

XCELS – Международный центр исследований экстремальных световых полей

Е.А.Хазанов, А.А.Шайкин, И.Ю.Костюков, В.Н.Гинзбург, И.Б.Мухин,
И.В.Яковлев, А.А.Соловьев, И.И.Кузнецов, С.Ю.Миронов, А.В.Коржиманов,
Д.Н.Буланов, И.А.Шайкин, А.А.Кочетков, А.А.Кузьмин, М.А.Мартьянов,
В.В.Ложкарев, М.В.Стародубцев, А.Г.Литвак, А.М.Сергеев

Описан проект XCELS (eXawatt Center for Extreme Light Studies), целью которого является создание крупной научной инфраструктуры на основе источников лазерного излучения с гигантской пиковой мощностью. Проект базируется на достигнутых в последнее десятилетие значительных успехах по созданию фемтосекундных мультипетаваттных лазеров с интенсивностью до 10^{23} Вт/см². В основе планируемой инфраструктуры будет находиться уникальный источник света мощностью 600 ПВт на базе оптического параметрического усиления chirпированных импульсов в кристалле DKDP. Фундаментальные процессы взаимодействия такого излучения с веществом представляют совершенно новую область знания и будут основной исследовательской задачей инфраструктуры. Впервые откроются возможности изучения пространственно-временной структуры вакуума и неизвестных явлений на стыке физики высоких энергий и физики сверхсильных полей. Предполагаемые приложения результатов исследований будут включать в себя, в том числе, разработку компактных ускорителей заряженных частиц с размерами, в сотни раз меньшими размеров имеющихся ускорителей, создание источников сверхкоротких импульсов жесткого рентгеновского и гамма-излучения для диагностики материалов с беспрецедентным пространственным и временным разрешением, разработку новых источников излучения и частиц для клинических приложений и др.

Ключевые слова: сверхмощные фемтосекундные лазеры, взаимодействие ультрарелятивистского излучения с веществом.

Введение

С момента создания в 1960 г. Теодором Мейманом первого лазера [1] пиковая мощность излучения постоянно росла и недавно достигла мультипетаваттного уровня. Многие лаборатории в мире располагают лазером мощностью 1 ПВт и более [2–5]. Такие лазеры позволяют проводить уникальные исследования в областях сверхсильных полей, физики высоких энергий, аттосекундной физики, астрофизики, ядерной оптики, нейтронной физики, а также имеют целый ряд приложений в материаловедении, биологии, медицине. Проект XCELS (eXawatt Center for Extreme Light Studies) впервые был представлен в 2011 г. [6, 7] с целью создания лазера с мощностью 200 ПВт, более чем в 100 раз превышающей рекордные для того времени значения.

Проект XCELS основан на трех китах: оптическое параметрическое усиление chirпированных импульсов (ОРСПА) [8] вместо традиционного лазерного усиления chirпированных импульсов (СПА) [9]; открытый в работе [10] сверхширокополосный синхронизм параметрического усиления излучения с центральной длиной волны 910 нм в кристалле DKDP (KD_2PO_4 , дигидроортофосфат калия) и использование широкоапертурного лазера на

слэбах из неодимового стекла с мультикилоджоульной энергией импульса [11] для накачки параметрического усилителя.

Сверхширокополосный синхронизм существует во многих кристаллах и широко используется в фемтосекундных лазерах на основе ОРСПА. Однако кристалл DKDP – практически единственный из них, который может быть выращен с оптическим качеством и апертурой в десятки сантиметров, что необходимо для достижения мультипетаваттной мощности. В [10] было показано, что при накачке второй гармоникой неодимового лазера три первых слагаемых в разложении волновой расстройки в ряд Тейлора обращаются в нуль, если длина волны усиливаемого излучения равна 910 нм. Это является уникальным свойством кристалла DKDP. В частности, в изоморфном ему кристалле KDP сверхширокополосный синхронизм не существует. В 2000-х гг. данное свойство DKDP было проверено экспериментально [12], и выходная мощность лазеров на основе ОРСПА в кристалле DKDP достигла 0.44 ТВт [10], 100 ТВт [13], 0.56 ПВт [14] и 1 ПВт [15].

В 2000-х гг. по инициативе будущего лауреата нобелевской премии Жерара Муру стартовал проект ELI (Extreme Light Infrastructure) [16], главной целью которого было создание 100-петаваттного лазера на основе СПА в кристалле Ti:сапфир. В начале 2010-х гг. цели проекта ELI были переформулированы: первая фаза – создание трех установок с мощностью 10 ПВт, а вторая фаза – создание 100-петаваттного лазера с учетом полученного в первой фазе опыта [17]. Проект XCELS рассматривался как вариант второй фазы. К настоящему времени первая фаза завершена в Румынии [18, 19] и близка к завершению в Чехии и в Венгрии. Однако ко второй фазе проекта ELI

Е.А.Хазанов, А.А.Шайкин, И.Ю.Костюков, В.Н.Гинзбург, И.Б.Мухин, И.В.Яковлев, А.А.Соловьев, И.И.Кузнецов, С.Ю.Миронов, А.В.Коржиманов, Д.Н.Буланов, И.А.Шайкин, А.А.Кочетков, А.А.Кузьмин, М.А.Мартьянов, В.В.Ложкарев, М.В.Стародубцев, А.Г.Литвак, А.М.Сергеев. Федеральный исследовательский центр Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: efimkhasanov@gmail.com

Поступила в редакцию 18 декабря 2022 г.

до сих пор еще не приступили, так что проект XCELS не потерял своей актуальности для мировой науки. Более того, заложенная в его основу архитектура – ОРСПА в кристалле DKDP с накачкой второй гармоникой лазера на неодимовом стекле – за последние годы подтвердила свою актуальность. Большинство предложенных проектов лазеров 100-петаваттного уровня мощности базируются именно на этой архитектуре. В табл.1 представлены приведенные в настоящей статье параметры проекта

XCELS, а также проектов, предложенных в Китае [20–24], США [25,26] и Японии [27–31] (см. также обзоры [2,5]). Как видно из табл.1, суммарная пиковая мощность излучения 12 каналов лазера XCELS увеличена до 600 ПВт. Это связано со значительным прогрессом в технологии изготовления широкоапертурных дифракционных решеток, площадь которых увеличилась примерно в три раза. Схема лазера XCELS показана на рис.1. Стартовая часть генерирует chirпированный фемтосекундный им-

Табл.1. Характеристики лазера XCELS и других проектов лазеров 100-петаваттного уровня мощности.

Характеристики	Проекты					
	XCELS*	SEL-100PW [20–24]	EP-OPAL [25,26]	Gekko-EXA [27,28]	[29,30]	[31]
Число каналов	12	1	2	1	1	1
Пиковая мощность (ПВт)	12 × 50; 12 × 230**	100	2 × 25	50	100	120; 589**
Длительность импульса (фс)	20; 3**	>15	20	<10	3	8; 1.65**
Энергия импульса (Дж)	12 × 715	>1500	2 × 500	500	300	971
Центральная длина волны (нм)	910	925	920	~1000	900	900
Ширина спектра (нм)	150	210	200	500	600	460
Нелинейный кристалл последнего каскада ОРСПА (степень дейтерирования)	DKDP (80%)	DKDP (–)	DKDP (>90%)	DKDP (65%)	LBO (–)	LBO (–)
Энергия накачки одного канала (Дж)	10000	–	–	6400	1000	2000
Длительность chirпированного импульса (нс)	3	4	1.5	<1	2	2
Размер пучка на входе в компрессор (см)	66 × 66	64 × 64	80 × 80	80 × 80	36 × 36	98 × 98
Размер дифракционных решеток (см)	70 × 145	75 × 145	–	–	50 × 80	–
Эффективность компрессора (%)	66	67	–	–	73	70

* Вариант с максимальной апертурой решеток; ** после посткомпресии.

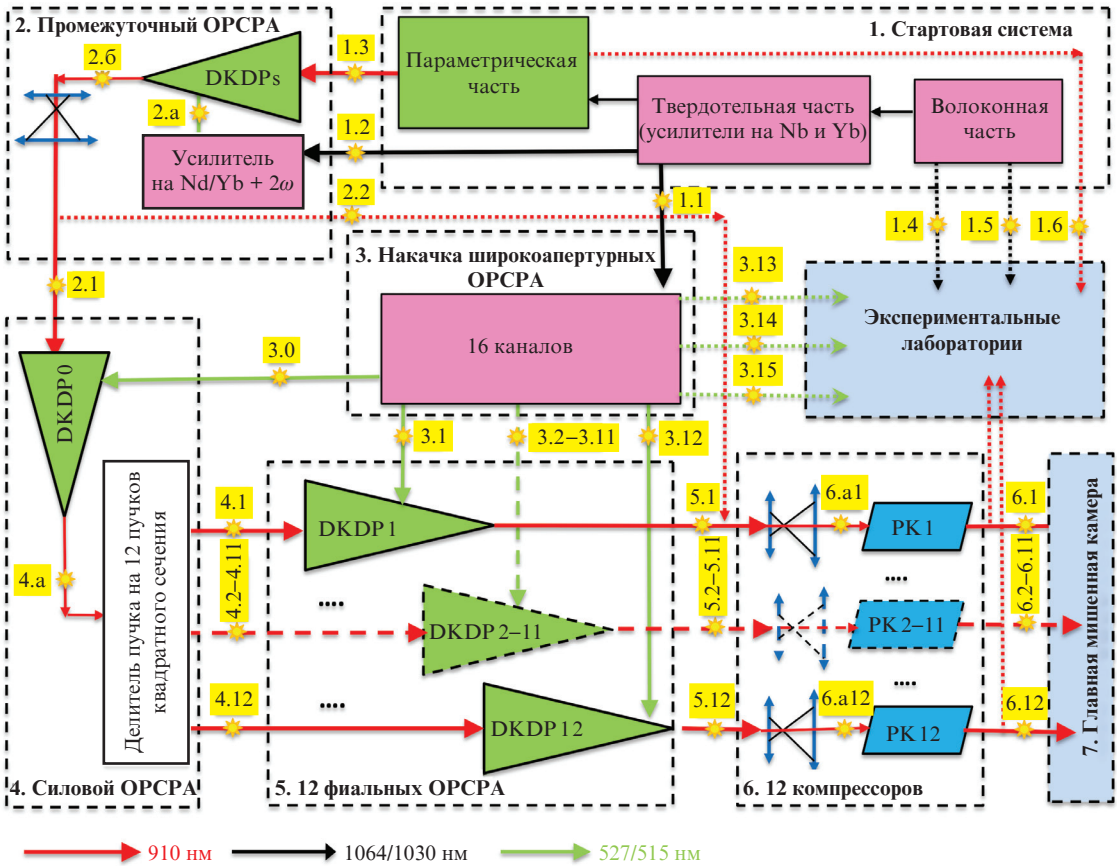


Рис.1. Общая схема лазера XCELS.

пульс на длине волны 910 нм и импульсы, инжектируемые в лазеры накачки OPCPA, а также обеспечивает синхронизацию этих импульсов и необходимые энергетические и пространственно-временные параметры. Промежуточный OPCPA, работающий с относительно высокой частотой следования, усиливает импульс до десятков джоулей. Силовой OPCPA обеспечивает пучок уже с килоджоульной энергией, который делится на 12 пучков. В двенадцати финальных OPCPA 12 чирпированных импульсов усиливаются до килоджоульного уровня каждый, после чего сжимаются до 20 фс (длительность спектрально ограниченного импульса 17 фс) компрессорами на дифракционных решетках (РК). Таким образом, лазер XCELS будет содержать 12 одинаковых каналов, в каждом из которых генерируется импульс с мощностью 50 ПВт и максимальной интенсивностью при фокусировке 0.4×10^{25} Вт/см². Все 12 пучков направляются в главную мишенную камеру, в которой осуществляется фокусировка в дипольной геометрии с интенсивностью в фокусе почти 10^{26} Вт/см². Предполагается, что импульсы будут сфазированы с точностью до долей периода световой волны, что увеличит фокальную интенсивность до 3.2×10^{26} Вт/см². Кроме главной мишенной камеры про-

ект XCELS включает до десяти лабораторий, в каждую из которых направляются один или несколько пучков для проведения экспериментов. Лаборатории будут оснащены разнообразным экспериментальным оборудованием, включая ускоритель электронов. В табл.2 представлены основные параметры лазерного излучения во всех ключевых точках лазера XCELS, отмеченных на рис.1 желтыми звездочками.

Следует также отметить, что в последние несколько лет получил развитие метод дополнительного сжатия (посткомпрессии) сверхмощных лазерных импульсов уже после компрессора на дифракционных решетках [32–34]. Суть метода заключается в уширении спектра при распространении в среде с кубической нелинейностью и последующем сжатии импульса с помощью чирпирующих (дисперсионных) зеркал. Применение посткомпрессии позволит еще в несколько раз увеличить как мощность, так и фокальную интенсивность излучения в каждом канале лазера XCELS (см. разд.10).

Примерный план здания для проекта XCELS показан на рис.2. Общая площадь составляет более 24000 м², в том числе 7100 м² для зон 7-го класса ISO высотой 11 м и 200 м² для зон 5-го класса ISO высотой 4.5 м.

Табл.2. Основные параметры в ключевых точках лазера XCELS.

Ключевые точки	Длина волны (нм)	Полоса (FWHM) (нм)	Энергия (Дж)	Длительность	Размер пучка (см)	Частота следования
1.1. Вход лазера накачки DKDP0–12	1054	0.05–3	>0.1	4 нс	0.55	>2 Гц
1.2. Вход лазера накачки DKDPs	1054/1030	0.05–3	>0.1	4 нс	0.55	>2 Гц
1.3. Вход DKDPs	910	200	>0.1	3 нс	1	>10 Гц
2.a. Накачка DKDPs	527	1	413	3.5 нс	10 (диаметр)	0.001 Гц
	527	1	140	3.5 нс/7 нс		0.1 Гц
	515	1	2 × 87	7 нс		10 Гц
2.б. Выход DKDPs	910	150	149	3 нс	10 (диаметр)	0.001 Гц
			51			0.1 Гц
			60			10 Гц
2.1. Вход DKDP0	910	150	141	3 нс	30 (диаметр)	0.001 Гц
			48			0.1 Гц
			57			10 Гц
3.0. Накачка DKDP0	527	1	3900	3.5 нс	25 × 25	2 раза в день
3.1–3.12. Накачка DKDP1–12	527	1	3900	3.5 нс	25 × 25	2 раза в день
			5616		30 × 30	
4.a. Выход DKDP0	910	150	1248	3 нс	27 (диаметр)	2 раза в день
4.1–4.12. Вход DKDP1–12	910	150	46	3 нс	25 × 25 30 × 30	2 раза в день
5.1–5.12. Выход DKDP1–12	910	150	1248	3 нс	25 × 25	2 раза в день
			1797		30 × 30	
6.a1–6.a12. Вход компрессоров	910	150	1145	3 нс	55 × 55	2 раза в день
			1669		66 × 66	
6.1–6.12. Выход компрессоров	910	150	751	20 фс	55 × 55	2 раза в день
			1095		66 × 66	
Вспомогательные выходы						
1.4	1056	1	0.001	1 нс	–	100 кГц
1.5	1030	1	0.001	1 пс	–	50 МГц
1.6	910	>200	0.001	15 фс	–	1 кГц
2.2 = 2.1						
3.13 – 3.15	1054/527	–	20000/14000	3–10 нс	40 × 40	2 раза в день

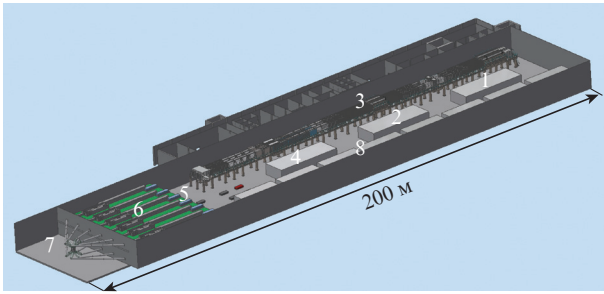


Рис.2. Общий вид здания для проекта XCELS: стартовая часть (1); промежуточный ОРСПА (2); зона накачки широкоапертурных ОРСПА (3); силовой ОРСПА (4); финальные ОРСПА (5); транспортные телескопы и оптические компрессоры (6); главная мишенная камера (7); экспериментальные лаборатории (8).

Предусмотрены три шлюзовые камеры: для крупногабаритного оборудования, для стандартного оборудования и для персонала. Помещение основного этажа разделено на несколько зон с различными классами чистоты: стартовая часть (1) и промежуточный ОРСПА (2); лазер накачки широкоапертурных ОРСПА (3); силовой (4) и финальные (5) ОРСПА; транспортные телескопы и оптические компрессоры (6); главная мишенная камера (7); экспериментальные лаборатории (8). Системы накопления электрической энергии, вакуумирования, водоподготовки, вентиляции и кондиционирования расположены на нижнем этаже. Там же находятся вспомогательные помещения (азотная станция, компрессорная, газобаллонная и др.). Потребляемая электрическая мощность составляет около 7.5 МВт. Здание представляет собой внутренний полый монолитный каркас и внешнюю часть, стоящие на развязанных друг от друга фундаментах. Оборудование системы вакуумирования и других систем, работа которых вызывает вибрации, установлено на виброизолированные фундаменты. Вибрационные и ударные нагрузки в диапазоне частот 1–200 Гц, передаваемые через фундаменты и опоры, не вызывают колебания конструкций установки с амплитудой более $10^{-10} g^2/Гц$. Внутри лазерного зала предусмотрена сеть геодезических базовых меток для систематического наблюдения за дрейфом как фундамента здания, так и оборудования.

Подробное описание лазера XCELS представлено ниже в Части I, а обзор планируемых на установке XCELS экспериментов дан в Части II.

Часть I. Лазерный комплекс XCELS

В этой части приводятся описание, входные и выходные параметры, принципы построения и взаимосвязи всех составных частей лазерного комплекса XCELS. Общая схема и параметры излучения во всех ключевых точках лазера представлены на рис.1 и в табл.2 соответственно.

1. Стартовая система

Стартовая система обеспечивает генерацию импульсов инжекции в усилители лазеров накачки (точки 1.1 и 1.2 на рис.1) и широкополосного сигнального импульса, направляемого в цепочку параметрических усилителей (точка 1.3 на рис.1). Для стабильной работы параметрических усилителей необходима оптическая синхронизация этих импульсов. Параметры импульса инжекции в

лазеры накачки должны быть варьлируемыми для возможности оптимизации усиления и для управления временным профилем выходных импульсов лазеров накачки. Это обеспечивает гибкость проектирования и эксплуатации всего лазерного комплекса XCELS. Подробно стартовая система обсуждается в работе [35], здесь же ограничимся кратким ее описанием. Стартовую систему можно условно разделить на три части: волоконную, твердотельную и параметрическую (рис.3).

Задающим генератором является фемтосекундный иттербиевый волоконный лазер (длина волны ~ 1030 нм, частота следования импульсов несколько десятков мегагерц), синхронизованный с внешним стандартом частоты, что позволяет синхронизировать с выходными импульсами лазера XCELS все необходимые для экспериментов приборы. Излучение генератора делится на два импульса. Первый растягивается в волоконном стретчере на основе волоконной брэгговской решетки и усиливается в волоконном усилителе до энергии в десятки наноджоулей, после чего он делится на три реплики. Для точной юстировки временной задержки в каждой реплике установлены линии задержки на основе пьезоэлектрической шайбы [36] (на рис.3 не показаны). Две реплики используются в иттербиевых усилителях в твердотельной части (рис.3), а третья – как вспомогательный выход (точка 1.5). Вторая часть излучения задающего генератора проходит через нелинейное волокно, которое уширяет спектр импульса так, чтобы он перекрывал диапазон усиления в неодимовом стекле. Далее импульс делится на четыре реплики, каждая из которых усиливается до десятков наноджоулей в волоконном регенеративном усилителе. В качестве одного из зеркал усилителя используется циркулирующая волоконная брэгговская решетка. Ее спектр пропускания определяет центральную длину волны (1054 или 1030 нм) и ширину спектра (2 нм) на выходе усилителя, многократное отражение от решетки с дисперсией 200 пс/нм позволит обеспечить необходимое растяжение даже для узкополосных сигналов, а также относительно плавно управлять длительностью импульсов с шириной спектра 1 нм благодаря варьированию числа обходов регенеративного усилителя. Затем один из четырех пучков направляется на вспомогательный выход (точка 1.4), а три других поступают в твердотельную часть.

В твердотельной части (рис.3) формируются оптимальные временной и пространственный профили лазерных импульсов, а также импульсы усиливаются до необходимых энергий. Фемтосекундный регенеративный Yb-усилитель [37, 38] усиливает импульс до миллиджоульного уровня энергии с сохранением субпикосекундной длительности. Этот импульс используется в параметрической части для формирования излучения на длине волны 910 нм. В иттербиевом дисковом регенеративном усилителе, аналогичном описанному в [39], импульс усиливается до энергии 200 мДж при частоте следования 1 кГц и далее сжимается до 10 пс. Основная часть импульса (энергия 180 мДж) после удвоения частоты излучения используется для накачки FOPA (frequency domain optical parametric amplification) [40]. Оставшаяся часть импульса (энергия 20 мДж) растягивается до 3.5 нс в решеточном стретчере PC1 и усиливается до энергии, немного меньшей 1 Дж, в многопроходном дисковом усилителе при частоте следования ~ 100 Гц. Этот импульс после удвоения частоты излучения используется для накачки ОРСПА в параметрической части стартовой системы. Временной профиль

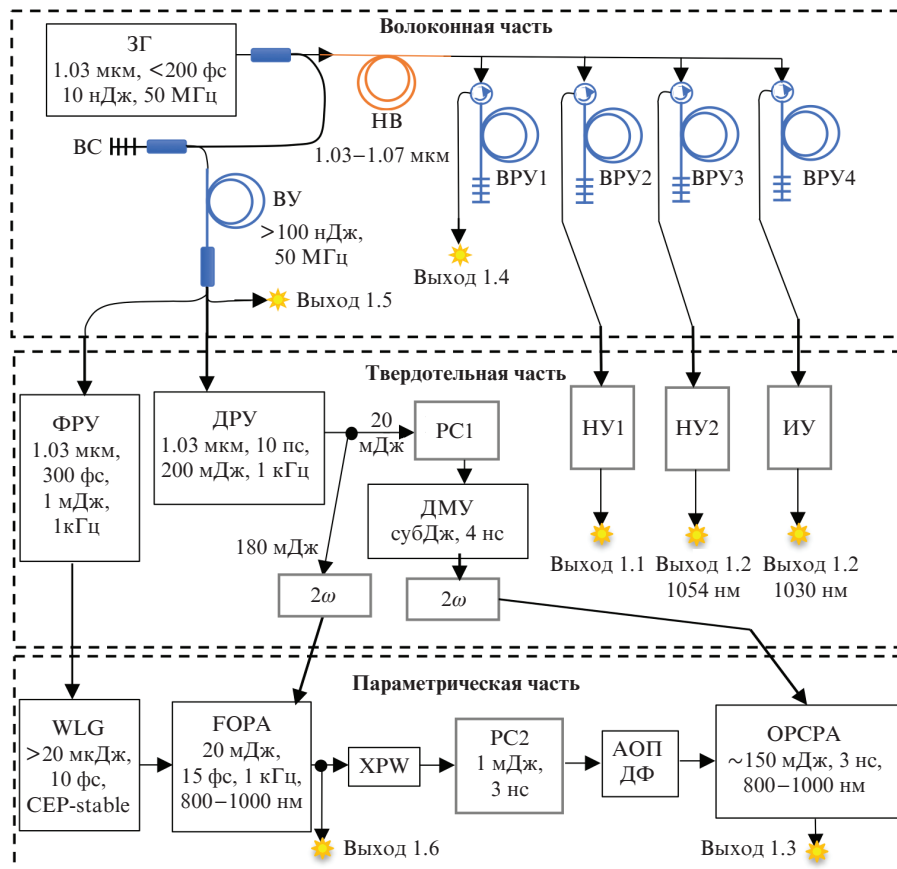


Рис.3. Схема стартовой системы:

ЗГ – задающий генератор; НВ – нелинейное волокно; ВУ – волоконный усилитель; ВРУ – волоконные регенеративные усилители; ФРУ – фемтосекундный регенеративный усилитель; ДРУ – дискковый регенеративный усилитель; ДМУ – дискковый многопроходный усилитель; НУ – неодимовые усилители; ИУ – иттербиевый усилитель; WLG – генератор сверхширокополосного фемтосекундного излучения; FOPA – параметрический усилитель; XPW – генератор ортогональной поляризации; ВС – волоконный стретчер; РС – стретчеры на дифракционных решетках; АОПДФ – акустооптический программируемый дисперсионный фильтр.

усиливаемых лазерных импульсов в Yb-усилителях близок к гауссову. Пространственный профиль лазерного пучка после дисккового усилителя преобразуется в супергауссов [41].

Два неодимовых и один иттербиевый усилители обеспечивают импульсы инъекции в силовые усилители (точки 1.1 и 1.2 на рис.3). Один из неодимовых усилителей применяется для инъекции импульса в лазер накачки конечных каскадов ОРСПА. В качестве лазера накачки промежуточного ОРСПА рассматривается несколько вариантов (более подробно см. в разд.2). Для обеспечения гибкости стартовой системы на выходе 1.2 реализуются два варианта: неодимовый и иттербиевый. Перед усилением импульсы профилируются таким образом, чтобы обеспечить необходимую (близкую к прямоугольной) форму импульса накачки промежуточного, силового и финальных параметрических усилителей. Поскольку импульсы chirпированные, то для их профилирования удобно использовать спектральный подход [42,43]. После профилирования все три импульса усиливаются до энергии 100 мДж сначала в регенеративных, а потом в стержневых усилителях на неодимовом стекле и кристалле Yb:YAG. Диодная накачка этих усилителей позволяет работать при частоте следования импульсов 10 Гц.

В параметрической части (рис.3) импульс из фемтосекундного регенеративного усилителя используется для формирования сигнального импульса. Аналогично рабо-

там [44,45] с помощью генерации суперконтинуума излучение преобразуется в излучение с длинами волн 700–1000 нм со спектрально ограниченной длительностью в несколько периодов поля и с пассивной стабилизацией фазы осцилляций поля относительно огибающей. Эксперименты [46] показали возможность генерации лазерных импульсов длительностью 20 фс в полосе параметрического усиления в кристалле DKDP (рис.4).

Далее импульс параметрически усиливается в кристалле ВВО с применением FOPA [40], который позволяет

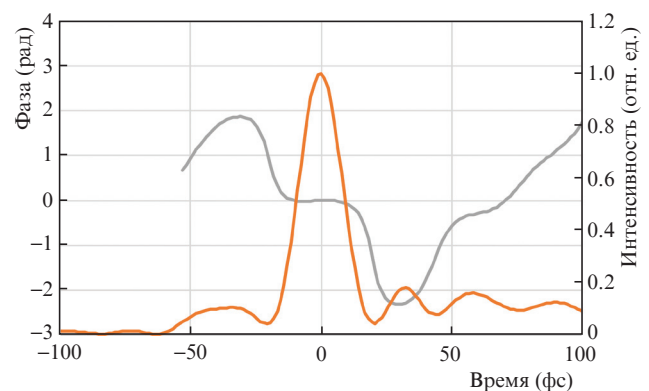


Рис.4. Измеренные интенсивность и фаза импульса на выходе параметрического усилителя на основе кристалла DKDP [46].

исключить стретчер и компрессор на данной стадии усиления. В качестве накачки используется вторая гармоника излучения дискового регенеративного усилителя. Энергия усиленного импульса составляет около 18 мДж. Затем одна половина излучения направляется на вспомогательный выход 1.6 (рис.3), а другая – в следующие каскады усиления после повышения контраста с помощью генерации ортогональной поляризации [47] или нелинейного интерферометра [48–50]. Перед усилением этот импульс растягивается стретчером на основе дифракционных решеток до длительности 3 нс, которая определяется компрессором (см. подробнее в разд. 6). Акустооптический программируемый дисперсионный фильтр [51] оптимизирует спектральную фазу (а при необходимости и амплитуду) для достижения спектрально ограниченной длительности импульса после компрессора. После фильтра импульс попадает в параметрический усилитель на кристалле DKDP. Энергия импульса накачки (вторая гармоника дискового многопроходного усилителя) составляет 500 мДж, а КПД параметрического усилителя – 30%. Таким образом, на промежуточный параметрический усилитель XCELS (точка 1.3) направляется импульс с энергией 150 мДж и частотой следования 100 Гц.

2. Промежуточный ОРСПА

ОРСПА в кристалле DKDP лежит в основе лазера XCELS. В [10] была определена зависимость показателя преломления этого кристалла от частоты излучения (формула Селлмейера) при произвольной степени дейтерирования и установлено, что при накачке второй гармоникой неодимового лазера на центральной длине волны усиливаемого излучения 910 нм существует сверхширокополосный синхронизм. Дальнейшие исследования [30, 52–56] подтвердили полученные результаты и показали перспективность использования кристалла DKDP для широкополосного ОРСПА. В сочетании с возможностью выращивать кристалл с апертурой в десятки сантиметров это дает уникальную возможность перекачать энергию из узкополосного импульса неодимового лазера в широкополосный chirпированный импульс, который можно сжимать вплоть до 10–20 фс. Неслучайно, что петаваттный уровень мощности ОРСПА получен с использованием только этого кристалла [14, 15, 57], и большинство проектируемых в настоящее время установок с пиковой мощностью порядка 100 ПВт также основаны на ОРСПА в кристалле DKDP (см. табл.1). В полной мере эта незаменимость кристалла DKDP проявляет себя в силовом и финальных ОРСПА (рис.1), где апертуры пучков составляют 25 см и более. В промежуточном усилителе диаметр пучка равен 10 см, и в принципе можно использовать кристалл LBO [58], но в нем полоса усиления сдвинута в сторону коротких длин волн [5]. С уменьшением степени дейтерирования кристалла DKDP центр полосы усиления смещается в длинноволновую область, ближе к вырожденному синхронизму, причем ширина полосы увеличивается, однако увеличивается также поглощение холостой волны [55, 56]. Для необходимой ширины спектра 150 нм (см. разд.6) оптимальной представляется степень дейтерирования 80%. Поверхность кристаллов DKDP покрывается золь-гелем для защиты от влаги и уменьшения френелевских потерь.

Энергия импульсов в ОРСПА ограничена порогом пробоя DKDP импульсом накачки. Порог пробоя DKDP

на длине волны 1053 нм для импульса длительностью 3 нс превышает 7 ГВт/см² [59]. Кристаллы KDP (KH₂PO₄) применяются на лазерной установке УФЛ-2М для удвоения частоты; интенсивность второй гармоники составляет около 3 ГВт/см² в импульсе длительностью около 3 нс [60, 61]. Оптическая стойкость DKDP может быть ниже, чем у KDP, а стойкость на второй гармонике ниже, чем на первой, поэтому мы полагаем безопасной интенсивность накачки ОРСПА 1.5 ГВт/см². Такая интенсивность накачки используется для всех параметрических усилителей лазера XCELS.

Наш многолетний опыт работы с ОРСПА [10, 13–15] показал, что в эксперименте КПД параметрического усилителя (энергия усиленного импульса, нормированная на энергию импульса накачки) оказывается на 15%–25% ниже теоретического. Это может быть связано с неоднородностью пучка накачки, неточностью синхронизации или юстировки, плохим просветлением и т.д. В рамках настоящей работы мы учли этот опыт для всех ОРСПА следующим образом: теоретически рассчитанные КПД и энергию выходного импульса умножили на коэффициент запаса, равный 0.75.

Промежуточный ОРСПА – последний усилитель, который накачивается не килоджоульным лазером УФЛ-2М (рис.1), поэтому он выполняет две важные функции. Во-первых, для эффективного использования килоджоульной накачки силового ОРСПА промежуточный ОРСПА должен усилить импульс до энергии в десятки джоулей. Для этого требуется энергия импульса накачки не менее 100 Дж при длительности квазипрямоугольного импульса 3.5 нс, обеспечивающей перекрытие импульса накачки с chirпированным импульсом длительностью 3 нс. Квазипрямоугольная форма импульса обеспечивается профилированием выходного импульса [42, 43] в стартовой системе (точка 1.2 на рис.1 и 3). Во-вторых, промежуточный ОРСПА обеспечивает работу лазера XCELS с мультитераваттной мощностью и частотой следования, существенно большей, чем два импульса в день (частота следования импульсов УФЛ-2М; точка 2.2 на рис.1). И энергия, и частота следования импульсов на выходе ОРСПА определяются соответствующими параметрами лазера накачки, и здесь необходим компромисс между частотой следования и энергией, которые, в свою очередь, определяются используемыми активными элементами. Можно выделить три варианта: стержневые лазеры на неодимовом стекле с ламповой накачкой [62, 63], активные зеркала на неодимовом стекле с ламповой накачкой [64] и дисковые криогенные лазеры на кристалле Yb:YAG с диодной накачкой [65]. Эти варианты по частоте следования импульсов отличаются друг от друга на два порядка (табл.3). Значительны также различия в энергии, длительности импульса, габаритах, цене и пр. Рассмотрим все три варианта.

Лазеры на стержнях состоят из последовательности усилителей на неодимовом фосфатном стекле с диаметром активных элементов, увеличивающимся до 100 мм в последнем усилителе. Энергия импульса в основном ограничена мелкомасштабной самофокусировкой [66]. В работе [63] получена выходная энергия 500 Дж при усилении двух последовательных импульсов длительностью 1 нс. Таким образом, при длительности импульса 3.5 нс лазер будет иметь почти двукратный запас по лучевой стойкости, а просветление торцов усилителей позволит увеличить энергию до 550 Дж. После преобразования во

Табл.3. Пять вариантов промежуточного ОРСПА (оптические схемы показаны на рис.5,а–д).

Характеристики	Оптические схемы				
	рис.5,а	рис.5,б	рис.5,в	рис.5,г	рис.5,д
Накачка	ламповая	ламповая	ламповая	диодная	диодная
Активная среда	стержни из Nd-стекла	активные зеркала из Nd-стекла	активные зеркала из Nd-стекла	Yb:YAG-диски	Yb:YAG-диски
Прототип лазера	PEARL	Amplitude	Amplitude	Dipole (два лазера)	Dipole (два лазера)
Частота следования (Гц)	0.001	0.1	0.1	10	10
Энергия накачки (длительность импульса) на 1-й гармонике	550 Дж (3.5 нс)	260 Дж (15 нс)	260 Дж (15 нс)	2 × 150 Дж (10 нс)	2 × 150 Дж (10 нс)
Вариант ГВГ	обычный	обычный	с укорочением импульса	обычный	с укорочением импульса
Схема ОРСПА	1 каскад	2 каскада с накачкой импульсом длительностью 7 нс	1 каскад	2 каскада с накачкой импульсом длительностью 7 нс	2 каскада с накачкой двумя импульсами длительностью 7 нс
Энергия накачки на 1-й гармонике при длительности импульса 7 нс (Дж)	–	200	200	2 × 125	2 × 125
Энергия накачки на 2-й гармонике (Дж)	412.5	160	140	187.5	2 × 87
Диаметр пучка в ОРСПА (см)	10	4.4	5.8	4.8	4.6
Длина кристалла (см)	8	6.8 и 1.9	7.1	6.9 и 1.9	6.8 и 1.9
Энергия входного сигнала (Дж)	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03
КПД* ОРСПА	0.36	0.34	0.36	0.35	0.35
Энергия* на выходе ОРСПА (Дж)	149	54	51	65	60
Мощность* после компрессии (ПВт)	4.9	1.8	1.7	2.1	2.0

*Значения умножены на коэффициент запаса 0.75 (см. текст).

вторую гармонику с эффективностью 75% энергия в импульсе накачки составит более 400 Дж. Это обеспечивает на выходе одного ОРСПА (рис.5,а) энергию импульса почти 150 Дж и мощность после компрессора почти 5 ПВт (табл.3). На рис.6,а приведены спектры импульсов на входе и на выходе ОРСПА, а также показана зависимость энергии на выходе промежуточного ОРСПА от толщины кристалла DKDP. Очевидно, что стержневые лазеры – это самый простой, надежный и дешевый вариант для накачки ОРСПА, однако частота следования импульсов составляет лишь 0.001 Гц из-за большого времени остывания, определяемого низким коэффициентом теплопроводности стекла и большим радиусом стержня, а также из-за ламповой накачки.

Существенно больше частота следования импульсов (0.1 Гц) у лазеров на активных зеркалах из неодимового стекла благодаря тому, что время оттока тепла определяется небольшой толщиной зеркала, а также благодаря продольному градиенту температуры, гораздо менее опасному, чем поперечный. Для оценки возьмем лазер Intrepid-Premiumlite GLASS производства компании Amplitude с энергией 260 Дж при длительности импульса

15 нс [64]. Исходя из консервативных оценок (энергия импульса ограничена оптическим пробоем и пропорциональна корню из длительности импульса), при длительности импульса 3.5 нс энергия составит всего 130 Дж, что явно недостаточно для накачки промежуточного ОРСПА. В то же время при длительности импульса 7 нс энергия составит около 200 Дж, которые можно преобразовать в 50 Дж на выходе ОРСПА, усложнив схему: используя либо генерацию второй гармоники (ГВГ) с укорочением импульса и стандартный ОРСПА (рис.5,б), либо стандартную ГВГ и двухкаскадный ОРСПА с накачкой импульсами длительностью 7 нс (рис.5,в). В первом случае для ГВГ используется взаимодействие еое-типа задержанной на 3.5 нс первой половины импульса со второй половиной этого же импульса. Во втором случае две последовательных каскада ОРСПА. На рис.6,б и в показаны зависимости энергии на выходе ОРСПА от толщины кристалла(ов) DKDP.

Наиболее сильно тепловые эффекты подавлены в криогенных лазерах на кристаллах Yb:YAG с диодной накачкой. Лидером является лазер Dipole [65], обеспечива-

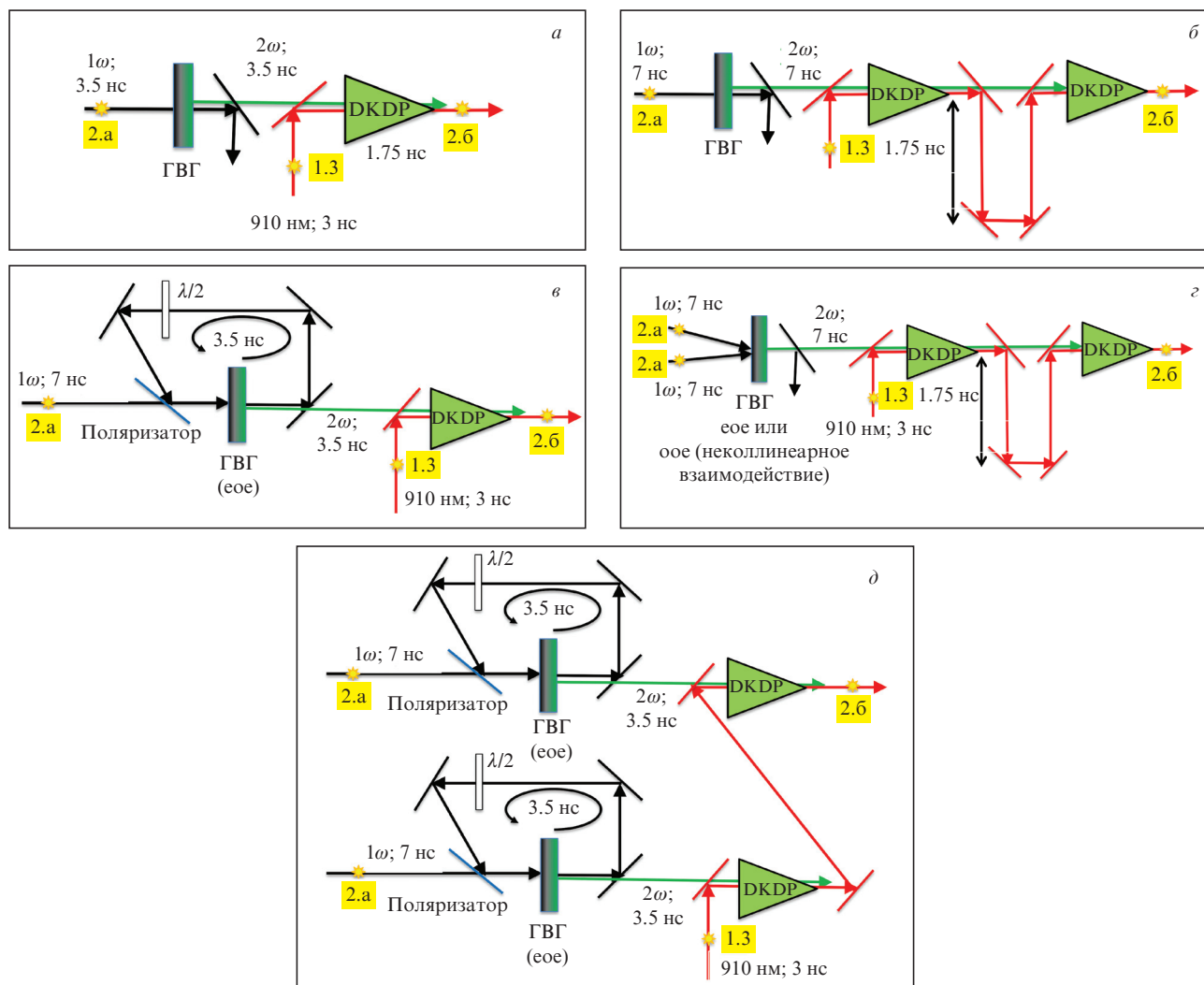


Рис.5. Варианты оптической схемы промежуточного ОРСРА при накачке лазером на стержнях из неодимового стекла с ламповой накачкой (а), лазером на активных зеркалах из неодимового стекла с ламповой накачкой (б, в) и двумя дисковыми криогенными лазерами на кристаллах Yb:YAG с диодной накачкой (г, д) (см. также табл.3).

ущий энергию более 150 Дж в импульсе длительностью 10 нс при частоте следования 10 Гц. Пересчитывая для длительности импульса 7 нс, получаем энергию около 125 Дж. В этом случае для накачки промежуточного ОРСРА необходимы два таких лазера, а схема усложняется еще больше. Либо в каждом из лазеров используются ГВГ с укорочением импульса и два стандартных каскада ОРСРА (рис.5,г), либо используются ГВГ пучков двух лазеров и двухкаскадный ОРСРА с накачкой импульсами длительностью 7 нс (рис.5,д). Из рис.6,г и д, а также из табл.3 видно, что энергия и мощность выходного импульса примерно такие же, как в случае применения одного лазера на активных зеркалах. К недостаткам лазеров на кристаллах Yb:YAG следует отнести не только усложнение схемы, но и значительно более высокую стоимость. Кроме того, важно отметить, что тепловые эффекты в кристалле DKDP, связанные с поглощением холостой волны, ограничат частоту следования импульсов. Эту проблему можно решить, используя кристаллы LBO.

Таким образом, каждый из рассмотренных трех вариантов лазера накачки промежуточного ОРСРА имеет свои преимущества и недостатки. Наиболее перспективным представляется создание двух комплементарных вариантов, например представленных на рис.5,а и д.

После ОРСРА диаметр пучка увеличивается телескопом до 25 см и пучок направляется либо на вход силового ОРСРА (точка 2.1 на рис.1), либо на компрессор (точка 5.1 на рис.1). Телескоп состоит из двух софокусных сферических зеркал и выполняет также функцию очистки пучка от пространственных шумов.

3. Накачка широкоапертурных ОРСРА

Для обеспечения энергии 1 кДж и более на выходе силового и 12 конечных параметрических усилителей необходимы 13 импульсов накачки с энергией в несколько килоджоулей в каждом на длине волны около 0.5 мкм при длительности лазерных импульсов 3.5 нс. При современном уровне развития лазерной техники это осуществимо только в лазерах на неодимовом стекле с преобразованием излучения во вторую гармонику. Несмотря на большой прогресс в технологии диодной накачки, такая энергия доступна при использовании только ламповой накачки. Наносекундные лазеры на неодимовом стекле применяются для исследований в области управляемого термоядерного синтеза [67]. Лидирующие позиции занимает работающая с 2012 г. мегаджоульная установка NIF в США [68]. Аналогичные комплексы строятся во Франции

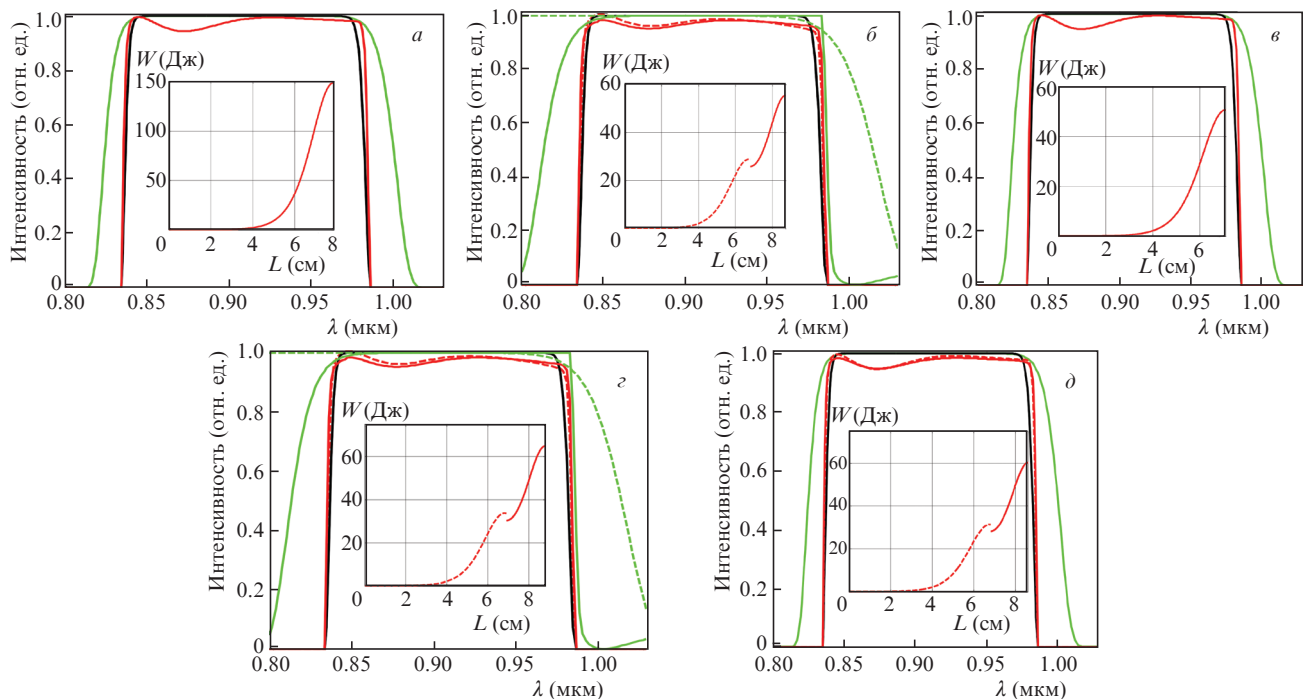


Рис.6. Спектры сигнала на входе (черные кривые) и на выходе (красные кривые) ОРСПА и форма импульса накачки (зеленые кривые) для пяти вариантов, представленных на рис.5 и в табл.3. На вставках – зависимости энергии W от толщины L кристалла DKDP. Штриховыми кривыми на рис.6,б,г и д показаны соответствующие зависимости для первого каскада ОРСПА.

[69], Китае, а также в России (Саров): установка УФЛ-2М [60, 61, 70].

Активные элементы в таких лазерах представляют собой слэбы, расположенные под углом Брюстера. Для более эффективного использования энергии ламп накачки пучки имеют квадратное сечение, а лазерные каналы группируются в модули по четыре или восемь штук в каждом. Прототип УФЛ-2М – четырехканальная установка «Луч» [11] – успешно применялся для накачки параметрического усилителя на DKDP в петаваттном лазере [15], а в лазере XCELS будут использованы два восьмиканальных модуля, аналогичные модулям УФЛ-2М. Тринадцать каналов будут применяться для накачки силового и 12 конечных параметрических усилителей (рис.1), а остальные три – как самостоятельные источники наносекундных килоджоульных импульсов, необходимых во многих экспериментах.

Схема силовой части установки УФЛ-2М показана на рис.7 [70]: четыре прохода через два последовательных мультислэбовых усилителя обеспечиваются реверсором на основе ячеек Поккельса с плазменными электродами. Силовая часть модулей УФЛ-2М может быть использована без изменений, а необходимые временные и энергетические параметры выходного импульса обеспечивает стартовая система (см. разд.1). В отличие от установки УФЛ-2М форма выходного импульса должна быть близка к прямоугольной, например супергауссовой 10-го порядка. Энергия импульса накачки финальных ОРСПА, необходимая для лазера XCELS, зависит от размера дифракционных решеток, применяемых в компрессоре: для минимальных решеток размером 57×101 см необходима энергия около 4 кДж, а для решеток размером 70×145 см – около 6 кДж (см. разд.5 и 6). Энергия на выходе одного канала УФЛ-2М превышает эти значения [60, 61], что позволит эксплуатировать лазер накачки финальных ОРСПА с параметрами ниже предельных.

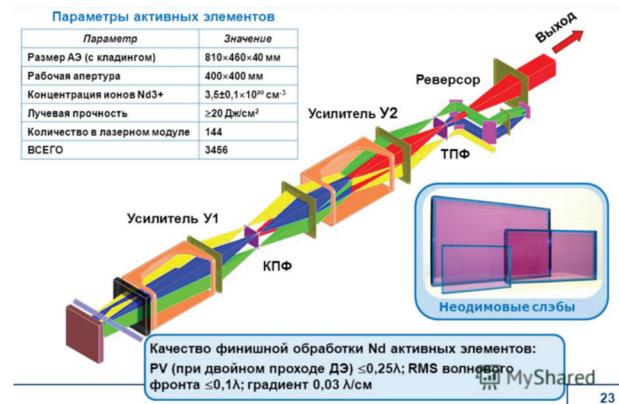


Рис.7. Оптическая схема одного канала установки УФЛ-2М [70].

Пространственный профиль пучка на выходе канала УФЛ-2М близок к однородному, что является оптимальным для накачки ОРСПА. Размер пучка нужно оптимизировать, чтобы обеспечить эффективное нелинейное взаимодействие в кристаллах DKDP (см. разд.4 и 5). Поскольку импульс накачки узкополосный, то для этого можно использовать линзовый телескоп. Телескоп может быть как компактным эйлеровым, так и кеплеровым, который переносит изображение на вход кристалла DKDP и очищает пучок от пространственных шумов.

4. Силовой ОРСПА

Энергии выходных импульсов (табл.2) силового и финальных ОРСПА требуют применения кристаллов DKDP с апертурой 25 см и более. Технологии позволяют выращивать такие кристаллы. Тем не менее оптическое качество кристаллов ухудшается с увеличением как их апертуры, так и толщины, поэтому важно минимизировать все

размеры используемых в данных ОРСПА кристаллов. Апертура DKDP ограничена (снизу) отношением минимальной необходимой энергии накачки (выходная энергия импульса, деленная на КПД ОРСПА) к максимально допустимой плотности энергии накачки, которая определяется оптическим пробоем DKDP и при длительности импульса 3.5 нс составляет 5.3 Дж/см² (см. разд.2). Толщина DKDP тем меньше, чем больше энергия входного импульса. Таким образом, для уменьшения размеров кристалла необходимо увеличивать не только КПД ОРСПА, но и энергию входного импульса. Для финальных ОРСПА разумной представляется входная энергия около 50 Дж. Энергия импульса после промежуточного ОРСПА удовлетворяет данному требованию, однако при делении на 12 каналов энергия уменьшается, поэтому перед делением пучка необходим еще один – силовой – ОРСПА (рис.1 и 8). На выходе силового ОРСПА энергия импульса превышает 1 кДж, что определяет энергию импульса накачки и апертуру кристалла DKDP. Толщина DKDP определяется энергией входного импульса, которая зависит от используемого варианта лазера накачки промежуточного ОРСПА (табл.3) и составляет от 3.8 до 4.3 см. Параметры силового ОРСПА сведены в табл.4 и показаны на рис.9. Особенностью силового ОРСПА является то, что входные пучки имеют разную форму: пучок накачки – квадратную, а сигнальный пучок – круглую. Более того, при последующем делении на 12 пучков квадратного сечения (см. ниже) используется лишь часть апертуры сигнального пучка.

После разделения пучка на 12 каналов для их последующей фазировки важно, чтобы вплоть до фокальной плоскости в главной мишенной камере было как можно

Табл.4. Параметры силового ОРСПА. Все значения апертур и энергий (кроме полной энергии накачки) относятся к однородной области пучка; полная апертура примерно на 20% больше.

Параметры	Значения
Энергия входного импульса (Дж)	132/54/64**
Толщина кристалла DKDP (см)	3.8/4.3/4.3**
Диаметр входного сигнального пучка (см)	27
Апертура пучка накачки (см)	25 × 25
Энергия накачки внутри апертуры (Дж)	3250
Полная энергия накачки (Дж)	3900
КПД* ОРСПА	0.32
Апертура на выходах 4.1–4.12 (см)	5 × 5
Энергия* на выходах 4.1–4.12 (Дж)	50

* Значения умножены на коэффициент запаса 0.75 (см. текст);

** для разных вариантов накачки промежуточного ОРСПА.

меньше элементов и чтобы все элементы были максимально одинаковы (желательно идентичны) в каждом из 12 каналов. В связи с этим деление пучка с помощью полупрозрачных зеркал или поляризаторов неперспективно, и предпочтительнее «вырезать» 12 квадратных реплик из апертуры пучка, как показано в левом нижнем углу рис.8. Чтобы избежать дифракции на краях «вырезанных» пучков, применяются либо мягкие диафрагмы, аналогичные описанным в [71, 72], либо зеркала с неоднородным коэффициентом отражения, либо зубчатые диафрагмы [73, 74]. Плотность энергии импульса составляет около 2 Дж/см², что позволяет использовать такие диафрагмы [73]. Каждый из 12 пучков имеет размер 6 × 6 см. Область с однородной интенсивностью размером

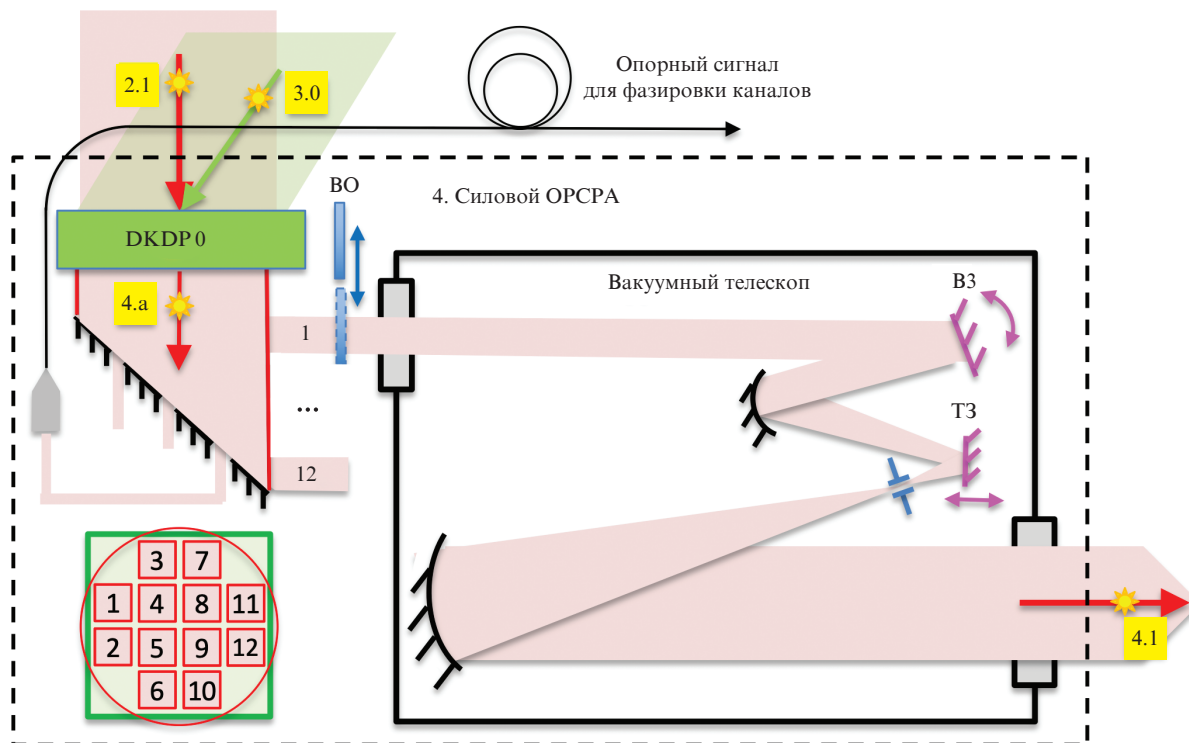


Рис.8. Силовой ОРСПА:

ВО – вспомогательное вбрасываемое оборудование (фильтры, диафрагмы, экраны); ТЗ – зеркало на трансляторе и ВЗ – вращающееся зеркало, которые используются для юстировки и фазировки каналов (см. разд.8 и 9); в левом нижнем углу приведена схема деления пучка на 12 реплик (зеленый квадрат – сечение пучка накачки, красный круг – сечение сигнального пучка); показан один телескоп из двенадцати.

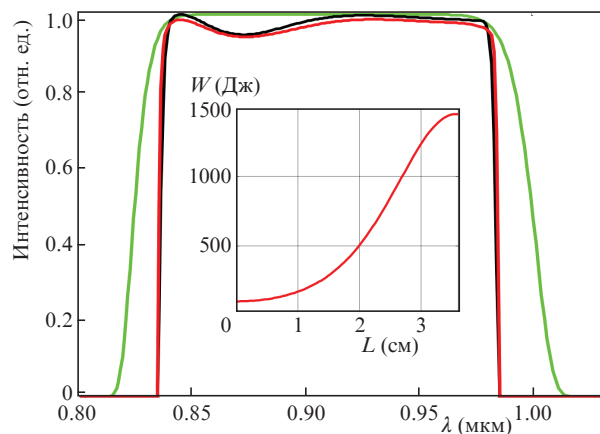


Рис.9. Спектры сигнала на входе (черная кривая) и на выходе (красная кривая) ОРСПА и форма импульса накачки (зеленая кривая) для силового ОРСПА. На вставке – зависимость энергии W от толщины L кристалла DKDP.

5×5 см содержит энергию около 50 Дж. Периферийная область (0.5 см с каждой стороны) практически не будет усиливаться в финальном ОРСПА, т. к. интенсивность накачки в этой области мала. Далее размер однородной области пучка увеличивается с помощью расположенного в вакууме кеплерова телескопа с кратностью 5 или 6 до необходимого в финальном ОРСПА размера 25×25 см или 30×30 см соответственно (см. разд.5 и табл.2).

Телескоп состоит из двух внеосевых параболических зеркал и одного плоского зеркала на трансляторе, расположенного недалеко от перетяжки. Для сохранения однородности распределения интенсивности по поперечному сечению пучка углы падения на параболические зеркала должны быть равны и лежать в одной плоскости, как показано на рис.8. Зеркало на трансляторе с помощью пьезокерамики перемещается вдоль оси z и используется для фазировки каналов (см. разд.9). Для этого требуется зеркало с как можно меньшей массой, поэтому оно расположено настолько близко к перетяжке, насколько позволяет его оптическая стойкость. При апертуре зеркала 2×2 см плотность энергии составляет около 13 Дж/см^2 . Телескоп выполняет также функцию пространственного фильтра, очищая пучок от высокочастотных шумов с помощью диафрагмы, расположенной в фокальной плоскости. Поскольку после делителя пучка неизбежен высокий уровень шумов, требования к эффективности фильтрации особенно высоки. Именно поэтому в телескопе применяются параболические (а не сферические) зеркала, обеспечивающие минимальный размер пучка в перетяжке и, соответственно, минимальный размер диафрагмы. Кроме того, диафрагма при необходимости используется для защиты лазера от излучения, идущего в обратном направлении из главной мишенной камеры (см. разд.7). Для этого с помощью вспомогательного импульса, падающего на диафрагму после основного, в перетяжке образуется плазма, которая рассеивает обратное излучение, приходящее с задержкой, равной времени прохода до фокуса в главной мишенной камере и обратно – около 600 нс.

5. Двенадцать финальных ОРСПА

Финальные ОРСПА обеспечивают максимальную энергию пучка. Энергия импульса на выходе одного канала XCELS ограничивается дифракционными решетка-

ми компрессора (см. разд.6). Эти ограничения определяют необходимую энергию на выходе финального ОРСПА. Соответствующие величины приведены в табл.2 и 5 для двух вариантов дифракционных решеток. Для самых широкоапертурных решеток необходимая энергия импульса накачки составляет около 6 кДж, что меньше максимальной выходной энергии канала УФЛ-2М, т. е. энергию накачки финальных ОРСПА можно считать неограниченной. Как указывалось в разд.2, оптический пробой DKDP ограничивает плотность энергии и безопасная величина равна 5.3 Дж/см^2 (интенсивность 1.5 ГВт/см^2). Эта величина определяет апертуру пучка в кристалле DKDP, которая в зависимости от размера решеток составляет 25 или 30 см. Толщина кристалла одинакова для обоих случаев и равна 4.3 см. На рис.10 приведена зависимость энергии усиленного импульса от толщины кристалла DKDP, а также спектры импульсов на входе и на выходе ОРСПА.

Качество кристаллов DKDP заметно ухудшается с увеличением апертуры, поэтому представляет интерес увеличение интенсивности накачки свыше 1.5 ГВт/см^2 , что позволит уменьшить и поперечный, и продольный размеры кристалла пропорционально корню квадратному из интенсивности, т. е. объем кристалла пропорционален интенсивности накачки в степени $-3/2$. Как указано в разд.2, величина 1.5 ГВт/см^2 определена с запасом и, воз-

Табл.5. Параметры финальных ОРСПА для двух вариантов. Все значения апертур и энергий (кроме полной энергии накачки) относятся к однородной области пучка; полная апертура примерно на 20% больше.

Параметры	Значения	
Апертура пучка в компрессоре (см)	55×55	66×66
Апертура пучка в ОРСПА (см)	25×25	30×30
Длина кристалла (см)	4.3	4.3
Энергия входного импульса (Дж)	46	46
Энергия накачки внутри апертуры (Дж)	3250	4680
Полная энергия накачки (Дж)	3900	5616
КПД* ОРСПА	0.32	0.32
Энергия* выходного импульса (Дж)	1248	1797

* Значения умножены на коэффициент запаса 0.75 (см. текст).

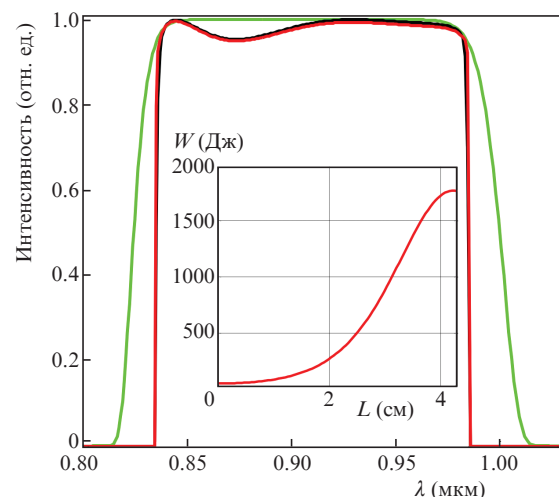


Рис.10. Спектры сигнала на входе (черная кривая) и на выходе (красная кривая) ОРСПА и форма импульса накачки (зеленая кривая) для финального ОРСПА. На вставке – зависимость энергии W от толщины L кристалла DKDP.

можно, ее можно увеличить. Для определения того, насколько можно продвинуться по этому пути, необходимы дополнительные исследования оптической стойкости кристалла DKDP.

6. Двенадцать компрессоров

Компрессоры всех сверхмощных лазеров основаны на схеме Трейси [75] (рис.11), в которой необходимый коэффициент сжатия chirпированного импульса обеспечивается свойствами дифракционных решеток, в первую очередь дисперсией второго порядка (дисперсией групповых скоростей). Благодаря тому что дисперсии в компрессоре и в стретчере имеют противоположные знаки, они компенсируют друг друга и позволяют растягивать и сжимать импульсы практически до первоначальной длительности. Для получения минимальной (спектрально ограниченной) длительности фемтосекундных импульсов необходимо прецизионное управление как дисперсией групповых скоростей, так и дисперсиями более высоких порядков. Для этого в стартовой системе используется акустооптический программируемый дисперсионный фильтр [51,76] (см. разд.1). Спектр излучения имеет форму, близкую к супергауссовой 12-го порядка. Ширина спектра по уровню 1% от максимума с хорошей точностью равна 150 нм. Спектрально ограниченная длительность импульса с таким спектром составляет 17 фс (рис.11). Учитывая неидеальность компенсации дисперсии, связанную, в том числе, с трудностью компенсации нелинейной фазы в параметрических усилителях, вполне реалистично рассчитывать на длительность выходного импульса 20 фс.

Достижение максимальных энергетических характеристик излучения предполагает использование в компрессоре широкоапертурных пучков. Вместе с тем размеры и порог пробоя (оптическая стойкость) доступных дифракционных решеток накладывают определенные ограничения как на геометрические параметры компрессора, так и на характеристики входного и выходного излучений. В рамках настоящей работы мы рассматриваем два возможных варианта: решетки с апертурой 575×1015 мм (например, фирмы HORIBA [77,78]), а также с апертурой 700×1450 мм, которые планируется использовать в проекте SEL-100PW [24]. В табл.6 приведены параметры компрессора для этих двух вариантов. Анализ показал, что для спектральной полосы шириной 150 нм и

Табл.6. Параметры для двух вариантов компрессора.

Параметры	Значения	
Размер решеток G2 и G3 (см)	57 × 101	70 × 145
Плотность штрихов решеток (штрих./мм)	1200	1200
Угол Литтрова (град)	33.1	33.1
Ширина спектра входного излучения (нм)	150	150
Длительность спектрально ограниченного импульса (FWHM) (фс)	17	17
Длительность выходного импульса (фс)	20	20
Длительность растянутого импульса (нс)	3	3
КПД компрессора	0.66	0.66
Плотность энергии на решетке G1 (Дж/см²)	0.265	0.265
Плотность энергии на решетке G4 (Дж/см²)	0.174	0.174
Апертура пучка (см)	55 × 55	66 × 66
Угол падения (град)	45.5	46.2
Расстояние между решетками G1 и G2 (см)	185	190
Размер пучка на решетке G1 (см)	78.5	95
Размер пучка на решетке G2 (см)	121	138
Энергия входного импульса (Дж)	1145	1669
Энергия выходного импульса (Дж)	751	1095
Мощность выходного спектрально ограниченного импульса (ПВт)	40	58
Мощность выходного импульса (ПВт)	35	50

центральной длины волны 910 нм оптимальным является использование chirпированных импульсов длительностью 3 нс и решеток с плотностью 1200 штрих./мм. В любом случае апертура пучка в компрессоре больше, чем в оконечных каскадах параметрических усилителей, поэтому между ними необходим расширяющий телескоп.

Этот телескоп переносит изображение с нелинейного кристалла на первую решетку компрессора и выполняет функцию очистки пучка от крайне нежелательных пространственных шумов в компрессоре. Создать ахроматический объектив с большой апертурой весьма затруднительно, поэтому необходим зеркальный. Длина телеско-

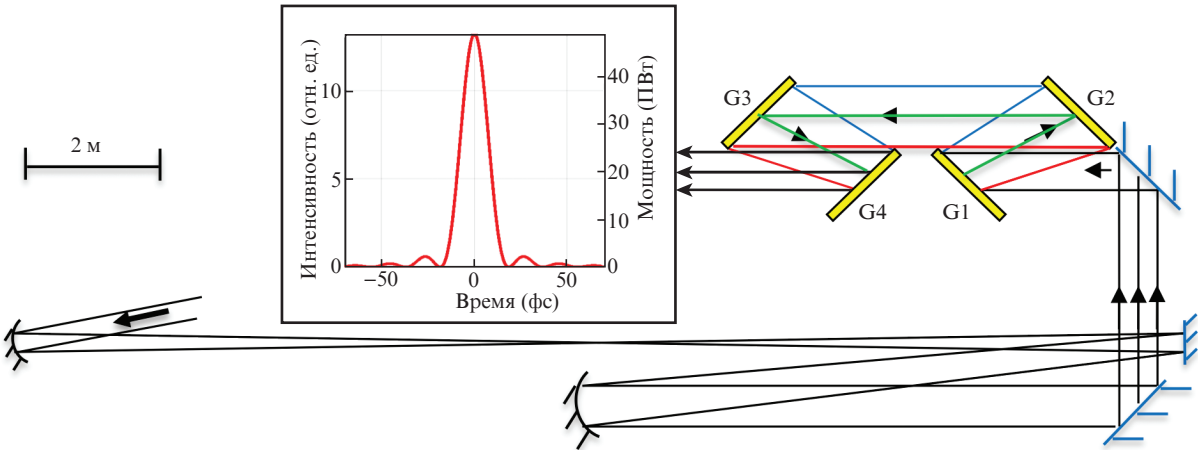


Рис.11. Расширяющий телескоп и компрессор chirпированных импульсов (размеры пучка и решеток G1–G4 показаны в масштабе), а также выходной спектрально ограниченный импульс длительностью 17 фс.

па выбирается такой, чтобы не было пробоя воздуха в фокальной области. Для длительности импульса 3 нс с энергией порядка 1 кДж длина телескопа должна быть больше 30 м. При данной длине сферическая абберация не приводит к ухудшению качества пучка, поэтому можно использовать сферические зеркала, а не требующие тонкой юстировки дорогие параболические зеркала. Чтобы избежать астигматизма, возникающего из-за наклонного падения на сферическое зеркало, входной и выходной пучки отражаются в ортогональных плоскостях. Для уменьшения физической длины телескопа, а также для уменьшения расстояния между выходным зеркалом телескопа и первой решеткой компрессора пучок после перетяжки «сломан» зеркалом в соотношении 1:1, а излучение выводится с помощью 45-градусного зеркала, как показано на рис.11.

Как упоминалось выше, максимально достижимая энергия выходного импульса ограничена порогом пробоя дифракционных решеток, а также их размером. Следуя данным, приведенным в работе [24], наиболее слабым звеном является последняя, четвертая, решетка G4, поскольку порог пробоя фемтосекундного импульса (228 мДж/см^2) значительно ниже порога пробоя импульса наносекундной длительности (600 мДж/см^2). Таким образом, для надежной и безопасной работы компрессора необходимо, чтобы плотность энергии на решетке G4 была меньше 228 мДж/см^2 с некоторым запасом. Величина необходимого запаса зависит от пространственной неоднородности пучка. Учитывая фильтрацию пространственных шумов в телескопе (см. выше), мы будем считать коэффициент запаса 1.31, приведенный в [24], достаточным, т.е. плотность энергии пучка на решетке G4 составит 174 мДж/см^2 . При эффективности компрессора 66% (четыре отражения от решеток с коэффициентом отражения 90%) плотность энергии на решетке G1 будет равна 265 мДж/см^2 , т.е. коэффициент запаса для G1 будет составлять около 2.25.

Согласно расчетам, для двух возможных вариантов решеток компрессора (см. табл.6) оптимальными являются апертуры пучков $55 \times 55 \text{ см}$ и $66 \times 66 \text{ см}$, что с учетом указанного выше запаса по стойкости решеток обеспечивает выходную мощность одного канала XCELS, равную 35 и 50 ПВт соответственно. Отметим, что в первом варианте полный размер пучка на решетках G2 и G3 несколько превышает размер самих решеток, однако вызванное этим уменьшение выходной мощности будет незначительным: потери энергии составят менее 4%. При оценках учитывалось, что в силу технологии изготовления реальная рабочая область решетки меньше, чем размер подложки.

Чтобы не допустить нелинейных эффектов при распространении сжатых лазерных импульсов по воздуху, оптические элементы компрессора расположены в вакуумной камере. Размеры вакуумных камер всех 12 компрессоров обеспечивают размещение не только дифракционных решеток в механизированных оправах, но и вспомогательных оптико-механических элементов, необходимых для юстировки и диагностики компрессора. Все оптические элементы имеют дистанционное управление, позволяющее выполнять их юстировку с точностью до угловых секунд и микрометров [3, 79]. Двенадцать компрессоров для экономии площади здания располагаются на двух уровнях (см. рис.1).

7. Фокусировка в главной мишенной камере

Чтобы получить максимальную величину электромагнитного поля в фокусе необходимо оптимизировать схему фокусировки. Теоретически было доказано, что для монохроматического излучения с фиксированной мощностью наиболее оптимальна так называемая сходящаяся дипольная волна, которая представляет собой сходящуюся основную сферическую моду, соответствующую обращенному во времени излучению гармонического диполя [80]. В этом случае в центральной точке достигается интенсивность $I = cE^2/8\pi = 8\pi P/(\lambda^2)$, где E – напряженность электрического поля, P – полная мощность волны, λ – длина волны излучения. Такой же вывод справедлив [81] и для коротких лазерных импульсов, причем поправка на достигаемую интенсивность для импульсов длительно-стью 20 фс на длине волны 910 нм пренебрежимо мала.

Создание сходящейся дипольной волны является сложной технической задачей, которая для импульсов петаваттного уровня мощности представляется на данном этапе развития технологий нерешаемой. В связи с этим было предложено имитировать дипольную волну некоторым числом пучков с ограниченной апертурой, размещенных относительно друг друга особым образом [82]. Более подробный анализ показал, что для гауссовых пучков с фиксированной суммарной мощностью оптимум достигается при 12 пучках, организованных в два яруса вблизи экваториальной плоскости [83]. В такой конфигурации основная мощность излучения поступает с экваториальных направлений, как это и происходит в случае дипольной волны, в которой распределение мощности зависит от полярного угла θ как $\sin^2\theta$.

Однако проведенный в работе [83] анализ не соответствует требованиям, возникающим при экспериментальной реализации проекта XCELS. Во-первых, ограничена не суммарная мощность многопучковой системы, а мощность одного пучка. Во-вторых, пучки на выходе из лазера не гауссовы, а квадратного сечения с супергауссовым профилем. В-третьих, фокусировка линзами исключена, можно использовать только внеосевые параболические зеркала, после отражения от которых пучок приобретает еще более сложную форму, зависящую от угла падения и числовой апертуры. Наконец, в-четвертых, между пучками требуется оставлять технологические зазоры для удобства их юстировки и фазировки, а также для диагностики происходящих в фокусе процессов. Мы провели численное моделирование полей в фокусе с учетом всех этих обстоятельств. Расчет основывался на вычислении интегралов Стрэттона–Чу, являющихся векторным аналогом дифракционных интегралов Кирхгофа [84].

Необходимо отметить, что оптимальная поляризация излучения направлена вдоль меридианов. Поскольку пучки имеют квадратное сечение, а поляризация всегда параллельна стороне квадрата, то ориентация сторон квадрата должна быть вдоль меридианов. Возможны различные варианты расположения пучков квадратного сечения и, соответственно, фокусирующих параболических зеркал на сфере. Например, пучок, падающий на зеркало, может пересекать плоскость экватора, а может и не пересекать. Второй вариант, показанный на рис.12 для 12 пучков, предпочтительнее, т.к. в этом случае меньше внеосевой параметр фокусирующих параболических зеркал, больше числовая апертура каждого пучка и в экватори-

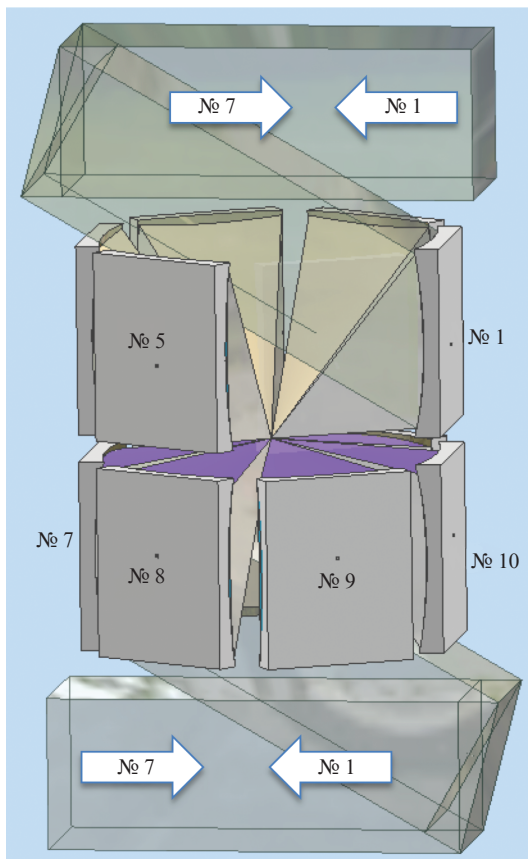


Рис.12. Геометрия фокусировки в главной мишенной камере. Для наглядности параболическое зеркало пучка № 6 показано прозрачным, а входные пучки представлены только для двух каналов: вход пучка канала № 1 совпадает с выходом канала № 7 и наоборот.

альной плоскости остается доступ к фокусу для диагностики и юстировки. Предусмотрены технологические зазоры между параболическими зеркалами: 100 мм между ярусами и 80 мм между зеркалами в одном ярусе. Параболические зеркала в северном и южном ярусах расположены строго напротив друг друга (на рис.12 показана только одна пара пучков – № 1 и № 7), т.е. пучок после фокуса направляется в «чужой» канал, причем точно в обратном направлении. Это используется для юстировки и фазировки (см. разд.8 и 9), однако требует организации развязки малоапертурной части установки для защиты ее от пробоя мощным обратным излучением. Одним из решений данной проблемы может быть плазменный затвор в перетяжке телескопа (см. разд.4 и рис.8).

Численные расчеты были сделаны для различного числа пучков, имеющих супергауссов профиль интенсивности 12-го порядка. Пучки предполагались монохроматическими на длине волны 910 нм, а пиковая мощность каждого из них составляла 50 ПВт, что соответствует максимальной пиковой мощности одного канала XCELS (см. табл.6). Для идеальной фазировки результаты расчетов представлены на рис.13 синими кружками. Отметим, что зависимость не имеет квадратичного характера в отличие от случая когерентного сложения плоских волн. Связано это с тем, что из-за квадратного профиля пучков угол их схождения в меридианных плоскостях зависит от числа пучков: чем оно больше, тем меньше экваториальный угол схождения и тем меньше также и полярный угол схождения. Это приводит к существованию оптимума: с увеличением числа пучков растет суммарная мощность

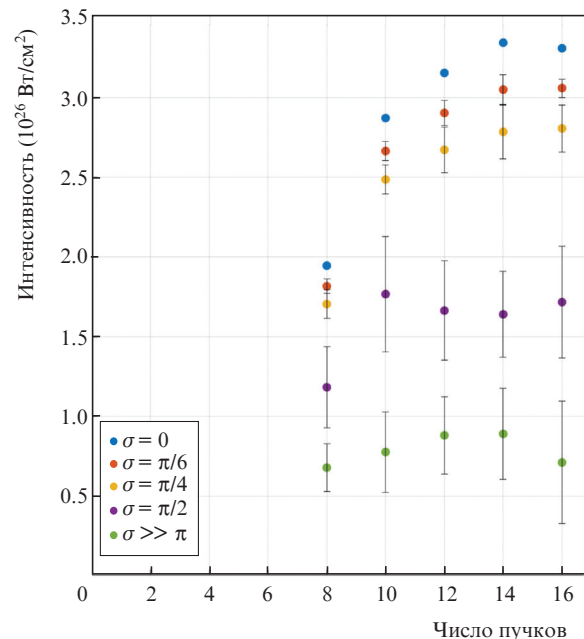


Рис.13. Зависимость максимальной интенсивности, достигаемой в фокальной области, от числа фокусируемых пучков для идеальной фазировки ($\sigma = 0$) и для различных значений среднеквадратичного отклонения σ фазовой расстройки между пучками.

излучения, но уменьшается полярный угол фокусировки, в результате чего увеличивается размер пятна в фокусе. Из рис.13 видно, что максимальная интенсивность достигается для 14 пучков, однако для 12 пучков она лишь на 7% ниже: 3.2×10^{26} Вт/см². Это значение составляет более 50% от максимальной величины, достигаемой в идеальной дипольной волне той же мощности (600 ПВт). Отметим также, что использование 12 пучков не требует чрезмерных числовых апертур параболических зеркал. Углы схождения для одного пучка составляют 56° для нижней границы пучка в экваториальной плоскости и 44° для середины пучка в меридианной плоскости, т.е. телесный угол одного пучка равен 0.2π , а 12 пучков покрывают около 60% поверхности сферы.

8. Адаптивная оптика и пространственное совмещение 12 пучков в общем фокусе

Аберрации (искажения волнового фронта) приводят к уменьшению интенсивности в фокальной перетяжке каждого из каналов, которое только усугубляется при дипольной фокусировке 12 пучков. Аберрации вызваны неточностями изготовления оптических элементов и недостатками их юстировки в оптическом тракте, а также тепловыми неоднородностями, нелинейными эффектами и потоками воздуха. В результате волновой фронт на выходе отличается от плоского. Все аберрации компенсируются с помощью адаптивной системы, основанной на деформируемых зеркалах (ДЗ) – зеркалах с управляемой формой поверхности [85]. ДЗ вносит в пучок пространственную фазу, равную по модулю, но противоположную по знаку фазе пучка, что приводит к восстановлению плоского фронта. Для работы адаптивной системы требуется сигнал обратной связи, характеризующий качество волнового фронта.

Компенсация аберраций наиболее эффективна, если ДЗ расположено максимально близко к фокусирующему

параболическому зеркалу (рис.14). Если aberrации очень сильные и их амплитуда превышает динамический диапазон ДЗ, то дополнительно используют второе ДЗ в середине оптического тракта [86]. Одним из преимуществ ОРСПА является низкий уровень aberrаций, поскольку в параметрических усилителях мало проходов, практически нет выделения тепла и неоднородности волнового фронта на качки никак не влияют на волновой фронт сигнальной волны. В частности, в [87] получено число Штреля 0.3 вообще без применения ДЗ.

Деформируемое зеркало соответствующей апертуры (55×55 или 66×66 , см. разд.6) изготовлено по гибридной технологии [88] – оно управляется примерно 200 электродами биморфного типа и 20 периферийными толкателями на основе шаговых двигателей. Алгоритм работы ДЗ требует нескольких импульсов, поэтому использование ДЗ при разовых «выстрелах» неэффективно. ДЗ работает с маломощным излучением с частотой следования импульсов 100 Гц. Волновой фронт измеряется датчиком Гартмана [89,90], а качество фокусировки – ССD-камерой, регистрирующей распределение энергии в дальней зоне. Применяются два комплекта измерителей и, соответственно, две обратные связи, показанные на рис.14 желтыми линиями. Основной комплект (не показан на рис.14) вдвигается в главный фокус с помощью сервоприводов на время калибровки вспомогательного комплекта и затем убирается. Вспомогательный комплект расположен за плоским зеркалом, которое направляет пучок на параболическое зеркало (рис.14). Сначала ДЗ настраивают на оптимальную форму поверхности, используя в качестве обратной связи данные с основного комплекта. Затем текущие значения во вспомогательном комплекте записываются как референсные, после чего обратная связь адаптивной системы переключается с основного

комплекта на вспомогательный и поддерживает эти референсные значения. Такая двухступенчатая процедура стандартна для мощных лазерных систем [91], включая лазер PEARL, где при диаметре пучка 18 см и энергии импульса более 10 Дж получено число Штреля более 0.72 при фокусировке параболическим зеркалом с числовой апертурой F/2.5 [92].

Отметим, что с помощью ДЗ можно в небольших пределах смещать фокальную перетяжку вдоль оси z, что является альтернативным способом тонкой подстройки положения перетяжки. В некоторых случаях это позволяет избежать перемещения крупногабаритных фокусирующих зеркал и может быть полезным при пространственном совмещении фокальных перетяжек 12 пучков.

Для процедуры пространственного совмещения пучков в общем фокусе необходимы вспомогательные манипуляции в каждом из 12 каналов: блокировка, ослабление и уменьшение апертуры пучка. Соответствующие устройства (экран, фильтры, диафрагмы) вдвигаются в пучок сразу после делителя (см. разд.4, рис.8). Направление распространения каждого пучка стабилизируется с помощью вращающегося в двух плоскостях зеркала, управляемого сигналом квадратурного фотодиода, расположенного за плоским зеркалом, которое направляет пучок на параболическое зеркало. На рис.14 эта обратная связь показана фиолетовым цветом. Кроме того, с помощью ССD-камер измеряется распределение энергии в ближней зоне пучка как до фокусировки, так и после – за «чужим» плоским зеркалом, которое направляет встречный пучок на параболическое зеркало (ретродиагностика) (рис.14).

В основе методики пространственного совмещения пучков лежит использование тонкого лезвия [90,93], которое позволяет с субволновой точностью совместить кромку лезвия с фокальной перетяжкой (рис.15). Идея

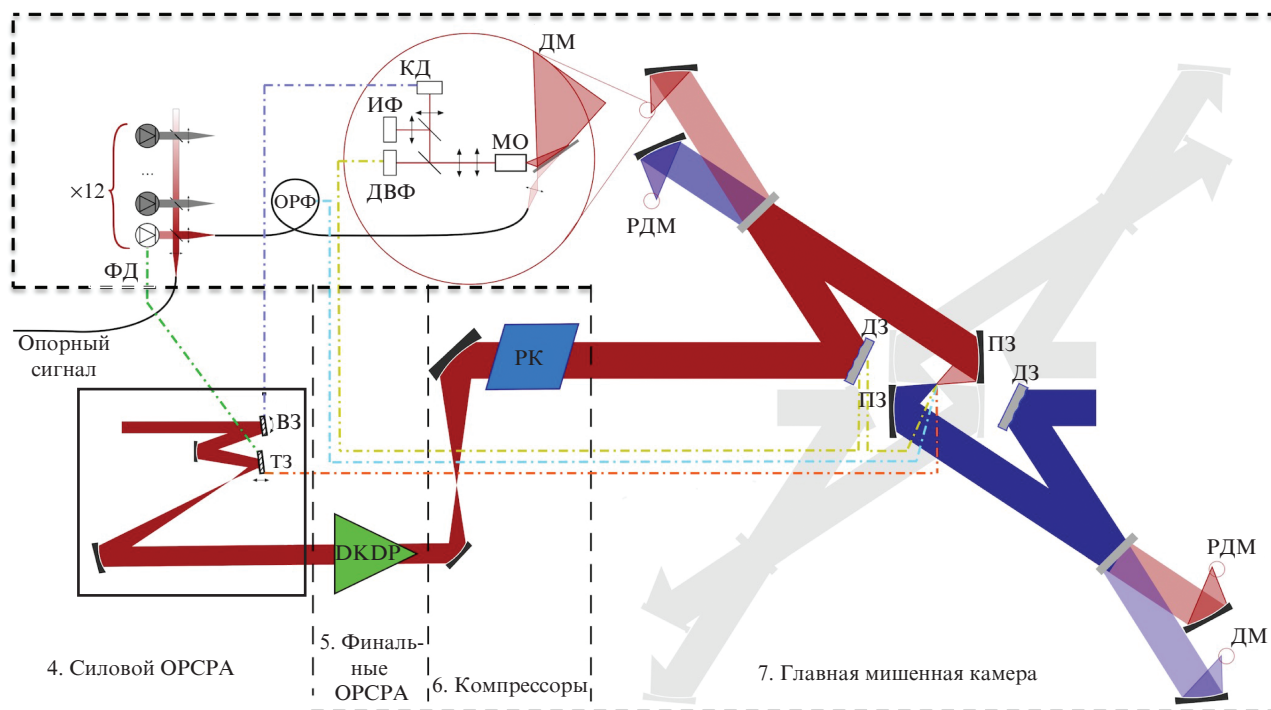


Рис.14. Схема пространственного и временного совмещения пучков в фокусе:

ТЗ – зеркало на трансформаторе; ВЗ – вращающееся зеркало; ДЗ – деформируемое зеркало; ПЗ – параболическое зеркало; ДВФ – датчик волнового фронта; КД – квадратурный фотодиод; ИФ – изображение фокуса; ОРФ – оптоволоконный регулятор фазы; ФД – фотодиод; ДМ – диагностический модуль; РДМ – ретродиагностический модуль; МО – микрообъектив.

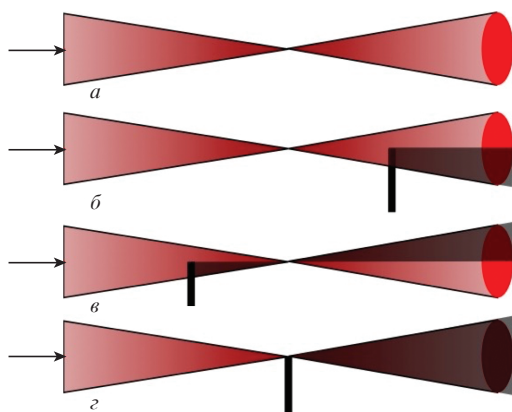


Рис.15. Иллюстрация юстировки с помощью лезвия.

основана на зависимости топологии ближней зоны прошедшего через фокус пучка от положения лезвия относительно фокальной плоскости. Лезвие, расположенное за перетяжкой (рис.15,б), блокирует излучение со стороны введения лезвия. Лезвие, расположенное перед перетяжкой (рис.15,в), перекрывает пучок с противоположной стороны. Однородное «приглушение» яркости по всей апертуре свидетельствует о положении лезвия точно в фокальной плоскости (рис.15,г). Процедура допускает как перемещение параболического зеркала для наведения на лезвие, так и помещение лезвия в перетяжку.

Пространственное совмещение 12 пучков осуществляется в два этапа: сведение двух встречных пучков и последовательное совмещение примыкающих пучков. Для совмещения встречных пучков лезвие имеет зеркальную поверхность, которая располагается по нормали к пучку, отражая его назад в ретродиагностический канал (рис.16,б). При выведении лезвия из перетяжки в ретроканал попадает встречный пучок (рис.16,а). Таким образом, сведение пучков можно будет дополнительно диагностировать, сравнивая положение отраженного от лезвия пучка и пучка встречного канала. Для сведения

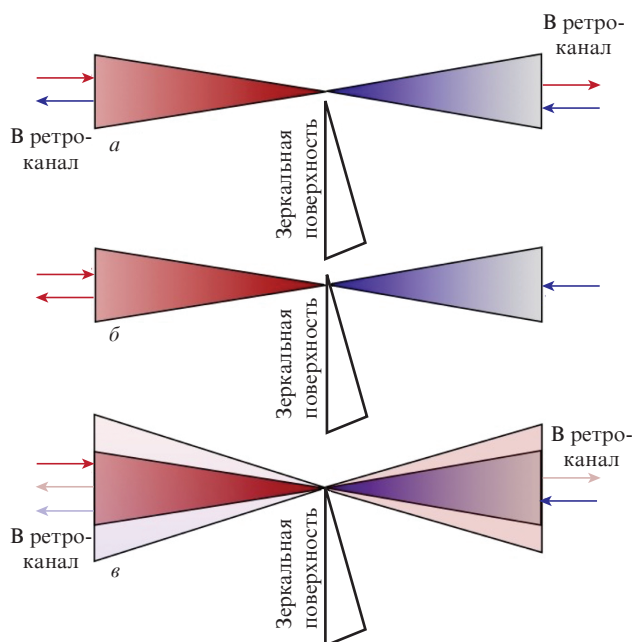


Рис.16. Сведение встречных каналов.

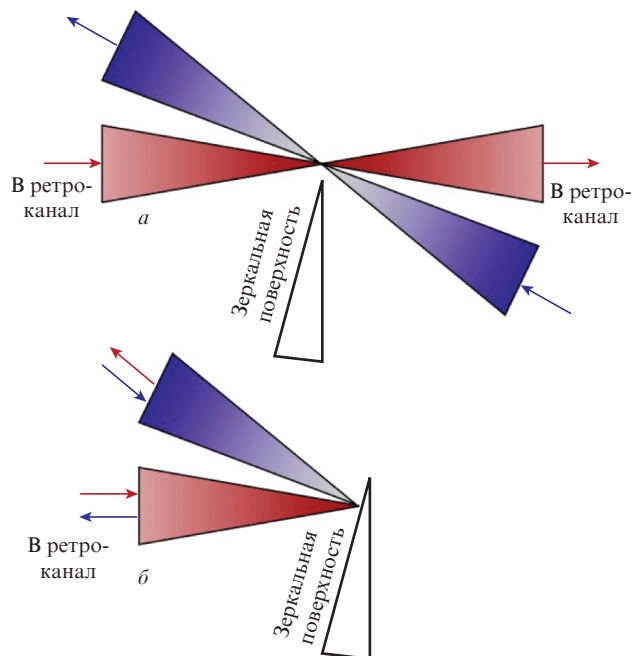


Рис.17. Сведение примыкающих каналов.

пучков по двум координатам необходимо использовать два лезвия, повернутые на 90° .

Аналогично осуществляется совмещение примыкающих пучков, для чего лезвие располагается таким образом, чтобы отраженное излучение одного канала направлялось точно во второй канал (рис.17). В отличие от встречных пучков в данном случае совмещение пучков невозможно контролировать с помощью ретроканалов, поэтому сведение проводится исключительно по лезвию с использованием данных о перекрытии ближней зоны встречных ретроканалов. После того как лезвие помещается в фокус первого канала, фокус второго канала наводится на лезвие. Таким образом, фокусы всех каналов совмещаются в одной точке, а затем осуществляются синхронизация и фазировка импульсов.

9. Синхронизация и фазировка 12 импульсов

После того как фокальные перетяжки всех 12 пучков совмещены в одной точке пространства, необходимо совместить 12 импульсов во времени. Задачу временного совмещения импульсов в общем фокусе можно разделить на две части: синхронизация, т.е. совмещение огибающих импульсов с погрешностью, много меньшей длительности импульса, и фазировка, т.е. совмещение фаз импульсов в фокусе с погрешностью, много меньшей периода поля. Отметим, что одинаковая для всех каналов временная задержка между фазой и огибающей импульса не требуется, поскольку длительность импульса значительно больше периода поля, и «проскальзывание» фазы даже на π приведет к незначительному уменьшению интенсивности.

Идеальная фазировка (максимальная интенсивность в фокусе) достигается при точном равенстве фаз всех импульсов. Любой случайный разброс фаз приводит к уменьшению интенсивности. Для обычной (не дипольной) геометрии фокусировки детальный анализ проведен в [94]. В частности, там показано, что при среднеквадратичном отклонении фазы $\pi/4$ интенсивность уменьшается

примерно на 30%, а при $\pi/2$ – уже на 70%. Мы провели численное моделирование при дипольной фокусировке. При этом максимум интенсивности искался только в экваториальной плоскости. Из рис.13 видно, что для дипольной фокусировки влияние расфазировки меньше, чем для обычной фокусировки: интенсивность уменьшается на 16% и на 47% соответственно.

Требуется не только установить одинаковые длины путей, но динамически компенсировать флуктуации, обусловленные дрейфом температуры, потоками воздуха и вибрациями. Для этого в каждом канале установлено зеркало, расположенное на трансляторе (ТЗ). ТЗ должно иметь как можно меньшие массу и, соответственно, апертуру, поэтому оно установлено внутри телескопа после делителя пучка (см. также рис.8). На ТЗ поступает сигнал обратной связи. Для синхронизации эта обратная связь может быть относительно медленной (частота в доли герца), а для фазировки ширина полосы обратной связи должна достигать десятков герц. В разовых лазерных системах или системах с малой частотой следования импульсов (менее 100 Гц) добиться такой скорости работы невозможно, поэтому для обратной связи используются неусиленные импульсы, которые проходят точно такой же путь, как усиленные [95], поскольку частота их следования значительно больше. Согласно [96] для компенсации флуктуаций в полосе шириной до 10 Гц частота следования импульсов должна составлять не менее 100 Гц. Схемы обратной связи могут быть основаны на интерференции сигналов между собой, включая попарную интерференцию [97], или на совместной фокусировке [98], а также на интерференции сигналов с одним опорным пучком [99]. Во всех случаях генерируются сигналы ошибки, которые обрабатываются процессором, в результате чего изменяется напряжение на пьезоэлектрических преобразователях, смещающих зеркала ТЗ в каждом канале.

Отличие дипольной геометрии фокусировки от обычной приводит к двум дополнительным трудностям. Во-первых, на первом этапе временного совмещения обычно сигналом обратной связи служит непосредственно плотность энергии в фокусе системы параболических зеркал, куда устанавливается фотодиод или CCD-камера, однако они не могут использоваться в общем фокусе 12 пучков, поскольку не могут быть освещены со всех сторон. Таким образом, требуется специальный датчик интенсивности. Он может представлять собой либо нанорассеиватель, изображение которого переносится на фотодиод, либо наноантенну, принимающую сигнал и передающую его на детектор [100], либо нелинейную среду, отклик которой также отслеживается фотодиодом [101]. Альтернативой может быть попарное совмещение, но оно представляется более трудоемким и может занять много времени. Во-вторых, на втором этапе, когда датчик убирается из фокуса, вместо него обычно используется реплика фокальной перетяжки, образованная, например, пучком, прошедшим через «глухое» зеркало. Однако такую реплику невозможно создать для всех 12 пучков при дипольной фокусировке. Эта проблема решается с помощью дополнительной системы обратной связи, основанной на измерении фазы импульса с использованием пучка, прошедшего сквозь ТЗ, оптоволоконный регулятор фазы и смеситель с опорным пучком, за которым расположен фотодиод (рис.14).

Такая гибкая архитектура позволяет применять различные алгоритмы фазировки, мы остановимся на двух

из них. В первом алгоритме оптимальные положения ТЗ подбираются и поддерживаются таким образом, чтобы пучки в фокусе имели нулевые сдвиги фаз, т.е. чтобы на датчике достигалась максимальная интенсивность (красная петля обратной связи на рис.14). Далее сдвиг фазы на каждом оптоволоконном регуляторе устанавливается таким, чтобы сигнал на фотодиоде был максимальным (голубая петля обратной связи). В это время красная петля обратной связи включена и поддерживает максимальную интенсивность в фокусе. Затем фазы оптоволоконных регуляторов фиксируются (замораживаются), а управление положениями ТЗ меняется таким образом, чтобы сохранять максимальные значения сигналов на фотодиодах (зеленая петля обратной связи). После этого датчик интенсивности уже не нужен, и он убирается из фокуса.

Второй алгоритм с самого начала использует зеленую петлю обратной связи: подбирает и поддерживает положения ТЗ так, чтобы сфазировать каналы между собой. Это гарантирует постоянную во времени разность фаз импульсов разных каналов, но не гарантирует ее нулевое значение. Далее с помощью оптоволоконных регуляторов на датчике в фокусе устанавливается максимальная интенсивность (голубая петля обратной связи). В это время зеленая и голубая петли обратной связи включены одновременно. После достижения максимума интенсивности напряжения на оптоволоконных регуляторах замораживаются (голубая петля обратной связи разрывается), и работа зеленой петли гарантирует поддержание максимальной интенсивности в фокусе. Датчик убирается из фокуса.

Отметим, что на фотодиод можно направить как пучки, которые прошли сквозь «свой» ТЗ, т.е. до фокуса, так и пучки из ретроканалов, прошедшие сквозь «чужие» зеркала, т.е. после фокуса. Для более надежной и устойчивой работы алгоритма можно использовать оба варианта одновременно.

10. Дополнительные возможности: управление параметрами импульса после компрессора

Как указано в разд.6, плотность энергии одного канала XCELS ограничена стойкостью дифракционных решеток, и при длительности импульса 20 фс (FWHM) интенсивность не может быть значительно больше 10 ТВт/см². В последнее время для дополнительного уменьшения длительности петаваттных и субпетаваттных лазерных импульсов широкое распространение получил метод посткомпрессии, известный также как TFC (Thin Film Compressor) [32] или CafCA (Compression after Compressor Approach) [34] (рис.18,а). Суть метода заключается в использовании тонкой плоскопараллельной пластины – нелинейного элемента, в котором спектр лазерного импульса значительно уширяется из-за фазовой самомодуляции за счет керровской нелинейности. Далее фаза спектра $\varphi(\Omega)$ корректируется с помощью чирпирирующих (дисперсионных) зеркал, что обеспечивает импульс меньшей длительности, близкий к спектрально ограниченному. Метод получил подтверждение в экспериментах, где было продемонстрировано уменьшение длительности субпетаваттных лазерных импульсов в пять [102] и в шесть [103] раз. Однако в этих экспериментах и в большинстве других [33, 104–106] интенсивность была поряд-

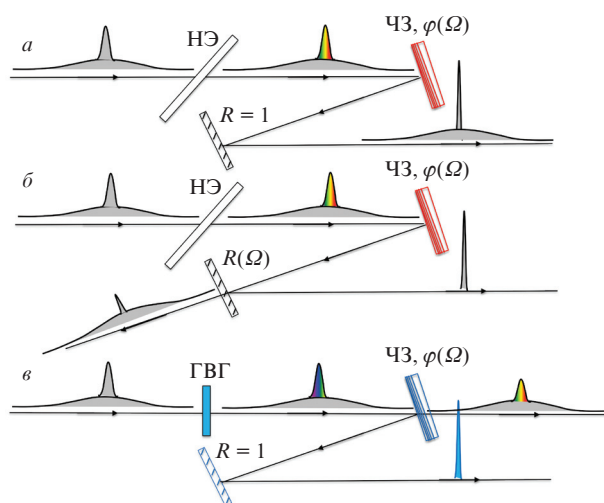


Рис.18. Схемы посткомпрессии (а), посткомпрессии со спектральной фильтрацией (б) и удвоения частоты с посткомпрессией (в): НЭ – нелинейный элемент; ЧЗ – chirpiрующее зеркало; $R(\Omega)$ – зеркало, коэффициент отражения которого имеет провал в центре спектральной полосы; зеркала, показанные синим цветом, отражают вторую гармонику излучения и пропускают первую.

ка 1 ТВт/см^2 . При интенсивности 10 ТВт/см^2 требуются субмиллиметровые пластины, поэтому перспективно использовать полимерные [107, 108] или кварцевые пленки [109], расположенные под углом Брюстера. Результаты моделирования для кварцевой пластины толщиной 500 мкм показаны на рис. 19 (зеленые кривые). Видно, что импульс сжимается до 2.6 фс, а мощность выходного импульса увеличивается в 4.6 раза. В этом случае выходная мощность одного канала XCELS составляет 130 и 230 ПВт для двух вариантов компрессора. Достигнуть пятикратной посткомпрессии планируется также в [31] (см. табл. 1).

Кроме увеличения мощности важно увеличить контраст импульса, что чрезвычайно важно для многих экспериментов, особенно с твердотельными и наноструктурированными мишенями. Для этого было предложено несколько вариантов модернизации посткомпрессии, из которых для лазера XCELS наиболее подходит метод спектральной фильтрации импульса после фазовой самомодуляции [110, 111] (см. рис. 18, б). Идея метода заключается в том, что в отличие от спектра основного импульса спектр пьедестала не уширяется, поскольку его интенсивность мала. Следовательно, если «вырезать» из уши-

ренного спектра полосу, соответствующую исходному импульсу, то пьедестал будет существенно уменьшен, а основной импульс пострадает мало, т. к. его спектр значительно шире. Для этого используется зеркало, коэффициент отражения которого имеет провал в центре спектральной полосы исходного импульса. Выбор ширины провала диктуется компромиссом между увеличением временного контраста и увеличением пиковой интенсивности сжатого импульса. На рис. 19 показан пример расчета (синие кривые): интенсивность увеличилась в 2.8 раза, а контраст – на два порядка.

Технологически более сложными, но еще более привлекательными являются генерация и сжатие импульсов второй гармоники (рис. 18, в). В этом случае увеличивается не только временной контраст, но также за счет более короткой длины волны примерно двукратно уменьшается диаметр фокального пятна, что значительно увеличивает интенсивность в фокусе. Кубическая нелинейность влияет на ГВГ как из-за уширения спектра, увеличивающего дисперсионное расплывание, так и из-за нарушения условий фазового синхронизма, поскольку и импульс первой гармоники, и импульс второй гармоники накапливают зависящую от времени нелинейную фазу. В приближении плоских монохроматических волн последний эффект может быть скомпенсирован полностью [112]. Интенсивность порядка 10 ТВт/см^2 требует тонких широкоапертурных нелинейных кристаллов, изготовление которых является сложной технологической задачей. Наиболее перспективным представляется изготовление тонкой ($\sim 1 \text{ мм}$) кварцевой подложки, которая наклеивается прозрачным клеем на толстый ($\sim 1 \text{ см}$) кристалл KDP, после чего он сполировывается до нужной толщины. На рис. 20 показаны результаты расчетов при толщине кристалла 250 мкм и толщине кварцевой подложки 1 мм. Как и следовало ожидать, из-за квадратичной нелинейности контраст возводится в квадрат, поскольку в расчетах мы полагали, что излучение первой гармоники полностью выводится из пучка за счет отражения от спектроделителей. На практике увеличение контраста будет определяться числом и качеством спектроделителей. Как видно из рис. 20, длительность импульса уменьшилась до 3.4 фс, а пиковая мощность увеличилась в 1.4 раза, что с учетом двукратного уменьшения длины волны приводит к увеличению интенсивности в фокусе в 5.6 раза.

Заметим, что на сегодняшний день технологической проблемой является создание широкополосных широко-

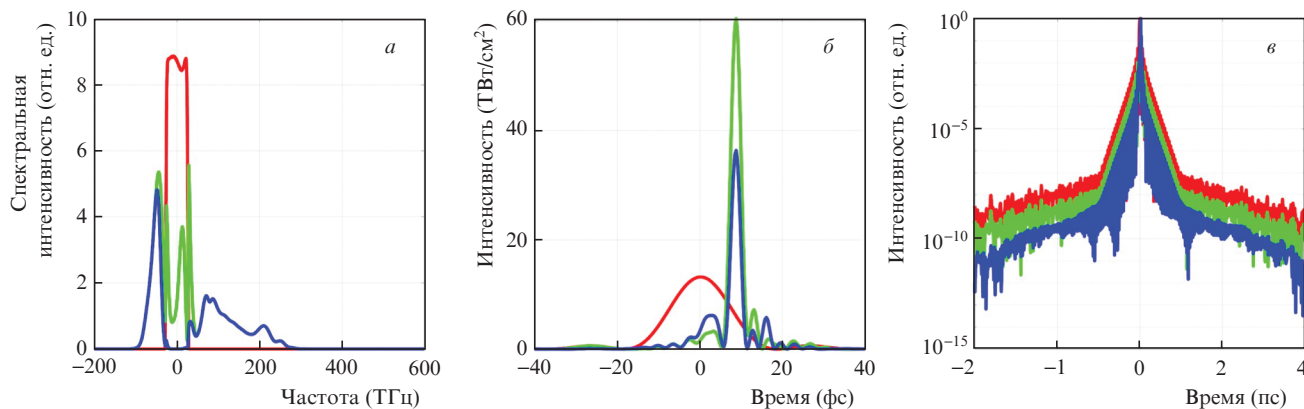


Рис.19. Спектры (а) и интенсивности импульса в линейном (б) и логарифмическом (в) масштабах на выходе решеточного компрессора (красные кривые), после посткомпрессии (зеленые кривые) (см. рис. 18, а) и после посткомпрессии со спектральной фильтрацией (синие кривые) (см. рис. 18, б).

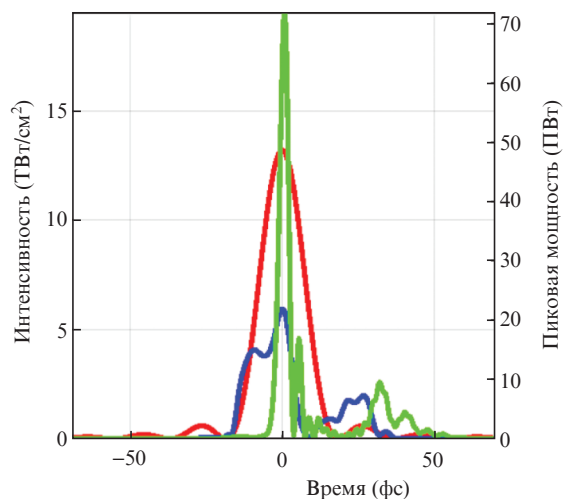
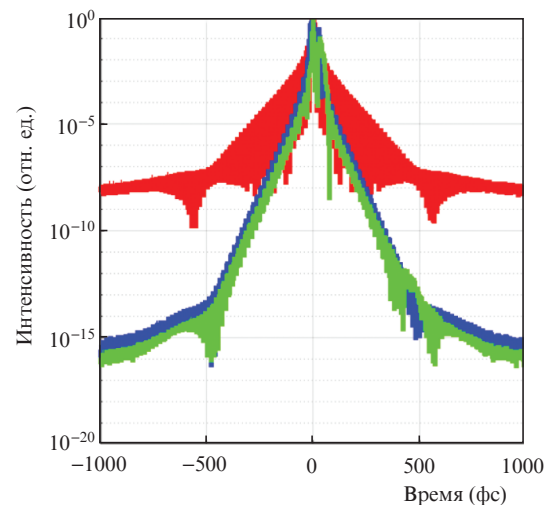


Рис.20. Импульсы первой гармоники (красные кривые), второй гармоники (синие кривые) и второй гармоники после посткомпрессии (зеленые кривые).

коапертурных chirpiрующих зеркал с высокой оптической стойкостью. Однако в будущем эта проблема может быть решена или будут созданы альтернативные дисперсионные элементы (см., напр., [113]). Укажем также на потенциальную возможность самокомпрессии сфокусированного импульса при распространении в плазме [114, 115].

Важно отметить, что применение описанных в этом разделе методов приводит к искажениям волнового фронта, если распределение интенсивности неоднородно в поперечном сечении. В настоящее время предложены [116] способы определения оптимальной корректирующей фазы для восстановления плоского фронта с помощью адаптивного зеркала, результаты первых успешных экспериментов приведены в [92]. Поскольку на выходе каналов лазера XCELS пучки близки к однородным, то искажения волнового фронта значительно меньше указанных в [92], и не представляют трудностей для системы адаптивной оптики, описанной в разд.8.

В заключение Части I приведем в табл.7 значения мощности и фокальной интенсивности, которые ожидается получить в проекте XCELS. При планировании экспериментальной программы XCELS следует учитывать, что это максимальные значения, полученные для максимального размера дифракционных решеток (70×145 см) и в предположении идеально плоского волнового фронта. С другой стороны, как указывалось выше, представленные в табл.7 значения ограничены только размерами

и оптической стойкостью дифракционных решеток, технологии изготовления которых активно развиваются. Решетки размером 93×170 см с такой же стойкостью позволят сжимать пучок с апертурой 90×90 см, что увеличит мощность одного канала до 100 ПВт. При этом для накачки финального ОРСПА потребуется энергия около 11 кДж, что все еще меньше 14 кДж – энергии одного канала установки УФЛ-2М [60, 61].

Часть II. Экспериментальная программа XCELS

В последнее время активно обсуждаются возможные эксперименты на мультипетаваттных лазерных системах [117]. Проект XCELS предусматривает создание уникальной лазерной системы, позволяющей генерировать оптические импульсы с рекордной суммарной мощностью. Другой важной особенностью установки XCELS является ее многоканальность, что может быть использовано для создания в области фокуса сложных распределений световых полей, максимизирующих различные параметры излучения, например напряженность лазерного поля. Более того, дополнительные каналы могут быть использованы в целях диагностики, так и для генерации интенсивных потоков вторичного излучения и частиц, которые могут понадобиться в различных экспериментах. Таким образом, на установке XCELS возможен целый ряд экспериментов, недоступных для других установок, как существующих, так и строящихся. Возможным экспериментам на установке XCELS посвящены работы специальных выпусков журнала «Квантовая электроника» [118–156], обзор которых и приводится ниже.

Следует отметить, что лазерные технологии очень быстро развиваются, что накладывает определенный отпечаток и на сам проект XCELS. На первом этапе проекта мощность лазерного излучения в одном канале предполагалась равной ~ 15 ПВт, но, как указывалось выше, недавний прогресс технологии изготовления дифракционных решеток позволяет увеличить эту мощность до 50 ПВт, а применение посткомпрессии импульса – еще больше. Представленные в работах [118–156] предложения по экспериментальной программе XCELS в ос-

Табл.7. Мощность и интенсивность излучения лазера XCELS.

Число каналов	Фокусировка	Варианты лазеров	Мощность (ПВт)	Интенсивность (10^{25} Вт/см ²)
1	F/1	базовый	50	0.44
		с пост-компрессией	230	2.0
		с удвоением частоты	70	2.5
12 (без пост-компрессии и удвоения частоты)	дипольная	без фазировки	600	9
		с фазировкой	600	32

новом ориентированы на первоначальную мощность (15 ПВт в одном канале), однако они остаются актуальными по нескольким причинам. Во-первых, эти эксперименты могут быть проведены еще до вывода установки XCELS на максимальную мощность, что может занять весьма продолжительное время. Во-вторых, работа установки с параметрами, существенно меньшими максимальных, является более надежной и стабильной. В-третьих, часть экспериментов можно прямым образом «экстраполировать» и для более высокого уровня мощности, например за счет увеличения поперечного размера пучка в области взаимодействия. Детальные теоретические исследования возможных экспериментов на установке XCELS для максимального уровня мощности – 50 ПВт и более в одном канале – предполагается провести в будущем.

Эксперименты можно условно разделить на четыре группы: квантово-электродинамические (КЭД) процессы в сильном лазерном поле; генерация и ускорение частиц; генерация электромагнитного (ЭМ) излучения; лабораторная астрофизика, процессы с высокой плотностью энергии, диагностика и другие приложения.

1. КЭД процессы в сильном лазерном поле

Одной из важнейших целей проекта XCELS, имеющих фундаментальное значение, являются исследования в области физики сильных ЭМ полей, включая эффекты сильнополевой квантовой электродинамики. Среди таких эффектов можно выделить поляризацию вакуума в сильном ЭМ поле, КЭД каскады, динамику плазмы с учетом КЭД эффектов и т.д. [157–160]. Часть экспериментов на установке XCELS связана с исследованиями процессов, где сильнополевые КЭД эффекты играют ключевую роль.

Так, в работе [118] предложена экспериментальная схема для исследования поляризации вакуума в сильном ЭМ поле на установке XCELS. Квантовая электродинамика предполагает, что сильные ЭМ поля могут воздействовать на вакуумные квантовые флуктуации. В этом случае вакуум ведет себя как нелинейная среда и может быть описан нелинейными радиационными поправками к уравнениям Максвелла. Если применима теория возмущений, то главные радиационные поправки описывают четырехволновое взаимодействие, соответствующее упругому фотон-фотонному рассеянию. В случае лазерного излучения экстремально высокой интенсивности это приводит к возможности наблюдения интересных нелинейно-оптических явлений, таких как генерация оптических гармоник, самофокусировка и т.д. [157]. Более того, существенные отклонения измеренных в эксперименте коэффициентов, описывающих данные нелинейно-оптические явления, от вычисленных могут указывать на «новую физику». До настоящего времени такие измерения не проводились, поскольку они требуют экстремально сильных ЭМ полей. В то же время установка XCELS как раз подходит для подобных экспериментов. В частности, в [118] исследована трехпучковая схема для генерации сигнальных фотонов, излучаемых вакуумом, поляризованным перекрывающимися сфокусированными лазерными импульсами с параметрами, соответствующими параметрам установки XCELS. Авторами [118] разработан эффективный метод расчета числа и характеристик сигнальных фотонов. Проанализирована и оптимизирована

зависимость параметров сигнала от фокусировки и поляризации импульсов и обоснована возможность его детектирования на мультитеваттной установке XCELS.

Другим интригующим явлением, которое предсказывает сильнополевая квантовая электродинамика и которое еще не наблюдалось в лабораторных условиях, является КЭД каскад [161–166]. КЭД каскады можно условно считать процессом преобразования света в материю. Механизм КЭД каскада в сильном лазерном поле состоит в следующем. Электрон, ускоряясь в лазерном поле, может излучить фотон высокой энергии. Такой фотон может распасться в сильном поле на электрон-позитронную пару. В свою очередь, образующиеся заряженные частицы могут быть также ускорены и могут излучать жесткие фотоны. Эти два процесса (излучение фотонов и их распад с образованием электрон-позитронных пар), чередуясь друг с другом, могут повторяться достаточно долго, имея вид, схожий с цепной реакцией. В результате происходит экспоненциальный во времени рост числа фотонов, электронов и позитронов. В этом случае лазерное излучение конвертируется в электрон-позитронную плазму и жесткое ЭМ излучение. Предполагается, что КЭД каскады ответственны за генерацию электрон-позитронной плазмы в магнитосфере нейтронных звезд [167]. Также ЭМ ливни, вызываемые космическими лучами в атмосферах планет, можно отнести к несамостоятельным КЭД каскадам, где энергия каскада «черпается» из энергии космических лучей [168]. Для организации КЭД каскада требуется достаточно сильное ЭМ поле, пока недоступное в лабораторных условиях. Такое поле можно сформировать в результате когерентного сложения нескольких лазерных импульсов установки XCELS [81, 169]. В зависимости от параметров сложения импульсов ЭМ поле в области фокуса может быть близко к полю электродипольной волны (электрическое поле максимально в центре фокусировки) или магнитодипольной волны (магнитное поле максимально в центре фокусировки).

В работах [119, 122] обсуждаются эксперименты с магнитодипольной волной, сформированной лазерными импульсами установки XCELS. В [119] с помощью трехмерного численного моделирования методом частиц в ячейках исследуется развитие КЭД каскада и, в частности, определена пороговая суммарная мощность лазерного излучения, необходимая для каскада. Показано, что минимальный порог пробоя 14 ПВт достигается при использовании 12 пучков, при уменьшении числа пучков до двух-шести пороговая мощность возрастает и устанавливается на уровне 18 ПВт. Определена зависимость скорости развития КЭД каскада от числа лазерных пучков в широком диапазоне мощностей. Продemonстрировано, что флуктуации мощности каждого из пучков слабо влияют как на порог пробоя, так и на скорость развития каскада. В работе [122] предложена экспериментальная схема для исследования радиационного захвата электронов. До сих пор радиационный захват в лабораторных условиях не наблюдался [83]. Авторами [122] показано, что при облучении твердотельной мишени в виде нанопровода несколькими петаваттными лазерными импульсами, максимизирующими магнитное поле в фокусе, может возникать режим аномального радиационного захвата. Формируемые распределения ускоренных электронов и генерируемых гамма-фотонов в этом режиме имеют отличительные свойства, на основе которых можно экспе-

риментально определить применимость различных теоретических подходов к описанию радиационных потерь. В работе рассматривались конфигурации с различным числом импульсов (4, 6 и 12) и с разной суммарной мощностью.

Электродипольная конфигурация обсуждалась в работах [120, 121], где основное внимание было уделено генерации гамма-квантов и потоков заряженных частиц из области КЭД каскада. С помощью полномасштабного численного моделирования показано, что при достижении параметров лазерной системы, близких к заявленным параметрам установки XCELS, максимальная энергия гамма-фотонов может достигать 2 ГэВ, полная эффективность конверсии энергии лазерного излучения в энергию фотонов – 40%, а поток фотонов с энергией выше 1 ГэВ может приближаться к 10^{25} фотон./с. Также продемонстрировано, что при использовании 12 лазерных импульсов длительностью 30 фс суммарный заряд ускоренных электронов (позитронов) может достигать 250–270 нКл, а заряд частиц с энергией выше 1 ГэВ может превышать 1 нКл. Электродипольная структура полей позволяет получить экстремально узкое (несколько мрад) распределение гамма-квантов и частиц по полярному углу, отсчитываемому от оси симметрии поля. Таким образом, многопучковые мультитепаваттные лазерные системы, такие как XCELS, могут стать основой для построения сверхъяркого источника гамма-излучения и позитронов.

Одним из «узких» мест в организации экспериментов с дипольной волной является необходимость сфазированного сложения лазерных импульсов, что может быть непростой задачей для высокого уровня мощности. Интересно было бы выяснить, насколько критична синхронизация лазерных импульсов для развития КЭД каскадов. Данный вопрос обсуждается в работе [123]. В ней продемонстрирована потенциальная возможность наблюдения самоподдерживающихся ЭМ каскадов на установке XCELS при случайной разности фаз импульсов в разных каналах для суммарной мощности 36 ПВт. При этом в среднем число сгенерированных позитронов может быть на порядок меньше, чем в случае сфазированных импульсов, собираемых в дипольную волну, однако с вероятностью 10%–30% «выстрел» установки XCELS со случайными фазами приведет к наработке 1/4–1/3 от числа позитронов, образующихся в случае электродипольной волны. Поглощение лазерного поля, которое также может быть маркером развития каскада, тоже значительно и может достигать до 20% и более с вероятностью 10%–30%. В работе [123] рассмотрена мощность системы, существенно превышающая порог развития каскадов в «синфазной» конфигурации. Очевидно, что для мощности, близкой к порогу, также можно ожидать развития каскада для случайных фаз, однако вероятность «успешных» выстрелов может быть существенно ниже, чем в рассмотренном случае.

В экспериментах с дипольной волной, обсуждавшихся выше, для развития КЭД каскада необходимо разместить затравочные частицы в области сильного электрического поля. Способ их размещения требует дополнительного исследования. В связи с этим интересно проанализировать возможность развития КЭД каскада при облучении лазерными импульсами различных мишеней. В работе [125] с помощью полноразмерного трехмерного численного моделирования методом частиц в ячейках исследу-

ются развитие КЭД каскада и образование электрон-позитронных пар в результате взаимодействия лазерного излучения с фольгой. Рассмотрим две различные конфигурации взаимодействия. В первой конфигурации шесть лазерных импульсов фокусируются в одну точку на поверхности мишени из вершин правильного шестиугольника. Во второй конфигурации лазерные импульсы попарно фокусируются в одну точку на поверхности мишени из вершин, расположенных симметрично относительно точки фокусировки. При этом точки фокусировки для каждой пары отстоят на одинаковое расстояние друг от друга и лежат на одной прямой. Поляризация лазерных импульсов выбирается таким образом, чтобы электрическое поле находилось в плоскости, образованной нормалью к мишени и направлением распространения импульса (ТМ поляризация). В обеих схемах нормаль к мишени и направление распространения каждого лазерного импульса составляют угол 75° . Показано, что при параметрах излучения, которые планируется получить на установке XCELS, возможна генерация электрон-позитронных пар с энергиями вплоть до гигаэлектронвольт, полным числом частиц 8×10^{10} и средней концентрацией $2 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$.

Одним из эффектов, которые проявляются в сильном лазерном поле, является реакция излучения. Эффект обусловлен отдачей, возникающей при излучении фотона. При этом в сильном поле электрон ускоряется до большой энергии, и вероятность излучить фотон, уносящий заметную часть энергии электрона, сильно возрастает. В упрощенном описании эффект реакции излучения можно представить как эффективную силу радиационного трения (силу реакции излучения), действующую на излучающую частицу. Данный эффект может приводить к интересным явлениям, таким как радиационный захват [83, 170], обратный эффект Фарадея [171, 172] и др. Работа [124] посвящена возможности наблюдения обратного эффекта Фарадея на установке XCELS. Поскольку циркулярно поляризованное излучение с большой мощностью сгенерировать непросто, то рассматривается конфигурация с двумя сфазированными линейно поляризованными лазерными импульсами, распространяющимися под небольшим углом друг к другу. Представленные результаты расчетов показывают, что использование двух 15-петаваттных ортогонально поляризованных пучков, пересекающихся под небольшим углом ($\leq 10^\circ$), позволяет реализовать условия, необходимые для экспериментального наблюдения обратного эффекта Фарадея, индуцированного радиационным трением. На установке XCELS возможна генерация продольного квазистатического магнитного поля с пиковой напряженностью в несколько гигагауссов.

2. Генерация и ускорение частиц

Ускорение заряженных частиц является одним из процессов, который, с одной стороны, имеет важное фундаментальное и прикладное значение, а с другой – может быть экспериментально исследован на установке XCELS. Благодаря высокой интенсивности лазерного излучения установки XCELS можно ожидать потоков частиц с рекордными плотностями энергии. В работе [130] исследована генерация потоков электронов с высокой энергией при взаимодействии одного импульса установки XCELS

с мишенью околоритической плотности. С помощью численного моделирования показано, что в этом случае заряд ускоренных электронов с энергией 0.2–2 ГэВ достигает рекордного значения около 0.1 мКл. При этом эффективность конверсии лазерной энергии в энергию электронов составляет 17%.

Лазерно-плазменные методы ускорения электронов в последнее время привлекают к себе большое внимание благодаря перспективам создания компактных высокоградиентных ускорителей [173, 174]. Предполагается, что размеры таких ускорителей будут на несколько порядков меньше размеров ускорителей, основанных на стандартных технологиях. В настоящий момент в данной области получены впечатляющие результаты. Энергия ускоренных электронов достигла 8 ГэВ, что сравнимо с энергией частиц в рентгеновских лазерах на свободных электронах [175]. При этом следует отметить, что такая энергия была получена на длине в несколько десятков сантиметров, в то время как длина ускорителя для рентгеновских лазеров на свободных электронах достигает сотен метров и километров. Еще большую энергию можно получить, используя преимущества установки XCELS. В работе [131] путем численного моделирования продемонстрировано, что электронный сгусток с зарядом 50 пКл можно ускорить до энергии 100 ГэВ с субпроцентным энергоразбросом с помощью одного лазерного импульса установки XCELS. Для этого требуется создать плазменный канал длиной 70 м с характерным радиусом 200 мкм и плотностью плазмы на оси $3 \times 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Исходный лазерный импульс нужно растянуть до длительности 200 фс, а его диаметр должен составлять около 400 мкм.

Теоретически еще большую энергию можно получить, используя многостадийное ускорение, где на каждой стадии ускорение осуществляется своим лазерным импульсом [176]. Поскольку установка XCELS является многоканальной, то она подходит для тестирования многостадийных схем ускорения. Предполагается, что коллайдеры будущего могут быть основаны на многостадийных схемах, где каждая стадия представляет собой плазменный ускоритель. В работах [132, 135] исследованы возможности экспериментов по многостадийному ускорению электронов и позитронов на установке XCELS. С помощью численного моделирования в работе [135] показано, что на установке может быть продемонстрировано ускорение сгустка электронов на трех-пяти стадиях до энергии 60–100 ГэВ с сохранением его высокого качества (нормализованный эмиттанс $\sim 1 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$, разброс по энергии $\sim 1\%$). Заряд сгустка предполагался равным 70 пКл. В работе [132] исследовано каскадное ускорение электронных сгустков с большим зарядом. Расчеты показывают возможность многокаскадного ускорения сгустка с зарядом 400 нКл. Предложен метод расчета многостадийного ускорителя с учетом эффектов дефазировки и истощения накачки; метод позволяет также оценить параметры плазменного канала для каждой стадии ускорения и допустимые диапазоны углов инжекции электронов в следующую стадию. В работе [136] предложена схема лазерно-плазменного инжектора. Показано, что с помощью такого инжектора можно получить сгустки с эмиттансом $\sim 8 \text{ мм} \cdot \text{мрад}$, зарядом 100 пКл и энергией 150 МэВ.

Большой интерес вызывают лазерно-плазменные методы генерации и ускорения протонов и ионов [177]. Благодаря высокой интенсивности лазерного излучения

ускорение протонов можно осуществлять в режиме радиационного давления. Такой режим еще не исследовался экспериментально. Возможность ускорения ионов в режиме радиационного давления была исследована в работе [133] для параметров установки XCELS с помощью полноразмерного трехмерного численного моделирования. Найдены параметры лазерного импульса (степень фокусировки) и фольги (концентрация электронов и толщина), оптимальные с точки зрения эффективности конверсии энергии лазерного импульса в энергию ионов, энергии отсечки ионов и полного заряда ионов с энергией более 500 МэВ/нуклон. Установлено, что в режиме «лазерного бурения» возможно получение ионов с энергией отсечки $\sim 750 \text{ МэВ/нуклон}$ и зарядом $\sim 70 \text{ нКл}$, а в режиме «светового паруса» – с энергией отсечки $\sim 1500 \text{ МэВ/нуклон}$ и зарядом $\sim 50 \text{ нКл}$. Численное моделирование показывает, что в обоих случаях эффективность конверсии может превышать 30%.

Известно, что мишени низкой плотности могут обеспечить более эффективное взаимодействие лазерного излучения с плазмой. В работе [126] исследована генерация ионов при взаимодействии излучения XCELS с низкоплотными мишенями. Показано, что использование разлетающейся мишени с формирующимся оптимальным профилем плотности позволяет достичь энергии протонов порядка 1 ГэВ. Численные расчеты предсказывают коэффициенты конверсии энергии лазерного импульса в энергию ускоренных протонов вплоть до 20% и получение пучков протонов с энергией более 100 МэВ при полной энергии более 30 Дж. В [128] обсуждается возможность генерации ионов с энергиями, достигающими гигаэлектронвольт, при использовании кулоновского взрыва. В этом случае предлагается облучать лазерным излучением установки XCELS сферические микромешины.

Лазерное излучение установки XCELS позволяет также генерировать нейтроны, позитроны и пионы. В работе [127] выработаны рекомендации для получения рекордного числа лазерно-нагретых дейтронов с умеренными энергиями (0.2–2 МэВ) на уровне 10^{15} за выстрел и создание сверхъяркого источника термоядерных DD-нейтронов с ожидаемым пиковым потоком $\sim 10^{18} \text{ частиц} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$. В [129] продемонстрировано, что использование лазерного импульса XCELS позволит достичь рекордно высокого выхода (10^{12}) позитронов с мегаэлектронвольтной энергией за выстрел. Показано [134], что применение только одного канала лазера XCELS даст возмещение получить рекордно высокий выход пионов на уровне 10^8 частиц за один лазерный выстрел.

3. Генерация излучения в труднодоступных областях ЭМ спектра

В этих областях спектра на установке XCELS можно получить рекордные параметры излучения для важных приложений [178]. Работы [137, 140, 145] посвящены генерации ЭМ излучения в гамма-диапазоне. В [145] на основе низкоплотных полимерных аэрогелей предложен универсальный тип мишеней, который может быть использован для создания различных источников частиц и квантов мегаэлектронвольтного диапазона энергий без перестройки параметров лазерной установки XCELS. Моделирование с помощью пакета программ GEANT4 показывает рекордную эффективность генерации гамма-квантов и позитронов с энергиями до сотен мегаэлектрон-

вольт. Увеличение числа используемых лазерных импульсов, фокусируемых на низкоплотную мишень, приведет к пропорциональному увеличению заряда пучков электронов и позитронов и потока гамма-квантов до недостижимых другими методами значений.

В работе [137] проведено исследование генерации гамма-излучения на основе бетатронного механизма при распространении лазерного импульса, отвечающего параметрам установки XCELS, в мишени околокритической плотности в режиме релятивистского самозахвата. Показано, что источник обладает высокой направленностью излучения с угловой полушириной 150 мрад в направлении поляризации лазерного импульса и широким спектром с критической частотой около 10 МэВ. Благодаря малому размеру источника, короткой длительности генерации и узкой направленности синхротронного излучения яркость может достигать рекордных значений, существенно превышающих 10^{23} фотон $\cdot$ с $^{-1}$ $\cdot$ мм $^{-2}$ $\cdot$ мрад $^{-2}$ (при $\Delta\lambda/\lambda = 0.1\%$).

Помимо бетатронного механизма жесткое ЭМ излучение может генерироваться с помощью тормозного механизма. В работе [140] продемонстрировано, что лазерная система XCELS может быть использована для создания источника гамма-излучения с энергией фотонов заметно больше 1 МэВ при рекордной полной энергии (~ 35 Дж), т. е. с характеристиками, превосходящими все известные для лазеров петаваттного уровня мощности. Это достигается за счет эффективного ускорения пучка электронов из околокритической плазмы в режиме релятивистского захвата лазерного импульса, приводящего к генерации пучков электронов с зарядом более 0.1 мкКл и максимальной энергией более 2 ГэВ. Такие пучки электронов способны больше половины своей энергии конвертировать классическим образом в энергию тормозного гамма-излучения, например в танталовой мишени-конвертере. Показана возможность применения предложенного импульсного источника гамма-излучения для глубокой радиографии плотных объектов с высоким пространственным разрешением, позволяющей определять форму объекта, даже экранированного слоями железа толщиной до 0.4 м (соответствует погонной плотности 320 г/см ^{2}), что более чем в три раза превышает толщину экранировки, полученную на сегодняшний день.

Еще одним диапазоном ЭМ спектра, для которого отсутствуют мощные источники излучения, является терагерцевый (ТГц) диапазон. Этот диапазон важен для медицинских и биологических приложений, для материаловедения и физики твердого тела, для разработки систем безопасности и т. д. [179, 180]. Лазерно-плазменные методы могут предоставить альтернативу традиционным источникам, основанным на вакуумных и полупроводниковых приборах. Предложено несколько методов генерации ТГц излучения на установке XCELS [138, 139, 141–143]. В работе [139] исследован механизм переходного излучения для генерации терагерцевых униполярных импульсов. Экспериментальная реализация генерации ТГц излучения на установке XCELS позволит получать уникальные униполярные импульсы с рекордной энергией ~ 1 –5 Дж и мощностью ~ 10 –50 ТВт в диапазоне частот до 2 ТГц, что пока недостижимо с использованием традиционных методов. Уменьшение размера пятна фокусировки и увеличение интенсивности лазерного импульса на мишени приводят к увеличению характерной частоты

отсечки спектра до ~ 6 ТГц, практически не меняя мощность и энергию генерируемого ТГц импульса.

В работе [143] с помощью численного моделирования были рассмотрены две схемы взаимодействия 15-петаваттного лазерного импульса с мишенью: одноэтапная с одной мишенью-пленкой, в которой происходит ускорение электронов и генерация ТГц излучения, и двухэтапная, где в первой мишени создается пучок ускоренных электронов, который затем генерирует ТГц излучение, проходя через вторую мишень-пленку. Получены частотно-угловые спектры излучения в ТГц диапазоне для этих случаев. Результаты моделирования показывают, что напряженность ТГц поля достигает релятивистского значения.

Генерация сверхмощного контролируемого направленного излучения ТГц диапазона разрядными токами, возбуждаемыми при облучении мультипетаваттными лазерными импульсами протяженной мишени заданной геометрии, рассмотрена в работе [142]. Показано, что использование нескольких импульсов позволяет пропорционально увеличить интенсивность излучаемых ТГц импульсов при коэффициенте преобразования излучения порядка нескольких процентов. Полученная в расчетах амплитуда магнитного поля на границах расчетной области, удаленных на 0.64 мм от источника излучения, составляет около 400 Тл. Разработке мишеней, которые, с одной стороны, будут элементами источника излучения, а с другой – будут способны коллимировать и транспортировать энергию ТГц излучения, посвящена работа [138]. В ней проведено численное моделирование процесса генерации ТГц импульса при взаимодействии лазерного пучка установки XCELS с металлической мишенью цилиндрической формы. Показано, что ТГц излучение генерируется в уникальной форме, как униполярный импульс, а микропроволочная мишень позволяет концентрировать значительную часть излучения вблизи своей поверхности и транспортировать его также в форме униполярного импульса со скоростью, близкой к скорости света, вдоль проволоки на большие расстояния со слабым затуханием. Использование всех планируемых 12 каналов установки XCELS даст возможность на порядок увеличить заряд улетающих электронов и тем самым существенно увеличить амплитуду и полную энергию генерируемых приповерхностных ЭМ импульсов.

Еще один метод генерации ТГц излучения предложен в [141]. В этой работе рассмотрен новый метод генерации мощного узкополосного ТГц излучения в процессе нелинейного взаимодействия встречных лазерных кильватерных волн, профили потенциала в которых модулированы в поперечном направлении и локально не совпадают друг с другом. Каждую из плазменных волн с такой мелкомасштабной поперечной структурой предлагается создавать парой интерферирующих лазерных импульсов, распространяющихся под малым углом друг к другу. Численное моделирование методом частиц в ячейках подтверждает возможность получения в такой схеме узкой спектральной линии (2%) излучения и высокой эффективности преобразования энергии на уровне 1%. При проектных параметрах установки XCELS предложенный метод открывает путь к достижению рекордного тераваттного уровня мощности излучения в ТГц диапазоне частот.

В последнее время большой интерес вызывают источники излучения большой мощности в среднем ИК диапа-

зоне [181]. Такие источники востребованы, например, в спектроскопии. В работе [144] анализируется возможность генерации экстремально интенсивных импульсов среднего ИК диапазона при взаимодействии лазерных импульсов установки XCELS с веществом. Механизм генерации основан на эффекте Доплера, возникающем при отражении лазерного излучения от плазмы околосверхкритической плотности. Показано, что наибольшая эффективность – порядка десятых долей процента – наблюдается при максимально короткой длительности падающего лазерного импульса и при его сверхострой фокусировке в пятно диаметром менее 2 мкм. Использование двух импульсов позволяет увеличить эффективность в 1.5–2 раза. Таким образом, возможна генерация импульсов в диапазоне длин волн свыше 3 мкм с энергией в несколько джоулей.

4. Лабораторная астрофизика, процессы с высокой плотностью энергии, диагностика и другие приложения

Еще одной областью применения лазерной плазмы, которая активно развивается в последнее время, является лабораторная астрофизика [182]. Поскольку прямые эксперименты в этой области в большинстве случаев невозможны в обозримом будущем, то большое внимание уделяется экспериментам, результаты которых с помощью методов подобия можно приближенно экстраполировать на реальные астрофизические явления. В работе [147] продемонстрирована возможность использования одного или нескольких фемтосекундных лазерных импульсов установки XCELS для создания сильного квазистационарного магнитного поля, замороженного в релятивистскую плазму сверхкритической плотности. За счет оптимальных условий лазерно-плазменного взаимодействия достигается высокая эффективность преобразования лазерной энергии в энергию магнитного поля – до 20% согласно приведенным расчетам, а величина магнитной индукции составляет порядка 10^5 Тл. Полученная система с релятивистскими замагниченными электронами и магнитными полями до нескольких десятков килоесл представляет интерес для лабораторных исследований высокоэнергетических процессов в астрофизике, в частности явления релятивистского пересоединения магнитных силовых линий. Экспериментам по магнитному пересоединению посвящена также работа [151]. Показано, что при использовании двух лазерных импульсов длительностью 250–1000 фс, сфокусированных по нормали в пятно диаметром 2–4 мкм на твердотельную мишень толщиной в несколько микрометров на расстоянии 10–50 мкм друг от друга, на обратной стороне мишени формируются два сгустка замагниченной разлетающейся плазмы с параметром замагниченности, равным ~ 5 , при столкновении которых наблюдаются условия для магнитного пересоединения. Другим направлением экспериментальных исследований, связанных с лабораторной астрофизикой, является достижение сверхвысоких давлений, которые также можно получить с помощью мощного лазерного излучения. В работе [156] показано, что для параметров лазерных импульсов, которые планируется получить на установке XCELS, возможно образование вещества с рекордными значениями давления более 1 Гбар при твердо-

тельной плотности, что соответствует энерговыделению на уровне десятков МДж/г.

Остановимся на генерации сверхсильных квазистационарных магнитных и электрических полей. В [150] рассмотрены два способа генерации сильных магнитных полей с помощью лазерных импульсов, соответствующих установке XCELS, основанные на использовании структурированных мишеней и структурированных импульсов. Показано, что значения аксиальных магнитных полей могут достигать десятков килоесл в микрокапиллярных структурированных мишенях. В случае взаимодействия структурированных лазерных импульсов с однородной плазмой аксиальное магнитное поле порядка десятков тесл может занимать область порядка сотен микрометров в диаметре. В работе [153] исследована генерация сверхсильного электрического поля в твердотельной мишени со сферической полостью, облучаемой лазерными импульсами. Рассмотрены конфигурации из двух, четырех и восьми лазерных импульсов. Продемонстрировано формирование квазистатического сильного электрического поля в центре полости в результате коллапса мишени. Оценки показывают, что для параметров установки XCELS в восьмипучковой конфигурации можно ожидать максимальной амплитуды электрического поля 1.61×10^{14} В/см. Возможность создания с помощью лазерного излучения установки XCELS горячих плазменных объектов, в которых протекают реакции синтеза легких ядер, обсуждается в работе [148]. Для этого предлагается использовать микроразмерные мишени, в которых генерируются сверхсильные магнитные или электрические квазистационарные поля. Предполагается, что магнитные поля будут подавлять электронную теплопроводность и способствовать удержанию заряженных продуктов ядерных реакций, а электрические поля будут приводить к имплозивному сжатию вещества.

Лазерная система XCELS позволяет формировать сразу несколько пучков зондирующего и/или возбуждающего гамма-излучения, а также потоков других частиц (электронов, протонов, нейтронов и т.д.). Такие пучки можно формировать с регулируемой временной задержкой. Это открывает уникальные перспективы для исследования, в том числе, метастабильных и нестабильных изотопов и их изомеров [183]. В работе [152] показано, что при облучении мишени из твердотельного Кг лишь за один лазерный импульс может быть возбуждено $\sim 10^3$ состояний с энергией 9.4 кэВ. Время их жизни составляет 156.8 нс, однако субнаносекундная длительность импульса гамма-квантов позволяет зарегистрировать распад данных состояний. Обсуждаются также возможности накопления ядер на уровне с энергией 41.6 кэВ и формирования инверсии населенности на переходе между уровнями с разностью энергий 9.4 кэВ.

Лазерная система XCELS предоставляет уникальные возможности для исследований в области атомной физики и нелинейной оптики. Один из интересных процессов в сверхсильном ЭМ поле – так называемая коллективная полевая ионизация атома, когда электроны покидают атом не последовательно, т.е. несколько атомных электронов могут покинуть атом одновременно. В релятивистски сильном ЭМ поле этот процесс до сих пор малоисследован. В работе [154] приводятся оценки вероятности одновременного туннелирования двух электронов из многозарядных Li-подобных ионов в лазерном

поле с высокой интенсивностью. Поскольку для наблюдения эффекта необходимы очень высокие интенсивности, предлагаемая схема эксперимента по поиску коллективного туннельного эффекта требует использования лазерных импульсов экстремальной мощности, получение которой планируется на установке XCELS. Другим интересным эффектом, связанным с ионизацией, является релятивистское туннелирование электрона через кулоновский барьер. В работе [155] обсуждается возможность наблюдения как релятивистского туннельного эффекта при ионизации многозарядных ионов тяжелых атомов в поле мультитераваттных лазерных пучков, так и отклонения скорости ионизации от значений, предсказываемых нерелятивистской теорией.

Диагностика процессов, происходящих при взаимодействии мультитераваттных лазерных пучков с веществом, до сих пор является серьезным вызовом для экспериментальной физики. Это связано как с малостью пространственно-временной области, где эти процессы происходят, так и с высокими напряженностями ЭМ полей, существующих в области взаимодействия. Последнее обстоятельство приводит к тому, что традиционные методы диагностики перестают работать. Поэтому разработка методов диагностики экстремального света имеет в настоящее время первостепенное значение. В работе [146] предлагается подход к измерению ключевых параметров пучка XCELS, таких как его размер и пиковая интенсивность в каустике. Предлагаемый метод основан на использовании процесса вакуумного ускорения заряженных частиц, электронов и протонов, из фокального объема. Кроме того, предполагается, что применение современных методов машинного обучения даст возможность восстанавливать параметры лазерного излучения со сверхвысокой интенсивностью по накопленной статистике экспериментальных данных. В работе [149] обсуждаются особенности рентгеноспектральной диагностики в ультрарелятивистской лазерной плазме с учетом высокой температуры, высокой плотности и больших значений магнитных полей в плазме. Такая плазма, в частности, образуется при облучении микроструктурированных мишеней мультитераваттным лазерным импульсом.

Заключение

Один канал лазерной системы XCELS потенциально способен обеспечить интенсивность в фокусе, в несколько раз превышающую 10^{24} Вт/см². Посткомпрессия импульса позволит преодолеть уровень 10^{25} Вт/см². Дипольная фокусировка излучения 12 каналов даже без посткомпрессии и без фазировки приблизит значение интенсивности к 10^{26} Вт/см². В случае фазировки каналов интенсивность будет еще в несколько раз выше. Уникальные возможности установки XCELS в области экспериментальной физики сверхсильных ЭМ полей связаны не только с этими рекордными значениями интенсивности, но и с мультимановаттной архитектурой, позволяющей проводить эксперименты со сложными распределениями лазерных полей и с дополнительными каналами лазерного и вторичного излучений, что может быть важно для диагностики процессов в области взаимодействия.

Работа поддержана Министерством науки и высшего образования РФ (проект № 0030-2021-0015).

1. Maiman T. *Nature*, **187**, 493 (1960).
2. Danson C., Bromage J., Butcher T., Chanteloup J.-C., Chowdhury E., Galvanauskas A., Gizzi L., Haefner C., Hein J., Hillier D., Hopps N., Kato Y., Khazanov E., Kodama R., Korn G., Li R., Li Y., Limpert J., Ma J., Nam C.H., Neely D., Papadopoulos D., Penman R., Qian L., Rocca J., Shaykin A., Siders C., Spindloe C., Szatmári S., Trines R., Zhu J., Zhu P., Zuegel J. *High Power Laser Sci. Eng.*, **7**, e54 (2019).
3. Яковлев И.В. *Квантовая электроника*, **44**, 393 (2014) [*Quantum Electron.*, **44**, 393 (2014)].
4. Коржманов А.В., Гоносков А.А., Хазанов Е.А., Сергеев А.М. *УФН*, **181**, 9 (2011) [*Phys. Usp.*, **54**, 9 (2011)].
5. Li Z., Leng Y., Li R. *Laser Photonics Rev.*, **16**, 2100705 (2022).
6. <https://xcels.ipfran.ru/img/xcels-project-russian%20version.pdf>.
7. Shaykin A., Kostyukov I., Sergeev A., Khazanov E. *Laser Eng.*, **42**, 141 (2014).
8. Пискарькас А., Стабинис А., Янкаускас А. *УФН*, **150**, 127 (1986) [*Phys. Usp.*, **29**, 969 (1986)].
9. Strickland D., Mourou G. *Opt. Commun.*, **56**, 219 (1985).
10. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Khazanov E.A., Palashov O.V., Sergeev A.M., Yakovlev I.V. *Laser Phys.*, **15**, 1319 (2005).
11. Гаранин С.Г., Зарецкий А.И., Илькаев Р.И., Кириллов Г.А., Кочемасов Г.Г., Курунов Р.Ф., Муругов В.М., Сухарев С.А. *Квантовая электроника*, **35**, 299 (2005) [*Quantum Electron.*, **35**, 299 (2005)].
12. Андреев Н.Ф., Беспалов В.И., Бредихин В.И., Гаранин С.Г., Гинзбург В.Н., Дворкин К.Л., Катын Е.В., Корытин А.И., Ложкарев В.В., Палашов О.В., Рукавишников Н.Н., Сергеев А.М., Сухарев С.А., Фрейдман Г.И., Хазанов Е.А., Яковлев И.В. *Письма в ЖЭТФ*, **79**, 178 (2004) [*JETP Lett.*, **79**, 144 (2004)].
13. Ложкарев В.В., Гаранин С.Г., Герке Р.Р., Гинзбург В.Н., Катын Е.В., Кирсанов А.В., Лучинин Г.А., Мальшаков А.Н., Мартынов М.А., Палашов О.В., Потемкин А.К., Рукавишников Н.Н., Сергеев А.М., Сухарев С.А., Хазанов Е.А., Фрейдман Г.И., Чарухчев А.В., Шайкин А.А., Яковлев И.В. *Письма в ЖЭТФ*, **82**, 196 (2005) [*JETP Lett.*, **82**, 178 (2005)].
14. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Laser Phys. Lett.*, **4**, 421 (2007).
15. Belov I.A., Buchirina O.A., Voronich I.N., Voronina N.V., Garanin S.G., Dolgoplov Y.V., Zimalin B.G., Kedrov A.I., Koltygin M.O., Litvin D.N., L'vov L.V., Manachinsky A.N., Markov S.S., Mecheryakov M.V., Ogorodnikov A.V., Romanov V.V., Rukavishnikov A.N., Rukavishnikov N.N., Savkin A.V., Senik A.V., Sukharev S.A., Trikanova O.V., Tytin S.V., Filatova N.A., Chernov I.E., Ginzburg V.N., Katin E.V., Kirsanov A.V., Lozhkarev V.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Freidman G.I., Khazanov E.A., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Proc. Int. Conf. Laser Optics* (St. Petersburg, 2010).
16. <http://www.extreme-light-infrastructure.eu/>.
17. Cartlidge E. *Science*, **355**, 6327 (2017).
18. Lureau F., Matras G., Chalus O., Derycke C., Morbieu T., Radier C., Casagrande O., Laux S., Ricaud S., Rey G., Pellegrina A., Richard C., Boudjema L., Simon-Boisson C., Baleanu A., Banici R., Gradinariu A., Caldararu C., De Boisdeffre B., Ghenuche P., Naziru A., Kolliopoulos G., Neagu L., Dabu R., Dancus I., Ursescu D. *High Power Laser Sci. Eng.*, **8**, e43 (2020).
19. Radier C., Chalus O., Charbonneau M., Thambirajah S., Deschamps G., David S., Barbe J., Etter E., Matras G., Ricaud S., Leroux V., Richard C., Lureau F., Baleanu A., Banici R., Gradinariu A., Caldararu C., Capiteanu C., Naziru A., Diaconescu B., Iancu V., Dabu R., Ursescu D., Dancus I., Ur C.A., Tanaka K.A., Zamfir N.V. *High Power Laser Sci. Eng.*, **10**, e21 (2022).
20. Peng Y., Xu Y., Yu L. *Reza Kenkyu*, **49**, 93 (2021).
21. Wang X., Liu X., Lu X., Chen J., Long Y., Li W., Chen H., Chen X., Bai P., Li Y., Peng Y., Liu Y., Wu F., Wang C., Li Z., Xu Y., Liang X., Leng Y., Li R. *Ultrafast Science*, **2022**, 9894358 (2022).
22. Wu F., Hu J., Liu X., Zhang Z., Bai P., Wang X., Zhao Y., Yang X., Xu Y., Wang C., Leng Y., Li R. *High Power Laser Sci. Eng.*, **10**, e38 (2022).

23. Li Z., Liu J., Xu Y., Leng Y., Li R. *Opt. Express*, **30**, 41296 (2022).
24. Liu J., Shen X., Du S., Li R. *Opt. Express*, **29**, 17140 (2021).
25. Bromage J., Bahk S.-W., Begishev I.A., Dorrer C., Guardalben M.J., Hoffman B.N., Oliver J.B., Roides R.G., Schiesser E.M., Shoup M.J. III, Spilatro M., Webb B., Weiner D., Zuegel J.D. *High Power Laser Sci. Eng.*, **7**, e4 (2019).
26. Bromage J., Bahk S.-W., Bedzyk M., Begishev I.A., Bucht S., Dorrer C., Feng C., Jeon C., Mileham C., Roides R.G., Shaughnessy K., Shoup M.J. III, Spilatro M., Webb B., Weiner D., Zuegel J.D. *High Power Laser Sci. Eng.*, **9**, e63 (2021).
27. Kawanaka J., Tsubakimoto K., Yoshida H., Fujioka K., Fujimoto Y., Tokita S., Jitsuno T., Miyana N., Team G.-E.D. *J. Phys.: Conf. Ser.*, **688**, 012044 (2016).
28. Kawanaka J., Yoshida H., Tsubakimoto K., Fujioka K., Murakami H., Fujimoto Y., Miyana N., Azechi H. *Rev. Laser Eng.*, **42**, 179 (2014).
29. Li Z., Kawanaka J. *Rev. Laser Eng.*, **49**, 101 (2021).
30. Li Z., Kawanaka J. *OSA Continuum*, **2**, 1125 (2019).
31. Li Z., Kato Y., Kawanaka J. *Sci. Rep.*, **11**, 151 (2021).
32. Mourou G., Mironov S., Khazanov E., Sergeev A. *Eur. Phys. J. Spec. Top.*, **223**, 1181 (2014).
33. Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **52**, 208 (2022) [*Quantum Electron.*, **52**, 208 (2022)].
34. Хазанов Е.А., Миронов С.Ю., Муру Ж. *УФН*, **189**, 1173 (2019) [*Phys. Usp.*, **62**, 1096 (2019)].
35. Мухин И.Б., Соловьев А.А., Перевезенцев Е.А., Шайкин А.А., Гинзбург В.Н., Кузьмин И.В., Мартыанов М.А., Шайкин И.А., Кузьмин А.А., Миронов С.Ю., Яковлев И.В., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **51**, 759 (2021) [*Quantum Electron.*, **51**, 759 (2021)].
36. Зеленогорский В.В., Андрианов А.В., Гачева Е.И., Геликонов Г.В., Красильников М., Мартыанов М.А., Миронов С.Ю., Потемкин А.К., Сыресин Е.М., Штефан Ф., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **44**, 76 (2014) [*Quantum Electron.*, **44**, 76 (2014)].
37. Кузнецов И.И., Мухин И.Б., Палашов О.В. *Квантовая электроника*, **46**, 375 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 375 (2016)].
38. Soloviev A., Burdonov K., Chen S.N., Ereemeev A., Korzhimanov A., Pokrovskiy G.V., Pikuz T.A., Revet G., Sladkov A., Ginzburg V., Khazanov E., Kuzmin A., Osmanov R., Shaikin I., Shaykin A., Yakovlev I., Pikuz S., Starodubtsev M., Fuchs J. *Sci. Rep.*, **7**, 12144 (2017).
39. Soloviev A.A., Burdonov K.F., Ginzburg V.N., Gonoskov A.A., Katin E.V., Kim A.V., Kirsanov A.V., Korzhimanov A.V., Kostyukov I.Y., Lozhkarev V.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martyanov M.A., Nerush E.N., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Starodubtsev M.V., Yakovlev I.V., Zelenogorsky V.V., Khazanov E.A. *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. Sect. A*, **653**, 35 (2011).
40. Schmidt B.E., Thire N., Boivin M., Laramée A., Poitras F., Lebrun G., Ozaki T., Ibrahim H., Legare F. *Nat. Commun.*, **5**, 3643 (2014).
41. Khir B., Revet G., Ciardi A., Burdonov K., Filippov E., Béard J., Cerchez M., Chen S.N., Gangolf T., Makarov S.S., Ouillé M., Safronova M., Skobelev I.Y., Soloviev A., Starodubtsev M., Willi O., Pikuz S., Fuchs J. *Phys. Rev. Lett.*, **123**, 205001 (2019).
42. Mironov S.Y., Poteomkin A.K., Gacheva E.I., Andrianov A.V., Zelenogorskii V.V., Krasilnikov M., Stephan F., Khazanov E.A. *Appl. Opt.*, **55**, 1630 (2016).
43. Kuzmin I., Mironov S., Gacheva E., Zelenogorsky V., Potemkin A., Khazanov E., Kanareykin A., Antipov S., Krasilnikov M., Loisch G. *Laser Phys. Lett.*, **16**, 015001 (2019).
44. Chen P.-Y., Farhat M., Askarpour A.N., Tymchenko M., Alù A. *J. Opt.*, **16**, 094008 (2014).
45. Мухин И.Б., Волков М.Р., Викулов И.А., Перевезенцев Е.А., Палашов О.В. *Квантовая электроника*, **50**, 321 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 321 (2020)].
46. Mukhin I.B., Glushkov K.A., Soloviev A.A., Shaikin A.A., Ginzburg V.N., Kuzmin A.A., Martyanov M.A., Stukachev S.E., Mironov S.Y., Yakovlev I.V., Khazanov E.A. *Appl. Opt.*, **62** (10), 2554 (2023).
47. Jullien A., Albert O., Burgy F., Hamoniaux G., Rousseau J.-P., Chambaret J.-P., Augé-Rochereau F., Chériaux G., Etchepare J., Minkovski N., Saltiel S.M. *Opt. Lett.*, **30**, 920 (2005).
48. Хазанов Е.А., Миронов С.Ю. *Квантовая электроника*, **49**, 337 (2019) [*Quantum Electron.*, **49**, 337 (2019)].
49. Khazanov E. *Opt. Express*, **29**, 17277 (2021).
50. Silin D., Khazanov E. *Opt. Express*, **30**, 4930 (2022).
51. Tournois P. *Opt. Commun.*, **140**, 245 (1997).
52. Galimberti M., Hernandez-Gomez C., Musgrave I., Ross I., Winstone T. *Opt. Commun.*, **309**, 80 (2013).
53. Dorrer C., Begishev I.A., Bahk S.-W., Bromage J. *Opt. Mater. Express*, **11**, 774 (2021).
54. Fujioka K., Fujimoto Y., Tsubakimoto K., Kawanaka J., Shoji I., Miyana N. *J. Appl. Phys.*, **117**, 093103 (2015).
55. Hu J., Wang X., Xu Y., Yu L., Wu F., Zhang Z., Yang X., Ji P., Bai P., Liang X., Leng Y., Li R. *Appl. Opt.*, **60**, 3842 (2021).
56. Zhu L., Zhang X., Xu M., Liu B., Ji S., Zhang L., Zhou H., Liu F., Wang Z., Sun X. *AIP Adv.*, **3**, 112114 (2013).
57. Zhu J., Xie X., Sun M., Kang J., Yang Q., Guo A., Zhu H., Zhu P., Gao Q., Liang X., Cui Z., Yang S., Zhang C., Lin Z. *High Power Laser Sci. Eng.*, **6**, 1 (2018).
58. Wang J., Yu H., Wu Y., Boughton R. *Engineering*, **1**, 192 (2015).
59. Cai X., Lin X., Li G., Lu J., Zheng G. *High Power Laser Sci. Eng.*, **7**, e46 (2019).
60. Деркач В.Н., Деркач И.Н., Жуков Р.В. *Труды РФЯЦ-ВНИИЭФ* (Саров, 2015, т.20, ч.1, с.387).
61. Гаранин С.Г., Бельков С.А., Бондаренко С.В. *Труды XXXIX Междунар. конф. по физике плазмы и УТС* (Звенигород, 2012).
62. Poteomkin A.K., Khazanov E.A., Martyanov M.A., Kirsanov A.V., Shaykin A.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45**, 854 (2009).
63. Шайкин А.А., Кузьмин А.А., Шайкин И.А., Бурдонов К.Ф., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **46**, 371 (2016) [*Quantum Electron.*, **46**, 371 (2016)].
64. <https://amplitude-laser.com/products/nanosecond-lasers/nanosecond-advanced-lasers/premiumlite-glass/>.
65. Divoký M., Pilař J., Hanuš M., Navrátil P., Denk O., Severová P., Mason P., Butcher T., Banerjee S., De Vido M., Edwards C., Collier J., Smrž M., Mocek T. *Opt. Lett.*, **46**, 5771 (2021).
66. Poteomkin A.K., Martyanov M.A., Kochetkova M.S., Khazanov E.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **45**, 336 (2009).
67. Edwards C.B., Danson C.N. *High Power Laser Sci. Eng.*, **3**, e4 (2015).
68. Spaeth M., Manes K., Kalantar D., Miller P., Heebner J., Bliss E., Speck D., Parham T., Whitman P., Wegner P., Baisden P.T., Menapace J., Bowers M., Cohen S., Surawala T., Nicola J., Newton M., Adams J., Trenholme J., Zacharias R. *Fusion Sci. Technol.*, **69**, 25 (2015).
69. Miquel J.-L., Batani D., Blanchot N. *Rev. Laser Eng.*, **42**, 131 (2014).
70. <http://www.myshared.ru/slide/283958/>.
71. Крыжановский В.И., Седов Б.М., Серебряков В.А., Цветков А.Д., Яшин В.Е. *Квантовая электроника*, **10**, 354 (1983) [*Sov. J. Quantum Electron.*, **13**, 194 (1983)].
72. Мартыанов М.А., Потемкин А.К., Шайкин А.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **38**, 354 (2008) [*Quantum Electron.*, **38**, 354 (2008)].
73. Бельков С.А., Воронич И.Н., Гаранин С.Г., Зималин Б.Г. *Оптический журн.*, **83**, 49 (2016) [*J. Opt. Technol.*, **83**, 175 (2016)].
74. Sizova I., Moskalev T., Mikheev L. *Appl. Opt.*, **58**, 4905 (2019).
75. Treacy E.B. *Phys. Lett. A*, **28**, 34 (1968).
76. Molchanov V.Y., Chizhikov S.I., Makarov O.Y., Solodovnikov N.P., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Lozhkarev V.V., Yakovlev I.V. *Appl. Opt.*, **48**, C118 (2009).
77. Cotel A., Gombaud C., Pichon P., Liard A., Marchetti L., Vassilakis J.P., Feilleux R., Michaud F., Boronski M., Sellam A., Devrieze C., Bernard Y. *Proc. Conf. ICUIL* (Linday, Germany, 2018, p. 69).
78. <https://www.horiba.com/int/scientific/products/detail/action/show/Product/gratings-laser-pulse-compression-gratings-1736/>.
79. Яковлев И.В. *Квантовая электроника*, **42**, 996 (2012) [*Quantum Electron.*, **42**, 996 (2012)].
80. Bassett I.M. *Opt. Acta*, **33**, 279 (1986).
81. Gonoskov I., Aiello A., Heugel S., Leuchs G. *Phys. Rev. A*, **86**, 053836 (2012).
82. Bulanov S.S., Mur V.D., Narozhny N.B., Nees J., Popov V.S. *Phys. Rev. Lett.*, **104**, 220404 (2010).
83. Gonoskov A., Gonoskov I., Harvey C., Ilderton A., Kim A., Marklund M., Mourou G., Sergeev A. *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 060404 (2013).

84. Stratton J.A., Chu L.J. *Phys. Rev.*, **56**, 99 (1939).
85. Samarkin V., Alexandrov A., Borsoni G., Jitsuno T., Romanov P., Rukosuev A., Kudryashov A. *High Power Laser Sci. Eng.*, **4**, e4 (2016).
86. Yoon J.W., Kim Y.G., Choi I.W., Sung J.H., Lee H.W., Lee S.K., Nam C.H. *Optica*, **8**, 630 (2021).
87. Соловьев А.А., Котов А.В., Перевалов С.Е., Есюнин М.В., Стародубцев М.В., Александров А.Г., Галактионов И.В., Самаркин В.В., Кудряшов А.В., Гинзбург В.Н., Коробейникова А.П., Кочетков А.А., Кузьмин А.А., Шайкин А.А., Яковлев И.В., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **50**, 1115 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 1115 (2020)].
88. Samarkin V., Alexandrov A., Galaktionov I., Kudryashov A., Nikitin A., Rukosuev A., Toporovsky V., Sheldakova J. *Appl. Sci.*, **12**, 144 (2022).
89. Platt B.C., Shack R. *J. Refract. Surg.*, **17**, S573 (2001).
90. Александров А.Г., Завалова В.Е., Кудряшов А.В., Рукосуев А.Л., Романов П.Н., Самаркин В.В., Шелдакова Ю.В. *Квантовая электроника*, **40**, 321 (2010) [*Quantum Electron.*, **40**, 321 (2010)].
91. Котов А.В., Перевалов С.Е., Стародубцев М.В., Земсков Р.С., Александров А.Г., Галактионов И.В., Кудряшов А.В., Самаркин В.В., Соловьев А.А. *Квантовая электроника*, **51**, 593 (2021) [*Quantum Electron.*, **51**, 593 (2021)].
92. Soloviev A., Kotov A., Martynov M., Perevalov S., Zemskov R., Starodubtsev M., Alexandrov A., Galaktionov I., Samarkin V., Kudryashov A., Yakovlev I., Ginzburg V., Kochetkov A., Shaikin I., Kuzmin A., Stukachev S., Mironov S., Shaykin A., Khazanov E. *Opt. Express*, **30**, 40584 (2022).
93. Soloviev A., Burdonov K., Chen S.N., Ereemeev A., Korzhimanov A., Pokrovskiy G.V., Pikuz T.A., Revet G., Sladkov A., Ginzburg V., Khazanov E., Kuzmin A., Osmanov R., Shaikin I., Shaykin A., Yakovlev I., Pikuz S., Starodubtsev M., Fuchs J. *Sci. Rep.*, **7**, 12144 (2017).
94. Leshchenko V.E. *Opt. Express*, **23**, 15944 (2015).
95. Bagayev S.N., Leshchenko V.E., Trunov V.I., Pestryakov E.V., Frolov S.A. *Opt. Lett.*, **39**, 1517 (2014).
96. Багаев С.Н., Трунов В.И., Пестряков Е.В., Лещенко В.Е., Фролов С.А., Васильев В.А. *Оптика и спектроскопия*, **115**, 864 (2013) [*Opt. Spectrosc.*, **115**, 311 (2013)].
97. Kienel M., Müller M., Klenke A., Limpert J., Tünnermann A. *Opt. Lett.*, **41**, 3343 (2016).
98. Zhou P., Liu Z., Wang X., Ma Y., Ma H., Xu X., Guo S. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **15**, 248 (2009).
99. Fsaifes I., Daniault L., Bellanger S., Veinhard M., Bourderionnet J., Larat C., Lallier E., Durand E., Brignon A., Chanteloup J.-C. *Opt. Express*, **28**, 20152 (2020).
100. Yuab Y., Zha Q. *Opt. Commun.*, **350**, 217 (2015).
101. Penjweini R., Weber M., Sondermann M., Boyd R.W., Leuchs G. *Optica*, **6**, 878 (2019).
102. Ginzburg V., Yakovlev I., Zuev A., Korobeynikova A., Kochetkov A., Kuzmin A., Mironov S., Shaykin A., Shaikin I., Khazanov E., Mourou G. *Phys. Rev. A*, **101**, 013829 (2020).
103. Shaykin A., Ginzburg V., Yakovlev I., Kochetkov A., Kuzmin A., Mironov S., Shaikin I., Stukachev S., Lozhkarev V., Prokhorov A., Khazanov E. *High Power Laser Sci. Eng.*, **9**, 7 (2021).
104. Kim J.I., Kim Y.G., Yang J.M., Yoon J.W., Sung J.H., Lee S.K., Nam C.H. *Opt. Express*, **30**, 8734 (2022).
105. Fourmaux S., Lassonde P., Mironov S.Y., Hallin E., Légaré F., Maclean S., Khazanov E.A., Mourou G., Kieffer J.C. *Opt. Lett.*, **47**, 3163 (2022).
106. Гинзбург В.Н., Яковлев И.В., Зуев А.С., Коробейникова А.П., Кочетков А.А., Кузьмин А.А., Миронов С.Ю., Шайкин А.А., Шайкин И.А., Хазанов Е.А. *Квантовая электроника*, **50**, 331 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 331 (2020)].
107. Mironov S., Gacheva E., Ginzburg V., Silin D.E., Kochetkov A., Mamaev Y., Shaykin A., Khazanov E., Mourou G. *Laser Phys. Lett.*, **12**, 025301 (2015).
108. Masruri M., Wheeler J., Dancus I., Fabbri R., Naziru A., Secareanu R., Ursescu D., Cojocaru G., Ungureanu R., Farinella D., Pittman M., Mironov S., Balascuta S., Doria D., Ros D., Dabu R. *Proc. CLEO* (San Jose, California, 2019).
109. <https://www.nanoquartzwafer.com/products/fused-silica-wafer/>.
110. Buldt J., Müller M., Klas R., Eidam T., Limpert J., Tünnermann A. *Opt. Lett.*, **42**, 3761 (2017).
111. Mironov S.Y., Starodubtsev M.V., Khazanov E.A. *Opt. Lett.*, **46**, 1620 (2021).
112. Mironov S.Y., Lozhkarev V.V., Ginzburg V.N., Khazanov E.A. *Appl. Opt.*, **48**, 2051 (2009).
113. Mironov S.Y., Wheeler J.A., Khazanov E.A., Mourou G.A. *Opt. Lett.*, **46**, 4570 (2021).
114. Kim A.V., Litvak A.G., Mironov V.A., Skobelev S.A. *Phys. Rev. A*, **90**, 043843 (2014).
115. Pipahl A., Anashkina E.A., Toncian M., Toncian T., Skobelev S.A., Bashinov A.V., Gonoskov A.A., Willi O., Kim A.V. *Phys. Rev. E*, **87**, 033104 (2013).
116. Martynov M., Mironov S., Starodubtsev M., Soloviev A., Kochetkov A., Ginzburg V., Shaykin A., Khazanov E. *J. Opt. Soc. Am. B*, **39**, 1936 (2022).
117. Di Piazza A., Willingale L., Zuegel J. ArXiv preprint arXiv:2211.13187 (2022).
118. Березин А.В., Федотов А.М. *Квантовая электроника*, **53**, 123 (2023).
119. Муравьев А.А., Башинов А.В., Ефименко Е.С., Панова Е.А., Волокитин В.Д., Мееров И.Б., Ким А.В., Сергеев А.М. *Квантовая электроника*, **53**, 130 (2023).
120. Ефименко Е.С., Башинов А.В., Муравьев А.А., Панова Е.А., Волокитин В.Д., Мееров И.Б., Ким А.В., Сергеев А.М. *Квантовая электроника*, **53**, 145 (2023).
121. Ефименко Е.С., Башинов А.В., Муравьев А.А., Панова Е.А., Волокитин В.Д., Мееров И.Б., Ким А.В., Сергеев А.М. *Квантовая электроника*, **53**, 150 (2023).
122. Башинов А.В., Ефименко Е.С., Муравьев А.А., Волокитин В.Д., Панова Е.А., Мееров И.Б., Сергеев А.М., Ким А.В. *Квантовая электроника*, **53**, 136 (2023).
123. Неруш Е.Н., Илигенов Р.Р., Костюков И.Ю. *Квантовая электроника*, **53**, 157 (2023).
124. Лисейкина Т.В., Пеганов Е.Е., Попруженко С.В. *Квантовая электроника*, **53**, 165 (2023).
125. Самсонов А.С., Костюков И.Ю., Филипович М., Пухов А. *Квантовая электроника*, **53**, 160 (2023).
126. Брантов А.В., Ракитина М.А., Глазырин С.И., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
127. Гожев Д.А., Бочкарев С.Г., Лобок М.Г., Брантов А.В., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
128. Ковалев В.Ф., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
129. Лобок М.Г., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
130. Быченков В.Ю., Лобок М.Г. *Квантовая электроника*, **53**, 170 (2023).
131. Дорожкина М.С., Балуев К.В., Кутергин Д.Д., Лотов И.К., Минаков В.А., Спицын Р.И., Туев П.В., Лотов К.В. *Квантовая электроника*, **53**, 176 (2023).
132. Стародубцева Е.М., Цымбалов И.Н., Иванов К.А., Горлова Д.А., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
133. Самсонов А.С., Костюков И.Ю. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
134. Брантов А.В., Лобок М.Г., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
135. Вейсман М.Е., Умаров И.Р., Пугачева Д.В., Андреев Н.Е. *Квантовая электроника*, **53**, 182 (2023).
136. Кузнецов С.В., Умарова И.Р., Андреев Н.Е. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
137. Вайс О.Е., Лобок М.Г., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
138. Куратов А.С., Брантов А.В., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
139. Куратов А.С., Брантов А.В., Ковалев В.Ф., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
140. Лобок М.Г., Брантов А.В., Быченков В.Ю. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
141. Волчок Е.П., Анненков В.В., Берендеев Е.А., Тимофеев И.В. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
142. Бухарский Н.Д., Куликов Р.К., Корнеев Ф.А. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
143. Горлова Д.А., Цымбалов И.Н., Иванов К.А., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).

- 144.Михейцев Н.А., Коржиманов А.В. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
- 145.Андреев Н.Е., Умаров И.Р., Попов В.С. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
- 146.Вайс О.Е., Иванов К.А., Цымбалов И.Н., Бухарский Н.Д., Быченков В.Ю., Корнеев Ф.А., Савельев-Трофимов А.Б. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
- 147.Бухарский Н.Д., Корнеев Ф.А. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
- 148.Гуськов С.Ю., Корнеев Ф.А. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
- 149.Рязанцев С.Н., Пикуз С.А., Корнеев Ф.А. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
- 150.Дмитриев Е.О., Корнеев Ф.А. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
- 151.Сладков А.Д., Коржиманов А.В. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
- 152.Шуляпов С.А., Заворотный А.Ю., Савельев А.Б. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
- 153.Серебряков Д.А., Костюков И.Ю. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
- 154.Попруженко С.В., Тюрин Д.И. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
- 155.Попруженко С.В. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
- 156.Коржиманов А.В., Сладков А.Д., Голубев С.В. *Квантовая электроника*, **53** (2023) (в печати).
- 157.Fedotov A.M., Ilderton A., Karbstein F., King B., Seipt D., Taya H., Torgrimsson G. *Phys. Rep.*, **1010**, 138 (2023).
- 158.Gonoskov A., Blackburn T.G., Marklund V., Bulanov S.S. *Rev. Mod. Phys.*, **94**, 045001 (2022).
- 159.Di Piazza A., Müller C., Hatsagortsyan K.Z., Keitel C.H. *Rev. Mod. Phys.*, **84**, 1177 (2012).
- 160.Marklund M., Shukla P.K. *Rev. Mod. Phys.*, **78**, 591 (2006).
- 161.Nerush E.N., Bashmakov V.F., Kostyukov I.Y. *Phys. Plasmas*, **18**, 083107 (2011).
- 162.Nerush E.N., Kostyukov I.Y., Fedotov A.M., Narozhny N.B., Elkina N.V., Ruhl H. *Phys. Rev. Lett.*, **106**, 035001 (2011).
- 163.Bulanov S.S., Esirkepov T.Z., Thomas A.G.R., Koga J.K., Bulanov S.V. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 220407 (2010).
- 164.Fedotov A.M., Narozhny N.B., Mourou G., Korn G. *Phys. Rev. Lett.*, **105**, 080402 (2010).
- 165.Bell A.R., Kirk J.G. *Phys. Rev. Lett.*, **101**, 200403 (2008).
- 166.Нарожный Н.Б., Федотов А.М. *УФН*, **185** (1), 103 (2015) [*Phys. Usp.*, **58** (1), 95 (2015)].
- 167.Sturrock P.A. *Astrophys. J.*, **164**, 529 (1971).
- 168.Gaisser T.K. *Cosmic Rays and Particle Physics* (Cambridge University Press, 1990).
- 169.Gonoskov A., Bashinov A., Gonoskov I., Harvey C., Ilderton A., Kim A., Marklund M., Mourou G., Sergeev A. *Phys. Rev. Lett.*, **113**, 014801 (2014).
- 170.Ji L.L., Pukhov A., Kostyukov I.Y., Shen B.F., Akli K. *Phys. Rev. Lett.*, **112**, 145003 (2014).
- 171.Kostyukov I.Y., Shvets G., Fisch N.J., Rax J.-M. *Phys. Plasmas*, **9**, 636 (2002).
- 172.Liseykina T.V., Popruzhenko S.V., Macchi A. *New J. Phys.*, **18**, 072001 (2016).
- 173.Esarey E., Sprangle P., Krall J., Ting A. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 1229 (2009).
- 174.Костюков И.Ю., Пухов А.М. *УФН*, **185** (1), 89 (2015) [*Phys. Usp.*, **58** (1), 81 (2015)].
- 175.Gonsalves A.J., Nakamura K., Daniels J., Benedetti C., Pieronek C., de Raadt T.C.H., Steinke S., Bin J.H., Bulanov S.S., van Tilborg J., Geddes C.G.R., Schroeder C.B., Tóth C., Esarey E., Swanson K., Fan-Chiang L., Bagdasarov G., Bobrova N., Gasilov V., Korn G., Satorov P., Leemans W.P. *Phys. Rev. Lett.*, **122**, 084801 (2019).
- 176.Schroeder C.B., Esarey E., Geddes C.G.R., Benedetti C., Leemans W.P. *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams*, **13**, 101301 (2010).
- 177.Macchi A., Borghesi M., Passoni M. *Rev. Mod. Phys.*, **85**, 751 (2013).
- 178.Consoli F., Tikhonchuk V.T., Bardon M., Bradford P., Carroll D.C., Cikhart J., Cipriani M., Clarke R.J., Cowan T.E., Danson C.N., De Angelis R. *High Power Laser Sci. Eng.*, **8**, e22 (2020).
- 179.Liao G.-Q., Li Y.-T. *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **47**, 3002 (2019).
- 180.Kampftrath T., Tanaka K., Nelson K.A. *Nat. Photonics*, **7**, 680 (2013).
- 181.Pullen M.G., Wolter B., Le A.T., Baudisch M., Hemmer M., Senftleben A., Schröter C.D., Ullrich J., Moshhammer R., Lin C.D., Bieger J. *Nat. Commun.*, **6**, 7262 (2015).
- 182.Bulanov S., Esirkepov T., Habs D., Pegoraro F., Tajima T. *Eur. Phys. J. D*, **55**, 483 (2009).
- 183.Недорезов В.Г., Рыкованов С.Г., Савельев А.Б. *УФН*, **191** (12), 1281 (2021) [*Phys. Usp.*, **64** (12), 1214 (2021)].