

07;12

Формирование продольных многодоменных структур в оптически бистабильной системе под воздействием коллимированного трубчатого пучка

© А.В. Выслоух, В.А. Трофимов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию 5 мая 2000 г.

Продемонстрирована возможность формирования нескольких продольных доменов при распространении коллимированных трубчатых пучков в оптически бистабильной безрезонаторной системе. В результате компьютерного моделирования обнаружены два различных сценария их формирования.

Как известно, оптически бистабильные безрезонаторные системы детально исследованы в рамках широкоапертурного приближения [1,2], когда пренебрегается действием дифракции светового излучения. Ее учет может принципиально изменить процесс формирования областей высокого поглощения [3–7] в случае как коллимированных, так и сфокусированных пучков. Так, в [3–7] показано, что при определенных условиях развитие волн переключения как для первоначально гауссовых, так и для трубчатых пучков происходит практически идентично с точки зрения формирования нескольких движущихся или неподвижных поперечных доменов. В частности, в [7] продемонстрирована возможность развития движущихся кинков при воздействии коллимированных трубчатых структур. Как известно [2], ранее для объяснения движения домена высокого поглощения использовали сфокусированные гауссовы пучки. Учитывая, что в [6] обнаружено формирование двух продольных кинков при воздействии коллимированных гауссовых пучков, нами проведено исследование реализации подобной возможности при воздействии первоначально трубчатого пучка. Именно этому вопросу посвящена настоящая работа, в которой обнаружено два сценария развития двухдоменных продольных структур. Следует подчеркнуть, что подобного рода структуры могут наблюдаться не только в динамически оптических

переключателях, реализуемых на основе возрастающего поглощения, но и для других оптических систем, потенциально пригодных для 3-мерной оптической памяти.

Анализируемый в работе процесс описывается следующей системой безразмерных уравнений относительно n концентрации свободных электронов в зоне проводимости полупроводника, измеряемой в единицах максимально возможного в данных условиях ее значения и нормированной на входное значение комплексной амплитуды A пучка:

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial z} + iD\Delta_{\perp}A + \frac{\delta_0}{2}\delta(n)A + i\alpha nA &= 0, \\ \frac{\partial n}{\partial t} &= D_{\perp}\Delta_{\perp}n + D_{\parallel}\frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + q|A|^2\delta(n) - n \end{aligned} \quad 0 < z < L_z, \quad (1)$$

с начальными и граничными условиями

$$\begin{aligned} n|_{t=0} &= A|_{t=0} = r\frac{\partial A}{\partial r}\Big|_{r=0} = A(z, t, r=R) \\ &= \frac{\partial n}{\partial z}\Big|_{z=0, L_z} = \frac{\partial n}{\partial r}\Big|_{r=0} = \frac{\partial n}{\partial r}\Big|_{r=R} = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

$$A(z=0, t, r) = (r/a)^2 \exp(-r^2)(1 - \exp(-10t)). \quad (3)$$

В (1), (2) z измеряется в единицах дифракционной длины. В этом случае параметр D должен быть равен 1, однако он оставлен в (1) для удобства проведения численных экспериментов. L_z — длина рассматриваемой трассы распространения. Поперечная координата r нормирована на характерный радиус начального распределения профиля пучка, R — ее максимальное значение, δ_0 характеризует поглощение световой энергии по интенсивности на дифракционной длине, а $\delta(n)$ — нелинейная зависимость коэффициента поглощения от концентрации свободных электронов. Параметр α — отношение начальной мощности пучка к характерной мощности самовоздействия. Он отличен от нуля при отстройке частоты излучения от частоты перехода между выбранными уровнями. $\Delta_{\perp} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\frac{\partial}{\partial r})$ — поперечный оператор Лапласа, записанный в полярных координатах для аксиально-симметричного пучка, q характеризует скорость генерации свободных электронов при поглощении световой энергии полупроводником. Безразмерные коэффициенты D_{\perp} , D_{\parallel} характеризуют соответственно поперечные и продольные

коэффициенты диффузии заряженных частиц. Они определяются, в частности, квадратами обратных характерных размеров по продольной и поперечной координатам и длительностью импульса. Время t измеряется в единицах времени релаксации. Коэффициент a определяет координату достижения начального распределения светового излучения. Заметим, что в данной работе предполагается достаточно слабое возбуждение донорных уровней, когда можно считать, что время релаксации не зависит от концентрации свободных электронов.

Коэффициент поглощения аппроксимируем следующей функцией:

$$\delta(n) = (1 - n) \exp(-\gamma(1 - \beta n)) \quad (4)$$

с параметрами $\gamma = 2.553$, $\gamma\beta = 5$. Выбор этих значений коэффициентов обусловлен тем, что при $\gamma\beta > 4$ в рамках точечной модели реализуется бистабильная зависимость концентрации свободных электронов от входной интенсивности пучка.

Пусть интенсивность пучка на входе в среду недостаточна для переключения системы в верхнее состояние. Как известно, при распространении дифрагирующего трубчатого пучка в среде происходит его трансформация в гауссов пучок. Причем интенсивность на его оси может значительно превышать входную интенсивность оптического излучения. Поэтому имеется возможность достичь значения интенсивности, при котором происходит переключение системы в верхнее состояние в толще среды. В сформировавшейся области высокой концентрации поглощение оптической энергии резко возрастает, и после ее прохождения при некоторых условиях заряженных частиц на оси пучка вновь формируется провал интенсивности. Таким образом образуется трубчатая структура профиля интенсивности оптического излучения, из-за которой, в свою очередь, при его дальнейшем распространении снова возрастает интенсивность на оси пучка, а его профиль вновь приобретает подобную гауссову форму.

В результате по мере распространения светового пучка в среде он дважды самофокусируется, что приводит к формированию вблизи оси двух областей с высокой концентрацией свободных носителей заряда. Динамика их формирования представлена на рис. 1. Сначала формируется ближний к входному сечению домен. Затем из-за формирования вторичного прохождения первого домена трубчатого профиля пучка образуется более дальний от входного сечения домен высокого поглощения. В этом состоит первый сценарий реализации двух продольных

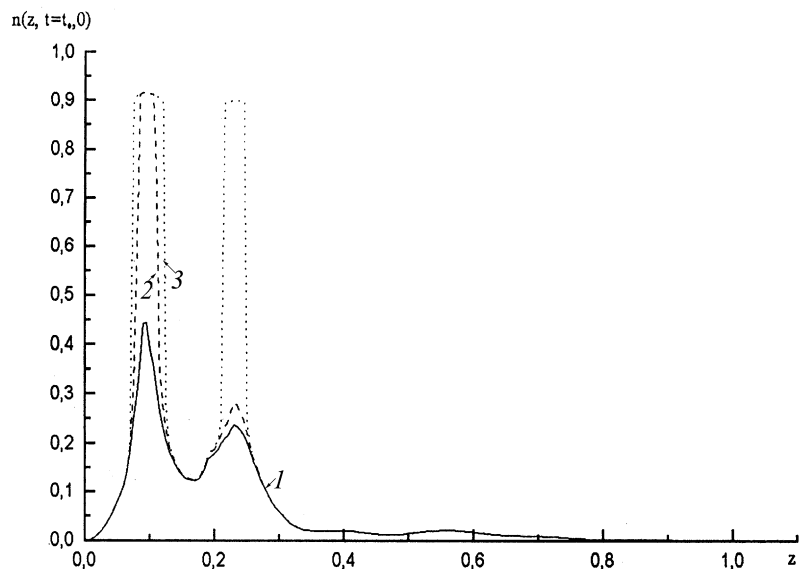


Рис. 1. Продольное распределение концентрации свободных электронов на оси пучка при $q = 0.6084$, $D_{\parallel} = D_{\perp} = 10^{-7}$, $\delta_0 = 0.625$, $\alpha = 0$, $D = 2.25$, $a = 0.57$, в различные моменты времени $t = 7.5$ (1), 11.25 (2), 61.25 (3).

доменов. Заметим, что в случае распространения короткого импульса возможны ситуации, когда формирование второго домена происходит после исчезновения первого домена. Такой случай реализуется, если время релаксации меньше длительности импульса и импульс полностью "не перекрывает" среду. Данный эффект весьма важен для записи информации фемтосекундными импульсами в трехмерных оптических носителях.

Возможен еще один сценарий взаимодействия лазерного излучения с оптически бистабильной системой. Он реализуется, если начальная интенсивность оптического излучения достаточна для образования домена высокой концентрации вблизи входного сечения среды и вне оси распространения. Тогда картина формирования многодоменной структуры вблизи оси пучка существенным образом изменяется.

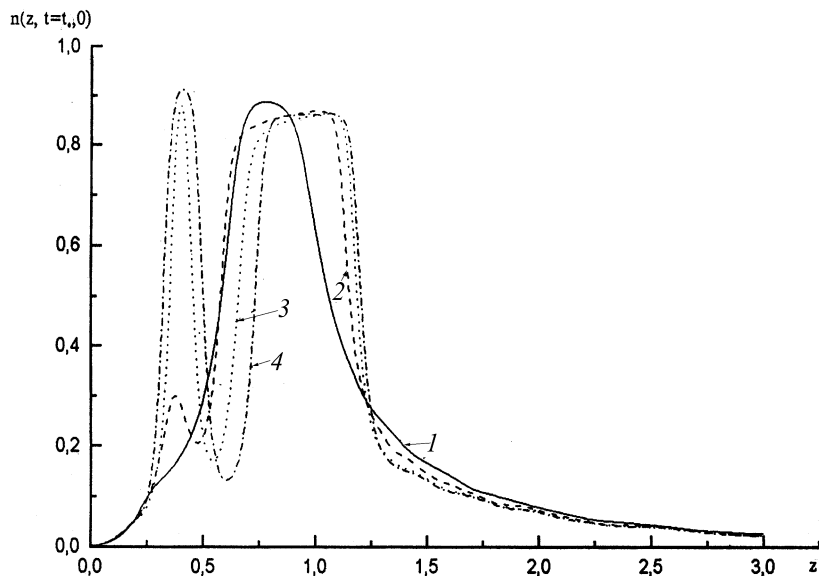


Рис. 2. Продольное распределение концентрации свободных электронов на оси пучка при $q = 1.0$, $D_{\parallel} = D_{\perp} = 5 \cdot 10^{-4}$, $\delta_0 = 5.0$, $\alpha = 0$, $D = 0.25$, $a = 0.5$, в различные моменты времени $t = 3.75$ (1), 7.5 (2), 13.75 (3), 26.25 (4).

На рис. 2 представлена динамика формирования этой многодоменной структуры. Вначале образуются два домена: один из них вблизи передней грани кристалла, другой в толще среды на оси пучка. В нашем случае максимум последнего достигается при $z = 1.0$. Он образуется вследствие описанного выше механизма фокусировки трубчатого пучка. Второй же продольный домен обусловлен формированием области высокого поглощения вблизи входного сечения среды. В результате этого оптическое излучение приобретает профиль интенсивности, который помимо основного кольца имеет еще один провал интенсивности в области его первоначального максимума. Именно эта дополнительная кольцевая структура делает возможным образование третьего домена, располагающегося перед первым сформировавшимся продольным доменом. Координата максимума второго (по времени образования) домена равна примерно 0.4. Этот домен поглощает часть световой энергии.

В результате чего первый (по времени) домен смещается дальше от входного сечения среды. Данная структура является стационарной.

Список литературы

- [1] *Гиббс Х.* Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М.: Мир, 1988. 518 с. (Пер. N. Y.: Academic Press, 1985).
- [2] *Розанов Н.Н.* Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах. М.: Наука, 1997. 334 с.
- [3] *Трофимов В.А.* // Proc. of SPIE. 1999. V. 3733. P. 281–295.
- [4] *Захарова И.Г., Трофимов В.А.* // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 16. С. 43–48.
- [5] *Гуназе О.А., Трофимов В.А.* // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 21. С. 69–73.
- [6] *Выслоух А.В., Трофимов В.А.* // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 3. С. 60–66.
- [7] *Выслоух А.В., Трофимов В.А.* // Опт. и спектр. 2000. Т. 89. № 5.