

# ПЕТАВАТТНЫЙ ЛАЗЕРНЫЙ КОМПЛЕКС И ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ОБЛУЧЕНИЮ МИШЕНЕЙ ПРИ ИНТЕНСИВНОСТИ $\sim 10^{20}$ Вт/см<sup>2</sup>

С. Г. Гаранин, Н. Н. Рукавишников

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ» ИЛФИ, г. Саров Нижегородской обл.

Рассмотрены основные принципы построения сверхмощных ( $\sim 10^{15}$  Вт) лазерных систем с ультракороткой (десятки и сотни фемтосекунд) длительностью импульса излучения. Представлено описание и принцип работы созданной в РФЯЦ-ВНИИЭФ лазерной системы петаваттного уровня мощности ( $E \approx 50\text{--}70$  Дж;  $\tau \approx 45\text{--}70$  фс) на основе параметрического усиления широкополосного чирпированного лазерного импульса. Приведены результаты экспериментов по облучению мишеней при интенсивности лазерного пучка  $\sim 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup> (генерация протонов и жесткого рентгеновского излучения).

В последние годы наблюдается стремительный прогресс в разработке и создании твердотельных лазерных систем с импульсами пико- и фемтосекундной длительности. В ведущих лазерных лабораториях мира созданы установки субпетаваттного и петаваттного уровней мощности с длительностью лазерного импульса  $\approx (30\text{--}500)$  фс. Появление нового инструмента привело к развитию целого ряда направлений исследований: генерация быстрых электронов и ионов, включая генерацию протонных пучков; генерация жесткого рентгеновского излучения; инициирование ядерных реакций и др. Различные научные группы проводят теоретический анализ и экспериментальные исследования по определению возможности «быстрого зажигания» (fast ignition) термоядерной мишени на основе одновременного воздействия лазерного излучения наносекундной и пикосекундной длительностей (см., например, обзоры [1–5]).

Принцип построения сверхмощных лазерных систем заключается в генерации ультракороткого ( $\approx 50\text{--}200$  фс) светового импульса в задающем генераторе, временном растяжении до единиц наносекунд и упорядочении его спектра (чирпировании) в стретчере, усилении и компрессии [3] – рис. 1. Прямое усиление ультракороткого лазерного импульса невозможно. Во-первых, вследствие дисперсии групповых скоростей происходит быстрое расплывание формы и увеличение длительности сверхкороткого импульса. Во-вторых, усиление до сколь-нибудь значительной плотности энергии приведет к высокой интенсивности пучка и оптическому пробое активной среды. Поэтому необходим какой-то другой способ. Поступают следующим образом. Применяя дисперсионный элемент, и используя тот факт, что сверхкороткий лазерный импульс обладает широким спектром, конструируют оптическую систему, проходя через которую, спектральные компоненты импульса как бы «выстраиваются» во времени (при этом импульс удлиняется во времени до единиц наносекунд). Такое оптическое устройство называется стретчером, а сконструированный таким образом лазерный импульс – чирпированным. Схема стретчера, из которой понятно, как это происходит, приведена на рис. 2.

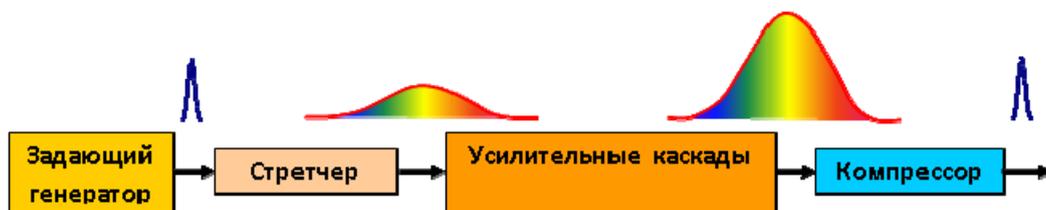


Рис. 1. Принципиальная схема лазерной установки на основе прямого усиления чирпированного импульса в оптических квантовых усилителях

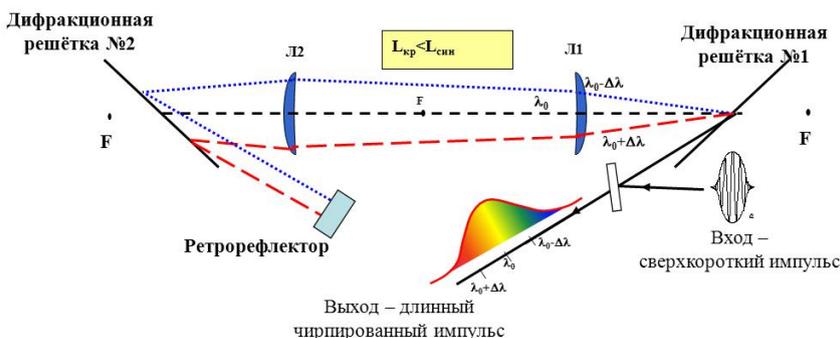


Рис. 2. Принципиальная оптическая схема линзового стретчера (система с положительной дисперсией)

Длинный, chirпированный импульс усиливается в оптических квантовых усилителях, а затем сжимается во времени в дисперсионном устройстве, имеющем знак дисперсии, противоположный знаку дисперсии стретчера – компрессор (рис. 3).

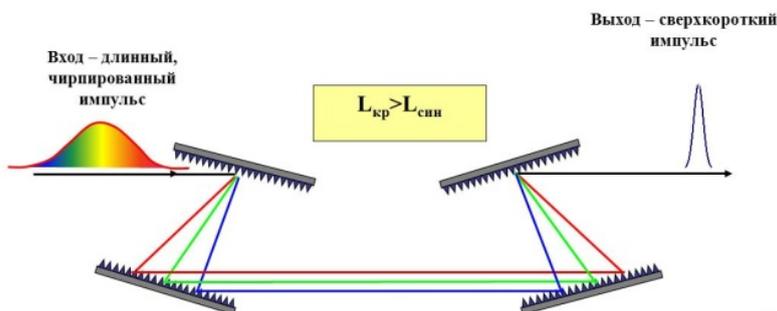


Рис. 3. Принципиальная оптическая схема компрессора chirпированных лазерных импульсов (система с отрицательной дисперсией)

Ключевыми элементами стретчера и компрессора являются дифракционные решетки. Размер и лучевая прочность решеток компрессора определяют выходную энергию всей системы. Применяются дифракционные решетки с золотым покрытием, лучевая прочность которых составляет  $\epsilon_{\text{разр}} \approx 0,4 \text{ Дж/см}^2$ . Разрабатываются более стойкие решетки с диэлектрическим покрытием, лучевая прочность которых достигает  $\epsilon_{\text{разр}} \approx (1-3) \text{ Дж/см}^2$ . Размер решетки может составлять  $\approx (0,4 \times 1) \text{ м}$  при очень высоком оптическом качестве.

Первая лазерная система петаваттного уровня мощности была сконструирована по описанной выше схеме в Ливерморской национальной лаборатории, США, в конце XX века. С того времени в ряде других ведущих лазерных лабораторий мира были созданы петаваттные лазерные системы, но их мощность также составляла  $\approx 1 \text{ ПВт}$ . Помимо размера и лучевой прочности решеток компрессора, серьезным ограничивающим фактором является сужение спектральной ширины усиливаемого chirп-импульса  $\Delta\lambda_{\text{имп}}$ . Дело в том, что для ряда активных сред ширина линии люминесценции  $\Delta\lambda_{\text{люом}}$  сравнима с шириной спектра chirп импульса. Так, для неодимового стекла при исходной длительности ультракороткого импульса  $\tau_{\text{имп}} \approx 100 \text{ фс}$  ширина его спектра составляет  $\Delta\lambda_{\text{имп}} \approx 16 \text{ нм}$ . Ширина линии люминесценции  $\Delta\lambda_{\text{люом}} \approx (20-30) \text{ нм}$ . При усилении происходит как бы «обрезание» спектра, и при компрессии не удастся получить длительность импульса, близкую к исходной (работает фундаментальное соотношение  $\tau\Delta\nu = \text{const} \leq 1$ ). Так, в первой петаваттной системе, в которой силовые усилители были на неодимовом фосфатном стекле, ширина спектра после усиления составила  $\Delta\lambda_{\text{имп}} \approx 4 \text{ нм}$ , а длительность скомпрессированного импульса  $\tau_{\text{имп}} \approx 440 \text{ фс}$ . Потеря в длительности, а, следовательно, и мощности почти в 5 раз!

Поэтому ведется поиск гораздо более широкополосных активных сред (таблица).

*Некоторые свойства активных сред, применяемых для усиления чирп-импульсов*

Материал	$\lambda_{\text{нак}}$ , нм	$\lambda_{\text{усил}}$ , нм	$\Delta\lambda_{\text{усил}}$ , нм	$\tau_{\text{жизни}}$ , мкс
Ti:sapphier	450–600	780	400	3,5
Cr:forsterit	850–1150	1240	250	15
Nd:стекло	800	1054	20–30	350
Yb:стекло	980	1040	180	1000–2000

В настоящее время все более широко применяются кристаллы Ti:sapphire, размеры которых достигают  $\approx 15 \times 15$  см. С их применением недавно получена мощность лазерного излучения  $\approx (1-2)$  ПВт при длительности лазерного импульса в десятки фемтосекунд. Важно, что эта активная среда допускает работу в частотном режиме (0,1 0 1) Гц. Отметим, что активные элементы из кристаллов Ti:sapphire являются довольно дорогостоящими и малодоступными.

Имеется одна серьезная проблема, общая для схем прямого усиления чирпированных импульсов. Это проблема получения высокого контраста сверхкороткого импульса на мишени. Дело в том, что при фокусировке на мишень достигается очень высокая пиковая интенсивность  $I \sim (10^{20} - 10^{21})$  Вт/см<sup>2</sup>. А мишень начинает изменять свои свойства (разрушаться) уже при интенсивностях  $\sim 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup>. Таким образом, необходим очень высокий,  $\geq 10^9$ , контраст лазерного импульса. Основным источником шума на мишени является усиленное спонтанное излучение оптических квантовых усилителей. Особенно значителен спонтанный шум в активных элементах из Ti:sapphire, для которых время жизни верхнего лазерного уровня относительно мало (3,5 мкс). Уменьшение этого шума на мишени является довольно сложной задачей.

Существует способ усиления широкополосного чирпированного лазерного импульса, который избавлен от ряда недостатков, присущих схемам прямого усиления. Это схема усиления чирпированных лазерных импульсов в оптических параметрических усилителях [6–9]. При параметрическом усилении света входной сигнал на частоте  $\nu_{\text{сиг}}$  подается на нелинейный кристалл вместе с интенсивной волной накачки  $\nu_{\text{нак}}$ , причем  $\nu_{\text{нак}} > \nu_{\text{сиг}}$ . Усиление волны с частотой  $\nu_{\text{сиг}}$  происходит за счет ее нелинейного взаимодействия с волной накачки (энергия волны накачки перекачивается в энергию сигнальной волны). Эта перекачка, естественно, происходит с соблюдением законов сохранения энергии и импульса фотонов (трехволновое взаимодействие, генерируется холостая волна):

$$(h\nu)_{\text{нак}} = (h\nu)_{\text{сигн}} + (h\nu)_{\text{хол}}, \quad \vec{hK}_{\text{нак}} = \vec{hK}_{\text{сигн}} + \vec{hK}_{\text{хол}}.$$

Для параметрического усиления необходима нелинейная среда, поэтому в качестве среды для параметрического усилителя используется нелинейный анизотропный кристалл.

Схема взаимодействия волн в кристалле приведена на рис. 4. Блок-схема лазерной системы на основе параметрического усиления чирпированного лазерного импульса приведена на рис. 5.

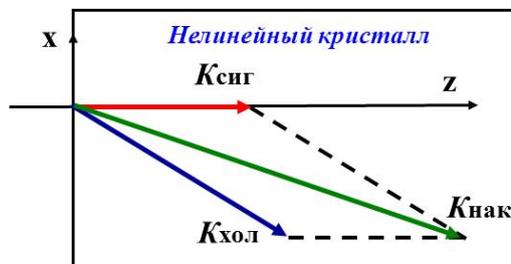


Рис. 4. Схема взаимодействия волн в нелинейном кристалле при параметрическом усилении

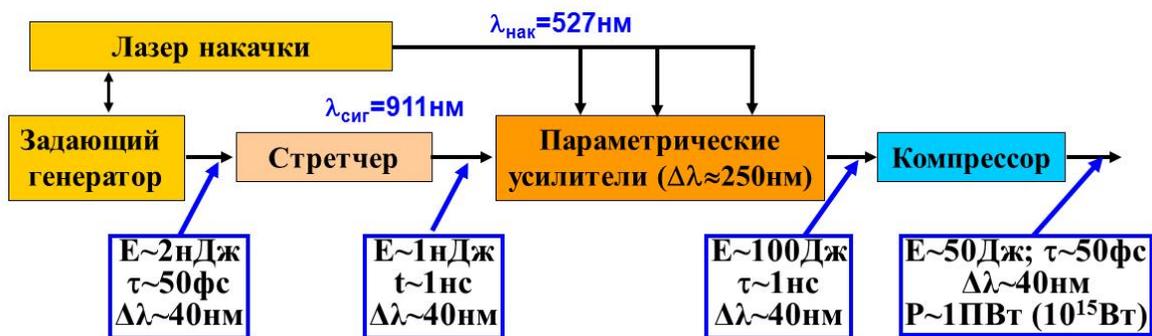


Рис. 5. Блок-схема, иллюстрирующая принцип построения лазерных систем петаваттного уровня мощности на основе параметрического усиления

В этой схеме наряду с традиционными для генерации сверхсильных полей принципами временного растяжения и компрессии усиленных импульсов используется принцип многокаскадного параметрического усиления в нелинейных кристаллах DKDP. Выбор этих кристаллов обусловлен тем обстоятельством, что при выполнении условий сверхширокополосного синхронизма максимальная ширина полосы усиления сигнала в кристалле DKDP при интенсивности излучения накачки  $I_{\text{нак}} \sim (1-4) \text{ ГВт/см}^2$  составляет величину  $(2300-2500) \text{ см}^{-1}$  ( $\lambda_0 \approx 910 \text{ нм}$ ,  $\Delta\lambda \approx 200 \text{ нм}$ ), что позволяет усиливать импульсы длительностью  $\approx 15 \text{ фс}$  [8, 9]. При этом накачка параметрических усилителей может производиться излучением лазера на неодимовом стекле, преобразованным во вторую гармонику ( $\lambda_{1\omega} = 1054 \text{ нм}$ ,  $\lambda_{\text{нак}} = \lambda_{2\omega} = 527 \text{ нм}$ ), то есть данная схема усиления чирпированного импульса может быть встроена в действующую в РФЯЦ-ВНИИЭФ лазерную установку на неодимовом фосфатном стекле «Луч» [10]. Канал этой установки используется для накачки выходного параметрического усилителя, обеспечивающего энергию чирпированного импульса на входе в компрессор  $E_{\text{чирп}} \approx 110 \text{ Дж}$  на длине волны 910 нм. Кроме того, преимуществами схемы параметрического усиления, по сравнению с традиционной, являются меньшие размеры дифракционных решеток компрессора, а также возможность получения высокого ( $\geq 10^9$ ) контраста петаваттных импульсов.

Такая лазерная установка петаваттного уровня мощности была создана в РФЯЦ-ВНИИЭФ совместно с ИПФ РАН [11–16].

Структурная схема лазерной части установки [11] приведена на рис. 6. Лазерная часть установки состоит из следующих основных систем:

- Стартовой системы, в которой происходит генерация ультракороткого ( $\tau \sim 50 \text{ фс}$ ) лазерного импульса, растяжение его в стретчере до длительности  $\tau \approx 1 \text{ нс}$  и усиление в предварительных каскадах параметрического усиления ПАУ-1 и ПАУ-2 [12, 17]. Импульс излучения с выхода стартовой системы с энергией  $E_{\text{вых},1} \approx (50-100) \text{ мДж}$  и частотой следования 2 Гц может быть скомпрессирован до мощности  $P_{\text{вых},1} \approx 0,5 \text{ ТВт}$ . В штатном режиме работы он подается на вход следующей, 100-тераваттной системы.

- 100-тераваттной системы, обеспечивающей параметрическое усиление импульса с выхода стартовой системы до энергии  $E_{\text{вых},2} \approx (10-15) \text{ Дж}$ , что после компрессии дает выходную мощность лазерного пучка  $P_{\text{вых},2} \approx (100-200) \text{ ТВт}$  [12, 13].

- Петаваттной системы, обеспечивающей параметрическое усиление чирпированного импульса с выхода предыдущей системы до энергии  $E_{\text{вых},3} \approx 100 \text{ Дж}$ , что после компрессии дает выходную мощность лазерного пучка  $P_{\text{вых},3} \approx 1 \text{ ПВт}$  ( $E_{\text{вых}} \approx 50-70 \text{ Дж}$ ;  $\tau_{\text{имп}} \approx 50-70 \text{ фс}$ ) [14–16].

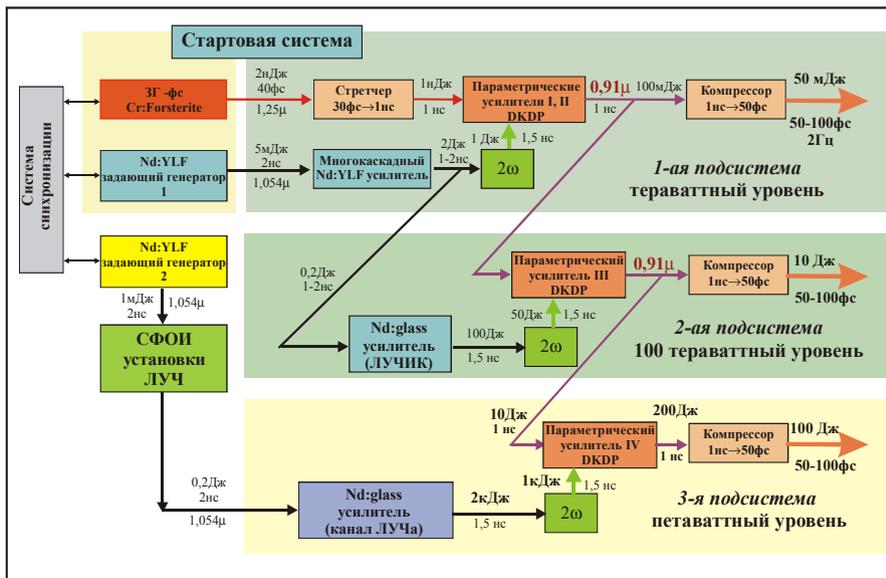


Рис. 6. Структурная схема лазерной части установки [11]

На рис. 7,а показано фото выходного параметрического усилителя ПАУ-4 и преобразователя лазерного излучения канала установки «Луч» во вторую гармонику. На рис. 7,б приведена осциллограмма импульса накачки с выхода ПАУ-4, на которой хорошо видно «выедание» накачки при параметрическом усилении чирпированного лазерного импульса. При энергии импульса накачки  $E_{\text{нак}} \approx 1$  кДж, длительности  $\tau_{\text{нак}} \approx 2,5$  нс и интенсивности  $I_{\text{нак}} \approx 1$  ГВт/см<sup>2</sup> на выходе параметрического усилителя ПАУ-4 была получена энергия  $E_{\text{чирп}} \approx 110$  Дж (рис. 8). Полный коэффициент параметрического усиления во всей системе составляет  $\sim 10^{11}$ .

Компрессор петаваттных лазерных импульсов сконструирован по однопроходной схеме на основе четырех дифракционных решеток с золотым покрытием [18], каждая размером 240×380 мм с плотностью штрихов 1200 мм<sup>-1</sup>. Оптическая схема компрессора и его фото показаны на рис. 9.

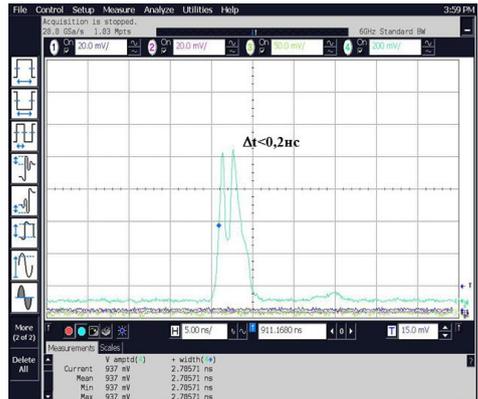


Рис. 7. Фото выходного параметрического усилителя ПАУ-4 (РА-4) и преобразователя лазерного излучения канала установки «Луч» во вторую гармонику (а); осциллограмма импульса накачки с выхода ПАУ-4 (б)

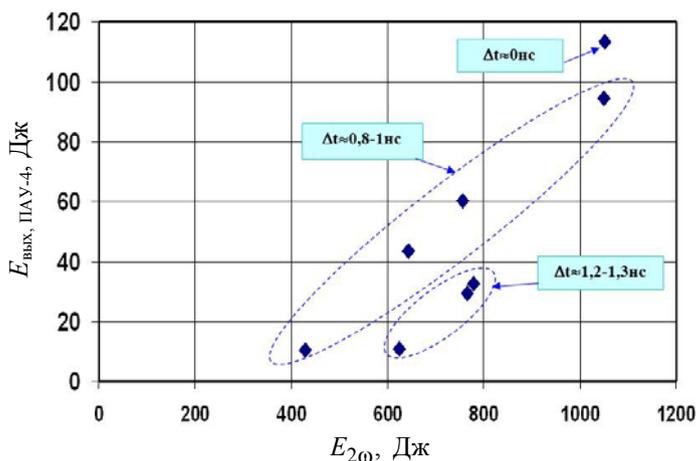


Рис. 8. Экспериментальная зависимость энергии параметрически усиленного chirпированного импульса на выходе ПАУ-4 от энергии накачки.  $\Delta t$  – разновременность импульсов накачки и сигнала на входе ПАУ-4

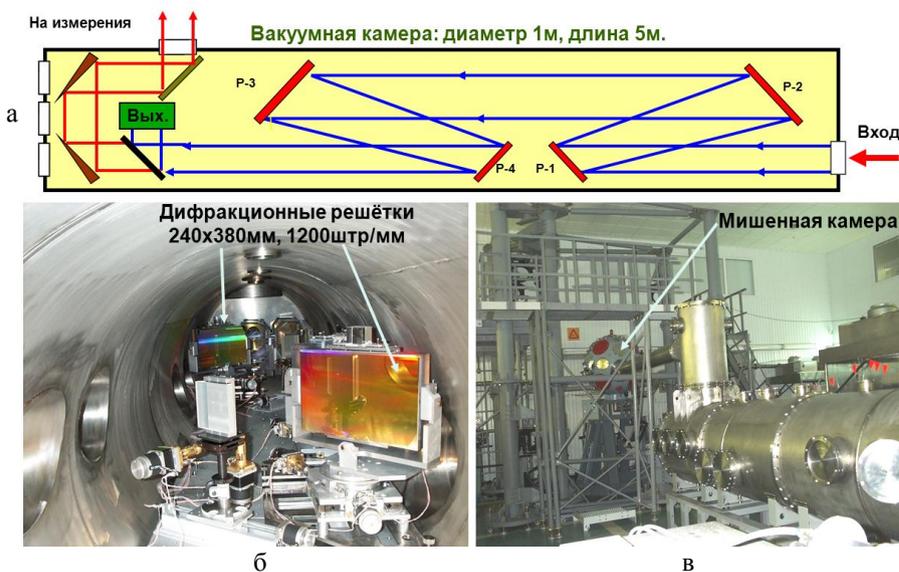


Рис. 9. Оптическая схема компрессора (а), его внутренний (б) и внешний (в) вид

На рис. 10 показана экспериментальная зависимость мощности скомпрессированного излучения в зависимости от энергии накачки выходного параметрического усилителя ПАУ-4. Входная энергия составляла  $E_{\text{вх}} \approx (2-3)$  Дж. Длительность скомпрессированного импульса составляла примерно  $\tau_{\text{имп}} \approx (45-70)$  фс. Мощность лазерного излучения после компрессии  $P_{\text{имп}}$  определялась энергией накачки ПАУ-4. При энергии накачки  $E_{\text{нак}}$  в диапазоне примерно от 350 Дж до 850 Дж  $P_{\text{имп}}$  изменялась примерно от 100 до 550 ТВт. Петаваттный уровень мощности был достигнут при энергии накачки  $E_{\text{нак}} \approx (1050-1150)$  Дж [14, 19].

Схема заведения скомпрессированного лазерного пучка в мишеньную камеру и расположение мишени и аппаратуры диагностики заряженных частиц и рентгеновского излучения приведены на рис. 11.

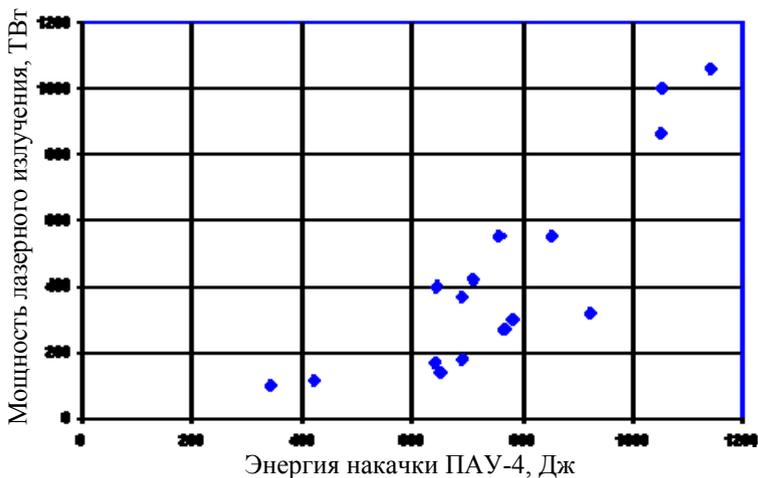


Рис. 10. Мощность сжатого импульса в зависимости от энергии накачки

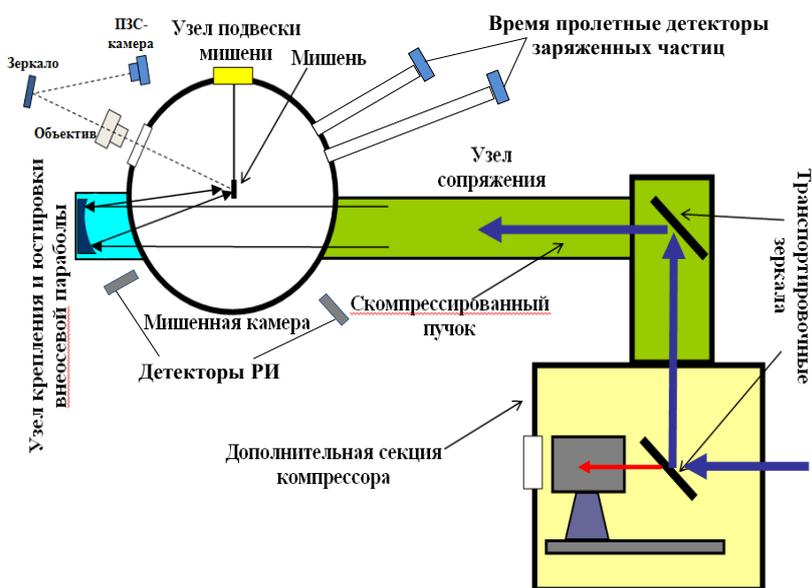


Рис. 11. Схема заведения сжатого лазерного пучка в мишенную камеру, расположение мишени и аппаратуры диагностики заряженных частиц и рентгеновского излучения

Фокусировка сжатого лазерного пучка на мишень осуществляется внеосевым параболическим зеркалом  $\varnothing 32$  см с фокусным расстоянием 80 см с собственным кружком рассеяния  $\approx 9$  мкм ( $\lambda = 0,9$  мкм;  $\varnothing_{\text{пучка}} = 18$  см) – рис. 12,а. Диаметр пучка при фокусировке составляет  $D_{\text{фок}} \approx 22$  мкм (рис. 12,б).

На петаваттном лазерном комплексе установки «Луч» были проведены эксперименты по облучению плоских тонких (1 мкм) мишеней (Au, Ti). Опыты проводились с включением параметрических усилителей ПАУ-1, ПАУ-2 и ПАУ-3. Энергия лазерного излучения на мишени составляла  $E_{\text{миш}} \approx (2-5)$  Дж, длительность светового импульса  $\tau_{\text{имп}} \approx 50$  фс, интенсивность лазерного пучка на мишени  $I_{\text{миш}} \sim (10^{19} - 2 \cdot 10^{20})$  Вт/см<sup>2</sup>. Целью экспериментов являлась диагностика параметров лазерной плазмы (генерация протонов и жесткого рентгеновского излучений).

Для регистрации изображений плазмы в собственном рентгеновском излучении (РИ) в диапазоне энергий квантов (1–3) кэВ и определения по ним реальной формы и размеров пятна фокусировки на мишени использовалась камера-обскура. Диафрагма камеры-обскуры была изготовлена

из Та-фольги толщиной 25 мкм, диаметры отверстий 10, 20 и 30 мкм. Камера-обскура устанавливалась с фронтальной стороны мишени вне падающего на мишень пучка сфокусированного лазерного излучения. Типичная обскурограмма, зарегистрированная в одном из опытов по облучению мишеней, показана на рис. 13. Размер плазменного образования составляет  $\approx 20$  мкм, что согласуется с оптическими измерениями.

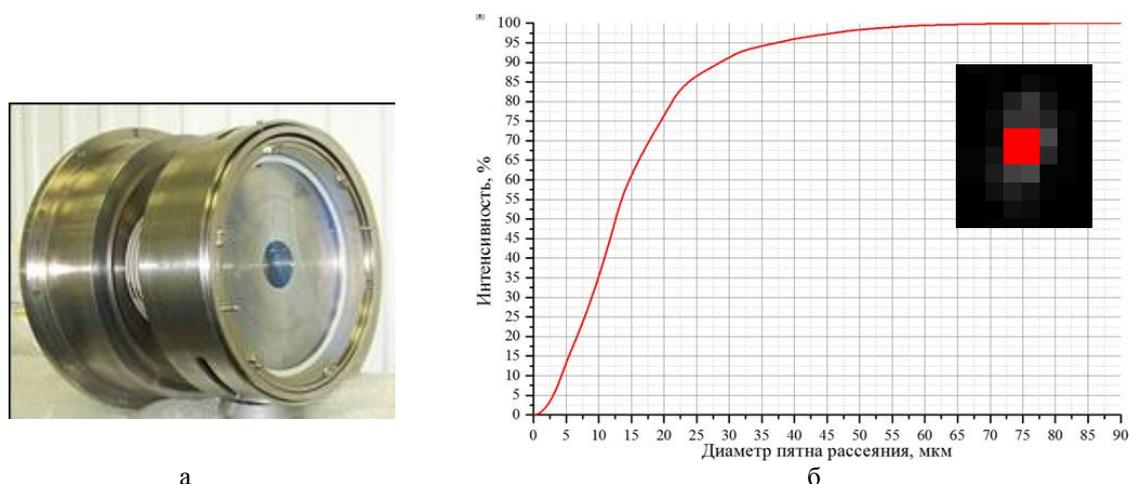


Рис. 12. Фото внеосевой параболы (а) и концентрация энергии в ее фокусе (б).  
Размер пикселя на изображении пятна фокусировки на врезке  $4,4 \times 4,4$  мкм

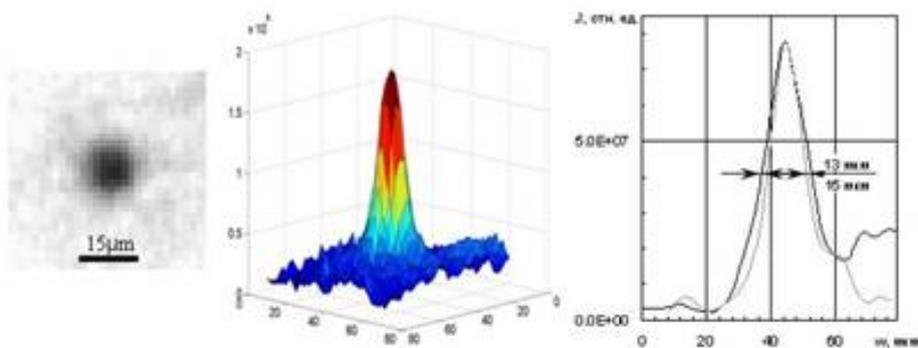


Рис. 13. Типичное изображение лазерной плазмы в собственном рентгеновском излучении

Для диагностики потоков РИ в экспериментах использовались сцинтилляционные детекторы [20], расположенные с тыльной стороны мишени на оси лазерного излучения на расстоянии  $\approx 1200$  мм от мишени. В качестве спектрального фильтра для РИ, отсекающего низкоэнергетичные фотоны, использовались свинцовые фильтры. Детекторы регистрировали гамма-кванты от 1 МэВ и выше. Типичная осциллограмма импульса жесткого РИ приведена на рис. 14.

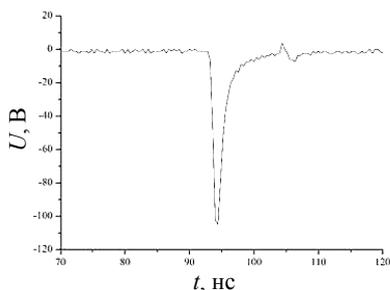


Рис. 14. Осциллограмма импульса жесткого РИ

Для измерения кинетической энергии частиц часто применяется времяпролетный метод [21]. В экспериментах генерация частиц сопровождается рентгеновским излучением. Поэтому измерять энергетический спектр ионов времяпролетным методом можно, используя один детектор с подходящим временным разрешением. Детектор, находящийся на удаленном расстоянии от источника излучения, сначала регистрирует рентгеновское излучение, и, только потом частицы с уменьшающейся энергией.

В наших экспериментах измерение энергетического спектра протонов, генерируемых в мишенях, облучаемых сфокусированным лазерным излучением фемтосекундного лазерного канала установки «Луч», проводилось многоканальным времяпролетным спектрометром на базе кремниевго полупроводникового фотодиода. Данная методика была разработана в ИЛФИ [22].

При облучении тонких ( $\sim$  мкм) мишеней высокоинтенсивным лазерным импульсом реализуется интересный механизм генерации высокоэнергетичных заряженных частиц – так называемый режим TNSA (Target Normal Sheath Acceleration) [23]. В этом способе используется принцип разделения зарядов (рис. 15). Если тонкую мишень облучить интенсивным короткоимпульсным лазерным пучком, то быстрые электроны проникают на ее тыльную сторону, и возникает сильное электрическое поле разделения зарядов. Величина этого поля ( $\sim 10^{12}$  В/м) такова, что оставшиеся в мишени ионы вырываются наружу и ускоряются до энергий в десятки МэВ.

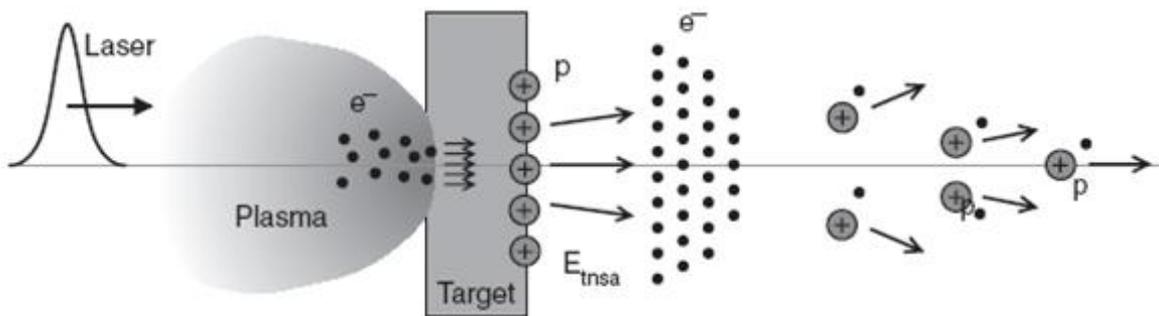
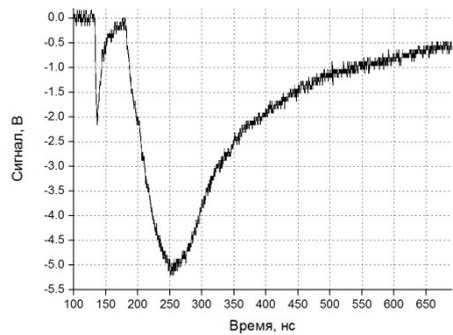


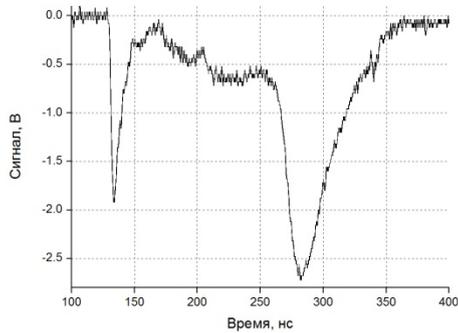
Рис. 15. Схема эксперимента по ускорению ионов

Типичные спектры протонов, зарегистрированные с помощью времяпролетной методики, показаны на рис. 16. Максимальная энергия протонов в диапазоне  $\approx (6-10)$  МэВ была получена при облучении мишеней из титана толщиной 1 мкм при интенсивности лазерного пучка на мишени  $I_{\text{миш}} \sim 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>.

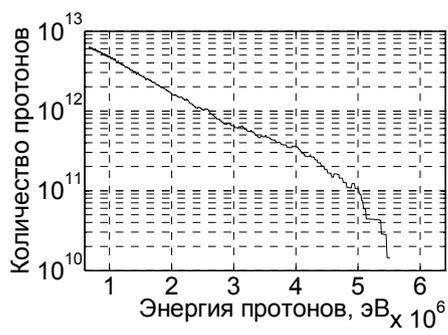
Таким образом, в лекции рассмотрены основные принципы построения сверхмощных ( $\sim 10^{15}$  Вт) лазерных систем с ультракороткой (десятки и сотни фемтосекунд) длительностью импульса излучения. Приведено описание созданной в РФЯЦ-ВНИИЭФ лазерной установки петаваттного уровня мощности на основе параметрического усиления широкополосного chirпированного лазерного импульса в нелинейных кристаллах DKDP, накачиваемых импульсами второй гармоники лазера на неодимовом стекле. Приведены результаты облучательных экспериментов при интенсивности лазерного пучка на мишени  $\sim 10^{20}$  Вт/см<sup>2</sup>, в которых лазерная плазма являлась источником жесткого ( $h\nu \geq 1$  МэВ) рентгеновского излучения и высокоэнергетичных ( $\approx 10$  МэВ) протонов.



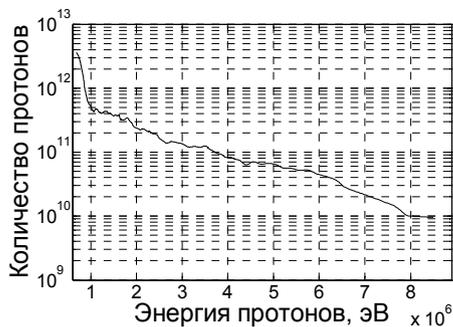
а



в



б



г

Рис. 16. Типичные осциллограммы времяпролетной методики (а, в) и соответствующие восстановленные спектры протонов (б, г)

### Список литературы

1. Летохов В. С. Фемтосекундные лазерные импульсы: перспективы и применения. Вестник Российской Академии наук. 2002. Т. 72, № 9. С. 779–785.
2. Багаев С. Н. Фемтосекундная лазерная физика. Успехи современной радиоэлектроники, 2004, № 5–6. С. 70–85.
3. Крюков П. Г. Фемтосекундные импульсы. – М.: Физматлит, 2008.
4. Thomas Brabec (Editor). Strong Field Laser Physics. Springer Series in optical sciences. 2008. Vol. 134.
5. Коржиманов А. В., Гносков А. А., Хазанов Е. А., Сергеев А. М. Горизонты петаваттных лазерных комплексов. УФН. 2011. Т. 181, № 1. С. 9–32.
6. Пискараскас А., Стабинис А., Янкаускас А. Фазовые явления в параметрических усилителях и генераторах сверхкоротких импульсов света. УФН. 1986. Т. 150. Вып. 1. С. 127–143.
7. Ross I. N., Matousek P., Towrie M., Langley A. J., Collier J. L. The prospect for ultrashort pulse duration and ultrahigh intensity using optical parametric chirped pulse amplifiers. Optics Communications, 144 (1997) 125–133.
8. Андреев Н. Ф., Беспалов В. И., Бредихин В. И. и др. Новая схема петаваттного лазера на основе невырожденного параметрического усиления чирпированных импульсов в кристаллах DKDP. Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 79. Вып. 4. С. 178–182.
9. Bepalov V. I., Bredikhin V. I., Freidman G. I. et al. «Multi-cascade non-degenerated optical parametric chirped-pulse amplifier based on KD\*P crystals» in Conference on Lasers and Electro-Optics, CLEO-2004, May 16–21, San Francisco, California, CFB4 (2004).
10. Гаранин С. Г., Зарецкий А. И., Ильяев Р. И., Кириллов Г. А., Кочемасов Г. Г., Курунов Р. Ф., Муругов В. М., Сухарев С. А. Канал мощной установки «ЛУЧ» для ЛТС с энергией импульса 3,3 кДж и длительностью 4 нс. Квантовая электроника. 2005. Т. 35, № 4. С. 299–301.
11. Гаранин С. Г., Гинзбург В. Н., Катин Е. В. и др. Получение мощных сверхкоротких световых импульсов на основе широкополосного параметрического усиления чирпированных импульсов

в кристаллах DKDP. Экспериментальные результаты и перспективы. Труды ВНИИЭФ, Саров. 2005. Вып. 9. С. 210–223.

12. Ложкарев В. В., Гаранин С. Г., Герке Р. Р. и др. 100-тераваттный фемтосекундный лазер на основе параметрического усиления. Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 82. Вып. 4. С. 196–199.

13. Lozhkarev V. V., Freidman G. I., Ginzburg V. N. et al. 200TW 45fs laser based on optical parametric chirped pulse amplification. Optics Express. 2006. Vol. 14, N 1. P. 446–454.

14. Shaykin A. A., Freidman G. I., Garandin S. G. et al. 1 petawatt OPCPA laser in Russia: status and expectations, 2009 European Conference on Lasers and Electro-Optics and the European Quantum Electronics Conference, Munich, Germany from 14th to 19th June 2009. Conference Digest, 2009, presentation #CG.P.2 MON.

15. Гаранин С. Г. Мощные лазеры и их применение в исследованиях физики высоких плотностей энергии. УФН. 2011. Т. 181, № 4. С. 434–441.

16. Бельков С. А., Гаранин С. Г., Рукавишников Н. Н. Исследования взаимодействия интенсивных лазерных импульсов с веществом в РФЯЦ-ВНИИЭФ. Contributions to Plasma Physics. 2013. Vol. 53, Issue 2. P. 122–128.

17. Freidman G., Andreev N., Bepalov V. и др. Sub-terawatt 70fs laser based on optical parametric chirped pulse amplification in KD\*P crystals. XI Conference on Laser Optics. Санкт-Петербург, 2003.

18. Edmond B. Treacy. Optical Pulse Compression With Diffraction Gratings. IEEE Journal of Quantum Electronics. September 1969. Vol. QE-5, N 9. P. 454–458.

19. Белов И. А., Бучирин О. А., Воронич И. Н. и др. Петаваттный лазерный комплекс установки «Луч». Международная конференция X Харитоновские тематические научные чтения «Мощные лазеры и исследования физики высоких плотностей энергии», Саров, 11–14 марта 2008. Сборник трудов конференции, Саров, 2008. С. 173–178.

20. Кравченко А. Г., Литвин Д. Н., Муругов В. М., Сенник А. В. Фотохромографический регистратор жесткого рентгеновского излучения. Приборы и техника эксперимента, общая экспериментальная техника. 2004, № 1. С. 1–4.

21. Кравченко А. Г., Литвин Д. Н., Лазарчук В. П. и др. Фотохромографический регистратор ионного излучения. Приборы и техника эксперимента, техника ядерного эксперимента. 2004, № 1. С. 1–7.

22. Борщевский А. В. Разработка на основе быстрых полупроводниковых детекторов методики измерения диаграммы направленности и спектра потоков быстрых ионов (протонов) в экспериментах по изучению взаимодействия сверхмощного лазерного излучения с веществом. II международная конференция «Плазменные, лазерные исследования и технологии», Москва, 25–27 января 2016. Сборник научных трудов, с. 63.

23. Wilks S. C. et al. Energetic proton generation in ultra-intense laser-solid interactions. Phys. Plasmas 8, 542–549 (2001).