

07

Взаимодействие модулированных по фазе фемтосекундных импульсов с оптически плотной квазирезонансной средой паров рубидия

© С.Н. Багаев¹, А.А. Преображенская², Н.А. Тимофеев², А.А. Пастор²,
И.Б. Мехов^{2,3,4}, И.А. Чехонин^{2¶}, П.Ю. Сердобинцев²,
В.С. Егоров², М.А. Чехонин², А.М. Машко²

¹ Институт лазерной физики,
630090 Новосибирск, Россия

² Санкт-Петербургский государственный университет,
199034 Санкт-Петербург, Россия

³ University of Oxford,
Oxford, UK

⁴ University Paris-Saclay,
Paris, France

¶e-mail: chekhonin@mail.ru

Поступила в редакцию 01.07.2018 г.

Впервые показано, что при изменении временных параметров возбуждающего импульса лазера (величина chirpa, длительность импульса и его амплитуда) можно управлять величиной и знаком эффекта „конденсации спектра“ импульса на частоте резонансного перехода плотной резонансной среды. Важно отметить, что при этом энергия и спектр возбуждающего импульса остаются неизменными. С помощью прямых временных измерений также показано, что импульс индуцированного суперизлучения паров рубидия имеет осцилляционный характер и представляет собой длительный затухающий пучок коротких импульсов. Длительность и период повторения импульсов в пучке определяются плотностью атомов среды N_0 , а длительность всего импульса суперизлучения (10 ps) значительно превосходит длительность возбуждающего лазерного импульса (50 fs).

DOI: 10.21883/OS.2018.11.46821.186-18

Введение

Распространение в резонансных средах импульсов, модулированных по амплитуде и фазе (shaped ultrafast laser pulses), давно вызывает интерес. Причина заключается в том, что при нелинейном взаимодействии скорость многофотонных переходов для таких импульсов может быть значительно увеличена, несмотря на уменьшение пиковой мощности импульса.

В работах [1,2] исследовано распространение импульсов с частотным chirпом в парах рубидия в режиме адиабатического следования и теоретически исследовано образование солитонов теории самоиндуцированной прозрачности. Авторами работы [3] было показано, что при когерентном режиме распространения в плотной протяженной резонансной среде у „линии поглощения“ появляется характерная тонкая структура спектра с осцилляциями.

В работе [4] говорится, что, как принято считать, максимизация нелинейных взаимодействий света с веществом является основным способом сжатия лазерных импульсов, чтобы добиться однородно уширенных ультракоротких импульсов (УКИ). Однако, как показывают авторы работы, это не является универсальным принципом.

Наоборот, в [4] показано, как, должным образом изменив спектр и временную форму импульсов (shaping), скорость резонансных многофотонных переходов может быть значительно увеличена, превосходя уровень, достигаемый только при максимизации пиковой интенсивности импульса. В качестве подтверждения этой идеи проведен эксперимент по наблюдению резонансного двухфотонного поглощения, в котором путем выборочного подавления некоторых спектральных полос импульса пиковая интенсивность импульса уменьшается в 40 раз, но при этом скорость квантовых переходов удваивается. Кроме того, соответствующим образом выбирая спектральную фазу импульса, авторам удалось увеличить скорость квантовых переходов в 7 раз.

В работе [5] авторы, применяя методы формирования импульсов к широкополосному импульсу длительностью 100 fs, находящемуся в резонансе с двухуровневым атомным переходом, увеличивают пиковую заселенность возбужденных уровней по сравнению с заселенностью, достижимой с помощью однородно уширенных импульсов. Авторы также демонстрируют, что дисперсия, индуцированная линией поглощения, сама ведет к аналогичным быстро осциллирующим переходным процессам в возбужденном состоянии. Эти эффекты применимы при любом многофотонном резонансном переходе.

Известно [6], что когерентное распространение УКИ через резонансно поглощающую среду приводит к разбиению импульса и формированию последовательности импульсов, первый из которых представляет собой входящий импульс, а следующие импульсы из пуга являются откликами поляризации резонансной среды (0 π -импульс).

Известно также [7,8], что подобный режим распространения приводит к эффекту „конденсации спектра“, при котором широкополосное входное излучение фемтосекундного лазера на выходе из оптически плотной среды концентрируется вблизи резонансных линий поглощения. Было показано, что этот эффект связан с возбуждением резонансной поляризации в виде неадиабатического квантового скачка, а излучение среды представляет собой индуцированное суперизлучение протяженной плотной резонансной среды без инверсии заселенностей. Аналогичный эффект наблюдается как в лазерах с внутррезонаторной поглощающей ячейкой в режиме синхронизации мод [9], так и в свободном пространстве [10,11].

В настоящей работе представлены результаты исследования когерентного распространения УКИ через оптически плотные пары рубидия в условиях квазирезонанса. Так как более ранние публикации [7,8] содержат информацию о процессе взаимодействия, не рассматривая при этом chirpирования входного лазерного импульса, становится интересным выяснить, как chirp входящего импульса влияет на импульс суперизлучения среды. В настоящей работе представлены краткие результаты как спектральных, так и временных измерений лазерного импульса, выходящего из среды.

Экспериментальная установка

В работе использовался фемтосекундный лазер „Пульсар-10“ со следующими параметрами: длительность импульса — 50 fs, энергия в импульсе — до 10 mJ, центральная длина волны — 790 nm, ширина спектра импульса — около 20 nm, интенсивность света в пучке — 0.1 TW/cm², диаметр пучка — 5 mm. Для создания и регулирования фазовой модуляции использовался компрессор, состоящий из двух дифракционных решеток, расстояние между которыми могло меняться. В качестве резонансной среды использовались пары рубидия, содержащиеся в кювете (длина — 10 cm, диаметр — 3 cm), заполненной буферным газом — аргоном. Для получения нужной упругости паров рубидия кювета нагревалась до температуры 200–400°C. Концентрация паров рубидия изменялась от $7.6 \cdot 10^{14}$ до $1.7 \cdot 10^{17}$ cm⁻³.

Использованный для экспериментов лазер „Пульсар 10“ состоял из задающего генератора, генерирующего импульсы длительностью 50 fs, стретчера, растягивающего импульс перед входом в усилитель, усилителя и компрессора, состоящего из двух дифракционных решеток (Chirped Pulse Amplification — CPA).

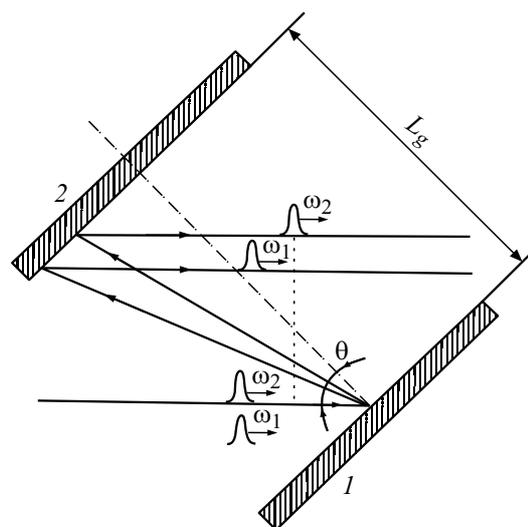


Рис. 1. Схема решетчатого компрессора. 1 и 2 — идентичные дифракционные решетки.

Chirpирование выходного импульса достигалось изменением расстояния между этими решетками в ту или иную сторону на величину L относительно положения оптимальной настройки, при котором длительность импульса лазера минимальна. Предполагалось, что при этом условии мощность лазерного поля имеет форму импульса гауссовой формы с длительностью Δt_0 . Схема решетчатого компрессора представлена на рис. 1.

Форма выходного импульса определяется величиной задержки групповой дисперсии (G_d — Group Dispersion Delay), которая выражалась в наших экспериментальных условиях следующей зависимостью:

$$G_d(L) = 5250L \text{ (mm)} [\text{fs}^{-2}],$$

где L — расстояние, на которое сдвинуты решетки относительно того положения, при котором длительность выходного импульса минимальна, а пиковая мощность максимальна.

Импульс на выходе из компрессора имеет амплитудную и частотную (фазовую) модуляцию:

$$E(t) = A(t, G_d) \sin[(\omega_0 + \Delta\Omega(t, G_d))t],$$

здесь $A(t, G_d)$ — медленная огибающая амплитуда импульса гауссовой формы, ω_0 — несущая центральная частота лазерного поля, $\Delta\Omega(t, G_d)$ — девиация частоты лазерного поля. Предполагается, что $\Delta\Omega(t)$ — линейная функция от времени.

В общем случае величина chirpa определяется следующим образом:

$$C(G_d) = d(\Delta\Omega)/dt.$$

При изменении расстояния между дифракционными решетками одновременно изменяются 3 величины — амплитуда импульса $A(t, G_d)$, длительность импульса

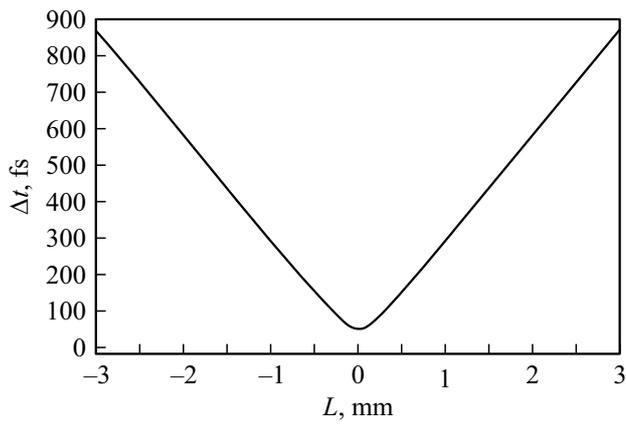


Рис. 2. Зависимость длительности импульса от расстройки компрессора L .

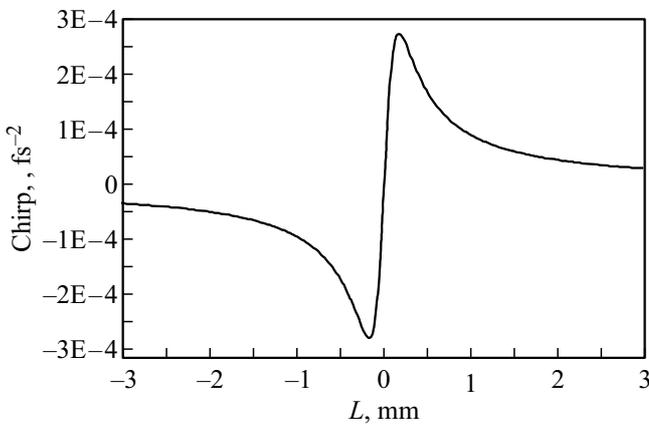


Рис. 3. Зависимость чирпа импульса $C(G_d)$ от расстройки компрессора L .

$\Delta t(G_d)$ и величина чирпа $C(G_d)$. Важно подчеркнуть, что при этом энергия лазерного импульса и его спектр остаются неизменными.

Зависимость длительности импульса $\Delta t(G_d)$ и чирпа $C(G_d)$ от расстройки компрессора приведена на рис. 2 и 3 соответственно.

Рисунок 2 отражает изменение длительности импульса в зависимости от расстройки L , даваемого выражением

$$\Delta t^2 = (\Delta t_0^4 + 16(\ln 2)^2 G_d^2) / \Delta t_0^2,$$

где Δt_0 — длительность импульса при нулевой расстройке компрессора ($L = 0$).

Рисунок 3 показывает зависимость чирпа $C(G_d)$ от расстройки компрессора, выражающегося следующей зависимостью:

$$C(G_d) = 8(\ln 2)^2 G_d / (\Delta t_0^4 + 16(\ln 2)^2 G_d^2).$$

Примеры „конденсаций“ и „антиконденсаций“ спектра прошедшего через кювету с рубидием фемтосекундного импульса, зарегистрированные при различных знаках чирпа импульса на резонансной линии рубидия D_2 с

длиной волны 780 nm, приведены на рис. 4 и 5 соответственно.

Очевидно, что при изменении знака чирпа импульса наблюдается эффект „антиконденсации спектра“, т.е. подавление излучения среды в спектре вблизи линии поглощения.

Спектры излучения лазера, прошедшего через кювету с рубидием в режиме „конденсации спектра“ регистрировались спектрографом с высоким разрешением ДФС-8 с дифракционной решеткой 1200 lines/mm и дисперсией 0.4 nm/mm. Ширина спектра лазерного излучения составляла в нашем приборе 20 nm. Мы использовали CCD-камеру с 7 mm матрицей (1000 пикселей) для регистрации, вследствие чего имели возможность зарегистрировать спектральный диапазон шириной лишь 2 nm — весь спектр зарегистрировать не представлялось возможным. Панорамный спектр регистрировался

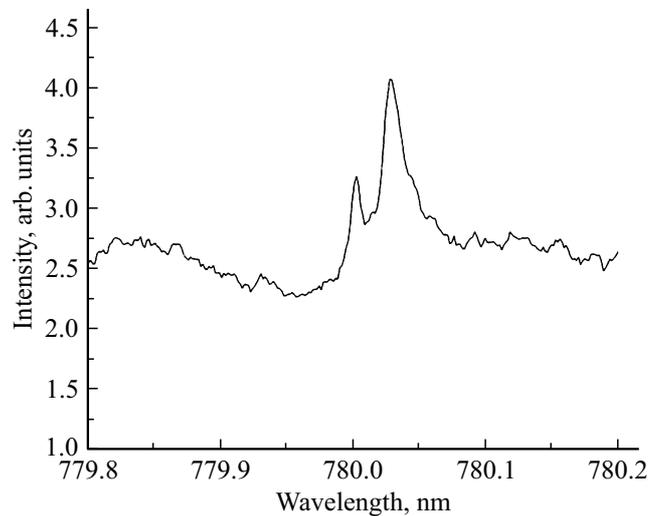


Рис. 4. Эффект „конденсации спектра“ вблизи резонансной линии рубидия (длина волны — 780 nm). $G_d = -2610 \text{ fs}^{-2}$.

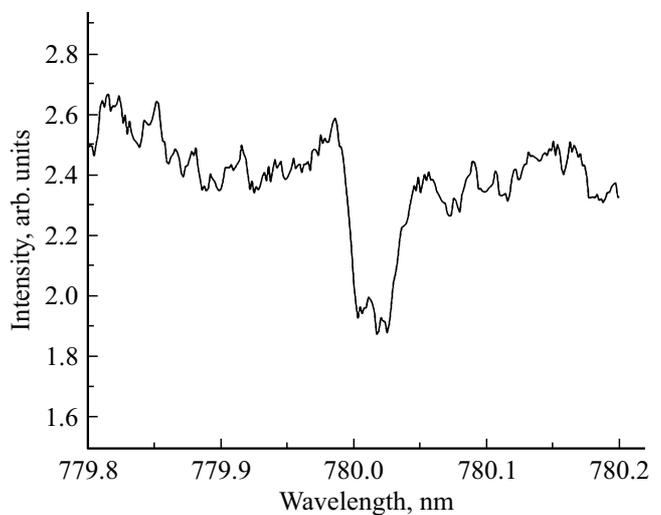


Рис. 5. Эффект „антиконденсации спектра“ вблизи резонансной линии рубидия (длина волны — 780 nm). $G_d = 2610 \text{ fs}^{-2}$.

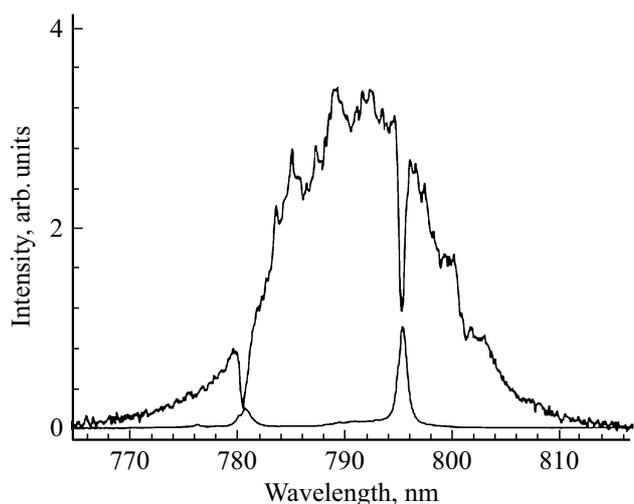


Рис. 6. Панорамный спектр, зарегистрированный при помощи спектрометра USB2000 (Ocean Optics).

спектрографом USB2000 (Ocean Optics) (аппаратная ширина — 0.5 nm). Данный спектр приведен на рис. 6.

Верхняя спектрограмма представляет собой спектр лазера, прошедшего через кювету с рубидием в условиях некогерентного распространения. Для этого пучок лазерного излучения перед входом в кювету проходил через тефлоновый рассеиватель. Видны две линии поглощения резонансного дублета рубидия. Нижняя спектрограмма снята в условиях когерентного распространения (без рассеивателя). На ней виден эффект конденсации спектра вблизи двух резонансных линий рубидия. Эффект конденсации, как видно из обзорного спектра на рис. 6, проявляется как на линии D_1 , так и на линии D_2 резонансного дублета рубидия.

Нами использовались пары рубидия, содержащие естественную смесь изотопов с атомным весом 85 и 87 соответственно. Однако изотопическое расщепление линий рубидия D_1 и D_2 намного меньше наблюдаемой нами ширины линий конденсации (антиконденсации) спектра.

Эффект „конденсации спектра“ может наблюдаться с двумя видами спектра излучения на частоте резонансного атомного перехода. При низкой плотности атомов рубидия N_0 наблюдается узкая линия сверхизлучения на частоте атомного резонанса ω_{12} . При увеличении концентрации атомов интенсивность резонансного излучения возрастает.

Однако, начиная с некоторого порогового значения N_0 , спектр излучения ансамбля атомов расщепляется на два сателлита [7]. Величина их частотного расщепления определяется величиной расщепления частот поляритонных мод в резонансной среде и увеличивается при увеличении N_0 .

Полученные результаты показывают, что время отклика резонансной поляризации среды на входной импульс весьма чувствительно к знаку фазовой модуляции (чирпа) возбуждающего импульса. Как было показано

в [8], временная задержка между ними приводит как к конструктивной интерференции входного импульса и импульса отклика поляризации среды, так и (при изменении знака чирпа) к деструктивной интерференции.

Это обстоятельство позволяет объяснить переход между двумя типами спектра выходного излучения: „конденсация спектра“–„антиконденсация спектра“. Таким образом, существует возможность управлять величиной и знаком эффекта „конденсации спектра“, не изменяя энергию и спектр лазерного импульса.

Прямые измерения временных параметров импульса, прошедшего через оптически плотную среду

Ранее в работе [7] было высказано предположение, что появление эффекта „конденсации спектра“ в парах рубидия связано с тем, что при воздействии фемтосекундного лазерного импульса на атомы среды в них происходит быстрый неадиабатический переход (квантовый скачок), завершающийся созданием квантовой суперпозиции атомных состояний. Приготовленная таким образом резонансная среда имеет вид ансамбля сфазированных дипольных моментов, излучение которых конструктивно интерферирует в направлении распространения входного импульса.

Такое излучение среды может быть названо затуханием коллективной свободной индукции или индуцированным суперизлучением. Заметим, что для возникновения такого типа суперизлучения инверсии заселенностей среды не требуется.

В зависимости от плотности резонансных атомов N_0 временная динамика импульса суперизлучения имеет два режима — режим слабой связи поля и вещества (моноимпульс с монохроматическим спектром) и сильной связи (осцилляторный импульс сверхизлучения в виде „оптического звона“ с дублетным спектром излучения) [7].

В настоящей работе проведены прямые измерения временных характеристик фемтосекундного лазерного импульса, прошедшего через оптически плотную резонансную среду паров рубидия. Измерения производ-

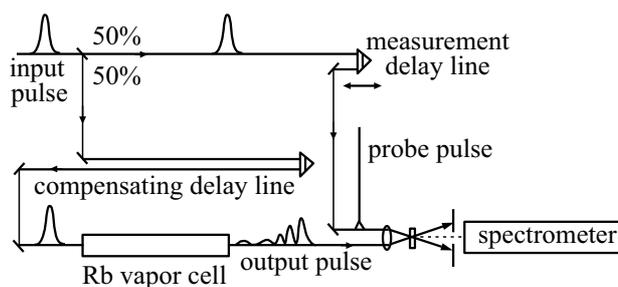


Рис. 7. Экспериментальная установка. Основные части: фемтосекундный лазер, кювета с парами Rb, системы задержки импульсов, спектрометр USB2000 (Ocean Optics).

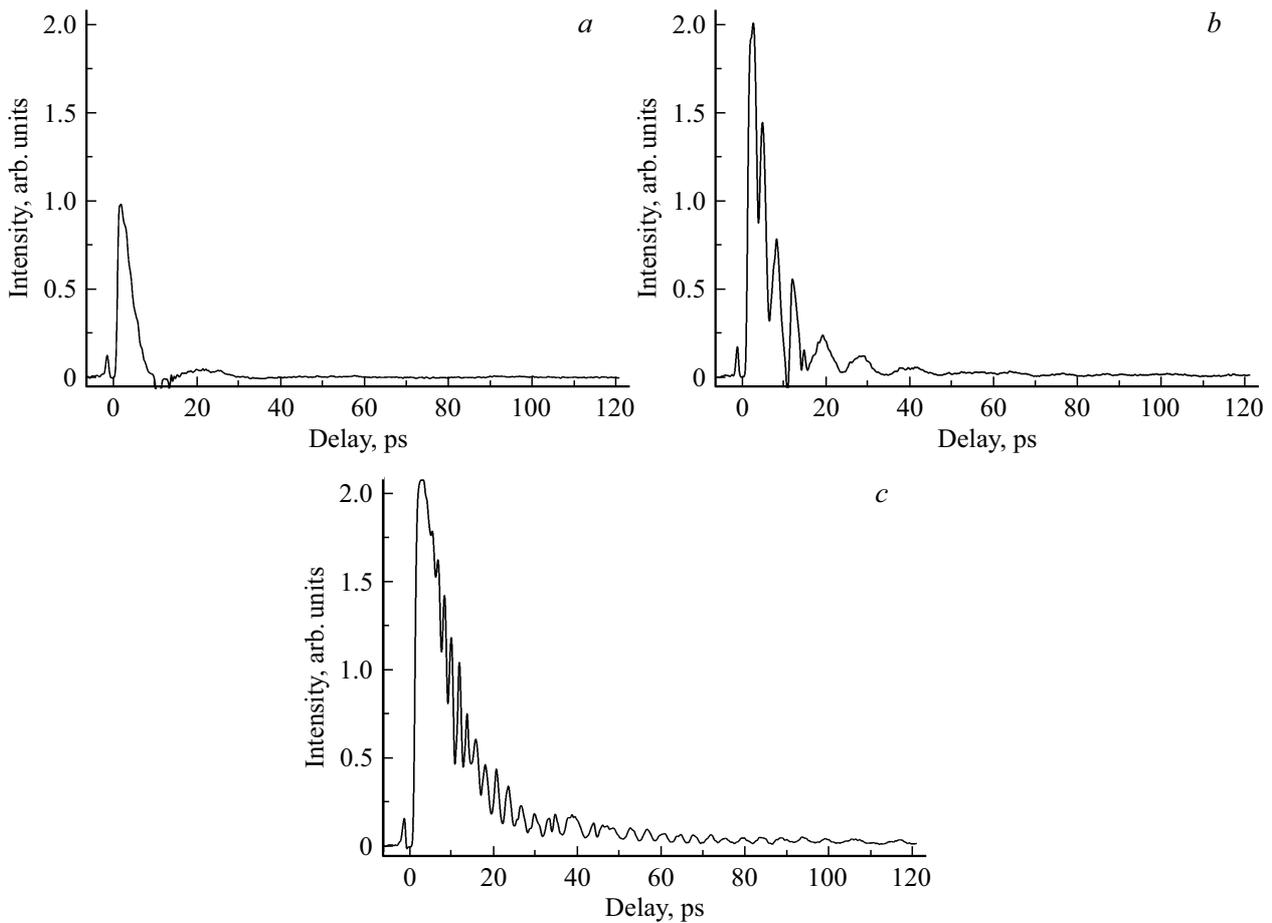


Рис. 8. Временная зависимость цуга выходящих импульсов в зависимости от температуры кюветы, заполненной парами рубидия. *a* — $T = 200^\circ\text{C}$, *b* — $T = 300^\circ\text{C}$, *c* — $T = 400^\circ\text{C}$. Чирп импульса $C(G_d) = 0$.

дились методом [6] неколлинеарной генерации второй гармоники при смешивании выходного импульса с односторонним пробным импульсом в кристалле дигидрофосфата калия при различных задержках между этими импульсами. Экспериментальная установка представлена на рис. 7.

При проведении временных измерений решетчатый компрессор настраивался так, чтобы чирп импульса отсутствовал: $C(G_d) = 0$, $(L = 0)$.

Плотность атомов N_0 в наших условиях соответствовала условию реализации сильной связи (осцилляторный импульс суперизлучения в виде „оптического звона“).

Полученные результаты показывают, что длительность осцилляторного суперизлучения паров рубидия составляет ≈ 10 ps при длительности возбуждающего импульса лазера $\Delta t = 50$ fs. Длительность импульсов в цуге и период их следования полностью определяются величиной плотности атомов среды N_0 . На рис. 8 представлены результаты временных измерений параметров цуга выходящих импульсов от температуры кюветы с парами рубидия.

Заключение

Впервые показано, что при изменении временных параметров возбуждающего импульса лазера (величина чирпа, длительность импульса и его амплитуда) можно управлять величиной и знаком эффекта „конденсации спектра“ импульса на частоте резонансного перехода плотной резонансной среды. Важно отметить, что при этом энергия и спектр возбуждающего импульса остаются неизменными.

По нашему мнению, причиной изменения знака эффекта является регулируемая величиной чирпа задержка между возбуждающим импульсом и импульсом суперизлучения индуцированной резонансной поляризации среды. Величина временной задержки является основной причиной перехода от конструктивной к деструктивной интерференции импульсов, выходящих из оптически плотной среды.

С помощью прямых временных измерений также показано, что импульс индуцированного суперизлучения паров рубидия имеет осцилляторный характер и представляет собой длительный затухающий цуг коротких импульсов. Длительность и период повторения импуль-

сов в цуге определяются плотностью атомов среды N_0 , а длительность всего импульса суперизлучения значительно превосходит длительность возбуждающего лазерного импульса.

Работа выполнена при поддержке гранта Российского научного фонда № 17-19-01097 и гранта СПбГУ 11.40.533.2017. Часть экспериментов выполнена в ресурсном центре СПбГУ „Физические методы исследования поверхности“. И.Б.М. благодарен Российскому фонду фундаментальных исследований (грант № 18-02-01095) за дополнительную поддержку работы.

Список литературы

- [1] *Davis J.C., Fetterman M.R., Warren W.S., Goswami D.* // J. Chem. Phys. 2008. V. 128. P. 154312.
- [2] *Pusch A., Hamm J.M., Hess O.* // Phys. Rev. A. 2012. V. 85. P. 043807.
- [3] *Ranka J.K., Schirmer R.W., Gaeta A.L.* // Phys. Rev. A. 1998. V. 57. N 1. P. R36.
- [4] *Dudovich N., Dayan B., Gallagher Faeder S.M., Silberberg Y.* // Phys. Rev. Lett. 2001. V. 86. N 1. P. 47.
- [5] *Dudovich N., Oron D., Silberberg Y.* // Phys. Rev. Lett. 2002. V. 88. N 12. P. 123004.
- [6] *Rothenberg J.E., Grischkovsky D., Balant A.C.* // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. N 6. P. 552.
- [7] *Багаев С.Н., Егоров В.С., Пастор А.А., Преображенский Д.Ю., Преображенская А.А., Сердобинцев П.Ю., Чехонин И.А., Чехонин М.А.* // Опт. и спектр. 2016. Т. 121. № 3. С. 391; *Bagaev S.N., Egorov V.S., Pastor A.A., Preobrazhenskii D.Yu., Preobrazhenskaya A.A., Serdobintsev P.Yu., Chekhonin I.A., Chekhonin M.A.* // Opt. Spectrosc. 2016. V. 121. N 3. P. 391.
- [8] *Preobrazhenskaia A.A., Pastor A.A., Serdobintsev P.Yu., Chekhonin I.A., Egorov V.S.* // J. Phys.: Conf. Series. 2018. V. 1038. P. 012071.
- [9] *Bagayev S.N., Arkhipov R.M., Arkhipov M.V., Egorov V.S., Chekhonin I.A., Chekhonin M.A.* // J. Phys.: Conf. Series. 2017. V. 917. P. 062028.
- [10] *Bagayev S.N., Egorov V.S., Mekhov I.B., Moroshkin P.V., Chekhonin I.A., Davliatchine E.M., Kindel E.* // Phys. Rev. A. 2003. V. 68. P. 043812.
- [11] *Egorov V.S., Lebedev V.N., Mekhov I.B., Moroshkin P.V., Chekhonin I.A., Bagayev S.N.* // Phys. Rev. A. 2004. V. 69. P. 033804.