

ВЫСОКОИНТЕНСИВНЫЕ ФЕМТОСЕКУНДНЫЕ И АТТОСЕКУНДНЫЕ ЛАЗЕРНЫЕ ИМПУЛЬСЫ СВЕРХШИРОКОГО СПЕКТРАЛЬНОГО ДИАПАЗОНА

И. П. Прокопович

Увеличение интенсивности, сокращение длительности и расширение спектрального диапазона лазерных импульсов представляют собой фундаментальные направления квантовой электроники и лазерной физики. В последние годы происходит быстрый прогресс в этих взаимосвязанных областях [1–7], что открывает новые возможности как для фундаментальных, так и прикладных исследований во многих весьма актуальных научных направлениях, например: мониторинг химических реакций в реальном времени [8], исследование беспрецедентно сверхбыстрых процессов (в фемтосекундном и аттосекундном диапазоне длительностей) в веществе и различных его состояниях, получение когерентных электромагнитных полей рекордной интенсивности и динамика вещества в таких полях, генерация когерентного фемтосекундного и субфемтосекундного электромагнитного излучения с рекордной яркостью и перестраиваемостью в спектральном диапазоне от инфракрасного до рентгеновского [2–7].

Следует отметить, что быстрый прогресс в этих направлениях и развертывание широкого фронта экспериментальных исследований связаны с недавними успехами в области генерации и усиления фемтосекундных импульсов на компактных (table-top laser (TTL)) лазерах [3–7]. Использование разработанной техники усиления импульсов с линейной фазовой модуляцией (chirped pulse amplification (CPA)) [9] позволило получать на TTL фемтосекундные импульсы тераваттного диапазона интенсивностей из лазерных импульсов с энергией менее 1 Дж. Это открыло уникальные возможности для исследований в области физики сверхинтенсивных лазерных полей на относительно недорогих установках. Кроме того, такие TTL-системы могут генерировать ТВт-импульсы с частотой повторения от нескольких Гц до сотен МГц, в то время как многоджоулевые лазерные системы могут генерировать только один ТВт-импульс в десятки минут или час (например, 30 кДж Nova лазер в Ливерморской национальной лаборатории) [10]. К тому же, при создании высокоэнергетических установок возникают большие технические проблемы по сокращению длительности лазерных импульсов в фемтосекундном диапазоне. Отметим, что недавние эксперименты по ядерному синтезу на дейтериевых кластерах на TTL-установке [11], генерирующей 35 фс импульсы с энергией в 0,12 Дж и скоростью повторения в 10 Гц, показали возможность создания компактного, высокояркого, перестраиваемого источника нейтронов для широкого использования, включая применения в материаловедении и нейтронной радиографии.

Открытие и исследование новых существенно нелинейных процессов (когда теория возмущений не применима) в распространении и преобразовании полей лазерных импульсов высокой интенсивности стали возможными именно благодаря получению пикосекундных и фемтосекундных импульсов с интенсивностью, большей 10^{12} Вт/см². К этим новым нелинейным явлениям относят-

ся генерация гармоник высокого порядка (High Harmonic Generation (HNG) (см., напр., [1–7, 12–18]), надпороговая ионизация (ATI) (см., напр., [19–22]) и бездифракционное самоканалирование лазерных импульсов в воздухе [23–28]. В сравнении с другими источниками мягкого рентгеновского излучения, такими, как синхротроны, лазеры на свободных электронах и рентгеновские лазеры, HNG уже сегодня имеет ряд преимуществ, например: короткая импульсная длительность (от 100 пс (10^{-10} с) до 5 фс (5×10^{-15} с)), очень высокая яркость ($> 10^{23}$ $\text{мм}^{-2} \times \text{мрад}^{-2} \times \text{с}^{-1}$), хорошая пространственная когерентность и очень широкая спектральная перестраиваемость [2–7, 29–30], а также компактность и сравнительно невысокая (по отношению к другим источникам) стоимость.

Недавно группой исследователей из Мичиганского университета (США) было сообщено о получении когерентного рентгеновского излучения в области «водяного окна» (около 2,7 нм) при HNG лазерными импульсами 26 фс длительности [5] в гелии. Сообщалось также о получении от гелиевой мишени когерентного рентгеновского излучения с энергией фотонов более 0,5 кэВ ($\lambda < 2,5$ нм) от 5 фс импульсов ($\lambda = 750$ нм) с начальной пиковой интенсивностью 4×10^{15} $\text{Вт} \times \text{см}^{-2}$ при скорости повторения в 1 кГц группой из Технического университета Вены (Австрия) и университета Альберта (Канада) [4, 6]. Таким образом, к настоящему времени именно на основе HNG созданы первые *источники перестраиваемого когерентного рентгеновского излучения*, работающего в области «водяного окна» (от 2,33 до 4,36 нм), что, как неоднократно отмечалось во многих работах (см., напр., [31–33]), является одной из самых важных задач для исследований в биологии.

Ниже мы дадим краткий обзор теоретических результатов, полученных нами за последнее десятилетие в области генерации и усиления высокоинтенсивных фемтосекундных и аттосекундных лазерных импульсов сверхширокого спектрального диапазона. Экспериментальная реализация этих результатов в настоящее время начинается в нескольких зарубежных научных центрах, имеющих ТТЛ с соответствующими параметрами импульсов, и мы ожидаем, что это приведет к дальнейшему существенному прогрессу в вышеперечисленных научных направлениях.

1. Оптимизация усиления широкоспектральных лазерных импульсов

Как отмечалось выше, прогресс в исследовании новых нелинейных явлений, таких, например, как HNG, связан с получением высокоинтенсивных ультракоротких импульсов на компактных лазерных установках ТТЛ, в которых используются широкополосные усиливающие среды и импульсы с широким фазомодулированным спектром. В настоящее время эффективность усиления на таких установках достигает нескольких десятков процентов на конечной стадии усиления. Таким образом, используемые режимы усиления приближаются к своему теоретическому пределу в 50 %, накладываемому эффектом насыщения (см., напр., [34]). Вместе с тем известно, что в когерентном режиме усиления, когда величины времен релаксации разности населенностей уровней и поляризации в среде больше длительности импульса, эффект насыщения отсутствует и существуют так называемые π -импульсы [35–37] способные полностью «сни-

мать» инверсию среды, т. е. достигать 100 % энергосъема. Но реализация π -импульсов в современных широкополосных усилительных системах с целью полного энергосъема сталкивается с рядом принципиальных трудностей. Одна из этих проблем связана с тем, что π -импульсы должны иметь очень короткую длительность (обратно пропорциональную ширине спектра усиливающей среды), с другой стороны, их амплитуда обратно пропорциональна их длительности, а это приводит к интенсивностям, вызывающим оптический пробой среды усилителя. Чтобы избежать оптического пробоя, на современных TTL, наоборот, стараются усиливать достаточно длинные импульсы, имеющие широкий спектр за счет их предварительной частотной модуляции. Следует отметить, что частотная модуляция π -импульсов приводит к их неустойчивости в широкополосных средах в процессе распространения [38].

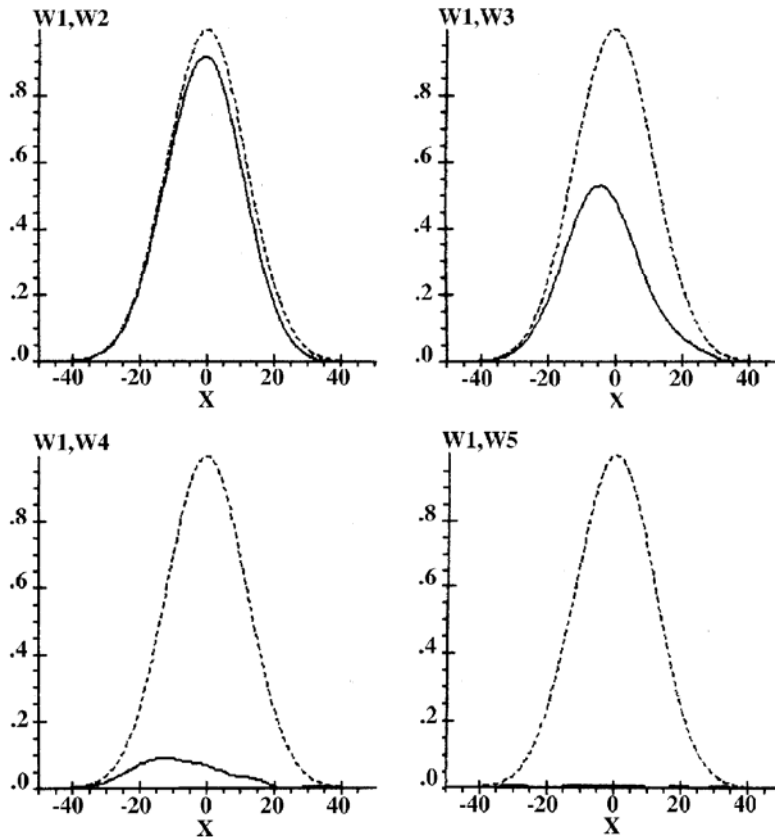


Рис. 1. Динамика населенности верхнего уровня инвертированной среды. Штриховая линия W_1 показывает первоначальное распределение населенности начально инвертированной среды в зависимости от нормированной отстройки X по частоте (в отн. ед.) от центральной частоты гауссового контура усиления; сплошные линии W_2 – W_5 демонстрируют динамику населенности для разных временных моментов в поперечном сечении к направлению распространения лазерного импульса в случае (а) и широкополосного импульса, удовлетворяющего оптимальным критериям энергосъема [38]; W_5 отвечает моменту времени после прохождения импульса

В работах [38–41] были исследованы численно и аналитически новые ре-

жимы усиления широкополосных частотномодулированных импульсов в процессе их распространения в широкополосных усиливающих средах для достаточно длинных импульсов, чтобы избежать оптического пробоя. Были найдены критерии для оптимизации частотной модуляции и амплитудных характеристик начальных импульсов в целях получения максимально эффективного энергосъема для различных режимов взаимодействия со средой: (а) режима когерентного взаимодействия; (б) режима, промежуточного между когерентным и некогерентным взаимодействием (т. е. когда вышеуказанные величины времен релаксации в среде сравнимы с длительностью начального лазерного импульса). Было показано, что в зависимости от спектральной ширины полосы усиления существуют широкополосные лазерные импульсы с амплитудно-частотными характеристиками, позволяющими в случае (б) достигать энергосъема с эффективностью, гораздо выше 50 %, а в случае (а) достигать энергосъема, близкого к 100 %. На рис. 1 приведена для примера динамика населенности верхнего уровня инвертированной среды с широким неоднородным уширением линии в процессе прохождения импульса с оптимальными начальными амплитудно-частотными характеристиками для случая (а). Из рис. 1 хорошо видно, что широкополосный лазерный импульс с соответствующими амплитудно-частотными параметрами за время своего прохода осуществляет полный энергосъем.

2. Оптическое выпрямление и генерация импульсов в один период и полпериода колебаний электромагнитного поля

Тераваттные интенсивности фемтосекундных импульсов открывают возможности высокоэффективного преобразования лазерных импульсов при многофотонных резонансных процессах в веществе. Проведенные нами теоретические исследования показали, что в режиме вынужденного комбинационного саморассеяния (ВКС) [42–44] могут быть получены высокоинтенсивные импульсы в полпериода колебаний поля. Максимум спектра таких импульсов сдвинут в далекую инфракрасную область [38]. Следует отметить, что предложенный нами способ генерации полуволновых импульсов показывает возможность их реализации с достаточно высокой интенсивностью и по эффективности превосходит другие схемы (см., напр., [45]). Ожидается, что такие импульсы откроют новые возможности в различных областях исследований: от лазерного ускорения электронов и ионов до исследований колебательных переходов в молекулах. В работе [46] были получены полуволновые импульсы длительностью около 300 фс при фокусировке 140 фс ($\lambda = 800$ нм) тераваттных импульсов на газовые (He) и твердотельные мишени. Наблюдались также электроны и гамма-кванты с энергией в несколько МэВ, хорошо скоррелированные с полуволновым импульсом.

Результаты работ [38, 42], связанные высокой эффективностью и возможностью реализации оптического выпрямления на основе ВКС, были недавно подтверждены в [47], где вместе с ВКС рассматривалось влияние нелинейной восприимчивости третьего порядка для электронов и было показано,

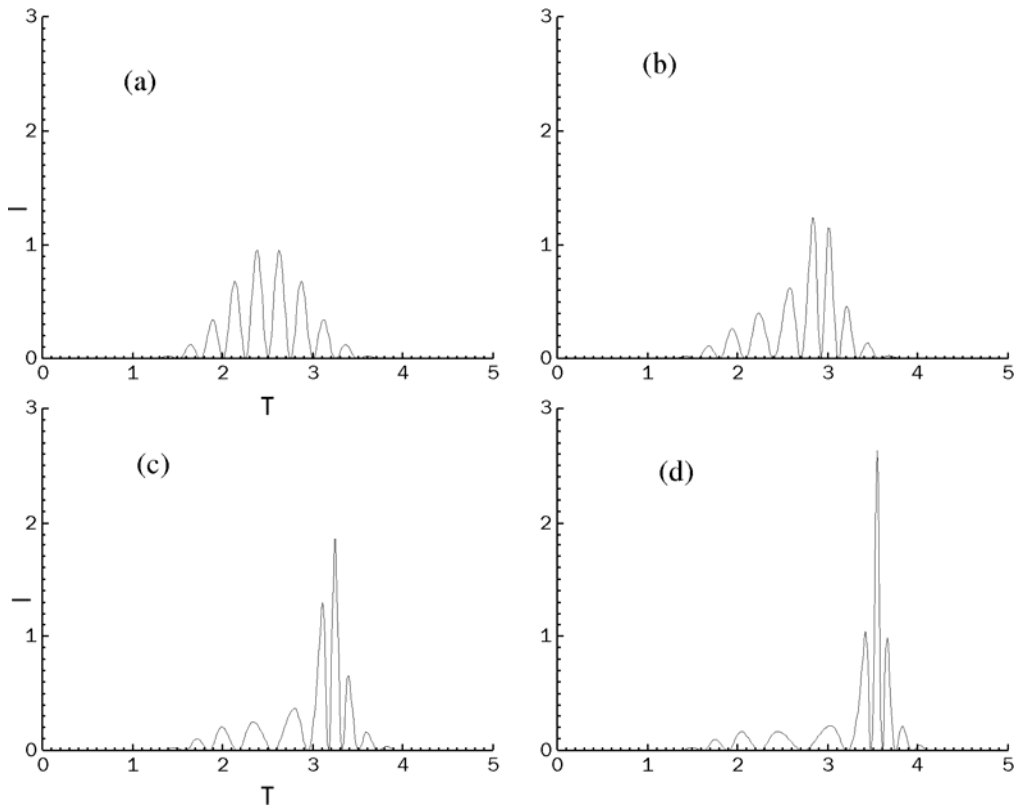


Рис. 2. Динамика квадрата поля (а) начального 5 фс лазерного 2π -импульса. Т – время (отн. ед.) для различных длин распространения в режиме СИП при ВКС

что благодаря ВКС можно получать импульсы в один период колебаний поля. В работе [47], так же как и в [38], подчеркивалась универсальность ВКС для широкого класса нелинейных сред, включая газы, жидкости, твердые тела и плазму.

3. Генерация спектрального суперконтинуума и генерация аттосекундных импульсов

Генерация спектрального суперконтинуума в различных средах [34, 48] вызывает в настоящее время всевозрастающий интерес ввиду уникальности возможных приложений таких импульсов, в особенности в спектроскопии сложных молекул. В то же самое время развитые теоретические модели сталкивались с серьезными трудностями в объяснении характерных закономерностей, проявляющихся во всех средах, где были получены импульсы с суперконтинуальным спектром. После открытия генерации спектрального суперконтинуума в инертных газах [49] стало окончательно ясно, что ни одна из существующих теорий не могла дать удовлетворительного объяснения этому явлению. На этом основании авторы работы [49] сформулировали ряд принципиальных требований, вытекающих из характерных закономерностей спектров суперконтинуума, полученных в различных средах, к будущей теории, претендующей на описание данного явления.

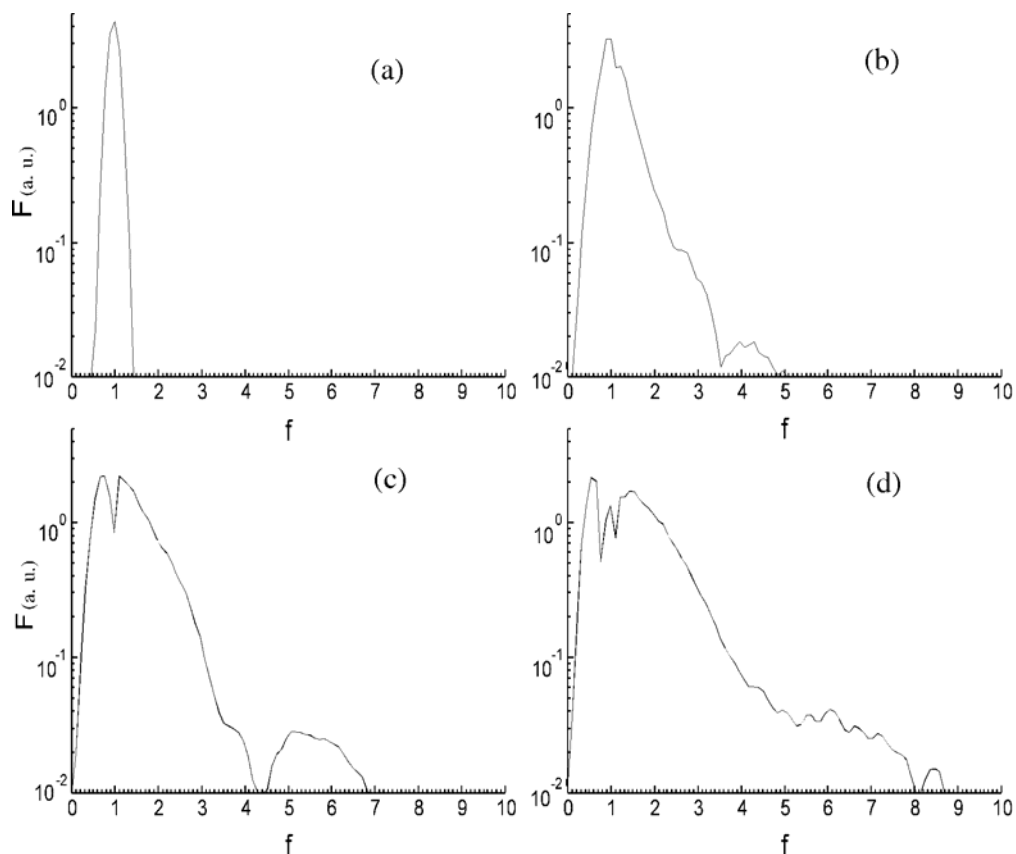


Рис. 3. Динамика амплитудного спектра 2π -импульса, соответствующая рис. 2

Впервые теоретическая модель, объясняющая генерацию и характерные закономерности спектрального суперконтинуума в различных средах, включая инертные газы, и удовлетворяющая требованиям, сформулированным в [49], была построена и развита в работах [50, 51, 38]. Проведенные численные моделирования показали [38], что генерация спектрального суперконтинуума может проходить в режиме самоиндуцированной прозрачности (СИП) при ВКС и хорошо объясняет все характерные качественные особенности спектров суперконтинуума: характерную асимметрию, пороговый характер, и др.

В дальнейшем исследование динамики фемтосекундных импульсов с широким суперконтинуальным спектром, распространяющихся в режиме СИП при ВКС позволило нам найти режимы высокоэффективной генерации аттосекундных импульсов высокой интенсивности [52-54]. На рис.2 приведена динамика квадрата напряженности поля начального 5-фс импульса ($\lambda = 800$ нм), который в результате нелинейной самокомпрессии при ВКС переходит в 280 ас импульс (рис.2, z) по уровню полувысоты интенсивности. Соответствующая динамика спектра этого импульса приведена на рис.3. Приведенные результаты были получены для так называемых 2π -импульсов СИП при ВКС [38, 52].

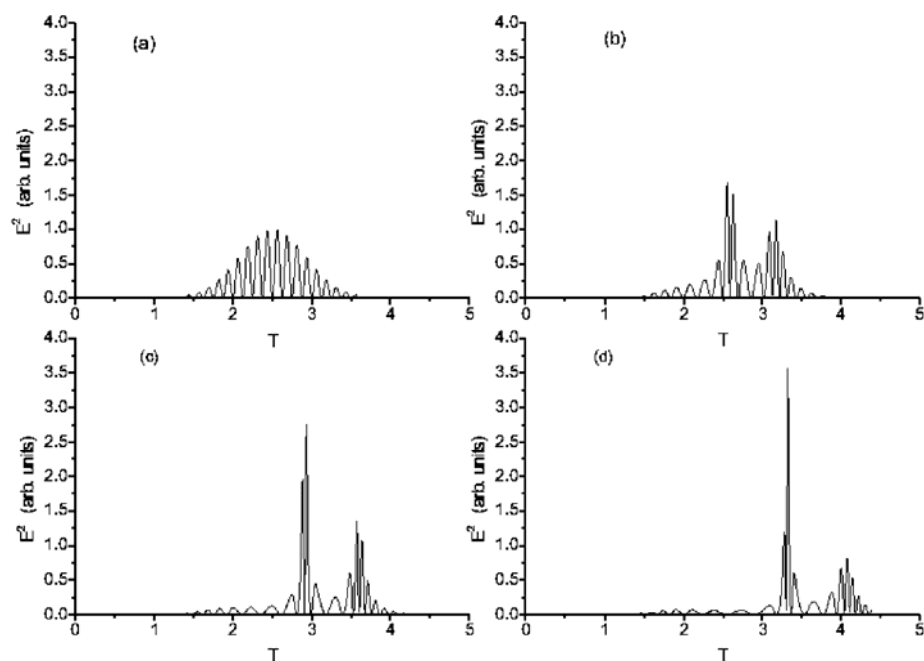


Рис. 4. Динамика квадрата поля (а) начального 10 фс лазерного 4π -импульса. T – время (отн. ед.) для различных длин распространения в режиме СИП при ВКС

Оказалось, что еще более эффективный режим преобразования поля импульсов и генерации аттосекундных импульсов существует для 4π -импульса СИП при ВКС [53, 54]. Этот режим для 4π -импульса с начальной длительностью в 10 фс ($\lambda = 800$ нм) показан на рис. 4. В этом случае начальный 10 фс импульс в результате нелинейной самокомпрессии переходит в 300 ас импульс, содержащий лишь полколебания поля на полувысоте интенсивности и имеющий амплитуду, значительно превосходящую амплитуду начального импульса. При этом полная энергия импульса сохраняется, а максимум его спектра, как и в случае 5 фс импульса, сдвигается в коротковолновую область.

Исследованный нами метод генерации одиночных высокоинтенсивных аттосекундных импульсов значительно превосходит по эффективности все предложенные к настоящему времени способы генерации аттосекундных импульсов, основанные как на генерации гармоник высокого порядка, так и на множественном каскадном вынужденном комбинационном рассеянии [3, 6, 55–62].

Отметим, что к настоящему времени уже предложено несколько технических схем для измерений аттосекундных импульсов [63–66].

4. Генерация гармоник высокого порядка

Как отмечалось во введении, в области генерации гармоник высокого порядка достигнуты впечатляющие результаты. И хотя в настоящее время уже

ведутся экспериментальные исследования в ряде направлений с использованием когерентного рентгеновского излучения от ННГ (например, уже получены первые результаты в области физики твердого тела и поверхности полупроводников [67, 68], атомной и молекулярной спектроскопии [69, 70]), но основным сдерживающим фактором является недостаточно высокая эффективность преобразования поля импульса накачки в ННГ. Ниже будут приведены некоторые основные наши результаты в этом направлении, т. е. увеличении эффективности ННГ.

Уже в работе [38] было отмечено появление эквидистантных пиков в спектре сплошного суперконтинуума при ВКС. Дальнейшие теоретические исследования показали [71–75], что, действительно, ВКС может давать спектр ННГ, который имеет хорошее качественное согласие с основными экспериментальными закономерностями: наличие плато и обрыва (cut-off). На рис. 5 показаны амплитудные спектры в зависимости от номера гармоники начального фемтосекундного импульса для двух различных расстояний распространения его в среде при ВКС. Было показано также, что в пределах условий выполнения фазового синхронизма увеличение длины распространения импульса приводит к существенному росту эффективности ННГ и расширению их спектрального диапазона (рис. 5, б). Важным моментом является и то, что был найден высокоэффективный механизм реализации ННГ при ВКС фемтосекундных импульсов на тонкой структуре однократно ионизованных инертных газов [72–75].

В дальнейшем нами была теоретически исследована новая схема ННГ с использованием контрраспространяющихся фемтосекундных импульсов [76–80]. Было показано, что она позволяет на несколько порядков увеличивать эффективность

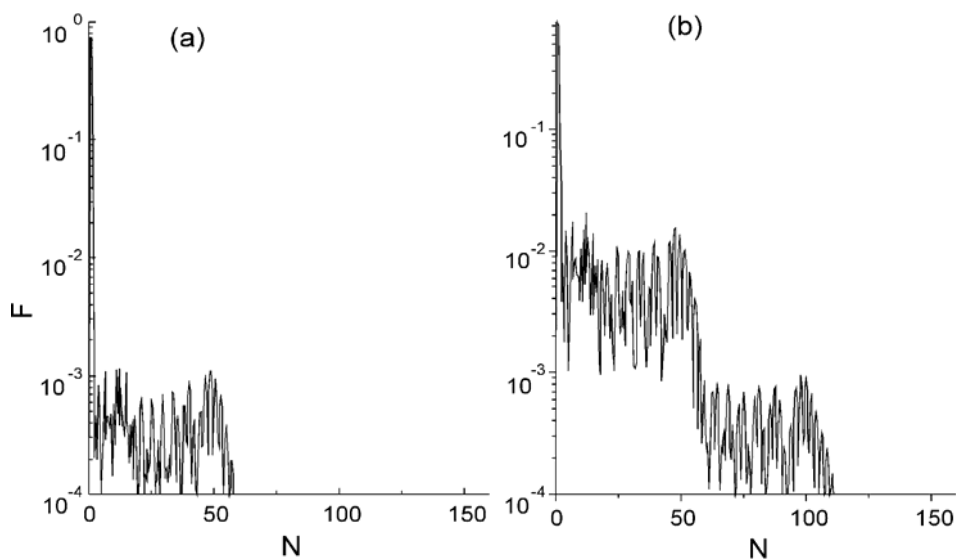


Рис. 5. Динамика амплитудного спектра 5 фс импульса в зависимости от номера гармоники N , нормированного к первоначальной частоте (в максимуме его спектра), для двух различных длин (длина в случае (б) в два раза больше, чем (а)) прохождения в среде при ВКС и при начальной интенсивности, большей 10^{14} Вт \times см $^{-2}$

наивысших гармоник в спектре ННГ и является более простой для экспериментальной реализации по сравнению с другими схемами, предложенными в целях существенного увеличения эффективности ННГ.

Литература

1. Perry M. D., Mourou G. // Science. 1994. Vol. 264. P. 917.
2. Super Intense Laser-Atom Physics IV. Eds. H.G.Muller and M.V.Fedorov. NATO ASI Series, High Technology. Vol. 13. Kluwer Academic Publishers. Netherlands. 1996.
3. Zhou J., Peatross J., Murnane M. M., Kapteyn H. C. // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 76. P. 752.
4. Spielmann C., Burnett N. H., Sartania S. et al. // Science. 1997. Vol. 278. P. 661.
5. Rundquist A., Durfee III C.G., Chang Z. et al. // Science. 1980. Vol. 280. P. 1412.
6. Brabec T., Krausz F. // Rev. Mod. Phys. 2000. Vol. 72. P. 545.
7. Baitels R., Backus S., Zeek E. et al. // Nature. 2000. Vol. 406. P. 164.
8. Zewail A. H. Femtochemistry: Ultrafast Dynamics of the Chemical Bond. World Scientific, Singapore, 1994.
9. Strickland D., Mourou G. // Opt. Commun. 1985. Vol. 56. P. 219.
10. Dittrich T. R. et al. // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 73. P. 2324.
11. Ditmire T. et al. // Nature. 1999. Vol. 398. P. 489.
12. Lompre L. A., L'Huillier A., Balcou P. and Mainfray G. // Atoms and Molecules in Strong Field of Laser Radiation. / Ed. by F. V. Bunkin and I. I. Tugov. Wiley-Nauka, Moscow, 1992.
13. L'Huillier A., Balcou P., Schafer K. J. and Kulander K. C. // Coherence Phenomena in Atoms and Molecules in Laser Fields. / Ed. by A. D. Bandrauk and S. C. Wallace. Plenum Press, New York, 1992. P. 191.
14. L'Huillier A., Balcou P. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 70. P. 774.
15. Macklin J. J., Kmetec J. D., Gordon III C. L. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 70. P. 766.
16. Peatross J., Zhou J., Rundquist A. et al. // Super Intense Laser-Atom Physics IV. Eds. H. G. Muller and M. V. Fedorov, NATO ASI Series, High Technology. Vol. 13. Kluwer Academic Publishers, Netherlands. 1996. P. 455.
17. Schmurder M., Spealman Ch., Wobrauschek P. et al. // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 80. P. 3236.
18. Schmurder M., Cheng Z., Hentschel M. et al. // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83. P. 722.
19. Gontier Y. et al. // Super Intense Laser-Atom Physics IV. Eds. H. G. Muller and M. V. Fedorov, NATO ASI Series, High Technology. Vol. 13. Kluwer Academic Publishers. Netherlands. 1996. P. 45–56; Phys. Rev. A. 1989. Vol. 40. P. 1351.
20. Shore B. W., Knight P. L. // J. Phys. B. 1987. Vol. 20. P. 413.
21. Eberly J. H., Su Q., Javanainen J. // Phys. Rev. Lett. 1989. Vol. 62. P.881; J. Opt. Soc. Am. 1989. Vol. B6, P. 1289.
22. Schafer K. J., Yang B., DiMauro L. F., Kulander K. C. // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 70. P. 1599.
23. Braun A., Korn G., Liu X. et al. // Opt. Lett. 1995. Vol. 20. P. 73.
24. Nibbering E. T. J., Curley P. F., Grillon G. et al. // Opt. Lett. 1996. Vol. 21. P. 62.
25. Brodeur A., Chien C. Y., Ilkov F. A. et al. // Opt. Lett. 1997. Vol. 22. P. 304; Kosareva O. G., Kandidov V. P., Brodeur A. et al. // Opt. Lett. 1997. Vol. 22. P. 1332.
26. Lange H. et al. // Opt. Lett. 1998. Vol. 23. P. 120; Nibbering E. T. J. et al. // J. Opt. Soc. Am. 1997. Vol. B14. P. 650; Ripoche J. F. et al. // Opt. Commun. 1997. Vol. 135. P. 310.
27. Mlejnek M., Wright E. M., Moloney J. V. // Opt. Lett. 1998. Vol. 23. P. 382; IEEE J. Quant. Electron. 1999. Vol. 35. P. 1771.
28. Schillinger H., Sauerbrey R. // Appl. Phys. 1999. Vol. B68. P.753.

29. *Ditmire T., Kulander K., Crane J. K. et al.* // J. Opt. Soc. Am. 1996. Vol. B13. P. 406.
30. *Kobayashi Y., Sekikawa T., Nabekawa Y., Watanabe S.* // Opt. Lett. 1998. Vol. 23. P. 64.
31. *Elton R. C.* X-ray Lasers. New York. 1990.
32. *Matthews D.* X-ray lasers // Handbook of Laser Science and Technology, Supplement I: Lasers. Boca Raton, FL: CRC Press. 1991.
33. *Suckewer S., Skinner C. H.* // Science 1990. Vol. 247. P. 1553.
34. *Ахманов С. А., Вислоух В. А., Чиркин А. С.* Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., 1988.
35. *Беленов Э. М., Ораевский А. Н., Щеглов В.* // ЖЭТФ. 1969. Т. 56. С. 2143.
36. *Allen L., Eberly J.H.* Optical Resonance and Two-Level Atoms. New York. 1975.
37. *Манаков С. В.* // ЖЭТФ. 1982. Т. 83. С. 68.
38. *Belenov E. M., Prokopovich I. P.* // J. Russ. Laser Research. 1994. Vol.15. С. 283.
39. *Беленов Э. М., Крюков П. Г., Назаркин А. В., Прокопович И. П.* // ЖЭТФ. 1991. Т. 100. С. 105.
40. *Belenov E. M., Kryukov P. G., Nazarkin A. V.* // Appl. Phys. Lett. 1992. Vol. 62. P.1.
41. *Belenov E. M., Kryukov P. G., Nazarkin A. V., Prokopovich I. P.* // Opt. Commun. 1992. Vol. 89. P. 468.
42. *Беленов Э. М., Назаркин А. В., Прокопович И. П.* // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 55. С. 223.
43. *Belenov E. M., Nazarkin A. V., Prokopovich I. P.* // Conference on Laser and Electro-Optics, Tech. Dig. Ser. Vol. 11. P. 358. OSA, Washington, 1993.
44. *Беленов Э. М., Крюков П. Г., Назаркин А. В., Прокопович И. П.* // ЖЭТФ. 1994. Т. 105. С. 28.
45. *Kaplan A. E., Shkolnikov P. L.* // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 75. P. 2316; J. Nonlinear Opt. Phys. Mater. 1995. Vol. 4. P. 831; *Kaplan A. E., Straub S. F., Shkolnikov P. L.* // J. Opt. Soc. Am. 1997. Vol. B14. P. 3013.
46. *Hamster H., Sullivan A., Gordon S. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 71. P. 2725 .
47. *Nazarkin A., Korn G.* // Phys. Rev. A. 1998. Vol. 58, P. R61.
48. The Supercontinuum Laser Source / Ed. by A. A. Alfano. New York, 1989.
49. *Corkum P. B., Rolland C., Srinivasan-Rao T.* // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. P. 2268. *Corkum P.B., Rolland C.* // IEEE J. Quant. Electron. 1989. Vol. 25. P. 2634.
50. *Беленов Э. М., Прокопович И. П.* // Квант. электрон. 1993. Т. 20. С. 577.
51. *Беленов Э. М., Крюков П. Г., Назаркин А. В., Прокопович И. П.* // ЖЭТФ. 1994. Т. 105. С. 28.
52. *Prokopovich I. P., Khutchinsky A. A.* // Laser Phys. 1997. Vol. 7. P. 305.
53. *Prokopovich I. P., Peatross J.* // Laser Phys. 1999. Vol. 9. P. 588.
54. *Prokopovich I. P., Peatross J.* // Proc. SPIE. 2001 (in press).
55. *Schafer K. J., Kulander C.* // Phys. Rev. Lett. 1997. Vol. 78. P. 638.
56. *Гладков С. М., Коромеев Н. И.* // УФН. 1990. Т. 160. С. 105; *Farkas G., Toth C.* // Phys. Lett. 1992. Vol. A168. P. 447; *Harris S. E., Macklin J. J., Hansch T. W.* // Opt. Commun. 1993. Vol. 100. P. 487.
57. *Antonie P., L'Huillier A., Lewenstein M.* // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 77. P. 1234.
58. *Corkum P. B.* // Nature. 1996. Vol. 384. P. 118–119.
59. *Platonenko V. T., Strelkov V. V.* // Laser Phys. 1999. Vol. 9. P. 575.
60. *Corkum P. B., Burnett N. H., Ivanov M. Y.* // Opt. Lett. 1994. Vol.19. P.1870.
61. *Christov I. P., Murnane M. M., Kapteyn H. C.* // Phys. Rev. Lett. 1996. Vol. 77. P. 1234–1253.
62. *Kaplan A. E.* // Phys. Rev. Lett. 1994. Vol. 73. P. 1243; *Kaplan A. E., Shkolnikov P. L.* // J. Opt. Soc. Am. 1996. Vol. B13. P. 347; *Sokolov A.V. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1998. Vol. 81. P. 2894; *Sokolov A. V., Yavuz D. D., Harris S. E.* // Opt. Lett. 1999. Vol. 24. P. 557.
63. *Ivanov M., Corkum P. B., Zuo T., Bandrauk A.* // Phys. Rev. Lett. 1995. Vol. 74. P. 2933.
64. *Corkum P. B., Taranukhin V. D.* // Proc. SPIE. 1996. Vol. 2797. P. 48.

65. *Papadogiannis N. A., Witzel B., Kalpouzes C., Charalambidis D.* // Phys. Rev. Lett. 1999. Vol. 83. P. 4289.
66. *Jones D. J. et al.* // Science. 2000. Vol. 288. P. 635; *Apolonski A. et al.* // Phys. Rev. Lett. 2000. Vol. 85. P. 7400; *Scrinzi A., Geissler M., Brabec T.* // Phys. Rev. Lett. 2001. Vol. 86. P. 412.
67. *Haight R., Peale D. R.* // Phys. Rev. Lett. 1993. Vol. 70. P. 3979; Rev. Sci. Instrum. 1994. Vol. 65. P. 1853 .
68. *Haight R., Seidler P. F.* // Appl. Rev. Lett. 1994. Vol. 65. P. 517.
69. *Balcou Ph., Salieres P., Budil K.S. et al.* // Z. Phys. 1995. Vol. D34. P.107; *Larsson J., Mevel E., Zerne R.. et al.* // J. Phys. 1995. Vol. B28. P. L53.
70. *Erman P., Karawajczyk A., Rachlew-Kallne E. et al.* // Chem. Phys. Lett. 1995. Vol. 239. P. 6.
71. *Беленов Э. М., Исаков В. А., Канавин А. П., Сметанин И. В.* // Письма в ЖЭТФ. 1994. Т. 60. С. 762.
72. *Khrutchinsky A. A., Prokopovich I. P.* // Conference on Laser and Electro-Optics, Tech. Dig. Ser. OSA, Washington, 1995. CWF55; *Хрущинский А. А., Прокопович И. П.* // ЖЭТФ. 1995. Т. 108. С. 390.
73. *Khrutchinsky A. A., Prokopovich I. P.* // Opt. Quant. Electron. 1997. Vol. 29. P. 515.
74. *Prokopovich I. P., Khrutchinsky A. A.* // 15th Intern. Conf. on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO'95). Tech. Dig. Ser. St. Petersburg, 1995. Vol. 1. P. 71.
75. *Prokopovich I. P., Khrutchinsky A. A.* // Laser Phys. 1996. Vol. 6. P. 41.
76. *Прокопович И. П., Хрущинский А. А.* // Изв. РАН. Сер. физ. 1996. Т. 60. С.186.
77. *Prokopovich I. P., Khrutchinsky A. A.* // Proc. SPIE. 1996. Vol. 2796. P. 154 .
78. *Peatross J., Voronov S. , Prokopovich I.* // Opt. Express. 1997. Vol. 1. P. 108.
79. *Peatross J., Hess B., Kohl I., Prokopovich I. P. et al.* // 16th Intern. Conf. on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO'98). Tech. Dig. Ser. Moscow. 1998. P. 220.
80. *Prokopovich I. P., Khrutchinsky A. A., Churmakov D. Yu. et al.* // Submitted to Phys. Rev. A. 2001.

HIGH-INTENSITY FEMTOSECOND AND ATTOSECOND LASER PULSES WITH SUPERBROADENED SPECTRA

I. P. Prokopovich

The brief review of the basic results obtained recently in field of ultrashort-pulse laser physics and high-field physics is presented. In particular, the results regarding maximization of energy extraction from an inverted medium with inhomogeneously broadened line by high-intensity chirped pulse, half-cycle pulse generation, supercontinuum generation, generation of high-intense individual attosecond pulses, high-order harmonic generation are reviewed.