

Генерация мощных фемтосекундных ИК импульсов с малым числом колебаний поля при параметрическом усилении с двойным чирпированием

С.А.Фролов, В.И.Трунов

Представлена масштабируемая по энергии схема генерации мощных фемтосекундных ИК импульсов с малым числом колебаний поля (малопериодные импульсы), основанная на последовательном параметрическом усилении чирпированных импульсов излучений на холостой (0.86 мкм) и сигнальной (1.39 мкм) длинах волн от мультитераваттной фемтосекундной лазерной системы, созданной в ИЛФ СО РАН. В рассматриваемой схеме последовательно генерируются импульсы излучения с центральными длинами волн 2.24, 3.56 и 7.25 мкм. Определены условия генерации малопериодных импульсов с тераваттной пиковой мощностью в области 3.56 мкм (15.8 фс, 1.5 периода) и в области 7.25 мкм (17.2 фс, менее одного периода). Впервые исследован процесс передачи фазы между сигнальными и холостыми волнами при параметрическом усилении с двойным чирпированием.

Ключевые слова: фемтосекундные импульсы, ИК диапазон, оптическое параметрическое усиление, импульсы с малым числом колебаний поля, усиление при двойном чирпировании.

1. Введение

Фемтосекундные лазерные системы, генерирующие ИК импульсы с малым числом колебаний поля (малопериодные импульсы) и большой энергией, являются востребованным инструментом для создания источников УФ и мягкого рентгеновского излучения с использованием метода генерации гармоник высокого порядка [1], а также для формирования на их основе мощных изолированных аттосекундных импульсов [2]. Такой тип лазерных ИК систем может быть реализован с помощью параметрических усилителей с двойным чирпированием, накачиваемых пикосекундными лазерами [3, 4]. К настоящему времени в среднем ИК диапазоне получена генерация фемтосекундных импульсов с максимальными энергиями 31 мДж (длительность 70 фс) в области 3.3 мкм [5], 1 мДж (длительность 80 фс) в области 5 мкм [6] и 0.2 мДж (длительность 180 фс) в области 7 мкм [7]. Для генерации малопериодных импульсов в данном диапазоне требуются схемы сверхширокополосного параметрического усиления [8]. Рассматриваются и анализируются также различные нелинейно-оптические методы сжатия усиленных импульсов до предельно коротких импульсов [9, 10]. Экспериментально при параметрическом усилении достигнута генерация субпериодных импульсов в области 4 мкм (длительность 12.4 фс, 0.88 периода, энергия 33 мкДж) [11]. В работе [12] при параметрическом усилении в кристалле GaSe с накачкой в области 2 мкм реализована

генерация сверхширокополосного излучения в области 4.5–13.3 мкм с микроджоулевой энергией, которое предполагается сжать в импульс с предельно короткой длительностью.

Преимущество параметрического усилителя с двойным чирпированием заключается в том, что данный подход позволяет удвоить спектральную ширину генерируемой холостой волны по сравнению с таковой при одинарном чирпировании, если параметрически усиливаемые волны имеют разные знаки чирпа [13]. Обычно существует оптимальное соотношение между длительностями чирпированных импульсов при параметрическом усилении [14], но в нашем случае длительности этих импульсов определяются особенностями их формирования в предлагаемой схеме.

2. Разработка оптимальной схемы генерации мощных малопериодных фемтосекундных ИК импульсов

Предлагаемая схема генерации мощных малопериодных фемтосекундных ИК импульсов основана на последовательном параметрическом усилении чирпированных импульсов излучений на холостой и сигнальной длинах волн (спектрально ограниченная длительность 20 фс) от мультитераваттной фемтосекундной лазерной системы, созданной в ИЛФ СО РАН и работающей с частотой следования импульсов 10 Гц [15]. Начиная с сигнальной волны на центральной длине волны 0.86 мкм и холостой на длине волны 1.39 мкм, в схеме последовательно генерируются импульсы излучения с центральными длинами волн 2.24, 3.56 и 7.25 мкм. По сравнению с генерацией разностных частот такой подход позволяет достигать более высоких энергий усиленных малопериодных фемтосекундных ИК импульсов при некотором усложнении экспериментальной схемы.

Отметим также, что в разрабатываемой схеме временная синхронизация импульсов, взаимодействующих

С.А.Фролов. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; e-mail: stanislav.a.frolov@gmail.com

В.И.Трунов. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Акад. Лаврентьева, 13/3; Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2; Новосибирский государственный технический университет, Россия, 630073 Новосибирск, просп. Карла Маркса, 20

Поступила в редакцию 27 июля 2020 г., после доработки – 16 сентября 2020 г.

на каждом каскаде усиления, поддерживается автоматически. Точность синхронизации определяется точностью прецизионной схемы синхронизации в созданной лазерной системе импульсов излучения накачки (532 нм) и усиливаемой волны (0.86 мкм), а также начальной точностью синхронизации около 0.3–0.5 пс [16].

Прямой расчет аналитическими методами углов неколлинеарности и синхронизма для каждого каскада не позволяет выбрать их оптимальные значения ввиду сильной взаимозависимости каскадов, определяемой спектром усиленного импульса. По этой причине выбор таких значений одновременно для всех каскадов осуществлялся путем максимизации пиковой мощности усиленного импульса на последнем каскаде. Оптимизация проводилась симплекс-методом. Численное моделирование выполнялось на основе уравнений, приведенных в работах [17, 18]. В качестве целевой функции, как указано выше, выбиралась пиковая мощность усиленных импульсов по очереди на каждом каскаде. Разработанная схема представлена на рис.1.

Хотя для генерации излучения в среднем ИК диапазоне подходит большое число нелинейно-оптических кристаллов, их практическое применение ограничено либо доступной апертурой, либо низким порогом пробоя, обусловленным двухфотонным поглощением излучения накачки [19]. Кроме того, лишь немногие кристаллы поддерживают широкополосное усиление на выбранных длинах волн. В разработанной схеме планируется использование в параметрических каскадах с векторной геометрией при первом типе синхронизма на первой ступени кристаллов ниобата лития LNB (MgO:LiNbO₃), на второй ступени кристаллов AGGS (AgGaGeS₄) [20–22], а далее кристаллов AGSe (AgGaSe₂) [14]. Выбор кристаллов AGSe для третьего и четвертого каскадов связан с тем, что они име-

ют наибольшие эффективные нелинейности среди доступных кристаллов, таких как AGS (AgGaS₂) и AGGS, а также сверхширокополосный спектральный синхронизм при соизмеримых порогах пробоя. Применение кристаллов AGSe в параметрических усилителях с накачкой на длине волны 1.064 мкм ограничивается большим коэффициентом двухфотонного поглощения, который значительно снижается при длинах волн, превышающих 1.4 мкм [23].

Возможность получения перестраиваемого излучения в области 5–18 мкм при генерации разностных частот в кристалле AGSe продемонстрирована в работах [24, 25] с выходными энергиями около 1 нДж. В [26] при накачке импульсами длительностью 26 фс в области 2.1 мкм для второго типа синхронизма в кристалле AGSe реализована генерация широкополосного излучения в области 7–11 мкм с максимальной эффективностью 0.8%. Пиковая интенсивность импульсов накачки достигала 200 ГВт/см², что в пересчете для длительности 26 пс эквивалентно интенсивности сыше 6 ГВт/см². В нашей схеме пиковая интенсивность на третьем-четвертом каскаде не превышает 2 ГВт/см².

Сравнительный анализ свойств нелинейно-оптических кристаллов, прозрачных в ИК диапазоне [23] и пригодных для использования в разрабатываемой схеме, показал, что выбранные кристаллы обладают наилучшими характеристиками, обеспечивающими сохранение ширины спектра усиливаемых импульсов в условиях двойного chirпирования. При начальных энергиях фемтосекундных излучений с центральными длинами волн 0.86 мкм (сигнальная волна) и 1.39 мкм (холодная волна), равных 150 и 90 мДж соответственно, ожидаемая энергия импульсов после параметрических каскадов усиления составляет 155 мДж (длительность 21.6 фс) в области 1.39 мкм, 95 мДж (длительность 17 фс) в области 2.24 мкм, 56 мДж

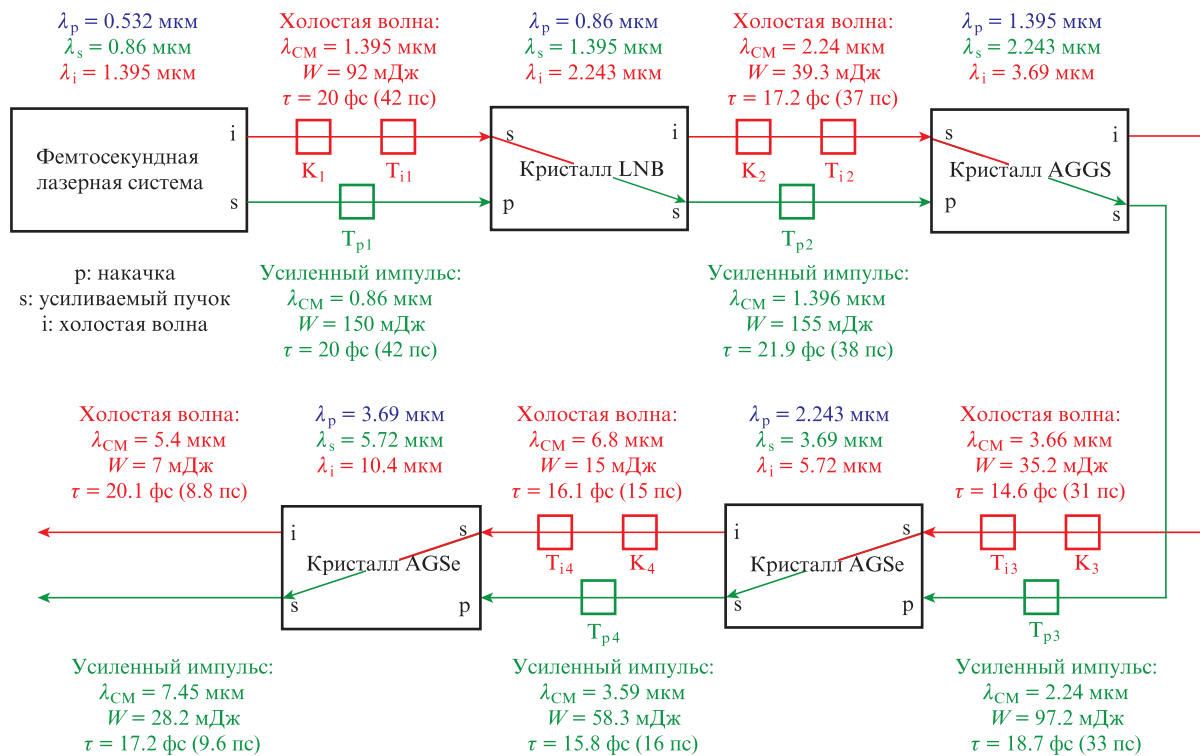


Рис.1. Схема последовательного параметрического усиления фемтосекундных ИК импульсов. Буквами К и Т с индексами обозначены компенсаторы спектрально-углового chirпа и телескопы соответственно; λ_{CM} – длина волны центра масс спектра. Цветные варианты рис.1–4 помещены на сайте нашего журнала <http://www.quantum-electron.ru>.

Табл.1. Параметры оптимальной схемы.

Каскад	Диапазон прозрачности (мкм)	Класс симметрии	$d_{\text{эф}}$ (пм/В) (БУН)	$d_{\text{эф}}$ (пм/В) (МУН)	α (град) (БУН)	α (град) (МУН)	θ (град) (БУН)	θ (град) (МУН)	Длина кристалла (мм) (БУН)	Длина кристалла (мм) (МУН)	Апертура кристалла (мм)
1 (LNB)	0.33–5.5	3m	5.2	5.06	–7.68	–0.4	69.15	43.78	1.2	1.2	14
2 (AGGS)	0.5–13	mm2	8.45	4.28	–7.81	–0.4	90	35.9	2.7	4.9	23
3 (AGSe)	0.71–18	42m	33	22.3	–4.99	–0.4	90	42.46	1.3	2	19
4 (AGSe)	0.71–18	42m	33	21.5	–5.31	–0.4	90	40.58	2.2	2.6	16

Примечание: БУН – большие углы неколлинеарности, МУН – малые углы неколлинеарности.

(длительность 15 фс) в области 3.56 мкм и 25 мДж (длительность 17 фс) в области 7.25 мкм. Исходные chirпированные импульсы сигнальной и холостой волн имеют длительность 41.6 пс при гауссовом профиле и супергауссовы пространственные профили шестого и четвертого порядков соответственно. Требуемые параметры кристаллов для каждого каскада с оптимальной геометрией, которая характеризуется большими углами неколлинеарности, и, для сравнения, параметры при малых углах неколлинеарности, равных 0.4° , представлены в табл.1.

Угол неколлинеарности α отсчитывается от оси пучка накачки в ту же сторону, что и угол синхронизма θ . В табл.1 приведены данные для отрицательного угла неколлинеарности, поскольку такая схема менее критична к отклонениям углов α и θ . В дальнейшем по умолчанию мы рассматриваем именно ее. Аналогичные результаты моделирования для положительного угла хуже на 0.5%–1% (длительность импульса больше, а его энергия меньше) в зависимости от номера каскада, поэтому мы считаем, что детального анализа для этой конфигурации не требуется.

Параметрическое преобразование при больших углах неколлинеарности обеспечивает сверхширокую спектральную полосу усиления, а также возможность использования максимальной эффективной нелинейности и пространственного разделения усиленных пучков на малых расстояниях. Как правило, при параметрическом усилении в ИК диапазоне используются малые углы неколлинеарности [13, 26]. Из данных, представленных в табл.1, следует, что при малых углах неколлинеарности, значительно уменьшается эффективная нелинейность $d_{\text{эф}}$, особенно для трех последних каскадов. Кроме того, при малых углах неколлинеарности, как показано на рис.2, спектральная полоса параметрического усиления значительно сужается.

Известно, что на каждом каскаде параметрического усиления в холостой волне возникает угловой chirп, который в рассматриваемой схеме необходимо компенсировать как для последующих каскадов усиления, так и для компрессора.

Для используемых в схеме кристаллов угловой chirп имеет следующие значения: 44.8–44.5 мкрад/нм в области 1.3–1.5 мкм (входное излучение), 136–130 мкрад/нм в области 1.9–2.7 мкм (холостая волна первого каскада), 88.4–86.1 мкрад/нм в области 2.7–5.7 мкм (холостая волна второго каскада), 31.7–30 мкрад/нм в области 4.5–13.5 мкм (холостая волна третьего каскада) и 19.8–21.2 мкрад/нм в области 4–13 мкм (холостая волна четвертого каскада). Такие угловые дисперсии легко можно скомпенсировать с помощью оптической схемы, включающей в себя телескоп и дифракционную решетку [27]. Оценить остаточный спектрально-угловой chirп, который необходимо скомпен-

сировать, можно, исходя из того, что диапазон углов для холостой волны должен быть порядка дифракционной расходимости пучков. Согласно результатам моделирования, этот chirп равен 6 мкрад/нм для входного излучения первого каскада, 1.2 мкрад/нм – для второго каскада, 0.6 мкрад/нм – для третьего и 0.3 мкрад/нм – для четвертого. Усиленный импульс холостого излучения после каждого каскада можно сжать компрессором до предельно короткого при остаточном угловом chirпе менее 10 мкрад/нм. Возможность эффективной компенсации спектрально-углового chirпа для холостой волны в области 3.1 мкм и генерации импульсов длительностью менее пяти периодов поля (53 фс) продемонстрирована в [28].

Отметим также, что усиленные сжатые импульсы холостого излучения имеют высокий временной контраст, определяемый главным образом параметрами компрессора, а не параметрической люминесценцией. Это связано с тем, что при генерации холостой волны уже присутствующая в усиливаемой сигнальной волне параметрическая люминесценция не переносится в холостую волну, что значительно улучшает ее контраст. Таким образом, контраст сгенерированных импульсов не зависит от контраста задающих импульсов на длинах волн 0.86 и 1.395 мкм. При последующем усилении холостой волны коэффициент усиления мал (порядка единицы, например на первом каскаде он составляет 1.7) и не приводит к существенному развитию собственной параметрической люминесценции.

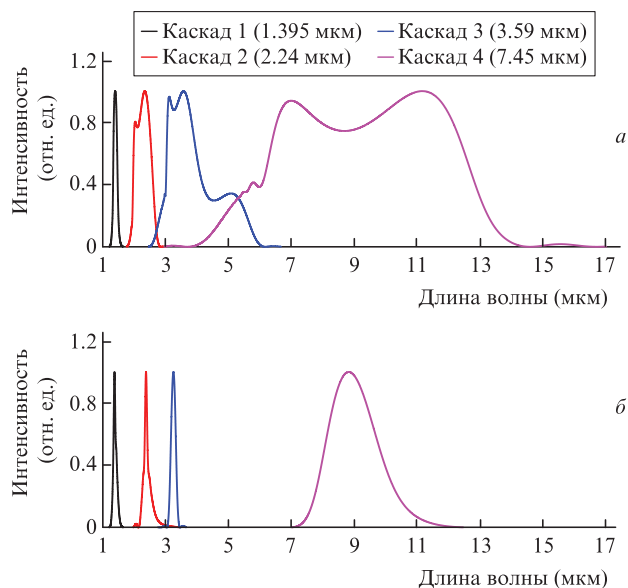


Рис.2. Спектры усиленных импульсов в разных ИК областях для больших углов неколлинеарности (а) и для угла 0.4° (б).

3. Анализ параметров усиленного излучения

Энергии импульсов, их пиковые интенсивности в кристаллах (I_{peak}), характеристики пространственного профиля и длительности chirпированного (τ_{chirp}) и сжатых (τ_{comp}) импульсов, а также длины волн центра масс спектра (λ_{CM}), определяемые как центр масс спектра в частотах, т. е.

$$\lambda_{\text{CM}} = 2\pi c \int I(\omega) d\omega \left[\int \omega I(\omega) d\omega \right]^{-1},$$

на выходе каждого каскада представлены в табл.2.

Табл.2. Параметры усиленных импульсов.

Каскад	Волна	λ (мкм)	λ_{CM} (мкм)	Энергия (мДж)	I_{peak} (ГВт/см ²)	τ_{comp} * (фс)	τ_{chirp} (пс)	n^{**}
1 (на входе)	Усиливаемая	1.395	1.395	91.9	3.20	20.1	41.6	4
	Накачиваемая	0.860	0.860	149.5	4.80	20.1	41.6	6
1 (на выходе)	Усиливаемая	1.395	1.396	154.9	5.71	21.9	38.4	5
	Холостая	2.243	2.224	39.3	1.63	17.2	36.8	6
	Накачиваемая	0.860	0.863	46.9	1.71	16.1	64.6	–
2 (на выходе)	Усиливаемая	2.243	2.239	97.2	1.74	18.7	32.8	6.5
	Холостая	3.690	3.665	35.2	0.72	14.6	31.4	6.5
	Накачиваемая	1.395	1.400	61.7	0.99	18.1	49.7	–
3 (на выходе)	Усиливаемая	3.690	3.587	58.3	1.67	15.8	16.0	6.5
	Холостая	5.719	6.803	15.0	0.64	16.1	14.5	6
	Накачиваемая	2.243	2.201	58.8	1.44	16.8	34.6	–
4 (на выходе)	Усиливаемая	5.719	7.453	28.2	1.74	17.2	9.6	6
	Холостая	10.4	5.375	7.0	0.61	20.1	8.8	6
	Накачиваемая	3.960	3.766	38.5	1.80	14.9	7.1	–

* Длительность импульсов, сжатых с компенсацией до четвертого порядка спектральной фазы включительно.

** Степень супергауссовости пространственного профиля: $f(r) \propto \exp[-2(r/w_0)^{2n}]$.

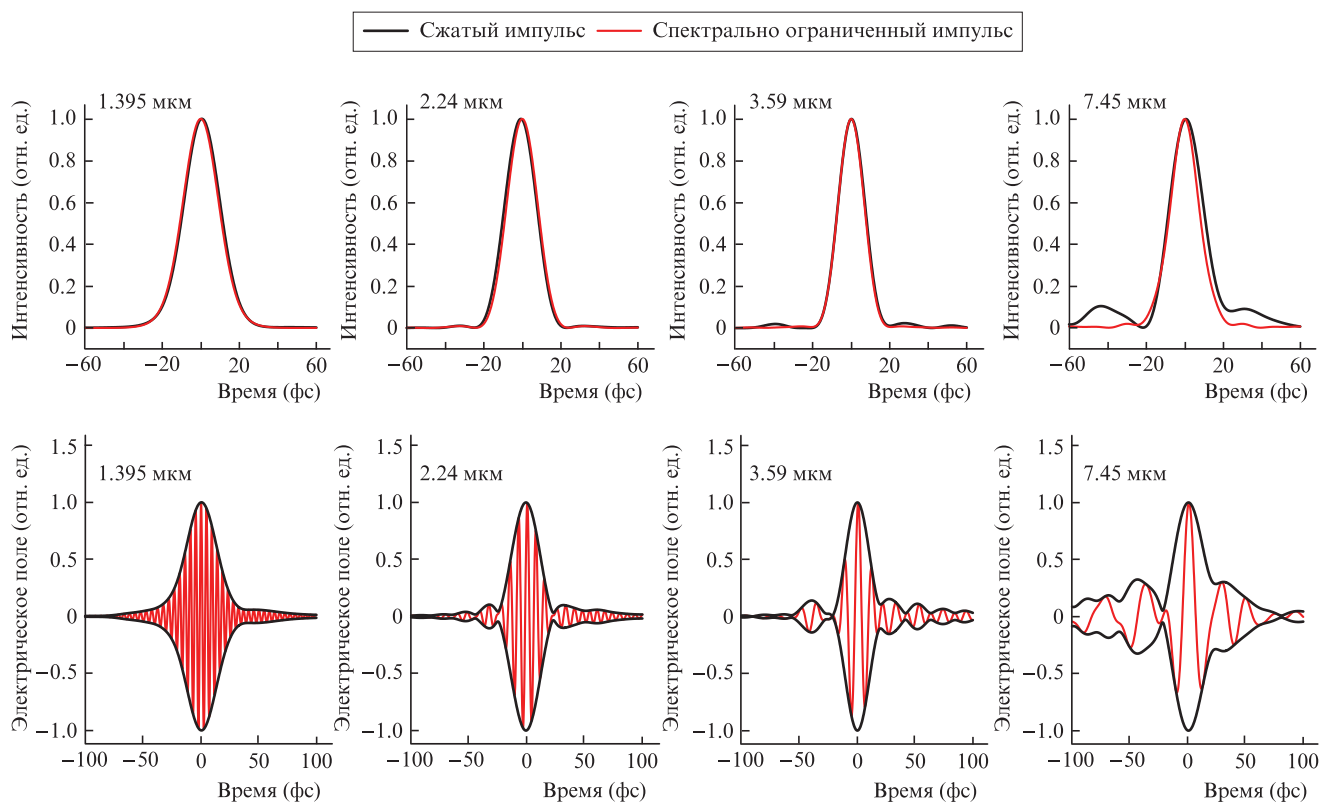


Рис.3. Временные профили интенсивности сжатых (при компенсации до четвертого порядка спектральной фазы включительно) и спектрально ограниченных импульсов (верхний ряд), а также распределения электрического поля (нижний ряд) в различных спектральных областях.

Следует отметить, что из-за уменьшения длительности усиленного chirпированного импульса от каскада к каскаду пиковые интенсивности, например в области 3.59 мкм, одного порядка после третьего и четвертого каскадов усиления. Уменьшение длительности импульса обусловлено одновременным уменьшением временного chirпа с ростом номера каскада и с обужением спектра импульса при усилении. В частности, на последнем каскаде (длительность 9.6 пс), чтобы сохранить длительность chirпированного импульса 41.6 пс, ширина спектра должна быть в четыре раза больше.

Между первым и вторым каскадами усиления предполагается использовать телескопы с передачей изображения (см. рис.1) с коэффициентом увеличения 1.7 (T_{12} , T_{p2}), между вторым и третьим – с коэффициентом 1 (T_{13} , T_{p3}), между третьим и четвертым – с коэффициентом 0.95 (T_{14} , T_{p4}). Для достижения максимальной энергии импульсов в области 7.45 мкм и, следовательно, тераваттной мощности необходимо применение вакуумированных вариантов телескопов перед первым и вторым каскадами.

В разработанной схеме в среднем ИК диапазоне возможна генерация малопериодных импульсов с длительностью менее одного периода (рис.3) благодаря сверхширокополосному синхронизму в кристаллах AGGS и AGSe при больших углах неколлинеарности. В этой схеме можно масштабировать энергию усиленных фемтосекундных ИК импульсов путем увеличения энергии входных импульсов на длинах волн 0.86 и 1.359 мкм. Для сжатия усиленных импульсов с положительным chirпом необходимы компрессоры с внутренним телескопом. Особенности использования схем таких компрессоров для сжатия усиленных импульсов с большой апертурой в ИК диапазоне детально проанализированы нами в [29, 30]. В этих рабо-

Табл.3. Параметры усиленных импульсов при малых углах неколлинеарности на выходах каскадов.

Каскад	λ (мкм)	λ_{CM} (мкм)	Энергия (мДж)	τ_{TL} (фс)	τ_{chirp} (пс)
1	1.395	1.388	120	20.9	28.2
2	2.243	2.405	21.1	20.4	4.9
3	3.690	3.241	6.7	65.2	3.1
4	5.719	8.867	4.3	67.8	2.6

тах определены основные требования к элементам компрессоров и к точности их юстировки.

Результаты расчетов для малых углов неколлинеарности представлены в табл.3. Видно, что при малых углах неколлинеарности длительность спектрально ограниченного импульса τ_{TL} значительно увеличивается, т. е. ширина спектра усиления слишком мала, чтобы поддерживать высокую эффективность усиления. Этим объясняется существенное уменьшение длительности chirпированного импульса, что, в свою очередь, приводит к уменьшению степени временного перекрытия импульсов и, следовательно, к уменьшению энергии усиливаемых импульсов.

Также было проанализировано влияние рассогласования углов неколлинеарности и синхронизма. Экспериментально это соответствует точности настройки углов, под которыми распространяются излучение накачки (углы неколлинеарности и синхронизма изменяются в противоположных направлениях) и усиливаемый пучок (изменяется угол неколлинеарности). Угловые отклонения вносились в каскады по отдельности. Результаты приведены на рис.4. Более подробные требования к критичности угловой настройки пучков на различных каскадах приведены в табл.4.

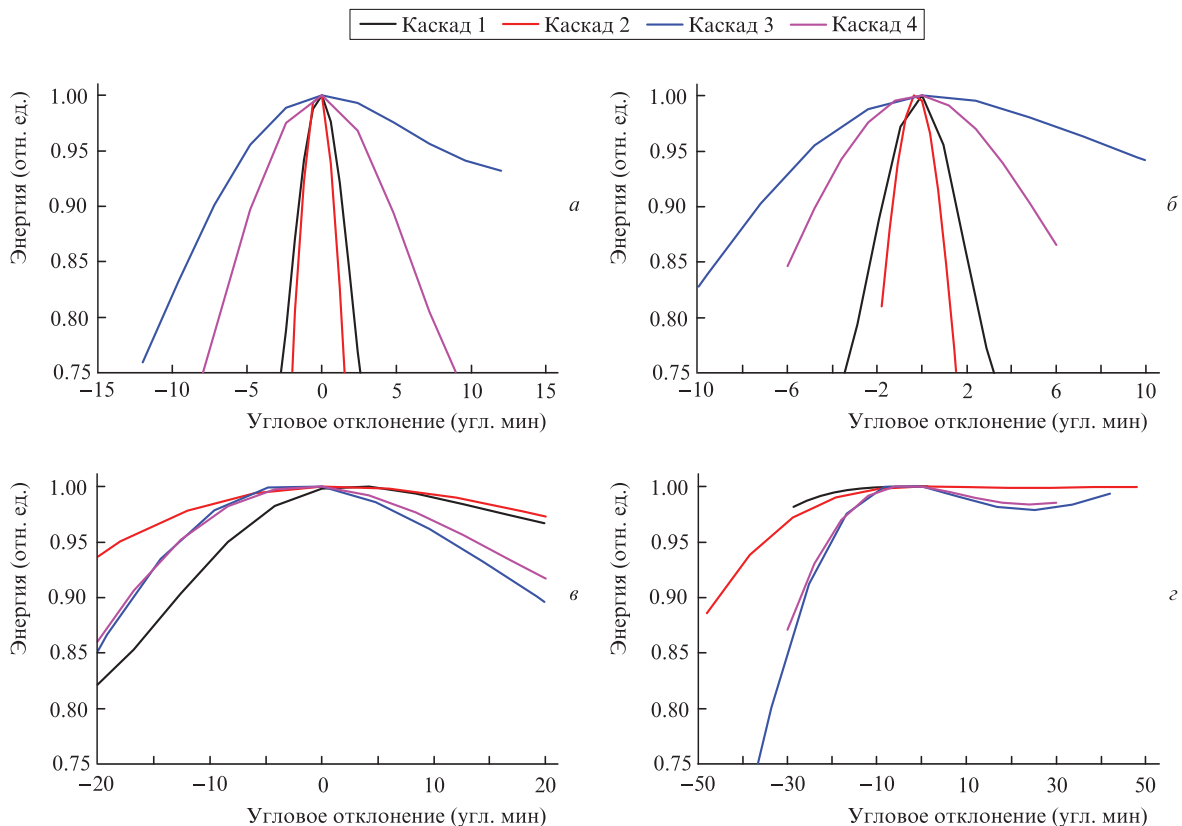


Рис.4. Зависимости энергии усиленных импульсов от отклонения углов в чувствительной плоскости пучка накачки (а, в) и в плоскости усиливаемого пучка (б, з) при больших углах неколлинеарности (а, б) и при угле 0.4° (в, з) для всех каскадов.

Табл.4. Чувствительность к отклонению углов распространения пучка накачки и усиливаемого пучка в плоскости синхронизма.

Каскад	Чувствительность* при снижении коэф-фициента усиления до 95% (угл. мин)	Чувствительность* при снижении коэф-фициента усиления до 90% (угл. мин)	Длина кристалла (мм)	α (град)
1	0.5 (1.2)	0.84 (1.8)	1.2	7.68
2	0.8 (1)	1.4 (1.3)	2.7	7.81
3	2.7 (5)	4.5 (7.3)	1.3	4.99
4	5 (3.3)	7.2 (4.8)	2.3	5.31
1	8 (33)	13 (40)	1.2	0.4
2	18 (33)	24 (45)	4.9	0.4
3	12.5 (20)	16.7 (26)	2	0.4
4	12.5 (20)	17 (27)	2.6	0.4

*Приведены значения при уменьшении (увеличении) угла.

Как следует из данных, представленных в табл.4, для кристаллов AGSe в рассматриваемой схеме требования к точности угловой настройки ниже, чем для кристаллов LNB и AGGS. Это связано с переходом к некритическому синхронизму при больших углах неколлинеарности и с особенностями оптических дисперсионных свойств кристаллов AGSe. Низкие требования к точности настройки углов для последних двух каскадов обуславливают снижение требований к угловой стабильности взаимодействующих импульсов и, следовательно, к стабильности всех устройств механической юстировки.

Схема с малыми углами неколлинеарности позволяет упростить компенсацию углового chirpa, а также характеризуется очень малой угловой чувствительностью. Недостатком схемы является большая длительность сжатых усиленных импульсов и их низкая энергия. Кроме того, для разделения усиленного импульса и холостой волны необходимо расстояние не менее 3 м.

Другой важный фактор достижения стабильности энергии усиливаемых импульсов – требование к точности временной синхронизации взаимодействующих импульсов в кристалле на каждом каскаде. Мы получили следующие значения при уменьшении энергии на 5% для каскадов от первого до последнего соответственно: 16, 12, 5 и 2.3 пс. Такие высокие требования объясняются большой шириной спектра усиления, поскольку временной сдвиг приводит также к смещению частот взаимодействующих волн вследствие наличия chirpa. Из-за насыщения в усилительных каскадах стабильность энергии импульса оказывается высокой по отношению к стабильности интенсивности на фронтах импульсов накачки. Дальнейшее увеличение задержки между импульсами обуславливает быстрое снижение энергии усиленного импульса за счет уменьшения площади перекрытия.

4. Фазы холостой и усиливаемой волн после каскадов параметрического усиления импульсов с двойным chirпированием

Для успешного сжатия импульсов после параметрического усиления с двойным chirпированием важно вычислить коэффициенты разложения остаточной спектральной фазы в ряд Тейлора после каждого каскада. Для этого запишем преобразование Фурье электрического поля chirпированного импульса $E(t)$ с фазой φ , разложенной в ряд Тейлора относительно некоторой

центральной частоты ω_0 с коэффициентами φ_n , и в полученном выражении вследствие высокой частоты осцилляций поля выполним интегрирование методом стационарной фазы:

$$E(t) \propto E_\omega(\omega_s(t)) \exp \left\{ i \sum_n \frac{\varphi_n}{n!} [\omega_s(t) - \omega_0]^n - i \omega_s(t) t \right\}. \quad (1)$$

С помощью этого метода мгновенная частота ω_s может быть определена приравниванием фазы к нулю. Сделаем это, предполагая, что член второго порядка много больше остальных членов:

$$\frac{d\varphi}{d\omega} \approx \varphi_2(\omega - \omega_0) - t = 0 \Rightarrow \omega_s(t) = \omega_0 + \frac{t}{\varphi_2}. \quad (2)$$

Далее подстановкой (2) в (1) получаем следующее приближенное выражение:

$$E(t) \propto E_\omega \left(\omega_0 + \frac{t}{\varphi_2} \right) \exp \left[i \sum_{n>2} \frac{\varphi_n}{n!} \left(\frac{t}{\varphi_2} \right)^n - i \omega_0 t - i \frac{t^2}{2\varphi_2} \right]. \quad (3)$$

Умножая выражение (3) для волны накачки на комплексно-сопряженное выражение (3) для усиливаемой волны (см. укороченные уравнения в [17, 18]), находим выражение, пропорциональное производной поля холостой волны. Приравнявая результат к соотношению (3) для холостой волны и далее приравнявая коэффициенты при одинаковых степенях t , выводим итоговое выражение:

$$\varphi_{in} = \begin{cases} (\varphi_{p2}^{-1} - \varphi_{s2}^{-1})^{-1}, & n = 2, \\ (\varphi_{p2}^{-1} - \varphi_{s2}^{-1})^{-n} \left[\frac{\varphi_{pn}}{\varphi_{p2}} - \frac{\varphi_{sn}}{\varphi_{s2}} \right], & n > 2. \end{cases} \quad (4)$$

В предположении последовательного параметрического усиления холостой волны сигнальной волной с предыдущего каскада, а также полагая, что начальные коэффициенты разложения их фаз одного и того же порядка имеют одинаковый модуль и различные знаки, с помощью (4) мы получаем коэффициенты, представленные в табл.5. Отметим, что на первом шаге, который соответствует холостой волне (2.24 мкм), коэффициенты разложения фазы с нечетным номером точно равны нулю. Кроме того, коэффициенты при членах высоких порядков уменьшаются намного быстрее, чем коэффициент при члене второго порядка, что связано со знаменателями во втором выражении в (4). Уменьшение коэффициента при члене

Табл.5. Коэффициенты разложений спектральной фазы, рассчитанные на основе уравнений (4).

Каскад	Волна	λ_{CM} (мкм)	φ_2	φ_3	φ_4	φ_5	τ_{chirp} (пс)
1 (на входе)	Усиливаемая	0.86	φ_2	φ_3	φ_4	φ_5	40
	Холостая	1.395	$-\varphi_2$	$-\varphi_3$	$-\varphi_4$	$-\varphi_5$	40
1 (на выходе)	Усиливаемая	1.395	$-\varphi_2$	$-\varphi_3$	$-\varphi_4$	$-\varphi_5$	38
	Холостая	2.224	$\varphi_2/2$	0	$\varphi_4/8$	0	37
2 (на выходе)	Усиливаемая	2.239	$\varphi_2/2$	0	$\varphi_4/8$	0	33
	Холостая	3.665	$-\varphi_2/3$	$-\varphi_3/27$	$-\varphi_4/27$	$-\varphi_5/243$	31
3 (на выходе)	Усиливаемая	3.587	$-\varphi_2/3$	$-\varphi_3/27$	$-\varphi_4/27$	$-\varphi_5/243$	16
	Холостая	6.803	$\varphi_2/5$	$-\varphi_3/125$	$\varphi_4/125$	$\varphi_5/3125$	15
4 (на выходе)	Усиливаемая	7.453	$\varphi_2/5$	$-\varphi_3/125$	$\varphi_4/125$	$\varphi_5/3125$	9.6
	Холостая	5.375	$-\varphi_2/8$	$-\varphi_3/256$	$-\varphi_4/256$	$-\varphi_5/16384$	8.8

второго порядка объясняет также уменьшение длительности чирпированного импульса при увеличении ширины спектра.

Численное моделирование показало хорошую сходимость формул (табл.5) для каскадов до второго включительно с точностью в несколько процентов от величины коэффициентов разложения. Для третьего каскада точность снижается до 10% для φ_2 и до более 20% для последующих коэффициентов разложения, а для четвертого – до 25% и 50% соответственно. Расхождение с формулами объясняется уменьшением коэффициентов разложения фазы как второго порядка, что снижает общую точность приближения, так и более высокого порядка, из-за чего они становятся соизмеримыми с коэффициентами разложения линейной дисперсии среды. При значении φ_2 , большем, например, на порядок и, следовательно, при большей длительности чирпированного импульса точность расчета по формуле (4) для последних каскадов будет выше.

Моделирование показало, что характерные значения чирпа третьего–пятого порядка для решеточного стретчера не оказывают заметного влияния на процесс усиления. Установлено, что ширина спектра и энергия усиленного импульса изменяются не более чем на 0.5%. Формула (4) позволяет аналитически рассчитать параметры компрессора для сжатия усиленных импульсов после любого каскада, однако, как показано выше, численное моделирование дает более точные значения коэффициентов φ_n для достижения минимальной длительности.

5. Выводы

Представленная в работе схема многокаскадного параметрического усиления оптического излучения в среднем ИК диапазоне (1.3–15 мкм) открывает возможность формирования фемтосекундных импульсов длительностью в один и менее периодов поля. Показано, что параметрическое усиление с большими углами неколлинеарности обеспечивает сверхширокую спектральную полосу усиления, а также возможность максимально эффективного использования нелинейности и пространственного разведения усиленных пучков на небольшом расстоянии. Впервые проведен анализ процессов переноса фазы сигнальных и холостых волн в многокаскадных схемах параметрического усиления для импульсов с двойным чирпом. Это позволяет рассчитывать параметры компрессора для сжатия усиленных импульсов после каждого каскада усиления.

Схема может быть масштабирована до мультитераваттной мощности путем увеличения энергии выходных импульсов в областях 0.86 и 1.359 мкм, но масштабирование ограничено доступными апертурами нелинейно-оптических кристаллов. При этом технологии роста кристаллов AGGS и AGSe активно развиваются. Так, в работе [31] продемонстрирована возможность направленного роста кристаллов AGSe заданной ориентации, что позволит значительно увеличить их апертуру.

Генерация мощных малопериодных импульсов в диапазоне 7–10 мкм с использованием разработанной схемы может открыть путь к формированию зептосекундных импульсов путем генерации гармоник высокого порядка [32]. Необходимо также отметить, что ведутся исследования по выращиванию новых нелинейно-оптических кристаллов для ИК диапазона с выбранными определяющими свойствами, а также с одновременно высокими восприимчивостью $\chi^{(2)}$ и порогом оптического пробоя [33]. Эти исследовательские работы находятся на стадии изучения свойств синтезированных кристаллов, и перспективы их использования в нелинейно-оптических схемах генерации ИК излучения с мультитераваттной мощностью можно будет оценить после разработки масштабируемой технологии их роста.

Кроме того, генерация синхронизированных волновых пакетов в различных спектральных областях, что может быть реализовано в обсуждаемой в статье схеме, дает возможность формирования когерентного излучения со сложной временной огибающей для оптимизации генерации аттосекундных импульсов, в том числе для радикального повышения эффективности генерации гармоник высокого порядка [34].

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке программы фундаментальных исследований СО РАН (проекты 0307-2017-0011 и 0307-2018-0013).

1. Ishii N., Kaneshima K., Kitano K., Kanai T., Watanabe S., Itatani J. *Nat. Commun.*, **5**, 3331 (2014).
2. Xue B., Tamaru Y., Fu Y., Yuan H., Lan P., Mücke O.D., Suda A., Midorikawa K., Takahashi E.J. *Sci. Adv.*, **6**, eaay2802 (2020).
3. Trunov V.I., Frolov S.A., Pstryakov E.V. *Proc. SPIE*, **9680**, 96803N (2015).
4. Fu Y., Midorikawa K., Takahashi E.J. *Sci. Rep.*, **8**, 1 (2018).
5. Fu Y., Nishimura K., Xue B., Suda A., Midorikawa K. *EPJ Web of Conferences*, **205**, 24 (2019).
6. Martin B., Grafenstein L., Griebner U., Elsaesser T. *J. Opt. Soc. Am. B*, **35**, 18 (2018).
7. Sanchez D., Hemmer M., Baudisch M., Cousin S.L., Zawilski K., Schunemann P., Chalus O., Simon-Boisson C., Biegert J. *Optica*, **3**, 147 (2016).

8. Yanchun Y., Chew A., Ren X., Li J., Wang Y., Wu Y., Chang Z. *Sci. Rep.*, **7**, 45794 (2017).
9. Šuminas R., Tamošauskas G., Dubietis A. *Opt. Lett.*, **43**, 235 (2018).
10. Фролов С.А., Трунов В.И., Багаев С.Н. *Квантовая электроника*, **50**, 343 (2020) [*Quantum Electron.*, **50**, 343 (2020)].
11. Houkun L., Krogen P., Wang Z., Park H., Kroh T., Zawilski K., Schunemann P., et al. *Nat. Commun.*, **8**, 1 (2017).
12. Kun L., Liang H., Wang L., Qu S., Lang T., Li H., Wang Q.J., Zhang Y. *Opt. Lett.*, **44**, 1003 (2019).
13. Zhang Q., Takahashi E.J., Mücke O.D., Lu P., Midorikawa K. *Opt. Express*, **19** (8), 7190 (2011).
14. Fu Y., Takahashi E.J., Zhang Q., Lu P., Midorikawa K. *J. Opt.*, **17** (12), 124001 (2015).
15. Багаев С.Н., Трунов В.И., Пестряков Е.В., Лещенко В.Е., Фролов С.А., Васильев В.А. *Квантовая электроника*, **44**, 415 (2014) [*Quantum Electron.*, **44**, 415 (2014)].
16. Bagayev S.N., Trunov V.I., Pestryakov E.V., Frolov S.A., Leshchenko V.E., Kokh A.E., Vasiliev V.A. *Laser Phys.*, **24**, 074016 (2014).
17. Frolov S.A., Trunov V.I. *Appl. Opt.*, **56**, 6375 (2017).
18. Фролов С.А., Трунов В.И., Пестряков Е.В., Лещенко В.Е. *Квантовая электроника*, **43**, 481 (2013) [*Quantum Electron.*, **43**, 481 (2013)].
19. Petrov V. *Opt. Mater.*, **34**, 536 (2012).
20. Schunemann P.G., Zawilski K.T., Pollak T.M. *J. Cryst. Growth*, **287**, 248 (2006).
21. Rame J., Petit J., Viana B. *Tech. Dig. Advanced Solid-State Lasers Congress* (Paris, Optical Society of America, 2013, paper AM4A.32).
22. Myronchuk G.L., Lakshminarayana G., Kityk I.V., Fedorchuk A.O., Vlokh R.O., Kozer V.R., Parasyuk O.V., Piasecki M. *Chalcogenide Lett.*, **15**, 151 (2018).
23. Petrov V. *Prog. Quantum Electron.*, **42**, 1 (2015).
24. Beutler M., Rimke I., Büttner E., Farinello P., Agnesi A., Badikov V., Badikov D., Petrov V. *Opt. Express*, **23**, 2730 (2015).
25. Novák O., Krogen P.R., Kroh T., Mocek T., Kärtner F.X., Hong K.H. *Opt. Lett.*, **43**, 1335 (2018).
26. Fu Y., Xue B., Midorikawa K., Takahashi E.J. *Appl. Phys. Lett.*, **112**, 241105 (2018).
27. Wang T.J., Major Z., Ahmad I., Trushin S.A., Krausz F., Karsch S., *Appl. Phys., B*, **100**, 207 (2010).
28. Heiner Z., Petrov V., Steinmeyer G., Vrakking M.J.J., Mero M. *Opt. Express*, **26**, 25793 (2018).
29. Shvydkoy D.O., Trunov V.I. *Appl. Phys. B*, **126**, 116 (2020).
30. Shvydkoy D.O., Trunov V.I. *Proc. SPIE*, **11322**, 113220T (2019).
31. Schunemann P.G., Setzler S.D., Pollak T.M. *J. Cryst. Growth*, **211**, 257 (2000).
32. Hernández-García C., Pérez-Hernández J.A., Popmintchev T., Murnane M.M., Kapteyn H.C., Jaron-Becker A., Becker A., Plaja L. *Phys. Rev. Lett.*, **111**, 033002 (2013).
33. Brant J.A., Clark D.J., Kim Y.S., Jang J.I., Weiland A., Aitken J.A. *Inorg. Chem.*, **54**, 2809 (2015).
34. Huang W., Cirmi G., Moses J., Hong K.H., Bhardwaj S., Birge J.R., Chen L.J., Li E., Eggleton B.J., Cerullo G., Kärtner F.X. *Nat. Photonics*, **5**, 475 (2011).