

# ИССЛЕДОВАНИЯ И РАЗРАБОТКИ В ОБЛАСТИ ОПТИКИ ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ ЛАЗЕРОВ С ВЫСОКОЙ ПИКОВОЙ МОЩНОСТЬЮ ИЗЛУЧЕНИЯ В ГОИ им. С.И. ВАВИЛОВА

© 2009 г. В. Е. Яшин, доктор физ.-мат. наук

Институт лазерной физики НПК “Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова”,  
Санкт-Петербург

E-mail: vyashin@yandex.ru

Цель настоящей статьи – рассмотреть основные оптические проблемы создания лазеров со сверхкороткой длительностью импульсов и высокой пиковой мощностью излучения и дать обзор исследований по этому направлению в ГОИ. Основное внимание уделяется фундаментальным эффектам, ограничивающим пиковую мощность, и рассматриваются методы их подавления. Одним из таких путей является переход к архитектуре лазеров с компрессией импульса, позволяющей резко улучшить характеристики излучения по сравнению с лазерами, использующими прямое усиление коротких импульсов. Это достигается за счет подавления нелинейных эффектов при усилении более длинных лазерных импульсов. Рассмотрены основные нелинейные эффекты, ограничивающие яркость излучения в твердотельных лазерах, и методы компрессии импульсов, используемые для создания нового класса лазеров. Подробно рассматривается роль ГОИ им. С.И. Вавилова в исследованиях и разработках мощных лазерных систем.

Коды OCIS: 140.3480, 140.7090.

*Поступила в редакцию 16.12.2008.*

## Введение

Одной из фундаментальных задач лазерной физики является получение лазерных импульсов с предельными параметрами, позволяющими максимально концентрировать мощность излучения в малых объемах вещества. При этом оказывается возможным изучение целого ряда принципиально новых физических эффектов, протекающих при взаимодействии излучения с веществом (см., например, [1, 2]). Такие лазеры находят широкое применение как в фундаментальных, так и прикладных научных исследованиях, в том числе для решения особо значимых конкретных проблем. Одной из “глобальных” проблем является инерциальный термоядерный синтез, инициируемый лазерным излучением. Работы по этой проблеме интенсивно развиваются и развиваются сейчас во многих странах мира (США, Франции, России, Великобритании), но полномасштабная реализация зажигания термоядерной реакции не продемонстрирована до сих пор. Это связано с чрезвычайно высокими требованиями к лазерному импульсу: энергия от 100 КДж до 2 МДж в зависимости от схемы зажигания, пиковая мощность – петаваттного уровня, малая длина волны излучения (0,3–0,5) мкм, угловая расходимость, близкая

к дифракционной; средняя мощность лазерного излучения для реализации коммерческого термоядерного реактора должна составлять десятки мегаватт.

Одним из основных параметров лазеров с высокой пиковой мощностью излучения является яркость излучения, которая прямо связана с интенсивностью (плотностью мощности) излучения, достижимой при его фокусировке или передаче на большие расстояния. Максимальная интенсивность излучения при его фокусировке идеальным объективом или зеркалом с фокусным расстоянием  $f$  пропорциональна площади апертуры пучка  $S$  и яркости излучения  $I_\phi = B_\phi S/f^2$ , где

$$B_\phi = \frac{4W}{\pi S t_p \phi^2}. \quad (1)$$

Здесь  $W$  – общая энергия,  $\phi$  – угловая расходимость лазерного излучения,  $t_p$  – длительность импульса.

Как видно из приведенных соотношений, для получения максимального уровня интенсивности необходимо выполнение двух условий: генерация импульсов малой длительности и их жесткая фокусировка в малые объемы, т. е. достижение предельной яркости излучения. Этому препятствует целый ряд линейных и нелинейных оптических эффектов, возникающих

при усилении, распространении и фокусировке сверхкоротких лазерных импульсов. Поэтому при создании лазеров с предельной яркостью излучения ключевое значение имели изучение этих эффектов и разработка методов их подавления, которые и будут рассмотрены ниже.

### **Активные среды лазерных систем с высокой пиковой мощностью излучения**

Существует большое количество газовых, жидкостных и твердотельных лазерных сред, на которых создано также огромное количество лазеров различного применения. Вместе с тем число лазерных сред, используемых для создания мощных лазеров, весьма ограничено, что связано со специфическими требованиями, предъявляемыми к таким средам. Одним из главных требований является возможность запасать большое количество энергии в больших объемах оптически качественной активной среды на достаточно большое (100–1000 мкс) время. Другое требование, которое более подробно рассмотрено ниже, связано в идеале с отсутствием нежелательных эффектов (или с возможностью их подавления), которые бы препятствовали энергосъему с активной среды и (или) существенно ограничивали пиковую мощность излучения. И, наконец, поскольку пиковая мощность излучения напрямую связана с возможностью генерации и усиления коротких и сверхкоротких импульсов, активные лазерные среды при подходе, основанном на прямом усилении таких импульсов (о другом подходе будет сказано ниже), должны обладать широкой полосой усиления (люминесценции). Многочисленные исследования и разработки, ведущиеся во всем мире на протяжении уже более 45 лет, показали, что по комплексу этих параметров наиболее оптимальными для лазеров с короткой длительностью импульса являются твердотельные активные среды на основе кристаллов и стекол. В связи с этим интересно проследить эволюцию выбора лазерного драйвера для такой глобальной проблемы, как инерциальный термоядерный синтез, на протяжении последних 45 лет после первых работ, в которых была выдвинута сама идея лазерного термоядерного синтеза (ЛТС). На протяжении этого достаточно длинного периода лазерные системы (кандидаты на крупномасштабный лазер-драйвер) сменяли друг друга. Вначале это были  $\text{CO}_2^-$ , эксимерные и твердотельные лазерные системы. Затем, по крайней мере в СССР в 80-е годы,

на первый план вышли фотодиссоционные иодные лазеры с оптической накачкой. Однако оказалось, что для решения проблемы ЛТС необходимо удовлетворить очень большому числу требований к параметрам лазерного импульса. Опуская обоснование этих требований, которое выходит за рамки данной статьи, отметим, что здесь и очень высокая энергия (мегаджоули), и короткая длительность импульса (от пико- до наносекунд) с возможностью его временного и спектрального профилирования, и относительно короткая длина волны (ультрафиолетовая или видимая область спектра), и относительно большая ширина спектра (от гига- до терагерц), и высокая яркость излучения, и высокая средняя мощность для коммерческого термоядерного реактора. Оказалось, что всем этим требованиям в наибольшей степени отвечают твердотельные активные среды. Так, для лазерных систем с относительно низкой частотой следования импульсов это неодимовое стекло, а для лазерных систем с высокой средней мощностью – это кристаллические активные среды. Далее кратко рассмотрим основные эффекты, ограничивающие пиковую мощность в лазерных системах, имея в виду в основном твердотельные лазеры.

### **Эффекты, ограничивающие мощность и яркость лазерного излучения**

Как было выяснено в процессе многочисленных исследований, среди большого разнообразия нелинейных явлений только три эффекта оказывают наибольшее ограничивающее влияние на мощность и энергию излучения в лазерных системах. Это оптический пробой, самофокусировка и вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна [3].

Для твердотельных лазеров, работающих в видимом и ближнем инфракрасном диапазонах спектра, оптический пробой для импульсов длительностью более нескольких пикосекунд обусловлен тепловым механизмом, т. е. поглощением энергии излучения малыми включениями в объеме или на поверхности материала, их разогревом до высоких температур с последующим плавлением и испарением материала, приводящим к разрушению. Для этого механизма характерна степенная зависимость максимальной плотности энергии от длительности импульса:

$$W_{\text{th}} \approx A(t_p)^n. \quad (2)$$

Здесь  $W$  имеет размерность [ $\text{Дж}/\text{см}^2$ ], а  $t_p$  [нс]. Для проведения оценок можно считать, что  $n \approx 0,5$ . Коэффициент  $A$  зависит от типа мате-

риала и включений, а также от формы импульса [4, 5]. Для надежной работы лазера рабочая плотность энергии выбирается, естественно, существенно меньше порога разрушения и зависит от модуляции интенсивности в пучке, т. е. в конечном счете от так называемого коэффициента заполнения апертуры

$$F = \frac{\iint I(x, y) dx dy}{I_{\max} S}, \quad (3)$$

где  $I(x, y)$  – распределение интенсивности по сечению пучка, площадь апертуры которого равна  $S$ ;  $I_{\max}$  – максимальная интенсивность в пучке. В современных лазерных системах, использующих методы аподизации и ретрансляции изображения пучка по усилительной системе,  $F > 0,8$  и коэффициенты модуляции интенсивности, соответственно, малы. В этом случае плотность энергии в лазерной системе может вплотную приближаться к плотности энергии разрушения. Для лазерных импульсов короче 10–20 пс механизм разрушения меняется с теплового на лавинный [6], что приводит к изменению зависимости пороговой плотности энергии разрушения от длительности импульса.

Мелкомасштабная самофокусировка пучков (MMC) является вторым наиболее важным механизмом ограничения мощности излучения в лазерных системах [3, 7]. Она приводит к распаду пучка на нити (филаменты), в которых интенсивность излучения может нарастать вплоть до уровня, вызывающего разрушение оптических элементов. На промежуточной стадии, когда разрушение еще не происходит, MMC приводит к увеличению угловой расходимости излучения, а значит, согласно формуле (1) к уменьшению его яркости. Интегральной характеристикой, позволяющей оценивать MMC, является так называемый интеграл распада, определяемый в единицах CGSE формулой

$$B = \frac{8\pi^2 n_2}{\lambda c n} \int_0^L I(x, y, z) dz, \quad (4)$$

где  $\lambda$  и  $c$  – соответственно длина волны и скорость света в вакууме,  $n$  и  $n_2$  – линейный и нелинейный показатели преломления нелинейной среды,  $L$  – длина нелинейной среды. Интеграл распада определяет нарастание интенсивности  $I$  в мелкомасштабных пространственных возмущениях интенсивности, а также нелинейный набег фазы  $\phi$  в мощном лазерном пучке в соответствии с формулами  $I = I_0 \exp(2B)$  и  $\phi = kLn + B$ .

Допустимое значение  $B$  в одном фрагменте нелинейной среды, при превышении которого наступает катастрофическое ухудшение угловой расходимости, а то и пробой нелинейной среды, зависит от уровня начальных возмущений интенсивности и колеблется в диапазоне  $B = 1–5$ . Существуют хорошо разработанные методы подавления самофокусировки [3] путем использования пространственной фильтрации и ретрансляции лазерных пучков, круговой поляризации излучения и др. Они позволяют увеличить суммарное значение  $B$ , а значит, и интенсивности до 10–30, при сохранении тем не менее значения  $B$  в одном фрагменте усилительной системы на прежнем уровне.

Наконец, третьим ограничивающим энергию лазерных систем эффектом является вынужденное рассеяние Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ), в результате развития которого излучение спонтанных шумов на стоксовой частоте экспоненциально нарастает в поле излучения накачки по закону  $I = I_0 \exp G$ . Этот эффект начинает проявляться тогда, когда инкремент нарастания интенсивности  $G$  достигает некоторого порогового уровня  $G_{\text{th}} = 20–30$

$$G = g \int_0^L I(x, y, z) dz > G_{\text{th}}, \quad (5)$$

где  $g$  – локальный инкремент, являющийся параметром нелинейной среды. Например, для неодимовых стекол  $g = 1–2,5$  см/ГВт [8].

Развитие рассмотренных нелинейных эффектов, а значит, и их значение, зависит от длительности импульса. Так, для импульсов короче 0,1–1 нс определяющее влияние оказывает самофокусировка. Для  $t_p > 1$  нс основным эффектом является оптический пробой, а для более длинных импульсов ( $t_p > 3$  нс) в игру может вступать ВРМБ. В пограничных областях могут проявляться несколько эффектов и относительное влияние того или другого будет зависеть от конкретных обстоятельств.

Возможность развития тех или иных нелинейных эффектов приводит к ограничению максимальной плотности энергии  $W$  в лазерных усилителях, а значит, к существенному возрастанию их апертуры и апертуры других оптических элементов в случае, если требуется получение большой выходной энергии. Для сред с большой плотностью энергии насыщения  $W_{\text{sat}}$ , к которым относится, например, неодимовое стекло ( $W_{\text{sat}} \approx h\nu/\sigma = 3–10$  Дж/см<sup>2</sup> в зависимости от типа стекла), ограничение  $W$  на уровне значительно меньше  $W_{\text{sat}}$  ведет к низкому энергосъему.

Еще более заметные ограничения налагает самофокусировка, вследствие более сильной зависимости (4) максимальной плотности энергии от длительности импульса. Это приводит к значительным трудностям получения пикосекундных и фемтосекундных импульсов достаточно большой энергии в лазерных системах, использующих прямое усиление излучения, и поиску другой архитектуры лазерных систем [9, 10].

### Лазеры с компрессией импульса

Идея лазеров с компрессией импульса [8] основана на том, что усиление излучения осуществляется при относительно большой длительности, а компрессия производится уже на выходе лазерной системы.

В настоящее время наиболее эффективными и широко используемыми схемами компрессии являются сжатие импульса с использованием вынужденного рассеяния (ВР) и компрессия фазово-модулированных ( chirped ) импульсов дифракционными решетками. Последний подход имеет англоязычную аббревиатуру CPA-chirped pulse amplification [10].

### Лазеры с компрессией на основе вынужденного рассеяния

Сжатие импульсов при ВР происходит в процессе усиления короткого затравочного импульса на стоксовой частоте в ВР-усилителе. При выполнении условий синхронизма  $\omega_l = \omega_s = \Omega_p$  ( $\omega_l, \omega_s$  – частоты накачки и стоксовой волны,  $\Omega_p$  – частота оптических в случае вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) или акустических в случае ВРМБ фононов) возможна эффективная перекачка энергии из длинного в короткий импульс. Для этого необходимо выполнение дополнительных условий на длину взаимодействия  $L$  (она должна быть больше половины длины импульса в пространстве) и плотность энергии в затравочном пучке (она должна быть сравнима с плотностью энергии насыщения вынужденного рассеяния), т. е.

$$L > ct_p / 2n_L, \quad (6)$$

$$W > W_S = \frac{\omega_s}{\omega_l} \frac{n_l + n_s}{gc} \tau. \quad (7)$$

Здесь  $n_l$  и  $n_s$  – показатели преломления на лазерной и стоксовой частотах,  $\tau = 1$  для  $t_s > T$  и  $\tau = T/t_s$  для  $t_s < T$ ;  $t_s$  и  $T$  – длительности стоксо-

вых (сжатых) импульсов и время установления колебаний в среде, равное времени релаксации гиперзвука для ВРМБ или молекулярных колебаний для ВКР.

В качестве нелинейной среды компрессора предпочтительно использование газообразных сред, обладающих существенно меньшими значениями нелинейного показателя преломления по сравнению с твердотельными средами (примерно на 3 порядка) [11]. Это обстоятельство, а также более высокие по сравнению с обычными твердотельными средами коэффициенты усиления, реализуемые в ВР-усилителях, позволяют подавить нелинейные эффекты и получить выигрыши по мощности.

Усиление в процессах ВР описывается уравнениями, близкими к уравнению Франца–Нодвика для однородно уширенно активной среды. Так, в системе временных координат, связанных с лазерным и стоксовым импульсами  $\tau_s = t + n_s z/c$  и  $\tau_l = t - n_l z/c$ , это уравнение в пренебрежении потерями и для коллинированных пучков имеет вид

$$W_{out}(\tau_l, \tau_s) = W_s \ln \left\{ \left[ \exp \frac{W_{in}}{W_s} - 1 \right] \exp G(\tau_l) + 1 \right\}. \quad (8)$$

Здесь  $W_{out}$  и  $W_{in}$  – выходная и входная плотности энергии,  $G$  – инкремент усиления вынужденного рассеяния, который в общем виде для нестационарного случая определяется как

$$G = \left( \sqrt{1 + gcTI_l} - 1 \right) \frac{t_l}{t_s}. \quad (9)$$

Приравнивая максимальную плотность энергии стоксова импульса к плотности энергии насыщения, можно получить выражение для минимальной длительности сжатого импульса. Так, для  $n_l = n_s$  и  $\omega_l = \omega_s$  имеем

$$t_{min} = 2(gcl_{max})^{-1} (t_s > T), \quad (10)$$

$$t_{min} = (2T/gcl_{max})^{0.5} (t_s < T),$$

где  $I_{max}$  – максимальная интенсивность излучения, ограничиваемая, например, оптическим пробоем.

Учитывая эти соотношения и ограниченность инкремента  $G = G_{th} \approx 20\text{--}30$  самовозбуждением ВР-усилителя, можно найти максимальную степень сжатия

$$t_l/t_s \approx G_{th} \approx 20\text{--}30. \quad (11)$$

Простейшая оптическая схема реализации ВР-компрессии основана на простой фокусировке лазерного импульса в объем нелинейной среды при выполнении геометрического

условия (6). Отметим, что для ВРМБ условия встречного взаимодействия выполняются автоматически, а для ВКР преимущественное рассеяние назад требует выполнения дополнительных условий. В частности, параметрическое взаимодействие вносит асимметрию в коэффициент усиления и способно обеспечить преимущественное отражение излучения [12], в том числе и в режиме компрессии.

Отметим, что схема с фокусировкой излучения хорошо работает лишь в сравнительно узких рамках параметров лазерного излучения. Это объясняется двумя причинами. Во-первых, с ростом энергии лазерного импульса нарушаются оптимальные условия сжатия, вследствие чего длительность сжатого импульса оказывается функцией энергии [13]. Во-вторых, максимальная энергия отражаемого импульса  $W$  ограничивается конкурирующими процессами (в первую очередь оптическим пробоем) на уровне  $W \approx \approx 10t_p^{3/2}$ , (здесь размерности  $W$  – [Дж],  $t_p$  – [нс]). Кроме того, при ВКР возможно возбуждение высших стоксовых компонентов, также ограничивающих максимальную энергию.

По этим причинам энергетическое масштабирование ВР-компресии основывается на разделении процессов получения затравочного стоксова излучения и его усиления. Были предложены различные схемы ВР-генератор–ВР-усилитель [13–19]. Наиболее масштабируемыми являются схемы, в которых затравочный стоксов импульс получается при небольшой энергии лазерного излучения в начале лазерной системы при введении кратковременной фазовой модуляции [14] или сжатии части излучения и его временном разделении относительно основного импульса [17, 19]. Именно с помощью таких схем была получена энергия сжатого импульса в сотни джоулей [18].

Минимальная длительность импульса, получаемая при ВР-сжатии, ограничивается временем релаксации возбуждений в нелинейной среде. Для ВРМБ минимальное время релаксации гиперзвука около 0,5 нс реализуется в жидкостях. При фокусировке излучения в  $\text{CCl}_4$  были получены импульсы длительностью 100–150 пс на миллиджоульном уровне энергии [17, 20]. Возможно ВРМБ-усиление таких импульсов в сжатых газах, обладающих значительно большим временем релаксации [3] при сохранении или незначительном удлинении импульсов [21, 22]. Однако получение более коротких импульсов при ВРМБ вряд ли представляется возможным. Поэтому для дальнейшего укорочения

импульсов при ВР-компрессии более перспективно использование ВКР, обладающего во многих средах значительно более короткими временами релаксации (пикосекунды). Возможно совмещение ВРМБ- и ВКР-компресии в качестве последовательных ступеней сжатия. Эта идея была реализована в ряде работ [21, 22] на относительно небольшом (миллиджоульном) уровне энергии. Масштабирование схемы ВКР-компресии по энергии еще ждет своего развития.

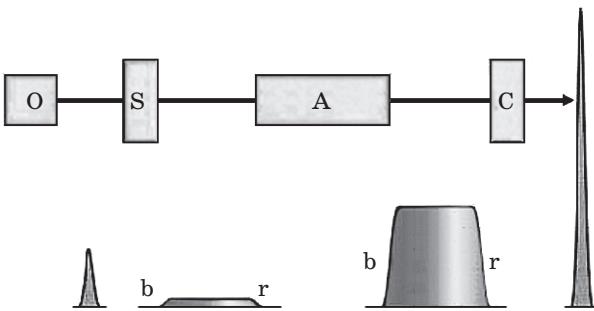
## Лазеры с дисперсионной компрессией импульса

Другой подход к генерации предельно коротких лазерных импульсов связан с использованием групповой задержки скорости импульсов в диспергирующей среде, характеризуемой в общем виде зависимостью фазы от времени

$$\phi(t) = \omega t + 0,5\beta t^2 + O(t^3), \quad (12)$$

где  $\beta = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} = \frac{\partial v_{gr}}{\partial \omega}$  – коэффициент дисперсии,  $O(t^3)$  – члены разложения фазы в ряд более высокого порядка. Таким образом, для сжатия импульсов необходимо, чтобы длинный лазерный импульс был достаточно широкополосным, т. е.  $t_p \Delta \omega \gg 1$ . Такой импульс с зависимостью частоты от времени, описываемой формулой (12), получил название чирпированного импульса.

В соответствии с этим подходом типичная блок схема лазера с компрессией импульса выглядит так, как это изображено на рис. 1. В качестве активных сред таких лазеров используются широкополосные среды, параметры некоторых из них приведены в таблице. В настоящее время реализованы лазеры практически на всех перечисленных активных средах. Выбор той или иной активной среды зависит от решаемых задач. Так, наиболее короткие импульсы длительностью около 5 фс получены в лазере на основе  $\text{Ti:Al}_2\text{O}_3$  [23], обладающей наибольшей шириной полосы усиления. Лазеры на основе этой и других кристаллических активных сред способны работать с большой частотой повторения импульсов, а значит, и с относительно высокой средней мощностью излучения. Наибольшие энергия и пиковая мощность получены в лазере, где в качестве оконечных усилительных каскадов использовалось неодимовое стекло, позволяющее, как известно, изготавливать активные элементы большой апертуры [3]. Среди сред, которые находят широкое применение в



**Рис. 1.** Примерная блок-схема лазерной системы, использующей принцип усиления чирпированного (фазовомодулированного) импульса. О – задающий генератор, S – стретчер (система удлинения импульса), А – усилительная система, С – компрессор, b и r – коротковолновая и длинноволновая части спектра импульса.

лазерах с компрессией в последнее время, следует отметить кристаллические активные среды, активированные иттербием (Yb:YAG, Yb:KGW, Yb:KYW, Yb стекло) [68]. Перспективность этих сред заключается в возможности использования прямой лазерной диодной накачки, малом стоксовом сдвиге между длиной волны накачки и генерации, а значит, и малом тепловыделении и широком спектре люминесценции, допускающем работу с фемтосекундными импульсами.

В соответствии с приведенной блок-схемой рассмотрим основные ее элементы. На первом этапе необходимо получить чирпированный импульс. В настоящее время наиболее перспективным путем получения такого импульса является удлинение первоначально сверхкороткого импульса, генерируемого, как правило, в лазере с самосинхронизацией мод. Длительность первоначального короткого импульса, определяемого в конечном счете соотношением неопределенности  $t_p = k/\Delta\nu$  ( $k$  – коэффициент порядка 1, зависящий от формы импульса,  $\Delta\nu$  – ширина спектра люминесценции), лежит в пределах от 10 фс до 1 пс в зависимости от используемой активной среды. Затем такой импульс удлиняется в дисперсионной линии задержки с одновременным приобретением фазовой модуляции (чирпа). В качестве такой линии задержки можно использовать, например, пару дифракционных решеток с телескопом, размещенным между ними [24]. Телескоп, служит для изменения знака дисперсии этой оптической системы. Задержка оптиче-

Параметры активных сред, применяемых в лазерах с СРА-компрессией импульса	Активная среда				Параметрическое усиление в кристаллах KDP			
	Ti:сашрафтп	Cr:LiSAF	Nd-стекло	Yb-стекло				
Плотность энергии насыщения $W_{\text{sat}}$ , Дж/см <sup>2</sup>	0,8	26	5	3–15	30–40	0,1–1	3–15	—
Минимальная длительность импульса, $\tau_{\text{min}}$ , фс	5	10	7	60–70	15–70	70–700	5000	20
Центральная длина волны $\lambda$ , нм	780	760	850	1053–1062	1030	1025–1060	1047–1070	900–1500
Время жизни верхнего лазерного уровня, $\tau_{\text{lum}}$ , мкс	3	260	65	300–500	1000–2000	100–1000	100–700	—
Максимальная достигнутая средниковая мощность, $P_{\text{peak}}$ , ТВт	850	—	8	1100	1000 (план)	—	30	500
Максимальная достигнутая средняя мощность в режиме сверхкоротких импульсов, $P_{\text{av}}$ , Вт	100	—	—	—	15 (план)	30	—	—

ского пути, вносимая удлинителем, описывается выражением [26]

$$\Delta\tau = \frac{L\lambda N\Delta\lambda}{c[1 - (\lambda N - \sin\theta)^2]}, \quad (15)$$

где  $\theta$  – угол падения света на решетку,  $N$  – количество штрихов на единицу размера у дифракционной решетки,  $\Delta\lambda$  – ширина спектра в единицах длин волн,  $L$  – эквивалентная оптическая длина между решетками, рассчитываемая с учетом того, что телескоп переносит изображение назад. Линзовый телескоп вносит в пучок хроматические aberrации, что может приводить к ухудшению качества компрессии. Поэтому в устройстве увеличения длительности предпочтительно использовать зеркальные оптические элементы, которые позволяют устранить aberrации [25].

Такая система, называемая обычно удлинителем, или стретчером, обеспечивает чисто линейный chirp, а энергия импульса получается достаточно большой (от нано- до микроджоулей в зависимости от типа генератора). Поэтому практически во всех лазерах с компрессией, создаваемых на этом принципе, используется такая система удлинения импульса. Используемая на ранней стадии система уширения спектра и удлинения импульса в одномодовом световолокне практически вышла из употребления из-за временных aberrаций, вносимых такой системой.

Как следует из предыдущего изложения, для подавления нелинейных эффектов в процессе усиления необходимо максимально удлинять импульс. Степень удлинения, так же как и последующей компрессии, в рассматриваемом подходе определяется шириной спектра и длинами стретчера и компрессора. При разумной длине этих устройств (метры) и при использовании многопроходовых схем максимальная длительность растянутого импульса составляет около 2–3 нс при коэффициенте удлинения  $10^4$ – $10^6$ . Это хотя и обеспечивает огромный выигрыш в подавлении нелинейных эффектов по сравнению со схемой прямого усиления, но не устраняет их полностью.

Генерация исходного короткого импульса происходит обычно в генераторах с самосинхронизацией аксиальных мод. Не останавливаясь на подробностях их работы и условиях реализации стабильной синхронизации мод (см., например, обзор [27]), отметим, что длительность импульса на выходе этих генераторов определяется в конечном счете двумя факторами: шириной линии усиления активной среды и временем релаксации нелинейного устройства, используемого для синхронизации. Так, например, наиболее корот-

кие импульсы длительностью около 5 фс генерируются в Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>-лазерах с самосинхронизацией мод керровской нелинейной линзой, наводимой самим лазерным импульсом в активном элементе. Эти лазеры работают в непрерывном режиме, так что энергия одиночного импульса весьма мала (наноджоули). В импульсных лазерах на неодимовом стекле с самосинхронизацией мод органическими красителями и с отрицательной обратной связью, применяемой для стабилизации выходных параметров, типичная длительность импульса составляет около 1 пс. Использование другого типа нелинейного элемента на основе полупроводниковых структур с квантовыми ямами и непрерывной полупроводниковой накачки позволило уменьшить длительность импульса в лазере на неодимовом стекле примерно до 100 фс [28]. Нелинейные отражающие зеркала на основе полупроводниковых структур подобного типа с квантовыми ямами и точками используются в последнее время в большинстве фемтосекундных генераторов, так как позволяют реализовать самостартующий режим синхронизации продольных мод.

Усиление растянутого во времени импульса происходит, как правило, в два этапа, что связано с необходимостью реализации большого усиления (порядка  $10^6$ – $10^9$ ). На первом из них энергия импульса увеличивается с нано- или микроджоульного уровня до миллиджоульного уровня. Делается это обычно в регенеративных или многопроходовых усилителях, когда излучение проходит через один и тот же объем активной среды несколько раз.

Для дальнейшего усиления фазово-модулированных импульсов должны применяться усилители большего диаметра, соответствующего заданному уровню выходной энергии. Выходной диаметр усилителя, как это уже обсуждалось выше, определяется двумя эффектами, ограничивающими пиковую мощность излучения: оптическим пробоем и самофокусировкой.

Для подавления мелкомасштабной самофокусировки в лазерной усилительной системе может использоваться широкий набор средств, разработанных для этой цели [3]: усилители с высоким коэффициентом усиления, пространственная фильтрация и ретрансляция пучка, круговая поляризация излучения и т. д. Все эти меры позволяют поднять плотность мощности в усилительных каскадах до 5–6 ГВт/см<sup>2</sup>, что уже близко к лучевой стойкости оптических элементов

Для упрощения конструкции и снижения стоимости усилительной системы могут при-

меняться те же методы, что и при оптимизации лазеров для термоядерного синтеза. В частности, могут использоваться многопроходовые усиительные схемы, минимизирующие количество усилителей и оптических элементов [3].

При усилении импульса в регенеративном усилителе (РУ), а также в последующей усиительной системе спектр импульса, а значит, и длительность, и форма сжатого импульса, могут модифицироваться вследствие различных эффектов: ограниченности полосы усиления активной среды и полосы пропускания различных элементов усиительной системы, фазовой самомодуляции, обусловленной нелинейностью показателя преломления; насыщения усиления, временного перекрытия нескольких импульсов из задающего генератора в регенеративном усилителе. Влияние модуляции спектра, вызываемой, например, паразитными элементами Фабри–Перо в ячейках Поккельса, линзах, поляризаторах, зеркалах, подчеркивается многопроходовым характером усиления в РУ, что приводит к необходимости очень тщательного отбора и разработки элементов РУ путем их просветления, заклона поверхностей элементов, исключения эффектов двулучепреломления. Мелкомасштабная модуляция спектра импульса, приводящая к низкому контрасту сжатого импульса, может возникать и при малом контрасте выделения одиночного импульса после задающего генератора. В этом случае основной выделенный импульс и *предимпульсы* или *послеимпульсы* могут перекрываться во времени в РУ, приводя к модуляции спектра [29]. Для устранения этого эффекта необходимо тщательно селектировать одиночный импульс с помощью оптических развязок.

Сужение спектра сигнала при его усилении в активной среде с полосой усиления  $\Delta\lambda_{\text{lum}}$  гауссовой формы описывается формулой [30]

$$\Delta\lambda_{\text{out}} = \Delta\lambda_{\text{in}} \left[ 1 + \beta \ln G \left( \Delta\lambda_{\text{in}} / \Delta\lambda_{\text{lum}} \right)^2 \right]^{-1/2}, \quad (16)$$

где  $\Delta\lambda_{\text{out}}$  и  $\Delta\lambda_{\text{in}}$  – ширина спектра выходного и входного импульсов,  $G$  – полное усиление в системе,  $\beta = 2[(\lambda_{\text{in}} - \lambda_{\text{lum}}) / \Delta\lambda_{\text{lum}}]^2 - 1 \approx 1$ ,  $\Delta\lambda_{\text{lum}}$  – ширина спектра люминесценции. При общем усилении в лазерной системе на фосфатном неодимовом стекле  $10^9$  ширина спектра исходного 100 фс-импульса уменьшается в 4–5 раз, а длительность сжатого импульса пропорционально возрастает.

Сужение спектра можно уменьшить, используя более широкополосные активные среды.

В РУ с активным элементом относительно малой апертуры с успехом используются Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>- или параметрические усилители. Полоса усиления усилителя может быть расширена в несколько раз при использовании частотного селектора [31–33]. Таким селектором может быть, например, эталон Фабри–Перо или интерференционно–поляризационный фильтр на основе пластинки из кристаллического кварца или шпата в сочетании с поляризатором. Такое устройство наиболее целесообразно применять в регенеративном или многопроходовом усилителе.

В том же РУ или в основной усиительной системе могут быть использованы неодимовые стекла различного состава, имеющие разные ширины и положения максимума линии люминесценции [1, 31]. Так, например, в комбинированном усилителе из отечественных фосфатного и силикатного неодимовых стекол полосу усиления можно увеличить примерно в 3 раза [54]. Спектр усиления можно еще более расширить, используя большее количество марок стекол. Применяя этот метод в лазерных системах на неодимовом стекле, можно, как показывают расчеты и эксперименты, получать импульсы длительностью менее 300 фс с энергией более 100 Дж [31]. При более высокой выходной энергии длительность импульса еще несколько увеличивается. Так, в первом петаваттном лазере [34] она составляла около 440 фс при выходной энергии 600 Дж.

Насыщение усиления может также исказить длительность и форму импульса вследствие изменения формы растянутого импульса при его усилении: временной максимум импульса сдвигается к переднему фронту, что изменяет баланс энергии импульса для разных участков чирпа. Действие этого эффекта наиболее заметно лишь при значительном превышении плотности энергии насыщения активной среды  $W_{\text{sat}} = h\nu/\sigma$ . В лазерах на неодимовом стекле с  $W_{\text{sat}} = 4\text{--}10 \text{ Дж}/\text{см}^2$  для импульсов длительностью 1–2 нс после стретчера такую плотность создать не удастся из-за ограничений со стороны самомодуляции и самофокусировки (см. выше), поэтому влиянием этого эффекта по сравнению с другими можно пренебречь.

Для эффективного сжатия мощных чирпированных импульсов используются решеточные компрессоры [26] как в однопроходовой, так и в двухпроходовой конфигурации. При этом геометрические параметры компрессора выбираются на основе соотношения (15) для оптической задержки. Однопроходовая схема, обладая большей энергетической эффективностью, имеет тем не менее и существенный недостаток.

стак – эллиптическое сечение пучка на выходе, что увеличивает размер пятна и требует оптики большой апертуры при его фокусировке. Поэтому на практике большее распространение получили двухпроходовые компрессоры, в которых излучение два раза проходит через компрессор, компенсируя тем самым эллиптичность. Для вывода излучения из компрессора используется смещение пучка на втором проходе в плоскости, перпендикулярной дисперсии, с помощью системы двух зеркал или призм.

Поскольку длительность сжатого импульса на выходе из компрессора ( $0,1\text{--}1$  пс) занимает в пространстве длину доли миллиметра, это накладывает на точность юстировки компрессора очень высокие требования, особенно для фемтосекундных импульсов.

Так как из-за сжатия импульса интенсивность излучения в компрессоре достигает значений более  $100 \text{ ГВт}/\text{см}^2$ , уже кубичной нелинейности воздуха  $n_2 \approx 10^{-15}$  ед. CGSE достаточно для развития самофокусировки ( $B > 3$ ), что резко снижает фокусируемость излучения. Поэтому компрессор больших лазерных систем вакуумируют. По этой же причине при фокусировке излучения на мишень стараются использовать и зеркальные фокусирующие системы.

Для компрессоров используются как нарезные, так и голограммические дифракционные отражательные решетки с количеством штрихов  $n = 1500\text{--}1800$  штр./мм при работе в первом порядке дифракции. С увеличением  $n$  увеличивается угол падения света на решетки и уменьшается расстояние между ними, что позволяет делать конструкции компрессоров более компактными. С другой стороны, при этом уменьшается световая апертура решеток и увеличиваются требования к точности их изготовления. Так, например, при  $n = 1800$  и угле падения около  $70^\circ$  даже небольшой кривизны поверхности решеток было достаточно, чтобы интенсивность излучения в фокусе линзы уменьшилась более чем в 100 раз из-за астигматизма, возникающего при падении веера лучей на слегка изогнутые наклонные поверхности. По этим причинам число штрихов выбирают в диапазоне  $n = 1200\text{--}1740$  штр./мм.

Из-за многопроходового характера компрессора предъявляются высокие требования к дифракционной эффективности решеток. Так, для получения общего коэффициента пропускания двухпроходового компрессора более 60% дифракционная эффективность решетки должна превышать 90%. Такие эффективности достигаются как для нарезных, так и для голограммиче-

ских решеток для первого порядка дифракции [35–37]. Однако изготовление нарезных решеток большой апертуры с требуемым количеством штрихов на миллиметр затруднительно из-за износа резца в процессе нарезания.

Ключевым требованием к дифракционным решеткам является их высокая лучевая стойкость. Для импульса длительностью 1 нс порог разрушения составляет менее  $1 \text{ Дж}/\text{см}^2$  [37–40], что более чем на порядок меньше порога разрушения оптических материалов и покрытий в усиливательной системе. К примеру, для создания петаваттного лазера необходимы решетки метрового размера. Технология изготовления таких решеток успешно развивается в Ливерморской национальной лаборатории [37]. В компании Хологрейт (где работают в том числе бывшие сотрудники ГОИ) изготавливаются металлизированные голограммические дифракционные решетки для лазерных применений размером до  $20\times40$  см.

Таким образом, дифракционные решетки являются слабейшим элементом лазерной системы, что стимулировало поиск методов создания более стойких решеток. Один из таких методов состоит в нанесении дополнительных диэлектрических покрытий на металлическую дифракционную решетку. Эти дополнительные слои могут значительно (в несколько раз) уменьшать долю энергии, доходящей до металла, способствуя тем самым повышению лучевой стойкости. Проведенные нами эксперименты подтвердили тенденцию повышения лучевой стойкости до 2 раз [38–40] при использовании четырехслойного покрытия на основе пары  $\text{ZrO}_2/\text{SiO}_2$ .

Другой способ повышения лучевой стойкости состоит в получении дифракционной структуры в многослойных диэлектрических покрытиях [41, 42], которые, как известно, имеют значительно более высокий порог разрушения, чем металлы. Проведенные исследования [41] действительно показали возможность создания таких решеток с высокой дифракционной эффективностью (более 90%). При этом лучевая прочность таких решеток примерно в 5 раз превышает прочность металлизированных решеток [69]. Основная проблема связана с высокой стоимостью таких решеток.

## Лазеры с комбинированной компрессией импульса

Как это следует из предыдущего рассмотрения, предельные по длительности характеристики лазерного излучения часто не могут быть

реализованы на выходе лазерной системы. Для лазеров с компрессией на вынужденном рассеянии это связано с нестационарностью последнего, а для лазеров с усилением чирпированного импульса – с ограниченностью полосы усиления активной среды. В связи с этим представляет интерес дополнительное сжатие импульса, которое можно получить, используя эффект фазовой самомодуляции. Однако применению этого эффекта препятствует мелкомасштабная самофокусировка, ограничивающая максимальный интеграл распада, а значит, и степень сжатия на уровне  $B = 2-5$ . Поэтому необходимым условием уширения спектра и дальнейшей компрессии является подавление ММС.

Подавление ММС может быть достигнуто в одномодовом стеклянном или кварцевом светодоводе. Однако энергия импульсов в этом случае невелика из-за малого размера волновода. Для увеличения выходной энергии были предложены два способа. В первом из них [43] уширение спектра производится в полом стеклянном волноводе, заполненном благородным газом. Благодаря тому что поперечный размер моды в полом волноводе (около 100 мкм для видимого и ближнего ИК диапазонов) превышает аналогичный размер в стекловолокне (порядка 10 мкм), выходная энергия также существенно повышается – с микро- до субмиллиджоульного уровня.

Значительно большее увеличение энергии можно получить при уширении спектра в объеме нелинейной среды при подавлении ММС с помощью пространственных фильтров-ретрансляторов [44, 45]. Общий интеграл распада  $B$ , характеризующий уширение спектра в такой системе, равен  $B = NB_1$ , где  $B_1$  – интеграл распада на одном нелинейном элементе. В такой системе с помощью простых пассивных электрооптических или магнитооптических развязок можно легко реализовать многопроходовый или регенеративный режим работы, что увеличивает значение  $B$  в  $m$  раз, где  $m$  – число проходов. Так, например, даже при  $N = 3$  и  $m = 2$  можно получить  $B = 6B_1 \approx 20-40$ , т. е. такое же сжатие импульса.

Такая система уширения спектра с последующим сжатием дифракционными решетками может применяться как для дополнительного сжатия пикосекундных импульсов, так и для преобразования наносекундных импульсов в пикосекундные. В последнем случае возможно комбинированное сжатие, осуществляемое на первом этапе с помощью ВРМБ, а затем после уширения спектра – дифракционными решетками.

## Этапы развития работ по лазерам с высокой пиковой мощностью излучения в Государственном оптическом институте

Работы по твердотельным лазерам с высокой пиковой мощностью стали разворачиваться в ГОИ сразу же после запуска Л.Д. Хазовым со своими сотрудниками первого в СССР рубинового лазера в самом начале 1960-х годов. На первом этапе основной объем работ был связан с разработкой, созданием и исследованием “силовых” лазеров на неодимовом стекле с большой энергией излучения, но относительно невысокой пиковой мощностью. При этом основные работы проводились в лазерном отделе ГОИ (отдел № 17) под руководством начальника отдела А.А. Мака. После создания филиала № 2 ГОИ в г. Сосновый Бор часть работ, связанная в основном с созданием крупномасштабных стендов, переместилась туда.

Работы по лазерам с высокой пиковой мощностью концентрировались на тематике, связанной с лазерным термоядерным синтезом, развивались в лаб. № 171 ГОИ, возглавляемой М.П. Ванюковым, Л.Д. Хазовым, а затем долгие годы В.А. Серебряковым, и проводились в сотрудничестве – конкуренции с ведущими научными институтами страны (ФИАН, ИОФАН, ВНИИЭФ, ВНИИТФ, ТРИНИТИ). На первом, раннем периоде развития этих работ была создана трехканальная лазерная система с энергией излучения несколько сотен джоулей и субнаносекундной длительностью импульса. Однако недостаточное знание процессов, ограничивающих мощность излучения, не позволило получить на этой установке излучение с высокой яркостью.

Особый размах эти работы стали приобретать, начиная с 1973 г. после решения о создании в филиале № 2 ГОИ (в лаборатории, возглавляемой Б.М. Седовым) шестиканальной лазерной установки “Прогресс” на неодимовом стекле для проведения исследований по проблеме лазерного термоядерного синтеза. Установка, описанная в статье [46], была введена в эксплуатацию в 1980 году. На этой установке под руководством А.В. Чарухева и при непосредственном участии многих сотрудников ГОИ, ВНИИТФ и других организаций был получен целый ряд новых экспериментальных результатов в области взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом.

В результате проведенных исследований, в которых принимали участие многие подразделения ГОИ, в 1970–1980-х годах была разработана принципиально новая элементная база мощных импульсных твердотельных лазеров, включая

системы формирования временного профиля импульса с субнаносекундным разрешением, усилители большой апертуры, пространственные фильтры, оптические затворы, фокусирующую оптику, преобразователи частоты. В 1970–1980-х годах были проведены фундаментальные физические исследования процессов, ограничивающих мощность и яркость излучения твердотельных лазеров, и разработаны эффективные методы их подавления [3, 7, 8, 46–50].

В середине 1980-х гг. стало понятно, что, несмотря на принимаемые меры по подавлению паразитных нелинейных процессов, архитектура лазеров, основанных на прямом усилении сверхкоротких импульсов, существенно ограничена примерно на гигаваттом уровне мощности. После успешной демонстрации возможности эффективной компрессии импульсов с помощью вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна в ГОИ была выдвинута концепция лазеров с компрессией импульсов с использованием этого эффекта [9]. Развитие этой концепции позволило реализовать лазерные системы с субнаносекундной длительностью импульса и энергией до 300 Дж в ГОИ [18] и в рамках реализации проекта № 108 Международного научно-технического центра (МНТЦ) в НИИКИ ОЭП (ранее филиал № 2 ГОИ) с энергией более 1 кДж. Параллельно проводились работы по использованию ВРМБ для обращения волнового фронта и коррекции фазовых искажений в мощных лазерных системах [51, 52], обзор этих работ может послужить темой отдельной статьи.

Идея использования компрессии импульсов с помощью сжатия на дисперсионных оптических элементах с целью создания эффективных лазерных систем была высказана и впервые реализована сотрудниками Рочестерского университета (США) [10]. В ГОИ работы в данном направлении были инициированы А.А. Маком в конце 1980-х годов. Однако в связи с распадом СССР и общим ухудшением экономического положения финансирование научных исследований в Российской Федерации было практически прекращено. В этой ситуации помочь выживанию науки в России оказали международные организации. В частности, большую роль сыграл МНТЦ, организованный в Москве Россией, США и Европейским сообществом. В 1993 г. коллектив ученых из трех организаций – Института лазерной физики (преемник лазерного отдела), НИИКИ ОЭП и ВНИИТФ (Челябинск-70) – под руководством А.А. Мака подали заявку в МНТЦ на финансирование работ в области генерации

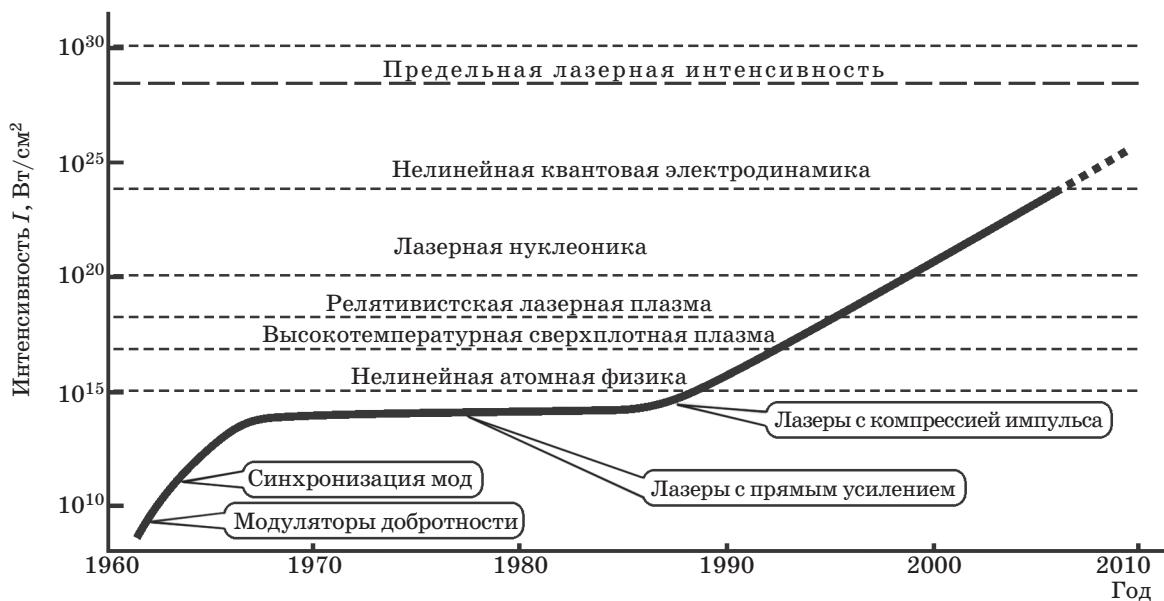
и применения сверхсильных лазерных полей. Данный проект сроком на 3 года был одобрен и получил финансирование на сумму около миллиона долларов.

По сути это дало шанс на продолжение работы в области мощных лазеров с высокой пиковой мощностью излучения. И коллектив этим шансом воспользовался. В результате была разработана дополнительная к уже имевшейся элементная база мощных лазеров со сверхкороткой длительностью импульса, включая дифракционные решетки большой апертуры, стартовые комплексы по генерации, удлинению и предварительному усилению субпикосекундных импульсов, системы контрастирования импульсов [53]. На этой базе с учетом уже имевшихся систем сначала в Институте лазерной физики (бывший 17 научный отдел ГОИ, сейчас отделение НО-1 НПК “ГОИ им. С.И. Вавилова”), а немного позднее и в НИИКИ ОЭП были созданы первые в России лазерные установки на неодимовом стекле с тераваттным уровнем пиковой мощности [29, 54–56]. На этих установках при непосредственном участии специалистов из ВНИИТФ были проведены многочисленные исследования по взаимодействию сверхсильных полей с веществом. Далее мощности этих установок были увеличены до 10–40 ТВт, а во ВНИИТФ с помощью специалистов НИИ ЛФ и НИИКИ была создана лазерная 10 ТВт-система “Сокол-П”. Долгое время эти установки терраваттного уровня мощности были единственными в России<sup>1</sup>, первая тераваттная Ti:Sa-система [57] была создана в ИПФ РАН существенно позже. В последнее время ситуация изменилась. В ИПФ РАН была разработана и создана установка на основе принципа параметрического усиления chirpированных импульсов субпетаваттного уровня мощности [58]. На базе ВНИИЭФ планируется увеличение мощности этой установки до петаваттного уровня. Следует отметить, что в этих установках [58, 66] широко используются наработки ГОИ в области усилителей с большой апертурой, стойких дифракционных решеток, других оптических систем и элементов.

### Перспективы получения предельных пиковых мощностей излучения

Примерная картина роста пиковой интенсивности излучения в отечественных и зарубежных разработках показана на рис. 2. Тераваттный

<sup>1</sup> Установка в ИЛФ разобрана в 2008 г.



**Рис. 2.** Рост пиковой плотности мощности, достигнутый с помощью лазерных систем, и новые области фундаментальных исследований, доступные при этих интенсивностях.

рубеж пиковой мощности, преодоленный лишь с помощью лазера с компрессией импульса, был достигнут в 1991 г. В настоящее время в мире насчитывается несколько десятков установок такого класса, такие лазеры можно приобрести также у различных фирм.

Следующий рубеж петаваттной пиковой мощности был взят в 1996 г – первый петаваттный лазер был создан в Ливерморской национальной лаборатории на базе одного канала установки “Нова” [34]. Через некоторое время установка “Нова” была разобрана, чтобы освободить место для строительства установки нового поколения – NIF (National Ignition Facility). Эта установка, в состав которой, по всей вероятности, войдет и мультипетаваттный лазер, предназначена для демонстрации зажигания термоядерной реакции и будет введена в строй после 2010 г.

Следующие установки петаваттного класса появились только через 5 лет, сначала в Японии (2001 г), а затем в Великобритании (2003 г). В настоящее время в мире насчитывается всего несколько установок петаваттного и субпетаваттного уровня, еще несколько строятся [59–65]. В России наибольшая пиковая мощность порядка 0,4 ПВт достигнута на установке с параметрическим усилением чирпированного импульса в ИПФ РАН. Масштабирование мощности этой установки до петаваттного уровня планируется в Институте лазерно-физических исследований ВНИИЭФ при использовании дополнительного

параметрического усилителя большой апертуры с накачкой излучением лазерного канала установки “Луч”.

Каковы же пределы увеличения пиковой мощности излучения над петаваттным уровнем и каковы перспективы их получения? В лазерных системах с компрессией импульсов максимальная пиковая мощность ограничивается рассмотренными выше процессами и в первую очередь оптическим пробоем и мелкомасштабной самофокусировкой. Влияние этих эффектов может быть существенно ослаблено при длительности усиливаемого импульса более 20 нс. В этом случае основным фактором, ограничивающим выходную энергию, является энергия, запасенная в активной среде –  $E_{stor} = h\nu\alpha S/\sigma$  ( $\alpha$  – коэффициент усиления усилителя,  $S$  – площадь поперечно-го сечения выходной апертуры,  $\sigma$  – поперечное сечение вынужденного перехода). Поскольку коэффициент усиления практически во всех типах усилителей ограничен примерно на одном уровне эффектами усиленной суперлюминесценции и генерации паразитных мод, выходная энергия будет максимальна для сред с наименьшим значением  $\sigma$  и наибольшим значением плотности энергии насыщения  $W_{sat} = h\nu/\sigma$ . К таким средам (см. таблицу) относятся лазерные стекла, активированные редкими землями неодима и иттербия [2, 3]. Так, например, для неодимовых стекол  $W_{sat}$  лежит в пределах от 3 до 15 Дж/см<sup>2</sup>, а для Yb-стекла достигает 40 Дж/см<sup>2</sup>, что суще-

ственno превышает лучевую прочность стекла, дифракционных решеток и других оптических элементов для наносекундных импульсов. Поэтому для реализации всего потенциала твердо-тканых сред по запасению энергии необходима разработка стойких оптических элементов и (или) увеличение длительности усиливающегося импульса до 100 нс и более.

Поскольку плотность энергии, снимаемой с единицы площади усилителя, так или иначе ограничена, единственным способом увеличения выходной энергии остается увеличение площади выходной апертуры  $S$ . Наибольшей излучающей площадью в настоящее время обладают лазерные системы на неодимовом стекле, используемые для исследований по проблеме инерциального синтеза и смежных проблем. Рекордная энергия, получаемая в настоящее время в наносекундных лазерных системах на неодимовом стекле, достигает значений порядка 15 кДж с одного канала [67]. В лазерных системах на стекле достижима предельная длительность около 200 фс, что с учетом потерь в компрессоре дает пиковую мощность около 50 ПВт с одного канала. В настоящее время в США и Франции строятся многоканальные установки “NIF” и “LMJ” с выходной энергией около 2 МДж каждая. Не-трудно подсчитать, что, сжав импульс такой энергии, можно получить пиковую мощность порядка  $10^{19}$  Вт или 10 Экзавт. Однако сжатие импульсов во всех каналах этих установок не планируется, что, по всей вероятности, связано с отсутствием экономически мотивированной задачи. Главной задачей для сверхмощных лазеров в настоящее время считается реализация быстрого зажигания термоядерных мишеней. Расчеты и эксперименты показывают, что для реализации такого зажигания необходим лазер с энергией порядка 100 кДж и длительностью импульса 1–10 пс [67], что соответствует пиковой мощности субэкзаватного уровня. В настоящее время в Европейском сообществе разрабатывается проект такого лазера “HiPER” [67] для реализации лазерного термоядерного синтеза в режиме быстрого зажигания. Существует и другой проект – “EELI” (European Extreme Light Infrastructure), целью которого также является создание лазера с экзаватным уровнем мощности для проведения исследований в области физики высоких энергий.

Следующий рубеж по пиковой мощности –  $10^{21}$  Вт (или 1 Зетавт) требует радикального сокращения длительности импульса при сохранении той же выходной энергии [2], и его преодо-

ление возможно лишь в отдаленной перспективе, может быть, при переходе к аттосекундным импульсам. Более реалистично сокращение длительности импульса до длительности в единицы фемтосекунд. Это можно сделать, например, в лазерных системах на основе Ti:Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> или параметрического усиления. Однако плотность энергии насыщения в титановых системах (около 1 Дж/см<sup>2</sup>) существенно меньше чем в стеклах, что ограничивает снимаемую с единицы площади активной среды энергию. К тому же максимальные размеры активных элементов из сапфира существенно уступают размерам элементов из стекла. Эти обстоятельства ограничивают пока что пиковую мощность в таких системах на субпетаваттном уровне [60]. Апертура параметрических усилителей, использующих в качестве активной среды кристаллы группы KDP, может быть сделана сравнимой с апертурой элементов из неодимового стекла. Лучевая прочность этих сред тоже близка, что подразумевает примерно равную выходную энергию. Схема параметрического усиления обладает существенно большей полосой усиления, что дает возможность получать на выходе примерно в 5 раз более короткие импульсы (40 фс против 200 фс). Это, казалось бы, дает преимущество схеме параметрического усиления. Однако для накачки параметрических усилителей используются те же самые системы на неодимовом стекле с преобразованием частоты во вторую гармонику, что и в схеме усиления chirпированных импульсов (CPA) [66]. Учитывая, что реальная эффективность преобразования частоты достигает 80%, а эффективность параметрического усилителя не превышает 35%, энергия на выходе параметрического усилителя может составлять только около 28% от энергии неодимового лазера [58, 66], что примерно равно соотношению длительностей импульсов. Поэтому использование прямой CPA-схемы в лазерах на неодимовом или иттербииевом стекле представляется наиболее предпочтительным для реализации предельных пиковых мощностей. В этих лазерах можно применить рассмотренную выше схему дополнительной нелинейной компрессии, что позволяет более чем на порядок увеличить пиковую мощность.

## Заключение

Таким образом, мощные лазерные системы с высокой пиковой мощностью излучения прошли большой путь развития как во всем мире, так и в ГОИ им. С.И. Вавилова и в институтах – пре-

емниках ГОИ. Достаточно сказать, что пиковая мощность излучения увеличилась на 5 порядков величины (с мегаваттного до мультитераваттного уровня), а яркость – еще больше. Благодаря уникальному набору комплекса параметров твердотельные лазерные среды на основе активированных стекол и кристаллов являются основой для создания сверхмощных лазерных систем.

Сотрудниками ГОИ были определены основные эффекты, ограничивающие мощность и яркость излучения, и разработаны методы их подавления, что позволило получить рекордные для своего времени параметры излучения в лазерных системах на неодимовом стекле. В дальнейшем было предложено использование компрессии импульсов как радикального метода улучшения параметров мощных лазеров. Было показано, что лазерные системы с компрессией импульса позволяют значительно улучшить параметры твердотельных лазерных систем, устраняя ограничения, накладываемые нелинейными эффектами. Более того, такие системы были реализованы с рекордными для своего времени параметрами излучения.

В статье сознательно рассмотрение ограничено только “временной” составляющей и не затронута по существу проблема получения предельно малой угловой расходимости излучения таких лазеров, требуемой для достижения предельной яркости. Работы в этом направлении широко велись в ГОИ, в том числе и применительно к мощным лазерам, и требуют отдельного обозрения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев А.А., Мак А.А., Яшин В.Е. Генерация и применение сверхсильных лазерных полей // Квант. электрон. 1997. Т. 24. С. 99–114.
2. Tajima T., Mourou G. Zettawatt-exawatt lasers and their applications in ultrastrong-field physics // Phys. Rev. ST Accel. Beams. 2002. V. 5. № 3. P. 031301-1–031301-9.
3. Мак А.А., Сомс Л.Н., Фромзель В.А., Яшин В.Е. Лазеры на неодимовом стекле. М.: Наука, 1990. 288 с.
4. Шашкин В.В., Яшин В.Е. Оптимизация формы импульса в твердотельных лазерных усилителях с учетом ограничений, накладываемых нелинейными эффектами // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1991. Т. 55. С. 303–307.
5. Carr C.W., Trenholme J.B., Spaeth M.L. Effect of temporal pulse shape on optical damage // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. P. 041110-1–3

6. Stuart B., Feit M.D., Perry M.D., Rubenchik A.M., Shore B.W. Nanosecond-to-femtosecond laser-induced breakdown in dielectrics // Phys. Rev. B. 1996. V. 53. P. 1749–1761.
7. Баянов В.И., Мак А.А., Серебряков В.А., Яшин В.Е. Исследование самофокусировки в лазерных усилителях на неодимовом стекле и ее подавления с помощью пространственной фильтрации // Квант. электрон. 1979. Т. 6. С. 902–910.
8. Ешмеметьева Е.В., Королев В.И., Меснянкин Е.П., Серебряков В.А., Шашкин В.В., Яшин В.Е. О предельных энергетических параметрах излучения в лазерных системах на неодимовом стекле // Квант. электрон. 1992. Т. 19. С. 837–841.
9. Мак А.А., Любимов В.В., Серебряков В.А., Фромзель В.А., Яшин В.Е. Твердотельные лазеры с высокой яркостью излучения // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1982. Т. 46. С. 1858–1871.
10. Maine P., Strickland D., Bado P., Pessot M., Mourou G. Generation of ultrahigh peak power pulses by chirped pulse amplification // IEEE J. Quant. Electron. 1988. V. 24. P. 398–403.
11. Власов С.Н., Таланов В.И. Самофокусировка волн. Нижний Новгород: Институт прикладной физики РАН, 1997. 217 с.
12. Карпухин С.Н., Яшин В.Е. Эффективное отражение излучения с обращением волнового фронта при вынужденном комбинационном рассеянии в кристаллах // Письма в ЖТФ. 1983. Т. 9. С. 1115–1120.
13. Горбунов В.А., Иванов В.Б., Паперный С.Б., Старцев В.Р. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. С. 1580–1589.
14. Паперный С.Б., Старцев В.Р. // Опт. и спектр. 1984. Т. 56. С. 195–197.
15. Yashin V.E. High power laser for fusion with pulse compression // Proc. SPIE. 1992. V. 1839. P. 175–180.
16. Gorbunov V.A., Mak A.A., Papernyi S.B., Yashin V.E. Some problems of lasers with SBS pulse compression application for inertial confinement fusion // Proc. SPIE. 1997. V. 3047. P. 396–402.
17. Schiemann S., Ubachs W., Hogervorst W. Efficient temporal compression of coherent nanosecond pulses in a compact SBS generator-amplifier setup // IEEE J. of Quant. Electron. 1997. V. 33. P. 358–366.
18. Mak A.A., Papernyi S.B. // Technical digest of papers on CLEO'91. 1991. paper CWC6.
19. Лаврентьев К.К., Сабиров Р.Л., Чижов С.А., Яшин В.Е. Импульсно-периодическая твердотельная лазерная система с ВРМБ-компрессией импульса // Опт. и спектр. 2000. Т. 89. С. 164–169.
20. Бузялис Р.Р., Дементьев А.С., Косенко Е.К., Мураскас Э.К. ВРМБ-компрессия импульсов ИАГ:Nd-лазера с коротким резонатором и измерение времени безызлучательной релаксации его нижнего рабочего уровня // Квант. электрон. 1995. Т. 22. С. 567–570.

21. *Pivinskii E.G., Akulinichev V.V., Gorbunov V.A.* Nd:YAG laser pulse compression by three-stage stimulated Brillouin and Raman scatterings // Proc. SPIE. 1997. V. 2986. P. 231–238
22. *Иванов В.Б., Мак А.А., Панерный С.Б., Серебряков В.А.* // Квант. электрон. 1986. Т. 13. С. 857–860.
23. *Sartania S., Cheng Z., Lenzner M., Tempea G., Spielmann Ch., Krausz F., Ferencz K.* Generation of 0,1-TW 5-fs optical pulses at a 1-kHz repetition rate // Opt. Lett. 1997. V. 22. P. 1562–1565.
24. *Martinez O.E.* 3000 times grating compressor with positive group velocity dispersion: Application to fiber compensation in 1,3–1,6  $\mu\text{m}$  region // IEEE J. of Quant. Electron. 1987. V.23. P.59–64.
25. *Cheriaux G., Rousseau P., Salin F., et al.* Aberration-free stretcher design for ultrashort-pulse amplification // Opt. Lett. 1996. V. 21. P. 414–416.
26. *Treacy E.B.* Optical pulse compression with diffraction gratings // IEEE J. Quant. Electron. 1969. V. 5. P. 454–458.
27. *Spielmann C., Curley P.F., Brabec T., Krausz F.* Femtosecond solid-state lasers // IEEE J. Quant. Electron. 1992. V. 28. P. 2097–2122.
28. *Korf D., Kartner F.X., Weingarten K.J., Keller U.* All-in-one dispersion-compensating saturable absorber mirror for compact femtosecond laser sources // Opt. Lett. 1995. V. 21. P. 468–488.
29. *Van'kov A., Kozlov A., Chizhov S., Yashin V.* 1-TW Nd:glass laser system // Proc. SPIE. 1994. V. 2095. P. 87–90.
30. *Rouyer C., Mazataud E., Allais I., Pierre A., Seznec S., Sauteret C., Mourou G., Migus A.* Generation of 50-TW femtosecond pulses in a Ti:sapphire/Nd:glass chain // Opt. Lett. 1993. V. 18. P. 214–216.
31. *Rouyer C., Blanchot N., Allais I., Mazataud E., Miquel J. L., Nail M., Pierre A., Sauteret C., Migus A.* Production and characterization of intensities above  $2 \times 10^{19} \text{ W/cm}^2$ , obtained with 30-TW 300-fs pulses generated in a Ti:sapphire/Nd-doped mixed-glass chain // JOSA B. 1996. V. 1. P. 55–58.
32. *Gogoleva N.G., Gorbunov V.A.* Modeling of chirped-pulse-amplification laser // Proc. SPIE. 1996. V.2770. P.23–30.
33. *Barty C.P.J., Korn G., Raksi F., Rose-Petrucci C., Squier J., Tien A.C., Wilson K.R., Yakovlev V.V., Yamakawa K.* Regenerative pulse shaping and amplification of ultrabroadband optical pulses // Opt. Lett. 1996. V. 21. P. 219–221.
34. *Perry M.D., Pennington D., Stuart B.C., Tiethbohl G., Britten J.A., Brown C., Hermann S., Gollick B., Kartz M., Miller J., Powell H.T., Vergino M., Yanovsky V.* Petawatt Laser Pulses // Opt. Lett. 1999. V. 24. P. 160–162.
35. *Герке Р.Р., Корешев С.Н., Семенов Г.В., Смирнов В.В.* Голографмная оптика в “ГОИ им. С.И. Вавилова” // Оптический журнал. 1994. № 1. С. 26–39.
36. *Loewen E., Maystre D., Popov E., Tsonev L.* Diffraction efficiency of echelles working in extremely high orders // Appl. Opt. 1995. V. 34. P. 1700–1704.
37. *Boyd R.D., Britten J.A., Decker D.E., Shore B.W., Stuar B.C., Perry M.D.* High-efficiency metallic diffraction gratings for laser applications // Appl. Opt. 1995. V. 34. P. 1697–1706.
38. *Yashin V.E., Mak A.A., Bakh L., Yakovlev E., Gerke R., Usupov I.* Diffraction gratings for lasers with pulse compression: comparative research // Proc. SPIE. 1998. V. 3291. P. 199–201.
39. *Винокурова В.Д., Салль Е.Г., Чарухчев А.В., Яшин В.Д.* Численное и экспериментальное исследования дифракционных решеток для компрессии мощных лазерных импульсов // Оптический журнал. 2005. Т. 72. № 11. С. 27–31.
40. *Винокурова В.Д. Герке Р.Р. Дубровина Т.Г. Михайлов М.Д. Салль Е.Г. Чарухчев А.В., Яшин В.Е.* Металлизированные голограммические дифракционные решетки с повышенной лучевой стойкостью для систем компрессии лазерных импульсов // Квант. электрон. 2005. Т. 35. С. 569–572.
41. *Perry M.D., Boyd R.D., Britten J.A., Decker D., Shore B.W., Shannon C., Shults E.* High-efficiency multilayer dielectric diffraction gratings // Opt. Lett. 1995. V. 20. P. 940–942.
42. *Свахин А.С., Сычугов В.А., Тихомиров А.Е.* Стойкие к оптическому излучению дифракционные решетки для использования в лазерных резонаторах // Квант. электрон. 1994. Т. 21. С. 250–252.
43. *Nisoli M., De Silvestri S., Svelto O., Szipocs R., Ferencz K., Spielmann Ch., Sartania S., Krausz F.* Compression of high-energy laser pulses below 5 fs // Opt. Lett. 1997. V. 22. P. 522–525.
44. *Мак А.А., Яшин В.Е.* О возможности сжатия лазерных импульсов большой энергии в компрессоре на основе квазипериодической системы нелинейных элементов и диспергирующей среды // Опт. и спектр. 1991. Т. 70. С. 3–5.
45. *Yashin V.E., Vankov A.B., Kozlov A.A., Chizhov S.A., Andreev A.A., Sutyagin A.N.* Compression of high-energy laser pulses after self-phase modulation in a bulk nonlinear medium // Proc. SPIE. 1997. V. 3047. P. 1027–1032.
46. *Алексеев В.Н., Бордачев Е.Г., Бородин В.Г. и др.* Шестиканальная лазерная установка “Прогресс” на фосфатном неодимовом стекле // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1984. Т. 48. С. 1477–1484.
47. *Мустаев К.Ш., Серебряков В.А., Яшин В.Е.* Поглощение мелкомасштабной самофокусировки в усилителях на неодимовом стекле с помощью оптических ретрансляторов // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. С. 856–859.

48. Власов С.Н., Крыжановский В.И., Яшин В.Е. Использование световых пучков с круговой поляризацией для подавления самофокусировочной неустойчивости в нелинейной кубичной среде с ретрансляторами // Квант. электрон. 1982. Т. 9. С. 14–20.
49. Крыжановский В.И., Седов Б.М., Серебряков В.А., Цветков А.Д., Яшин В.Е. Формирование пространственной структуры излучения в твердотельных лазерных системах аподизирующими и “жесткими” апертурами // Квант. электрон. 1983. Т. 10. С. 354–359.
50. Баянов В.И., Бордачев Е.Г., Волынкин В.М., Крыжановский В.И., Мак А.А., Моторин И.В., Никонова М.В., Серебряков В.А., Стариков А.Д., Чарухчев А.В., Щавелев О.С., Яшин В.Е. Стержневые усилители большой апертуры на фосфатном неодимовом стекле для лазеров с высокой яркостью излучения // Квант. электрон. 1986. Т. 13. В. 9. С. 1891–1896.
51. Любимов В.В., Мак А.А., Яшин В.Е. Некоторые проблемы использования обращения волнового фронта в лазерных системах // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1987. Т. 51. С. 330–339.
52. Мак А.А., Малинин Б.Г., Яшин В.Е. Некоторые проблемы применения обращения волнового фронта в твердотельных лазерных системах // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1990. Т. 54. С. 1026–1035.
53. Ваньков А.Б., Козлов А.А., Чижов С.А., Яшин В.Е. Повышение контраста ультракоротких лазерных импульсов с помощью электрооптического дефлектора // Квант. электрон. 1995. Т. 22. С. 583–585.
54. Мак А.А., Яшин В.Е. Оптика мощных твердотельных лазеров: проблемы реализации предельных возможностей // Оптический журнал. 1998. Т. 65. № 12. С. 39–51.
55. Андреев А.А., Чарухчев А.В., Яшин В.Е. Генерация и применения мультитераваттных лазерных импульсов // Труды ГОИ. 2000. Т. 84. В. 218. С. 21–39.
56. Бородин В.Г., Комаров В.М., Малинов В.А., Мигель В.М., Никитин Н.В., Попов В.С., Потапов С.Л., Чарухчев А.В., Чернов В.Н. Лазерная установка “Прогресс-П” с усиливанием чирпированного импульса в неодимовом стекле // Квант. электрон. 1999. Т. 29. Р. 101–105.
57. Бабин А.А., Киселев А.М., Сергеев А.М., Степанов А.Н. Тераваттный фемтосекундный титан-сапфировый лазерный комплекс // Квант. электрон. 2001. Т. 31. С. 623–626.
58. Lozhkarev V.V., Friedman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Malshakov A.N., Martyanov M.A., Pala-  
shov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V., Garanin S.G., Sukharev S.A., Rukavishnikov N.N., Charukhchev A.V., Gerke R.R., Yashin V.E. 200 TW 45 fs laser based on optical parametric chirped pulse amplification // Opt. Exp. 2006. V. 14. P. 446–454.
59. Bahk S.-W., Rousseau P., Planchon T., Chvykov V., Kalintchenko G., Maksimchuk A., Mourou G., Yanovsky V. The generation and characterization of the highest laser intensity ( $10^{22}$  W/cm<sup>2</sup>) // Opt. Lett. 2004. V. 29. P. 2837–2839.
60. Aoyama M., Yamakawa K., Akahane Y., Ma J., Inoue N., Ueda H., Kiriyama H. 0.85-PW, 33-fs Ti:sapphire laser // Opt. Lett. 2003. V. 28. P. 1594–1596.
61. Ple F., Pittman M., Jamelot G., Chambaret J.-P. Design and demonstration of a high-energy booster amplifier for a high-repetition rate petawatt class laser system // Opt. Lett. 2007. V. 32. P. 238–240.
62. Blanchot N., Bignon, E., Coic H., et al. Multi-Petawatt High Energy Laser Project on the LIL Facility in Aquitaine // Proc. SPIE. 2005. V. 5975. P. 30–35.
63. Kitagawa Y., Fujita H., Kodama R. et al. Prepulse-free petawatt laser for a fast ignitor // IEEE J. Quantum Electron. 2004. V. 40. P. 281–293.
64. Blanchot N., Marre G., Néauport J., Sibé E., Rouyer C., Montant S., Coté A., Le Blanc C., Sauteret C. Synthetic aperture compression scheme for Multi-Petawatt High Energy laser // Appl. Opt. 2006. V.45. P. 6013–6021.
65. Maywar D.N., Kelly J.H., Waxer L.J. et.al. OMEGA EP high-energy petawatt laser: Progress and prospects. // J. of Physics: Conference Series 2008. V. 112. P. 032007.
66. Потемкин А.К., Катин Е.В., Кирсанов А.В., Лучинин Г.А., Мальшаков А.Н., Мартыянов М.А., Матвеев А.З., Палашов О.В., Хазанов Е.А., Шайкин А.А. Компактный лазер на фосфатном стекле с неодимом с энергией 100 Дж и мощностью 100 ГВт для накачки параметрического усилителя чирпированных импульсов // Квант. электрон. 2005. V. 35. Р. 302–310.
67. HIPER: Technical Background and Conceptual Design Report 2007. <http://www.hiper-laser.org/>
68. Krupke W. Ytterbium Solid-state Lasers—the First Decade // IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron. 2000. V. 6. P. 1287–1296.
69. Jovanic C., Brown G., Stuart B.C., Molander W.A., Nielsen N.D., Wattellier B.F., Britten J.A., Pennington D.M., Barty C.P. Precision damage tests of multilayer dielectric grating for high energy PW lasers // Proc. SPIE. 2004. V. 5647, 34–39.