

Ж. В. КОЛЯДКО, В. В. ШЕПЕЛЕВИЧ
МГПУ им. И.П. Шамякина (г. Мозырь, Беларусь)

ОСОБЕННОСТИ МОДЕЛИРОВАНИЯ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ОДНОМЕРНЫХ ТЕМНЫХ ПУЧКОВ В ФОТОРЕФРАКТИВНОМ КРИСТАЛЛЕ

При использовании нулевых граничных условий на границах исследуемой области значения поля светового излучения полагают равными нулю. В этом случае при достижении электромагнитной волной границы вычислительного окна происходит её отражение. Это может привести к искажению действительной картины распространения светового излучения. Для того чтобы отраженная от границ вычислительного окна волна не успевала дойти до интересующей нас области и исказить результаты вычислений, размеры вычислительного окна значительно увеличивают. Этим неудобств можно избежать при использовании прозрачных граничных условий [1], позволяющих имитировать несуществующие границы, которые не отражают возмущение.

Основная идея использования прозрачных граничных условий состоит в формировании экспоненциального поведения поля вблизи краёв исследуемой области. Для этого согласно [1] предполагается, что возле границ вычислительного окна $A=A_0\exp(ik_x x)$, где A_0 и k_x – комплексные постоянные. Прозрачные граничные условия заключаются в оптимальном выборе действительной части k_x . Если принять, что u_m^{n+1} – огибающая пучка в безразмерных единицах для $(n+1)$ -го пространственного шага, то

$$u_m^{n+1} = u_{m-1}^{n+1} e^{ik_x h_x}, \quad (1)$$

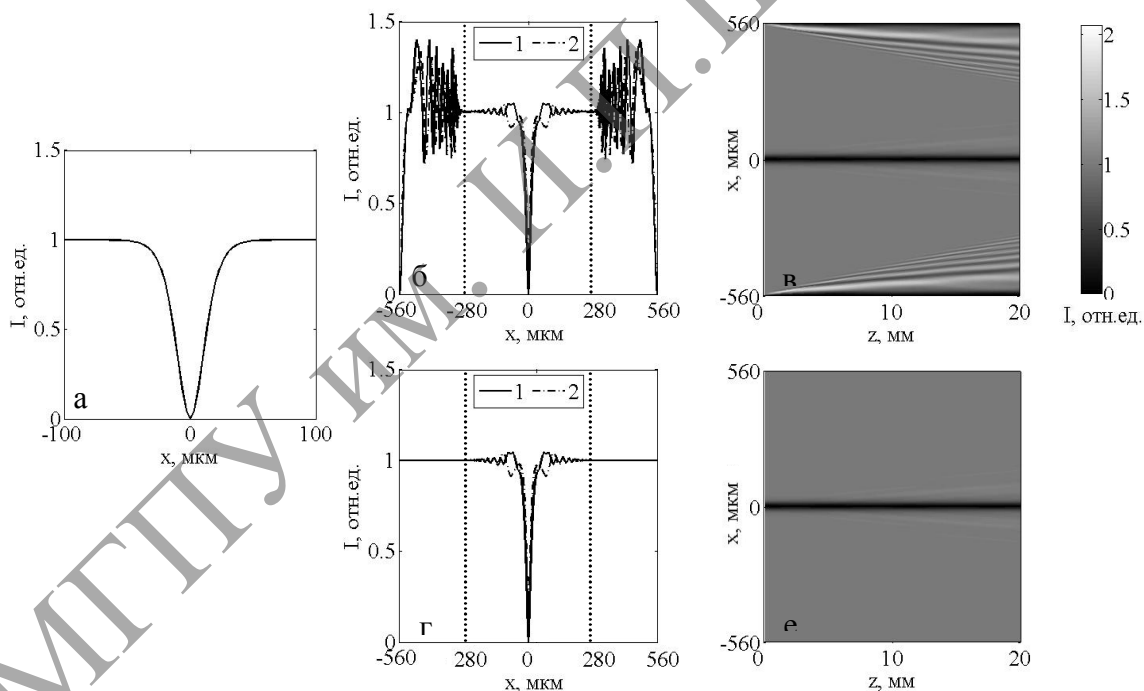
где k_x вычисляется из предыдущего шага через отношение $\frac{u_{m-1}^n}{u_{m-2}^n}$, h_x – шаг по пространственной переменной x в безразмерных единицах. Для предотвращения отражения в исследуемую область

действительная часть комплексного вектора электромагнитной волны должна быть неотрицательной, что делает границу прозрачной и позволяет световой энергии оставить область моделирования.

Рассмотрим одномерный темный пучок [2] (темный провал, вложенный в однородный световой фон), который распространяется в кубическом оптически активном фоторефрактивном кристалле класса 23 среза ($\bar{1}\bar{1}0$) вдоль оси z и дифрагирует только по направлению x . Для описания эволюции векторной огибающей темного пучка \vec{A} будем использовать нелинейное уравнение, полученное в парааксиальном приближении (напр., [3]). Для численного моделирования распространения пучка, содержащего темную область, образованную в результате фазовой неоднородности светового поля (нечетный темный пучок [2]) будем использовать параметры, близкие к параметрам кристалла $\text{Bi}_{12}\text{SiO}_{20}$ (BSO), пренебрегая пьезоэлектрическим эффектом: $n_0 = 2.54$, $\gamma_{41} = 5 \cdot 10^{-12}$ м/В, $\rho = 22$ град/мм. Длина световой волны $\lambda = 0.6328$ мкм, характерный размер темного пучка $x_0 = 15$ мкм. При выбранных условиях в результате численных экспериментов установлено, что солитоноподобное распространение нечетного темного пучка (рисунок 1) в кубическом оптически активном фоторефрактивном кристалле толщиной 20 мм наблюдается при значении внешнего электрического поля $E_0 = -8.2$ кВ/см.

Как видно из рисунка 2б,в, используя нулевые граничные условия, при выборе расчетной области $-560 \text{ мкм} < \Delta x < 560 \text{ мкм}$ отражение от границ вычислительного окна не достигает темной области пучка и распределения относительной интенсивности на его краях. При этом профиль пучка в области $-280 \text{ мкм} < \Delta x < 280 \text{ мкм}$, который на рисунке 2б обведен пунктирной линией, совпадает с профилем пучка, полученным при моделировании с использованием прозрачных граничных условий (рисунок 2г,е). Результаты вычислений совпадают до 0.001.

Уменьшим область для вычисления $-560 \text{ мкм} < \Delta x < 560 \text{ мкм}$ в два раза. На рисунке 2 показан результат моделирования распространения темного пучка с использованием расчетной области $-280 \text{ мкм} < \Delta x < 280 \text{ мкм}$ с учетом нулевых граничных условий (рисунок 2а, б) и с учетом прозрачных граничных условий (рисунок 2в, г). Как видно из рисунка 2б, на расстоянии $z > 10$ мм отражение электромагнитных волн от вычислительной области начинает достигать центра пучка и картина распределения относительной интенсивности темного пучка начинает испытывать значительные искажения, чего не происходит при использовании прозрачных граничных условий (рисунок 2г).



**Рисунок 1 – Профили относительной интенсивности темного нечетного пучка на входе в кристалл (а) и на выходе из кристалла толщиной 20 мм (б, г) и распределение относительной интенсивности по толщине кристалла (в, е) с учётом нулевых (б, в) и прозрачных (г,е) граничных условий.
Кривая 1 – $\rho = 22$ град/мм, кривая 2 – $\rho = 0$**

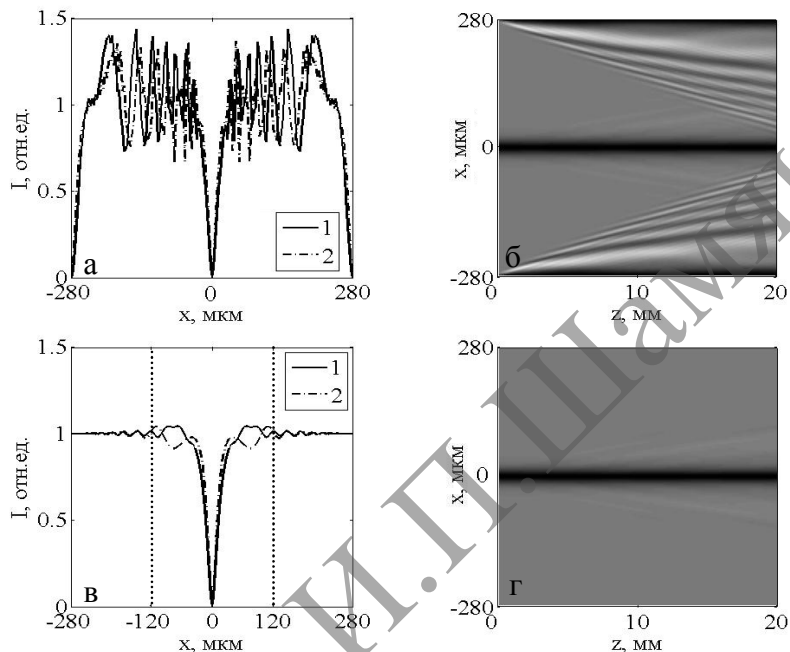


Рисунок 2 – Профили относительной интенсивности на выходе из кубического фоторефрактивного кристалла толщиной 20 мм (а, в) и распределение относительной интенсивности по толщине кристалла (б, г) темного квазисолитона с учётом нулевых (а, б) и прозрачных (в, г) граничных условий. Кривая 1 – $\rho = 22$ град/мм, кривая 2 – $\rho = 0$

Как видно из рисунков 1 и 2, результаты моделирования солитоноподобного распространения темного пучка в фоторефрактивном кристалле с использованием прозрачных граничных условий требуют меньшего вычислительного окна, а значит и меньше времени, необходимого для моделирования, по сравнению с вычислительным окном и временем счета при учете нулевых прозрачных условий.

Работа выполнена при частичной поддержке ГКПНИ «Электроника и фотоника», задание «Фотоника 2.2.09», а также БРФФИ и РФФИ (проекты № Ф12Р-222 и № 12-02-90038-Бел_a соответственно).

ЛИТЕРАТУРА

1. Hadley, G.R. Transparent boundary condition for beam propagation / G.R. Hadley // Opt. Lett. – 1991. – Vol. 16, № 9. – P. 624–626.
2. Dynamics of incoherent bright and dark self-trapped beams and their coherence properties in photorefractive crystals / T.H. Coskun [et al.] // Opt. Lett. – 1998. – Vol. 23, № 6. – P. 418–420.
3. Влияние оптической активности на самофокусировку световых пучков в кубических фоторефрактивных кристаллах / В.В. Шепелевич [и др.] // Квантовая электроника. – 2003. – Т. 33, № 5. – С. 1–5.