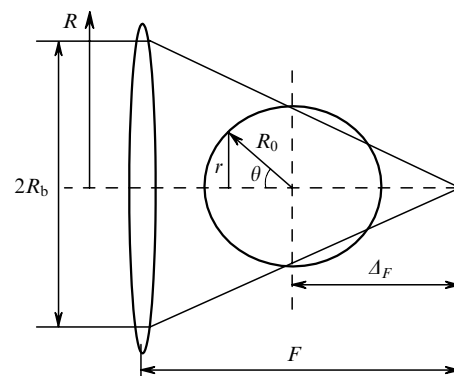


Рис.1. Схема облучения мишени при фокусировке ЛИ в точку.

тогда

$$I(\theta) = \left(\frac{R_b}{R_0}\right)^2 (1-g^2)^{1/2} \left[\frac{g(Y)}{Y} \frac{\partial g(Y)}{\partial Y}\right]^{-1} I(Y). \quad (3)$$

Исходя из условия $I(\theta) = \text{const}$, с помощью (3) получим выражение для поперечного распределения интенсивности лазерного пучка в ближней зоне, которое обеспечивает идеально однородное облучение половины мишени:

$$I(Y) \propto \frac{g(Y)}{Y} \frac{\partial g(Y)}{\partial Y} \frac{1}{(1-g^2)^{1/2}}. \quad (4)$$

Рассмотрим для примера случай $a = 1$. Тогда из (2)–(4) найдем следующее распределение интенсивности:

$$I(Y) = \frac{W}{\pi R_b^2 \ln 2} \frac{1}{1+Y^2}, \quad (5)$$

где W – энергия лазерного пучка.

Согласно (4) можно обеспечить идеальную ($I = \text{const}$) однородность облучения мишени при использовании всего двух соосно расположенных лазерных пучков, облучающих мишень с двух сторон. Следовательно, разбив все каналы установки на пары идентичных каналов и направив пучки из них на мишень навстречу друг другу, можно обеспечить условие $I(\theta) = \text{const}$ для каждой пары каналов, а значит, и для всех пучков в целом. При этом взаимное расположение пар пучков относительно друг друга оказывается несущественным.

Однако существует ряд причин, не позволяющих реализовать полученное решение, основными из которых являются следующие:

- в мощной лазерной системе чрезвычайно сложно обеспечить распределение интенсивности пучка вида (4) с высокой точностью, а также подобие пары сопряженных пучков по энергии и мощности излучения;
- лазерные пучки обладают высокой когерентностью, и в результате их сложения на поверхности мишени реализуется сложная интерференционная картина, приводящая к модуляции интенсивности до 100 %;
- в процессе воздействия ЛИ на мишень образуется плазма и радиус области энерговыделения изменяется во времени; его изменение по сравнению с начальным радиусом мишени приводит к нарушению условий, при которых было получено решение (4).

Указанные выше причины привели к тому, что вариант идеально однородного облучения с произвольно ориентированными в сферических координатах и попарно направленными навстречу друг другу лазерными пучками не рассматривается применительно к мощным лазерным установкам для ЛТС.

В настоящее время для облучения МПО принято использовать специальные фазовые пластины (ФП) [22–29], которые формируют расходимость ЛИ, значительно превышающую расходимость пучка, возникающую за счет неидеальности усилительного тракта каналов. Их применение приводит к тому, что поперечный размер сфокусированного лазерного пучка становится порядка размера мишени.

Анализ проведенных к настоящему времени исследований позволяет сформулировать современную концепцию достижения требуемой однородности облучения лазерной мишени, которая включает в себя:

- выбор оптимальной геометрии расположения лазерных пучков, облучающих мишень;
- проектирование фокусирующей системы облучения с учетом требований к качеству наведения лазерных пучков на мишень, обеспечение в усилительных каналах условий, при которых поканальный разброс энергии лазерных пучков и разновременность прихода лазерного импульса на мишень не превышают допустимого уровня;
- формирование с использованием специальных ФП распределения интенсивности лазерного пучка на мишени с расчетно заданным радиальным профилем и характерным поперечным размером порядка размера мишени;
- применение специальных устройств ПВС для устранения спекл-структуры (модуляции) распределения, обусловленной использованием ФП и абберрационной структурой пучков.

3. Выбор системы облучения сферической лазерной мишени

Принципиальная возможность получения с помощью систем ПВС гладкого распределения интенсивности ЛИ на поверхности мишени позволяет осуществить поиск оптимальной геометрии облучения N_c лазерными пучками в приближении геометрической оптики. Задача о выборе оптимального расположения лазерных пучков достаточно просто решается, когда число пучков N_c совпадает с числом вершин или граней фигур Платона N_p . В этом случае наиболее естественной является геометрия правильного многогранника. Однако фигур Платона с $N_c \geq 20$ не существует. Дальнейшее увеличение числа «равномерно» расположенных пучков может быть осуществлено для геометрии «футбольного мяча» (32 – число граней, 60 – число вершин граней, 72 (60 + 12) – число вершин и центров пятиугольников, 80 – число вершин и центров шестиугольников, 92 – число вершин и центров граней).

В [30, 31] предложены оригинальные методы, облегчающие поиск необходимых систем облучения. Первый из них [30] основан на максимизации номера сферической гармоники l . В [31] решена задача определения расположения пучков относительно мишени при условии абсолютной однородности ($u = 0$) и в предположении, что радиальное распределение интенсивности каждого пучка обеспечивает распределение интенсивности на поверхности мишени $\sim I_0 \cos^2 \theta^*$, где I_0 – интенсивность в центре пучка, а угол θ^* отсчитывается от оси пучка. Полученные в [31] соотношения для угловых координат пучков показывают, что при $N_c = N_p$ расположение пучков согласно симметрии фигур Платона является оптимальным. При $N_c \neq N_p$ решение задачи оптимального расположения пучков практически совпадает с результатами оптимизации [30] и дает систему облучения, в которой пучки разделены на пояса. При этом число пучков в каждом поясе и азимутальные углы поясов должны удовлетворять соотношению

$$\sum_k N_k \cos^2 \theta_{0k} = \sum_k N_k / 3, \quad (6)$$

где N_k – число пучков в k -м поясе с полярным углом θ_{0k} . Число пучков в поясе может быть как четным, так и нечетным, однако в последнем случае могут появиться не-

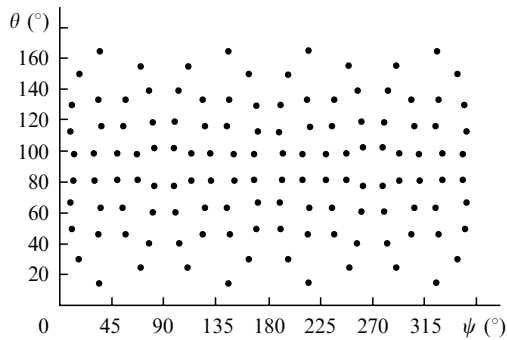


Рис.2. Расположение 128 пучков установки «Искра-6» в сферических координатах.

четные гармоники в разложении по сферическим функциям.

При увеличении числа N_c до ~ 100 соотношение (6) имеет многозначные решения и соответственно методы [30, 31] не упрощают задачу поиска оптимальной системы облучения. С этой точки зрения более удобен способ работы [32] с разделением общего числа пучков N_c на группы с числом групп L_g , соответствующим числу граней правильного многогранника. При этом число пучков в каждой группе одинаково: $n_g = N_c/L_g$ (берется случай, когда N_c кратно L_g).

Рассмотрим для примера использование указанных методов для выбора системы облучения установки «Искра-6». Выбранная архитектура построения канала усиления этой установки показывает [33], что для получения требуемой лазерной энергии ~ 300 кДж в профилированном импульсе с длительностью по полувысоте ~ 3 нс необходимо не менее 120 каналов усиления. Одним из возможных вариантов системы облучения, удовлетворяющим этому условию, является система, состоящая из 128 каналов облучения. А именно, все каналы облучения разбиваются на 32 группы по 4 пучка в каждой. Группы располагаются на гранях многогранника, состоящего из пяти- и шестиугольников, по аналогии с геометрией «футбольного мяча». Отметим, что на установке Omega Upgrade 60 пучков находятся в вершинах такого многогранника. Каждый из четырех пучков распространяется под углом θ_L к нормали грани. Оптимизационные расчеты однородности облучения мишени показывают, что этот угол должен составлять $10^\circ - 12^\circ$. На рис.2 приведено расположение пучков такой системы облучения в сферических координатах.

4. Зависимость однородности облучения от числа лазерных пучков

Возникающие неоднородности лазерного облучения наиболее опасны с точки зрения нарушения сферической симметрии сжатия на начальной стадии действия лазерного импульса, когда длина лазерной короны мала и практически отсутствует сглаживание неоднородностей за счет электронной теплопроводности плазмы.

Оценку момента времени, когда тепловое сглаживание оказывается существенным, можно провести исходя из соотношения [16] $k_R \Delta R \approx 2$, где $\Delta R(t) \approx R_f - R_a$; R_f и R_a – радиусы зоны энерговыделения и абляционной поверхности соответственно. В начальные моменты времени воздействия лазерным импульсом на мишень, когда разгон оболочки мишени только начинается, радиус зо-

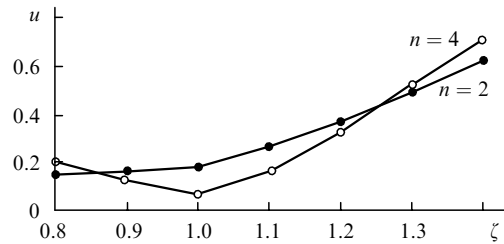


Рис.3. Зависимости степени неоднородности облучения мишени u от отношения радиуса мишени к радиусу лазерного пучка $\zeta = R_0/r_0$.

ны абляции практически совпадает с начальным радиусом мишени R_0 . Следовательно, для оценок можно положить $\Delta R \approx R_f - R_0$. Таким образом, тепловое сглаживание будет существенным, когда радиус зоны энерговыделения изменится по сравнению с начальным радиусом мишени на величину

$$\frac{\delta R_f}{R_0} \approx \frac{R_f - R_0}{R_0} \approx \frac{\Delta R}{R_0} \approx \frac{1}{\pi l}. \quad (7)$$

На существующих и проектируемых лазерных установках, предназначенных для облучения МПО, одним из условий выбора оптимального взаимного расположения сфокусированных лазерных пучков является максимизация номера основной гармоники, характеризующей неоднородность облучения (см., напр., [30]). Для многопучковых систем ($N_c \geq 8$) максимальный номер $l \sim 4 - 10$. Следовательно, высокая степень однородности должна обеспечиваться на поверхности мишени по крайней мере до того момента времени, когда радиус зоны энерговыделения изменится по сравнению с начальным радиусом на $\delta R_f/R_0 \leq \pm 10\%$.

Покажем, как неоднородность облучения мишени зависит от соотношения радиусов пучка и мишени. Рассмотрим для примера облучение в симметрии куба (число пучков $N_c = 8$). В данных расчетах принято, что поперечное распределение интенсивности ЛИ в области мишени имеет вид

$$I(r) = I_0 \exp \left[- \left(\frac{r}{r_0} \right)^n \right], \quad (8)$$

где I_0 – интенсивность на оси пучка; n – параметр Гаусса. Зависимость степени неоднородности u от отношения диаметров мишени ($2R_0$) и лазерного пучка ($2r_0$) показывает (рис.3), что при изменении параметра $\zeta = R_0/r_0$ на 10% (от 1.0 до 1.1) неоднородность облучения повышается более чем в два раза.

Для сравнения различных систем фокусировки между собой проведен расчетный анализ зависимости от числа лазерных пучков N_c максимальной степени неоднородности u_{\max} при вариации радиуса мишени в пределах $\pm 10\%$ (рис.4). Полученная зависимость показывает, что $u \sim 1\%$ может быть достигнуто при $N_c \geq 100$.

5. Требования к системе наведения и лазерным пучкам

В реальных оптических системах крупных лазерных установок достаточно сложно получить минимальную степень неоднородности, предсказываемую в идеализированных расчетах. Это связано с тем, что в эксперимен-

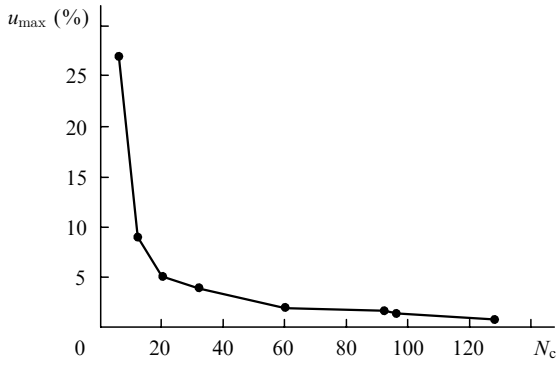


Рис.4. Зависимость максимальной степени неоднородности облучения мишени от числа лазерных пучков.

тах точность наведения пучков на мишень ограничена, всегда имеется поканальный разброс интенсивностей индивидуальных пучков $\delta I/I$, связанный как с разбросом их энергий и длительностей, так и с разновременностью прихода лазерных импульсов. Данные факторы могут приводить к существенному ухудшению однородности облучения [17, 34]. В связи с этим представляется важным определение требований к системе наведения излучения на мишень и допустимых значений $\delta I/I$.

Рассмотрим вначале влияние разброса интенсивностей пучков на однородность облучения. Для этого введем понятие эффективного числа пучков n_{eff} , приходящих в каждую точку поверхности мишени, которое можно определить следующим образом: $n_{\text{eff}} = I_s/\bar{I}$, где I_s – средняя интенсивность ЛИ на поверхности мишени. Пусть интенсивность i -го пучка, приходящего в данную точку мишени, изменилась на величину δI_i . Тогда степень неоднородности облучения

$$u' \approx u + \frac{\delta I_i}{I_s} \approx u + \frac{1}{n_{\text{eff}}} \frac{\delta I_i}{\bar{I}}, \quad (9)$$

где u – степень неоднородности, полученная в идеальных условиях.

Исходя из (9) и условия, что степень неоднородности с учетом вариации интенсивности не должна существенно превышать u , т. е. $(u' - u)/u < 1$, можно получить оценку допустимого разброса интенсивностей: $\delta I_i/\bar{I} < n_{\text{eff}} u$. Отсюда следует, что с ростом числа пучков, дающих вклад в освещенность данной точки мишени, снижаются требования к допустимому поканальному разбросу энергий.

Покажем, как эффективное число пучков n_{eff} зависит от радиуса r_0 пучка на мишени. Согласно определению

$$n_{\text{eff}} = \frac{N_c}{\beta} \frac{r_0^2}{4R_0^2}, \quad (10)$$

где

$$\beta = \int_0^{r_0} I(r)rdr / \int_0^{R_0} I(r)rdr.$$

Максимум соотношения (10) достигается при $r_0 \rightarrow R_0$ (дальнейшее увеличение r_0 лишено смысла, т. к. при этом уменьшается эффективность концентрации энергии на мишени). Предельное значение n_{eff} для системы облучения с симметрично распределенными по угловым координатам лазерными каналами составляет $N_c/4$; в

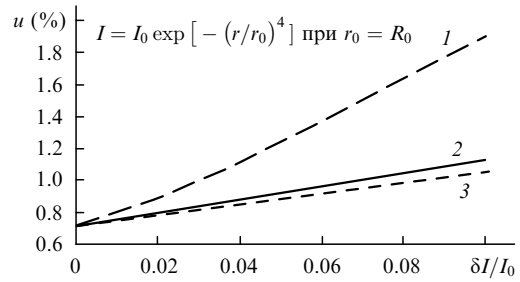


Рис.5. Зависимости степени неоднородности облучения от поканального разброса интенсивностей лазерных пучков при случайном их разбросе во всех 128 пучках (1) и при вариации интенсивности в одном пучке (2), а также оценка, проведенная по формуле (9) при вариации интенсивности в одном пучке (3).

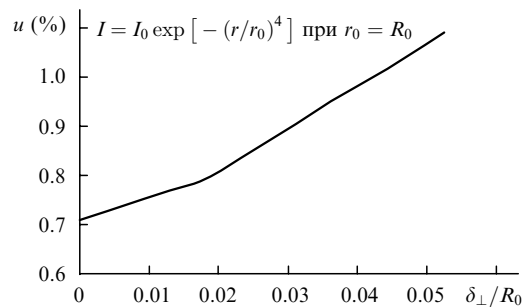


Рис.6. Зависимость степени неоднородности облучения от поперечного промаха пучков по мишени при $N_c = 128$.

частности, для установки «Искра-6», имеющей 128 пучков, $n_{\text{eff}} = 32$.

Очевидно, что на реальной установке вариация интенсивности будет происходить одновременно во всех лазерных пучках. Зависимость степени неоднородности от разброса интенсивностей $\delta I/\bar{I}$, задаваемого случайным образом в 128 пучках (равномерно в пределах от нуля до $\pm \delta I/\bar{I}$), показывает (рис.5), что величина u возрастает по сравнению со случаем одного пучка в 2–2.5 раза. Для достижения степени неоднородности облучения порядка 1 % допустимый разброс интенсивностей должен составлять менее 3 %. Наблюдается достаточно сильная зависимость степени неоднородности от поперечного промаха излучения δ_{\perp} по мишени (рис.6). Так, при промахе, составляющем 5 % от радиуса мишени, u возрастает в 1.6 раза. Полученная расчетная зависимость позволяет сделать оценку допустимого промаха: $\delta_{\perp} \leq 4 \times 10^{-2} R_0$.

6. Формирование требуемого распределения интенсивности излучения по поперечному сечению пучка в области установки мишени

В условиях реальных мощных лазерных каналов с большой апертурой задача создания в области установки мишени заданного распределения $I(r)$ становится крайне сложной из-за искажений волнового фронта в активной среде лазерных каналов и неидеальности оптических элементов усилительного тракта. Основным методом решения данной проблемы (альтернативным дорогостоящему улучшению качества элементов усилительного тракта) в настоящее время является использование ФП. Простейшим примером такого устройства может служить стеклянная подложка, состоящая из элементов с разной толщиной h , имеющих характерный поперечный

размер d . Если толщина h изменяется случайно, так, что фазовый набег каждого образующегося подпучка размером d лежит в диапазоне $0 - 2\pi$, то такая ФП называется случайной (СФП) [22].

Предположим, что на СФП падает линейно поляризованный лазерный пучок диаметром D , а элемент ФП имеет квадратную форму. Если после прохождения ФП сфокусировать пучок линзой с фокусным расстоянием F , то в фокальной плоскости $x_f y_f$ распределение интенсивности можно представить в виде (см., напр., [23])

$$I(x_f, y_f) = I_0(x_f, y_f) N_{\text{fp}} \times \left\{ 1 + \sum_{m, n \neq 0} C_{mn} \exp[i(2\bar{x}m + 2\bar{y}n)] + \text{компл. сопр.} \right\}, \quad (11)$$

где

$$C_{mn} = \frac{1}{N_{\text{fp}}} \sum_{KL} \exp[i(\varphi_{KL} - \varphi_{K+m L+n})];$$

$$\bar{x} = x_f \frac{kd}{2F}; \quad \bar{y} = y_f \frac{kd}{2F};$$

$I_0(x, y) = a \text{sinc}^2 \bar{x} \text{sinc}^2 \bar{y}$; N_{fp} – полное число элементов ФП; $\varphi_{KL} - \varphi_{K+m L+n}$ – разность фаз между подпучками, прошедшими через элементы ФП с номерами KL и $K+m L+n$; $k = 2\pi/\lambda$ – волновое число. Отметим, что суммирование в (11) проводится по всем элементам ФП.

Очевидно, что если бы отсутствовало когерентное взаимодействие между образующимися подпучками, то распределение интенсивности ЛИ должно было бы определяться его дифракцией на элементе ФП и имело бы вид $I(x, y) = I_0(x, y) N_{\text{fp}}$. Когерентное взаимодействие подпучков приводит к пространственной модуляции распределения относительно $I_0(x, y)$, причем согласно (11) в $I(x, y)$ присутствуют пространственные масштабы (моды) от $\Delta x = \Delta y \approx \lambda F/D$ до $\Delta x = \Delta y \approx \lambda F/d$. Относительный вклад соответствующей моды в распределение интенсивности ЛИ определяется набегом фазы пучков относительно друг друга (коэффициентами C_{mn}).

Применение ФП приводит к изменению модового состава распределения интенсивности, характерного для пучков абберационного вида, в частности к уменьшению удельного содержания мод с большим пространственным масштабом [35]. Таким образом увеличивается эффективность сглаживания неоднородностей распределения интенсивности посредством электронной теплопроводности плазмы.

Под формированием необходимого распределения интенсивности пучка в области установки мишени с помощью ФП понимается обычно формирование огибающей, которая определяется дифракцией излучения на элементе ФП. При этом, как показано ранее, размер пучка на мишени должен примерно равняться ее диаметру. Следовательно, характерный размер d элемента ФП должен составлять $\sim \lambda F/R_0$, а общее число фазовых элементов $N_{\text{fp}} \approx [DR_0/(\lambda F)]^2$. При типичных параметрах лазерной установки «Искра-6» ($F = 6$ м, $\lambda \approx 0.35$ мкм, $D = 30$ см, $R_0 \approx 1$ мм) каждая ФП должна будет иметь порядка 2×10^4 элементов.

К недостаткам СФП можно отнести то, что случайно коррелированная фазовая модуляция пучка приводит к 100 %-ной модуляции интенсивности в сфокусированном пятне, а эффективность концентрации энергии на мише-

ни ограничена значением $\sim 84\%$ для ФП с круговыми (гексагональными) элементами.

При создании современных ФП, фазовый профиль которых получен расчетным способом, основными требованиями являются возможность фокусировки пучка в пучок с супергауссовым профилем, минимизация потерь за счет рассеяния и малая чувствительность к абберациям волнового фронта излучения. Первые пластины такого типа, получившие название киноформных ФП (КФП) или пластин с распределенным фазовым профилем [28, 29], имеют серьезное преимущество по сравнению с СФП – они обеспечивают низкую энергию в крыльях, т. е. высокий КПД использования лазерной энергии. Для таких пластин набег фазы рассчитан специальным образом, исходя из известного распределения интенсивности излучения в ближней зоне и требуемого распределения в дальней зоне. Для расчета КФП можно использовать итерационный алгоритм, детально описанный в [24–26].

Суть алгоритма состоит в том, чтобы при заданном распределении мощности в ближней зоне рассчитать необходимое распределение фазы, которое давало бы требуемое распределение интенсивности в дальней зоне. Итерационный метод предполагает задание поля в ближней зоне с желаемым распределением мощности и случайным, равномерным на интервале $0 - 2\pi$, распределением фазы. Далее методом быстрого преобразования Фурье рассчитывается поле в дальней зоне. Полученное распределение фазы сохраняется, а распределение мощности заменяется требуемым. После этого проводится обратное преобразование Фурье, которое восстанавливает комплексное поле в ближней зоне. Здесь опять же от рассчитанного поля сохраняется только фазовое распределение, а распределение мощности заменяется на исходное. На этом заканчивается один итерационный шаг. Повторяя итерационные шаги достаточное число раз, можно получить необходимое распределение фазы в ближней зоне, такое, что профиль интенсивности в дальней зоне будет достаточно близок к желаемому.

На рис.7 показан пример расчетного распределения фазы в ближней зоне для КФП. Видно, что оно имеет пятнистую структуру, причем есть области, где происходит скачок фазы на 2π . Поскольку изолинии фазового скачка не являются в общем случае замкнутыми, невозможно выполнить процедуру сглаживания фазы. Эти фазовые скачки создают известную трудность при изготовлении КФП.

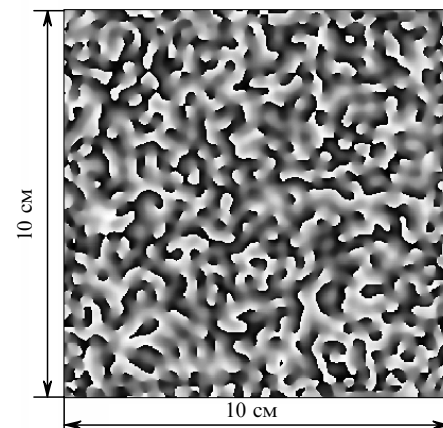


Рис.7. Топология фазового распределения фрагмента КФП. Темные участки соответствуют набегу фазы $\Delta\varphi = 0$, белые – $\Delta\varphi = 2\pi$.

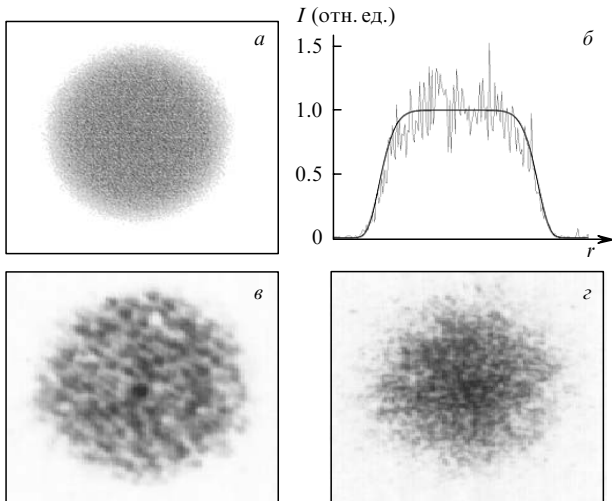


Рис.8. Распределения интенсивности излучения в дальней зоне при использовании ФП: расчет для КФП (а, б), эксперимент с КФП (в) и СФП (з).

На рис.8,а,б показано распределение интенсивности излучения в дальней зоне после прохождения рассчитанной КФП. Из рис.8,б видно, что огибающая распределения интенсивности в дальней зоне повторяет заданную форму. В то же время полученная кривая имеет сильную мелкокомасштабную изрезанность порядка 20 %–30 %. На основе этих расчетов был изготовлен образец КФП. Результаты его испытаний показывают (рис.8,в), что, как и в расчете, 90 % энергии сконцентрировано в пятне с диаметром, соответствующим размеру элемента КФП. Это существенно отличает КФП от СФП (рис.8,з).

Современное поколение КФП с ограниченной автокорреляционной функцией получило название фильтрующей киноформной ФП (ФКФП) [36]. Существенным отличием ФКФП от КФП является способ задания исходных (для расчета) данных, т. е. создание фазовой картины в ближней зоне излучения и введение специального фильтра для коррекции распределения интенсивности в дальней зоне. Полученное на каждом итерационном шаге фазовое распределение ФП корректируется с помощью сглаживания разрывов фазы на 2π и фильтрации высокочастотных составляющих. Кроме того, перед переходом к следующему итерационному шагу осуществляется процедура азимутальной коррекции асимметрии текущего распределения интенсивности в дальней зоне.

Использование ФКФП приводит к получению распределения интенсивности в дальней зоне, распределения огибающей и высокой степени симметрии. В условиях расчетного волнового фронта использование ФКФП ведет к уменьшению в 4–10 раз неоднородности распределения интенсивности в модах с $0 < l < 200$ по сравнению с использованием КФП, рассчитанных на основе стандартного итерационного алгоритма. Еще одной положительной особенностью ФКФП является то, что специальный алгоритм расчета позволяет свести к минимуму потери излучения при фокусировке в пятно заданного размера; эффективность концентрации энергии в этом случае

$$\int_0^{R_0} I(r)rdr / \int_0^{+\infty} I(r)rdr \geq 95 \%$$

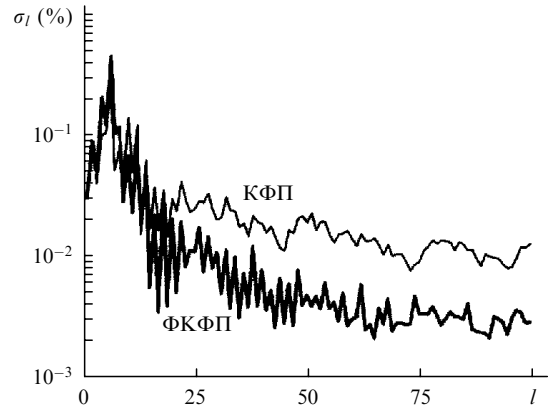


Рис.9. Модовый состав распределения интенсивности при использовании КФП и пластины с ограниченной автокорреляционной функцией. Спектры получены для 192 пучков облучения, ширины спектров излучения равны 1 ТГц, используются метод сглаживания за счет спектральной дисперсии и поляризационное сглаживание (см. разд.7, 9).

Основные результаты расчетов ФКФП (распределение среднеквадратичного отклонения σ_l по номерам сферических гармоник l , определенное согласно выражению $\sigma = (\sum \sigma_l^2)^{1/2}$), показаны на рис.9.

7. Физические принципы ПВС лазерных пучков

Анализ, проведенный ранее, показывает, что для формирования в области установки мишени заданного поперечного распределения интенсивности ЛИ недостаточно применения только СФП. Это связано с тем, что использование ФП приводит к формированию на поверхности спеклованного распределения интенсивности ЛИ $I'(r, t)$ с глубиной модуляции, достигающей 100 %. Для подавления неоднородностей этого типа в различных лабораториях мира разрабатываются специальные методы ПВС лазерных пучков. Основная идея этих методов сводится к применению устройств, позволяющих осуществлять быстрое перестроение во времени («дрожание») спеклованного распределения по поверхности мишени. При этом перестроение должно быть настолько быстрым (с характерным временем t_0), чтобы газодинамическое движение плазмы не успевало реагировать на «мигающие» пятна повышенной интенсивности ЛИ. При $t_0 \leq t_h \approx 10 - 100$ пс (где t_h – время газодинамического отклика плазмы) движение плазмы фактически не реагирует на мгновенное распределение $I'(r, t)$, а будет определяться интегральным распределением

$$I(r, t) = \frac{1}{t_h} \int_{t-t_h/2}^{t+t_h/2} I'(r, t') dt' \tag{12}$$

Рассмотрим статистические принципы реализации выражения (12). Хорошо известно [37], что плотность вероятности спеклованного распределения интенсивности описывается функцией вида

$$\rho(I) = \frac{1}{\bar{I}} \exp\left(-\frac{I}{\bar{I}}\right), \tag{13}$$

где I и \bar{I} – локальная и средняя интенсивности. Распределение (13) имеет большую вероятность наличия интен-

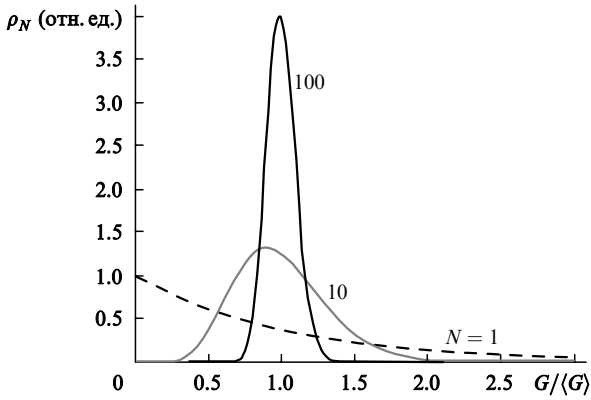


Рис.10. Распределения плотности вероятности интенсивности, усредненной по N случайно коррелированным спеклованным картинкам.

сивности $I \ll \bar{I}$, что обуславливает его высокий контраст. Контраст спеклов определяется отношением стандартного отклонения распределения к средней интенсивности:

$$\sigma = \frac{(\langle I^2 \rangle - \bar{I}^2)^{1/2}}{\bar{I}}. \tag{14}$$

В силу того, что для распределения (13) $\langle I^2 \rangle = 2\bar{I}^2$, имеем контраст $\sigma = 1$.

Если N спеклованных картин накладываются друг на друга, плотность вероятности суммарного распределения

$$\rho_N(G) = \frac{G^{N-1}}{(N-1)!} \left(\frac{N}{\langle G \rangle} \right)^N \exp\left(-\frac{NG}{\langle G \rangle}\right), \tag{15}$$

где $\langle G \rangle = N\langle I \rangle$. На рис.10 представлены распределения плотности вероятности (15) для различных N . Дисперсия распределения интенсивности уменьшается с увеличением числа статистически независимых картин N ; исходя из (15) контраст интегрального распределения интенсивности

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{\sqrt{N}}, \tag{16}$$

где $\sigma_0 = 1$ – исходный контраст распределения ($N = 1$). Выражение (16) является фундаментальной статистической характеристикой процесса сглаживания; понятно, что для достижения неоднородности облучения порядка 1% необходимо эффективное число перестроений спеклованной картины $N \approx 10^4$.

Рассмотрим параметры, определяющие ПВС в случае, когда интерференционное поле на мишени образуется с учетом использования N^* пространственно некогерентных лазерных пучков. Будем считать, что все пучки имеют одинаковую интенсивность и в каждом используются ФП. Тогда выражение для суммарной интенсивности может быть записано аналогично (11) в виде

$$I(x_f, y_f) = I_0(x_f, y_f) N_{fp} N^* \times \left\{ 1 + \frac{1}{N^*} \sum_j \sum_{m_j, n_j \neq 0}^{N^*} C_{m_j, n_j} \exp[i(2\bar{x}m_j + 2\bar{y}n_j)] + \right.$$

$$\left. + \sum_{\substack{m_j, n_j \\ j \neq k}} B_{m_j, n_k} \exp[i(2\bar{x}m_j + 2\bar{y}n_k)] + \text{компл. сопр.} \right\}. \tag{17}$$

Интерференционный член в (17) представлен в виде суммы, где первое слагаемое определяется суперпозицией интерференционных полей, получаемых от каждой в отдельности ФП, а второе слагаемое обусловлено взаимодействием различных лазерных пучков. Индексы j, k соответствуют фазовым элементам различных пучков, C_{m_j, n_j} – коэффициенты, учитывающие взаимодействие фазовых элементов одного пучка;

$$B_{m_j, n_k} = \frac{1}{N_{fp} N^*} \sum_{K, L} \exp[i(\varphi_{KL} - \varphi_{K+m_j, L+n_k})]$$

– коэффициенты, учитывающие взаимодействие элементов различных пучков.

Пространственная некогерентность лазерных пучков приводит к тому, что B_{m_j, n_k} изменяется за время $t \leq t_c$ (где t_c – время когерентности). Отношение общего числа интерференционных членов к числу членов, вклад которых в общую интерференционную картину не изменился за время t_c , эквивалентно числу независимых распределений (в терминах (15), (16))

$$N = \frac{N_{fp} N^* (N_{fp} N^* - 1)}{N^* N_{fp} (N_{fp} - 1)} \simeq N^*.$$

Таким образом, взаимодействие N^* пространственно некогерентных пучков приводит к улучшению контраста распределения интенсивности σ , а выражение (17) может быть преобразовано к виду

$$I(x_f, y_f) = I_0(x_f, y_f) N N^* \left\{ 1 + \frac{1}{N^*} \times \sum_j \sum_{m_j, n_j \neq 0}^{N^*} C_{m_j, n_j} \exp[i(2\bar{x}m_j + 2\bar{y}n_j)] + \text{компл. сопр.} \right\}. \tag{18}$$

Необходимо отметить, что число N^* может быть увеличено вдвое при условии разделения каждого пучка на два подпучка с ортогональными поляризациями. Такие пучки не интерferируют друг с другом. Использование данного принципа для улучшения однородности облучения мишени получило название поляризационного сглаживания; в настоящее время оно реализовано в работах [38–40]. Принципиальная схема поляризационного сглаживания с использованием двулучепреломляющего клина из КДР, обеспечивающая получение смещенных спекл-картин для ортогональных поляризаций и уменьшение степени неоднородности облучения в $\sqrt{2}$ раз, приведена на рис.11. Выражение (18) показывает, что в масштабах времени $t > t_c$ взаимодействием различных пучков можно пренебречь. Для устранения остаточной модуляции к каждому пучку в отдельности применяются методы нарушения пространственно-временной когерентности.

Идея этих методов может быть проиллюстрирована следующим образом. Если время когерентности ЛИ $t_c \approx \Delta\nu^{-1}$ (где $\Delta\nu$ – ширина спектра ЛИ) меньше длительности лазерного импульса τ_p , то импульс условно можно разделить на полосы одинаковой когерентности с пространственным размером $l_c \approx ct_c$, где c – скорость света. При фокусировке такого пучка ЛИ, отвечающее одной полосе, на поверхности мишени образует интерференци-

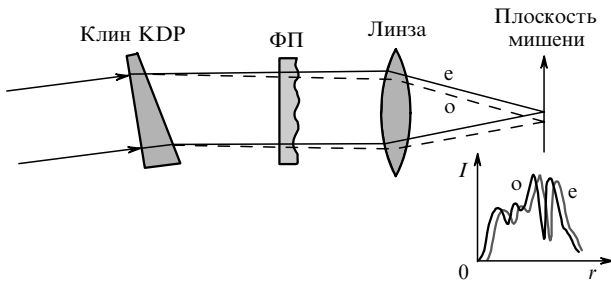


Рис.11. Принципиальная оптическая схема поляризационного сглаживания с использованием двулучепреломляющего клина.

онную картину. Так как излучение при переходе от одной полосы когерентности к другой имеет одинаковый набег фазы, то интерференционная картина на поверхности мишени оказывается квазистационарной.

В настоящее время для создания эффекта «дрожания» интерференционной картины на поверхности мишени используются два основных принципа. Согласно первому каждый пучок разделяется по апертуре на ряд подпучков и вводится задержка между ними на время, большее времени когерентности t_c . В этом случае набег фаз подпучков относительно друг друга будет случайно изменяться через промежуток времени порядка t_c , что приведет к перестроению интерференционной картины через это же время t_c .

Второй принцип основан на использовании устройств, позволяющих разделить излучение с разными частотами (в пределах ширины его спектра $\Delta\nu$) в угловой спектр. Распределения интенсивности, определяемые каждой частотной компонентой в фокальной плоскости, пространственно сдвинуты относительно друг друга. Если частота излучения меняется в зависимости от времени, то распределение интенсивности изменяется через время $1/\Delta\nu$, т. е. с характерным временем, равным времени когерентности t_c . Максимальное число перестроений для однородного случая

$$N = \frac{\Delta\nu}{\delta\nu} = \frac{(\partial\theta/\partial\nu)\Delta\nu}{\theta_{\text{dif}}/2},$$

где $\delta\nu$ – минимальная разность частот, которые при фокусировке дают распределения, сдвинутые на половину спекла; $\partial\theta/\partial\nu$ – спектральная дисперсия излучения; θ_{dif} – дифракционная расходимость излучения.

8. Метод индуцированной пространственной некогерентности

Наиболее простым способом нарушения пространственной когерентности пучка является метод индуцированной пространственной некогерентности (ИПНК) [41–43], который предполагает использование устройства, получившего в литературе название «эшелон» (рис.12). Это устройство представляет собой ФП из материала с показателем преломления n и толщиной элементов Δ_{KL} , такой, которая обеспечивает временную задержку каждого из подпучков относительно друг друга $n(\Delta_{KL} - \Delta_{K+m L+n})/c$, превышающую время когерентности t_c . В этом случае разность фаз в коэффициентах C_{mm} будет иметь вид

$$\varphi_{KL} - \varphi_{K+m L+n} =$$

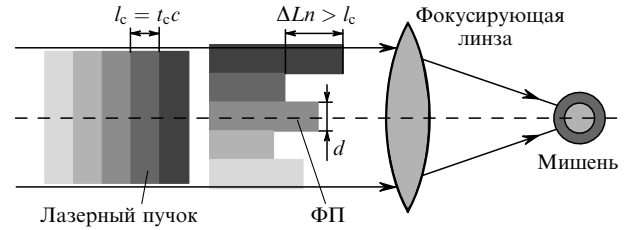


Рис.12. Принципиальная оптическая схема метода индуцированной пространственной некогерентности излучения.

$$= \Delta\varphi_{KLmm}^0 + k_0 n (\Delta_{KL} - \Delta_{K+m L+n}) + 2\pi \Delta\nu_{KLmm} t. \quad (19)$$

Очевидно, что при выполнении условия $n(\Delta_{KL} - \Delta_{K+m L+n}) \times c^{-1} \geq t_c$ для всех элементов эшелона, $\Delta\nu_{KLmm}$ будет порядка ширины спектра лазерного излучения $\Delta\nu$. Усреднение распределения $I'(x_f, y_f)$ за время $t_0 \geq t_c$ приведет к занулению коэффициентов C_{mm} . В результате распределение интенсивности ЛИ будет определяться огибающей $I(x_f, y_f) = I_0(x_f, y_f)N_{fp}$.

Оценим здесь геометрические параметры эшелона для установки «Искра-6». Ранее было получено, что число элементов эшелона N_{fp} должно составлять $\sim 2 \times 10^4$. С другой стороны, ширина спектра ЛИ на основной частоте (в отсутствие дисперсии излучения) ограничена требованиями эффективности преобразования частоты в третью гармонику: $\Delta\nu \leq 3 \times 10^{10}$ Гц [44, 45]. Таким образом, после конверсии излучения имеем $\Delta\nu \leq 10^{11}$ Гц или $t_c > 10$ пс. С учетом возможности поляризационного сглаживания (для каждой из поляризаций число элементов составляет $N_{fp}/2$) толщина эшелона должна быть порядка десяти метров.

Очевидно, что использование эшелона с такими характеристиками представляется затруднительным вследствие его размера, с точки зрения самофокусировки излучения в стекле и из-за существенного искажения эшелонной временной формы импульса. В первом случае должно выполняться условие $\Delta_{\text{max}} k n_2 I \leq B$, где n_2 – нелинейная добавка к коэффициенту преломления; B – константа. Во втором, в предположении m -кратного превышения длительностью лазерного импульса τ_p временной задержки Δt_{max} , вносимой элементом с максимальной толщиной Δ_{max} , характерное время $t_c \approx 2\tau_p / (mN_{fp})$. При $m = 10$ и $\tau_p = 10$ нс время когерентности должно составлять порядка 100 фс.

9. Метод сглаживания пучка за счет спектральной дисперсии

Принципиальная оптическая схема сглаживания посредством спектральной дисперсии [46–48] представлена на рис.13 (конфигурация системы предполагает двумер-

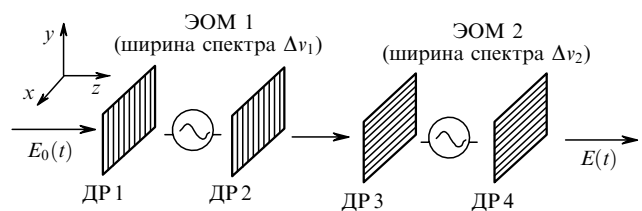


Рис.13. Принципиальная оптическая схема сглаживания посредством спектральной дисперсии излучения (ЭОМ – электрооптический модулятор; ДР – дифракционная решетка).

ную дисперсию света во взаимно перпендикулярных направлениях). На входе системы (первой дифракционной решетки) поле

$$E(t) = E_0(t) \exp(i\omega t). \quad (20)$$

Первая решетка искажает лазерный импульс (для определенности – в направлении x , перпендикулярно направлению распространения). В этом случае результирующее поле

$$E_1(t, x) = E_0(t - \beta_1 x) \exp[i\omega(t - \beta_1 x)], \quad (21)$$

где β_1 выражается через дисперсию решетки ($\Delta\theta/\Delta\lambda$):

$$\beta_1 = \frac{2\pi}{\omega} \left(\frac{\Delta\theta}{\Delta\lambda} \right)_1. \quad (22)$$

Первый электрооптический модулятор [49] модулирует фазу проходящего через него пучка по синусоидальному закону. Результирующее поле на выходе устройства

$$E_2(t, x) = E_0(t - \beta_1 x) \times \exp\{i[\omega(t - \beta_1 x) + \delta_1 \sin(2\pi\nu_1 t)]\}, \quad (23)$$

где δ_1 и ν_1 – амплитуда и угловая частота модуляции поля. Вторая решетка компенсирует искажение формы импульса и диспергирует свет в направлении x :

$$E_3(t, x) = E_2(t + \beta_1 x, x) = E_0(t) \exp[i\{\omega t + \delta_1 \sin[2\pi\nu_1(t + \beta_1 x)]\}]. \quad (24)$$

Вторая пара решеток и второй модулятор аналогичным образом приводят к модуляции и возникновению дисперсии в перпендикулярном направлении y . Результирующее поле на выходе всей системы, таким образом, принимает вид

$$E(t, x, y) = E_0(t) \exp[i\{\omega t + \delta_1 \sin[2\pi\nu_1(t + \beta_1 x)] + \delta_2 \sin[2\pi\nu_2(t + \beta_2 y)]\}], \quad (25)$$

где β_2 , δ_2 и ν_2 – параметр дисперсии, амплитуда и угловая частота модуляции излучения в направлении y .

По сути, выражение (25) описывает волновой фронт лазерного пучка с переменной двумерной модуляцией распределения фазы по закону «бегущей волны», имеющей после преобразования частоты излучения в третью гармонику амплитуды $3\delta_{1,2}$ и пространственные периоды $d_{1,2}^{\text{mod}} = (\nu_{1,2}\beta_{1,2})^{-1}$. Величина $N_{\text{cl}} = D/d^{\text{mod}}$ (где D – диаметр пучка) – число циклов модуляции в поперечном сечении пучка.

После прохождения системы преобразования частоты излучения (утроителя частоты) и ФП поле световой волны в фокальной плоскости (на мишени) [48]

$$E = E_0(t) \exp(i3\omega t) \sum_{i,j} J_i(3\delta_1) J_j(3\delta_2) \times U(x_f + i\Delta_1, y_f + j\Delta_2) \exp[i2\pi(\nu_1 i + \nu_2 j)t], \quad (26)$$

где $U(x_f, y_f)$ – распределение поля для монохроматического излучения с учетом использования ФП;

$$\Delta_{1,2} = F\lambda\nu_{1,2}\beta_{1,2} \quad (27)$$

– пространственное смещение поля для различных компонент спектра. Вклад членов с $|i| > 3\delta_1$ и $|j| > 3\delta_2$ в сумму (26) пренебрежимо мал. Таким образом, выражение для полной ширины спектра пучка можно записать в виде

$$\Delta\nu = 6[(\delta_1\nu_1)^2 + (\delta_2\nu_2)^2]^{1/2}. \quad (28)$$

Сдвиг распределения $U(x_f, y_f)$ за счет дисперсии $S_{1,2} = 6\delta_{1,2}\Delta_{1,2}$. Полезно связать сдвиг $\Delta_{1,2}$ с числом циклов N_{cl} . Имеем $\Delta = N_{\text{cl}}(F\lambda/D)$, где второй множитель равен половине ширины спекла. Таким образом, видно, что для оптимального сглаживания с использованием спектральной дисперсии необходимо, чтобы $N_{\text{cl}} \geq 1$.

Асимптотический уровень распределения интенсивности

$$\langle I \rangle_\infty = E_0^2 \sum_{i,j} J_i^2(3\delta_1) J_j^2(3\delta_2) |U(x_f + i\Delta_1, y_f + j\Delta_2)|^2, \quad (29)$$

где $E_0 = \text{const}$, а частоты модуляции некратные, т. е. для любых целых i и j выполняется условие $i\nu_1 \neq j\nu_2$. Из (29) видно, что результирующее распределение является суперпозицией одинаковых спеклованных картин, соответствующих различным спектральным компонентам излучения и сдвинутых относительно друг друга.

Среднеквадратичное отклонение интегрального распределения интенсивности (29) от огибающей можно представить в виде

$$\sigma = \left[\sum_{m,n} |C_{mm} R_{mm}|^2 \right]^{1/2}, \quad (30)$$

где суммирование проводится по различным элементам ФП с индексами $m = K' - K$ и $n = L' - L$; C_{mm} – автокорреляционная функция;

$$R_{mm} = J_0(6\delta_1 \sin(\pi\nu_1\beta_1 d)) J_0(6\delta_2 \sin(\pi\nu_2\beta_2 d)) \quad (31)$$

– фактор сглаживания; d – расстояние между элементами ФП. Первый нуль функции Бесселя определяет максимальный масштаб неоднородности, которая может быть сглажена. Из (31) следует, что $l_{\text{max}} = 2R_0/S_{1,2}$, т. е. при $S_{1,2} \approx 0.2R_0$ могут быть эффективно сглажены сферические гармоники вплоть до $l_{\text{max}} = 10$.

На рис.14 для сравнения приведено модовое распределение для двух различных случаев фазового возмущения двумерной спектральной дисперсии в эквивалентных по ширине спектра ЛИ условиях (0.3 ТГц) при $N_{\text{cl}} = 1$ и 3. Видно, что при сохранении примерно одинакового среднеквадратичного отклонения во втором случае (кривая 2) сильно уменьшается вес гармоник с номерами $l < 300$ (ценой увеличения веса гармоник с меньшим l , лучше сглаживающихся гидродинамическими течениями плазмы). Данный факт объясняется достаточно просто. Большая длина неоднородности определяется интерференцией между ближайшими фазовыми элементами. При увеличении частоты модуляции разность фаз таких элементов меняется быстрее, что приводит к увеличению темпа сглаживания неоднородностей данного масштаба. Соответственно малый пространственный размер неоднородностей спекл-поля обусловлен интерференцией

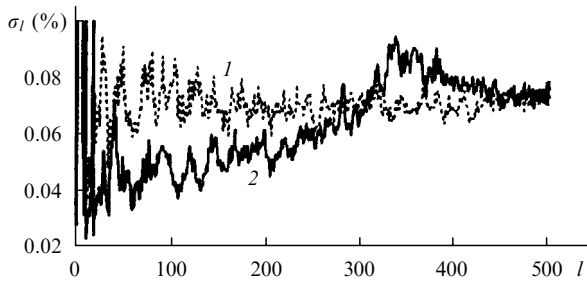


Рис. 14. Модовый состав распределения интенсивности на поверхности сферической мишени, полученный через 250 пс от начала лазерного импульса при использовании 60 пучков облучения, поляризационного сглаживания и метода спектральной дисперсии излучения. Ширина спектра 0.3 ТГц, частоты модуляторов в направлениях x и y соответственно $v_x = 3$ ГГц ($N_{cl} = 1$), $v_y = 3.3$ ГГц ($N_{cl} = 1$) (1) и $v_x = 3$ ГГц ($N_{cl} = 1$), $v_y = 10$ ГГц ($N_{cl} = 3$) (2).

удаленных друг от друга фазовых элементов, и при таком подходе они сглаживаются медленнее.

Существенной положительной особенностью метода спектральной дисперсии является то, что за счет угловой дисперсии можно подать каждую частотную компоненту пучка на элементы утроения частоты под углом, оптимальным для генерации третьей гармоники. В самом деле, при небольших отклонениях от угла синхронизма и центральной длины волны зависимость КПД преобразования от расстройк $\delta\theta$ и $\delta\lambda$ дается формулой [46]

$$\eta = \eta_0 \left[1 - 0.1 \left(\frac{\delta\lambda}{\delta\lambda_{90}} + \frac{\delta\theta}{\delta\theta_{90}} \right)^2 \right], \quad (32)$$

где η_0 — КПД преобразования в случае плоской волны при нулевой расстройке; $\delta\lambda_{90}$ и $\delta\theta_{90}$ — спектральная и угловая расстройки, при которых происходит снижение КПД преобразования на 10% ($\eta = 0.9\eta_0$). Отсюда следует, что если выполнено условие $\delta\theta/\delta\lambda = -\delta\theta_{90}/\delta\lambda_{90}$, то происходит точная компенсация спектрального уширения импульса угловой подстройкой в направлении синхронизма.

В [48] сообщается об успешном преобразовании излучения, имеющего ширину спектра до 10 Å, в схеме с двумя последовательно установленными кристаллами-утроителями частоты излучения. Таким образом, становится возможным использование излучения с шириной спектра до 1 ТГц.

В настоящее время проводится апробация трехмерной системы, использующей спектральную дисперсию [50], на установке ГЕККО XII. Частотная модуляция пучка осуществляется не в ортогональных направлениях, как в двумерном случае, а под углами 120°. Такой подход полностью снимает вопрос о повторяемости циклов модуляции, т. е. сглаживание не имеет асимптотического уровня. Кроме того, как показывают экспериментальные данные, метод сглаживания в трехмерном случае приводит к большей эффективности, т. е. к большему темпу сглаживания.

10. Метод сглаживания с использованием частично когерентного излучения (усиления спонтанного излучения)

Этот способ улучшения однородности облучения мишени заключается в получении частично когерентного (в

пространстве и времени) излучения (ЧКИ) на выходе задающего генератора, который работает в режиме спонтанного излучения. Данный способ применяется в тех типах лазеров, ширина линии люминесценции которых позволяет усилить достаточно широкополосное излучение, т. е. в лазерных системах на KгF ($\lambda = 0.25$ мкм, $\Delta\nu/c = 400$ см⁻¹ [51]) и Nd-стекле ($\lambda = 1.06$ мкм, $\Delta\nu/c = 300$ см⁻¹ [52]).

Принцип использования ЧКИ в целях сглаживания заключается в следующем. Пучок на выходе установки состоит из подпучков, которые пространственно некогерентны. Распределение интенсивности в области Фраунгофера образуется суперпозицией этих подпучков благодаря низкой степени взаимной когерентности. С другой стороны, спонтанное излучение отличается также малой степенью пространственно-временной когерентности, т. е. характерное изменение волнового фронта излучения происходит с периодом $1/\Delta\nu$ неоднородно по апертуре пучка. Уровень сглаживания вместо (16) определяется выражением

$$\sigma = \frac{\sigma_0}{(N_T N_s)^{1/2}}, \quad (33)$$

где N_s — эффективное число спеклованных распределений, определяемое числом пространственно некогерентных мод ЛИ; N_T — число независимых распределений интенсивности одной пространственной моды за время $T > t_c$.

В работе [53] показано, что при использовании ЧКИ асимптотический уровень однородности определяется отношением полной апертуры пучка A к размеру его когерентной области A_c :

$$\sigma_\infty = \sigma_0 \left(\frac{A}{A_c} \right)^{-1/2}. \quad (34)$$

В свою очередь, $A/A_c = \alpha^2$, где α — расходимость ЛИ, выраженная в единицах дифракционных углов. Отметим, что в этом случае спеклованные картины для различных спектральных компонент когерентной области пучка остаются пространственно когерентными благодаря относительно малой разности фаз излучения ($\Delta\nu/\nu < 1\%$). Остаточная когерентность между элементами ФП приводит к увеличению неоднородности малых пространственных мод сверх уровня, определяемого (34).

Для ограничения этих мод и увеличения эффективности преобразования ЧКИ предложен способ увеличения эффективности сглаживания с использованием спектральной дисперсии спонтанного излучения. При этом линейный размер когерентной области уменьшается и определяется формулой

$$d_{cl} = \frac{\sqrt{A}}{\alpha} \left[1 + \sqrt{A} \left(\frac{\delta\theta}{\delta\lambda} \right) \left(\frac{\Delta\lambda}{\lambda} \right) \right]^{-1/2}, \quad (35)$$

где $\delta\theta/\delta\lambda$ — угловая дисперсия спектра излучения. Максимальная расходимость излучения α_Σ (также выраженная в единицах дифракционных углов) за счет как дисперсии, так и собственной расходимости ЧКИ определяется требованием пространственной фильтрации излучения и составляет менее 100. Очевидно, что при двумерном характере дисперсии возможно достижение $\sigma_\infty \approx 1\%$. Проведены экспериментальные исследования, направленные на определение зависимости N_s от парамет-

ров дисперсии излучения. Получено $N_s = 14.5, 11.2$ и 3.4 (использовалась дисперсия в одном из направлений) при $\delta\theta/\delta\lambda = 32\alpha, 16\alpha$ и 8α соответственно.

В работах [54, 55] сообщается о созданной в США (Naval Research Laboratory) 56-пучковой системе НИКЕ на KrF с суммарной энергией $3-4$ кДж при длительности импульса $\tau_p = 3-4$ нс, $\lambda = 0.25$ мкм. Эта установка оснащена задающим генератором с большой шириной спектра излучения $\Delta\nu = 5$ ТГц (время когерентности $t_c \approx 0.2$ пс). Активная среда KrF позволяет усиливать импульсы с такой спектральной шириной, необходимо только минимизировать хроматические aberrации оптической схемы лазера. Неоднородность облучения мишени составляет $1\% - 2\%$. На прототипе задающего генератора с $t_c = 0.6$ пс, $\tau_p = 25$ нс и размером пространственной когерентности $\sim 2\%$ от диаметра пучка получено очень гладкое распределение интенсивности излучения в мишенной камере – с неоднородностью $0.6\% - 0.8\%$.

11. Метод пространственного сглаживания в оптическом волоконном кабеле

Этот метод [56] аналогичен методу ИПНК. Отличие заключается в том, что для создания требуемой временной задержки отдельного подпучка используется следующее свойство оптического волновода: ЛИ, входящее в волновод под разными углами, имеет разный набег фазы. Если пучок падает под углом θ_0 , то в волноводе он проходит оптический путь $Ln/\cos\theta_r$, где L – длина волновода, а θ_r – угол рефракции ($\sin\theta_0 = n\sin\theta_r$). Этот пучок задерживается относительно пучка, падающего под нулевым углом, на время

$$\Delta t_0 = Ln \frac{1 - \cos\theta_r}{c}. \quad (36)$$

Обычно угол θ_0 мал, тогда $\Delta t_0 \approx (L/cn)(\theta_0^2/2)$. Фактически через волновод пройдет излучение, для которого значения θ_0 дискретны и соответствуют собственным модам волновода. Каждая из них занимает телесный угол $\pi\delta\theta_0^2$, где $\delta\theta_0^2 = 2\lambda/(\pi a_0)$, a_0 – диаметр волновода. Следовательно, число мод $N_m \approx (\theta_m/\delta\theta_0)^2$, где $\theta_m = \max\theta_0$. Среднее время задержки

$$\Delta t \approx \frac{\Delta t_0}{N_m} \approx \frac{L\lambda^2}{2\pi^2 a_0^2 cn}. \quad (37)$$

Условие некогерентного сложения отдельных мод в области фокуса при $\Delta t \geq t_h$ дает возможность определить требуемые длину L и диаметр a_0 волновода. В [56] проведена экспериментальная проверка данного метода и продемонстрирована возможность получения нужного эффекта.

12. Сглаживание с использованием электрооптического дефлектора

Идея метода с использованием электрооптического дефлектора [57] состоит в том, чтобы заставить лазерный пучок, прошедший через ФП с хаотическим распределением фазы, осциллировать в направлении вокруг оптической оси лазерной системы. При осцилляциях с амплитудой A и частотой Ω угловое отклонение пучка $\Theta = A \times$

$\sin\Omega t$. Такой пучок после фокусировки будет осциллировать вдоль поверхности мишени с амплитудой $|\Delta r| = AF$. Движение сфокусированного пучка приводит к усреднению аналогично (29) неоднородностей в распределении интенсивности в результате поперечного смещения пучка по поверхности мишени.

Световое поле в плоскости фокусирующей линзы для двумерного случая

$$E(x, y, t) = E_0(t) \times \exp[i(\omega t + xkA_1 \sin\Omega_1 t + ykA_2 \sin\Omega_2 t)]. \quad (38)$$

Соответствующее распределение интенсивности в фокальной плоскости

$$I(x_f, y_f, t) = I^*(x_f + FA_1 \sin\Omega_1 t, y_f + FA_2 \sin\Omega_2 t, t), \quad (39)$$

где I^* – распределение интенсивности в невозмущенном (в отсутствие осцилляций) пучке.

В [57] проведена экспериментальная апробация данного метода. В качестве электрооптической среды использовался кристалл LiNbO_3 размером $1 \times 1 \times 4$ см, помещенный в резонансную СВЧ полость. Рабочая частота дефлектора составляла 6.5 ГГц, диаметр световой апертуры – 1 см. В этих экспериментах были продемонстрированы колебания во времени лазерного пучка относительно оптической оси с амплитудой порядка четырех дифракционных углов.

Недостатком сглаживания с использованием дефлектора является отсутствие дисперсии излучения ($\delta\theta/\delta\lambda = 0$). Аналогично ИПНК ширина спектра третьей гармоники ограничена значением 0.1 ТГц, т. е. характерное время изменения спекл-поля составляет порядка 10 пс.

13. Эффективность методов ПВС

Анализ различных методов ПВС, приведенный выше, показывает, что характерное время флуктуации спеклового распределения пучка определяется временем когерентности лазерного пучка t_c . Для эффективного сглаживания это время должно быть меньше времени газодинамического отклика плазмы t_h , т. е. можно условно считать, что за время t_h распределение $I'(r, t)$ должно измениться в $\sim t_h/t_c$ раз. В первом приближении можно полагать, что каждая реализация распределения $I'(r, t)$ случайна, тогда выражение для глубины модуляции усредненного по времени распределения можно представить в виде

$$u \approx u_0 \left(\frac{t_c}{t_h} \right)^{1/2}, \quad (40)$$

где u_0 – глубина модуляции начального (без временного сглаживания) поперечного распределения интенсивности ЛИ.

Для многопучковых лазерных установок можно считать, что в каждой точке поверхности взаимодействует n_{eff} лазерных пучков. Требования к различным системам таких установок допускают поканальную разновременность Δt прихода лазерных пучков на мишень. Допустимое Δt оказывается много больше времени когерентности t_c , т. е. такие пучки можно считать пространственно некогерентными. Учет этого эффекта, а также возмож-

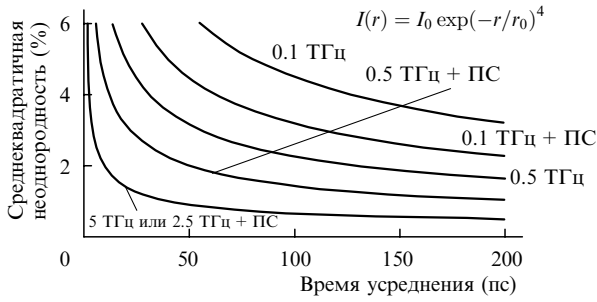


Рис.15. Степень неоднородности облучения мишени в зависимости от времени для различных параметров ПВС (ширины спектра и поляризационного сглаживания (ПС)) при $n_{\text{eff}} = 32$.

ность эффективного удвоения числа n_{eff} за счет применения поляризационного сглаживания позволяют определить общую эффективность сглаживания:

$$u \approx u_0 \left(\frac{t_c}{t_h} \right)^{1/2} \frac{1}{(2n_{\text{eff}})^{1/2}}. \quad (41)$$

На рис.15 приведена интегральная степень неоднородности облучения для системы из 128 пучков (максимальное $n_{\text{eff}} = 32$), которая может быть достигнута при применении методов сглаживания. Исходная степень неоднородности (без ПВС) согласно расчетным исследованиям свойств ФП в условиях абберационных пучков составляет ~ 0.8 . Зависимости на рис.15 соответствуют характерным параметрам ПВС-методов, рассмотренных ранее. Так, ширина спектра излучения ~ 0.1 ТГц относится к случаю, когда не используется спектральная дисперсия излучения. Применение дисперсионных эффектов позволяет увеличить ширину спектра в 3–4 раза, а применение схемы каскадного преобразования частоты – примерно в 10 раз (ширина спектра ~ 1 ТГц)

На основании (41) проведем оценку ширины спектра лазерного пучка, необходимой для обеспечения неоднородности облучения $u \leq 1\%$. При $t_h \approx 40$ пс требуемое для эффективного сглаживания время когерентности $t_c \leq 0.4$ пс, что соответствует ширине спектра лазерного излучения $\Delta\nu \geq 2.5$ ТГц. Для лазерных установок на Nd-стекле, величина $\Delta\nu$ ограничена требованием эффективного преобразования излучения основной частоты в третью гармонику, ее предельное значение составляет ~ 1 ТГц. Исключение представляет лишь метод сглаживания с использованием ЧКИ, при котором пространственно некогерентные моды пучка позволяют увеличить n_{eff} свыше значения, определяемого числом каналов установки. Однако усиление спонтанной эмиссии излучения ограничено большими энергиями на выходе усилительной цепи, поэтому данный метод применяется как компонент системы сглаживания [58] лишь в начальной части профилированного импульса.

В случае установок на базе КгF-лазера, для которых ширина спектра ЛИ достигает 5 ТГц и не требуется преобразования излучения в гармоники, любой из рассмотренных методов позволяет получить в области мишени необходимое сглаженное распределение интенсивности. Мощные фотодиссоционные иодные лазеры [6, 7, 59] имеют очень узкую полосу усиления: $\Delta\nu \approx 10^8 - 10^9$ Гц. Следовательно, разработанные методы не могут быть использованы для лазеров этого типа.

14. Метод динамической плазменной ФП

Требуемую временную флуктуацию интерференционной картины можно получить при прохождении ЛИ через среду, в которой происходит быстрое во времени изменение показателя преломления. В качестве такой среды предложено использовать разлетающуюся плазму [60]. Пусть в начальный момент времени имеется сгусток плазмы размером R_{pl} с температурой T_0 и концентрацией N_0 , граница которого движется со скоростью U_m . Предположим, что плазма разреженная ($N_e \ll N_{\text{cr}}$, где N_{cr} – критическая концентрация плазмы), так что ее оптическая толщина по тормозному поглощению $\tau \ll 1$. Изменение во времени средней концентрации электронов $\bar{N}_e(t)$ можно приближенно представить в виде

$$\bar{N}_e(t) \simeq N_0 \left[\frac{R_{\text{pl}}}{R(t)} \right]^p, \quad (42)$$

где $R(t)$ – размер сгустка плазмы в момент времени t ; p – параметр, характеризующий геометрию разлета плазмы ($p = 1$ – плоская, $p = 2$ – цилиндрическая, $p = 3$ – сферическая).

Набег фазы лазерного пучка, проходящего через центр этого сгустка (относительно вакуумного набега фазы),

$$\Delta\varphi(t) \simeq kR_{\text{pl}} \frac{N_0}{N_{\text{cr}}} \left[\frac{R_{\text{pl}}}{R(t)} \right]^{p-1}. \quad (43)$$

Очевидно, что сгусток плазмы должен давать набег фазы $\Delta\varphi \geq \pi$. Предполагая, например, что $N_0 \approx 0.1N_{\text{cr}}$, получаем

$$kR_{\text{pl}} \geq 10\pi \left[\frac{R(t)}{R_{\text{pl}}} \right]^{p-1}.$$

В предположении, что $U_m \tau_p \approx R_{\text{pl}}$, при $p > 1$ имеем $kR_{\text{pl}} \geq 100$. В случае $p > 1$ время изменения фазы на π

$$t_0 \simeq \frac{\pi}{|\Delta\dot{\varphi}|} \simeq \frac{2^p}{p-1} \frac{\pi}{kU_m(N_0/N_{\text{cr}})}. \quad (44)$$

Из (44) следует, что t_0 определяется характерным временем прохождения звуковой волной ($U_m \approx c_s$) расстояния порядка длины световой волны. Коэффициент k_a поглощения ЛИ в рассматриваемой плазме можно оценить следующим образом:

$$k_a \simeq \frac{2w}{T_e^{3/2}} \left(\frac{N_0}{N_{\text{cr}}} \right)^2 kR_{\text{pl}}, \quad (45)$$

где $w \simeq 5.44 \times 10^{-5} (ZA_{\text{ei}}/\lambda)$; λ – длина волны (в мкм); T_e – электронная температура плазмы (в кэВ); Z – средний заряд плазмы; A_{ei} – кулоновский логарифм. При средней плотности $N_0/N_{\text{cr}} \approx 0.1$ и характерном размере сгустка плазмы $kR_{\text{pl}} \approx 100$ слабое поглощение пучка достигается при $T_e \geq 100$ эВ. В этом случае для получения $t_0 \approx 5$ пс требуется скорость U_m порядка 10^8 см/с.

Рассмотрим более конкретную схему, которая может быть использована в экспериментах. Пусть на пути сфокусированного линзой на мишень ЛИ (рис.16) на расстоянии ΔF от фокальной плоскости находится разлетающийся сгусток плазмы. Для перекрытия всего пучка его начальный размер R_{pl} должен составлять $\sim \Delta F D / (2F)$. Эффективное фокусное расстояние образовавшейся плаз-

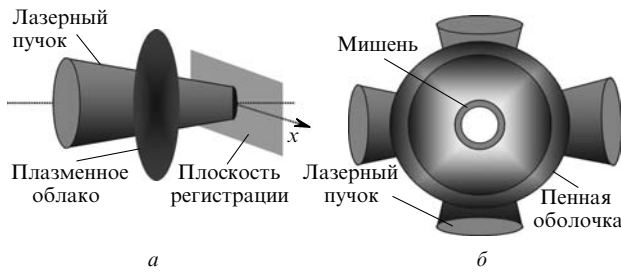


Рис.16. Схемы сглаживания неоднородностей с помощью динамической плазменной ФП для одного пучка (а) и сферической геометрии облучения микромишени (б).

менной линзы $f_1 \approx \delta_{tr}/\delta_L$, где $\delta_{tr} \approx R_{pl}$; $\delta_L \approx \Delta\varphi(t)/k_0$. Если предположить, что $f_1 \gg F$, то сдвиг Δ_f^2 фокальной плоскости за счет плазменной линзы составит $\sim \Delta_f^2/f_1$. Исходя из того, что величина Δ_f^2 должна быть порядка продольного размера спекла $\lambda(F/D)^2$, следует условие для характерного размера прогиба волнового фронта: $\delta_L \geq \lambda/4$. Для его выполнения нужно, чтобы размер плазменного сгустка

$$kR_{pl} \geq \frac{\pi}{2} \left(\frac{N_{cr}}{N_0} \right) \left[\frac{R(t)}{R_{pl}} \right]^{p-1}.$$

Если положить, что $R(t) \approx R_{pl}$, $N_0/N_{cr} \approx 0.1$, то получим $kR_{pl} > 5\pi$.

Таким образом, создание на пути мишени плазменного сгустка с характерным размером $kR_{pl} \geq 100$, плотностью $N_0/N_{cr} \approx 0.1$, скоростью разлета границы порядка 10^8 см/с и температурой $T_e \geq 100$ эВ позволит провести усреднение распределения интенсивности ЛИ на поверхности мишени по пространственному масштабу $\lambda(F/D)$. Более того, если плазменную линзу создать на основе материала типа «пена», который характеризуется малой начальной плотностью $\rho_0 \approx (0.02 - 0.1)$ г/см³ и размером пор 1 мкм, то возникающая в результате испарения плазма будет иметь поперечные мелкомасштабные неоднородности, что исключает необходимость использования ФП.

Очевидно, что по мере разлета плазменного сгустка фокусное расстояние f_1 будет увеличиваться. Следовательно, процедуру сглаживания с помощью плазменной линзы можно осуществить только на начальной стадии действия ЛИ, когда мелкомасштабные неоднородности оказывают наиболее сильное влияние на динамику сжатия. В рамках рассмотренного подхода представляет интерес мишень, состоящая из двух сферических оболочек (рис.16,б). Внутренняя оболочка заполнена термоядерным горючим, а внешняя изготовлена из «пены» и играет роль плазменной линзы.

15. Постановка экспериментов

Схема эксперимента [61] по исследованию пространственно-временного сглаживания с использованием динамической плазменной ФП (ДПФП) представлена на рис.17.

Для создания исходного распределения интенсивности $I_0(r)$ в области установки мишени была применена СФП. Использовались два лазерных пучка, направленных навстречу друг другу. Выбор оптической схемы с двумя пучками облучения позволяет, с одной стороны, вводить временную задержку прихода импульсов на ми-

шень Δt (вариант с предимпульсом), а с другой – проводить эксперименты с применением излучения разных длин волн на одной и той же мишени в одном эксперименте одновременно. В проведенной серии использовались длины волн $\lambda = 1.315, 0.657$ и 0.438 мкм. Для экспериментов была выбрана мишень ДПФП, выполненная в виде двумерного эквидистантного набора нитей СН-подобного вещества с плотностью порядка 1 г/см³ и состоящая из $N_n = 4 - 6$ скрещенных нитей (с конфигурацией 2×2 или 3×3 нити) толщиной $d_n = 1.8 - 2.4$ мкм или 4 мкм, расположенных на расстоянии $D_n = 100 - 200$ мкм друг от друга.

Толщина d_n , расстояние D_n и конфигурация ДПФП выбирались на основании расчетной модели, которая будет подробно рассмотрена ниже. Оптимизация конструкции мишени осуществлялась исходя из следующих условий:

- интегральный за длительность импульса коэффициент пропускания $T_i(d_n, D_n, N_n)$ излучения через ДПФП должен превышать 80 %;
- время t_b образования плазменного слоя, необходимого для ПВС, должно быть минимальным;
- в момент времени t_b набег фазы по центру нити должен быть максимальным, что потенциально обеспечивает максимальное число перестроений спекл-поля N в течение разгрузки ДПФП.

Расчеты показали, что толщина нитей d_n не должна превышать $2 - 3$ мкм, а минимальное расстояние между ними D_n определяется с учетом увеличения размера лазерного пятна на мишени с ростом длины волны излучения и составляет от ~ 100 мкм для $\lambda = 0.438$ мкм до ~ 200 мкм для $\lambda = 1.315$ мкм.

В экспериментах первый пучок (силовой, плазмобразующий) имел энергию до 50 Дж в импульсе, второй (диагностический) – 15 Дж в импульсе и задержку относительно первого Δt , регулируемую от нуля до 250 пс. Для обоих пучков длительность импульса составляла $0.3 - 1.0$ нс. Контраст излучения по энергии и по мощности превышал 10^7 , расходимость с учетом использования СФП равнялась примерно 6×10^{-4} рад для $\lambda = 0.657$ мкм, что обеспечивало диаметр пятна облучения на мишени $300 - 350$ мкм. Максимальная интенсивность излучения в области ДПФП составляла в экспериментах до 2×10^{14} Вт/см² при $\tau_{0.5} \sim 0.5$ нс и $\Delta t = 0$.

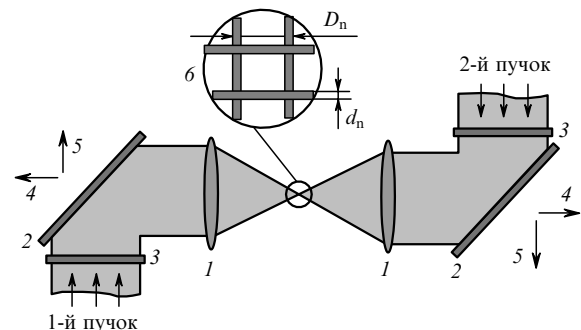


Рис.17. Принципиальная схема экспериментов по исследованию возможности сглаживания пучка с помощью ДПФП, проведенных на установке «Искра-4»:

1 – камерные объективы с фокусным расстоянием $F = 60$ см; 2 – диэлектрические зеркала; 3 – ФП; 4, 5 – на диагностику параметров падающего и прошедшего через ДПФП излучения соответственно; 6 – мишень ДПФП; d_n – толщина нитей; D_n – расстояние между нитями.

В эксперименте регистрировались параметры исходного излучения: энергия, длительность лазерного импульса, контраст излучения по энергии и мощности, структура пучка в ближней и дальней зонах, распределение интенсивности в околофокальных плоскостях в отсутствие ДПФП. Для лазерного излучения, прошедшего через ДПФП, регистрировались коэффициент пропускания мишени (в телесном угле, соответствующем углам раствора падающего излучения), спектр ЛИ в фокальной плоскости с временным разрешением, распределение интенсивности в фокальной плоскости с временным разрешением и интегральное распределение интенсивности в фокальной плоскости.

Регистрация интегральных распределений интенсивности осуществлялась фотографическим методом. Измерение спектральных характеристик ЛИ проводилось с использованием монохроматора с отражающей дифракционной решеткой 600 штр./мм и последующей регистрацией на скоростном электронно-оптическом фоторегистраторе [62] с временным разрешением 20 пс. Аппаратная функция измерительного комплекса составляла около 8–10 Å, среднеквадратичное разрешение спектрального сигнала было не хуже 2 Å. Съемка распределения интенсивности в фокальной плоскости с разверткой во времени осуществлялась с временным разрешением до 20 пс и пространственным разрешением 0.5 мкм.

Важными вопросами при исследовании свойств ДПФП являются выбор положения мишени относительно фокальной плоскости и определение требуемой точности наведения лазерных пучков на мишень. Для решения этого вопроса были проведены специальные расчеты. В качестве начального выбрано положение мишени, соответствующее сдвигу ДПФП относительно фокальной плоскости $\Delta_F = F^2 \Theta_L / D$, где Θ_L – расходимость излучения с учетом ФП. Для второй гармоники излучения $\Delta_F \approx 1$ мм. Для оценок степени сглаживания введена величина

$$\sigma^* = \int_{-\infty}^{+\infty} \{ [I_t(r) - \bar{I}_t(r)]^2 \}^{1/2} dr / \int_{-\infty}^{+\infty} [\bar{I}_t^2(r)]^{1/2} dr, \quad (46)$$

где $I_t(r)$ – интегральное распределение интенсивности пучка в плоскости регистрации; $\bar{I}_t(r)$ – огибающая распределения $I_t(r)$.

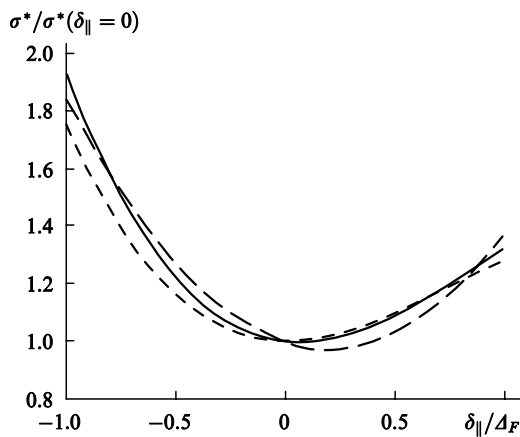


Рис.18. Зависимости интегральной степени сглаживания от продольного положения ДПФП относительно фокальной плоскости. Кривые соответствуют разным распределениям волнового фронта излучения перед ДПФП.

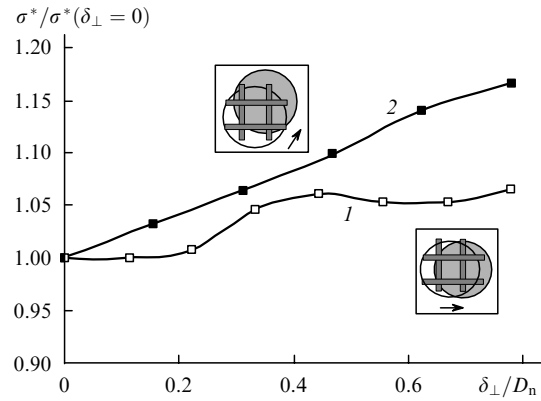


Рис.19. Зависимости степени сглаживания от поперечного промаха по плазменной мишени вдоль нитей (1) и по диагонали от центра (2).

На рис.18 представлена зависимость величины σ^* от отношения $\delta_{\parallel} / \Delta_F$ (где δ_{\parallel} – продольный промах пучка по мишени), которая показывает, что выбранное начальное положение мишени Δ_F является оптимальным, а с другой стороны, допустимый продольный промах пучка по мишени $\delta_{\parallel} \approx 0.2 \Delta_F \approx 200$ мкм.

Зависимость степени сглаживания от поперечного промаха пучков по мишени δ_{\perp} приведена на рис.19. Так, при поперечном промахе $\delta_{\perp} \approx 0.6 D_n \approx 120$ мкм вдоль диагонали квадрата, образуемого нитями, степень сглаживания ухудшается почти в 1.15 раза. Исходя из полученной зависимости, было сформулировано требование к допустимому поперечному промаху: $\delta_{\perp} \leq 50$ мкм. Система облучения мишени на установке «Искра-4» обеспечивала требуемую точность наведения излучения на мишень.

16. Экспериментальные результаты

Характерный вид интегрального распределения интенсивности в фокальной плоскости, определяемый использованием СФП, показан на рис.20,а в отсутствие ДПФП. Установка в экспериментах в дофокальную область мишени ДПФП приводит к сглаживанию спеклованного распределения интенсивности $I_0(r)$ лазерного пучка за счет фазовой модуляции в нестационарной плазме (рис.20,б). Сравнение распределений, приведенных на рис.20, показывает, что использование ДПФП ведет к снижению глубины модуляции от $\sim 100\%$ до $\sim 10\%$, причем этот эффект наблюдается в широком диапазоне изменения интенсивности плазмообразующего пучка ($10^{13} - 2 \times 10^{14}$ Вт/см²). Зарегистрированный коэф-

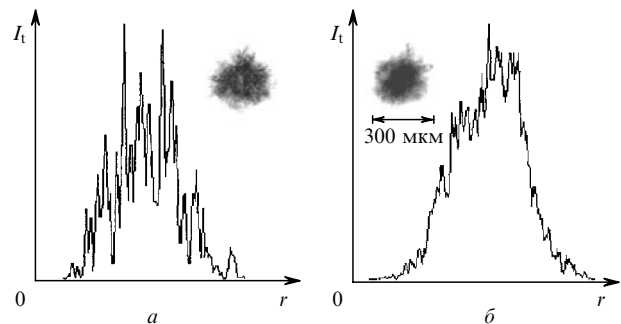


Рис.20. Распределения интенсивности в фокальной плоскости без использования (а) и с использованием (б) ДПФП, а также формы пятен излучения (вверху).

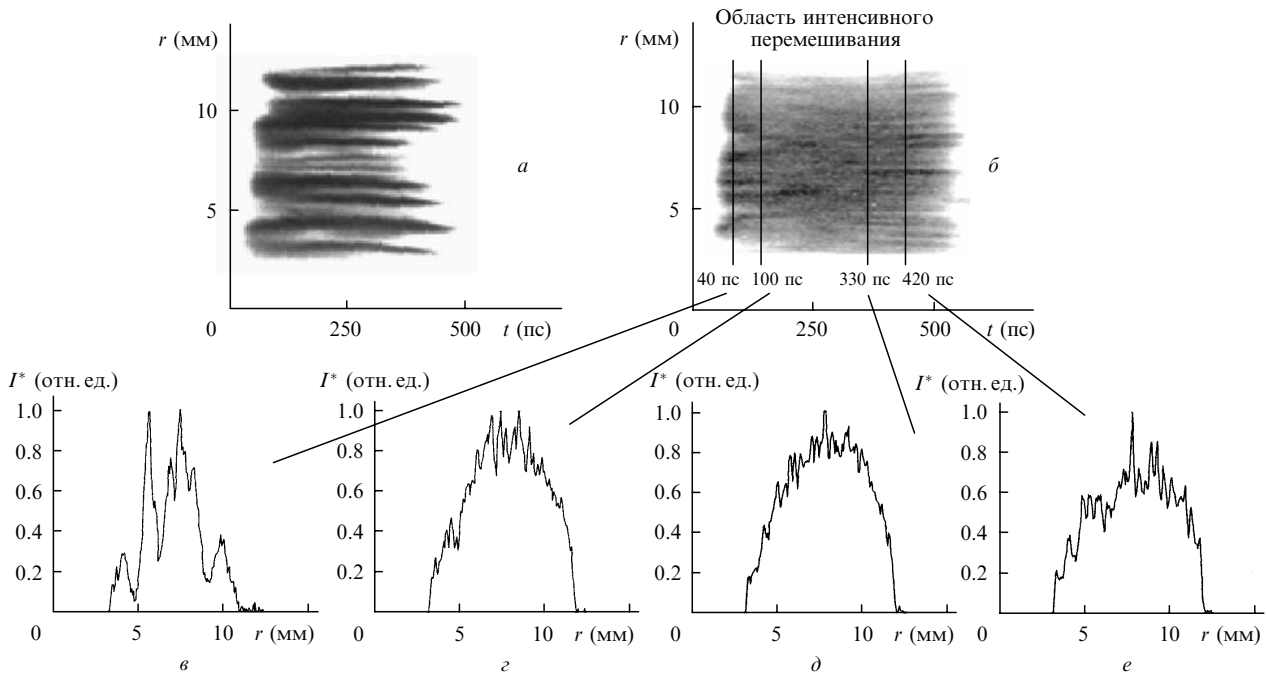


Рис.21. Результаты регистрации части сечения диагностического пучка в фокальной плоскости с разверткой во времени в опытах без ДПФП (а) и с ДПФП (б), а также распределения интенсивности в разные моменты времени после начала действия импульса (в–е) при использовании ДПФП.

коэффициент пропускания ДПФП в данном диапазоне интенсивностей составляет не менее 70 %–80 %.

Результаты интегральных измерений распределения $I_t(r)$ согласуются с результатами регистрации динамики изменения структуры распределения интенсивности в фокальной области $I^*(r, t)$ после взаимодействия излучения с ДПФП (рис.21). Регистрация $I_0^*(r, t)$ в отсутствие ДПФП (рис.21,а), показывает, что исходный лазерный пучок имеет сильно выраженный спеклованный характер в течение всей длительности импульса.

Принципиально другой характер распределения $I^*(r, t)$ получен с использованием ДПФП. На рис.21,б приведено характерное распределение интенсивности диагностического пучка в фокальной плоскости при задержке диагностического пучка относительно силового $\Delta t = 150$ пс. На рис.21,в–е представлены результаты обработки регистрации по сечениям, соответствующим разным моментам времени. Видно, что на начальной стадии импульса (рис.21,в) структура пучка имеет сильно выраженный спеклованный характер. Однако примерно через 70 пс от начала диагностического импульса спеклованная структура начинает нарушаться, и на этапе длительностью порядка 300 пс распределение интенсивности ЛИ по сечению пучка является почти полностью сглаженным (рис.21,г–д). На заднем фронте импульса спеклы начинают частично восстанавливаться (рис.21,е).

Отметим, что интегрирование по времени полученных распределений $I_t^*(r) = \int_0^\infty I^*(r, t) dt$ позволяет получить распределение, хорошо согласующееся с результатами интегральной регистрации $I_t(r)$ (рис.20,б). В частности, глубина модуляции $I_t^*(r)$ составляет $\sim 10\%$.

Зарегистрированная глубина модуляции $I^*(r, t)$ в моменты времени максимального сглаживания (рис.21,г–д) составляет 5 %–10 %. Фактически получаемые распределения являются также проинтегрированными по времени разрешения регистратора Δt_r :

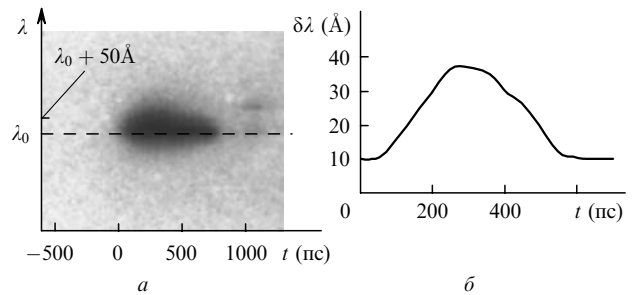


Рис.22. Спектрофотохронограмма прошедшего через ДПФП излучения (а) и временная зависимость изменения локальной ширины спектра излучения по полувысоте интенсивности (б).

$$I^*(r, t) = \frac{1}{\Delta t_r} \int_{t-\Delta t_r/2}^{t+\Delta t_r/2} I'(r, t') dt',$$

где $I'(r, t)$ – мгновенное распределение интенсивности. Анализ величины $I^*(r, t)$ показывает, что полученную глубину модуляции можно объяснить перестроением распределения $I'(r, t)$ с характерным временем $\Delta t^* \sim 0.4\text{--}0.5$ пс. Полученное время Δt^* хорошо согласуется с данными регистрации спектра ЛИ, прошедшего через ДПФП (рис.22). Зарегистрированная ширина спектра излучения $\Delta \nu$ равна $\sim 2.5 \times 10^{12}$ Гц (при начальной ширине $\Delta \nu_0 < 10^9$ Гц), т. е. $\Delta \nu \sim 1/\Delta t^*$. При этом основными особенностями регистрируемого спектра являются следующие: во всем диапазоне интенсивностей ширина спектра находится в пределах 25–40 Å (при ширине аппаратной функции 10 Å); спектр сдвигается в красную область; характерное время, в течение которого регистрируемая ширина спектра больше аппаратной, составляет до 0.5 нс.

17. Анализ результатов экспериментов

Расчетный анализ результатов экспериментов [61] проведен по методике, в которой используется решение задачи фокусировки лазерного пучка в параболическом приближении. Для этого на первом этапе с помощью быстрого преобразования Фурье определяется поле в плоскости установки ДПФП, расположенной относительно фокальной плоскости на расстоянии ΔF :

$$E(x_0, y_0, t) = \frac{\exp(ikz)}{i\lambda z} \exp\left[\frac{ik(x_0^2 + y_0^2)}{2z}\right] \int_{-\infty}^{\infty} E(x, y, t) \times \exp\left[-\frac{ik(x^2 + y^2)}{2F}\right] \exp\left[\frac{ik(x^2 + y^2)}{2z}\right] \times \exp\left[-\frac{i2\pi(x x_0 + y y_0)}{\lambda z}\right] dx = \frac{\exp(ikz)}{i\lambda z} \exp\left[\frac{ik(x_0^2 + y_0^2)}{2z}\right] \times \hat{F}\left\{E(x, y, t) \exp\left[-\frac{ik(x^2 + y^2)}{2F}\right] \exp\left[\frac{ik(x^2 + y^2)}{2z}\right]\right\}, \quad (47)$$

где \hat{F} – оператор фурье-перехода; x, y – координаты в ближней зоне; x_0, y_0 – координаты в плоскости $z = F - \Delta F$; $k = 2\pi/\lambda$. Поле падающего на фокусирующую линзу излучения задается в виде

$$E(x, y, t) = A(x, y) \left(\frac{W}{S\tau_p}\right)^{1/2} \times \exp\left\{-\left[\frac{t - T_{\max}}{\tau_p(2\ln 2)^{-1/2}}\right]^2\right\} \exp[i\varphi(x, y)], \quad (48)$$

где $A(x, y)$ – распределение амплитуды поля; W – энергия импульса; S – площадь поперечного сечения пучка; τ_p – длительность импульса по полувысоте интенсивности; $T_{\max} = 1$ нс – время максимума импульса в расчетной системе координат; $\varphi(x, y)$ – распределение фазы, моделирующее СФП. При расчетном моделировании все параметры в (48) выбираются исходя из результатов их регистрации в экспериментах.

Учет влияния плазменного облака осуществляется заданием набега фазы излучения в плазме $\Delta\varphi(x_0, y_0)$ и его пропускания $T(x_0, y_0)$:

$$E_{\Sigma}(x_0, y_0, t) = E(x_0, y_0, t)T(x_0, y_0) \exp[i\Delta\varphi(x_0, y_0)].$$

Окончательно поле в фокальной плоскости определяется с помощью процедуры, аналогичной (47):

$$E(x_f, y_f, t) = \hat{F}^{-1}\{\hat{F}[E_{\Sigma}(x_0, y_0, t)]H(f_x, f_y)\}, \quad (49)$$

где $H(f_x, f_y) = \exp(ik\Delta F) \exp[-i\pi\lambda\Delta F(f_x^2 + f_y^2)]$ – передаточная функция; $E(x_f, y_f, t)$ – поле в координатной плоскости x_f, y_f фокуса линзы.

Параметры плазменного образования $T(x_0, y_0)$ и $\Delta\varphi(x_0, y_0)$, получаемого от каждой нити, определяются на основании расчетов по одномерной газодинамической программе СНДП [63] в приближении цилиндрически симметричного облучения. В расчетах учитываются следующие физические процессы: газодинамический, торсионное поглощение лазерного излучения, неравновесная

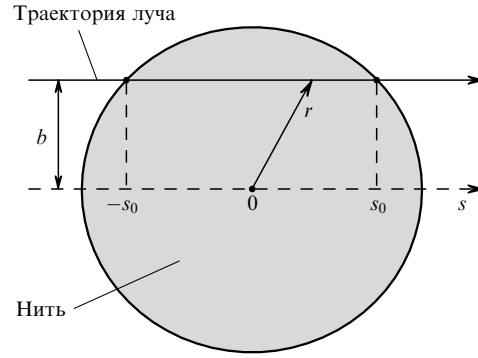


Рис.23. Иллюстрация расчетов параметров разлета нити.

спектральная диффузия рентгеновского излучения, электронная и ионная теплопроводности, электронно-ионная релаксация, кинетика ионизации плазмы в приближении среднего иона. Выходными параметрами расчета являются временные зависимости плотности $\rho(r, t)$ и электронной температуры $T_e(r, t)$.

На основании полученных зависимостей $\rho(r, t)$ и $T_e(r, t)$ рассчитываются для одной нити набег фазы $\Delta\varphi_n$ и коэффициент пропускания T_n лазерного излучения при различных прицельных параметрах b (рис.23). При расчете данных параметров не учитывается эффект рефракции лазерного излучения, т.е. траектории лучей считаются прямолинейными. В этом случае

$$\Delta\varphi_n(b, t) = \frac{2\pi}{\lambda} \int_{-\infty}^{+\infty} \left\{ \left[1 - \frac{\rho((b^2 + s^2)^{1/2}, t)}{\rho_{cr}} \right] - 1 \right\} ds, \quad (50)$$

$$T_n(b, t) = 1 - \exp\left\{-\int_{-s_0}^{+s_0} \kappa^*((b^2 + s^2)^{1/2}, t) ds\right\},$$

где $\kappa^*(r, t)$ – локальный коэффициент поглощения ЛИ плазмой. Учет геометрии расположения нитей осуществляется в предположении, что соседние плазменные образования не взаимодействуют друг с другом.

На рис.24 представлена расчетная структура волнового фронта после прохождения ДПФП, полученная исходя из (51) для следующих условий эксперимента: энергия лазерного импульса $W \simeq 30$ Дж, его длительность $\tau_p \simeq 0.3$ нс, длина волны $\lambda = 0.657$ мкм, число нитей $N_n = 2 \times 3$, их толщина $d_n = 2$ мкм, расстояние между нитями $D_n \simeq 150$ мкм. Анализ полученных после прохождения ДПФП распределений волнового фронта показывает, что наиболее сильные возмущения плазменного поля приходятся на промежуток времени порядка 200 – 300 пс в области максимума лазерного импульса. Это связано с тем, что в начальные моменты времени взаимодействия плазменное облако еще не сформировано в продольном и поперечном направлениях и воздействию ДПФП подвергается лишь малая часть лазерного пучка. С другой стороны, заднему фронту импульса соответствует процесс гомогенизации ДПФП, когда набег фазы в плазме слабо изменяется по сечению пучка (рис.24,з).

Для оценок зависимости эффективности сглаживания $\sigma(t)$ с помощью ДПФП от интенсивности излучения использовались величины $\lambda = 0.657$ мкм, $N_n = 2 \times 2$, $d_n = 2$ мкм, $D_n \simeq 150$ мкм. В первом случае энергия импульса $W \simeq 30$ Дж при длительности импульса $\tau_p \simeq 0.5$ нс, во втором – $W \simeq 50$ Дж и $\tau_p \simeq 0.3$ нс. Получено, что увеличение интенсивности втрое не приводит к существенно-

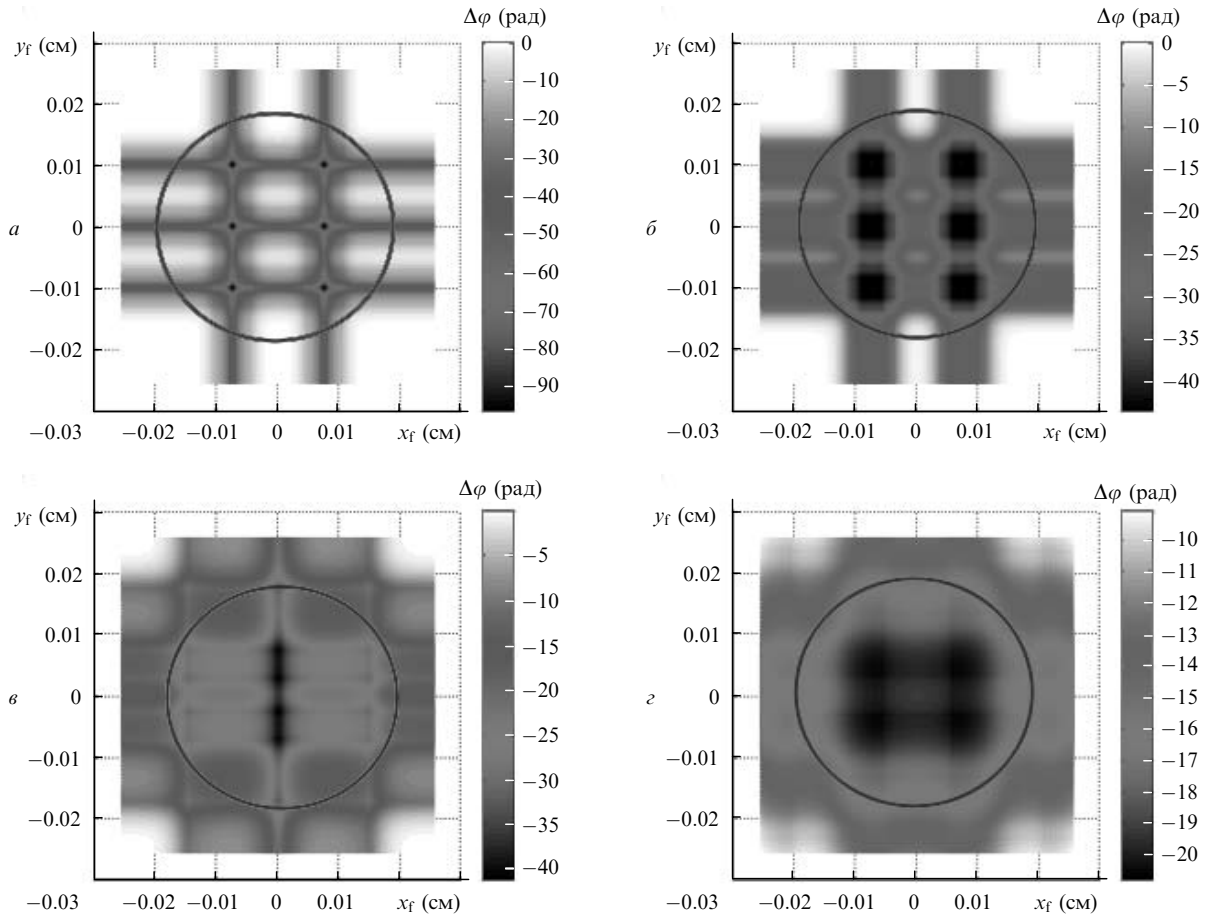


Рис.24. Модуляция волнового фронта плазмой в разные моменты времени относительно максимума импульса: $t = -140$ (а), -20 (б), $+150$ (в) и $+280$ пс (з). Диаметр лазерного пучка, определенный по уровню 10 % от максимальной интенсивности, составляет ~ 360 мкм.

му изменению параметров сглаживания – длительность процесса остается примерно той же, при этом лишь на ~ 50 пс смещается начало активной фазы. Это вполне понятно с учетом того, что динамика разгрузки ДПФП определяется характерной звуковой скоростью, которая слабо зависит от интенсивности греющего излучения: $c_s \sim I^{1/6}$.

Наиболее сильной оказывается зависимость величины $\sigma(t)$ от длины волны греющего излучения (рис.25). Видно, что максимальная нестационарность плазменного образования $\partial\sigma/\partial t$ начинается примерно за 300 пс до максимума лазерного импульса. Для $\lambda = 0.438$ мкм имеем $\partial\sigma/\partial t \approx 4 \times 10^{-3} \text{ пс}^{-1}$, что определяет минимальное время перестроения спеклов, равное 20 пс. В расчете среднее за импульс характерное время перестроения t_0

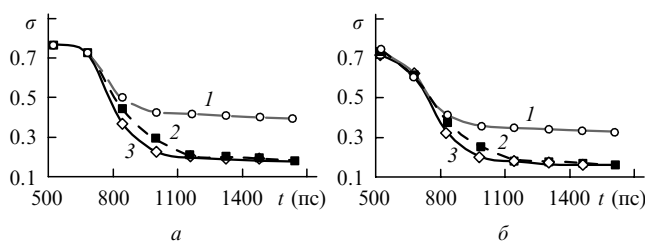


Рис.25. Расчетное изменение степени неоднородности (а), а также сглаживание с учетом аппаратной функции регистрации и обработки полученного в расчете изображения (б) для $\lambda = 1.315$ (1), 0.657 (2) и 0.438 мкм (3).

составляет 50 – 100 пс.

Наилучшее сглаживание лазерного пучка достигается при использовании излучения второй и третьей гармоник – глубина модуляции уменьшается примерно в пять раз в течение импульса. При этом видно, что темп сглаживания для более короткой длины волны несколько выше, а длительность активной фазы меньше, что в итоге приводит к достижению примерно одинаковой интегральной степени однородности. При воздействии на мишень первой гармоники сглаживание пучка существенно хуже, причем достигаемая степень сглаживания не уменьшается при варьировании таких параметров задачи, как интенсивность ЛИ и структура мишени. Полученная зависимость интенсивности от длины волны хорошо согласуется с результатами экспериментов, проведенных на установке «Искра-4» (рис.26).

18. Заключение

Рассмотрены принципы построения лазерной системы, обеспечивающей неоднородность облучения мишени менее 1%. Показано, что данное требование выполняется при использовании сферически симметричного расположения лазерных пучков относительно мишени. При этом число пучков с разбросом интенсивности излучения менее 3% должно быть больше 100, а точность поперечного попадания не хуже 4% от радиуса мишени. Размер пучков, равный размеру мишени, и распределе-

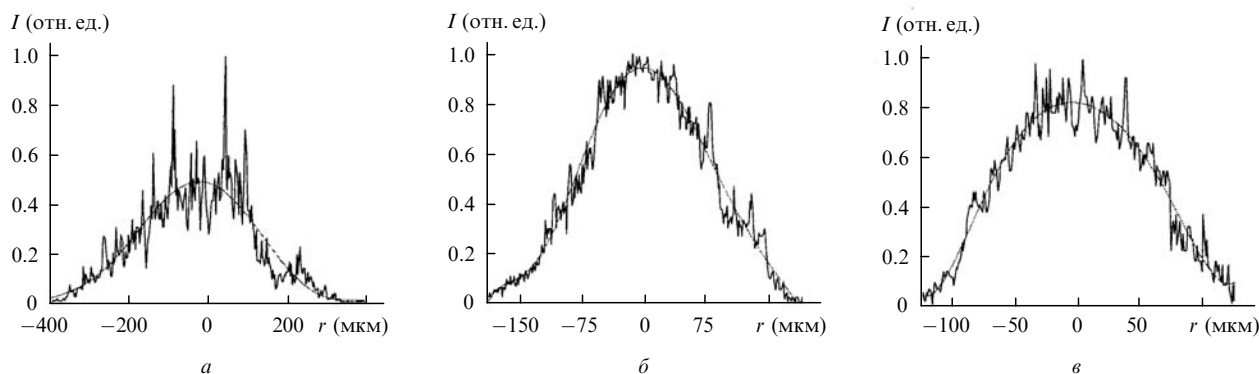


Рис.26. Интегральные распределения интенсивности I , полученные в эксперименте на установке «Искра-4» при $\lambda = 1.315$ мкм, $\sigma = 24\%$ (а), $\lambda = 0.657$ мкм, $\sigma = 9\%$ (б) и $\lambda = 0.438$ мкм, $\sigma = 9\%$ (в).

ние интенсивности каждого пучка формируются с помощью специальных ФП. Для устранения модуляции интенсивности на поверхности мишени, вызванной высокой когерентностью ЛИ, применяются методы ПВС.

Установлено, что введение в лазерную систему устройств сглаживания пучков не приводит к существенному изменению лазерной энергии, падающей на поверхность ДТ-мишени. Относительные потери в энергии излучения, обусловленные применением всего комплекса систем ПВС, согласно оценкам, составляют примерно 10%.

Разработан новый метод сглаживания, основанный на прохождении лазерным пучком слоя нестационарной малоплотной плазмы (динамической плазменной фазовой пластины). Особенностью метода является возможность его использования в условиях исходно малой ширины спектра излучения. Экспериментальные исследования метода, проведенные на мощной иодной лазерной установке с временем когерентности $t_c \geq 100 - 300$ пс, сравнимым с длительностью самого лазерного импульса, показали улучшение контраста распределения интенсивности более чем в 10 раз. При этом зарегистрирована частота перестроений спеклового распределения до 2.5 ТГц. На установке «Искра-6» применение этого метода позволит достичь неоднородности облучения менее 1% за 40 пс.

Настоящая работа выполнена при поддержке гранта Президента РФ № НШ-1612.2003.2 по поддержке ведущих научных школ РФ за 2003 г.

- Campbell E.M., Hant J.T., Bliss E.S., et al. *Rev. Sci. Instr.*, **57**, 2101 (1986).
- Initial Performance Results of the Omega Laser System. *LLE Review. Quarterly Report*, **63**, 99 (1995).
- Yamanaka C. *Proc. IAEA Tech. Committee Meeting on Drivers for Inertial Confinement Fusion* (Osaka, Japan, 1991; Institute of Laser Engineering, Osaka University, 1992, p. 1).
- CEL-V Laser Team. Overview of ICF Program at Centre D'Etudes de Limeil-Valenton. *Proc. XII Intern. Conf. on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena* (Osaka, Japan, 1995, v. 369, p. 40).
- Haas S.W., Pollaine S.M., Lindl J.D., et al. *Phys. Plasmas*, **2**, 2480 (1995).
- Гашеев А.С., Зарецкий А.И., Кириллов Г.А. и др. *Письма в ЖТФ*, **7** (22), 1368 (1981).
- Анненков В.И., Багрецов В.А., Гайдаш В.А. и др. *Квантовая электроника*, **18** (5), 536 (1991).
- Initial Target Experiments on the Upgrade Omega Laser System. *LLE Review. Quarterly Report*, **64**, 145 (1996).
- Initial Shell Convergence Measurements Using Omega's 60 Unsmoothed Beams. *LLE Review. Quarterly Report*, **66**, 57 (1995).
- Cable M.D., Hatchett S.P., Caird J.A., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **43** (17), 2316 (1994).
- Kochemasov G.G. *Proc. XXIII European Conf. on Laser Interaction with Matter* (Oxford, England, 1994, p. 17).
- Lindl J.D. *Phys. Plasmas*, **2**, 3933 (1995).
- Andre M.L. Status of the LMJ Project. *Report at the Second Annual Conf. Solid State Lasers for Application to ICF* (Paris, France, 1996).
- Абзаев Ф.М., Бельков С.А., Бессараб А.В. и др. *ЖЭТФ*, **114**, 155 (1998).
- Bodner S.E., Colombant D.G., Gardner J.H., Lehmburg R.H., et al. *Phys. Plasmas*, **5**, 1901 (1998).
- Skupsky S., Lee K. *Appl. Phys.*, **54**, 3662 (1983).
- Бельков С.А., Гаранин С.Г., Кочемасов Г.Г. *ВАНТ. Сер. теор. и прикл. физ.*, № 4, 43 (1989).
- Винокуров Г.Н., Мак А.А., Стариков А.Д. и др. *Квантовая электроника*, **3** (7), 1591 (1976).
- Воленко В.В., Крючков В.Б. *Квантовая электроника*, **6** (6), 1343 (1979).
- Ross I.N. *Appl. Phys.*, **16**, 1245 (1983).
- Розанов В.Б., Демченко Н.Н. *Квантовая электроника*, **12** (9), 1895 (1985).
- Kato Y., Mima K., Miyaga N., Arinada S., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **53** (11), 1057 (1984).
- Skupsky S., Kessler T.J. *Appl. Phys.*, **74**, 4310 (1993).
- Голуб М.А., Карпеев С.В., Прохоров А.М., Сисакян И.Н., Сойфер В.А. *Письма в ЖЭТФ*, **7** (10), 618 (1981).
- Данилов В.А., Попов В.В., Прохоров А.М. и др. *Оптические элементы, фокусирующие излучение в произвольную фокальную линию. Препринт ФИАН* (М., 1983).
- Ган М.А., Первеев А.Ф. *Изв. АН СССР. Сер. физич.*, **52** (2), 210 (1988).
- Stevenson R.M., Norman M.J., Bett T.H., Pepler D.A., et al. *Opt. Lett.*, **19** (6), 363 (1994).
- Lin Y., Kessler T.J., Lawrence G.N. *Opt. Lett.*, **21**, 1703 (1996).
- Dixit S.N., Perry M.D., Thomas I.M., et al. *LLNL Quarterly Report*, **4** (4), 152 (1994).
- James W., Mark K. *Phys. Lett. A*, **114** (8-9), 458 (1986).
- Schmitt A.J. *Appl. Phys. Lett.*, **44** (4), 399 (1983).
- Басов Н.Г., Михайлов Ю.А., Склизков Г.В., Федотов С.И. *Лазерные термоядерные установки* (Итоги науки и техники. Сер. Радиотехника. М.: ВИНТИ, 1984, т. 25).
- Бондаренко С.В., Гаранин С.Г., Ерошенко В.А. и др. *Квантовая электроника*, **26** (3), 237 (1999).
- Schmitt A.J., Gardner J.H. *Appl. Phys.*, **60**, 6 (1986).
- Epstein R., Skupsky S. *Appl. Phys.*, **68**, 924 (1990).
- A High-pass Phase Plate Design for Omega and for NIF. *LLE Review. Quarterly Report*, **89**, 11 (2001).
- Ennos E.A. In: *Progress in Optics*. Ed. by E. Wolf (North-Holland, Amsterdam: Elsevier, 1978, p. 239).
- Phase Conversion Using Distributed Polarization Rotation. *LLE Review. Quarterly Report*, **45**, 1 (1990).
- Tsubakimoto K., Nakatsuka M., Nakano H., et al. *Opt. Commun.*, **91**, 9 (1992).
- Rothenberg J.E. *Appl. Phys.*, **87**, 3654 (2000).

41. Lehmberg R.H., Obenschain S.P. *Opt. Commun.*, **46**, 27 (1983).
42. Басов Н.Г., Данилов А.Е., Склизов Г.В., Федотов С.И. *Препринт ФИАН № 77* (М., 1988, с. 19).
43. Lehmberg R.H., Schmitt A.J., Bodner S.E. *Appl. Phys.*, **62**, 2680 (1987).
44. Short R.W., Skupsky S. *IEEE J. Quantum Electron.*, **26**, 580 (1990).
45. Sceldon M.D., Craxton R.S., Kessler S.J., et al. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 1389 (1992).
46. Skupsky S., Short R.W., Kessler T., et al. *Appl. Phys.*, **66**, 3456 (1989).
47. Rothenberg J.E. *Opt. Soc. Am. B*, **14**, 1664 (1997).
48. Skupsky S., Craxton R.S. *Phys. Plasmas*, **6**, 2157 (1999).
49. High-frequency Bulk Phase Modulator for Broadband Smoothing by Spectral Dispersion on Omega. *LLE Review. Quarterly Report*, **78**, 53 (1999).
50. Miyaji G., Miyanaga N., Urushihara S., et al. In: *ILE Annual Progress Report 2000* (Japan, Osaka University, 2000, p. 63).
51. Cartwright D.C., Allen G.R., Berggren R.R., et al. *Proc. IAEA Tech. Committee Meeting on Drivers for Inertial Confinement Fusion* (Osaka, Japan, 1991; Institute of Laser Engineering, Osaka University, 1992, p. 255).
52. Nakatsuka M., Yoshida K., Jitsuno T., et al. *Proc. IAEA Tech. Committee Meeting on Drivers for Inertial Confinement Fusion* (Osaka, Japan, 1991; Institute of Laser Engineering, Osaka University, 1992, p. 130).
53. Nakano H., Tsubakimoto K., Miyanaga N., Nakatsuka M., et al. *Appl. Phys.*, **73**, 2122 (1993).
54. Lehmberg R.H., Lehecka T., Deniz A.V. *Proc. IAEA Tech. Committee Meeting on Drivers for Inertial Confinement Fusion* (Osaka, Japan, 1991; Institute of Laser Engineering, Osaka University, 1992, p. 331).
55. Obenschain S.P., Bodner S.E., Deniz A.B., et al. *Proc. IAEA Tech. Committee Meeting on Drivers for Inertial Confinement Fusion* (Osaka, Japan, 1991; Institute of Laser Engineering, Osaka University, 1992, p. 272).
56. Veron D., Ayrat H., Couedard C., Husson D., et al. *Opt. Commun.*, **65** (1), 42 (1988).
57. Goltsov A.Y., Kolomiysky A.N., Kovalsky N.G., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3492**, 62 (1999).
58. Veron D., Theill G., Couedard C. *Opt. Commun.*, **97**, 259 (1993).
59. Зарецкий А.И., Кириллов Г.А., Кормер С.Б. и др. *Квантовая электроника*, **10** (4), 756 (1983).
60. Bessarab A.V., Derkach V.N., Garanin S.G., et al. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2767**, 97 (1995).
61. Воронич И.Н., Гаранин С.Г., Деркач В.Н. и др. *Квантовая электроника*, **31** (11), 970 (2001).
62. Муругов В.М., Окутин Г.П. и др. *Приборы и техника эксперимента*, № 2, 155 (1993).
63. Бельков С.А., Долголева Г.В. *ВАИТ. Сер. мат. мод. физ. проц.*, № 1, 59 (1992).