

Эксаваттные лазерные системы — новый этап в развитии лазерной физики

С.Н. Багаев, Е.В. Пестряков, В.И. Трунов*

*Институт лазерной физики СО РАН
630090, г. Новосибирск, пр-т Академика М.А. Лаврентьева, 13/3*

Поступила в редакцию 30.08.2010 г.

К настоящему времени на петаваттных лазерных системах достигнуты интенсивности $\sim 10^{22}$ – 10^{23} Вт/см², и на повестке дня стоит задача создания лазерных систем с эксаваттной пиковой мощностью (1 ЭВт = 10^{18} Вт), позволяющих получать ультррелятивистские интенсивности $\sim 10^{25}$ Вт/см². При интенсивностях такого уровня открывается новый, ультррелятивистский этап в развитии лазерной физики, в становлении которого существенную роль будут играть эффекты квантовой электродинамики. В данной работе развиваются основные принципы построения многоканальных фемтосекундных лазерных комплексов с пиковой мощностью эксаваттного уровня, базирующиеся на когерентном сложении полей каналов при частотно-фазовой привязке их излучений к оптическому стандарту частоты и времени (оптическим часам).

Ключевые слова: ультррелятивистская интенсивность, многоканальная лазерная система, когерентное сложение полей каналов, эксаваттная пиковая мощность, фемтосекундная лазерная система, петаваттный лазер, оптический стандарт частоты и времени, оптические часы; ultra-relativistic intensity, multi-beam laser system, coherent beam combining, exawatt peak power, femtosecond laser system, petawatt laser, optical frequency standard, optical clock.

Введение

Развитие лазерной физики в последнее время характеризуется стремительным продвижением исследований в область генерации и усиления импульсов предельно короткой длительности и формирования оптических полей с экстремально высокой пиковой мощностью. Данная тенденция объясняется перспективностью использования оптического излучения с ультравысокой интенсивностью в экспериментальных исследованиях взаимодействия с материальными средами и вакуумом и создания экстремальных состояний вещества [1–3].

Развитие новых оригинальных методов генерации и усиления оптических импульсов с длительностью, лежащей в фемтосекундном диапазоне, привело в последнее время к созданию нового поколения лазерных источников, мощность которых перешагнула мультитераваттный уровень. Напряженность электрического поля в оптическом излучении таких систем при интенсивности, превышающей релятивистский уровень ($> 10^{18}$ Вт/см²), достигает при фокусировке величины $\geq 10^{12}$ В/см, что на несколько порядков превосходит уровень внутриатомных полей и приводит к релятивистскому движению электронов.

Излучение релятивистской интенсивности позволяет на коротких временных интервалах созда-

вать состояния вещества с необычными, экстремальными свойствами. При этом в ограниченном объеме среды за время короче времени жизни фона (меньше 100 фс) происходит нагрев, при котором резко возрастает температура без изменения плотности среды в области взаимодействия. Это ведет к созданию новых, экстремальных состояний вещества. Наряду с этим высокоинтенсивные фемтосекундные лазерные системы становятся экспериментальной базой развития таких направлений, как:

- релятивистская оптика — оптика, в которой магнитная составляющая силы Лоренца сравнима или больше электрической, что приводит к релятивистскому типу взаимодействия оптических полей с объектами атомного или молекулярного характера;
- аттосекундная физика — физика формирования импульсов излучения аттосекундной длительности ($1 \text{ ас} = 10^{-18} \text{ с}$) и диагностика процессов, протекающих в аттосекундном диапазоне времени;
- филаментация излучения в материальных средах и плазме и генерация высших гармоник и когерентного рентгеновского и гамма-излучений;
- экспериментальная ядерная физика — ускорение электронов и ионов, инициирование фото- и термоядерных реакций, релятивистский эффект Комптона и др.

Наряду с этим широкое применение фемтосекундных лазерных систем в междисциплинарных фундаментальных исследованиях привело к становлению нового *фемтотехнологического* направления. В этом виде технологии короткая длительность и высокая интенсивность импульса приводят к ряду

* Сергей Николаевич Багаев (bagaev@laser.nsc.ru); Ефим Викторович Пестряков; Владимир Иванович Трунов.

принципиальных особенностей его взаимодействия с материальными средами. Следует отметить, что в пространстве такой импульс сильно локализован, его длина при 10 фс составляет всего ~ 3 мкм. При его фокусировке даже в прозрачных оптических материалах в результате многофотонной и туннельной ионизации происходят модификация материала и образование оптических волноводов и каналов микро- и даже наноразмеров, пригодных для создания элементов интегральной оптики и оптической памяти. К настоящему времени физические механизмы изменения показателя преломления оптически прозрачных кристаллов и стекол под действием лазерных пучков фемтосекундной длительности и технологические приемы формирования волноводов изучены фрагментарно и требуют проведения комплексных исследований. Особенно интересным является определение механизмов образования волноводов в лазерных и нелинейно-оптических материалах и их перспективность для создания микроканальных источников лазерного излучения для систем обработки и передачи информации.

Другой важной особенностью взаимодействия импульса фемтосекундной длительности с веществом является то, что при его воздействии на поглощающий материал процесс теплопроводности не играет определяющей роли, так как передача энергии от электронной подсистемы вещества к решеточной составляет несколько пикосекунд ($1 \text{ пс} = 10^{-12} \text{ с}$). В результате за время лазерного импульса вся энергия импульса вкладывается в электронную часть системы, а температура ионов заметно не изменяется. Это приводит к фемтосекундной лазерной абляции, заключающейся в удалении вещества из зоны взаимодействия в результате «локального взрыва». При этом гидродинамические процессы не успевают развиться, что очень важно при использовании лазерной абляции для формирования наночастиц высокотемпературных металлов и оксидов и синтеза частиц со сложной стехиометрией.

В настоящее время придается огромное значение синтезу наноразмерных материалов из-за перспективности их использования для создания керамики с высокими пластическими свойствами, газовых сенсоров, катализаторов, низкоразмерных систем с необычными магнитными, электрическими и оптическими свойствами. Однако исследование лазерной абляции, в основном, ведутся в наносекундном режиме, при котором происходит гидродинамическое диспергирование вскипающей мишени, что приводит к значительному разбросу размеров и свойств формируемых частиц. Поэтому представляется актуальным изучение физико-химического механизма образования наноразмерных частиц из тугоплавких и керамических материалов и управления их размерами и свойствами при фемтосекундной лазерной абляции.

Таким образом, развитие высокоинтенсивных фемтосекундных лазерных систем стимулирует развитие как фундаментальных, так и технологических направлений. Поэтому в последнее время наблюдается значительная активность по разработке

и созданию фемтосекундных лазерных систем с предельно короткой длительностью импульсов и предельно высокой интенсивностью [4–6].

Эксаваттные лазерные системы и когерентное сложение полей

В настоящее время интенсивно ведутся работы по разработке и созданию лазерных источников с ультрарелятивистской интенсивностью, превышающей 10^{23} – 10^{25} Вт/см^2 . Такие интенсивности достижимы на лазерных установках с эксаваттным уровнем пиковой мощности. Проекты по их созданию уже осуществляются в ведущих научных центрах, среди которых Lawrence Livermore National Laboratory (США), Rutherford Appleton Laboratory (Великобритания), Extreme Light Infrastructure (Евросоюз) и ряд других.

Создание фемтосекундных лазерных систем эксаваттной пиковой мощности открывает принципиально новые направления развития в фундаментальной физике:

- зептосекундную физику – формирование импульсов зептосекундной длительности ($1 \text{ зс} = 10^{-21} \text{ с}$) и спектхронография динамики процессов в зептосекундном диапазоне;

- физику предельно экстремальных состояний – создание излучением эксаваттной мощности экстремальных давлений $> 10^9 \text{ атм}$, температур $> 10^{10} \text{ К}$, напряженностей магнитного поля $> 10^5 \text{ Т}$ и моделирование процессов при ядерных реакциях, в звездах, на Солнце и т.д.;

- экспериментальную нелинейную квантовую электродинамику – изучение нелинейной поляризации вакуума, рождения электрон-позитронных пар в вакууме и других принципиальных явлений.

Проблема создания лазерных источников эксаваттной мощности может быть решена в многоканальной схеме путем когерентного сложения оптических полей каналов с мультипетаваттной мощностью, так как использование традиционной однолучевой схемы последовательного усиления приводит к гигантскому возрастанию диаметра излучения и проблемам с фазовыми искажениями [7, 8].

При этом наиболее перспективным является путь, предусматривающий создание эксаваттной системы, состоящей из стартового (задающего) петаваттного или субпетаваттного лазерного источника излучения с предельно короткой длительностью импульса (предельно короткий импульс равен одному периоду колебания электромагнитного поля, в диапазоне с центром на 800 нм это ~2,7 фс) и многоканальной усилительной системы, базирующейся на методе усиления chirпованных импульсов (СРА-техника) в оптических параметрических усилителях, накачиваемых излучением с пикосекундной длительностью импульсов (рис. 1). Принципиальным в данном подходе является частотно-фазовая привязка излучений каналов и стартового источника к опорному оптическому стандарту для осуществления на конечном этапе сложения оптических полей каналов [7].

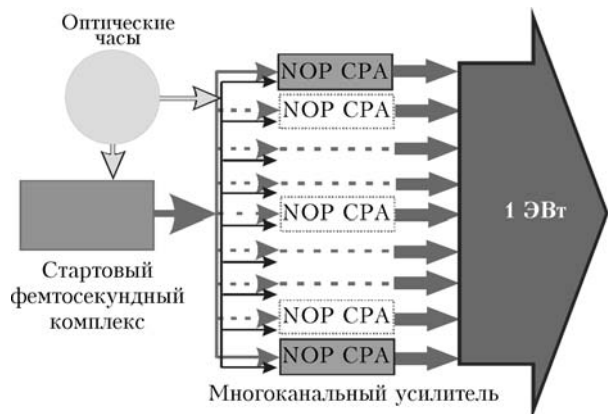


Рис. 1. Эксаваттная многоканальная фемтосекундная лазерная система

Поэтому представляется важным на первом этапе провести разработку стартового петаваттного малопериодного (с длительностью, равной нескольким периодам колебания оптического поля) фемтосекундного лазера, синхронизованного с оптическим стандартом (рис. 2). Это позволит экспериментально исследовать основные особенности предлагаемых научно-технических решений и разработать основу для развития работ по реализации эксаваттной лазерной системы.

Одновременно с этим высокоинтенсивный малопериодный фемтосекундный лазер, обладающий петаваттной пиковой мощностью, станет экспериментальной основой развития ультрарелятивистской оптики, технологии 4D-контроля электронных состояний с субатомным и субпикосекундным разрешением; ускорения заряженных частиц в плазме и формирования моноэнергетических электронных и ионных пучков для внутриатомной и внутриядерной спектроскопии, медицинской диагностики и терапии.

Когерентное сложение последовательности фемтосекундных импульсов

Необходимым условием интерференционного сложения импульсов от разных источников является когерентность, т.е. спектральная идентичность импульсов и постоянство разности фаз за время сложения. Поэтому в простейшем варианте сложения двух последовательностей фемтосекундных импульсов от двух каналов фемтосекундной лазерной системы будем считать, что эти последовательности составлены из одинаковых импульсов, причем составлены таким образом, что центры импульсов парно совпадают и совмещаются в пространстве и времени.

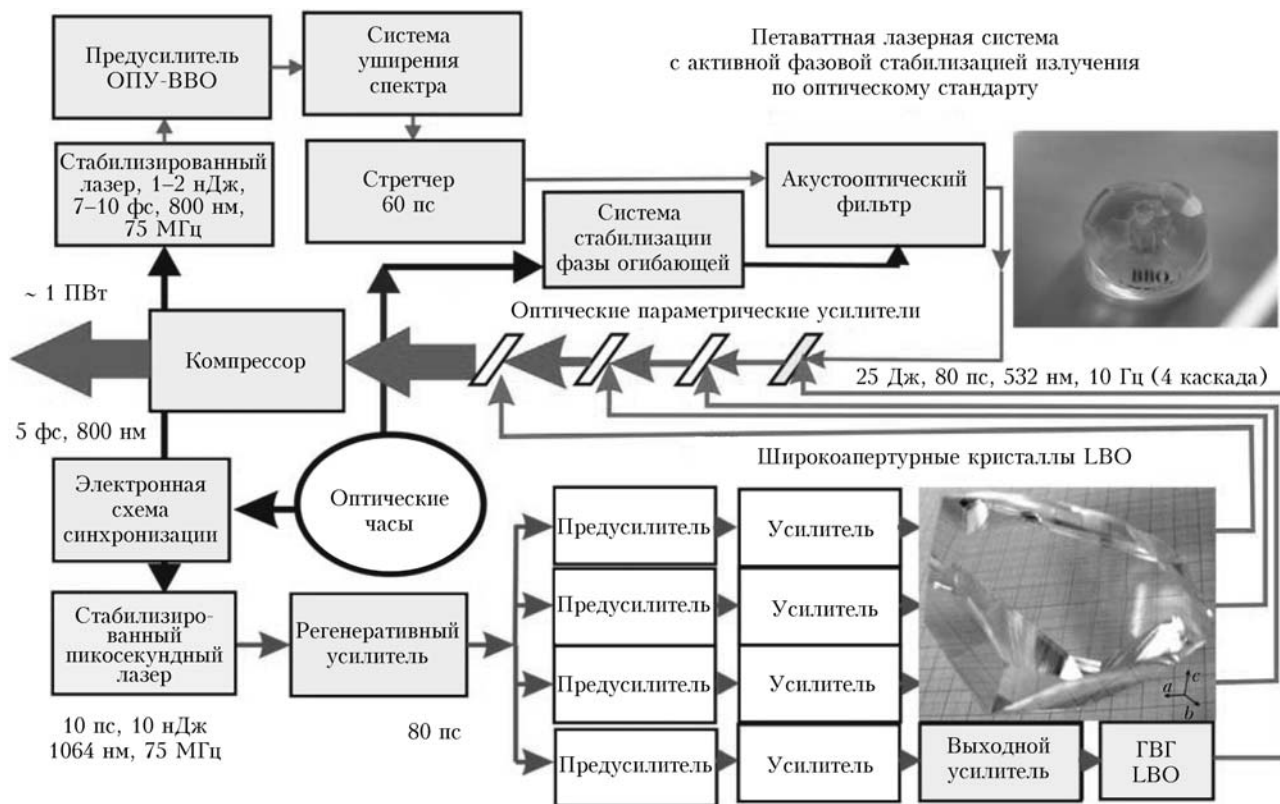


Рис. 2. Стартовый фемтосекундный комплекс петаваттной пиковой мощности для эксаваттной лазерной системы

Суммарное поле в этом случае можно записать в виде

$$F(x, y, t) = \sum_i^n \sum_j^2 f_{ij}(t - iT + \delta t_{ij}) \times \exp\left(\frac{-(x_{ij} - x)^2 - (y_{ij} - y)^2}{r^2}\right) \exp[i(\omega(t - iT + \delta t_{ij}) + \varphi_{ij})], \quad (1)$$

где $f_{ij}(\dots)$ – огибающая отдельного импульса; T – период следования импульсов в последовательности; ω – центральная частота излучения; δt_{ij} – временной сдвиг между импульсами, или временной джиттер.

Интенсивность такого поля определяется как

$$I(x, y, t) \sim \langle F(x, y, t)F(x, y, t) \rangle \dots \quad (2)$$

Условием на эффективное интерференционное сложение импульсов должна быть постоянная разность фаз:

$$\varphi_{i1} - \varphi_{i2} = \varphi_0 = \text{const} \dots \quad (3)$$

Причинами нарушения этого условия, а следовательно интерференционной картины, помимо собственно флуктуаций фазы, может быть непостоянство временного интервала между импульсами в интерферирующих парах импульсов или временной джиттер. Этот эффект можно включить в представление полной фазы фемтосекундного импульса:

$$\varphi_{ij} = \varphi_0 + \delta\varphi_{ij} + \omega\delta t_{ij}. \quad (4)$$

Соответственно требование для конструктивной интерференции есть

$$\varphi_{ij} \approx \text{const}. \quad (5)$$

Если предположить, что средняя величина джиттера пренебрежимо мала по сравнению с длительностью импульса $\langle \delta t_{ij} \rangle \ll \tau$, то влиянием огибающей импульса $f_{ij}(t - iT + \delta t_{ij})$ на интерференционную картину можно пренебречь.

Результаты расчетов по (1) представлены на рис. 3.

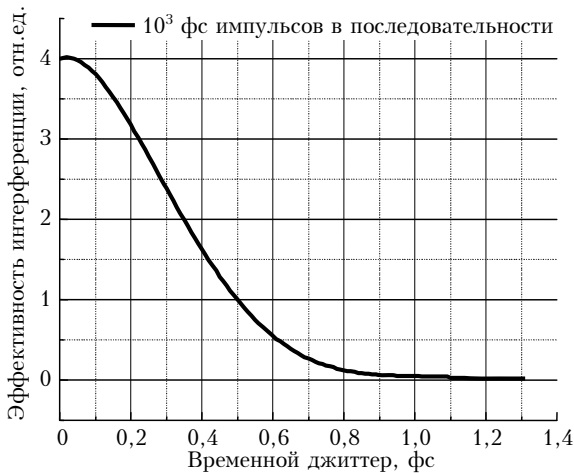


Рис. 3. Эффективность сложения последовательностей фемтосекундных импульсов излучений двух каналов

Численно рассмотрено сложение 10^3 пар импульсов. По вертикальной оси представлено отношение интенсивности в максимуме сложенных последовательностей, усредненной для 10^3 пар, к интенсивности отдельной последовательности. По горизонтальной оси даны значения среднего временного джиттера. Распределение временного джиттера предполагалось гауссовым. Каждая точка графика соответствует интерференции двух последовательностей, состоящих из 1000 импульсов. В модели использованы последовательности импульсов с длительностью 10 фс на центральной длине волны 800 нм.

Из рис. 3 видно, что конструктивная интерференция импульсов с когерентным сложением полей возможна в случае, когда средний временной джиттер меньше 0,2 фс. Это означает, что для эффективного когерентного сложения полей в последовательности фемтосекундных импульсов требуется стабилизация относительного временного джиттера с точностью не хуже 200 ас.

Временной джиттер фемтосекундных импульсов в последовательности и его стабилизация

Временной джиттер σ за время τ в последовательности импульсов с периодом T определяется выражением [9, 10]:

$$\sigma = \sqrt{\langle \delta T^2 \rangle_\tau} = T \sqrt{\langle J(t)^2 \rangle_\tau}, \quad (6)$$

где $\delta T = TJ(t)$ – флуктуации периода следования импульса; $\langle A(t) \rangle_\tau = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau A(t) dt$ – среднее значение $A(t)$ за время τ .

Спектральную плотность мощности фазовых шумов, связанных с временным джиттером, можно представить в виде

$$P_j(\omega) = \frac{|J(\omega)|^2}{T}; \quad \langle J(t)^2 \rangle_\tau = \frac{1}{\pi} \int_{\omega_{low}}^\infty P_j(\omega) d\omega. \quad (7)$$

Тогда временной джиттер в частотном интервале от $\omega_{low} = 2\pi/\tau$ до ω_{high} при усреднении за время τ будет определяться выражением

$$\frac{\sigma}{T} = \sqrt{\frac{1}{\pi} \int_{\omega_{low}}^{\omega_{high}} P_j(\omega) d\omega}. \quad (8)$$

Детальный анализ источников возникновения временного джиттера в фемтосекундных лазерных системах на основании соотношений (6)–(8) показывает, что основной вклад во временной джиттер вносят фазовые шумы элементов системы. В связи с этим основное внимание для подавления временного джиттера необходимо сосредоточить на фазовой синхронизации по оптическому стандарту следующих принципиальных этапов генерации и уси-

ления малопериодных фемтосекундных импульсов стартового комплекса (см. рис. 2):

– *этап генерации* малопериодных (2–4 периода несущей) фемтосекундных импульсов в стабилизированном по оптическому стандарту частоты («оптическим часам») непрерывном титан-сапфировом лазере (7–10 фс, 1–2 нДж, 75 МГц, 800 нм) с последующим усилением в «предусилителе» и уширением спектра импульса в «системе уширения спектра» и затем линейным преобразованием этих импульсов в решеточном «стретчере» в пикосекундные фазово-модулированные импульсы с заданным и контролируемым (в том числе «акустооптическим фильтром») линейным «чирпом» несущей (с линейной частотной модуляцией);

– *этап усиления* «чирпованных» импульсов в многокаскадном «оптическом параметрическом усилителе», накачиваемом излучением второй гармоники от Nd:YVO₄/Nd:YAG – пикосекундной лазерной системы, излучение которой синхронизовано по фазе с частотой того же оптического стандарта частоты, что и фемтосекундный лазер (основные элементы пикосекундной системы: «Nd:YVO₄ – пикосекундный стабилизированный лазер», «Nd:YAG – регенеративный усилитель», «4 канала усиления мощности на кристаллах Nd:YAG с выходом на генераторы второй гармоники (ГВГ) на широкоапертурных кристаллах LBO»);

– *этап линейной компрессии* усиленных чирпованных импульсов в «компрессоре» до исходного состояния по длительности, контролируемый электронными системами обратной связи, связанной с оптическим стандартом частоты («оптическими часами»).

Для формирования излучения с гарантируемой стабильностью частот спектральной гребенки фемтосекундных импульсов с точностью не хуже $0,1 \lambda_{\text{центр}}$ в усилительный канал вводится активная «электронная схема стабилизации» и частотно-фазовая привязка фемтосекундного и пикосекундного генераторов к оптическому стандарту и одновременно схемой « $f-2f$ интерферометра» осуществляется стабилизация фазы «несущей-оглабающей» фемтосекундных импульсов (см. рис. 2). Таким образом, достигается привязка гребенки частот фемтосекундного генератора к оптическому стандарту и стабилизируется фаза «несущей-оглабающей». Одновременно осуществляются синхронизация и стабилизация частоты следования пикосекундных импульсов и их привязка к частоте следования фемтосекундных импульсов с точностью оптического стандарта.

Фазово-частотные сдвиги на этапах чирпования, усиления и компрессии устраняются электронной системой обратной связи с сохранением частотно-фазовой синхронизации усиленных фемтосекундных импульсов с оптическим стандартом. Анализ показывает, что удержание этой привязки в каждом канале на уровне 0,1 центральной длины волны спектрально ограниченного импульса на выходе многоканальной системы позволит осуществить когерентное сложение сфазированных оптических полей излучений отдельных каналов.

Для того чтобы среднее квадратическое отклонение фазы несущей стартового петаваттного лазера не превышало десятой доли светового периода, его излучение должно быть привязано к опорному оптическому стандарту частоты с нестабильностью частотных характеристик $\sim 10^{-16}$. В настоящее время в ИЛФ СО РАН разработан фемтосекундный титан-сапфировый лазер, стабилизированный по оптическому Nd:YAG/I₂-эталоноу с нестабильностью частотных параметров $\sim 10^{-13}$ (рис. 4).

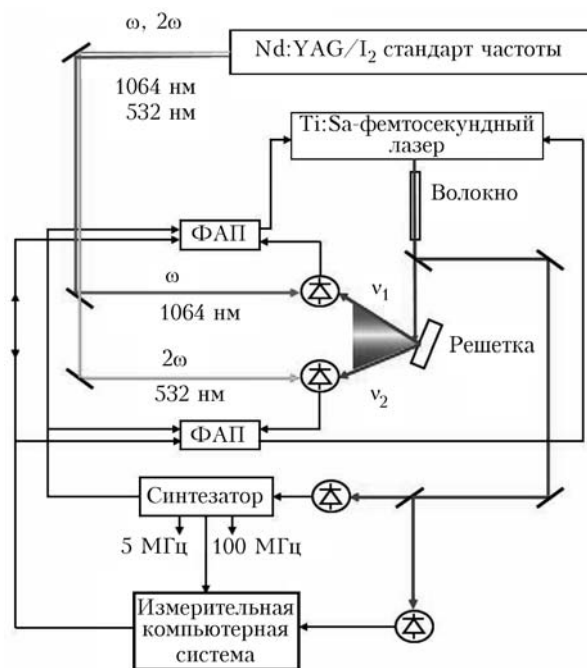


Рис. 4. Фемтосекундные оптические часы на основе Nd:YAG/I₂-стандарта. ФАП – система фазовой автоподстройки

Ведутся работы по созданию оптического стандарта частоты нового поколения на основе охлажденных до 2 мК и локализованных в магнито-оптической ловушке атомов магния с относительной погрешностью $\Delta\nu/\nu \sim 10^{-15}$, а затем при экспериментальной реализации оптических решеток с холодными атомами ($N \sim 10^5-10^6$) планируется создание стандарта на основе «lattice-based» атомных часов с относительной частотной неопределенностью $\sim 10^{-17}-10^{-18}$.

Таким образом, основной проблемой при разработке стартового фемтосекундного лазера является проблема стабилизации джиттера и частотно-фазовой привязки лазера фемтосекундного канала и пикосекундного лазера канала накачки, а также сохранение этих параметров в процессе многокаскадного параметрического усиления.

Проблема прецизионной временной синхронизации и снижения временного джиттера является одной из центральных при разработке оптических стандартов, использующих несколько лазерных источников [11–13]. Для этих целей используются как оптические [11], так и электронные схемы фазовой синхронизации [12, 13].

Оптические методы синхронизации предполагают преобразование спектра усиливаемого фемтосекундного излучения в спектральную область лазера накачки при генерации рамановского солитона в фотонном волокне и использование его в качестве затравочного излучения в пикосекундном лазере [11]. Однако низкая эффективность такого преобразования позволяет получать энергии в солитоне на пикоджоульном уровне, что радикально снижает контраст усиленных импульсов накачки и, как следствие, контраст импульсов в процессе параметрического усиления [14].

Другим методом оптической фазовой синхронизации является использование нескольких активных сред с перекрывающимися контурами усиления в общем резонаторе [15, 16]. При синхронизации титан-сапфирового и хром-форстеритового фемтосекундных лазеров были достигнуты наиболее впечатляющие результаты: временной джиттер 123 ас в полосе 10 мГц–1 МГц [16]. Однако используемые в этих работах методы кросс-модуляции, к сожалению, неприемлемы для рассматриваемой нами системы.

В ряде работ было показано, что использование электронных систем на основе балансных смесителей для стабилизации частоты следования импульсов фемтосекундных лазеров позволило достичь фемтосекундного [10] и субфемтосекундного джиттеров [12].

Для получения субфемтосекундного джиттера (1,75 фс в полосе до 2 МГц и 0,58 фс в полосе до 160 Гц) использовалась система фазовой автоподстройки двух фемтосекундных лазеров с частотой следования импульсов 100 МГц [10]. Основное ограничение данной схемы связано с внутренними шумами ФАП (в частности, смесителей и компараторов) и опорного генератора.

В работе [13] синхронизация двух фемтосекундных лазеров с частотой следования импульсов 1 ГГц реализована с использованием в качестве опорного генератора непрерывного диодного лазера с частотой, стабилизированной по интерферометру Фабри–Перо. При этом относительный джиттер составил 1,5 фс в полосе 100 кГц и 0,45 фс в полосе 100 Гц и, как и в предыдущем случае, основные ограничения были связаны с шумами смесителя.

Анализ других методов и средств фазовой синхронизации для реализации минимального джиттера показал, что использование вместо балансных смесителей цифровых фазовых детекторов позволяет исключить влияние амплитудного дрейфа и шума, а также теплового дрейфа, присущего балансным смесителям, на точность временной синхронизации фемтосекундных лазеров. Одновременно с этим применение в качестве опорных генераторов оптических стандартов частоты со сверхвысокой стабильностью открывает путь к реализации временной синхронизации с необходимым аттосекундным джиттером.

На основе данного подхода была разработана общая схема синхронизации фемтосекундного и пикосекундного лазеров для каскадов параметрического усиления, представленная на рис. 5.

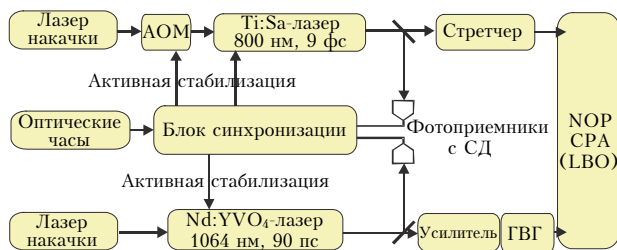


Рис. 5. Схема временной синхронизации фемтосекундного и пикосекундного лазеров стартового комплекса

В данной схеме частота следования импульсов пикосекундного (Nd:YVO₄) и фемтосекундного (Ti:Sa) лазеров стабилизируется по оптическому стандарту частоты («оптическим часам»). Одновременно осуществляется стабилизация «фазы несущей-оглабляющей» фемтосекундных импульсов с использованием акустооптического модулятора (АОМ) (рис. 5). Таким образом, достигается привязка гребенки частот фемтосекундного генератора к оптическому стандарту и стабилизируется фаза «несущей-оглабляющей». Одновременно осуществляются синхронизация и стабилизация частоты следования пикосекундных импульсов и их привязка к частоте следования фемтосекундных импульсов с точностью оптического стандарта.

Электронный тракт синхронизации при этом содержит в себе два идентичных канала синхронизации, подстраиваемых по частоте и фазе к общему источнику опорной частоты (оптическим часам). Часть оптического сигнала каждого лазера подается на специальный, адаптированный к этому лазеру, фотоприемник с функцией синхронного детектирования (СД). Сигнал рассогласования на выходе фотоприемника пропорционален разности фаз между опорной частотой и оптическим импульсом. Сигнал рассогласования подается на блок автоматической подстройки частоты (АПЧ) в блоке синхронизации, который формирует сигналы управления быстрым и медленным каналами подстройки длины резонатора соответствующего лазера. Эти сигналы усиливаются и подаются по каналам активной стабилизации непосредственно на пьезокерамические актюаторы лазеров. Привязка частоты повторения лазерных импульсов к опорной частоте обоих лазеров осуществляется при помощи цифрового фазового детектора.

Электронные тракты синхронизации, разработанные по изложенному принципу, были протестированы в системе привязки одной из спектральных компонент фемтосекундного Ti:Sa-лазера к одночастотному Nd:YAG-лазеру, стабилизированному по йодной ячейке. Остаточный джиттер, вычисленный из экспериментально полученного спектра оптических биений, оказался равным 0,4 фс.

Параметрическое усиление фемтосекундных импульсов

Принципиальным элементом эксаваттной многоканальной системы с когерентным сложением

полей является параметрический усилитель импульсов на нелинейно-оптических кристаллах с высокой квадратичной нелинейностью и высокой стойкостью к оптическому пробое. Использование оптического параметрического усиления связано с необходимостью поддерживать усиление малопериодных импульсов, обладающих широкой спектральной полосой, которая может достигать в случае предельно коротких импульсов ширины спектральной октавы.

Возможность конструирования аномально широких полос усиления является одним из важнейших достоинств оптического параметрического усиления [7, 8]. Параметрическое усиление имеет целый ряд неоспоримых преимуществ перед лазерным [17–19]. Применение большегабаритных высокоэффективных нелинейно-оптических кристаллов из группы боратов (LiB_3O_5 (LBO) и ряд других) позволяет масштабировать усилительные каскады системы практически до мультипетаваттного уровня и обеспечивать при этом спектральную полосу усиления, достаточную для поддержания усиления импульсов длительностью вплоть до 10 фс. Одновременно с этим отсутствие поглощения на всех длинах волн, участвующих в параметрическом процессе, устраняет температурную дисторсию, которая является существенным отрицательным фактором в мощных системах с лазерным усилением, ограничивающих функционирование таких систем с частотой повторения даже на уровне единиц герц и затрудняющих фазово-частотную привязку излучений к оптическому стандарту.

Для моделирования параметрического усиления была разработана программа для трехмерного моделирования процессов параметрического усиления с учетом нелинейных эффектов преобразования и параметрической люминесценции на основе связанных нелинейных уравнений для сигнальной A_s , холостой A_i и волны накачки A_p :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A_s}{\partial z} \cos \Omega_{zs} + \beta_{1s} \frac{\partial A_s}{\partial t} + \frac{i\beta_{2s}}{2} \frac{\partial^2 A_s}{\partial t^2} - \frac{\beta_{3s}}{6} \frac{\partial^3 A_s}{\partial t^3} + \\ & + \sin \Omega_{xs} \frac{\partial A_s}{\partial x} + \sin \Omega_{ys} \frac{\partial A_s}{\partial y} - \\ & - \frac{i}{2\beta_{0s}} \left(\frac{\partial^2 A_s}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_s}{\partial y^2} \right) = i\sigma_s A_i^* A_p \exp(-i\Delta k z), \\ & \frac{\partial A_p}{\partial z} \cos \Omega_{zp} + \beta_{1p} \frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{i\beta_{2p}}{2} \frac{\partial^2 A_p}{\partial t^2} - \frac{\beta_{3p}}{6} \frac{\partial^3 A_p}{\partial t^3} + \\ & + \sin \Omega_{xp} \frac{\partial A_p}{\partial x} + \sin \Omega_{yp} \frac{\partial A_p}{\partial y} - \\ & - \frac{i}{2\beta_{0p}} \left(\frac{\partial^2 A_p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_p}{\partial y^2} \right) = i\sigma_p A_i A_s \exp(-i\Delta k z), \\ & \frac{\partial A_i}{\partial z} \cos \Omega_{zi} + \beta_{1i} \frac{\partial A_i}{\partial t} + \frac{i\beta_{2i}}{2} \frac{\partial^2 A_i}{\partial t^2} - \frac{\beta_{3i}}{6} \frac{\partial^3 A_i}{\partial t^3} + \sin \Omega_{xi} \frac{\partial A_i}{\partial x} + \\ & + \sin \Omega_{yi} \frac{\partial A_i}{\partial y} - \frac{i}{2\beta_{0i}} \left(\frac{\partial^2 A_i}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_i}{\partial y^2} \right) = i\sigma_i A_s^* A_p \exp(-i\Delta k z). \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь $\sigma_n = \sqrt{\frac{2d_{eff}^2 \omega_n^2}{c\epsilon_0 n_s n_i n_p}}$ – нелинейный коэффициент связи;

$$\begin{aligned} \Delta \mathbf{k} &= \mathbf{k}_p - \mathbf{k}_s - \mathbf{k}_i, \\ \Delta k &= (\Delta \mathbf{k})_z = k_p - k_s \cos(\theta) - k_i \cos(\beta) = \\ &= \frac{n_p \omega_p - n_s \omega_s \cos(\theta) - n_i \omega_i \cos(\beta)}{c}, \\ \cos(\beta) &= \sqrt{1 - \sin^2(\beta)} = \sqrt{1 - \frac{n_s \omega_s \sin^2(\theta)}{n_i \omega_i}}; \end{aligned}$$

$\Omega_{xn}, \Omega_{yn}, \Omega_{zn}$ – углы направлений распространения соответствующих волн.

Временной чирп усиливаемой сигнальной волны определялся относительно центральной частоты следующим образом:

$$\omega_s(t) = \omega_{s0} + \frac{Ct}{\tau^4 + C^2}, \quad (10)$$

где C – параметр, определяющий величину чирпа (фазовой модуляции); τ – длительность импульса по уровню e^{-1} .

Решение уравнений велось методом Рунге–Кутты. Для расчета параметрической люминесценции дополнительно вводились следующие уравнения, где индекс n означал шумовую составляющую сигнальной и холостой волн:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A_{sn}}{\partial z} \cos \Omega_{zs} + \beta_{1s} \frac{\partial A_{sn}}{\partial t} + \frac{i\beta_{2s}}{2} \frac{\partial^2 A_{sn}}{\partial t^2} - \frac{\beta_{3s}}{6} \frac{\partial^3 A_{sn}}{\partial t^3} + \\ & + \sin \Omega_{xs} \frac{\partial A_{sn}}{\partial x} + \sin \Omega_{ys} \frac{\partial A_{sn}}{\partial y} - \\ & - \frac{i}{2\beta_{0s}} \left(\frac{\partial^2 A_{sn}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{sn}}{\partial y^2} \right) = i\sigma_s A_{in}^* A_p, \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial A_{in}}{\partial z} \cos \Omega_{zi} + \beta_{1i} \frac{\partial A_{in}}{\partial t} + \frac{i\beta_{2i}}{2} \frac{\partial^2 A_{in}}{\partial t^2} - \frac{\beta_{3i}}{6} \frac{\partial^3 A_{in}}{\partial t^3} + \sin \Omega_{xi} \frac{\partial A_{in}}{\partial x} + \\ & + \sin \Omega_{yi} \frac{\partial A_{in}}{\partial y} - \frac{i}{2\beta_{0i}} \left(\frac{\partial^2 A_{in}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_{in}}{\partial y^2} \right) = i\sigma_i A_{sn}^* A_p. \end{aligned}$$

Уравнения (11) получены в приближении малых значений шума по сравнению с основными волнами.

Начальная интенсивность параметрической люминесценции на частоте входного излучения рассчитывалась по формуле

$$I_{lum} = \int_{\omega_1}^{\omega_2} I_{\omega\Omega}^{vac} 2\pi\theta d\omega, \quad (12)$$

где $\theta = \lambda_0/(\pi\omega_0)$ – расходимость входного пучка; $I_{\omega\Omega}^{vac} = \hbar\omega^3/8\pi^3 c^2$ – интенсивность фотонов в вакууме на единицу спектра в единичный телесный угол; ω_1 и ω_2 определялись по полуширине спектра усиления для заданной конфигурации.

Аналогично определялись параметры параметрической люминесценции для холостой волны.

Значения начальной интенсивности параметрической люминесценции I_{lum} в кристалле ВВО для угла неколлинеарности $2,3^\circ$, при угле синхронизма $23,71^\circ$, длине кристалла 5 мм и радиусе входного пучка 1 мм для сигнальной волны составили $\sim 6 \text{ Вт/см}^2$, для холостой $\sim 1,5 \text{ Вт/см}^2$.

На основе развитой модели были разработаны различные варианты оптимизации процесса многокаскадного параметрического усиления в кристаллах LBO и ВВО ($\beta\text{-BaB}_2\text{O}_4$) для исходного гауссова фемтосекундного импульса длительностью 5,5 фс на 800 нм, chirпованного (растянутого во времени) до 25 пс, при длительности импульса накачки 90 пс с пространственным профилем гипергауссовой формы с $n = 8$ на длине волны 532 нм.

На рис. 6 представлены результаты численного моделирования трехкаскадного параметрического усиления в кристаллах LBO и ВВО при накачке импульсами с энергией до 3 Дж.

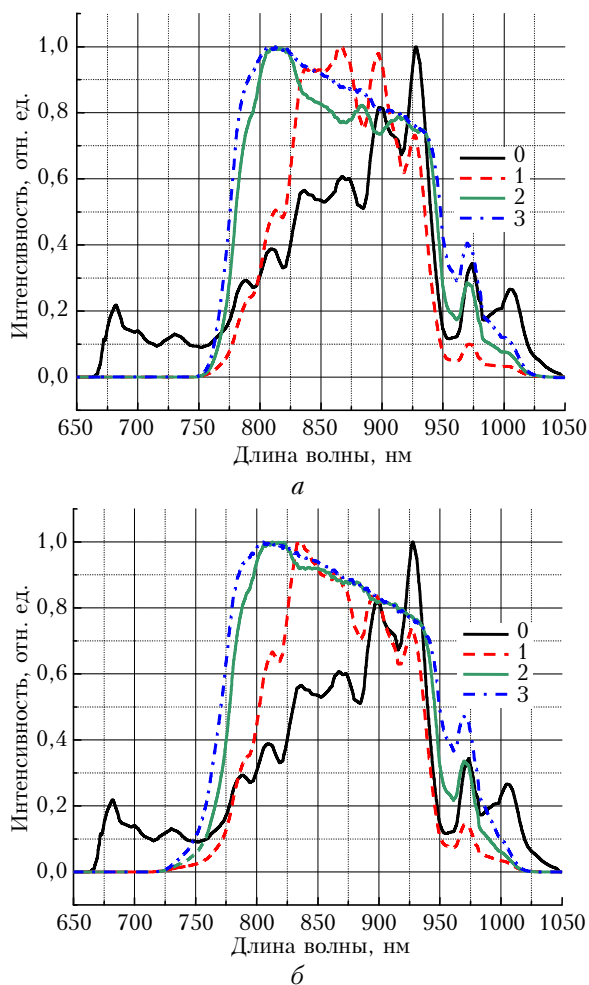


Рис. 6. Спектры импульсов на входе (0) и выходе 1, 2 и 3-го каскадов параметрического усилителя на кристаллах LBO (а) и ВВО (б)

Для обоих кристаллов получены на выходе усилительного канала системы импульсы с энергией $\sim 500 \text{ мДж}$ и длительностью $\sim 9,3$ (ВВО) и $9,8$ фс (LBO) при плотности мощности накачки на на-

чальных каскадах 10 и 20 ГВт/см^2 соответственно. На рис. 6 приведены нормированные спектры импульсов на входе и выходе усилительных каскадов параметрического усилителя. Как показывают результаты расчетов, определяющими факторами для сохранения длительности усиленных импульсов является соотношение между длительностью усиленного «chirпованного» импульса и длительностью накачки.

К настоящему времени разработана технология выращивания кристаллов LBO больших размеров, что позволяет изготавливать нелинейно-оптические элементы с апертурой, достигающей 50 мм [20]. Прогнозируется в ближайшее время возможность масштабирования нелинейных элементов до 100 мм.

Спектры усиления, полученные в проведенном моделировании, и данные, приведенные по большеапертурным нелинейным элементам в работе [20], указывают на перспективность использования большеразмерных кристаллов LBO для параметрического усиления малопериодных фемтосекундных импульсов до петаваттных мощностей без сужения спектральной полосы усиления.

Заключение

Развитые основные принципы построения высокоинтенсивных лазерных систем, позволяющие создавать многоканальные фемтосекундные лазерные комплексы с пиковой мощностью эксаваттного уровня, основаны на когерентном сложении полей излучения каналов при частотно-фазовой привязке их излучения к оптическому стандарту (оптическим часам).

Создание лазерных систем эксаваттного класса открывает новый этап в развитии лазерной физики и позволяет проводить исследования по экспериментальной проверке теорий нелинейной квантовой электродинамики.

Авторы выражают благодарность за плодотворные дискуссии, сотрудничество и поддержку данных исследований С.А. Фролову, В.Е. Лещенко, Б.Б. Борисову, В.А. Васильеву, Н.Л. Квашнину, В.С. Пивцову, М.Н. Скворцову, И.И. Корелю, В.В. Петрову, А.В. Кирпичникову, М.А. Мерзлякову, А.Е. Коху.

Работа выполнена при частичной поддержке исследований программой Президиума РАН «Экстремальные оптические поля и их приложения» и грантами РФФИ № 08-02-00965 и 09-02-12261.

1. Mourou G., Tajima T., Bulanov S.V. Optics in the relativistic regime // Rev. Mod. Phys. 2006. V. 78, N 2. P. 309–371.
2. Коржманов А.В., Сергеев А.М. Петаваттные и аттосекундные источники света // Нелинейная оптика / Под ред. А.В. Гапонова-Грехова, В.И. Некоркина. Нижний Новгород: ИПФ РАН, 2009. С. 9–23.
3. ELI project: www.extreme-light-infrastructure.eu/elihome.php.
4. Bayramian A., Armstrong J., Beer G., Cambell R., Chai B., Gross R., Erlanson A., Fei Y., Freitas B., Kent R., Menapace J., Molander W., Schaffers K.,

- Siders C., Sutton S., Tassono J., Telford S., Ebberts Ch., Caird J., Barty Ch.* High-average-power femto-petawatt laser pumped by the Mercury laser facility // *J. Opt. Soc. Amer. B.* 2008. V. 25, N 7. P. B57–B61.
5. *Krausz F., Ivanov M.* Attosecond physics // *Rev. Mod. Phys.* 2009. V. 81, N 1. P. 163–234.
6. *Gaul E., Martinez M., Blakeney J., Jochmann A., Ringuette M., Hammond D., Borger T., Ecsamilla R., Douglas S., Henderson W., Dyer G., Erlandson A., Gross R., Caird J., Ebberts Ch., Ditmire T.* Demonstration of a 1.1 petawatt laser based on a hybrid optical parametric chirped pulse amplification/mixed Nd:Glass amplifier // *Appl. Opt.* 2010. V. 49, N 9. P. 1676–1681.
7. *Pestryakov E.V., Trunov V.I., Kirpichnikov A.V., Petrov V.V., Vasiliev V.A., Skvortsov M.N., Pivtsov V.S., Korel I.I., Kokh A.E., Bagayev S.N.* Ultrahigh-intensity femtosecond laser system with active stabilization of phase-frequency parameters of radiation by optical standard // IX Int. conference «Atomic and molecular pulsed lasers» (AMPL-2009). 14–18 September 2009. Tomsk. Russia. Abstracts. D-1. P. 49.
8. *Trunov V.I., Pestryakov E.V., Kirpichnikov A.V., Petrov V.V., Frolov S.A., Bagayev S.N.* Parametric and laser amplification of femtosecond pulses at the multiterawatt and petawatt levels // Russian–German Laser Symposium. RGLS-2005. October 1–4 2005. Nizhny Novgorod. Russia.
9. *Paschotta R.* Noise of mode-locked lasers (Part II): timing jitter and other fluctuations // *Appl. Phys. B.* 2004. V. 79, N 2. P. 163–173.
10. *Paschotta R., Schlatter A., Zeller S.C., Telle H.R., Keller U.* Optical phase noise and carrier-envelope offset noise of mode-locked lasers // *Appl. Phys. B.* 2006. V. 82, N 2. P. 265–273.
11. *Shelton R.K., Foreman S.M., Ma L.-S., Hall J.L., Kapteyn H.C., Murnane M.M., Notcutt M., Ye J.* Subfemtosecond timing jitter between two independent, actively synchronized, mode-locked lasers // *Opt. Lett.* 2002. V. 27, N 5. P. 312–314.
12. *Bartels A., Diddams S.A., Ramond T.M., Hollberg L.* Mode-locked laser pulse trains with subfemtosecond timing jitter synchronized to an optical reference oscillator // *Opt. Lett.* 2003. V. 28, N 8. P. 663–665.
13. *Teisset C.Y., Ishii N., Fuji T., Metzger T., Kohler S., Holzwarth R., Baltuška A., Zheltikov A.M. and Krausz F.* Soliton-based pump-seed synchronization for few-cycle OPCPA // *Opt. Express*, 2005. V. 13, N 7. P. 6550–6557.
14. *Tavella F., Marcinkevičius A., Krausz F.* Investigation of the superfluorescence and signal amplification in an ultrabroadband multiterawatt optical parametric chirped pulse amplifier system // *New Journal Phys.* 2006. V. 8. P. 219–228.
15. *Yoshitomi Dai, Kobayashi Yohei, Takada Hideyuki, Kakehata Masayuki, Torizuka Kenji.* 100-attosecond timing jitter between two-color mode-locked lasers by active-passive hybrid synchronization // *Opt. Lett.* 2005. V. 30, N 11. P. 1408–1410.
16. *Yoshitomi D., Kobayashi Y., Kakehata M., Takada H., Torizuka K.* Synchronization of Ti:sapphire and Cr:forsterite mode-locked lasers with 100-attosecond precision by optical-phase stabilization // *Opt. Express*. 2006. V. 14, N 13. P. 6359–6365.
17. *Piskarskas A., Stabinis A., Yankauskas A.* Phase phenomena in parametric amplifiers and generators of ultrashort light pulses // *Sov. Phys. Usp.* 1986. V. 29, N 9. P. 869–879.
18. *Ross I.N., Matousek P., New G.H.C., Osvay K.* Analysis and optimization of optical parametric chirped pulse amplification // *J. Opt. Soc. Amer. B.* 2002. V. 19, N 12. P. 2945–2956.
19. *Dubietis A., Butkus R., Piskarskas A.P.* Trends in chirped pulse optical parametric amplification // *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 2006. V. 12, N 2. P. 163–172.
20. *Kokh A., Kononova N., Memmerat G., Villeval Ph., Durst S., Lupinski D., Vlezko V., Kokh K.* Growth of high quality large size LBO crystals for high energy second harmonic generation // *J. Cryst. Growth.* 2010. V. 312, N 20. P. 1774–1778.

S.N. Bagayev, E.V. Pestryakov, V.I. Trunov. **Laser systems – a new stage in the development of laser physics.**

For present time by petawatt laser systems achieved the intensities of 10^{22} – 10^{23} W/cm², and the agenda is the task of creating the laser systems with exawatt peak power (1 EW = 10^{18} W) in order to obtain ultrarelativistic intensity $\sim 10^{25}$ W/cm². The intensities of that level open new ultrarelativistic phase in the development of laser physics in the formation of which would be essential the effects of quantum electrodynamics. In this paper we develop the basic principles of creation of multi-beam femtosecond laser systems with peak power of exawatt level, based on coherent field combining of beams with phase-frequency controlled radiation of beams by optical frequency standard (optical clock).