

01.04.05
К 202

На правах рукописи

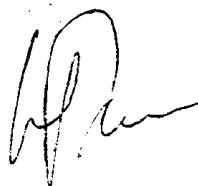
КАПИЦКИЙ Юрий Евгеньевич

**ГОЛОГРАММЫ КВАДРАТИЧНОЙ ПОЛЯРИЗУЕМОСТИ .
В ТВЕРДЫХ ПРОЗРАЧНЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ**

Специальность 01.04.05 – Оптика

Автореферат
диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Челябинск 2001



Работа выполнена в Вузовско-академическом отделе нелинейной оптики Института электрофизики УрО РАН и Южно-Уральского государственного университета.

Научные руководители:

член-корр. РАН Б.Я. Зельдович,
д.ф.-м.н. Н.Д. Кундикова.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук
Юрий Леонидович Колесников;
кандидат технических наук
Георгий Петрович Пызин.

Ведущая организация:

Томский государственный университет
систем управления и радиоэлектроники.

Защита состоится 27 ноября 2001г. в 13⁰⁰ часов на заседании диссертационного совета Д.004.024.01 при Институте электрофизики УрО РАН по адресу: 620016, г. Екатеринбург, ул. Амундсена, 106.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Института электрофизики УрО РАН

Автореферат разослан " ____ " октября 2001г.

Ученый секретарь
диссертационного совета,
доктор физико-математических наук



Н.Н. Сюткин

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность темы. Наблюдение эффективной генерации второй гармоники в кварцевом волоконном световоде стимулировало проведение данного цикла работ. Поскольку плавленый кварц изотропная среда и имеет довольно заметную зависимость показателя преломления от частоты, то генерация второй гармоники на $\chi^{(2)}$ -нелинейности запрещена по соображениям симметрии и фазового синхронизма. Это, а также низкая стоимость волоконных световодов по сравнению с нелинейными кристаллами привели к интенсивным исследованиям в данном направлении. В 1986 году Остерберг и Маргулис¹ впервые наблюдали эффективную ($> 5\%$) генерацию второй гармоники в германо-силикатных световодах. Терхун и Вейнбергер показали², что столь эффективная генерация второй гармоники не может быть обусловлена генерацией на границе раздела серцевина-оболочки и квадрупольным механизмом. К настоящему времени еще не построена модель процесса, объясняющая все экспериментальные данные. Некоторые исследователи считают^{3 4 5}, что под воздействием полей $E_{2\omega}$ и E_ω в волокне записывается медленно меняющееся статическое поле:

$$E_{dc} = \text{const} | E(2\omega)^* E(\omega) E(\omega) | \cos \Delta k z, \quad (1)$$

где $\Delta k = k(2\omega) - 2k(\omega)$ — волновой вектор фазового синхронизма. Конкретный механизм записи поля E_{dc} неизвестен. В присутствии поля E_{dc} среда становится нецентросимметричной, то есть снима-

- ¹ U. Osterberg, W. Margulis, *Optics Letters*, 11, 516-518 (1986).
- ² R. W. Terhune, D. A. Weinberger, *J. Opt. Soc. Am. B*, 4, N.5 (1987).
- ³ R. H. Stolen, H. W. K. Tom, *Optics Letters*, 12, 585-587 (1987).
- ⁴ E. V. Апоин, Е. М. Дианов, Р. Г. Казанский, Д. Ю. Степанов. *Квантовая электроника*. 17. 834-835 (1990).
- ⁵ Е. М. Дианов, П. Г. Казанский, Д. Ю. Степанов. *Квантовая электроника*. 17. 926-927 (1990).

ется запрет на генерацию второй гармоники, и в присутствии поля $E(\omega)$ поляризация второй гармоники определяется следующим выражением:

$$P(2\omega) = \frac{1}{2} \chi^{(2)}(2\omega = \omega + \omega) E(\omega)^2 \exp[i2k(\omega)z]. \quad (2)$$

Дианов и сотрудники^{6 7 8} предложили когерентный фотогальванический механизм разделения заряда. Математические уравнения для квадратичной восприимчивости $\chi^{(2)}$ были записаны в предположении, что $\chi^{(2)}$ возникает под действием электростатического поля, вызванного протеканием когерентного фототока:

$$j = \beta E_0^2(\omega) E(2\omega) \exp(-i\Delta kz) + c.c. \quad (3)$$

Анализ уравнений показал, что должен наблюдаться порог эффекта по интенсивности и сдвиг решетки по фазе относительно интерференционной картины.

В работе⁹ предлагалось обобщение голографических процессов на случаи записи картины интерференции взаимно-когерентных полей нескольких разных частот и записи в виде возмущений оптических восприимчивостей высших порядков. В частности, предполагалось, что в среде с $\chi^{(2)} = 0$ наводится отличная от нуля решетка $\delta\chi^{(2)}$, которая автоматически будет в синхронизме со считывающей волной инфракрасного излучения.

Таким образом, понимание процессов, происходящих в прозрачных изотропных диэлектриках при записи $\chi^{(2)}$ -решеток может привести к

⁶ Е. М. Дианов, П. Г. Казанский, Д. Ю. Степанов, *Квантовая электроника*. 16. 887-888 (1989).

⁷ Е. В. Анохин, Е. М. Dianov, P. G. Kazansky, D. Yu. Stepanov, *Optics Letters*. 15. 834-835 (1990).

⁸ Е. М. Дианов, П. Г. Казанский, Д. Ю. Степанов, *Квантовая электроника*. 17. 926-927 (1990).

⁹ Н. Б. Баранова, Б. Я. Зельдович, *Письма в ЖЭТФ*, 45, 562-565 (1987).

созданию дешевых материалов как для генерации второй гармоники, так и для записи голограмм разночастотными пучками.

Целью данной работы является исследование интерференционной картины полей с отличным от нуля средним кубом, исследование феноменологических и микроскопических свойств наведенных $\chi^{(2)}$ -решеток в волоконных световодах и объемных стеклах и построение возможной модели записи наведенных $\chi^{(2)}$ -решеток.

Научная новизна работы заключается в следующем.

1. Получена зависимость разности фаз между полями E_{ω}^2 и $E_{2\omega}$ от давления воздуха, впервые экспериментально продемонстрирован скачок разности фаз между E_{ω}^2 и $E_{2\omega}$ на π при прохождении фокуса линзы, показана возможность применения эффекта к двухчастотной интерферометрии.
2. Выполнено когерентное затирание $\chi^{(2)}$ -решеток путем записи новой решетки, сдвинутой по фазе на π относительно старой. При этом интенсивности записывающих волн были таковы, что каждая волна в отдельности решетку не затирала. Таким образом еще раз был подтвержден тот факт, что в волокне записываются именно решетки. Измерена угловая селективность $\chi^{(2)}$ -решеток. Она оказалась очень высокой, что свидетельствовало о том, что в волокне пишутся не просто $\chi^{(2)}$ -решетки, а $\chi^{(2)}$ -голограммы записывающих волн. Получено обращение волнового фронта записывающей волны второй гармоники на $\chi^{(2)}$ -решетке, и тем самым доказано, что $\chi^{(2)}$ -решетки в маломодовом световоде являются голограммами. Продемонстрирована возможность записи двух голограмм в одном волоконном световоде, что является следствием высокой угловой селективности $\chi^{(2)}$ -голограмм. Экспериментально обнаружено влияние фазовой самомодуляции на дли-

ну $\chi^{(2)}$ -голограмм в маломодовых световодах. Этим объяснялась сравнительно маленькая длина $\chi^{(2)}$ -решеток, и был предложен возможный путь увеличения длины $\chi^{(2)}$ -решеток.

3. Впервые записаны наведенные $\chi^{(2)}$ -решетки в различных объемных оптических стеклах. Показано, что эффективности $\chi^{(2)}$ -решеток могут отличаться в 10^3 раз для разных стекол. Исследованы исчезновение и затирание решеток. Измерены временные зависимости. Обнаружено, что исчезновение решеток в присутствии инфракрасного излучения идет медленнее, что объяснялось частичной подзаписью. Измерена угловая селективность таких решеток. Она была существенно выше, чем для волоконных световодов, что подтверждает влияние модовой структуры волокна на запись $\chi^{(2)}$ -голограмм. Исследовались свойства $\chi^{(2)}$ -тензора путем записи и считывания $\chi^{(2)}$ -решеток различными поляризациями E_ω и $E_{2\omega}$. Результаты указывают на справедливость модели генерации второй гармоники на нелинейности $\chi^{(3)}$. Была осуществлена запись $\chi^{(2)}$ -решеток ортогональными поляризациями, и измерены временные зависимости релаксации различных компонент $\chi^{(2)}$ -тензора. Выявленные особенности указывают на многоступенчатый механизм релаксации.
4. В предполагаемую модель эффекта записи наведенных $\chi^{(2)}$ -решеток в стеклах, которая основывается на понятии индуцированного фотогальванического эффекта, вводится понятие асимметрии рассеяния на наведенных диполях, и предсказывается существенное их влияние на распределение пространственного заряда.

Практическая ценность. Продолжение начатых исследований может привести к созданию эффективных, качественно новых, де-

шевых материалов для статической и динамической голограммии и для генерации второй гармоники света.

Основные положения, выносимые на защиту

1. При работе с интерференционной картиной полей E_ω^2 и $E_{2\omega}$ следует учитывать дисперсию в воздухе и зависимость фазы от давления. Возможно использование интерференции этих полей для аттестации оптических элементов, применяемых в двухчастотной интерферометрии.
2. Возможно когерентное затирание $\chi^{(2)}$ -решеток. $\chi^{(2)}$ -решетки в маломодовых волоконных световодах являются голограммами и обладают высокой угловой селективностью, возможно обращение волнового фронта записывающей волны второй гармоники, возможна запись двух различных голограмм в одном и том же волоконном световоде. Существенное влияние на длину $\chi^{(2)}$ -голограмм в световодах оказывает фазовая самомодуляция волны инфракрасного излучения и кроссмодуляция волны второй гармоники. Существенное влияние на структуру $\chi^{(2)}$ -голограмм в световоде оказывают деполяризационные свойства световода.
3. Возможна генерация второй гармоники в различных объемных стеклах. Подобрано стекло, в котором эффективность генерации второй гармоники больше в 10^3 раз, чем в традиционном стекле К-8. Решетки в стеклах самопроизвольно и довольно быстро по сравнению с волокнами исчезают, скорость исчезновения зависит от вида стекла. Возможно затирание решеток излучением второй гармоники, подзапись решеток инфракрасным излучением. Структура $\chi^{(2)}$ -тензора соответствует генерации второй гармоники в присутствии статического поля. Угловая селективность $\chi^{(2)}$ -решеток в объемных стеклах существенно ниже, чем в све-

тводах. Процесс релаксации в некоторых стеклах носит многоступенчатый характер. Затирание решеток излучением второй гармоники носит обратимый характер: возможно восстановление решеток под действием инфракрасного излучения.

4. Генерация второй гармоники в объемных стеклах и волокнах происходит на поляризации вида

$$P_i^3(2\omega) = \chi_{ijkl}^{(3)}(-2\omega, \omega, \omega, 0) E_j(\omega) E_k(\omega) E_l(0), \quad (4)$$

где $E_l(0)$ — наведенное статическое поле. Разделение заряда происходит благодаря полярной асимметрии фотоионизации и асимметрии рассеяния на наведенных в рассеивающих центрах диполях.

Апробация работы. Материалы диссертации докладывались на XIV Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике КиноПО'91, г. Санкт-Петербург; Международной конференции CLEO'90, г. Анахайм, США; Международной Вавиловской конференции по нелинейной оптике, г. Новосибирск; Школе по нелинейной оптике, г. Горький; Всесоюзной конференции ОВФ-89, г. Минск; на семинарах в ряде институтов.

Публикации. Основное содержание диссертации опубликовано в 12 работах.

Структура и объем диссертации. Диссертация состоит из введения, пяти глав, заключения и списка литературы, содержащего 95 наименований цитируемой литературы. Полный объем диссертации — 136 страниц, включая 43 рисунка.

ОСНОВНОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении дается обоснование актуальности выбранной темы

исследований; формулируется цель работы; характеризуется новизна, научная и практическая значимость результатов; перечисляются основные положения, выносимые на защиту.

В первой главе представлены обзор литературы по данной теме и анализ современного состояния проблемы.

Глава вторая посвящена описанию экспериментов по наблюдению интерференции полей E_{ω}^2 и $E_{2\omega}$ и применению эффекта в двухчастотной интерферометрии.

Интерференцию полей с сильно различными частотами невозможно зарегистрировать фотоэмulsionией. В этой главе описан метод наблюдения интерференции для поля, состоящего из оптических волн с различными частотами, средний куб которого отличен от нуля: $\langle E^3 \rangle \neq 0$. Классическим примером такого поля, имеющего $\langle E^3 \rangle \neq 0$, но $\langle E \rangle = 0$, является сумма лазерной волны E_{ω} и ее второй гармоники $E_{2\omega}$, полученной в нелинейном кристалле. Интерференция полей E_{ω}^2 и $E_{2\omega}$ и полярная асимметрия интерференционного члена были продемонстрированы с помощью двухкристалльной методики. Сняты зависимости разности фаз между этими полями от длины пути и от давления (пространственный период, на котором фаза картинки изменялась на 2π рад, в воздухе при нормальном давлении и температуре 20°C равен $z_{2\pi} = 13.3$ см). Продемонстрирован скачок фазы на π между полями E_{ω}^2 и $E_{2\omega}$ при прохождении фокуса линзы. Предложен способ калибровки оптических изделий по вносимой ими разности фаз.

Глава третья посвящена обсуждению экспериментов по изучению свойств $\chi^{(2)}$ -голограмм в маломодовых волоконных световодах и обращению волнового фронта записывающей волны второй гармоники.

В настоящей главе представлены результаты экспериментально-

го исследования особенностей решеток квадратичной поляризуемости в волокнах, которые удерживают несколько поперечных мод как на частоте второй гармоники, так и на основной частоте. При этом записывается информация о волновых фронтах интерферирующих полей инфракрасного излучения и второй гармоники, то есть формируется голограмма куба светового поля:

$$\delta\chi^{(2)}(r, z)E_\omega^2(r, z)E_{2\omega}^*(r, z)e^{-i\Delta kz} + E_\omega^{*2}(r, z)E_{2\omega}(r, z)e^{i\Delta kz}, \quad (5)$$

где $\Delta k = k_2 - 2k_1$. Поля $E_\omega(r, z)$ и $E_{2\omega}(r, z)$ являются суперпозициями нескольких поперечных мод, биения которых в общем случае создают спекл структуру в объеме световода. Если считающее поле инфракрасного излучения $B_\omega(r, z)$ точно совпадает с полем при записи, $B_\omega(r, z) = \text{const}E_\omega(r, z)$, то возникающая поляризация второй гармоники

$$P_{2\omega}(r, z) = \text{const}|E_\omega(r, z)|^4E_{2\omega}(r, z)e^{ik_{2z}} \quad (6)$$

наиболее эффективно возбуждает генерацию второй гармоники, и вторая гармоника имеет ту же структуру, что и при записи. При несовпадении полей $B_\omega(r, z)$ и $E_\omega(r, z)$ эффективно считывает голограмму лишь проекция поля $B_\omega(r, z)$ на $E_\omega(r, z)$, так как из-за спекл структуры $\delta\chi^{(2)}(r, z)$ ортогональная к $E_\omega(r, z)$ часть $B_\omega(r, z)$ не срабатывает. Неточное совпадение $B_\omega(r, z)$ и $E_\omega(r, z)$ легко получить, меняя угол ввода считающего излучения в волокно. Соответствующая зависимость эффективности считывания от угла описывает угловую селективность волоконной $\chi^{(2)}$ -голограммы. Определена угловая селективность $\chi^{(2)}$ -голограмм в маломодовых волокнах. Основные моды исследуемого световода имели следующие угловые размеры: $\Delta\theta(LP_{01}, \omega, FWe^{-1}M) = 3.9^\circ$, $\Delta\theta(LP_{01}, 2\omega, FWe^{-1}M) = 4.9^\circ$.

Выполнено когерентное затирание $\chi^{(2)}$ -решеток путем записи новой решетки, сдвинутой по фазе на π относительно старой. При этом

интенсивности записывающих волн были таковы, что каждая в отдельности решетку не затирала. Этим еще раз был подтвержден тот факт, что в волокне пишутся именно решетки. Экспериментально определены временные зависимости процесса стирания. Оказалось, что сначала идет быстрая запись, вплоть до насыщения и даже спадания силы голограммы. После переключения фазы наблюдается переходный процесс (падение-рост), после чего за время порядка 50 минут голограмма значительно подавляется (μ уменьшается примерно в 7 раз) и затем примерно с тем же темпом восстанавливается, но уже не до исходного значения. Стоит подчеркнуть, что подача одного лишь излучения второй гармоники или инфракрасного излучения тех же мощностей за указанное время не приводит к стиранию голограммы. Наличие переходных процессов в момент переключения можно объяснить локальными изменениями показателя преломления под воздействием излучения, что приводит к изменению волноводных свойств световода, а значит и интеграла перекрытия между E_ω^2 и $E_{2\omega}$ полями.

Если считающая волна инфракрасного излучения вводится в световод (в котором записана решетка по механизму, описанному выше) с торца, противоположного по сравнению с процессом записи, то считывание голограммы дает поляризацию вида:

$$P_{2\omega}(r, z) \sim E_\omega^2(r, z) E_{2\omega}^*(r, z) B_\omega(r, z) e^{-ik_2 z}. \quad (7)$$

Если волна $B_\omega(r, z)$ при считывании является обращенной по отношению к волне $E_\omega(r, z)$ при записи, $B_\omega(r, z) \sim E_\omega^*(r, z)$, то поляризация $P_{2\omega} \sim |E_\omega|^4 E_{2\omega}^*(r, z) \exp(-ik_2 z)$ эффективно возбуждает обращенный сигнал $E_{2\omega}^*(r, z)$. Проведенные экспериментальные исследования показали, что действительно имеет место обращение волнового фронта. При записи голограммы инфракрасное излучение и излучение второй гармоники вводились в световод под некоторым углом

друг к другу. Считывание производилось с противоположного торца световода. Определена зависимость угла между излучением второй гармоники и оптической осью при считывании от угла между излучением второй гармоники и оптической осью при записи. Зарегистрировано взаимное расположение считающего инфракрасного излучения и обращенного излучения второй гармоники.

Продемонстрирована возможность записи двух голограмм в одном световоде, что является следствием высокой угловой селективности голограмм.

Продемонстрировано влияние фазовой самомодуляции на длину $\chi^{(2)}$ -голограмм в маломодовых световодах. Такое влияние существует потому, что при распространении в среде импульсы с различной интенсивностью набирают различную фазу и записывают интерференционные картины различного знака, вследствии чего происходит затирание решеток. Этим объяснялась сравнительно маленькая длина $\chi^{(2)}$ -решеток, и был предложен возможный путь к увеличению длины $\chi^{(2)}$ -решеток. Измерена величина наведенной $\chi^{(2)}$ -нелинейности, усредненная по длине 634 мм $\langle \chi^{(2)} \rangle = 9,7 \cdot 10^{-28}$ ед. МКС, и усредненная по длине 51 мм $\langle \chi^{(2)} \rangle = 4 \cdot 10^{-27}$ ед. МКС.

Четвертая глава посвящена обсуждению экспериментов по записи $\chi^{(2)}$ -решеток в объемных стеклах. Особое внимание удалено свойствам, которые не обнаружены в волоконных световодах. В этой главе показано, что $\chi^{(2)}$ -решетки можно записывать в различных объемных стеклах. Подобрано стекло, в котором эффективность генерации второй гармоники выше в 10^3 раз по сравнению с обычными стеклами. Измерены временные зависимости релаксации и затирания $\chi^{(2)}$ -решеток. Все зависимости имели две стадии, быструю и медленную, что объяснялось наличием ловушек типа центров притяжания. Наиболее длительным был распад решетки в присутствии

инфракрасного излучения. Это указывает на осуществление подзаписи решетки в процессе распада. Измерена угловая селективность $\chi^{(2)}$ -решеток в объемном стекле. Она оказалась существенно меньше, чем в волокнах, что подтверждает влияние модового состава волокна на угловую селективность. Были сняты релаксационные кривые четырех компонент $\chi^{(2)}$ -тензора. Их отношения были таковы, что подтверждали механизм генерации второй гармоники на квадратичной нелинейности $\chi^{(2)}$, индуцированной в среде. Записана $\chi^{(2)}$ -решетка волнами второй гармоники и инфракрасного излучения с ортогональными поляризациями. Определены зависимости величин $\chi_{xxx}^{(2)}$, $\chi_{xyy}^{(2)}$, $\chi_{yxz}^{(2)}$ и $\chi_{yyz}^{(2)}$ от времени. Оказалось, что вместо соотношения $\chi_{xxx}^{(2)} = 3\chi_{xyy}^{(2)}$, обусловленного соображениями симметрии, величина $\chi_{xxx}^{(2)} = 3.8\chi_{xyy}^{(2)}$, и вместо соотношения $\chi_{xxz}^{(2)} = \chi_{yyz}^{(2)} = \chi_{yyx}^{(2)} = 0$ оказалось, что $2.6\chi_{yxz}^{(2)} = \chi_{xxx}^{(2)}$ и $1.58\chi_{yyz}^{(2)} = \chi_{xxz}^{(2)}$. Возможно, что это тоже объясняется отклонением симметрии системы от C_{∞} и обуславливается конкретным механизмом записи голограммы. Все релаксационные кривые имели по два плато, что объясняется многоступенчатой релаксацией.

Обнаружен эффект проявления решеток. Если решетка была записана волной инфракрасного излучения и волной второй гармоники с параллельными поляризациями, то в отсутствие излучения решетка исчезала необратимым образом. Если же решетка была затерта излучением второй гармоники или инфракрасным излучением с поляризацией, ортогональной к записывающей, то по истечении некоторого времени (4-10 часов) можно было опять записать ее, но уже без затравки второй гармоники. Облучая инфракрасным излучением с поляризацией и мощностью, совпадающими с исходными, место, где раньше была решетка, можно было восстановить решетку с темпом, совпадающим с темпом записи в присутствии затравки.

Решетка восстанавливалась до первоначального уровня, а потом релаксировала по обычной схеме. Аналогичный эффект имеет место в фоторефрактивных кристаллах, и это указывает на механизм записи $\chi^{(2)}$ -решеток, связанный с разделением заряда.

В пятой главе обсуждается возможная модель процесса. Основные положения данной главы можно изложить следующим образом. Генерация второй гармоники в волоконных световодах и стеклах обусловлена наличием наведенных $\chi^{(2)}$ -решеток, которые являются результатом записи интерференционной картины полей E_ω^2 и $E_{2\omega}$. Благодаря полярной асимметрии интерференционного члена выбранные в зону проводимости электроны имеют импульсы в направлении поля второй гармоники. Анизотропия рассеяния на наведенных в примесных центрах диполях влияет на конкретное распределение пространственного заряда, и этим объясняются свойства решеток, записанных волнами второй гармоники и инфракрасного излучения с параллельными и ортогональными поляризациями. Электроны захватываются ловушками, что приводит к созданию электростатического поля, которое снимает запрет по симметрии. Генерация второй гармоники происходит на поляризации вида

$$P_i^{(3)}(2\omega) = \chi_{ijkl}^{(3)}(-2\omega, \omega, \omega, 0) E_j(\omega) E_k(\omega) E_l(0), \quad (8)$$

где $E_l(0)$ — наведенное статическое поле. Решетка, записанная на таком механизме, будет в фазе с интерференционной картиной, что подтверждается результатами главы 4.

В конце каждой главы формулируются развернутые выводы.

В заключении сформулированы основные результаты работы:

1. Для наблюдения интерференции полей E_ω^2 и $E_{2\omega}$ и полярной асимметрии интерференционного члена использован двухкристалльный метод генерации второй гармоники. Определены зависимос-

ти разности фаз между полями E_{ω}^2 и $E_{2\omega}$ от длины пути и от давления. Измерен скачок фазы при прохождении фокуса линзы. Предложен способ калибровки оптических изделий по вносимой ими разности фаз.

2. Исследованы свойства наведенных $\chi^{(2)}$ -голограмм в маломодовых волокнах. Продемонстрировано когерентное затирание $\chi^{(2)}$ -решеток при записи второй решетки, сдвинутой по фазе на π по отношению к первой. Этим было подтверждено предположение, что в световоде записывается интерференция полей E_{ω}^2 и $E_{2\omega}$. Измерена угловая селективность $\chi^{(2)}$ -решеток, которая оказалась высокой по сравнению с угловой шириной центральной моды инфракрасного излучения. Столь высокая угловая селективность объясняется влиянием модовой структуры волокна и указывает на то, что в волокне пишутся $\chi^{(2)}$ -гологramмы. Экспериментально обнаружено обращение волнового фронта записывающей волны второй гармоники. Две различные голограммы были записаны в одном волоконном световоде. Показано влияние фазовой самомодуляции на длину $\chi^{(2)}$ -голограмм. Исследовано влияние деполяризационных свойств световода на свойства $\chi^{(2)}$ -голограмм.
3. Показано, что $\chi^{(2)}$ -решетки можно писать в различных объемных аморфных средах. Подобрано стекло, в котором эффективности генерации второй гармоники выше в 10^3 раз по сравнению с обычными стеклами. Измерены временные зависимости релаксации и затирания $\chi^{(2)}$ -решеток. Все зависимости имели две стадии, быструю и медленную, что объяснялось наличием ловушек типа центров прилипания. Измерена угловая селективность $\chi^{(2)}$ -решеток в объемном стекле. Она оказалась существенно меньше, чем в волокнах, что подтверждает влияние модового состава

волокна на угловую селективность. Сняты релаксационные кривые четырех компонент $\chi^{(2)}$ -тензора. Их отношения были таковы, что подтверждали механизм генерации второй гармоники на $\chi^{(3)}$ -нелинейности. Записана $\chi^{(2)}$ -решетка волнами второй гармоники и инфракрасного излучения с ортогональными поляризациями, и сняты релаксационные зависимости четырех компонент $\chi^{(2)}$ -тензора. Все релаксационные кривые имели по два плато, что объясняется многоступенчатой релаксацией. Обнаружен эффект проявления решеток.

4. В свете исследований других авторов и проведенных в данной диссертации экспериментов утверждается справедливость модели, основные положения которой можно изложить следующим образом. Генерация второй гармоники в волоконных световодах и стеклах обусловлена наличием наведенных $\chi^{(2)}$ -решеток, которые являются записью интерференционной картины полей E_{ω}^2 и $E_{2\omega}$. Генерация второй гармоники происходит на поляризации вида

$$P_i^{(3)}(2\omega) = \chi_{ijkl}^{(3)}(-2\omega, \omega, \omega, 0) E_j(\omega) E_k(\omega) E_l(0), \quad (9)$$

где $E_l(0)$ – наведенное статическое поле. Разделение заряда происходит благодаря полярной асимметрии фотоионизации (вследствие асимметрии интерференционного члена полей E_{ω}^2 и $E_{2\omega}$) и асимметрии рассеяния из-за наведенного дипольного момента в рассеивающих центрах.

Основные результаты диссертации изложены в следующих публикациях:

1. Б. Я. Зельдович, Ю. Е. Калицкий. Обращение волнового фронта на голограммах квадратичной поляризуемости в маломодовых волокнах // Письма в ЖЭТФ.- Т. 51.- N 8.- 1990.- С. 389-392.

2. Б. Я. Зельдович, Ю. Е. Капицкий. Угловая селективность и ко-
герентное стирание $\chi^{(2)}$ -голограмм в маломодовых волокнах //
Квантовая электроника.- Т.17.- N 6.- 1990.
3. Yu. E. Kapitzky, B. Ya. Zel'dovich. Second order polarizability
hologram: phase conjugation and angular selectivity // Optics
Letters.- v. 15.- 1990.- p.1236-1239.
4. Yu. E. Kapitzky, B. Ya. Zel'dovich. Second order polarizability
hologram: phase conjugation and angular selectivity, CLEO'90.
Technical Digest series, v.7, CTUP5, p.218, 1990, US.
5. Баранова Н.Б., Зельдович Б.Я., Капицкий Ю.Е., Чудинов А.Н.
Физические эффекты в оптических полях с отличным от ну-
ля средним кубом: Труды X Международной Вавиловской кон-
ференции по нелинейной оптике.- Новосибирск, 1990.
6. Б. Я. Зельдович, Ю. Е. Капицкий. Влияние фазовой самомодуля-
ции на запись $\chi^{(2)}$ -голограмм в маломодовых волокнах // Письма
в ЖТФ.- Т. 16.- Вып. 20.- 1990.- С. 61-65.
7. Yu. E. Kapitzky, B. Ya. Zel'dovich. The influence of self-phase
modulationon on the recording of $\chi^{(2)}$ -hologram in few-mode fibers
// Optics Communications, v.78, n. 3, 4, 1990, p. 227-229.
8. Б. Я. Зельдович, Ю. Е. Капицкий. Запись и считывание двух
различных $\chi^{(2)}$ -голограмм в одном маломодовом волоконном све-
товороде // Оптика и спектроскопия.- Т. 70.- Вып. 2.- 1991.- С.
479-481.
9. Б. Я. Зельдович, Ю. Е. Капицкий, А. Н. Чудинов. Интерферен-
ция полей вторых гармоник, генерируемых в двух кристаллах //
Квантовая электроника.- Т. 17.- 1990.- С. 1212-1213.

10. Б. Я. Зельдович, Ю. Е. Капицкий, А. Н. Чудинов, В. М. Чуриков. Измерение фазы гауссовых пучков методом интерференции вторых гармоник, генерируемых в двух различных нелинейно-оптических кристаллах // Письма в ЖТФ.- Т. 16.- Вып. 16.- 1990.- С. 14-17.
11. Б.Я.Зельдович, Ю.Е.Капицкий, В.М.Чуриков. Наведенные $\chi^{(2)}$ -решетки в объемных стеклах // Письма в ЖЭТФ.- Т. 53.- 1991.- С. 73-79.
12. Б.Я.Зельдович, Ю.Е.Капицкий, Н.Д.Кундикова, В.М.Чуриков. К вопросу о механизме фотоиндуцированной генерации второй гармоники в стеклянных оптических волокнах // Известия Челябинского Научного Центра.- N 2.-2000.- С. 8-12.