$\simeq 0{,}82\,\varkappa/\tau_0$, т. е. в том случае, когда центр линии комбинационного рассеяния расположен вблизи точки перегиба на низкочастотном крыле солитонного спектра. В этом случае максимальная скорость уменьшения частоты удовлетворяет неравенству

$$\frac{d}{d\xi}\,\delta\omega_s \leqslant -\frac{g\,|k_2|\,\varkappa^2}{2k\tilde{n}_2 T_2 \tau_0^2}. \qquad (18)$$

Так, например, при $g=0{,}62\cdot 10^{-11}$ см/Вт, $\lambda=1{,}55$ мкм, $\tilde{n}_2=3{,}2\cdot 10$ см/Вт, $|k_2|=10^{-28}$ с^2/см, $T_2=1$ пс, $\tau_0=100$ фс сдвиг частоты может достигать значения 25 ТГц на расстоянии 100 м.

Указанная особенность взаимодействия солитона с узкими комбинационными резонансами может найти практическое применение в схемах преобразования частоты, так как легирование сердцевины световода соответствующими комбинационно-активными добавками создает возможности для реализации значительных частотных сдвигов без потерь мощности.

Заключение

Подведем краткие итоги работы. Развитый нами метод спектральных возмущений является комплементарным по отношению к известным координатным представлениям и позволяет расширить круг рассматриваемых проблем. Применительно к задаче о комбинационном самопреобразовании частоты он дал возможность впервые проанализировать влияние узких комбинационных резонансов на динамику распространения фемтосекундных солитонов, расширить диапазон применимости соответствующих оценок для случая широких резонансов.

Работа выполнена при частичной поддержке Международного фонда научных исследований (ISF), грант MLV000.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М., 1988.
2. Mitshke F. M., Mollenauer L. F.//Opt. Lett. 1986. **11**, N 10. P. 659.
3. Gordon G. P.//Ibid. P. 662.
4. Afanasyev V. V., Vysloukh V. A., Serkin V. N.//Opt. Lett. 1990. **15**, N 9. P. 489.
5. Выслоух В. А., Матвеев А. Н., Петрова И. Ю.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1990. **31**, № 1. С. 40.
6. Afanasyev V. V., Serkin V. N., Vysloukh V. A.//Sov. Lightwave. Commun. 1992. 2. P. 35.
7. Выслоух В. А., Чередник И. В.//ТМФ. 1987. **71**, № 1. С. 13.

Поступила в редакцию
23.12.94

УДК 621.373.826

ГЕОМЕТРООПТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ВИНТОВЫХ ПОЛЕЙ ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАТОРОВ

Л. С. Корниенко, П. В. Короленко, Н. Н. Федотов, В. Ф. Шарков

(кафедра оптики и спектроскопии)

Рассмотрены возможности геометрооптических моделей для описания свойств световых внутрирезонаторных полей с винтовой структурой волнового фронта. Установлены правила квантования размеров лучевых пакетов винтовых мод оптических

резонаторов. Для описания винтовых полей с неравномерным вращением фазы по азимуту использован метод, сочетающий возможности лучевого подхода с методом сложения гауссовых пучков. Показано, что интенсивность азимутального транспорта энергии слабо зависит от степени неравномерности вращения фазы.

Наличие каустик у внутрирезонаторных полей накладывает серьезные ограничения на использование геометрооптического приближения [1]. Лучевые пакеты, с помощью которых характеризуются типы колебаний с плоским или сферическим фронтом, не удовлетворяют уравнению эйконала и не позволяют в полной мере использовать аппарат геометрической оптики [2]. Стремление сохранить лучевое описание мод резонатора приводит к введению в ряде теоретических построений [3, 4] кривых псевдолучей, распространяющихся перпендикулярно волновому фронту генерируемых пучков, но противоречащих принципу Ферма.

В последнее время как теоретически, так и экспериментально были рассмотрены свойства [5—8] и возможные варианты практического использования [9, 10] внутрирезонаторных полей с винтовой структурой волнового фронта. Своеобразие пространственных характеристик таких полей с интенсивным азимутальным транспортом энергии позволяет в новом свете представить возможности геометрооптических моделей. Ниже на основе анализа этих моделей рассмотрены особенности структуры винтовых полей, возбуждаемых в устойчивых оптических резонаторах.

Распределение амплитуды винтового поля в цилиндрической системе координат $\{r, \varphi, z\}$ может быть представлено в виде [6]:

$$U=w(0)/w(z)\,t^{l}\exp\{-t^2/2-i\Psi(r,\varphi,z)\}, \qquad (1)$$

где фаза

$$\Psi(r,\varphi,z)=kr^2/2R(z)+l\varphi+kz. \qquad (2)$$

Здесь $w(z)$ — характеристический радиус пучка; $t=\sqrt{2}\,r/w$; $R(z)$ — радиус кривизны волнового фронта; $k=2\pi/\lambda$, λ — длина волны; l — порядок винтового поля (топологический заряд винтовой поверхности фронта). Особенность винтовых полей состоит в том, что при обходе по азимуту вокруг оси резонатора фаза световых колебаний меняется на величину $2\pi l$.

Винтовым полям можно поставить в соответствие систему объемных лучевых пакетов. Рисунок 1 иллюстрирует структуру лучевого пакета для плоско-сферического полуконфокального резонатора. Точки поворота лучей располагаются на зеркалах резонатора по окружности. Число точек поворота N зависит от отношения длины резонатора d к радиусу кривизны сферического зеркала R_{mir} [2]. Для траекторий лучей выполняется условие устойчивости в целом [1]. Лучи лежат на поверхности гиперболоида вращения. Такие поверхности при характеристике внутрирезонаторных полей принято называть каустическими. Заметим, однако, что от традиционных каустик, рассматриваемых в оптике [4], они отличаются двумя обстоятельствами: 1) лучи, распространяющиеся в одном направлении, не имеют пересечения на каустиках или вблизи них; 2) лучи, принадлежащие одному или нескольким пакетам, могут формировать лучевые трубки с фиксированным значением заключенной в них энергии. Если от объемных лучевых пакетов перейти к плоскостным, то гиперболоид вращения трансформируется в две гиперболы, которых будут касаться лучи пакетов [2]. Эти гиперболы будут обладать всеми свойствами оптических каустик. В их окрестностях геометрооптическое приближение перестает быть справед-

ливым [1]. После этих общих замечаний обсудим вопрос о том, все ли лучевые пакеты удовлетворяют резонансным условиям.

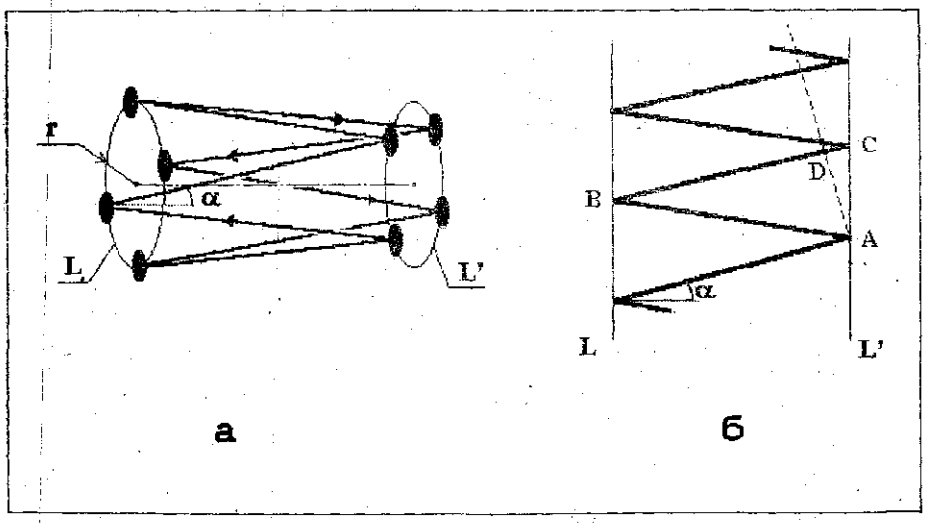

Рис. 1. Лучевая картина винтовых полей: *а* — структура объемного лучевого пакета в полуконфокальном резонаторе, *б* — расчетная схема резонансных лучевых траекторий

Проанализируем наиболее часто встречающийся на практике случай, когда $N \gg 1$ ($R_{\text{кр}} \gg d$). При такой геометрии резонатора радиусы окружностей точек отражения на плоском и сферическом зеркалах будут отличаться незначительным образом: $r_1 \approx r_2 = r$. Для удобства анализа рассмотрим ход лучей в эквивалентной плоскостной схеме, «распрямив» окружности точек поворота L и L' (см. рис. 1). В таком представлении винтовой фронт трансформируется в плоский (пунктир на рис. 1, *б*), а объемный лучевой пакет будет представлять из себя систему лучей, претерпевающих последовательные отражения от границ L и L'. Проинтерферировавшие лучи усилятся, если выполнены условия «продольного» и «азимутального» резонансов. Для двух произвольных лучей AB и BC они могут быть записаны соответственно в виде $AB+BC-DC=m\lambda$ и $AB+BC=n\lambda/N$, где m и n — целые числа. Первое из указанных соотношений эквивалентно известному условию усиления лучей в интерферометре Фабри-Перо:

$$2d\cos\alpha = m\lambda, \tag{3}$$

второе может быть представлено в виде

$$2d/\cos\alpha = n\lambda/N, \tag{4}$$

где α — угол падения лучей на плоское зеркало. Считая угол α малым и используя известные из теории резонаторов [1—4] соотношения $\alpha = \sqrt{2}r/\sqrt{Rd}$, $w^2 = \sqrt{2Rd}/k$, можно установить, что условия (3) и (4) выполняются лишь для лучевых пакетов, радиус r которых равен

$$r^{(l)} = w\sqrt{l}/\sqrt{2}. \tag{5}$$

Выражение (5) дает правило квантования лучевых пакетов по параметру r. Пакеты с радиусом $r^{(l)}$ удовлетворяют уравнению эйконала и соответствуют максимальным значениям поля в распределении (1). Спектр излучения, определяемый из условий (3), (4), также находит-

ся в соответствии со спектром, рассчитанным на основе волновых представлений. Расстояние по частоте между винтовыми полями, индекс l которых отличается на единицу, оказывается равным $\Delta\nu = c/2dN$.

Если рассмотреть окружность, по которой резонансный лучевой пакет пересекает плоское зеркало резонатора, то амплитуда световых колебаний на ней будет равна $U^{(l)} = a^{(l)} e^{-il\varphi}$. Лучевым пакетам, располагающимся вблизи резонансных, можно формально поставить в соответствие поле с перпендикулярным лучам фронтом. Распределение амплитуды в нем равно $U^{(l')} = a^{(l)} e^{-il'\varphi}$, где l' — не целое число. Значение l' может быть выражено через радиус лучевого пакета посредством соотношения $l' = 2r^2/w^2$. Поля с амплитудой $U^{(l')}$ в резонаторе существовать не могут. Однако суперпозиция таких полей, смещенных относительно друг друга по азимуту, описывает реальное поле. В плоскости горловины пучка поле суперпозиции может быть представлено в виде

$$U = a^{(l)}/2\pi \int_{\varphi-2\pi}^{\varphi} \exp\{il'(\varphi' - \varphi) - i\delta(\varphi')\}\, d\varphi'. \qquad (6)$$

Если относительный сдвиг по фазе парциальных волн положить равным $\delta(\varphi') = l\varphi' - \pi(l' - l)$, то из выражения (6) получим

$$U = a^{(l)} e^{-il\varphi} \cdot \operatorname{sinc}(\pi(l' - l)). \qquad (7)$$

Как видно из формулы (7), по мере удаления радиуса лучевых пакетов r от резонансного значения $r^{(l)}$ (что эквивалентно увеличению разности $l' - l$) амплитуда поля падает. Физическая причина этого состоит в уменьшении добротности световых колебаний с «нецелочисленным» значением l'. Заметим, что при $l = 0$ формула (7) описывает приосевую часть гауссова пучка. Хотя каждая из формирующих его парциальных волн характеризуется пакетом из наклонных лучей, суперпозиция этих волн в горловине пучка имеет плоский фронт. Таким образом, несмотря на упрощенный характер проведенного рассмотрения, выражение (7) вполне приемлемо для описания поля вблизи резонансных пакетов.

До сих пор рассматривались однонаправленные замкнутые лучевые траектории внутри резонатора (см. стрелки на рис. 1, *а*). Если энергия распространяется по лучевым траекториям во встречных направлениях, то через каждую точку поверхности гиперболоида вращения проходят под углом друг к другу два луча. Такой ход лучей означает, что в резонаторе возбуждаются винтовые поля, отличающиеся направлением вращения фазы. В результате их интерференции в резонаторе формируются цилиндрические моды TEM_{0l} со сферическим фронтом и азимутальной модуляцией амплитуды, происходящей по закону $\cos(l\varphi)$ или $\sin(l\varphi)$. Кривые псевдолучи, которые, как указывалось, используются в литературе для описания свойств такого рода мод, получаются в результате сложения волновых векторов винтовых полей. Кривой луч, перпендикулярный сферическому волновому фронту, представляет собой линию, касательная к которой в каждой точке совпадает с результирующим волновым вектором, получающимся в результате сложения располагающихся вдоль прямых лучей волновых векторов винтовых полей. Указанная связь свидетельствует о первичном с точки зрения геометрической оптики характере винтовых полей по отношению к полям со сферическим фронтом.

Рассмотренный выше тип винтовых полей с равномерным вращением фазы может быть дополнен типом полей, в которых азимутальн-

ное изменение фазы имеет осциллирующий характер. Сочетая лучевой подход с методом суммирования гауссовых пучков [11], можно в более общем виде установить характер азимутальных зависимостей амплитуды и фазы. Если траектория движения гауссова пучка в резонаторе совпадает со структурой лучевого пакета, то в резонаторе формируется многоходовая мода (M-мода). Экспериментальные исследования [7—10] свидетельствуют о винтовом характере поля M-моды. На рис. 2 приведена структура полей M-мод с $N=3$ для разных апертур резонатора гелий-неонового лазера. Видно, что с уменьшением апертуры происходит наложение световых пятен образующих пучков M-моды. Тем самым деформацию структуры внутрирезонаторного поля при изменении апертуры резонатора можно рассматривать как результат интерференции гауссовых пучков с изменяющимся радиусом соответствующего лучевого пакета. Всякое изменение радиуса лучевого пакета должно происходить, однако, при фиксированной разности фаз $\delta^{(l)}$ световых колебаний в центрах световых пятен образующих пучков, которая может принимать одно из следующих значений: $2\pi/N, \ldots 2\pi l/N, \ldots 2\pi$.

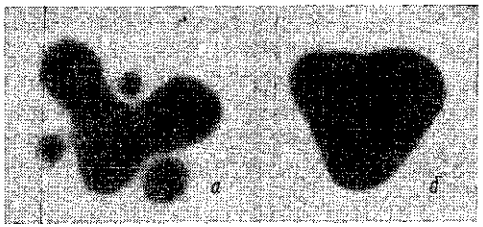

Рис. 2. Структура полей M-мод гелий—неонового лазера с длиной волны 0,63 мкм. Апертура резонатора в случае ($а$) вдвое превосходит апертуру резонатора в случае ($б$). Система из трех малых пятен ($а$) относится ко второй M-моде, возбуждающейся с меньшей интенсивностью

Рассмотрим особенности структуры винтовых полей, образованных M-модами, на примере моды, соответствующей лучевому пакету с $N=4$ (см. рис. 1, $а$). На рис. 3 приведено азимутальное распределение модуля амплитуды $|U|$ и фазы Ψ на плоском зеркале, соответствующее лучевому пакету с $r=w$. Как амплитудные (непрерывные кривые), так и фазовые (пунктир) зависимости характеризуются азимутальными осцилляциями. Кривые *1* и *2* относятся к случаю, когда фазы световых колебаний в пятнах гауссовых пучков совпадают, кривые *3* и *4* — к случаю, когда разность фаз колебаний в соседних пятнах составляет $\pi/2$. В первом случае полное азимутальное изменение фазы равно нулю, во втором — 2π.

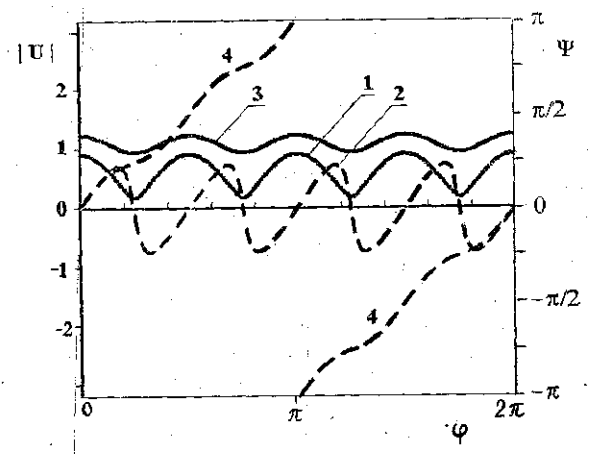

Рис. 3. Азимутальное распределение винтового поля, образованного M-модой: *1, 3* — амплитуда; *2, 4* — фаза; *1, 2* — $\delta^{(l)}=0$; *3, 4* — $\delta^{(l)}=\pi/2$

В то же время, несмотря на различие амплитудно-фазовых распределений, интенсивность азимутального транспорта энергии, задаваемая величиной $|U|\partial\Psi/\partial\varphi$ при $|U|=|U|_{max}$, оказывается примерно одинаковой.

Анализ распределений, рассчитанных для других значений радиу-

сов лучевых пакетов M-моды, показывает, что для заданных $\delta^{(l)}$ азимутальное распределение фазы становится более равномерным при приближении r к значению $r^{(l)}$. Если r оказывается ниже некоторого критического значения r_{cr}, то при $\delta^{(l)}=0$ осцилляции амплитуды и фазы становятся пренебрежимо малыми, и M-мода теряет качество винтового поля. Для моды с $N=4$ $r_{cr}\approx 0{,}5\,w$. С ростом N значение r_{cr} увеличивается.

При сопоставлении результатов расчета с данными эксперимента следует считаться с тем, что в резонаторе лазера может возбуждаться несколько M-мод с одинаковым значением N, но с разной ориентацией лучевых пакетов. Так, на рис. 2, *а* видно присутствие второй M-моды с более слабой интенсивностью. Как правило, эффекты пространственной синхронизации приводят к частотному захвату генерируемых M-мод и установлению между ними определенной разности фаз. В зависимости от соотношения интенсивностей мод и величины разности фаз характер амплитудно-фазовых распределений может претерпеть заметные изменения.

Таким образом, изложенные подходы к геометрическому толкованию свойств винтовых полей делают более наглядными представления об их физической природе, позволяют упростить расчеты характеристик излучения, более полно описать особенности азимутального транспорта энергии в открытых резонаторах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бабич В. М., Булдырев В. С. Асимптотические методы в задачах дифракции коротких волн. М., 1972.
2. Цибуля А. Б., Чертов В. Г., Шерешев А. В.//Оптико-механическая промышленность. 1977. № 10. С. 66.
3. Ваганов Р. Б., Каценеленбаум Б. З. Основы теории дифракции. М., 1982.
4. Солимено С., Крозиньяни Б., Порто Д. Дифракция и волноводное распространение оптического излучения. М., 1989.
5. Coullet P., Gil L., Rocca F.//Opt. Commun. 1989. **73**, N 5. P. 403.
6. Ананьев Ю. А., Аникичев С. Г.//Опт. и спектр. 1989. **67**, № 3. С. 693.
7. Горячев С. Б., Короленко П. В., Новоселов А. Г. и др.//Письма в ЖТФ. 1984. **10**, № 7. С. 429.
8. Гринь Л. Е., Короленко П. В., Федотов Н. Н.//Опт. и спектр. 1992. **73**, № 5. С. 1007.
9. Короленко П. В., Новоселов А. Г., Степина С. А., Шарков В. Ф.// //Квант. электроника. 1986. **13**, № 12. С. 2546.
10. Васильев А. Б., Шульга А. Г., Короленко П. В.//Письма в ЖТФ. 1989. **32**, № 22. С. 91.
11. Бабич В. М., Попов М. М.//Изв. вузов, Радиофизика. 1989. **32**, № 12. С. 1447.

Поступила в редакцию
03.02.95

ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

УДК 538.975

МОДЕЛИРОВАНИЕ РОСТА ТОНКИХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК МЕТОДОМ МОЛЕКУЛЯРНОЙ ДИНАМИКИ

А. А. Кацнельсон, А. Э. Мороз, О. С. Трушин, В. С. Степанюк

(кафедра физики твердого тела)

Представлены результаты молекулярно-динамического моделирования роста пленок серебра и кобальта и кобальтовой подложке. Для описания межчастичных