

05;09  
©1995

## ПРОСТРАНСТВЕННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ДИФРАГИРУЮЩЕГО ПУЧКА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ ГРАНИЦЫ ДОМЕНА СИЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ

*И.Г.Захарова, В.А.Трофимов*

Как известно, оптическая бистабильность (ОБ) интенсивно исследуется на протяжении многих лет [1-7], что обусловлено, в частности, потенциальными возможностями ее использования для создания оптического компьютера, а также различных систем хранения и обработки информации. В настоящее время предложено много разнообразных схем ОБ, которые разделяют на абсорбционные и дисперсионные [1]. При исследовании абсорбционной ОБ, как правило, пренебрегают влиянием дифракции пучка, уделяя основное внимание пространственной структуре реализуемого домена высокого поглощения [2-7]. Однако при уменьшении радиуса входного оптического излучения на выходе из среды формируется профиль интенсивности пучка с несколькими локальными максимумами [6]. Возможная причина этой трансформации выходного профиля оптического излучения связана с преломлением световых лучей при переходе через границу домена высокого поглощения. Следовательно, дифракция оптического излучения может принципиально изменить как динамику его взаимодействия со средой, так и пространственные распределения характеристик среды и светового пучка. С целью проверки этого предположения нами проведено численное моделирование прохождения оптического излучения через границу домена высокого поглощения на примере абсорбционной ОБ, реализуемой при концентрационной зависимости коэффициента поглощения.

В интересующей нас ситуации процесс распространения оптического излучения в полупроводнике в безрезонаторной схеме описывается следующей системой безразмерных уравнений:

$$\partial A / \partial z + i D \Delta_r A - i \alpha n A + \delta_0 \delta(n) A = 0, \quad z > 0, \quad 0 < r < R,$$

$$\partial n / \partial t = D_n \Delta_r n + \delta(n) |A|^2 \gamma n, \quad \delta(n) = (1 - n) \exp(-\gamma_1 + \gamma_2 n). \quad (1)$$

Здесь  $A$  — нормированная на пиковое значение комплексная амплитуда,  $z$  — безразмерная продольная координата,  $t$  — нормированное время,  $n$  — нормированное изменение концентрации электронов в зоне проводимости относительно равновесного значения,  $\delta(n)$  (с параметрами  $\gamma_1 = 2.22$ ,  $\gamma_2 = 5$ ) аппроксимирует одну из встречающихся в литературе реальных зависимостей коэффициента поглощения [1] с учетом его насыщения, которое, вообще говоря, можно описать в терминах интенсивности насыщения перехода. Так как в [9] показано, что различные механизмы релаксации изменяют лишь размеры области высокого поглощения, без ее качественной трансформации, то в (1) ограничимся только релаксационным слагаемым  $\gamma n$ , где  $\gamma$  обратно пропорциональна времени релаксации. Коэффициенты  $D$  и  $D_n$  характеризуют соответственно дифракцию пучка и диффузию носителей заряда,  $\alpha$  — отношение входной мощности оптического излучения к характерной мощности самовоздействия,  $\delta_0$  описывает коэффициент поглощения полупроводника в равновесном состоянии. Оператор  $\Delta_r$  равен  $\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( \frac{r \partial}{\partial r} \right)$ , где  $r$  — поперечная координата, нормированная на начальный радиус пучка. Параметр  $R$  выбирается из условий обращения в 0 комплексной амплитуды  $A$  на границе рассчитываемой области. Заметим, что в (1) число безразмерных параметров может быть уменьшено. Однако в записанном виде уравнения более удобны для анализа влияния различных параметров на формирование домена высокого поглощения.

На вход в полупроводник подается гауссов пучок

$$A|_{z=0} = \exp(-r^2). \quad (2)$$

Полагаем, что на границе нет стока заряда, и поэтому задаем нулевое значение их потока  $\frac{\partial n}{\partial r}|_{r=0,R} = 0$ .

Задача (1) решается с помощью нелинейной разностной симметричной монотонной схемы, имеющей второй порядок аппроксимации по пространственным переменным и времени [8]. Так как в процессе расчетов реализуется немонотонное распределение интенсивности светового пучка, то для контроля получаемых результатов численные эксперименты проводились на последовательности сеток с измельчением шагов.

Численные эксперименты проводились для широкого набора безразмерных параметров среды и пучка

$$\begin{aligned} |\alpha| &= 0, 5, 10, \quad D, D_n = 10^{-8} - 10^{-2}, \\ \gamma &= 0.05 - 0.5, \quad \delta_0 = 1 - 4, \quad z < 3. \end{aligned} \quad (3)$$

Учитывая, что влияние соотношения различных параметров на формирование домена высокого поглощения детально исследовано в [9], здесь обсудим лишь результаты, относящиеся к формированию нескольких доменов сильного поглощения и дифракционной неустойчивости пучка. Для объяснения возникающей при моделировании существенно немонотонной структуры профиля пучка изменялись коэффициенты дифракции и поглощения, что позволяло регулировать протяженность вдоль  $z$  и ширину по поперечной координате области высокого поглощения.

Следует отметить, что неустойчивость профиля пучка в рассматриваемой ситуации имеет пространственно-временной характер, так как для ее реализации необходимо формирование домена высокого поглощения, происходящее во времени, а также "накопление" по продольной координате разности фаз соседних лучей, прошедших его границу. Поэтому на этапе формирования сложного пространственного распределения интенсивности и концентрации носителей заряда имеет место рост возмущений профиля интенсивности как по пространству (вдоль  $z$ ), так и во времени.

Заметим, что граница домена высокого поглощения световой энергии представляет собой границу раздела двух сред с различными оптическими свойствами: разными коэффициентами абсорбции. Существенно, что она изменяется по пространству. Поэтому различные лучи преломляются под разными углами, образуя сложную интерференционную картину. При уменьшении дифракции пучка различие траекторий соседних лучей уменьшается, как следствие этого, уменьшается разность фаз между ними и снижается контрастность интерференционной картины. Аналогичное влияние оказывает коэффициент поглощения среды. С его ростом граница домена высокого поглощения сдвигается к началу среды. Следовательно, ослабевает влияние дифракции оптического излучения, а значит, снижается контрастность интерференционной картины.

Изложенные выше рассуждения подтвердились результатами численного моделирования. В качестве иллюстрации на рис. 1, 2 представлены типичные распределения интенсивности светового пучка и концентрации носителей заряда. Заметим, если реализуются достаточно благоприятные условия для проявления интерференционной картины, то модуляция профиля интенсивности света может достигать достаточной величины для того, чтобы вблизи границы переключения полупроводника привести к повторному его переключению.

Подчеркнем, что данная неустойчивость профиля пучка имеет дифракционную природу, и поэтому аналогичные распределения будут реализоваться и при других величинах

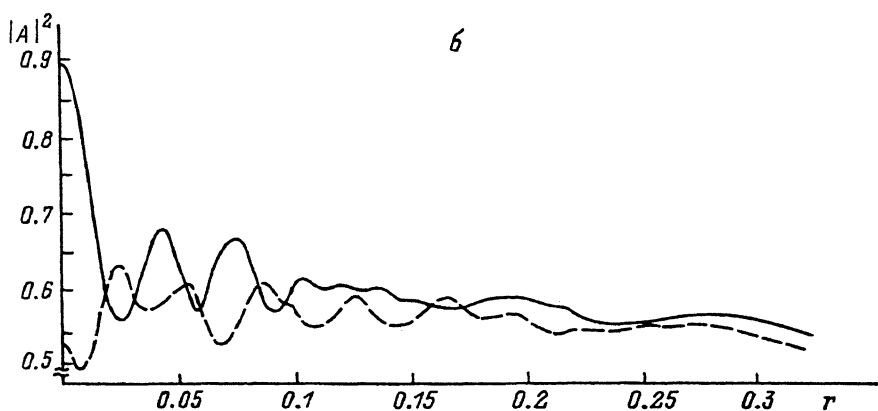
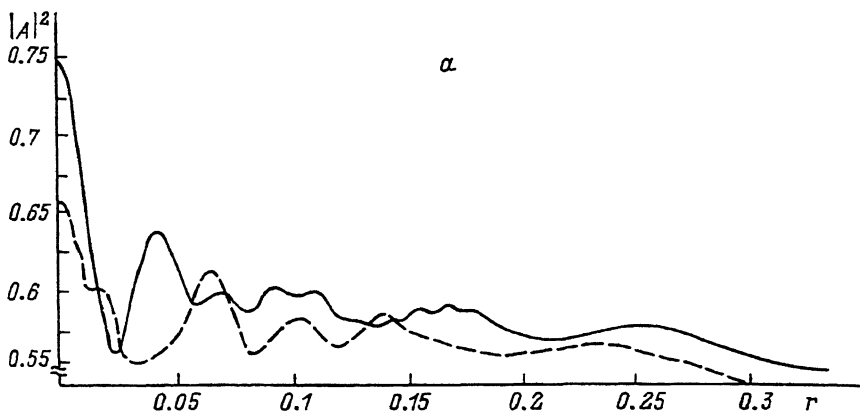


Рис. 1. Установившиеся распределения интенсивности вблизи сечения переключения для  $a$  —  $\delta_0 = 2$ ,  $\gamma = 0.5$ ,  $D = 0.01$ ,  $D_n = 10^{-8}$ ,  $\alpha = 0$  в сечениях  $z = 0.2036$  (сплошная кривая),  $0.2448$  (пунктир) и  $b$  —  $\alpha = 5$  (дефокусировка) в сечениях  $z = 0.1998$  (сплошная кривая),  $0.2304$  (пунктир).

ных зависимостях коэффициента поглощения кристалла, например в случае температурной зависимости. При этом необходимо, чтобы в рассматриваемом интервале времени отклик среды был близок к локальному. Отчасти подтверждением представленных на рис. 1,2 результатов может служить работа [6], где при уменьшении входного диаметра пучка до 20 мкм наблюдались сильные осцилляции его выходного профиля для кристалла CdS.

Заметим, что из-за сильного градиента характеристик среды вблизи сечения переключения будет рождаться отраженная от градиента  $n$  волна, которая ограничивает ин-

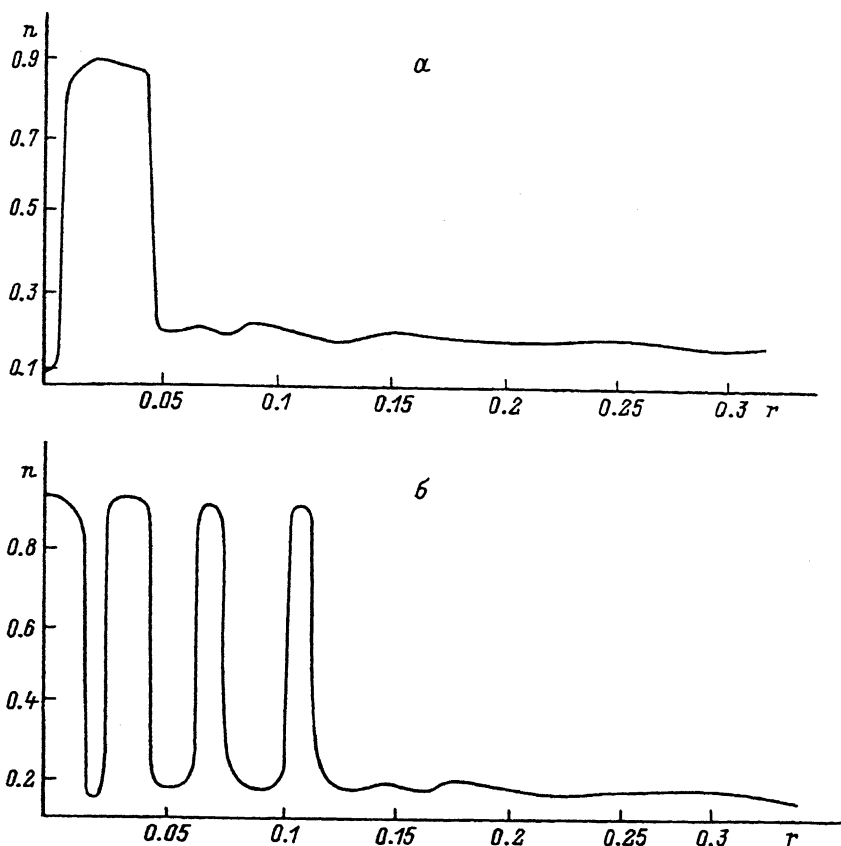


Рис. 2. Стационарные распределения концентрации носителей заряда в сечении  $z = 0.2192$  для  $\alpha = 0$  (а), 5 (б). Остальные параметры совпадают с параметрами рис. 1.

тенсивность света, например в фокусе [10]. Возможно, что в ОБ элементах ее влияние приведет к необходимости увеличения входной интенсивности для достижения переключения. Следовательно, с этим может быть связана одна из причин недостижения теоретического предела переключения по интенсивности (а значит, и по мощности) светового излучения.

В заключение кратко остановимся на соотношении результатов данной работы и [11], в которой показана неустойчивость азимутального распределения пучка при его самофокусировке в керровской среде. Отметим, что в исследуемом нами случае формирующаяся сложная структура пучка имеет место как для чисто амплитудных решеток ( $\alpha = 0$ ,

рис.1), так и при наличии самовоздействия ( $|\alpha| \neq 0$ ). Представленное распределение интенсивности (рис. 1) имело место при различных знаках  $\alpha$ , хотя оно, естественно, несколько трансформировалось в зависимости от этого знака. Поэтому данная неустойчивость профиля интенсивности пучка имеет иную физическую природу (см. выше), чем неустойчивость В.И. Беспалова и В.И. Таланова.

Бесспорно, представляется интересным исследование ее проявления в ОБ системах. Однако этот вопрос выходит за рамки данной работы. Заметим только, что рост  $n$  (самовоздействия) сопровождается увеличением поглощения светового излучения и, следовательно, снижением его мощности и интенсивности. Поэтому возможно "подавление" такой неустойчивости в ОБ системах при самофокусировке пучка. Точный ответ может быть получен на основе детального моделирования соответствующего процесса и представляет самостоятельный интерес.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 95-02-04448).

#### Список литературы

- [1] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света / Пер. с англ. М.: Мир. 1988.
- [2] Стадник В.А. // ФТТ. 1988. Т. 30. С. 3571.
- [3] Rozanov N.N., Fedorova A.V., Khodova G.V. // Phys. Stat. Sol. (b). 1988. V. 150. P. 545.
- [4] Dneprovskii V.S., Furtichev A.I., Klimov V.I. et al. // J. de Physique (C2). 1988. V. 49. P. C2-241.
- [5] Стадник В.А. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. С. 142.
- [6] Вандышев Ю.В., Днепроvский В.С., Шэнь Ли и др. // Препринт физ. фак. МГУ. № 19. М., 1988.
- [7] Transverse Patterns in Nonlinear Optics // Proc. SPIE. 1992. V. 1840.
- [8] Карамзин Ю.Н., Сухоруков А.П., Трофимов В.А. Математическое моделирование в нелинейной оптике. М.: Изд-во МГУ, 1989.
- [9] Bondarenko O.S., Trofimov V.A. et al. // BRAS Physics / Supplement Physics of Vibrations. 1994. V. 58. N 1. P. 37.
- [10] Куницын С.Д., Сухоруков А.П., Трофимов В.А. // Изв. РАН. Сер. физ. 1992. Т. 56. № 12. С. 201-208.
- [11] Беспалов В.И., Таланов В.И. // Письма в ЖЭТФ. 1966. Т. 3. С. 471.

Московский

государственный университет  
им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию

26 августа 1994 г.

В окончательной редакции

4 мая 1995 г.