

М. В. ФЕДОРЕНКО¹, М. В. СЕЛЬВИЧ², В. В. ШЕПЕЛЕВИЧ¹

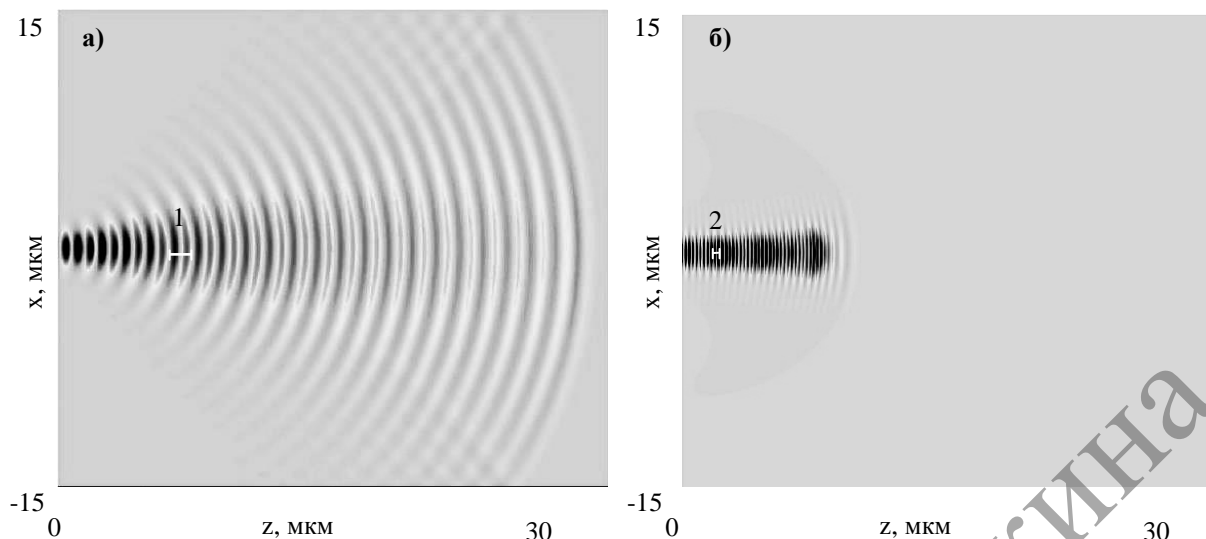
¹МГПУ им. И.П. Шамякина (г. Мозырь, Беларусь)

²Средняя школа № 14 г. Мозыря (г. Мозырь, Беларусь)

ПРИМЕНЕНИЕ МЕТОДА FDTD ДЛЯ НАГЛЯДНОГО ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ФУНДАМЕНТАЛЬНЫХ ВОПРОСОВ ОПТИКИ

Использование метода конечных разностей во временной области (FDTD – Finite Difference Time Domain) [1], основанного на прямом решении уравнений Максвелла, позволяет рассмотреть распространение гауссова пучка в среде с разными показателями преломления, а также физическую сторону распространения одного светового пучка в нелинейной среде.

Рассмотрим пример распространения гауссова пучка в линейной среде с показателями преломления $n = 1$ и $n = 3$ (см. рисунок 1). Для численного моделирования использовались следующие параметры: длина волны $\lambda = 1.3 \cdot 10^{-6}$ м (инфракрасный диапазон), полуширина входных гауссовых пучков $1 \cdot 10^{-6}$ м.



**Рисунок 1 – Распространение гауссова пучка в среде с показателями преломления:
а) $n = 1$; б) $n = 3$**

Из рисунка 1 видно, что при показателе преломления $n > 1$ скорость распространения света уменьшается. Математически это явление можно описать с помощью известной формулы Максвелла [2]:

$$u = c/n, \quad (1)$$

где u – скорость распространения света в среде, c – скорость света в вакууме ($c = 3 \cdot 10^8$ м/с), n – показатель преломления среды. Из (1) видно, что чем больше показатель преломления, тем меньше скорость распространения света в среде.

Также при распространении света в средах с разным показателем преломления можно увидеть, что длина волны также изменяется в зависимости от показателя преломления. На рисунке 1, а обозначена номером 1 длина волны при распространении в среде с показателем преломления, равным 1, а на рисунке 1, б под номером 2 – длина волны в среде с $n = 3$.

Таким образом, в линейной среде можно сделать вывод о том, что чем больше показатель преломления, тем меньше длина волны и наоборот. Кроме того, при увеличении показателя преломления прозрачной среды, скорость распространения светового пучка уменьшается.

Теперь рассмотрим моделирование распространения гауссова пучка в нелинейной среде с разной напряженностью электрического поля волны.

Под нелинейной средой обычно понимают среду, показатель преломления которой n_E связан с электрическим полем электромагнитной волны

$$E = E_0 \cdot \cos(\omega t) \quad (2)$$

следующим образом [3]:

$$n_E = n + n_2 \cdot E^2, \quad (3)$$

где n_2 – коэффициент нелинейности. Если величину показателя преломления n_E из (3) усреднить по времени, получим

$$n_{эфф} = n + 1/2 \cdot n_2 \cdot E_0^2. \quad (4)$$

Для численного моделирования распространения гауссова пучка в нелинейной среде использовались следующие параметры: показатель преломления среды $n = 2,46$, коэффициент нелинейности n_2 равен $1,25 \cdot 10^{-18}$ м²/В², длина волны $\lambda = 1,3 \cdot 10^{-6}$ м, полуширина входного гауссова пучка $1 \cdot 10^{-6}$ м.

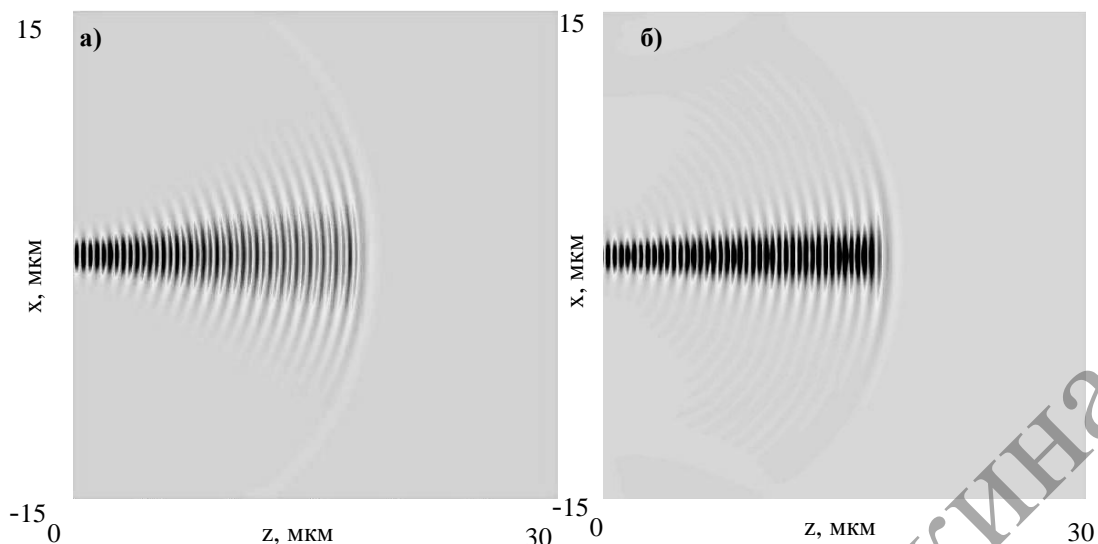


Рисунок 2. – Распространение гауссова пучка в нелинейной среде с напряженностью электрического поля волны: а) $E_0 = 5,4 \cdot 10^8$ В/м; б) $E_0 = 5,4 \cdot 10^9$ В/м

На рисунке 2, а можно видеть, что при распространении гауссова пучка в нелинейной среде с небольшой напряженностью электрического поля E_0 нелинейной добавкой в формуле (4) можно пренебречь. В связи с этим распространение пучка будет похоже на его дифракцию на рисунке 1, б.

Из рисунка 2, б видно, что нелинейной добавкой уже пренебрегать нельзя. При этом в центре пучка, где большая напряженность электрического поля световой волны, показатель преломления будет больше, чем на краях пучка. Это приводит к некоторому искажению волнового фронта, а лучи, распространяющиеся по нормали к фронту, искривляются к центру пучка. Сравнивая рисунки 1, б и 2, а можно сказать, что гауссов пучок при распространении в среде с показателем преломления $n = 3$ и в нелинейной среде с $n = 2,46$ при небольшой напряженности электрического поля волны претерпевает дифракцию и при этом напряженность электрического поля электромагнитной волны со временем начинает уменьшаться за счёт расходимости пучка. В этом случае вид дифракционной картины изменяется в основном за счёт уменьшения скорости световой волны и её длины в нелинейной среде.

Во втором случае, который изображен на рисунке 2,б, гауссов пучок распространяется в нелинейной среде при такой напряженности светового поля, когда в центре волны показатель преломления растёт намного быстрее, чем по краям. За счёт этого происходит частичная самофокусировка пучка, который вблизи центра становится квазисолитонным и его напряженность может даже возрастать.

Таким образом, мы показали, что при сравнительно малой напряженности электрического поля световой волны её нелинейность почти не проявляется, поэтому за счёт дифракции волна расходится и процессы дифракции волн на рисунках 1, б и 2, а качественно похожи. Если напряженность электрического поля волны настолько велика, что нелинейность во втором слагаемом в правой части равенства (4) значительно увеличивает показатель преломления в центре волны, неоднородность среды приводит к изгибу световых лучей в сторону от краёв к центру. Результатом этого является самофокусировка светового пучка и вблизи центра пучка интенсивность света не уменьшается, а даже может увеличиваться. Такое явление называют самофокусировкой светового пучка.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Yee, K.S. Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media / K.S. Yee // IEEE Trans. Antennas Propagat. – 1966. – Vol. AP-14. – P. 302–307.
2. Калитеевский, Н.И. Волновая оптика / Н.И. Калитеевский. – М. : Наука, 1971. – 376 с.
3. Пекара, А. Новый облик оптики / А. Пекара. – М. : Сов. радио, 1973. – 264 с.