



003481784

На правах рукописи

Пережогин Игорь Анатольевич

**ФОРМИРОВАНИЕ НЕОДНОРОДНО ПОЛЯРИЗОВАННЫХ
СВЕТОВЫХ ПУЧКОВ И ИМПУЛЬСОВ В СРЕДАХ С
ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ДИСПЕРСИЕЙ НЕЛИНЕЙНО-
ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА.**

Специальность 01.04.21 – лазерная физика

Автореферат

диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

2 3 117 0003

Москва – 2009

Работа выполнена в Международном учебно-научном лазерном центре и на кафедре общей физики и волновых процессов физического факультета Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

Научный руководитель: доктор физико-математических наук, профессор
Макаров Владимир Анатольевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук, профессор
Сухоруков Анатолий Петрович

доктор физико-математических наук, профессор
Аракелян Сергей Мартиросович

Ведущая организация: Санкт-Петербургский государственный
университет информационных технологий
механики и оптики

Защита состоится 19 ноября 2009 года в 16⁰⁰ на заседании диссертационного совета Д 501.001.31 в МГУ имени М.В. Ломоносова по адресу: 119991, Москва, ГСП-1, Ленинские Горы, МГУ, ул. Академика Хохлова, д. 1, стр. 62, корпус нелинейной оптики, аудитория имени С.А. Ахманова.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке физического факультета МГУ имени М.В. Ломоносова.

Автореферат разослан « 5 » октября 2009 года

Ученый секретарь диссертационного совета Д 501.001.31,
кандидат физико-математических наук Ильинова



Т.М. Ильинова

Общая характеристика работы

Актуальность темы. Информация о состоянии поляризации распространяющегося излучения широко используется в различных областях оптики, лазерной физики и фотоники, являясь неотъемлемой частью многих современных технологий. Роль поляризации распространяющегося излучения наиболее заметна в нелинейной спектроскопии, поляризационной микроскопии и диагностике различных материалов, при исследовании упорядоченности молекул на поверхности среды и в некоторых фундаментальных задачах нелинейной оптики. Проведенные теоретические и экспериментальные исследования дают возможность в настоящее время со всей определенностью утверждать, что эффекты поляризационного самовоздействия и взаимодействия волн — тонкие, но широко распространенные эффекты нелинейной оптики. Состояния поляризации падающих на нелинейную среду волн определяющим образом влияют на процессы нелинейно-оптического взаимодействия и самовоздействия света, и потому трудоемкий учет изменения поляризации взаимодействующих волн оправдан и представляет интерес.

Как правило, теоретический анализ поляризации взаимодействующего излучения проводится в приближении плоских волн. Причиной этого является не только большая громоздкость получаемых при описании распространения неоднородно поляризованных пучков формул для поперечных распределений светового поля (иногда выраженных в квадратурах) и сложность интерпретации найденных зависимостей, но и недостаток экспериментальных данных. Тем не менее, современные экспериментальные и теоретические исследования показали, что использование, изучение или учет неоднородного распределения поляризации вдоль светового импульса и в поперечном сечении пучка позволяет достичь новых интересных результатов при решении многих задач нелинейной оптики. Среди них можно отметить спектроскопическое исследование хиральности среды и ее поверхности, повышение качества поперечного распределения поля или увеличение интенсивности сигнала в нелинейно-оптических процессах, проблему локализации атомов, изучение взаимосвязи поляризационной структуры пучка с моментом импульса световой волны, исследование сингулярностей светового поля и их эволюции при распространении. Кроме того, многие эффекты нелинейно-оптического изменения частоты, запрещенные в плосковолновом приближении, возможны при использовании сфокусированного излучения.

Учет пространственной ограниченности эллиптически поляризованных световых пучков важен при решении задачи об их отражении или преломлении на поверхности среды, нелинейном взаимодействии в ее приповерхностном слое. Небольшая угловая расходимость световых пучков, как известно, вносит небольшие, но качественно заметные от-

клонения от законов геометрической оптики при отражении и преломлении. Такие эффекты, ответственные за появление неоднородности распределений интенсивности и поляризации в поперечном сечении отраженных и преломленных световых пучков, а также за изменение поперечных размеров пучка и положения фокуса даже в линейной оптике. Нелинейности среды и ее поверхности многократно усложняют характер этих особенностей, являющихся в настоящее время предметом многочисленных исследований.

Значительный интерес представляет нелинейное взаимодействие и самовоздействие неоднородно поляризованных пучков и импульсов в средах с пространственной дисперсией нелинейно-оптического отклика. Учет пространственной дисперсии нелинейности необходим при нахождении поляризационных характеристик световых пучков в нелинейных процессах. Особенно это важно при спектроскопическом исследовании хиральных сред, которые уже в течение значительного периода времени являются объектом пристального внимания. В этом случае при интерпретации эксперимента, связанного, например, с процессами трехволнового смещения важно знать, можно ли считать сигнальные пучки и импульсы однородно поляризованными или нет. В противном случае, экспериментальное измерение параметров поляризации света даст их усредненные значения по поперечному сечению пучка или вдоль временной огибающей импульса, которые не будут совпадать со значениями, предсказываемыми теорией развитой в плосковолновом приближении. Распределение поляризации в поперечном сечении сигнального пучка позволяет в ряде случаев делать выводы о характере нелинейного отклика среды (локальном или нелокальном) или, даже, извлекать недоступную в известных спектроскопических схемах количественную информацию о компонентах характеризующих ее тензоров. Отметим также, что в световых пучках, возникающих в результате нелинейно-оптических процессов на поверхности или в объеме среды, распределение поляризации может достаточно сильно меняться на небольших масштабах. Этого не всегда можно добиться, используя современную экспериментальную технику.

Целью настоящей работы является:

1. Анализ механизмов формирования неоднородно поляризованных световых пучков и импульсов в нелинейно-оптических процессах второго и третьего порядка на поверхности и в объеме изотропной гиротропной среды с пространственной дисперсией нелинейно-оптического отклика.

2. Изучение взаимосвязи структуры и свойств неоднородно поляризованных световых пучков и импульсов, возникающих в нелинейно-оптических процессах, с характеристиками исходного излучения и свойствами нелинейной среды.

3. Выявление величины и характера ошибок, появляющихся при интерпретации экспериментальных результатов без учета формирующихся в нелинейных оптических процессах неоднородных распределений поляризации сигнальных волн, и исследование возможности получения дополнительной спектроскопической информации о среде и ее поверхности при анализе таких распределений.

Практическая ценность работы состоит в следующем:

1. На основе развитой в диссертации теории установлены ограничения применимости плосковолнового приближения в задаче о генерации суммарной частоты от поверхности изотропной гиротропной среды, связанные с геометрией взаимодействия падающих эллиптически поляризованных гауссовых пучков и параметрами, характеризующими квадратичную нелинейность среды и ее поверхности.

2. Найденные формулы для напряженности электрического поля пучка на суммарной частоте, генерируемого от поверхности изотропной гиротропной среды, позволяют оптимизировать геометрию взаимодействия падающих пучков, состояния их поляризации и отношение полуширин с целью увеличения мощности возникающего сигнала.

3. Предложен способ получения недоступной в известных спектроскопических схемах информации о компонентах тензоров, характеризующих квадратичную нелинейность поверхности изотропной гиротропной среды, на основе измерения поперечного распределения поляризации в сигнальном пучке на суммарной или удвоенной частоте, генерируемой от ее поверхности нормально падающими гауссовыми пучками. Показана возможность отделения нелинейно-оптического отклика поверхности среды от отклика ее объема в широком диапазоне параметров среды.

Научная новизна работы заключается в том, что в ней впервые рассчитано поперечное пространственное распределение поляризации светового поля, возникающего при взаимодействии эллиптически поляризованных гауссовых световых пучков и импульсов со средами, обладающими пространственной дисперсией нелинейности, а именно:

1. Построена теория генерации суммарной частоты при взаимодействии двух эллиптически поляризованных пучков гауссовой формы с поверхностью изотропной гиротропной среды в произвольной геометрии падения. Впервые показано, что поперечное распределение интенсивности в отраженном пучке на суммарной частоте не является радиально симметричным даже в нулевом приближении по углам расходимости пучков основного излучения. Продемонстрирована возможность появления сильных искажений поперечного распределения поляризации в пучке на суммарной частоте в случае, когда угол падения хотя бы одного из пучков основного излучения является достаточно большим.

2. Обнаружен ранее неизвестный режим распространения эллиптически поляризованного пучка гауссова профиля в среде с пространственной дисперсией кубической нелинейности. При его реализации в поперечном сечении распространяющегося пучка возникают кольцеобразные радиально симметричные области с одинаковым (правым или левым) направлением вращения вектора поляризации света, изменяющимся на противоположное при переходе от одной области к другой.

3. Установлено, что при самовоздействии эллиптически поляризованного импульса гауссовой формы в среде с аномальной частотной дисперсией и пространственной дисперсией кубической нелинейности происходит его дробление на отдельные фрагменты с чередующимся (правым или левым) направлением вращения вектора напряженности электрического поля при переходе от одного фрагмента к другому.

4. На основе анализа изменения поляризации света в поперечном сечении отраженного пучка на суммарной частоте разработана методика измерения ряда компонент тензора квадратичной восприимчивости поверхности среды, недоступных в других спектроскопических схемах.

5. Впервые исследовано поперечное распределение поляризации в пучке на суммарной частоте, возникающем при коллинеарном взаимодействии эллиптически поляризованных гауссовых пучков в изотропной гиротропной среде.

На защиту выносятся следующие положения:

1. При генерации суммарной частоты от поверхности и в объеме изотропной гиротропной среды в поперечном сечении сигнального пучка возникает неоднородное распределение поляризации света, которое в ряде случаев имеет ярко выраженный немонотонный характер.

2. Поперечное распределение интенсивности в отраженном от поверхности изотропной гиротропной среды пучке на суммарной частоте, возникающем при падении под произвольными углами двух эллиптически поляризованных пучков, является эллиптическим гауссовым или имеет более сложную форму.

3. Плосковолновое приближение не может быть использовано для корректного описания трехволнового смешения на поверхности изотропной гиротропной среды при больших углах падения хотя бы одного из пучков основного излучения, из-за того, что интенсивность и поляризация излучения на суммарной частоте существенно меняются в плоскости поперечного сечения отраженного пучка.

4. Поперечное распределение поляризации в пучке на суммарной частоте, сгенерированном от поверхности изотропной гиротропной среды в геометрии нормального падения, позволяет извлекать информацию о величине компонент тензора поверхностной квадра-

точной оптической восприимчивости, недоступную в известных спектроскопических схемах. Вклад толщи среды в сигнальную волну может быть экспериментально отделен от квадратичного отклика ее поверхности при соответствующем выборе состояний поляризации и полуширин падающих вдоль нормали к поверхности соосных пучков основного излучения.

5. В среде с пространственной дисперсией кубической нелинейности в поперечном сечении распространяющегося эллиптически поляризованного гауссова пучка могут возникать кольцеобразные радиально симметричные области с одинаковым (правым или левым) направлением вращения вектора напряженности электрического поля, изменяющимся на противоположное при переходе от одной области к другой.

6. При самовоздействии эллиптически поляризованного импульса гауссовой формы в среде с аномальной частотной дисперсией и пространственной дисперсией кубической нелинейности возможно его разделение на отдельные фрагменты с чередующимся (правым или левым) направлением вращения вектора напряженности электрического поля при переходе от одного фрагмента к другому.

Апробация работы и публикации:

Основные результаты диссертации опубликованы в отечественных и зарубежных журналах, а также докладывались на Международных конференциях «Фундаментальные проблемы оптики» (Санкт-Петербург, 2002 г., 2008 г.), Европейской конференции по квантовой электронике (Мюнхен, 2003 г.), Международном симпозиуме по лазерам и моделированию оптоволоконных сетей (Алушта, Украина, 2003 г.), XVII Международной конференции по когерентной и нелинейной оптике (Санкт-Петербург, 2005 г.), Международных симпозиумах по лазерной физике (XII — Гамбург, 2003 г., XIII — Триест, 2004 г., XIV — Киото, 2005 г., XV — Лозанна, 2006 г., XVI — Леон (Мексика), 2007 г., XVII — Трондхейм (Норвегия), 2008 г.), XV Международной конференции «Advanced Laser Technologies» (Оулу (Финляндия), 2007 г.), VIII Международной конференции «Применение лазеров в науках о жизни» (Тайпей, 2008 г.), Русско-французском симпозиуме по лазерной физике для молодых ученых (Франция, Лез Уш, 2006 г.), Российско-Тайваньском семинаре (Москва, 2008 г.).

Личный вклад автора.

Результаты диссертации получены автором лично. Работа выполнена под руководством профессора, доктора физико-математических наук В.А. Макарова, совместно с которым определялось направление исследований и проводилось обсуждение полученных результатов. Основные элементы программ, в дальнейшем в адаптированном виде используемых для численных расчетов, результаты которых изложены в третьей главе, были

предоставлены автору кандидатами физико-математических наук С.А. Шленовым и И.С. Голубцовым. В численном решении обыкновенных дифференциальных уравнений, являющемся частью § 3.4, под руководством автора принимал участие студент физического факультета МГУ Н.Н. Потравкин. В обсуждении результатов § 1.4 участвовал кандидат физико-математических наук С.Н. Волков, а § 3.2 — профессор В.П.Кандидов и кандидат физико-математических наук А.А. Голубков.

Структура и объем работы.

Диссертация состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы. Полный объем работы составляет 109 страниц, в том числе 25 рисунков. Список цитируемой литературы, содержащий 137 библиографических ссылок, включает также 21 публикацию автора по теме диссертации. В первом параграфе каждой главы формулируются задачи исследования, обсуждается их актуальность, содержится краткий обзор литературы по рассматриваемой проблеме.

Содержание диссертации

Во введении обоснована актуальность темы диссертационной работы, сформулированы ее цели и задачи, научная новизна и защищаемые положения.

В первой главе диссертации рассмотрена генерация суммарной частоты (ГСЧ) в объеме изотропной гиротропной среды коллинеарными эллиптически поляризованными световыми пучками с частотами $\omega_{1,2}$.

В § 1.1 дается обзор выполненных ранее теоретических и экспериментальных исследований ГСЧ в объеме изотропной гиротропной среды. Поскольку появление сигнала на суммарной частоте $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$ при коллинеарном взаимодействии плоских эллиптически поляризованных волн невозможно, критически важным является учет пространственной ограниченности пучков основного излучения. Так как поляризация поля в различных точках поперечного сечения возникающего пучка на суммарной частоте ω_3 может оказаться различной, здесь же приведено краткое описание экспериментального метода, позволяющего зарегистрировать это неоднородное распределение поляризации.

В § 1.2 обсуждаются механизмы появления сигнала при ГСЧ в объеме изотропной гиротропной среды при коллинеарном распространении сфокусированных эллиптически поляризованных пучков. Исходной для анализа является полученная ранее¹ в квадратурах координатная зависимость вихревой части поля, распространяющейся в среде волны на

¹ N. I. Koroteev, V. A. Makarov, S. N. Volkov. Sum-frequency generation in the bulk of an isotropic gyrotropic medium with two collinear pump beams. // Laser Physics, 1999, v. 9, p. 655 – 664.

частоте ω_3 . Показано, что если эллиптически поляризованные пучки основного излучения имеют гауссову форму, то из нее удастся получить явные аналитические выражения для параметров, характеризующих поляризацию волны на частоте ω_3 .

В третьем параграфе этой главы даны определения четырех величин, используемых в диссертации для описания электрических полей эллиптически поляризованных световых пучков. Это нормированная интенсивность I , степень эллиптичности эллипса поляризации M , угол поворота главной оси эллипса поляризации Ψ , а также угол α , задающий ориентацию вектора напряженности электрического поля в фиксированный момент времени. Последняя величина характеризует разность фаз колебаний поля в различных точках поперечного сечения светового пучка. Степень эллиптичности M меняется от -1 (циркулярная поляризация с левым вращением) до 1 (циркулярная поляризация с правым вращением). Значение $M = 0$ соответствует линейной поляризации. В работе получены достаточно громоздкие выражения для $I_3(r, \varphi, z)$, $M_3(\varphi)$, $\Psi_3(\varphi)$ и $\alpha_3(r, \varphi, z)$, характеризующие возникающее излучение на суммарной частоте. Подчеркнем, что степень эллиптичности и угол поворота главной оси эллипса поляризации зависят только от полярного угла φ цилиндрической системы координат, ось z которой совпадает с осью пучка.

Результаты анализа этих выражений приведены в четвертом параграфе. Показано, что уравнение $M(\varphi) = 0$ является квадратным относительно $\operatorname{tg} \varphi$. Когда оно имеет два действительных корня φ_+ и φ_- , в плоскости поперечного сечения пучка существуют че-

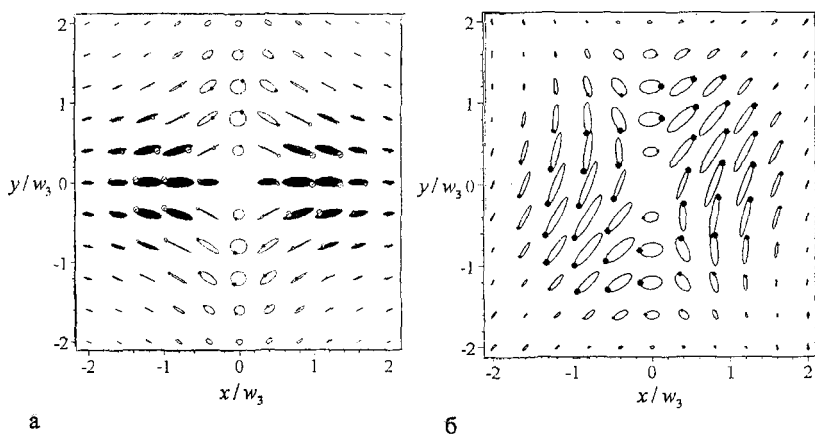


Рис. 1. Поперечные пространственные распределения поляризации в пучке на суммарной частоте (а) — $M_{01} = 0.6$, $M_{02} = -0.4$, $\Psi_{02} - \Psi_{01} = \pi/2$, $\omega_2/\omega_1 = 2$, (б) — $M_{01} = 0.4$, $M_{02} = 0.2$, $\Psi_{02} - \Psi_{01} = 5\pi/12$, $\omega_2/\omega_1 = 2$.

тыре сектора, в каждом из которых свет имеет эллиптическую поляризацию (см. рис. 1а).

Сумма квадратов длин полуосей каждого эллипса на этом рисунке пропорциональна интенсивности в соответствующей точке поперечного сечения светового пучка, совпадающей с центром изображенного эллипса. Степень эллиптичности и угол, задающий ориентацию главной оси эллипса поляризации света, в некоторой точке поперечного сечения пучка равны этим же параметрам эллипса, изображенного в соответствующей точке

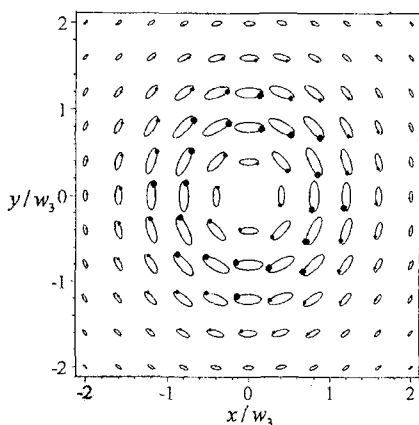


Рис. 2. Азимутальное распределение поляризации в поперечном сечении пучка на суммарной частоте при $M_{01} = 1$, $M_{02} = -1$ $\omega_2 / \omega_1 = 2$.

В пространстве параметров M_{01} , M_{02} , Ψ_{01} , Ψ_{02} (характеризующих степени эллиптичности и углы поворота главных осей эллипсов поляризаций падающих на среду пучков) найдены области, в которых реализуются описанные выше поперечные распределения поляризации. Установлено, что при циркулярной поляризации падающих пучков с противоположными направлениями вращения вектора напряженности электрического поля ($M_{01} = \pm 1$, $M_{02} = \mp 1$), эллипсы поляризации излучения на суммарной частоте имеют не зависящую от полярного угла степень эллиптичности M_3 и ориентированы азимутально в поперечном сечении сигнального пучка (рис. 2). Величина M_3 зависит от ω_1 / ω_2 .

Во второй главе рассмотрена задача о ГСЧ от плоской поверхности изотропной гиротропной среды с пространственной дисперсией квадратичной нелинейности для произвольной (некомпланарной) геометрии падения пучков на основных частотах. Получена и проанализирована формула для поперечного распределения вектора напряженности элек-

треска. Светлые эллипсы соответствуют правому вращению вектора электрического поля, темные — левому. Нормировка декартовых координат $x = r \cos \varphi$ и $y = r \sin \varphi$ проведена на $w_3 = w_1 w_2 (w_1^2 + w_2^2)^{-1/2}$, где $w_{1,2}$ — характерные размеры падающих на среду гауссовых пучков. На прямых $\varphi = \varphi_+$ и $\varphi = \varphi_-$ направление вращения вектора напряженности электрического поля меняется на противоположное. Если уравнение $M(\varphi) = 0$ не имеет действительных корней, то направление вращения вектора поляризации света остается неизменным в поперечном сечении пучка (рис. 1б).

трического поля в пучке на суммарной частоте в случае падения эллиптически поляризованных пучков гауссова профиля с точностью до слагаемых первого порядка малости по углам их расходимости.

В § 2.1 содержится обзор литературы, посвященной процессам трехволнового смешения на поверхности нелинейных сред. При их описании важно использовать корректный подход, одновременно учитывающий нелинейный отклик поверхности среды, а также локальный и нелокальный нелинейные отклики ее объема. Здесь же обсуждается роль пространственной ограниченности световых пучков при наклонном падении на плоскую границу раздела двух сред, в частности, в нелинейно-оптических процессах второго порядка.

Во втором параграфе изложен используемый в диссертации метод решения задачи о ГСЧ от поверхности изотропной гиротропной среды с пространственной дисперсией квадратичной нелинейности для случая некомпланарной геометрии взаимодействия слаборасходящихся световых пучков с произвольными поперечными распределениями интенсивности и поляризации. Для учета влияния приповерхностной неоднородности нелинейной среды использовались модифицированные граничные условия для электромагнитного поля, полученные² в результате решения уравнений Максвелла в приповерхностной области (симметрия которой отличается от симметрии толщи среды) эффективной толщины порядка d_0 в первом приближении по малому параметру d_0/λ_n ($n = 1, 2, 3$) для монохроматической волны на частоте $\omega_n = 2\pi/\lambda_n$.

Для решения задачи о ГСЧ в случае падения на среду плоских монохроматических волн необходимо, во-первых, выразить световые поля на основных частотах $\omega_{1,2}$ вблизи поверхности со стороны среды (прошедшее поле) и со стороны вакуума (суперпозиция падающего и отраженного поля) через поля падающих пучков. Это можно сделать с помощью обычных граничных условий, совпадающих с модифицированными при пренебрежении влиянием пограничного слоя. Во-вторых, выразить, используя найденные световые поля на частотах $\omega_{1,2}$ вблизи поверхности со стороны среды и со стороны вакуума, нелинейную поляризацию объема среды и нелинейный отклик поверхности (входящую в модифицированные граничные условия поверхностную плотность тока связанных зарядов) на суммарной частоте. И, наконец, подставить нелинейную поляризацию объема и нелинейную плотность поверхностного тока связанных зарядов в модифицированные гра-

² А.А. Голубков, В.А. Макаров. Граничные условия для электромагнитного поля на поверхности линейных сред со слабо нелокальным оптическим откликом. // Изв. РАН, сер. физ., 1995, т. 59, с. 93 – 100.

ничные условия для поля на суммарной частоте и выразить из них напряженность электрического поля отраженной плоской волны на частоте $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$.

При падении пространственно ограниченных пучков описанный алгоритм сначала должен быть применен к их произвольным пространственным фурье-гармоникам, найденным в системе координат, связанной с поверхностью среды. Получив в ней комплексную амплитуду пространственной фурье-гармоники отраженного пучка на суммарной частоте, как сумму вкладов всевозможных пар взаимодействующих пространственных фурье-гармоник на основных частотах, перейдем в систему координат, ось z которой совпадает с направлением его распространения. Для нахождения зависимости напряженности электрического поля в сигнальном пучке от пространственных координат остается сделать обратное преобразование Фурье. Приближение первого порядка малости по углам расходимости пучков на частотах $\omega_{1,2}$ позволяет получить решение в явном виде для несложных, например, гауссовых, распределений поля в падающих пучках.

Полученные формулы всесторонне анализируются в третьем параграфе в случае падения эллиптически поляризованных световых пучков гауссова профиля, с характерными поперечными размерами $w_{1,2}$. Их максимальная нормированная интенсивность $-|E_{01,02}|^2$. Параметры $M_{01,02}$ и $\Psi_{01,02}$, задающие поляризацию этих пучков, постоянны в плоскостях их поперечных сечений. В этом случае аналитическая формула для напряженности электрического поля в отраженном пучке на суммарной частоте принимает вид:

$$E_{3z}(x, y, z, t) = I_F(x, y, z) \cdot \exp(-i\omega_3 t + ik'_z z) [a_{3x} e_x + a_{3y} e_y + (a_{3xx}(z)x + a_{3yx}(z)y) e_x + (a_{3xy}(z)x + a_{3yy}(z)y) e_y] \quad (1)$$

где

$$I_F(x, y, z) = \frac{\pi^2 E_{01} E_{02} w_1^2 w_2^2}{\sqrt{D_0 D'_0(z)}} \exp\left\{ \frac{-h_{xx}(z)x^2 - h_{yy}(z)y^2 + 2h_{xy} \cdot xy}{D'_0(z)} \right\} \quad (2)$$

Коэффициенты D_0 , h_{xy} и функции $D'_0(z)$, $h_{xx}(z)$, $h_{yy}(z)$ в (2) зависят от соотношения полшрири падающих волн и геометрии их взаимодействия. Их явный вид приведен в диссертации. Выражение в правой части формулы (1) является произведением эллиптического гауссова распределения (2) на векторную линейную функцию поперечных координат x, y , где $e_{x,y,z}$ — орты системы координат, связанной с отраженным пучком на суммарной частоте. Коэффициенты $a_{3x,y}$ (имеющих нулевой порядок малости по углам расходимости падающих пучков) и функции $a_{3ij}(z)$, где $i, j = x, y$, (имеющих первый порядок малости) определяют, соответственно, вклады гауссовой и негауссовой частей поля. Их явный вид зависит от геометрии взаимодействия падающих пучков, их поляризаций, $w_{1,2}$, ком-

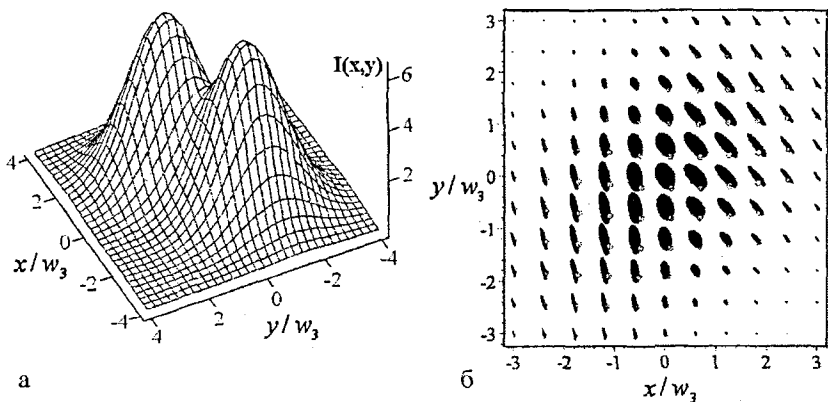


Рис. 3. Распределения нормированной интенсивности (а) и поляризации (б) в поперечном сечении отраженного пучка на суммарной частоте при $\theta_1 = 82^\circ$, $\theta_2 = 30^\circ$. Плоскости падения перпендикулярны, $w_3 = w_1 w_2 (w_1^2 + w_2^2)^{-1/2}$.

попункт тензоров линейных и нелинейных локальных и нелокальных оптических восприимчивостей среды и ее поверхности и приведен в приложении к Главе 2. Таким образом, даже в нулевом приближении по углам расходимости падающих пучков, поперечное распределение интенсивности в отраженной волне на суммарной частоте является эллиптическим гауссовым и лишь в частных случаях становится радиально симметричным. Степень сжатия и ориентация эллипсов равной интенсивности существенно зависят от геометрии неколлинеарного взаимодействия и эффективных полуширин падающих пучков.

Негауссова часть поля не всегда является лишь слабым возмущением эллиптического гауссова распределения интенсивности и однородного распределения поляризации в плоскости поперечного сечения отраженного пучка на суммарной частоте. Анализ зависимости $a_{3x,3y}$ и $a_{3y}(z)$ от углов падения $\theta_{1,2}$ световых пучков показал, что если $\theta_1 > \theta_{xp}$ или $\theta_2 > \theta_{xp}$ (как правило, $\theta_{xp} \approx 80^\circ$; величина θ_{xp} определяется параметрами падающих пучков, геометрией их взаимодействия, тензорами, характеризующими нелинейность среды и ее поверхности), то вклад негауссовой части поля становится значительным. В поперечном распределении интенсивности излучения на суммарной частоте возникают дополнительные экстремумы (рис. 3а), а поперечное распределение поляризации становится сильно неоднородным (рис. 3б).

В четвертом параграфе рассмотрена генерация второй гармоники (ГВГ) при произвольном угле падения эллиптически поляризованного гауссова пучка основного излучения. В этом случае локальный квадратичный отклик объема изотропной гиротропной сре-

ды на удвоенной частоте исчезает, а тензора, характеризующие нелокальный квадратичный отклик объема среды и квадратичный отклик поверхности, теперь содержат меньшее число независимых компонент. Благодаря этому и упрощениям, связанным с использованием вместо двух одного падающего пучка, формула (1) становится более простой. Выражение (2) теперь – симметричное гауссово распределение, а зависимость определяющих величину негауссовой добавки коэффициентов от координаты распространения принимает вид: $a_{3,k}(z) = \tilde{a}_{3,k} / (1 + iz / l_A)$, где $l_A = k_3^2 w_1^2 / 4$ ($w_1 = w_2$). Поперечные распределения интенсивности и поляризации в пучке на удвоенной частоте при определенных соотношениях между компонентами тензора локальной квадратичной восприимчивости становятся достаточно сложными уже при углах падения порядка тридцати градусов.

В § 2.5 рассмотрена ГСЧ сфокусированными пучками в геометрии нормального падения (отраженный сигнал на частоте ω , в рамках плосковолнового приближения возникнуть не может). При нормальном падении формулы (1), (2) значительно упрощаются. Из них следует, что если поляризация падающих пучков одинакова, а их дифракционные длины в среде равны, то в формулу для напряженности электрического поля волны на суммарной частоте не входит тензор локальной квадратичной восприимчивости объема среды. С другой стороны, при $M_{01} = M_{02}$ и перпендикулярности больших осей их эллипсов поляризации в $E_{3\perp}(r, \varphi, z, t)$ не входит ответственный за пространственную дисперсию тензор нелокальной квадратичной восприимчивости. Возникающая при нормальном падении дополнительная симметрия приводит к тому, что состояние поляризации света в поперечном сечении отраженного пучка на частоте ω , не зависит от полярного радиуса r и координаты распространения z , а определяется, как и в задаче о ГСЧ в объеме среды, полярным углом φ .

При падении циркулярно поляризованных пучков с различным (правым или левым) направлением вращения вектора напряженности электрического поля, эллипсы поляризации излучения на суммарной частоте будут иметь одинаковую степень эллиптичности в плоскости поперечного сечения отраженного пучка. При этом ориентации их главных осей в точках поперечного сечения пучка задаваемых полярным углом φ , будут одинаковы, отличаясь от φ на константу. Если $M_{01} = M_{02} = 0$ и плоскости поляризации падающих волн параллельны, то в пренебрежении квадратичным откликом объема среды (локальным и нелокальным) излучение на суммарной частоте будет также линейно поляризовано (см. рис. 4). В этом случае интенсивность и ориентация плоскости поляризации излучения на частоте ω , зависят от семи независимых компонент тензора квадратичной восприим-

чивости поверхности среды. Видно, что в поперечном сечении сигнального пучка можно провести две проходящие через его центр прямые, $\varphi = \varphi_1$ и $\varphi = \varphi_2$, на которых плоскость поляризации волны ориентирована вдоль этих прямых. На рис. 4, в частности, $\varphi_1 = 90^\circ$ и

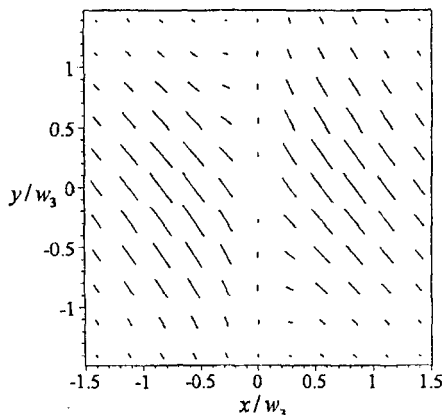


Рис. 4. Поперечное распределение поляризации в пучке на частоте ω_3 , когда плоскости поляризации падающих линейно поляризованных волн параллельны.

$\varphi_2 = -45^\circ$. Измеряя $\varphi_1 - \varphi_2$, а также интенсивность отраженной волны на суммарной частоте при одинаковой (правой или левой) циркулярной поляризации падающих волн для двух различных соотношений между их эффективными полуширинами ($w_1^2 \ll w_2^2$ и $w_1^2 \gg w_2^2$), можно получить четыре соотношения между четырьмя независимыми компонентами тензора квадратичной восприимчивости поверхности среды. Полученные соотношения позволяют найти эти компоненты.

В § 2.6 приведены результаты исследований ГВГ в геометрии нормального падения.

Зависимость напряженности электрического поля в отраженном пучке на удвоенной частоте от пространственных координат является редукцией аналогичной формулы для излучения на суммарной частоте, исследованной в предыдущем параграфе. Возникающие в случае одного пучка упрощения отсутствия локального квадратичного отклика изотропной гиротропной среды при $\omega_1 = \omega_2$ и наличие трех независимых компонент у тензора квадратичной поверхностной восприимчивости позволяют в явном виде получить координатные зависимости интенсивности, степени эллиптичности и угла поворота главной оси эллипса поляризации в поперечном сечении отраженного пучка. Последние две величины зависят лишь от полярного угла φ .

Из полученных формул, в частности, следует, что при пренебрежении квадратичным откликом приповерхностного слоя, отраженный пучок на удвоенной частоте является радиально поляризованным. Если поляризации падающего излучения линейна, то в поперечном сечении отраженного пучка на удвоенной частоте можно (как и случае ГСЧ) провести две проходящие через центр пучка прямые, $\varphi = \varphi_1$ и $\varphi = \varphi_2$. На них плоскость поляризации волны будет ориентирована вдоль этих прямых. Это хорошо видно на рис. 5, где $\varphi_1 = 90^\circ$, а $\varphi_2 = -45^\circ$. Экспериментальное определение угла $\varphi_1 - \varphi_2$ позволяет найти от-

ношение двух независимых компонент тензора квадратичной поверхностной восприимчивости, а измерение интенсивности второй гармоники при циркулярной поляризации падающего излучения позволяет найти сумму их квадратов. Таким образом, полученные два соотношения дают возможность найти эти компоненты. В отличие от ГСЧ, это можно сделать даже при наличии нелокального квадратичного отклика объема среды. В этом случае прямые $\varphi = \varphi_1$ и $\varphi = \varphi_2$ делят пучок на четыре сектора, в которых излучение поляризовано эллиптически.

В третьей главе приведены результаты исследования формирования неоднородных

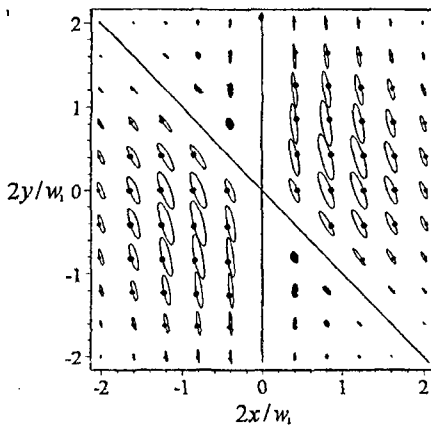


Рис. 5. Характерное распределение поляризации в поперечном сечении пучка на удвоенной частоте при линейной поляризации падающего излучения.

пространственных распределений поляризации при распространении световых пучков и формированию скалярных и векторных солитонов.

Во втором параграфе рассмотрено формирование кольцеобразных структур светового поля в плоскости поперечного сечения светового пучка при его самофокусировке в изотропной гиротропной среде с пространственной дисперсией кубической нелинейности. Для описания распространения эллиптически поляризованного излучения использовалась учитывающая обычную дифракцию система параболических уравнений для медленно меняющихся амплитуд циркулярно поляризованных компонент светового поля $A_{\pm}(x, y, z)$. Падающий на среду пучок имел гауссов профиль интенсивности и однородное поперечное распределение поляризации.

Численными методами показано, что при распространении в среде, где компоненты тензора локальной нелинейной восприимчивости $\tilde{\chi}^{(3)}$ имеют разные знаки, в поперечном

пространственных и временных распределений поляризации светового поля при самовоздействии эллиптически поляризованных пучков и импульсов в изотропной гиротропной среде с аномальной частотной дисперсией и пространственной дисперсией кубической нелинейности.

В § 3.1 приведен краткий обзор литературы, посвященной аналитическому и численному исследованию самовоздействия эллиптически поляризованного излучения в нелинейных средах. Особое внимание уделено вопросам возникновения неоднородных про-

сечении светового пучка возникает несколько кольцеобразных радиально симметричных концентрических областей с одинаковым направлением вращения поляризации света. При переходе от некоторой области к соседней направление вращения вектора напряженности электрического поля меняется на противоположное. Выявлено необходимое условие их возникновения – наличие дефокусирующего слагаемого в правой части каждого из параболических уравнений для $A_{\pm}(x, y, z)$, связанного с кросс-взаимодействием циркулярно поляризованных компонент светового поля. Исследована динамика формирования таких структур при разных значениях параметров эллиптически поляризованного света и нелинейной среды.

В § 3.3 изложена специфика разбиения эллиптически поляризованного импульса на циркулярно поляризованные фрагменты при самовоздействии в изотропной гиротропной среде, с аномальной частотной дисперсией второго порядка и пространственной дисперсией кубической нелинейности. Распространение излучения в ней описывается системой параболических уравнений для медленно меняющихся амплитуд циркулярно поляризованных компонент светового поля $A_{\pm}(x, y, z, t)$.

Численными методами установлено, что в среде, где независимые компоненты тензора $\bar{\chi}^{(3)}$ имеют разные знаки, импульс, имеющий на входе в среду однородную эллиптическую поляризацию и гауссову форму временной огибающей, разбивается в процессе распространения на три части — центральную и две боковых (опережающую и догоняющую), каждая из которых имеет почти циркулярную поляризацию. Направление вращения вектора электрического поля в центральной части импульса противоположно направлению его вращения в боковых частях. В средах с большими (по модулю) значениями нелинейных оптических восприимчивостей возможно появление дополнительных пиков на временном профиле интенсивности импульса и его разбиение на большее число фрагментов. При этом направление вращения вектора поляризации света меняется на противоположное при переходе (вдоль временной огибающей) от одного фрагмента к другому. Механизм этого эффекта аналогичен механизму формирования кольцеобразных структур светового поля в поперечном сечении светового пучка при его самовоздействии, описанном в предыдущем параграфе.

В § 3.4 описано формирование эллиптически поляризованных уединенных волн в среде с пространственной дисперсией кубической нелинейности и аномальной частотной дисперсией. Численное решение системы уравнений для $A_{\pm}(z, t)$ показало, что при определенных значениях параметров излучения и положительных значениях компонент тензора $\bar{\chi}^{(3)}$ после прохождения в нелинейной среде некоторого расстояния колебательные из-

менения вида временных зависимостей интенсивности и степени эллиптичности эллипса поляризации импульса прекращаются. Форма распространяющегося импульса перестает меняться с ростом координаты распространения. Распределение интенсивности принимает колоколообразную форму с максимумом в центре, а степени эллиптичности — вид колокола или перевернутого колокола с экстремумом в центре импульса. Значение угла поворота главной оси эллипса поляризации для всех точек временной огибающей импульса одинаково. Эта величина линейно возрастает или убывает с ростом координаты распространения. Временные огибающие циркулярно поляризованных компонент при этом очень близки к гиперболическим секансам.

Поиск решений системы уравнений для $A_{\pm}(z, t)$ в виде эллиптически поляризованных уединенных волн приводит к задаче о собственных значениях λ_{\pm} системы нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка для $S_{\pm}(t)$. Функции $S_{\pm}(t)$ — безразмерные временные огибающие циркулярно поляризованных компонент светового поля, не меняющие свою форму в процессе распространения. Большим значениям λ_{-}/λ_{+} соответствует более значительное различие между S_{+} и S_{-} , включая их эффективные длительности, и, следовательно, более значительное изменение степени эллиптичности вдоль импульса. С помощью теории возмущений удастся найти границы диапазона изменения λ_{-}/λ_{+} , для которых возможно существование эллиптически поляризованных уединенных волн. Численное решение системы уравнений для S_{\pm} при таких значениях λ_{-}/λ_{+} позволяет найти конкретный вид возникающих эллиптически поляризованных уединенных волн. Рост различия между независимыми компонентами тензора $\tilde{\chi}^{(1)}$ приводит к появлению резких изменений степени эллиптичности вдоль временной огибающей сформировавшейся уединенной волны и более быстрому вращению эллипса поляризации светового поля при ее распространении. Эффективная длительность уединенной волны и пиковое значение интенсивности в ней становятся в этом случае более чувствительными к изменениям степени эллиптичности и формы падающего на среду импульса. С ростом различия между независимыми компонентами тензора $\tilde{\chi}^{(3)}$ влияние пространственной дисперсии кубической нелинейности существенно усиливается, приводя (в зависимости от поляризации уединенной волны) к появлению или сглаживанию резких изменений степени эллиптичности вдоль ее временной огибающей.

Основные результаты и выводы

1. Установлено, что при генерации суммарной частоты в объеме изотропной гиротропной среды двумя коллинеарными эллиптически поляризованными гауссовыми пучками, возможны два поперечных распределения поляризации в сигнальном пучке. В первом случае в плоскости его поперечного сечения существует четыре сектора, в каждом из которых свет имеет эллиптическую поляризацию. При пересечении границ этих секторов направление вращения вектора напряженности электрического поля меняется на противоположное. Во втором случае в плоскости поперечного сечения пучка свет также имеет эллиптическую поляризацию, но направление вращения вектора напряженности остается неизменным. В пространстве параметров, характеризующих состояния поляризации падающих пучков, найдены области, в которых реализуются эти распределения.

2. Построена феноменологическая теория генерации суммарной частоты от поверхности изотропной гиротропной среды с пространственной дисперсией квадратичной нелинейности для произвольной (некомпланарной) геометрии падения пучков на основных частотах. Найдены аналитические выражения, описывающие координатную зависимость напряженности электрического поля в распространяющемся пучке на суммарной частоте, формируемом при взаимодействии двух эллиптически поляризованных пучков гауссова профиля. В случае, когда угол падения хотя бы одного из них является достаточно большим, неизбежно возникающие негауссовы искажения поперечного распределения поля в сигнальном пучке становятся сравнимыми или, даже, превышающими гауссову часть поля. При этом поперечное распределение интенсивности в пучке на суммарной частоте обладает несколькими локальными экстремумами, а поляризация сильно меняется в плоскости его поперечного сечения. В остальных случаях поперечное распределение интенсивности в сигнальном пучке близко к эллиптическому гауссову, вид которого существенно зависит от геометрии падения пучков основных волн.

3. Установлено, что вклад квадратичного оптического отклика поверхности изотропной гиротропной среды в отраженный сигнал на суммарной частоте может быть отделен от вклада ее объема при специальном выборе поляризации и полуширин падающих пучков, а также геометрии их взаимодействия. Анализ поперечных распределений поляризации в сигнальном пучке позволяет получать недоступную в других спектроскопических схемах информацию о компонентах тензора, характеризующего нелинейность поверхности среды.

4. Показано, что в среде, где компоненты тензора локальной кубической восприимчивости имеют разные знаки, при самофокусировке эллиптически поляризованного излучения в поперечном сечении распространяющегося пучка возникают кольцеобразные радиально

симметричные области с одинаковым (правым или левым) направлением вращения вектора поляризации света, которое меняется на противоположное при переходе от одной области к другой.

5. Численными методами установлено, что в среде с аномальной частотной дисперсией и пространственной дисперсией кубической нелинейности возможен режим самовоздействия эллиптически поляризованного гауссова импульса, при котором происходит дробление его временной огибающей на отдельные части. При этом направления вращения вектора напряженности электрического поля в соседних частях этого импульса противоположны друг другу.

Показано, что усиление нелинейного кросс-взаимодействия циркулярно поляризованных составляющих распространяющегося лазерного импульса, как и рост пространственной дисперсии кубической нелинейности, увеличивают разброс в немонотонном изменении степени эллиптичности эллипса поляризации вдоль временной огибающей возникающей уединенной волны.

Список основных публикаций

1. С.Н. Волков, В.А. Макаров, И.А. Пережогин. Формирование неоднородно поляризованного светового пучка на суммарной частоте двумя сфокусированными в хиральную среду коллинеарными эллиптически поляризованными гауссовыми пучками. // Квантовая электроника, 2006, т. 36, с. 860 – 866.
2. V.A. Makarov, I.A. Perezhogin. Generation of reflected second-harmonic light beam with inhomogeneous transversal distribution of polarization from the surface of chiral medium by normally incident gaussian beam. // Optics Communications, 2008, v. 281, p. 3906 – 3912.
3. V.A. Makarov, I.A. Perezhogin, N.N. Potravkin. Specific Features of the Self-Action of Elliptically Polarized Light Pulses and the Formation of Vector Solitons in an Isotropic Medium with the Anomalous Frequency Dispersion and the Spatial Dispersion of Cubic Nonlinearity. // Laser Physics, 2009, v. 19, p. 322 – 329.
4. А.А. Голубков, В.А. Макаров, И.А. Пережогин. Формирование эллиптически поляризованных кольцеобразных структур электрического поля при самофокусировке света в изотропной среде с пространственной дисперсией нелинейности. // Вестник московского университета. Физика. Астрономия, 2009, № 1, с. 52 – 55.
5. V.A. Makarov, I.A. Perezhogin. Transversal structure of a sum-frequency beam generated from the surface of a chiral medium. // J. Opt. A: Pure Appl. Opt., 2009, v. 11, 074008 (11 pages).
6. В.А. Макаров, И.А. Пережогин. Неоднородное поперечное распределение интенсивно-

сти и поляризации света при генерации суммарной частоты от поверхности изотропной гиротропной среды в геометрии нормального падения. // Квантовая электроника, 2009, т. 39, с. 627 – 633.

7. *V.A. Makarov, A.A. Golubkov, I.A. Perezhogin, S.S. Savvina.* Polarization transformation during beam focusing in chiral liquid. // SPIE Proceedings, 2005, v. 5333, p. 30 – 36.

8. *А.А. Голубков, И.С. Голубцов, В.П. Кандидов, В.А. Макаров, И.А. Пережогин.* Численное исследование самофокусировки эллиптически поляризованного света в средах с пространственной дисперсией кубической нелинейности. – В сб.: Международная конференция “Фундаментальные проблемы оптики”, С.-Петербург, Россия, 2002, с. 134 – 136.

9. *A.A. Golubkov, I.S. Golubtsov, V.P. Kandidov, V.A. Makarov, I.A. Perezhogin.* Elliptically polarized laser beam in a medium with spatial dispersion of nonlinearity: cross-section evolution and light field ring-shaped structures. – In: Book of abstracts of European Quantum Electronics Conference, Munich, Germany, 2003, v. 27E, EC, EC5T.

10. *V.A. Makarov, A.A. Golubkov, I.A. Perezhogin.* Polarization effects in laser radiation self-focusing in isotropic gyrotropic medium. – In: Book of abstracts of 12th International Laser Physics Workshop, Hamburg, Germany, 2003, p. 267.

11. *A.A. Golubkov, V.A. Makarov, I.A. Perezhogin.* Transformation of the polarization distribution in the cross-section of light beam by self-focusing in a medium with spatial dispersion of nonlinearity. – In: Proceedings of 5th International Workshop on Laser and Fiber-Optical Networks Modeling, Alushta, Crimea, Ukraine, 2003, p. 12.

12. *I.A. Perezhogin, S.N. Volkov, V.A. Makarov.* Formation of inhomogeneously polarized beams in three-wave mixing at the surface and in the bulk of an isotropic gyrotropic medium. – In: Book of abstracts of 13th International Laser Physics Workshop, Trieste, Italy, 2004, p. 301.

13. *I.A. Perezhogin, S.N. Volkov, V.A. Makarov.* Formation of inhomogeneously polarized light beam in sum-frequency generation by two focused coaxial Gaussian beams in the bulk of chiral medium. – In: Book of abstracts of XVII International Conference on Coherent and Nonlinear Optics (ICONO), St. Petersburg, Russia, 2005, IThS1.

14. *V.A. Makarov, I.A. Perezhogin, S.N. Volkov.* Nonlinear polarization interaction of light beams during the sum-frequency generation in a bulk of chiral medium. – In: Book of abstracts of 14th International Laser Physics Workshop, Kyoto, Japan, 2005, p. 75.

15. *I.A. Perezhogin, S.A. Shlenov, V.A. Makarov.* Formation of inhomogeneously polarized temporal stable structures of light field and polarization separation under light pulse self-action. – In: Book of abstracts of 15th International Laser Physics Workshop, Lausanne, Switzerland, 2006, p. 241.

16. *V.A. Makarov, I.A. Perezhogin*. Formation of the light beam with nonuniformly distributed polarization over its cross-section in sum-frequency generation from the surface of chiral medium. – In: Book of abstracts of 16th International Laser Physics Workshop, Leon, Mexico, 2007, p. 156.
17. *V.A. Makarov, I.A. Perezhogin*. Self action and interaction of elliptically polarized beams and pulses in the medium with frequency dispersion and spatial dispersion of cubic nonlinearity. Book of Abstracts of 15th International Conference on Advanced Laser Technologies (ALT 07). Levi, Finland, 2007, Oulu University Press, 2007, p. 60.
18. *V.A. Makarov, I.A. Perezhogin*. Transversal structure of light beam at sum-frequency generated from the surface of isotropic gyrotropic medium in case of arbitrary geometry of pump incidence. – In: Book of abstracts of 17th International Laser Physics Workshop, Trondheim, Norway, 2008, p. 276.
19. *Н.Н. Потравкин, В.А. Макаров, И.А. Пережогин*. Особенности поляризационной структуры векторных солитонов в изотропной гиротропной среде с пространственной дисперсией кубической нелинейности. – В сб.: Международная конференция “Фундаментальные проблемы оптики”, С.-Петербург, Россия, 2008, с 13 – 14.
20. *I.A. Perezhogin, V.A. Makarov, N.N. Potravkin*. Elliptically polarized solitons in isotropic medium with spatial dispersion of cubic nonlinearity. – In: Book of abstracts of 17th International Laser Physics Workshop, Trondheim, Norway, 2008, p. 277.
21. *V.A. Makarov, I.A. Perezhogin*. Nonlinear spectroscopy of chiral media with elliptically polarized light beams and pulses. — In: Book of abstracts of VIII International conference on “Laser Application in Life Sciences”, Taiwan, 2008, p. 43.

Напечатано с готового оригинал-макета

Издательство ООО "МАКС Пресс"

Лицензия ИД N 00510 от 01.12.99 г.

Подписано к печати 18.09.2009 г.

Формат 60x90 1/16. Усл.печ.л. 1,25. Тираж 120 экз. Заказ 486.

119992, ГСП-2, Москва, Ленинские горы, МГУ им. М.В. Ломоносова,

2-й учебный корпус, 627 к.

Тел. 939-3890, 939-3891. Тел./Факс 939-3891.