

ГЕНЕРАЦИЯ ВТОРОЙ ГАРМОНИКИ ФЕМТОСЕКУНДНЫХ ИМПУЛЬСОВ ПРИ ОТРАЖЕНИИ ОТ МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ: УСИЛЕНИЕ ЗА СЧЕТ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ МОДУЛЯЦИИ РЕЛЬЕФА

А.А.Ангелуц¹⁾, Н.И.Коротеев, И.А.Ожередов, А.П.Шкуринов
Международный лазерный центр Московского государственного университета
им.М.В.Ломоносова
119899 Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 декабря 1995 г.

Экспериментально обнаружено более, чем 100-кратное возрастание сигнала генерации второй оптической гармоники при отражении фемтосекундных лазерных импульсов от металлической поверхности при нанесении на нее специально подобранного периодического рельефа, обеспечивающего квазирезонансное возбуждение поверхностной электромагнитной волны.

PACS 42.65.Ky

1. Предметом настоящего письма является изложение результатов экспериментов по наблюдению предсказанного ранее в [1,2] эффекта усиления генерации второй гармоники (ГВГ) при отражении лазерного излучения (непрерывный цуг импульсов длительностью 100 фс с частотой 100 МГц) от специальным образом подобранной и ориентированной металлической дифракционной решетки по сравнению с гладкой поверхностью такого же металла (в нашем случае – алюминия).

К настоящему времени возрастание эффективности линейных (флуоресценция, спонтанное комбинационное рассеяние света и т.п.) и нелинейных (ГВГ, КАРС, многофотонное возбуждение молекул, адсорбированных на поверхности, и др.) оптических процессов за счет возрастания локального электромагнитного поля вблизи шероховатых и регулярно промодулированных металлических поверхностей надежно установлено; соответствующие эксперименты и теоретические модели многократно описаны, см., например, [3–6]. Однако до сих пор отсутствовали эксперименты, в которых эффект возрастания нелинейных оптических процессов наблюдался бы на регулярном периодическом рельефе металлической поверхности для сверхкоротких (~ 100 фс) импульсов с большой шириной спектра (порядка 10 нм). Имеется лишь теоретическая работа [7], рассматривающая особенности протекания линейных оптических процессов в этих условиях. В [8] описан эксперимент, в котором наблюдалась ГВГ от синусоидальной дифракционной решетки с серебряным покрытием, облучаемой наносекундными световыми импульсами. При этом было получено усиление эффективности ГВГ в 15 раз в случае точного выполнения условий резонанса Вуда, обеспечивающего эффективное возбуждение поверхностной электромагнитной волны (ПЭВ). Нам не известны работы, в которых наблюдался эффект усиления ГВГ за счет возрастания локального оптического поля вблизи периодически промодулированной металлической поверхности вне вудовского резонанса на основной частоте или частоте второй гармоники, а также в

¹⁾e-mail: bas@bas.phys.msu.su

условиях, когда ГВГ имеет место при резонансном (или квазирезонансном) преотражении основного или генерируемого излучения из одного порядка дифракции в другой. Ясно, что именно такие эксперименты наиболее важны для качественной и количественной проверки существующих теорий, использующих неизбежные упрощения и приближения, а также для стимулирования дальнейшего развития количественной теории дифракции модулированного излучения на периодических рельефах произвольной формы и глубины.

2. Источником излучения в наших экспериментах являлся перестраиваемый фемтосекундный лазер на кристалле сапфира, активированном ионами титана (титан-сапфир) с диапазоном перестройки длины волны излучения 740–800 нм [9]. Накачка осуществлялась ионным аргоновым лазером Innova-310. Средняя мощность генерации составляла 200 мВт при мощности накачки 5 Вт. Длительность генерируемых импульсов – 100 фс, частота их повторения – 100 МГц.

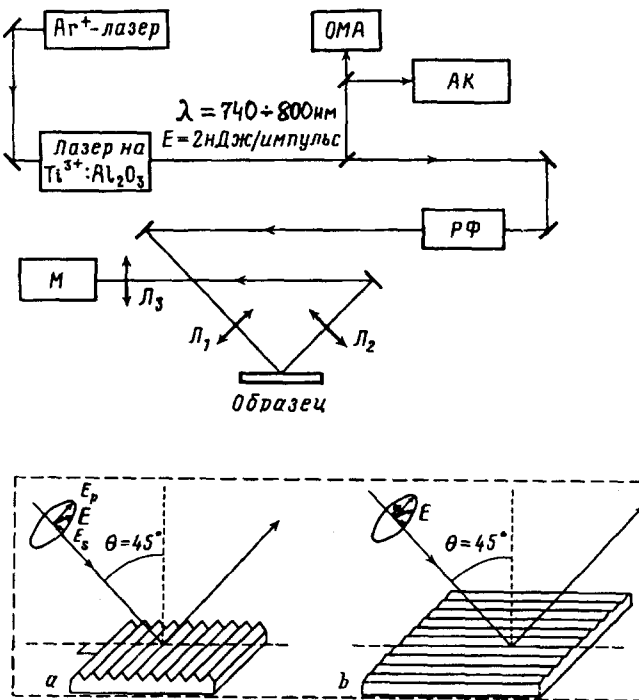


Рис.1. Блок-схема экспериментальной установки: ОМА – оптический многоканальный анализатор, АК – автокоррелятор, РФ – ромб Френеля, $L_1 - L_3$ – линзы, М – монохроматор с ПЗС-камерой

Излучение лазера на титан-сапфире, падая под углом 45° , фокусировалось на решетку линзой 50 мм (см. рис.1). Далее нулевой (зеркальный) порядок отраженного излучения коллимировался линзой с таким же фокусным расстоянием и попадал в монохроматор МДР-23. Линза L_3 фокусировала излучение на входную щель монохроматора. Ромб Френеля позволял плавно вращать плоскость поляризации падающего излучения. На месте выходной щели монохроматора был установлен оптический многоканальный анализатор (Spectroscopy-Instruments) на основе ПЗС-камеры, что позволяло записывать спектр попадающего в монохроматор излучения в спектральном диапазоне с шириной 33 нм. Тем самым мы могли наблюдать спектр второй гармоники во всем диапазоне перестройки лазера на титан-сапфире. Управление

ПЗС-камерой осуществлялось компьютером. Программное обеспечение позволяло варьировать время накопления сигнала, кроме того, была предусмотрена возможность вычитания шума.

В экспериментах исследовались две алюминиевые дифракционные решетки с треугольным профилем и с периодами 1200 и 600 штрих/мм. Решетки устанавливались так, что штрихи были либо параллельны, либо перпендикулярны плоскости падения излучения (см. *a*, *b* на рис.1).

На рис.2 показаны типичные спектры второй гармоники, генерирующейся на поверхности дифракционной решетки при двух ее ориентациях относительно плоскости падения излучения.

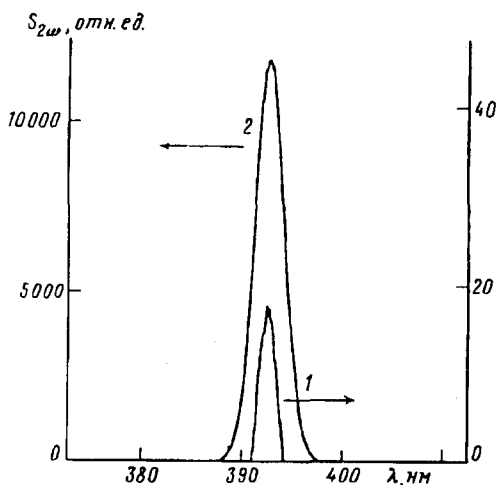


Рис.2. Типичные спектры второй гармоники $S_{2\omega}$, генерирующейся на поверхности дифракционной решетки (1200 штрих/мм). Кривые 1 и 2 соответствуют геометрии *a* и *b* на рис.1, соответственно. Время накопления 3 мин

На рис.3 приведены экспериментальные зависимости интенсивности генерации второй гармоники от поляризации входного излучения для двух различных положений дифракционной решетки. По оси абсцисс отложены величины, соответствующие максимальному значению в спектре второй гармоники (см. рис.2). Зависимости для решеток 1200 и 600 штрих/мм представлены на рис.3*a* и *b*, соответственно. Все зависимости на рис.3 приведены к времени накопления сигнала 3 мин для удобства их сравнения.

На рис.3*a* также приведена аналогичная зависимость при генерации второй гармоники от поверхности зеркала с алюминиевым покрытием. Видно, что зависимость для перпендикулярной ориентации решетки качественно совпадает с аналогичной для зеркала. Количественное расхождение этих двух зависимостей объясняется, скорее всего, различным качеством покрытий.

На рис.4 приведена экспериментальная зависимость интенсивности генерации второй гармоники от длины волны излучения накачки в диапазоне перестройки лазера на титан-сапфире. Данные отнормированы на квадрат мощности излучения на основной частоте. Видно, что при уменьшении длины волны эффективность ГВГ возрастает, что связано с приближением в этом случае к условиям вудовского резонанса ($\theta_{\lambda=750\text{ нм}} = 26^\circ$, $\theta_{\lambda=790\text{ нм}} = 19^\circ$ для *s*-поляризации).

3. Существующие упрощенные теории ГВГ при отражении от металлических поверхностей с модуляцией рельефа [1, 2, 5] не позволяют количественно описать зависимости, наблюдавшиеся в наших экспериментах. Однако имеется

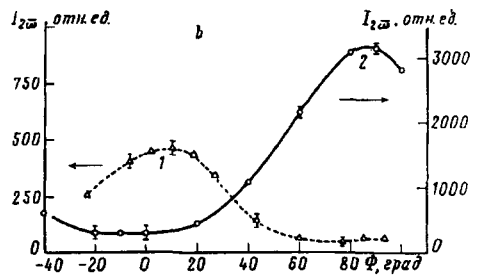
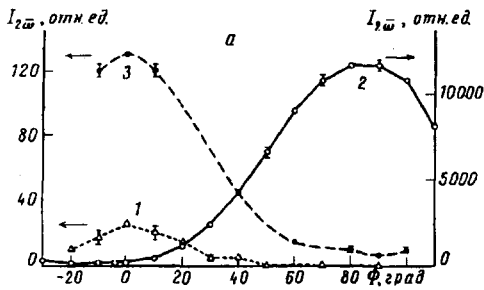


Рис.3. Зависимость сигнала второй гармоники $I_{2\omega}$ от угла поворота φ плоскости поляризации падающего излучения: а) решетка с периодом 1200 штрих/мм; б) решетка с периодом 600 штрих/мм. Кривые 1 и 2 отвечают геометрии эксперимента а и б на рис.1, соответственно; кривая 3 – аналогичная зависимость для алюминиевого зеркала. Значения $\varphi = 0^\circ$ и 90° соответствуют р- и s-поляризации падающего излучения

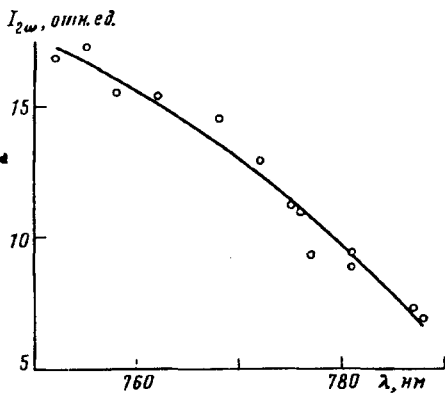


Рис.4. Зависимость сигнала второй гармоники $I_{2\omega}$ от длины волны падающего излучения с s-поляризацией для решетки 1200 штрих/мм. Кривая отвечает геометрии б на рис.1

качественное соответствие с результатами теории [2]. Действительно, согласно [2], усиление ГВГ максимально в геометрии зеркального отражения при ориентации штрихов синусоидальной решетки параллельно плоскости падения и при s-поляризации волны основной частоты. В наших экспериментах для каждой из двух исследованных решеток максимум ГВГ достигался именно при этих условиях (см. рис. 3). При такой геометрии падающая волна основной частоты дифрагирует в первом порядке в двух ПЭВ, симметрично "разбегающихся" от плоскости падения; нелинейная поляризация на частоте ГВГ, возбуждаемая при неколлинеарном взаимодействии этих ПЭВ, синхронно генерирует свободную волну ГВГ в зеркальном направлении для падающей волны основной частоты. Абсолютный максимум интенсивности ГВГ, согласно [2], должен достигаться при указанных условиях вблизи аномалии Вуда, то есть при резонансном возбуждении ПЭВ на частоте основной гармоники, так что выигрыш по сравнению с гладкой поверхностью может достигать величины 10^6 . В наших экспериментах мы не могли, вследствие пространственных ограничений, точно настраиваться на вудовский резонанс, однако в случае с решеткой 1200 штрих/мм расстройка с резонансом ПЭВ была меньше, чем в случае с решеткой 600 штрих/мм и, соответственно, выигрыш в эффективности ГВГ в первом случае был почти в 4 раза больше.

4. Таким образом в наших экспериментах наблюдалось существенное, более чем на 2 порядка величины, возрастание эффективности ГВГ фемтосекундных импульсов при отражении от специальным образом ориентированной алюминиевой дифракционной решетки по сравнению с отражением от гладкой алюминиевой поверхности. Полное количественное описание результатов проведенных опытов может быть осуществлено лишь после построения соответствующей дифракционной теории, принимающей во внимание несинусоидальный профиль рельефа и конечную глубину модуляции, сравнимую с длиной оптической волны, а также учитывающей длительность импульса излучения, сравнимую с временем пробега ПЭВ через поперечное сечение сфокусированного пучка.

Авторы признательны В.Н.Семиногову, С.А.Магницкому, А.В.Пакулеву, А.А.Гончарову и О.А.Акципетрову за полезные обсуждения.

-
1. G.S.Agarwal and S.S.Jha, *Phys. Rev. B* **26**, 482 (1982).
 2. П.С.Кондратенко, *Квантовая электроника* **13**, 2009 (1986).
 3. В.И.Емельянов, Н.И.Коротеев, *УФН* **135**, 345 (1980).
 4. *Гигантское комбинационное рассеяние* (под ред. Р.Ченга, Т.Фуртака, пер. с англ. под ред. В.М.Аграновича), М.: Мир, 1984.
 5. M.Neviere, R.Reinisch, and D.Maystre, *Phys. Rev. B* **32**, 3634 (1985).
 6. И.Р.Шен. *Принципы нелинейной оптики* (пер. с англ. под ред. С.А.Ахманова), М.: Мир, 1989, гл. 25.
 7. С.А.Ахманов, В.Я.Панченко, В.Н.Семиногов и др., в сб.: *Современные проблемы лазерной физики* (Итоги науки и техники), М.: ВИНТИ, 1991, т.4, с.199.
 8. J.L.Coutaz, M.Neviere, and R.Reinisch, *Phys. Rev. B* **32**, 2227 (1985).
 9. А.А.Ангелуц, Д.Ю.Кобелев, Д.П.Криндач и др., *Квантовая электроника* **22**, 1099 (1995).