

Формирование оптических импульсов посредством модуляции частоты резонансного квантового перехода в спектрально-неоднородной среде

В.А.Половинкин, Е.В.Радионых

Рассмотрено преобразование монохроматического излучения при резонансном взаимодействии с квантовой системой в условиях гармонической модуляции частоты квантового перехода под действием дополнительного нерезонансного излучения за счёт эффекта Штарка или Зеемана с учётом неоднородного уширения спектральной линии квантового перехода. Аналитически и численно показано, что резонансное излучение может быть преобразовано в последовательность ультракоротких импульсов с пиковой интенсивностью, многократно превышающей интенсивность падающей волны. Исследована возможность дополнительной компрессии сформированных импульсов посредством компенсации внутриимпульсной частотной модуляции в среде с квадратичной либо программируемой дисперсией. Численно определены оптимальные значения параметров взаимодействия излучения с веществом. Показана возможность генерации фемтосекундных оптических импульсов излучения, квазирезонансного δ -переходу серии Бальмера атомарного водорода.

Ключевые слова: ультракороткие импульсы, когерентная оптика, резонансное взаимодействие, неоднородное уширение, эффект Штарка, эффект Зеемана.

1. Введение

Техника генерации лазерных импульсов методом синхронизации мод в настоящее время приобрела завершённый вид [1]. Продвижение в область меньших длительностей и больших пиковых интенсивностей, формирование импульсов далёкого ИК и вакуумного УФ диапазонов, импульсов рентгеновского и гамма-излучения основано на новых физических методах. К этим методам относятся: сжатие лазерных импульсов при солитонном режиме распространения в двухуровневой среде [2, 3], сжатие оптических солитонов в плазменных каналах, созданных в газе [4, 5], самовоздействие жёстко сфокусированных лазерных импульсов в прозрачной конденсированной среде [6], генерация перестраиваемых по частоте фемтосекундных импульсов в оптических волокнах с переменной по длине дисперсией [7], формирование предельно коротких импульсов далёкого ИК и терагерцевого диапазонов при взаимодействии излучения с релятивистским пучком электронов [8, 9], генерация широкого линейчатого спектра и формирование субфемтосекундных оптических импульсов при вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) на колебательных или/и вращательных переходах молекул [10–14].

При возбуждении когерентности в ВКР-среде управляющим лазерным импульсом экспериментально получена последовательность фемтосекундных импульсов [15], теоретически показана возможность формирования одиночного импульса длительностью 1 фс [16]. Умень-

шение частоты повторения импульсов возможно при ВКР на индуцированной между сверхтонкими подуровнями когерентности [17, 18]. Формирование аттосекундных импульсов длительностью менее 100 ас достигнуто при генерации и синфазном сложении высоких гармоник лазерного излучения в процессе туннельной ионизации и рекомбинации атомов в поле лазерного УКИ тераваттной мощности [19–24]. Генерация ещё более коротких импульсов (длительностью менее 1 ас) предсказана при ионизации твёрдой мишени в сверхсильном оптическом поле [25–29].

Предложенный нами метод формирования УКИ электромагнитного излучения [30, 31] основан на глубокой амплитудно-частотной модуляции падающей монохроматической волны за счёт резонансного взаимодействия с квантовой системой в условиях гармонической модуляции частоты резонансного квантового перехода. Он применим для генерации УКИ в различных спектральных диапазонах, начиная от микроволнового и заканчивая гамма-диапазоном. В отличие от большинства перечисленных подходов, эффективных в области прозрачности вещества, этот метод позволяет использовать сильное резонансное взаимодействие для генерации широкого спектра и компенсации разности фаз возникающих гармоник. Дальнейшее сравнение предлагаемого метода с упомянутыми выше, в том числе по эффективности генерации и предельным значениям параметров импульсов, требует продолжения исследований. Частью таких исследований является настоящая работа.

В данной работе рассматривается применение указанного метода для формирования УКИ оптического излучения при резонансном взаимодействии с квантовой системой в условиях неоднородного уширения спектральной линии резонансного перехода. Гармоническая модуляция частоты квантового перехода достигается благодаря осцилляциям положения атомных уровней

В.А.Половинкин, Е.В.Радионых. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: vpolo@appl.sci-nnov.ru, radion@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 30 сентября 2009 г., после доработки – 19 декабря 2009 г.

под действием дополнительного нерезонансного излучения вследствие эффекта Штарка или Зеемана.

2. Формулировка задачи и аналитическое решение

Рассмотрим преобразование плоской монохроматической электромагнитной волны в плоском диэлектрическом слое вещества в условиях гармонической модуляции частоты резонансного квантового перехода низкочастотным электромагнитным полем за счёт эффекта Штарка или Зеемана.

Электрическое поле падающей волны

$$\mathbf{E}_{\text{in}} = \frac{1}{2} \mathbf{x}_0 E_0 \exp(ik_0 z - i\omega_0 t) + \text{компл. сопр.}, \quad (1)$$

где \mathbf{x}_0 – единичный вектор поляризации; ω_0 – частота падающей волны; $k_0 = \omega_0/c$ – волновое число падающей волны; c – скорость света в вакууме. Поле в среде удовлетворяет волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} - \frac{\varepsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}, \quad (2)$$

где \mathbf{P} – вектор резонансной поляризации среды; ε – нерезонансная диэлектрическая проницаемость.

Частоты резонансного квантового перехода ω_{21} частиц спектрально-неоднородной среды не совпадают, характеризуются распределением $p(\omega_{21})$ и средним значением $\omega_{21}^0 = \int \omega_{21} p(\omega_{21}) d\omega_{21}$. Вектор резонансной поляризации изотропной среды сонаправлен с вектором поля ($\mathbf{P} \parallel \mathbf{E}$) и выражается через элементы матрицы плотности:

$$\mathbf{P} = \mathbf{x}_0 N \int \rho_{21}(\omega_{21}) d_{12} p(\omega_{21}) d\omega_{21} + \text{компл. сопр.}, \quad (3)$$

где d_{12} – средний дипольный момент квантового перехода; ρ_{21} – недиагональный элемент матрицы плотности; N – концентрация резонансных частиц. Величина ρ_{21} зависит от ω_{21} как от параметра и удовлетворяет уравнению

$$\frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} + (i\omega_{21} + \gamma_{21}) \rho_{21} = \frac{i}{\hbar} n_{12} d_{21} E, \quad (4)$$

где γ_{21} – полуширина однородной составляющей спектральной линии перехода; $n_{12} = \rho_{11} - \rho_{22}$ – разность населённости нижнего и верхнего уровней квантового перехода. Ограничимся линейным по полю приближением, когда разность населённостей можно считать невозмущённой: $n_{12} = n_{12}^0$. Будем полагать $n_{12}^0 > 0$, что соответствует резонансному поглощению поля.

В присутствии дополнительного нерезонансного излучения с частотой Ω , которое будем называть модулирующим, атомные энергетические уровни начинают осциллировать с этой частотой вследствие эффекта Штарка или Зеемана, что приводит к модуляции частоты перехода $\omega_{21}(t)$. Если толщина среды h мала по сравнению с длиной волны модулирующего излучения ($h \ll 2\pi c/\Omega$), то частоты квантовых переходов всех частиц изменяются синфазно:

$$\omega_{21} = \bar{\omega}_{21} + \Delta \cos(\Omega t), \quad (5)$$

где $\bar{\omega}_{21}$ – частота перехода в отсутствие модулирующего поля; Δ – глубина модуляции частоты квантового перехода. Уравнение (4) для недиагонального элемента матрицы плотности в присутствии модулирующего поля принимает вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (i\bar{\omega}_{21} + \gamma_{21}) \rho_{21} + i\Delta \cos(\Omega t) \rho_{21} = \frac{i}{\hbar} n_{12} d_{21} E. \quad (6)$$

Удобным способом решения задачи (2), (3), (6) является замена переменной, $t \rightarrow t_a$, определяемая из условия постоянства частоты резонансного перехода:

$$\bar{\omega}_{21} t_a = \int_0^t [\bar{\omega}_{21} + \Delta \cos(\Omega t')] dt'. \quad (7)$$

Легко убедиться, что при выполнении условий $|\omega_0 - \bar{\omega}_{21}| \ll \bar{\omega}_{21}$ и $\Delta \ll \bar{\omega}_{21}$ имеет место равенство

$$\omega_0 t = \omega_0 t_a - \frac{\Delta}{\Omega} \sin(\Omega t_a). \quad (8)$$

Замена $t \rightarrow t_a$ приводит уравнение (6) к виду, совпадающему с (4). При этом выражение для поля падающей волны принимает вид

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_{\text{in}} &= \frac{1}{2} \mathbf{x}_0 E_0 \exp[iR \sin(\Omega t_a)] \exp(ik_0 z - i\omega_0 t_a) + \text{компл. сопр.} \\ &= \frac{1}{2} \mathbf{x}_0 E_0 \exp(ik_0 z) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_n(R) \exp[-i(\omega_0 - n\Omega)t_a] \\ &\quad + \text{компл. сопр.}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $R = \Delta/\Omega$; $J_n(R)$ – функции Бесселя первого рода.

Таким образом, указанная замена сводит исследование преобразования монохроматической волны (1) в веществе с гармонически модулированной частотой перехода (5) к исследованию преобразования частотно-модулированной волны (9) в веществе с фиксированной частотой квантового перехода.

Далее будем считать диэлектрическую проницаемость вещества близкой к единице ($\varepsilon \approx 1$), так что граничные условия на торцах образца сводятся к равенству напряжённостей электрического поля в среде и за её границами: $\mathbf{E}|_{z=0} = \mathbf{E}_{\text{in}}|_{z=0}$ и $\mathbf{E}_{\text{tr}}|_{z=h} = \mathbf{E}|_{z=h}$ (\mathbf{E}_{tr} – напряжённость прошедшего через среду электрического поля).

Поле, удовлетворяющее уравнениям (2)–(4) и граничным условиям в переменных z, t_a , будем искать в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(z, t_a) &= \frac{1}{2} \mathbf{x}_0 E_0 \exp(ikz) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_{-n}(R) \exp(-g_n z) \\ &\quad \times \exp(-i\omega_n t_a) + \text{компл. сопр.}, \end{aligned} \quad (10)$$

где $\omega_n = \omega_0 + n\Omega$; $g_n \equiv g(\omega_n)$ – комплексные декременты гармоник поля; $k = \sqrt{\varepsilon}\omega_0/c$ – волновое число в среде. Элементы матрицы плотности $\rho_{21}(\bar{\omega}_{21})$ ищем в виде

$$\begin{aligned} \rho_{21}(\bar{\omega}_{21}) &= \exp(ikz) \sum_{n=-\infty}^{+\infty} J_{-n}(R) b_n(\bar{\omega}_{21}) \\ &\quad \times \exp(-g_n z) \exp(-i\omega_n t_a). \end{aligned} \quad (11)$$

Подставляя выражения (10), (11) в уравнения (2)–(4), используя резонансное приближение, $|\omega_0 - \bar{\omega}_{21}| \ll \bar{\omega}_{21}$, и

приближение медленно меняющихся амплитуд, $\max |g_n|$, $A \ll \bar{\omega}_{21}$, получаем

$$g_n = \frac{2\pi N n_{12}^0 \omega_0 |d_{12}|^2}{\sqrt{\epsilon} \hbar c} \int \frac{p(\bar{\omega}_{21}) d\bar{\omega}_{21}}{\gamma_{21} + i(\bar{\omega}_{21} - \omega_n)}. \quad (12)$$

Если спектральная неоднородность обусловлена тепловым движением частиц или статистически независимыми случайными возмущениями локальных полей в среде, распределение резонансных частот частиц среды близко к распределению Гаусса

$$p(\bar{\omega}_{21}) = \frac{1}{\sqrt{\pi\sigma}} \exp \left[-\frac{(\bar{\omega}_{21} - \omega_{21}^0)^2}{\sigma^2} \right]. \quad (13)$$

В случае $\sigma \gg \gamma_{21}$ с учетом того, что последовательность лоренцевских кривых с уменьшением ширины сходится к δ -функции, получим

$$g_n = \frac{2\pi^{3/2} N n_{12}^0 \omega_0 |d_{12}|^2}{\sqrt{\epsilon} \hbar c \sigma} \times \left[\exp(-\delta_n^2) - \frac{i}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-(\zeta + \delta_n)^2} - e^{-\delta_n^2}}{\zeta} d\zeta \right], \quad (14)$$

где $\delta_n = (\omega_n - \omega_{21}^0)/\sigma$.

Выражения (10), (14) полностью определяют зависимость поля от переменных z, t_a , переход к переменным z, t осуществляется преобразованием, обратным преобразованию (8):

$$\omega_0 t_a = \omega_0 t + \frac{A}{\Omega} \sin(\Omega t). \quad (15)$$

При этом выражение для поля после преобразования в среде приобретает вид

$$E = \frac{1}{2} E_0 \exp(ikh) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-1)^m J_n(R) J_{n-m}(R) \times \exp(-g_n h) \exp[ik_m(z-h) - i\omega_m t] + \text{компл. сопр.}, \quad (16)$$

где $\omega_m = \omega_0 + m\Omega$; $k_m = \omega_m/c$.

Резонансное взаимодействие монохроматического излучения со средой в условиях гармонической модуляции частоты квантового перехода может приводить к качественному изменению спектра излучения. Соответственно изменяется временная зависимость поля, которая в общем случае отвечает его амплитудно-частотной модуляции.

3. Формирование импульсов в резонансной частотно-модулированной среде

Амплитуды и фазы гармоник поля (16) и его временную зависимость определяют четыре безразмерных параметра:

$$R = \frac{A}{\Omega}, \quad \eta \equiv \frac{\Omega}{\sigma}, \quad \xi \equiv \frac{\omega_0 - \omega_{21}^0}{\sigma}, \quad G \equiv h \text{Reg}_{\max}, \quad (17)$$

имеющие смысл глубины модуляции частоты квантового перехода, отнесённой к частоте модуляции (R), частоты модуляции, отнесённой к неоднородной ширине линии квантового перехода (η), отстройки частоты падаю-

щей волны от частоты квантового перехода, отнесённой к неоднородной ширине линии перехода (ξ), оптической толщины среды (G). При определённых значениях указанных параметров после преобразования в среде поле принимает вид импульсной последовательности. Возникает задача нахождения оптимальных значений параметров (17), при которых достигается максимальная пиковая интенсивность и минимальная длительность импульсов. Эта задача решается численно.

Рассмотрим результаты численного поиска оптимальных значений параметров (17), при которых импульсы на выходе из среды имеют максимальную пиковую интенсивность по отношению к интенсивности падающей волны:

$$I_{\max}/I_0 \rightarrow \max. \quad (18)$$

Нами найдено несколько наборов оптимальных значений параметров, окончательный выбор которых определяется возможностями экспериментальной реализации. На примере одного из этих наборов ($R = 2.0, \eta = 10, \xi = -12.5, G = 10$) рассмотрим физический механизм формирования импульсов в среде с переменной частотой резонансного квантового перехода. Спектр падающей монохроматической волны (1), принимающий вид (9) после замены $t \rightarrow t_a$ (8), на фоне кривых резонансного поглощения и резонансной дисперсии показан на рис.1. По мере распространения частотно-модулированной волны (9) в среде с фиксированными в переменных z, t_a параметрами амплитуды и фазы гармоник поля меняются вследствие резонансного поглощения и резонансной дисперсии. Согласно результатам численного исследования, оптимальной для формирования интенсивных импульсов является область значений параметров $R\eta \gg 1$, в которой ширина спектра излучения (9) существенно превышает ширину линии перехода. При этом резонансная дисперсия играет определяющую роль в формировании импульсов, а резонансное поглощение малосущественно. В результате после прохождения излучения через среду его спектр (10) приобретает вид, представленный на рис.2.

При возврате к исходной переменной ($t_a \rightarrow t$) (15) спектр излучения принимает вид (16), представленный на рис.3. Соответствующая временная зависимость интенсивности поля имеет вид последовательности им-

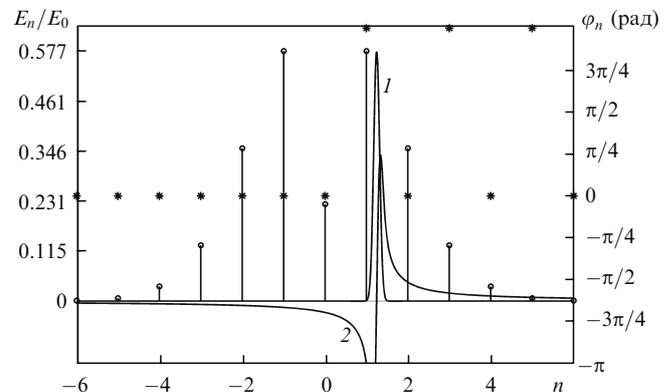


Рис.1. Спектр падающей монохроматической волны (амплитуды (o) и фазы (*) гармоник поля) как функция t_a при $R = 2.0, \eta = 10, \xi = -12.5, G = 1$ на фоне профилей резонансного поглощения (1) и резонансной дисперсии (2).

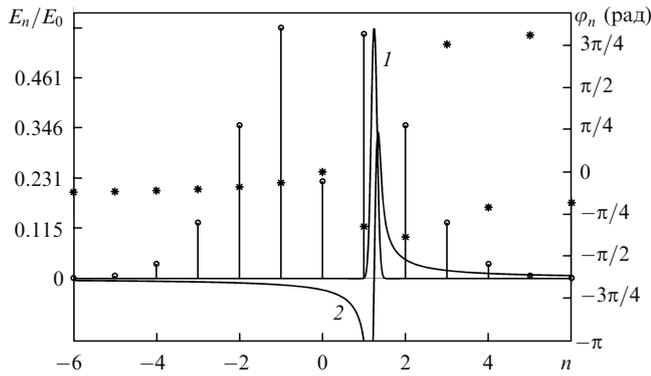


Рис.2. Спектр волны, преобразованной в результате резонансного взаимодействия с квантовой системой, как функция t_a при тех же параметрах и обозначениях, что и для рис.1.

пульсов, приведённой на рис.4. Сопоставление рис.1, 2 и 3 показывает, что подбор оптимальных значений параметров сводится к тому, чтобы минимизировать потери энергии вследствие резонансного поглощения и, вместе с тем, наилучшим образом синхронизовать спектральные компоненты за счёт резонансного набега фаз. В результате средняя интенсивность поля на выходе почти не уменьшается, а перераспределение интенсивности во времени вследствие синхронизации спектральных компонент приводит к глубоким провалам и мощным всплескам, существенно превышающим интенсивность на входе в среду. При выбранных значениях параметров (17) пиковая интенсивность импульсов превышает интенсивность падающей волны более чем в четыре раза. Длительность импульсов составляет 1/6 периода повторе-

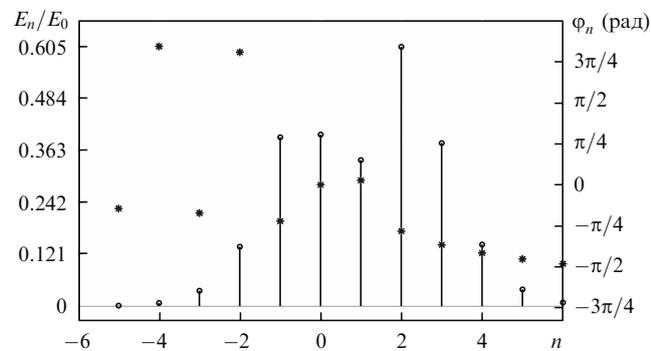


Рис.3. Спектр, соответствующий приведённому на рис.2, в лабораторной системе отсчёта.

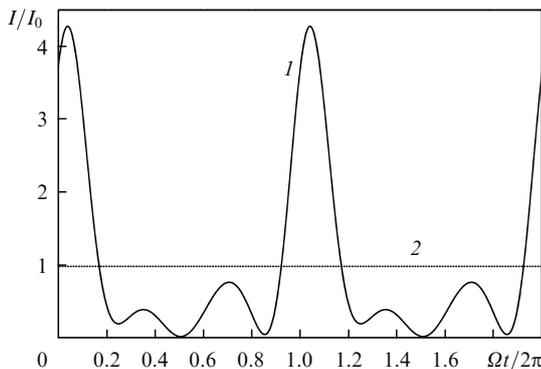


Рис.4. Зависимости мгновенной (1) и средней (2) интенсивностей сформированных импульсов от времени при тех же параметрах, что и для рис.1.

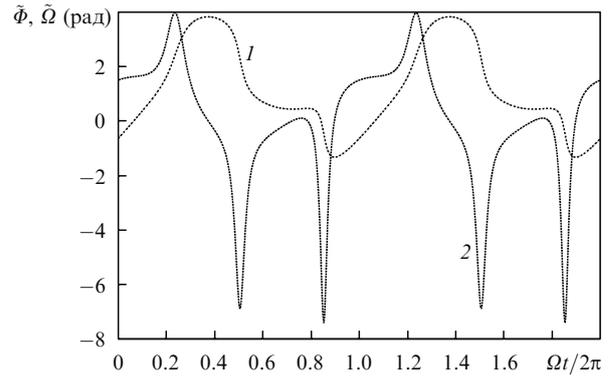


Рис.5. Зависимости мгновенных фазы $\tilde{\varphi}$ (1) и частоты $\tilde{\Omega}$ (2) сформированных импульсов от времени при тех же параметрах, что и для рис.1.

ния. Сформированные импульсы являются частотно-модулированными; внутримпульсная частотная модуляция показана на рис.5. Компенсация частотной модуляции даёт возможность сжатия сформированных импульсов и увеличения пиковой интенсивности.

4. Компрессия сформированных импульсов

Рассмотрим преобразование излучения, испытывающего резонансное взаимодействие с частотно-модулированной средой, в прозрачной диспергирующей среде. По мере распространения излучения в диспергирующей среде изменяются относительные фазы гармоник. Рассмотрим среду с квадратичной дисперсией:

$$k(\omega + n\Omega) \simeq k(\omega) + k'_{\omega}n\Omega + \frac{1}{2}k''_{\omega\omega}n^2\Omega^2. \quad (19)$$

При прохождении сквозь слой диспергирующей среды с квадратичной дисперсией толщиной L поле (16) принимает вид

$$E = \frac{1}{2} E_0 \exp[i\varphi_0(h, L)] \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} (-1)^m J_n(R) J_{n-m}(R) \times \exp\left(i \frac{1}{2} k''_{\omega\omega} m^2 \Omega^2 L\right) \exp(-g_n h) \times \exp[ik_m z - i\omega_m(t - t_0)] + \text{компл. сопр.} \quad (20)$$

Подбор оптимального значения параметра $k''_{\omega\omega} \Omega^2 L$, характеризующего дисперсию среды, позволяет полностью скомпенсировать линейную составляющую девиации частоты поля (20). Численная оптимизация компрессии в среде с квадратичной дисперсией показала возможность существенного уменьшения длительности и увеличения пиковой интенсивности формируемых импульсов. Одно из оптимальных решений соответствует $R = 6.8$, $\eta = 1.4$, $\zeta = -4.8$, $G = 7.8$, $k''_{\omega\omega} \Omega^2 L = -2.800$. Зависимость интенсивности от времени приведена на рис.6. Пиковая интенсивность превышает интенсивность падающей волны более чем в семь раз, длительность импульсов составляет 1/15 от периода повторения.

Компенсация нелинейной составляющей девиации частоты, достигающаяся в призменных компрессорах и зеркалах с программируемой дисперсией, даёт возможность дальнейшей компрессии импульсов. При полной компенсации разности фаз гармоник поле (16) принимает вид

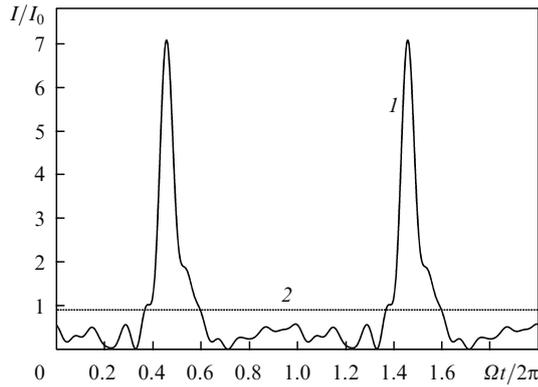


Рис.6. Мгновенная (1) и средняя (2) интенсивности импульсов, сформированных при резонансном взаимодействии с квантовой системой и прошедших компрессию в среде с квадратичной дисперсией, при $R = 6.8$, $\eta = 1.4$, $\xi = -4.8$, $G = 7.8$, $k''_{\text{оо}} \times \Omega^2 L = -2.800$.

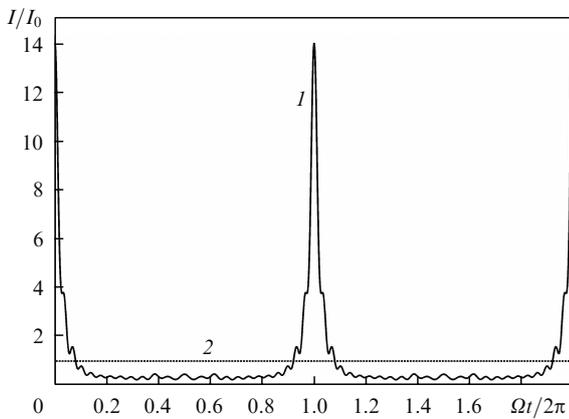


Рис.7. Мгновенная (1) и средняя (2) интенсивности импульсов, сформированных при резонансном взаимодействии с квантовой системой и прошедших компрессию в среде с программируемой дисперсией, при $R = 16$, $\eta = 22.4$, $\xi = -291.2$, $G = 80$.

$$E = \frac{1}{2} E_0 \exp(i\varphi_0) \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \sum_{n=-\infty}^{+\infty} |J_n(R) J_{n-m}(R)| \exp(-h \operatorname{Re} g_n) \times \exp[ik_m(z-h) - i\omega_m t] + \text{компл. сопр.} \quad (21)$$

Согласно результатам численного анализа компенсации нелинейной составляющей девиации частоты позволяет столь же существенно улучшить параметры импульсов, как и компенсация линейной составляющей. Временная зависимость интенсивности импульсов, сформированных при $R = 16$, $\eta = 22.4$, $\xi = -291.2$, $G = 80$ и полной компенсации разности фаз гармоник, приведена на рис.7. Пиковая интенсивность превышает интенсивность падающей волны в 14 раз, средняя интенсивность равна $0.94I_0$, длительность импульсов составляет $1/34$ от периода повторения.

Изложенный подход к формированию импульсов электромагнитного излучения не ограничен конкретным частотным диапазоном ни по отношению к исходному резонансному излучению, ни по отношению к модулирующему излучению. Очевидно, что экспериментальная реализация допускает использование импульсов излучения, если их длительность превышает время релаксации резонансной поляризации среды и период модулирующего поля. Из рис.6 и 7 видно, что длительность сформиро-

ванных импульсов может составлять менее $1/30$ периода модулирующего поля и менее $1/600$ времени релаксации резонансной поляризации. Подбор оптимальной среды и источников модулирующего и резонансного излучения может обеспечить возможность формирования УКИ в различных частотных диапазонах, начиная с дальнего ИК и заканчивая УФ.

Рассмотрим, например, кювету с продольным размером $h = 1$ мм, заполненную атомарным водородом при давлении 20 Тор и температуре 400 К в условиях тлеющего разряда. Излучение второй гармоники титан-сапфирового лазера ($\lambda_0 = 409.45$ нм) взаимодействует с δ -переходом серии Бальмера ($\lambda_{21} = 410.17$ нм), который имеет гауссов профиль линии поглощения шириной 5 ГГц. Разность населённостей n_{12} энергетических уровней на δ -переходе (с главными квантовыми числами, равными 2 и 6) поддерживается равной 0.02. Модуляция частоты δ -перехода за счёт эффекта Штарка обеспечивается излучением гиротрона с частотой $\Omega/2\pi = 80$ ГГц, сфокусированным в пучок с эффективной площадью сечения $S = 1$ см². При импульсной мощности гиротрона 770 кВт оптические импульсы, сформированные в среде с модулированной частотой резонансного квантового перехода, после компенсации частотной модуляции будут иметь вид, представленный на рис.7. Длительность импульсов $\tau = 370$ фс, период их повторения $T = 12.5$ пс. Если в качестве источника модулирующего излучения выбрать CO₂-лазер, существует возможность формирования импульсов длительностью порядка одной фемтосекунды.

5. Заключение

Таким образом, нами рассмотрено преобразование монохроматического излучения при резонансном взаимодействии с квантовой системой в условиях гармонической модуляции частоты и неоднородного уширения линии резонансного квантового перехода. Гармоническая модуляция частоты перехода создается дополнительным нерезонансным излучением благодаря эффекту Штарка или Зеемана. Показано, что падающее резонансное излучение при определённых условиях преобразуется в последовательность УКИ, длительность которых обратно пропорциональна глубине модуляции частоты квантового перехода, период повторения равен периоду модулирующего излучения, а пиковая интенсивность может многократно превышать интенсивность падающей волны. продемонстрирована возможность компрессии сформированных импульсов посредством компенсации внутримпульсной частотной модуляции. Численно исследована компрессия импульсов в средах с квадратичной или программируемой дисперсией. Установлено, что компенсация линейной и нелинейной составляющих девиации частоты позволяет существенно увеличить пиковую интенсивность и уменьшить длительность импульсов. Проведена численная оптимизация формирования импульсов и определены оптимальные значения параметров взаимодействия излучения с веществом. Показана возможность формирования фемтосекундных оптических импульсов излучения, квазирезонансного δ -переходу серии Бальмера атомарного водорода.

Авторы выражают признательность за финансовую поддержку РФФИ (грант № 09-02-01158) и CRDF (грант RUP2-2844-NN-06).

1. Brabec Th., Krausz F. *Rev. Mod. Phys.*, **72**, 545 (2000).
2. Высотина Н.В., Розанов Н.Н., Семенов В.Е. *Письма в ЖЭТФ*, **83**, 337 (2006).
3. Kalosha V.P., Herrmann J. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 544 (1999).
4. Théberge F., Aközbek N., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **97**, 023904 (2006).
5. Бабин А.А., Карташов Д.В. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **76**, 645 (2002).
6. Чжэн Ц., Михайлова Ю.М., Платоненко В.Т. *Письма в ЖЭТФ*, **85**, 452 (2007).
7. Андрианов А.В., Муравьев С.В. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **85**, 446 (2007).
8. Knippels G.M., Yan X., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 1578 (1999).
9. Барышев В.Р., Гинзбург Н.С. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **87**, 150 (2008).
10. Sokolov A.V., Yavus D.D., Harris S.E. *Opt. Lett.*, **24**, 080557 (1999).
11. Sokolov A.V., Yavus D.D., et al. *Phys. Rev. A*, **63**, 051801 (2001).
12. Yavus D.D., Walker D.R., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **91**, 233602 (2003).
13. Sokolov A.V., Walker D.R., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **87**, 033402 (2001).
14. Shverdin M.Y., Walker D.R., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **94**, 033904 (2005).
15. Wittmann M., Nazarkin A., Korn G. *Phys. Rev. Lett.*, **84**, 5508 (2000).
16. Kolosha V., Spanner M., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 103901 (2002).
17. Huss A.F., Peer N., et al. *Phys. Rev. A*, **63**, 013802 (2000).
18. Kolesov R., Kocharovskaya O. *Phys. Rev. A*, **67**, 023810 (2003).
19. Antoine Ph., L'Huillier A., Lewenstein M. *Phys. Rev. Lett.*, **77**, 1234 (1996).
20. Antoine Ph., Piraux B., et al. *Phys. Rev. A*, **54**, 1761 (1996).
21. Drescher M., Hentschel M., et al. *Science*, **291**, 1923 (2001).
22. Reider G.A. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, **37**, R37 (2004).
23. Carrera J.J., Tong X.M., Chu Shih-I. *Phys. Rev. A*, **74**, 023404 (2006).
24. Seres J., Wobrauschek P., et al. *New J. Phys.*, **8**, 251 (2006).
25. Milchberg H.M., Lyubomirsky I., Durfee C.D. *Phys. Rev. Lett.*, **67**, 2654 (1991).
26. Murnane M.M., Kapteyn H.C., et al. *Appl. Phys. B*, **58**, 261 (1994).
27. Bauer D., Salomaa R.R.E., Mulser P. *Phys. Rev. E*, **58**, 2436 (1998).
28. Shen Baifei, Meyer-ter-Vehn J. *Phys. Rev. E*, **65**, 016405 (2001).
29. Dromey B., Kar S., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **99**, 085001 (2007).
30. Radeonychev Y.V., Tokman M.D., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **96**, 093602 (2006).
31. Radeonychev Y.V., Polovinkin V.A., Kocharovskaya O. *Laser Phys.*, **19**, 769 (2009).