

07;12

## **О формировании нескольких продольных кинков высокого поглощения при воздействии коллимированных гауссовых световых пучков**

© А.В. Выслоух, В.А. Трофимов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию 29 сентября 1999 г.

Показана возможность реализации нескольких продольных кинков в оптически бистабильных системах на основе возрастающего поглощения при воздействии коллимированных гауссовых пучков, испытывающих действие дифракции. Механизм формирования доменов основан на свойстве фокусировки трубчатых пучков, формируемых вследствие нелинейного поглощения энергии оптического излучения на начальном этапе его распространения.

Как известно, оптически бистабильные безрезонаторные системы наиболее детально изучались в рамках широкоапертурного приближения [1,2], когда действием дифракции и светового пучка пренебрегалось. Миниатюризация бистабильных элементов требует перехода к более узким световым пучкам и, следовательно, учета дифракционных эффектов. Принятие во внимание дифракции оптического излучения также необходимо из-за изменения характерного размера первоначально гауссова пучка на этапе формирования домена высокого поглощения, так как при определенных условиях на оси пучка интенсивность оптического излучения становится меньшей, чем в периферийной области. В этом случае характерным размером пучка является ширина сформировавшейся кольцевой структуры, и вследствие этого его дифракционная длина может в несколько раз уменьшиться по сравнению с ее первоначальным значением. Кроме этого, из-за трансформации профиля интенсивности гауссова пучка в трубчатую (кольцевую) структуру возможно последующее увеличение интенсивности оптического излучения в приосевой зоне пучка (это известное свойство фокусировки трубчатых пучков). Последнее свойство при определенных условиях может привести к формированию еще некоторых областей высокого поглощения. Именно

этот ранее неизученный эффект описан в настоящей работе на примере формирования доменов высокого поглощения в оптически бистабильном элементе на основе возрастающего поглощения полупроводника из-за перенормировки ширины запрещенной зоны вследствие генерации свободных электронов. Важно подчеркнуть, что подобные закономерности могут проявляться для широкого круга задач хранения и записи информации на оптических носителях (трехмерной 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:

$$\frac{\partial A}{\partial z} + iD\Delta_{\perp}A + \frac{\delta_0}{2}\delta(n)A + i\alpha nA = 0, \quad 0 < z < L_z, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_{\perp}\Delta_{\perp}n + D_{\parallel}\frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + q|A|^2\delta(n) - n,$$

с начальными и граничными условиями

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

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

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;  $\delta_0$  характеризует поглощение световой энергии на дифракционной длине, а  $\delta(n)$  — нелинейная зависимость коэффициента поглощения от концентрации свободных электронов;  $\alpha$  — отношение начальной мощности пучка к характерной мощности самовоздействия;  $\Delta_{\perp} = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(r\frac{\partial}{\partial r})$  — поперечный

оператор Лапласа, записанный в полярных координатах для аксиально-симметричного пучка;  $q$  характеризует скорость генерации свободных электронов при поглощении световой энергии полупроводником;  $D_{\perp}$ ,  $D_{\parallel}$  характеризуют соответственно поперечные и продольные коэффициенты диффузии заряженных частиц. Время  $t$  измеряется в единицах времени релаксации. Заметим, что в данной работе предполагается достаточно слабое возбуждение донорных уровней, когда можно считать, что время релаксации не зависит от концентрации свободных электронов.

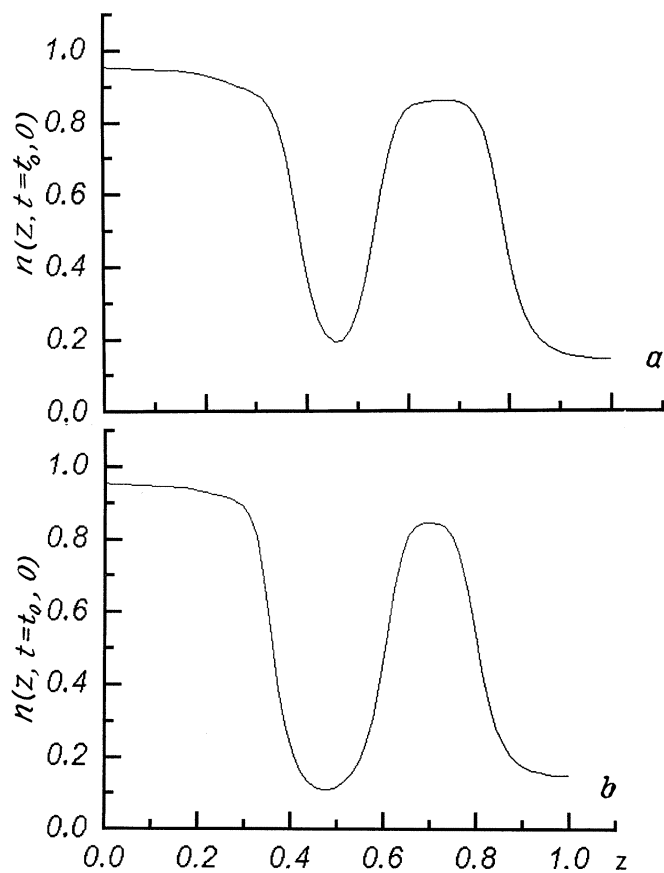
Коэффициент поглощения аппроксимируем следующей функцией:

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

с параметрами  $\alpha = 2.553$ ,  $\gamma\beta = 5$ . 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.

В качестве иллюстрации проведенных исследований на рис. 1 представлено стационарное продольное распределение концентрации свободных носителей заряда на оси пучка для двух значений коэффициента  $D$ , характеризующего дифракцию оптического излучения, слабо развитой продольной и поперечной диффузии (что достигается, например, за счет выбора продольного размера среды и начального размера пучка) и случая чисто амплитудных решеток (самовоздействие отсутствует). На нем отчетливо видна двухдоменная структура, которая реализуется из-за трансформации профиля интенсивности первоначально гауссова пучка вдоль трассы его распространения. Это подтверждает рис. 2, на котором представлен профиль интенсивности пучка в различных сечениях среды.

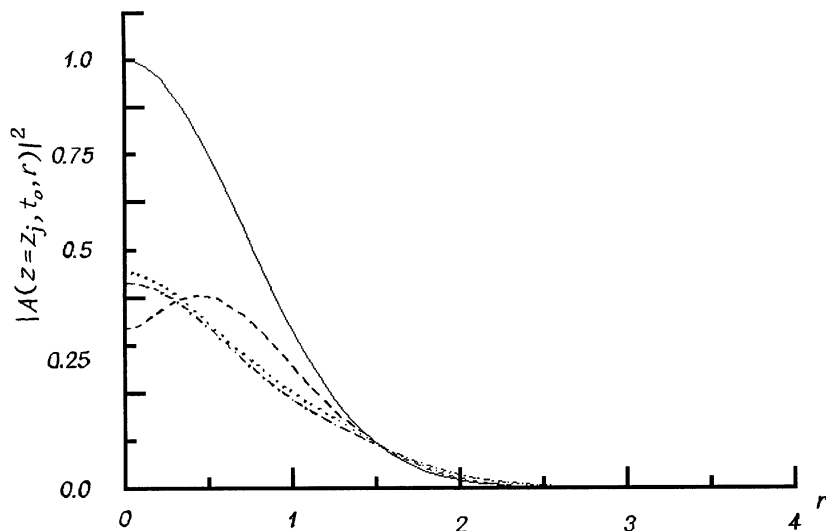
По мере своего распространения в среде первоначально коллимированный гауссов пучок из-за присутствия области высокого поглощения вблизи его оси трансформируется в пучок, имеющий провал в распределении интенсивности на оси (рис. 2, пунктир). Далее из-за дифракции оптического излучения трубчатое распределение интенсивности трансформируется в гауссово распределение с интенсивностью, превышающей ее значение, при котором имеет место переключение системы в верхнее состояние, соответствующее высокому поглощению (рис. 2, точечная кривая). Затем из-за увеличивавшегося поглощения интенсивность пучка снова уменьшается, и в некотором сечении среды система вновь переключается в нижнее состояние. Вообще говоря, этот процесс может повториться еще раз. Заметим, что, в частности изменяя



**Рис. 1.** Продольное распределение концентрации свободных электронов на оси пучка при  $q = 2.25$ ,  $D_{\parallel} = 0.001$ ,  $D_{\perp} = 0.001$ ,  $\delta_0 = 5.0$ ,  $\alpha = 0$ ,  $t_0 = 75$ ,  $D = 0.3$  (a),  $0.27$  (b).

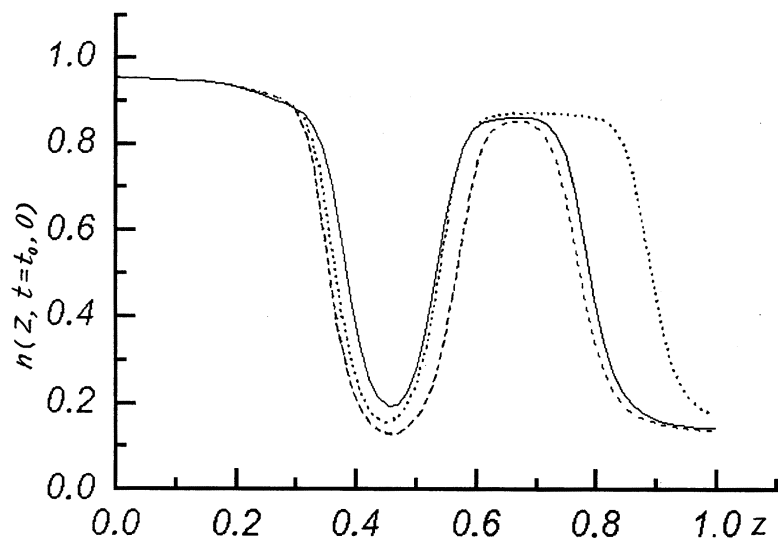
начальный радиус пучка (в наших обозначениях коэффициент  $D$ ), можно перемещать положение второго домена и его протяженность (рис. 1).

Наличие самовоздействия, обусловленного фазовыми решетками ( $\alpha \neq 0$ , что достигается отстройкой частоты лазерного излучения



**Рис. 2.** Поперечное распределение интенсивности светового пучка в сечениях  $z_j = 0$  (сплошная линия), 0.44 (пунктир), 0.78 (точечная линия), 0.89 (штрих-пунктир). Параметры соответствуют рис. 1.

от частоты перехода), трансформирует многодоменную структуру, при определенных условиях не разрушая ее. Для сравнения на рис. 3 представлено продольное распределение концентрации свободных носителей заряда для случая чисто амплитудных решеток (сплошная кривая рис. 3), и амплитудно-фазовых решеток (пунктир и точечная кривая рис. 3). Как видно на рис. 3, самофокусировка (точечная кривая) отодвигает сечение переключения системы в нижнее состояние для второго домена, не изменяя практически сечения переключения в верхнее состояние. Это демонстрирует то обстоятельство, что основным механизмом увеличения интенсивности в толще среды является фокусировка пучка за счет его трубчатой структуры. Дефокусировка светового пучка уменьшает его пиковую интенсивность, что приводит к сокращению длины домена. Помимо этого, она сглаживает кольцевую структуру пучка, в результате чего вторичное переключение системы в верхнее состояние происходит в более дальнем сечении по сравнению со случаем чисто амплитудных



**Рис. 3.** Продольное распределение концентрации свободных электронов на оси пучка при  $q = 2.25$ ,  $D_{\parallel} = 0.001$ ,  $D_{\perp} = 0.001$ ,  $D = 0.3$ ,  $\delta_0 = 5.0$ ,  $t_0 = 125$ , при  $\alpha = 0.0$  (сплошная линия),  $-0.05$  (пунктир),  $0.2$  (точечная линия).

решеток. Подчеркнем, из-за формирования домена высокого поглощения реализуется область быстрого изменения концентрации по поперечной координате. Причем второй домен высокого поглощения имеет поперечный размер, значительно меньший по сравнению с радиусом пучка. В результате этого при отличии от нуля коэффициента  $\alpha$  в данной области пучка действует сильная линза. Этим и обусловлен выбор значений параметра  $\alpha$ , представленных в подписях к рисункам, при которых самовоздействие оптического излучения в области второго домена оказывает значительное влияние на динамику распространения приосевой области пучка.

Таким образом, результаты данной работы (так же как и [3–5]) показывают, что дифракция оптического излучения принципиально изменяет динамику формирования доменов высокого поглощения в безрезонаторных системах. Наряду с полученными в [3–5] возможностями формирования "обратного" кинка, дифракционной неустойчивости

вследствие прохождения неоднородной распределенной границы домена высокого поглощения и т. д., дифракция оптического излучения приводит к формированию нескольких продольных доменов высокого поглощения (стационарных или динамических).

Подчеркнем, что аналогичные закономерности могут иметь место в системах термальной оптической памяти. В этом случае они будут проявляться в переключении последующих слоев активного элемента, расположенных за слоем, на который произведена фокусировка излучения.

## 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. SPIE. 1999. V. 3733. P. 281–295.
- [4] Захарова И.Г., Трофимов В.А. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. В. 15. С. 43–48.
- [5] Гуназе О.А., Трофимов В.А. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. В. 21. С. 69–73.