

УДК 535.32/58

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ В УСЛОВИЯХ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИФРАКЦИИ РАМАНА–НАТА

© 2015 г. А. М. Вьюнышев^{1,2}, Ю. А. Шереметьева², Б. А. Наседкин²,
И. С. Батурин^{3,4}, А. Р. Ахматханов^{3,4}, В. Я. Шур^{3,4}

E-mail: vyunishev@iph.krasn.ru

Рассмотрен процесс генерации второй гармоники фемтосекундных лазерных импульсов в условиях нелинейной дифракции Рамана–Ната в периодических доменных структурах ниобата лития. Теоретическая модель для нелинейной дифракции Черенкова использована для расчета спектрально-угловых характеристик генерации второй гармоники фемтосекундных лазерных импульсов в условиях нелинейной дифракции Рамана–Ната. Достоверность полученных результатов подтверждена экспериментальными данными.

DOI: 10.7868/S0367676515020325

ВВЕДЕНИЕ

Периодические квадратично-нелинейные оптические среды перспективны для нелинейно-оптического преобразования лазерного излучения. Периодичность структуры обуславливает дискретный набор векторов обратной решетки, который позволяет достичь фазового квазисинхронизма в случаях, когда нелинейно-оптическое преобразование в условиях углового синхронизма невозможно. В периодических структурах реализуются такие типы фазового согласования, как фазовый квазисинхронизм, нелинейная дифракция Черенкова [1–5], а также нелинейная дифракция Рамана–Ната [2–4, 6, 7]. Последние два типа фазового согласования относятся к неколлинеарному типу взаимодействия и описываются в рамках общей теоретической модели [1]. Различие этих процессов состоит в том, что нелинейная дифракция Черенкова наблюдается при согласовании продольных компонент волновых векторов взаимодействующих волн, в то время как нелинейная дифракция Рамана–Ната наблюдается при согласовании тангенциальных составляющих. Одновременное выполнение этих условий приводит к реализации полного векторного синхронизма, известного как явление нелинейной дифракции

Брэгга. Менее изученна из указанных процессов нелинейная дифракция Рамана–Ната, которая в эксперименте проявляется в виде серии пучков излучения второй гармоники (ВГ), генерируемых под малыми углами к падающему излучению на основной частоте. Практическое значение данного явления связано с возможностью создания устройств мультиплексирования (пространственного разделения) лазерных пучков. Для этого требуется решить проблему отсутствия полного фазового согласования, которое приводит к осциллиционному характеру зависимости сигнала второй гармоники вдоль нелинейной среды и, как результат, к низкой эффективности преобразования. Ситуацию осложняет склонность большинства используемых нелинейных сред к фоторефракции при умеренных плотностях мощности падающего излучения в случае импульсов наносекундной длительности. Напротив, использование фемтосекундных импульсов характеризуется более высокими пороговыми значениями начала развития фоторефрактивных эффектов, поэтому предметом настоящей работы является экспериментальное и теоретическое изучение генерации второй гармоники (ГВГ) фемтосекундных лазерных импульсов в условиях нелинейной дифракции Рамана–Ната.

ТЕОРИЯ НЕЛИНЕЙНОЙ ДИФРАКЦИИ

Нелинейная дифракция Рамана–Ната – это родственное явление нелинейной дифракции Черенкова. Разницу между этими явлениями легко пояснить, прибегнув к рассмотрению диаграммы фазового согласования в периодической структуре (рис. 1). Для удобства отдельно рассмотрим согласование продольных (вдоль волнового вектора

¹ Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики им. Л.В. Киренского Сибирского отделения Российской академии наук, Красноярск.

² Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования “Сибирский федеральный университет”, Красноярск.

³ Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург.

⁴ ООО “Лабфер”.

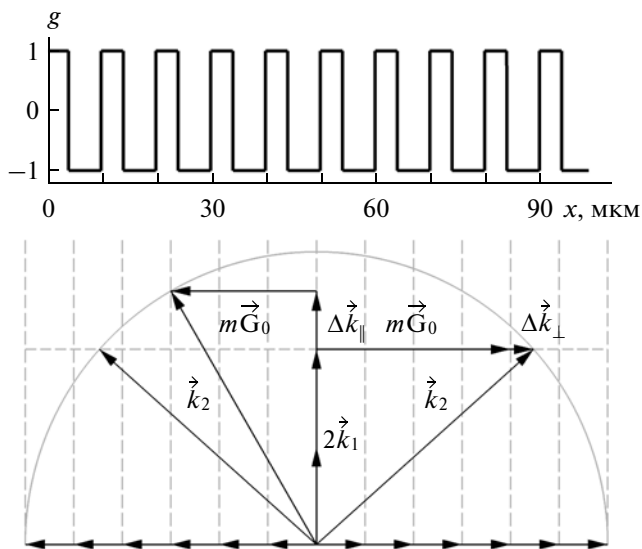


Рис. 1. *a* – функция $g(x)$, характеризующая изменение знака нелинейного коэффициента связи волн в периодической структуре; ось y направлена нормально плоскости рисунка; *b* – диаграмма фазового согласования.

основного излучения) и поперечных (ортогональных волновому вектору основного излучения) компонент волновых векторов взаимодействующих волн k_j на основной ($j = 1$) и удвоенной частоте ($j = 2$). Заметим, что в случае распространения основного излучения нормально плоскости векторов обратной решетки G_x последние входят только в условие на поперечные компоненты, обеспечивая дискретный набор пространственных гармоник $G_x = mG_0$. В результате можно ожидать генерацию второй гармоники в направлениях, соответствующих набору пространственных гармоник. Однако такой процесс будет неэффективным по причине фазового рассогласования продольных компонент. В результате сигнала второй гармоники будет осциллировать вдоль нелинейной среды подобно тому, как осциллирует сигнал второй гармоники в однородной нелинейной среде в отсутствие углового синхронизма. С увеличением угла распространения фазовое рассогласование продольных компонент Δk_{\parallel} уменьшается, достигая нуля в направлении равенства проекции волнового вектора второй гармоники удвоенному волновому вектору основного излучения. Это направление есть направление нелинейной дифракции Черенкова. К сожалению, указанный процесс также не отличается высокой эффективностью вследствие того, что данное направление, как правило, лежит в области высоких пространственных гармоник (порядков квазисинхронизма m), характеризующихся низкими фурье-амплитудами. Кроме того, в общем

случае отсутствует полное согласование поперечных компонент ($\Delta k_{\perp} \neq 0$). В противном случае имеет место нелинейная дифракция Брэгга ($\Delta k_{\perp, \parallel} = 0$). Реализовать данный процесс позволяет угловая подстройка периодической структуры относительно направления распространения пучка основного излучения [4] либо перестройка основного излучения по частоте. Взаимосвязь рассматриваемых явлений позволяет предположить, что данные явления описываются в рамках одной теоретической модели, на роль которой претендует модель, предложенная группой А.С. Чиркина для нелинейной дифракции в регулярных доменных структурах [1]. Ранее данная модель позволила описать нелинейную дифракцию Черенкова и получить согласие расчетных спектральных и угловых зависимостей генерируемого излучения с измеренными [1, 5]. В настоящей работе указанная теоретическая модель будет использована для описания нелинейной дифракции Рамана–Ната фемтосекундных импульсов в периодической доменной структуре в кристалле ниобата лития.

Пусть основное излучение распространяется в положительном направлении оси y , которая лежит в плоскости границ доменов, а знак нелинейного коэффициента связи волн описывается периодической функцией поперечной координаты $g(x)$ с периодом Λ , как показано на рис. 1 (*a*). Рассмотрим случай периодической структуры с неравными толщинами соседних доменов. В качестве характеристики структуры введем параметр скважности $D = l_+ / (l_+ + l_-)$, где l_{\pm} – толщины “положительного” и “отрицательного” доменов, образующих период структуры $\Lambda = l_+ + l_-$. В приближении медленно меняющихся амплитуд, а также малой эффективности преобразования спектральная плотность интенсивности ВГ имеет вид [1]

$$S(\Omega, K, y) = (|\alpha y|)^2 \exp\left(-\frac{\tau^2 \Omega^2}{4}\right) \times \text{sinc}\left(\frac{y}{2} \left[\Delta k + v\Omega - \frac{K^2}{2k_2}\right]\right)^2 R(K), \quad (1)$$

где $\alpha = (\pi/2)^{3/2} \tau a^2 \Gamma$, $\Gamma = -i\beta_2 I_1$, $\beta_2 = 2\pi k_2 \chi^{(2)} / n_2^2$, I_1 – максимальная интенсивность основного излучения; 2τ и a – длительность импульса и радиус фокального пятна основного излучения по уровню амплитуды поля e^{-1} ; $\Delta k = 2k_1 - k_2$ – рассогласование волновых векторов на основной ω_1 и удвоенной частоте ω_2 , $\Omega = \omega_2 - 2\omega_{10}$ представляет собой частотную отстройку от центральной частоты основного излучения ω_{10} ; $v = (u_2^{-1} - u_1^{-1})$ – расстройка обратных групповых скоростей; $\chi^{(2)}$ – эффективная нелинейная восприимчивость второго порядка; n_j обозначает показатель преломления материала на частоте $j\omega_1$ ($j = 1, 2$) [8]. Произведение $v\Omega$ соответствует первому приближению тео-

рии дисперсии и отвечает за запаздывание импульсов за счет расстройки обратных групповых скоростей. Функция

$$R(K) = \left(\sum_m g_m \exp \left[-a^2 (mG_0 + K)^2 / 8 \right] \right)^2 \quad (2)$$

представляет собой фурье-образ периодической структуры в пределах области распространения пучка накачки, где K и $G_0 = 2\pi/\Lambda$ – пространственная частота и модуль основного вектора обратной решетки. Фурье-коэффициенты g_m для периодической решетки со скважностью D имеют вид

$$g_m = \begin{cases} 2D - 1, & m = 0 \\ 2 \sin(\pi m D) / \pi m, & m \neq 0, \end{cases} \quad (3)$$

где $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ порядок квазисинхронизма. На практике удобно пользоваться полным размером пучка, взятым на полувысоте по интенсивности $w = (2 \ln 2)^{1/2} a$. Для расчета спектрально-угловых зависимостей ГВГ удобно перейти от пространственных частот к углам распространения спектральных компонент внутри структуры θ с помощью соотношения: $K = 4\pi n_2 \sin(\theta) / \lambda$, в котором λ является длиной волны основного излучения.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

В качестве исследуемого образца использовали кристалл ниобата лития конгруэнтного состава, содержащий периодическую доменную структуру. Образец имел размеры $11 \times 2 \times 0.5 \text{ мм}^3$. Знак квадратичной нелинейной восприимчивости был промодулирован вдоль кристаллографической оси x с периодом 10 мкм и скважностью ~ 0.8 . Излучение фемтосекундного лазера на титан-сапфире средней мощностью около 600 мВт (длительность импульсов $\tau_{1/2} = 80 \text{ фс}$, частота следования $f = 80 \text{ МГц}$) фокусировалось вдоль кристаллографической оси y с помощью линзы с фокусным расстоянием 20 см. Размер фокального пятна составлял $w = 80 \text{ мкм}$. Поляризация основного излучения совпадала с кристаллографической осью z с целью использования максимального нелинейного коэффициента ниобата лития d_{33} . Спектры генерируемого излучения второй гармоники регистрировали с помощью спектрометра Solar MSDD1000 с обратной линейной дисперсией 0.826 нм/мм в интересующем спектральном диапазоне.

На рис. 2 приведена измеренная угловая зависимость средней мощности излучения второй гармоники, а также соответствующая расчетная кривая, полученная с помощью выражения (1), усредненная по спектру и отложенная в шкале углов распространения вне образца Θ . Экспериментальная кривая получена путем транслирования узкой щели в поперечном направлении относительно направления распространения основного излуче-

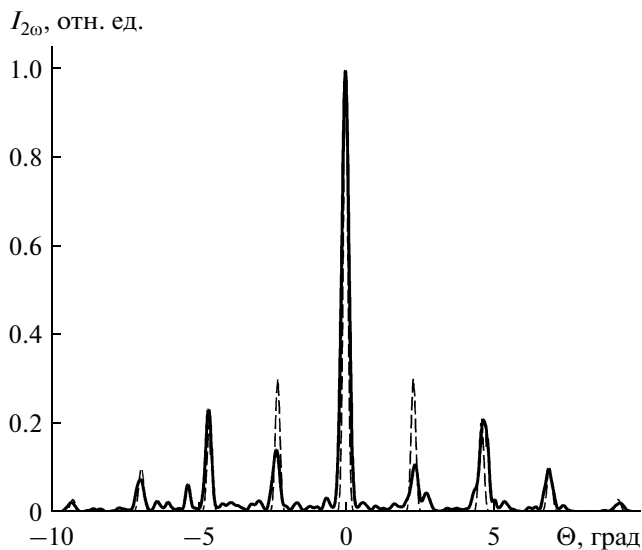


Рис. 2. Измеренная (сплошная линия) и расчетная (пунктир) угловая зависимость средней мощности второй гармоники при накачке основным излучением с центральной длиной волны 800 нм.

ния с синхронной регистрацией средней мощности прошедшего излучения ВГ с помощью измерителя мощности Newport 918D. Излучение второй гармоники выделялось с помощью фильтра ВГ39, поглощающего основное излучение. Отдельные пики соответствуют различным порядкам квазисинхронизма m . Расчетная зависимость получена с использованием параметров, соответствующих условиям эксперимента. Оптимальная величина скважности составила 0.82, что согласуется с измеренным с помощью оптического микроскопа значением 0.8. Наблюдается хорошее согласие углового положения пучков, а также их угловых ширин и амплитуд. Небольшое расхождение значений амплитуд наблюдается для пучков первого порядка, которое можно объяснить “несовершенством” периодической структуры, т.е. локальным нарушением периодичности структуры. В эксперименте наблюдали пучки второй гармоники, соответствующие первым пяти порядкам. Максимальная средняя мощность центрального пучка достигала уровня 1 мкВт, что в пересчете на эффективность преобразования соответствует значению 10^{-6} .

На рис. 3а приведена расчетная угловая зависимость спектральной плотности излучения второй гармоники для порядка $m = 2$. Данная зависимость имеет пиковую структуру, которая объясняется осцилляционным поведением сигнала второй гармоники в нелинейной среде. Максимумы соответствуют спектральным компонентам, для которых на длине нелинейно-оптического взаимодействия укладывается нечетное количество длин когерентности. В противном случае наблюдаются минимумы спектральной интенсивности.

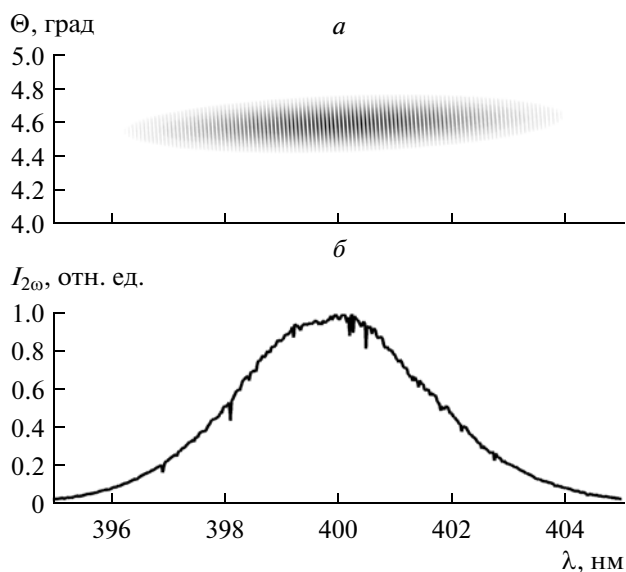


Рис. 3. *a* – расчетная угловая зависимость спектральной плотности второй гармоники ($m = 2$). *b* – измеренный спектр второй гармоники ($m = 2$).

В данную зависимость вносит вклад задержка обратных групповых скоростей v , входящая в выражение (1). Наличие задержки обратных групповых скоростей приводит к сужению спектральных пиков и сокращению расстояния между ними. В условиях задачи ширина спектральных пиков составила приблизительно 0.01 нм, а расстояние между ними 0.06 нм. К сожалению, в эксперименте не удалось разрешить пиковую структуру спектров второй гармоники из-за слабого сигнала и связанной с этим необходимости увеличения ширины входной щели спектрометра. На рис. 3*b* приведен измеренный спектр второй гармоники. Очевидно, что усреднение расчетной зависимости на рис. 3*a* по углу и в пределах спектрального диапазона (равного спектральному разрешению спектрометра в условиях эксперимента), приведет к сглаживанию спектра второй гармоники.

Как правило, использование оптических элементов, в том числе линз, приводит к увеличению длительности фемтосекундных импульсов. Однако в условиях задачи данный эффект не играет большого значения, поскольку выражение для амплитуды поля ВГ (1) содержит спектральную огибающую, соответствующую длительности исходных импульсов, в предположении, что они являются спектрально-ограниченными. Внесение в оптическую схему оптических элементов приводит к расплыванию волнового пакета во времени (длительность импульсов увеличится). С этого момента импульсы не являются спектрально-ограниченными, но форма их спектра и спектральная ширина остается прежней. В эксперименте это должно привести к сокращению эффек-

тивности преобразования и не должно повлиять на спектральные характеристики генерируемого излучения.

Другая особенность зависимости на рис. 3*a* состоит в том, что спектральные компоненты испытывают сдвиг в длинноволновую область с увеличением угла распространения, т.е. длинноволновые компоненты распространяются под большим углом по отношению к коротковолновым. Подобные зависимости принято характеризовать угловым чирпом. В рассматриваемом случае природа углового чирпа может быть объяснена с помощью условия Рамана–Ната, записанного в скалярной форме: $\sin \theta_m = m\lambda/\Lambda$, которую нетрудно получить из анализа уравнений (1) и (2). Важно, что величина углового чирпа растет с увеличением порядка квазисинхронизма.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Изучен процесс генерации второй гармоники фемтосекундных лазерных импульсов в условиях нелинейной дифракции Рамана–Ната в периодических доменных структурах ниобата лития. Расчетные угловые зависимости спектральной плотности второй гармоники получены с помощью аналитических выражений для нелинейной дифракции Черенкова при рассмотрении низших порядков квазисинхронизма. Расчетные интегральные характеристики согласуются с измеренными величинами.

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта Президента РФ МК-250.2013.2, гранта Красноярского краевого фонда поддержки научной и научно-технической деятельности, гранта РАН № 24.31. А.Р. Ахматханов выражает благодарность за финансовую поддержку молодых ученых в рамках программы развития Уральского федерального университета.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шутов И.В., Ожередов И.А., Шумицкий А.В., Чиркин А.С. // Оптика и спектроскопия. 2008. № 105. С. 87.
2. Saitel S.M., Neshev D.N., Fischer R. et al. // Phys. Rev. Lett. 2008. V. 100. 103902.
3. Saitel S.M., Neshev D.N., Krolikowski W. et al. // Opt. Lett. 2009. V. 34. P. 848.
4. Kalinowski K., Roedig P., Sheng Y. et al. // Opt. Lett. 2012. V. 37. P. 1832.
5. Vyunishiev A.M., Aleksandrovsky A.S., Zaitsev A.I., Slabko V.V. // Appl. Phys. Lett. 2012. V. 101. P. 211114.
6. Chen Y., Dang W., Zheng Y. et al. // Opt. Lett. 2013. V. 38. P. 2298.
7. Sheng Y., Kong Q., Wang W. et al. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2012. V. 45. 055401.
8. Jundt D.H. // Opt. Lett. 1997. V. 22. P. 1553.