

В.Л. Дербов, А.Д. Новиков, Ю.Н. Пономарев, С.К. Потапов

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНЫХ РЕЗОНАНСНЫХ СПЕКТРОВ В АПЕРТУРНО-ОГРАНИЧЕННЫХ СВЕТОВЫХ ПУЧКАХ

В статье проводится анализ частотной зависимости энергетических потерь пространственного ограниченного пучка в условиях сильного насыщения. Представленные результаты хорошо согласуются с экспериментом и позволяют дать детальную картину эволюции пучка в резонансно-поглощающей среде.

Применение лазеров, генерирующих интенсивное непрерывное или импульсное излучение в атмосферно-оптических экспериментах, стимулирует развитие численных методов расчета изменения характеристик среды и самого излучения в процессе самовоздействия.

Для описания изменения характеристик лазерных пучков на протяженных атмосферных трассах с нелинейностью применяются алгоритмы, использующие разностные консервативные схемы [1, 2], а для пучков с аксиальной симметрией в последнее время разработаны методы решения на основе преобразования Фурье – Бесселя [3–6].

Усовершенствованный алгоритм расчетной схемы типа [6] предложен в [7], там же с его помощью решена задача о распространении светового аксиально-симметричного пучка в прозрачной неоднородной среде с кубической нелинейностью.

Детально описанная в [7] схема расчета позволяет проанализировать поведение пространственно-ограниченного светового пучка с аксиальной симметрией и в нелинейном атмосферном канале с поглощением, испытывающем насыщение с ростом интенсивности пучка.

Задача о распространении первоначального гауссова светового пучка в газе двухуровневых молекул при сильном насыщении поглощения и дисперсии вблизи резонанса решалась в [8–10], где получены результаты влияния нелинейности на геометрические характеристики пучка. Анализ частотной зависимости энергетических потерь пространственного ограниченного пучка в условиях сильного насыщения не проводился, и в настоящей работе эта задача решается с использованием расчетной схемы, предложенной нами в [7].

Используя хорошо известный вид резонансной восприимчивости двухуровневой системы, представим уравнение (1) из [7] для поля E световой волны в среде в виде

$$4i \frac{\partial E}{\partial z} + \left(\frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \right) E = -4\kappa L_D \frac{\delta + i}{1 + \delta^2 + S|E|^2} E, \quad (1)$$

где κ – коэффициент линейного поглощения; $L_D = 4\pi a^2/\lambda$ – дифракционная длина, принятая в качестве единицы продольной безразмерной координаты z ; a – характерный радиус пучка, служащий единицей поперечной координаты r ; S – параметр насыщения; $\delta = \frac{\omega - \omega_0}{\gamma}$ – отстройка частоты света

ω от частоты перехода ω_0 в единицах однородной ширины γ линии перехода; единицей измерения поля E служит его значение на входе в среду в центре пучка.

Для характеристики формы и спектра пучка рассчитывались следующие величины:

1) интенсивность света на оси пучка $I_\infty = |E|^2 = I(r, z, \delta)$;

2) полная мощность пучка $W(z, \delta) = \int_0^\infty I(r, z, \delta) 2\pi r dr$;

3) среднее сечение пучка

$$\sigma^2(z, \delta) = \frac{\int_0^\infty r^2 |E|^2 2\pi r dr}{\int_0^\infty |E|^2 2\pi r dr}.$$

На входе в среду брался пучок с гауссовым профилем $E(z=0, r) = \exp(-\pi r^2)$ и плоским волновым фронтом. Рассматривалось сильное поглощение ($\kappa L_D = 100$) и сильное насыщение ($S = 100$). Выбор параметров r_1 , ρ_1 , α и N в значительной мере произволен и определяется двумя требованиями: 1) $E(r)$ и $E(\rho)$ должны быть малы на границах поперечной сетки; 2) в то же время шаг по r и ρ должен быть достаточно мал, чтобы правильно передать детали профиля пучка и его спектрального образа. Расчеты показали, что наиболее капризным является в данной задаче именно обратное, а не прямое преобразование

Фурье-Бесселя. Сам профиль пучка в силу большого поглощения на краях является идеальной функцией для дискретного преобразования Фурье-Бесселя: это гладкая, очень быстро убывающая с ростом r функция. Что же касается спектрального образа, то нелинейные искажения пучка приводят к росту вклада высших гармоник с большими значениями ρ . Это заставляет увеличивать параметр ρ_1 , жертвуя при этом точностью аппроксимации из-за огрубления сетки в ρ -пространстве. Путем эмпирического подбора были выбраны значения $r_1 = 0,08$, $\rho_1 = 0,10$, $\alpha = 0,03$, $N = 128$. При вариации параметров r_1 от 0,05 до 0,10 и ρ_1 от 0,06 до 0,12 значения I отличались не более чем на 10%, а значения W и σ^2 — не более чем на 1–2%. При удвоении числа точек поперечного разбиения с соответствующим уменьшением шага сетки по r и ρ , а также при изменении шага по 2 в 2–5 раз совпадение результатов было еще лучшим.

Анализ результатов расчета показывает, что эволюция формы и спектра пучка вдоль оси z происходит под влиянием нескольких основных факторов: 1) дифракционное расплывание; 2) нелинейное поглощение, формирующее канал просветления среды; 3) дифракция френелевского типа на образующей наведенной диафрагме; 4) нелинейная рефракция. Последняя вызывает самофокусировку пучка при $\delta < 0$ и самодефокусировку при $\delta > 0$. Эти эффекты заметно проявляются в продольной зависимости осевой интенсивности пучка (рис. 1). Одновременно на канале просветления (наведенной распределенной диафрагме) происходит дифракция, которая является причиной значительного увеличения плотности световой энергии на оси пучка даже в случае $\delta = 0$, когда рефракция отсутствует. Этот эффект наблюдался в [8, 9]. Полная мощность в пучке (рис. 2), естественно, монотонно убывает вдоль оси z . Знак отстройки частоты влияет на скорость этого убывания в силу того, что при наличии фокусировки просветление среды увеличивается. Дифракционная природа всплеска осевой интенсивности становится особенно очевидной при анализе профиля пучка (рис. 4–6). Провалы на кривых $I(z)$ соответствуют появлению кольцевой структуры пучка с профилем, имеющим минимум в центре (рис. 4, 5). Затем при общем уменьшении площади профиль пучка резко сужается и обостряется, после чего наступает значительное общее ослабление пучка, и он далее распространяется все ближе к линейному режиму. В условиях дефокусировки (рис. 4) провал в центре профиля пучка не образуется, а соответствующая кривая продольного изменения осевой интенсивности на рис. 1 монотонно убывает. Во всех случаях (рис. 4–6) на периферии пучка интенсивность стремится к нулю гораздо быстрее, чем гауссова экспонента, что вызвано очень сильным поглощением поля за пределами канала самопросветления («стрип-эффект» по терминологии [8, 10]). Этот эффект хорошо виден на рис. 3, где при всех значениях отстройки частоты среднее сечение пучка вначале понижается, несмотря на то, что дифракционное расплывание, а при $\delta = +1$ также и нелинейная рефракция отклоняют лучи от оси пучка наружу. По мере общего ослабления пучка «стрип-эффект» начинает компенсироваться расхождением лучей и среднее сечение стабилизируется, в то время как мощность (рис. 2) продолжает монотонно убывать. Наконец, при малых мощностях дифракционное расплывание начинает доминировать, и среднее значение сечения пучка растет. Поскольку к этому моменту радиус пучка намного меньше, чем на входе, дифракционная расходимость значительно больше, чем была бы у исходного гауссова пучка (последняя характеризуется дифракционной длиной $1/\pi$; на этой длине сечение рассматриваемого гауссова пучка $\exp(-\pi r^2)$ в свободном пространстве удваивается). Эффект расширения пучка раньше всего наступает при $\delta = +1$, несколько позже — при $\delta = 0$. При $\delta = -1$ рост сечения компенсируется рефракцией в исследованной области значений.

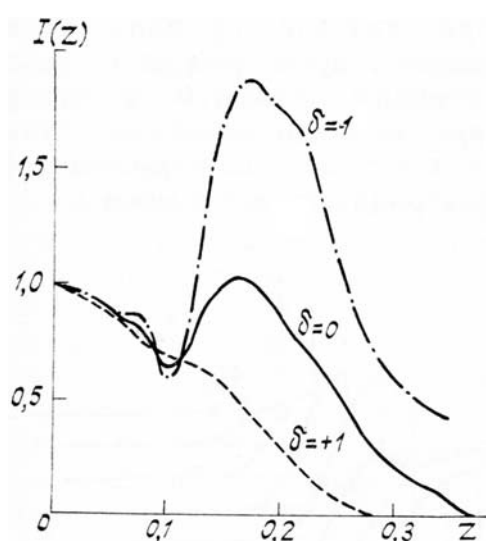


Рис. 1. Продольная зависимость осевой интенсивности пучка при трех значениях отстройки частоты

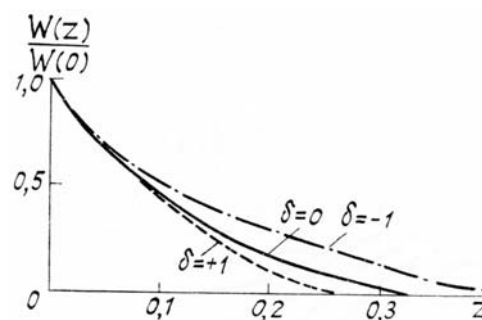


Рис. 2. Убывание полной мощности пучка вдоль оси z происходит быстрее при $\delta = +1$ (дефокусировка) и медленнее — при $\delta = -1$ (фокусировка)

Приведенные результаты хорошо согласуются с экспериментом и теоретическими концепциями работ [8, 10, 11] и позволяют воссоздать детальную картину эволюции пучка в резонансно-поглощающей среде. Существенным отличием наших исследований от [8, 10, 11] по резонансным самовоздействиям является то, что нас в первую очередь интересует спектроскопический аспект данной проблемы. Основной вопрос, на который мы попытаемся ответить ниже, состоит в выяснении отличий спектра сильно насыщенного поглощения в плоской волне и в первоначально гауссовом пучке. Насколько нам известно, такие спектральные исследования ранее не проводились.

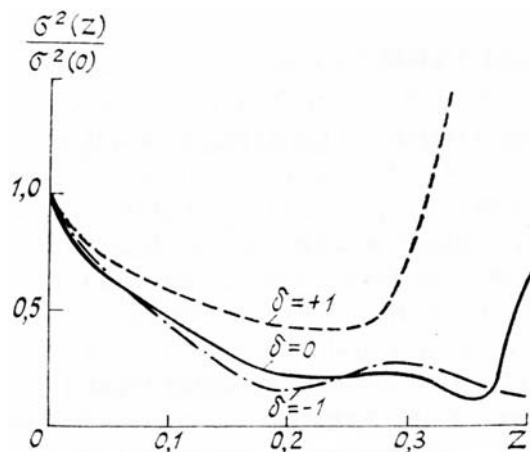


Рис. 3. «Стрип-эффект», нелинейная рефракция и дифракционное расплывание, проявляющиеся в изменениях среднего сечения пучка при трех значениях отстройки частоты

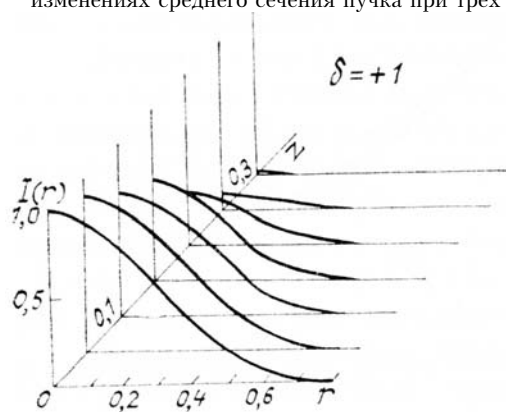


Рис. 4. Эволюция профиля пучка по мере его распространения в глубь среды. Дефокусировка ($\delta = +1$)

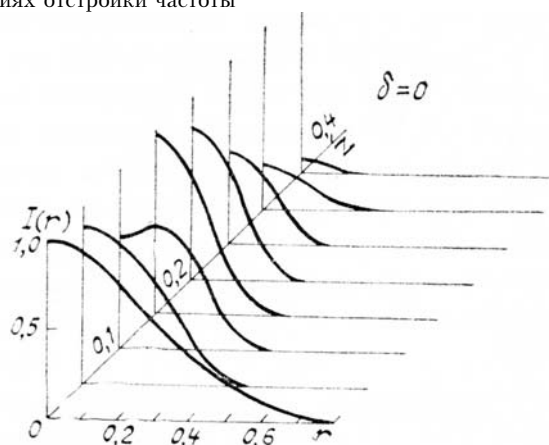


Рис. 5. Эволюция профиля пучка по мере его распространения в глубь среды. При $z = 0,1$ виден провал в центре. Нелинейная рефракция отсутствует ($\delta = 0$), все изменения связаны с дифракцией на наведенной диафрагме

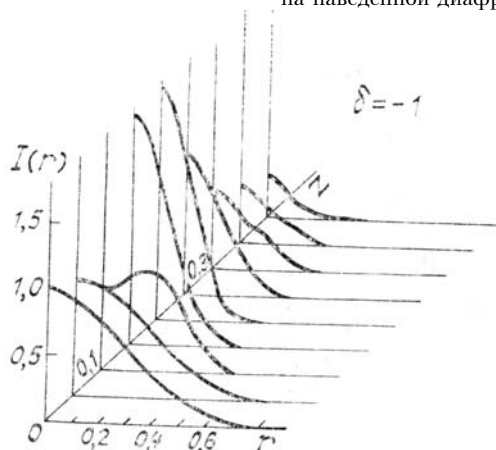


Рис. 6. Продольная эволюция профиля пучка при совместном действии самодифракции и самофокусировки ($\delta = -1$). Самофокусировка увеличивает как глубину провала при $z = 0,1$, так и последующее обострение профиля пучка

На рис. 7, 8 показаны частотные спектры осевой интенсивности и полной мощности W на различных расстояниях от входа в среду. В условиях плоской волны спектр I имел бы хорошо известную лоренцову форму, уширенную насыщением примерно до 10γ , где γ — однородная ширина линии ненасыщенного перехода. Наличие в пучке нелинейной рефракции и самодифракции приводит к резкому изменению формы линии. Максимум поглощения (минимум интенсивности прошедшего света) значительно смещается в область низких частот. В области же более высоких частот возникает спектральный пик пропускания, максимальная интенсивность в котором достигает более чем вдвое большего значения, чем максимальная интенсивность на входе (кривая 4 рис. 7). Интересно отметить наличие четкой корреляции между формой спектра и формой профиля поперечного распределения интенсивности. Например, при наличии провала в центре профиля пучка (рис. 5, 6) в спектре интенсивности появляется два максимума и два минимума (кривая 2 рис. 7). Все эти причудливые изменения спектра обязаны своим возникновением поперечному перераспределению интенсивности излучения, характер которого решающим образом зависит от расстройки δ . Поскольку полная мощность при этом меняется незначительно, следует ожидать, что спектр ее будет менее подвержен влиянию эффектов самовоздействия. Это действительно видно из рис. 8. Однако эти эффекты вызывают заметную асимметрию и значительный сдвиг линии насыщения поглощения в красную сторону на значение порядка γ и более. Очевидной причиной этого сдвига является то, что концентрация излучения в приосевой области пучка из-за самофокусировки при $\delta < 0$ способствует просветлению среды, а значит увеличению W .

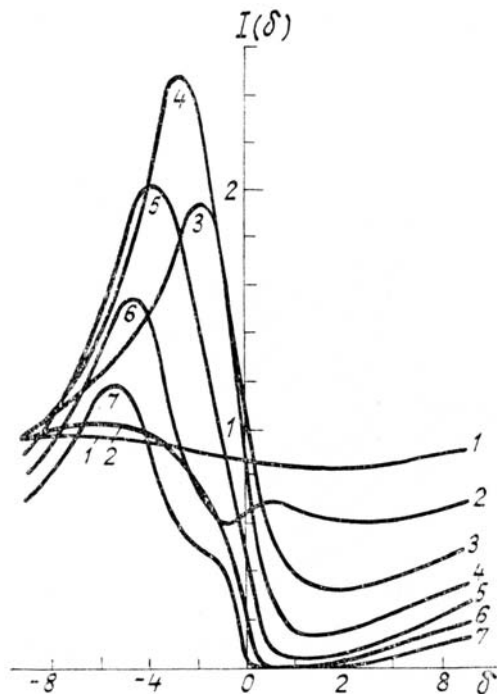


Рис. 7. Спектр осевой интенсивности пучка на различных расстояниях от входа в среду

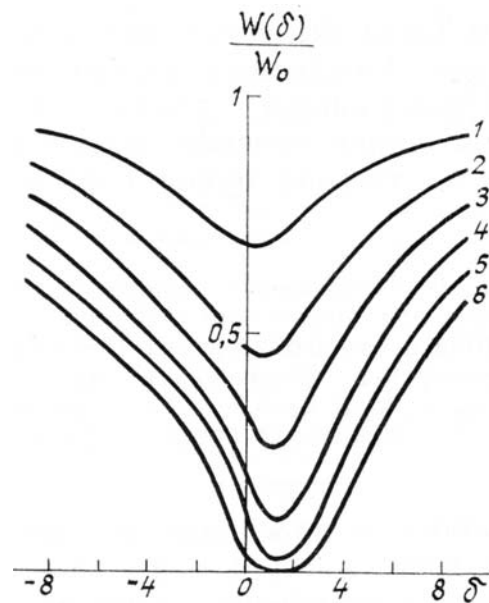


Рис. 8. Спектр полной мощности пучка на различных расстояниях от входа в среду

Таким образом, асимметрия спектральных линий из-за самовоздействия может существенно влиять на результаты спектральных измерений при высоких интенсивностях пучка. В частности, сдвиг линии поглощения существенно растет с увеличением толщины поглощающего слоя (рис. 8). Важное значение имеет размер приемника излучения, так как спектр полной мощности совершенно не похож на спектр мощности узкой приосевой части пучка. Последняя особенно чувствительна к эффектам самовоздействия. Ее спектр может быть неизвестно изменен простым увеличением толщины поглощающего слоя. Все сказанное позволяет сделать вывод о необходимости внимательного учета эффектов самовоздействия в спектроскопии насыщенного поглощения, в частности, в бездоплеровской спектроскопии, а также при зондировании протяженных газовых сред интенсивными пучками света.

1. Волков В. М., Дриц В. В. Минск, 1(987. 23 с. (Препринт /Ин-т математики АН БССР, № 31/301).
2. Афанасьев А. А., Волков В. М., Дриц В. В., Самсон Б. А. Численный метод расчета попутного двухволнового взаимодействия световых импульсов в нелинейных средах. Минск, 1987. 22 с. (Препринт /Ин-т математики АН БССР, № 28/298).
3. Siegman A. F. //Opt. Lett. 1977. V. 1. № 1. P. 13–17.
4. Bardin C. et al. //Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. 1985. V. 540. P. 581–587.
5. Выслоух В. А., Матвеева Т. А. //Изв. вузов. Сер. Радиофизика. 1985. Т. 28. № 1. С. 101–106.

6. Игумнов А.Б., Соловьев А.С., Яненко Н.Н. Численное излучение волновых явлений в нелинейных средах с дисперсией. Новосибирск, 1983. 15 с. (Препринт/Ин-т теоретич. и прикл. механики СО АН СССР, № 25-83).
7. Дербов В.Л., Пономарев Ю.Н., Потапов С.К. //Оптика атмосферы. 1989 Т. 2. № 7. С. 715–722.
8. Tai K., Gibbs H.M. et al. //Opt. Lett. 1984. V. 9. № 6. P. 243–245.
9. Баранов В.Ю., Большов Л.А. и др. //Квантовая электроника. 1987. Т. 14. № 4. С. 707.
10. Le Berre M., Ressayre E., Tallet A. et al. //JOSA. B. V. 2. № 6. P. 956–967.
11. Babuel-Peyrissac J.P., Marinier J.P., Bardin C. et al. Adv. Laser Sci. 1. Proc. 1st. int. Laser Sci. Conf., Dallas, Tex., Nov. 18–22, 1985. New York, 1986. P. 320.

Саратовский госуниверситет
Институт оптики атмосферы СО АН СССР, Томск

Поступила в редакцию
8 августа 1989 г.

V.L. Derbov, A.D. Novikov, Yu.N. Ponomarev, S.K. Potapov. **Numerical Simulations of Nonlinear Resonance Spectra in Aperture Limited Light Beams.**

The paper presents an analysis of energy losses dependence on frequency for a spatially limited beam in conditions of strong saturation. The results obtained are in good agreement with the experimental data and allow a detailed picture of the beam evolution in a resonantly absorbing medium to be obtained.