

Для численного решения уравнения (1) применяется метод конечных элементов [3]. Уравнение (2) интегрируется с помощью прямого и обратного преобразования Фурье — Бесселя. Схема является консервативной и имеет точность  $O(h_r^3)$ ,  $O(h_z^4)$ ,  $O(h_\eta^2)$  ( $h_\alpha$  — шаг по соответствующей переменной).

Для фазовой компенсации теплового уширения в работе предлагается следующий алгоритм. Вначале до заданного  $z_h$  решается задача линейной дифракции. Затем найденное распределение интенсивности  $|E(r, z, \eta)|^2$  подставляется в уравнение (2) и вычисляется зависящий от времени тепловой фазовый набег

$$\Phi_T(r, z_h, \eta) = -R \int_0^{z_h} T(r, z, \eta) dz.$$

Полученная фаза, взятая с обратным знаком, используется для задания новых начальных условий. На практике можно использовать фазо-корректирующее зеркало на пьезокерамике, кривизна которого меняется во времени при формировании импульса по заданному закону.

Развитию методики проиллюстрируем результатами, полученными для коллимированного пучка, гауссова по радиусу и прямоугольного по времени. Пространственное и временное распределение интенсивности на входе изображено на рис. а; б и в описывают распространение нескорректированного пучка с параметрами  $R=8$ ,  $\chi=0,2$ ; г показывает распределение начальной фазы, д и е — распределение интенсивности при распространении скорректированного пучка. Эффективность фазовой коррекции можно оценить как отношение энергий, протекающих через площадку единичного радиуса для скомпенсированного ( $W_h$ ) и некомпенсированного ( $W_0$ ) пучков. Так, при  $z_h=0,5$  —  $W_h/W_0=1,8$ , при  $z_h=0,75$  —  $W_h/W_0=1,5$ . Видно, что динамическая фазовая компенсация может быть с успехом использована для подавления тепловой дефокусировки в нелинейных средах.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Pearson J. E. et al. «Appl. Opt.», 1974, 13, 391.
2. Bradley L. C. et al. «Appl. Opt.», 1974, 13, 331.
3. Выслоух В. А., Кандидов В. П. Теория дифракции и распространения волн. Краткие тезисы докладов. М., 1977, с. 274.

Кафедра  
общей физики для мехмата

Поступила в редакцию  
12.05.78

УДК 538.56

К. Д. ЕГОРОВ

### ОСОБЕННОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ СВЕТОВОГО ПУЧКА В СРЕДЕ, ДВИЖУЩЕЙСЯ С ОКОЛОЗВУКОВОЙ СКОРОСТЬЮ

Хорошо известно явление теплового самовоздействия, возникающее при распространении световых пучков в поглощающих средах [1]. В случае движущейся среды с  $dn/dr > 0$  это явление приводит к дефокусировке и поперечному смещению пучка вверх по потоку [2]. Такая рефракция наблюдается при изобарическом расширении среды, нагре-

ваемой излучением, что имеет место при скоростях движения  $V$  много меньших скорости звука в среде  $C$ , т. е.  $M=V/C \ll 1$ . При  $M \sim 1$  процесс нагревания нельзя считать изобарическим, и характер самовоздействия может качественно измениться. Согласно аналитическим оценкам, полученным в [3], при  $M > 1$  возможны самофокусировка пучка и смещение его вниз по потоку. В настоящей работе численно исследуется процесс самовоздействия при  $M \leq 1$ . На основе решения самосогласованной задачи анализируются абберационные искажения амплитудного профиля.

Изменение поля  $E$  при стационарном самовоздействии описывается уравнением квазиоптики

$$2ik \frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_{\perp} E + 2k^2 n^{-1} \frac{\partial n}{\partial \rho} \rho E, \quad (1)$$

$k$  — волновое число,  $n$  — показатель преломления среды.

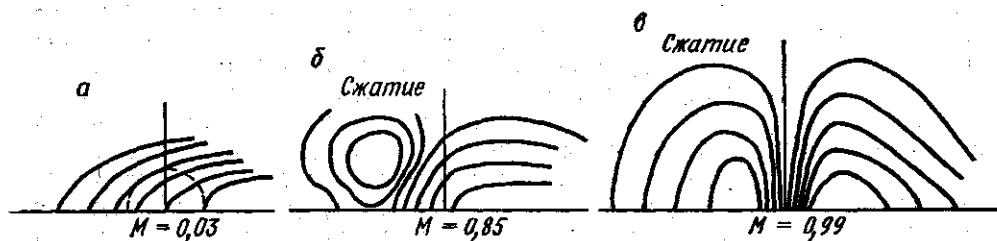


Рис. 1

Распределение плотности  $\rho$  удовлетворяет системе уравнений Навье — Стокса. После их линеаризации и в пренебрежении вязкостью и теплопроводностью среды уравнение для возмущения плотности  $\rho$  примет вид

$$\left( (1 - M^2) \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) \frac{\partial \rho}{\partial x} = \frac{1 - \gamma}{C^2 \nu} \alpha \Delta_{\perp} I, \quad (2)$$

$\alpha$  — коэффициент поглощения среды,  $I$  — интенсивность излучения,  $\gamma = C_p / C_v$  — отношение теплоемкостей.

Система (1), (2) решалась численно. Для интегрирования уравнения (1) применялся метод конечных элементов [4]; уравнение (2) — быстрое преобразование Фурье. Исследовалось влияние параметра  $M$  на характер распространения при неизменном параметре

$$R = \frac{2k^2 \alpha a_0^3 I_0 (\gamma - 1)}{C^2 \nu n} \frac{\partial n}{\partial \rho},$$

определяющем величину нелинейной рефракции.

Влияние скорости движения среды на распределение плотности  $\rho$  представлено на рис. 1. Здесь изображены линии равной плотности в поперечнике пучка гауссова профиля. (Пунктиром приведен размер пучка  $a_0$  по уровню  $e^{-1}$ .) При  $M \leq 0,8$  распределение плотности меняется незначительно, оставаясь практически таким же, как в случае изобарического процесса ( $M \sim 0$ ) (а). Когда  $M \geq 0,85$  (б), появляется область сжатия, степень которого возрастает с увеличением  $M$ . Для

$M=0,99$  (в) распределение плотности близко к антисимметричному по  $OX$ .

Из результатов, полученных для пучка неизменного профиля, можно ожидать, что в средах с  $dn/dr > 0$  возникнет самофокусировка в области пучка, верхней по потоку, и дефокусировка в нижней. На рис. 2 приведены линии равной интенсивности, полученные решением само-

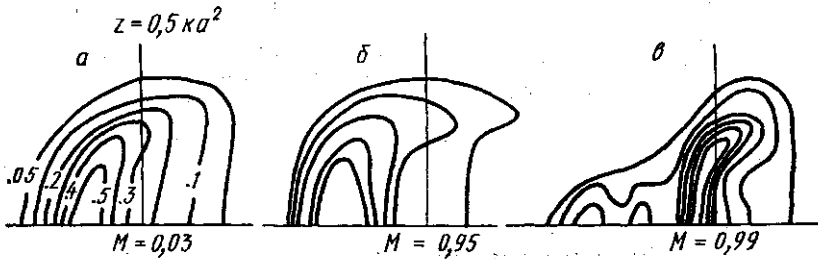


Рис. 2

согласованной задачи (1), (2). При больших  $M$  в верхней части пучка образуются слабовыраженные нити как следствие фокусировки на локальном максимуме плотности в этой части пучка (ср. рис. 2, в с рис. 1).

Нижняя часть пучка отклоняется вверх по потоку из-за градиента плотности между ее экстремальными значениями. Одновременно в этой части происходит дефокусировка в направлении  $OY$ . В результате пучок принимает характерную форму с верхней заостренной частью, в которой находится небольшой максимум, и нижней уширенной, в которой содержится основная энергия.

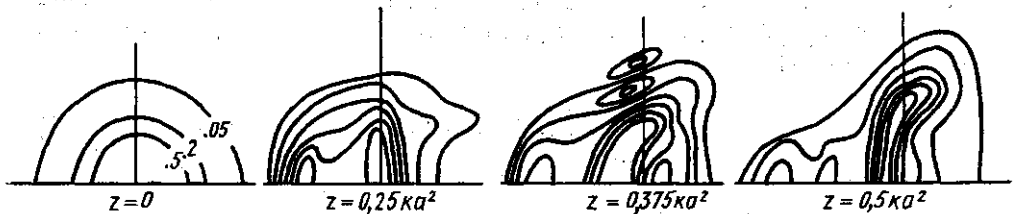


Рис. 3

Развитие абберационных искажений в процессе распространения изображено на рис. 3. По изофотам нетрудно проследить влияние локального максимума в пучке на формирование аббераций.

При этом характер возрастания интегральной ширины пучка, вычисляемой через второй центральный момент распределения интенсивности, практически не зависит от  $M$  вплоть до  $M=0,99$ . Фокусировка одной части пучка компенсируется более сильной дефокусировкой другой.

Из полученных результатов следует, что при анализе теплового самовоздействия стационарного пучка в движущейся среде можно пользоваться изобарическим приближением до  $M \leq 0,85$ . Для значений  $0,85 < M < 1$  следует принимать во внимание возможность возникнове-

ния абберрационных искажений и локальной самофокусировки. Отметим, что указанные эффекты проявятся, если область  $M \sim 1$  имеет протяженность  $\Delta z \geq 0,1 ka_0^2$ .

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алешкевич В. А., Сухоруков А. П. «Письма в ЖЭТФ», 1970, 12, 112.
2. Wallace J. «J. Opt. Soc. Am.», 1972, 62, 373.
3. Воробьев В. В. «Квантовая электроника», 1976, 3, вып. 3, 605.
4. Егоров К. Д., Кандидов В. П. Теория дифракции и распространения волн. Краткие тексты докладов. М., 1977, с. 270.

Кафедра общей физики  
и волновых процессов

Поступила в редакцию  
07.06.78

УДК 537.611.44

Н. И. ШПИНЬКОВ, П. П. ОЛЕФИРЕНКО

### О ВОЗМОЖНОСТИ УСТРАНЕНИЯ ТИПИЧНЫХ ОШИБОК В МОДУЛЯЦИОННОЙ РАДИОСПЕКТРОСКОПИИ

Основой для правильной интерпретации спектров магнитного резонанса является в первую очередь отсутствие аппаратных искажений при регистрации сигнала. При дифференциальном прохождении линии такие искажения на первый взгляд мало изменяют внешние, качественные характеристики производной линии поглощения по полю. Искаженная производная линии поглощения, как и правильная, имеет максимум, минимум и точку перехода через нуль. Такого вида сигналы часто приводятся в публикациях, отражающих изучение спектров ЭПР [1], ЯМР [2], ФМР [3]. Необходимым признаком того, что регистрируемый сигнал соответствует действительному, следует считать выполнение известного условия [4]

$$\int_{-\infty}^{\infty} Y'(H) dH = 0. \quad (1)$$

Примером явного нарушения этого условия является воспроизведенный из работы [1] спектр ЭПР жидкого кислорода (рис. 1).

Таким образом, из анализа литературных данных следует, что чисто аппаратное искажение линий поглощения существенно снижает возможности хорошо отработанной методики магнитного резонанса и часто приводит к неправильной интерпретации результатов. Поэтому в данной работе экспериментально исследовали основные причины, вызывающие такие искажения. Можно выделить три такие причины. Во-первых, при работе на частотах порядка 10 ГГц поглощение высоко-частотной энергии в случае широкой линии может начинаться практически с нулевого поля. Тогда нулевой уровень сигнала будет соответствовать не тому значению напряжения, которое поступает на регистрирующий прибор в нулевом магнитном поле (где производная уже не равна нулю), а значению, к которому стремится напряжение сигнала в сильном поле. Это единственный случай, когда свойства самого образца приводят к кажущемуся нарушению условия (1). На рис. 2 при-