

07

Динамика фотоиндуцированной линзы в примесном полупроводнике вблизи порога оптического ограничения

© А.И. Сидоров

Институт лазерной физики, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 23 октября 2002 г.

Представлены результаты численного моделирования пространственной динамики отрицательной фотоиндуцированной линзы в полупроводнике с глубокими примесными уровнями. Рассмотрена связь между осевым профилем динамической линзы и возникновением самодефокусировки, приводящей к оптическому ограничению излучения.

Нелинейно-оптические ограничители излучения (лимитеры) применяются для защиты органов зрения и фотоприемных устройств от ослепления и разрушения лазерным излучением [1–3,8,9], кроме того, они используются для оптического управления амплитудой и формой лазерных импульсов в системах обработки оптической информации. Самодефокусировка излучения в полупроводниках является эффективным механизмом оптического ограничения излучения [1–3]. Дефокусировка излучения возникает в результате фотогенерации неравновесных носителей заряда, приводящей к изменению показателя преломления полупроводника. Как показано в [3], в условиях примесного поглощения энергетический порог ограничения может составлять единицы пикоджоулей, что на три порядка меньше, чем в случае ограничения в условиях двухфотонного поглощения [1,2]. Так как примесное поглощение является однофотонным процессом, динамическая линза возникает еще до появления оптического ограничения. Поэтому представляется важным изучение динамики отрицательной линзы вблизи порога ограничения и определения факторов, приводящих к появлению дефокусировки и ограничению излучения.

Из экспериментальных данных [3] следует, что ограничение излучения в примесном полупроводнике возникает при интенсивности излучения, значительно меньшей интенсивности насыщения примесного поглощения, двухфотонного поглощения и интенсивности, при которой

начинают сказываться тепловые эффекты. При низкой интенсивности излучения на профиль показателя преломления слабое влияние оказывают и каскадные переходы. Кроме того, для случая $\Delta E < h\nu < E_g$ (ΔE — энергия ионизации примеси, E_g — ширина запрещенной зоны полупроводника) можно пренебречь однофотонным межзонным поглощением. Это позволяет упростить описание фотогенерации носителей и учитывать только переходы электронов с примесных центров в зону проводимости [4]:

$$\frac{\partial N}{\partial \tau} + N^2 \cdot V \cdot S - D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} - \frac{\alpha_0 \cdot (K - N)}{h\nu \cdot K} \cdot I(x) = 0. \quad (1)$$

Здесь N и K — концентрация неравновесных носителей и примесных центров, V — скорость носителей, S — вероятность примесной рекомбинации, D — коэффициент диффузии неравновесных носителей, α_0 — коэффициент линейного поглощения, $I(x)$ — интенсивность падающего излучения.

Показатель преломления полупроводника зависит от концентрации носителей следующим образом:

$$n = n_0 + n_1, \quad n_1 = - \sum_i \frac{e^2 N_i}{n_0 \epsilon_0 m_i \omega^2}. \quad (2)$$

Здесь n_0 — линейный показатель преломления, m — эффективная масса носителей, ω — частота излучения. Индекс i относится к типу носителя.

Для гауссова пучка низкой интенсивности пространственный профиль концентрации электронов (и профиль нелинейной добавки к показателю преломления) близок к гауссову, а абсолютная величина n_1 мала. В таких условиях для описания распространения излучения в нелинейной среде может быть использована „безабберационная“ аппроксимация [5,6], при которой пучок сохраняет свою гауссову форму. В данной аппроксимации толстая нелинейная среда может быть представлена в виде последовательности тонких нелинейных линз с фокусными расстояниями, зависящими от осевой нелинейной добавки к показателю преломления $n_1(x=0)$ [6]:

$$f_m = \frac{aw_m^2}{4n_{1m}(0) \cdot L}, \quad (3)$$

где m — порядковый номер линзы, w — радиус пучка, L — расстояние между линзами ($L \ll (aw_m^2/4|n_{1m}|)^{1/2}$). Прохождение гауссова пучка через такую систему может быть описано с помощью ABCD-матриц [6,7].

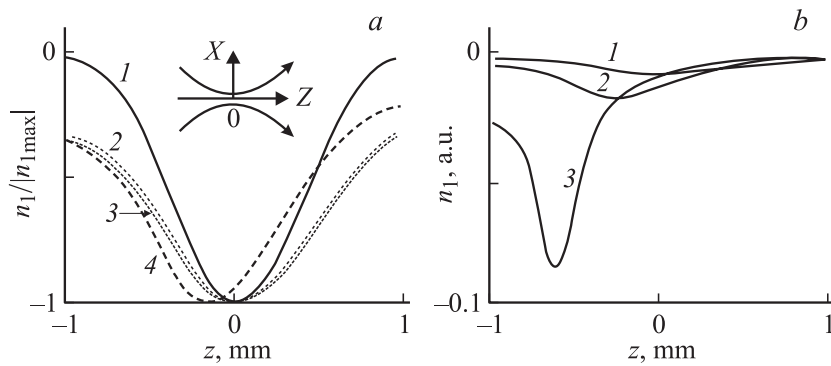


Рис. 1. Осевой профиль динамической линзы. На вставке — геометрия гауссова пучка в среде: a — $1 - E = 10^{-14}$ J, $2 - 10^{-12}$, $3 - 5 \cdot 10^{-12}$, $4 - 10^{-11}$; b — $1 - 10^{-11}$; $2 - 10^{-10}$, $3 - 5 \cdot 10^{-9}$.

Моделирование проводилось для GaAs толщиной 2 mm, $\lambda = 1.06 \mu\text{m}$, $\tau = 2 \text{ ns}$ и $w_0 = 0.015 \text{ mm}$ (w_0 — радиус гауссова пучка в перетяжке). Расчет показал, что при низкой энергии падающего излучения ($0 < E < 10^{-12} \text{ J}$) вдоль оси z формируется толстая отрицательная линза, симметричная относительно центра перетяжки $z = 0$ (рис. 1, a). В данном интервале энергий линза не оказывает влияния на параметры пучка и не приводит к дефокусировке. При $E_{thr} \approx 5 \cdot 10^{-12} \text{ J}$ возникает асимметрия в осевом распределении n_1 — минимум $n_1(z)$ смещается навстречу падающему пучку (рис. 1, a). Возникновение асимметрии зависимости $n_1(z)$ связано с тем, что свойства линзы в левой и в правой части полупроводниковой пластины не одинаковы в условиях самовоздействия излучения. Часть линзы, расположенная в левой части, перед перетяжкой, играет активную роль в формировании пространственного распределения излучения, и ее свойства влияют на свойства правой части линзы, расположенной за перетяжкой. В то же время обратное влияние отсутствует.

Рассмотрим условия, при которых линза начинает оказывать дефокусирующее действие. Продольный размер перетяжки Δz_0 для $w_0 = 0.015 \text{ mm}$ примерно равен 0.7 mm. Как видно из рис. 2, a , толщина

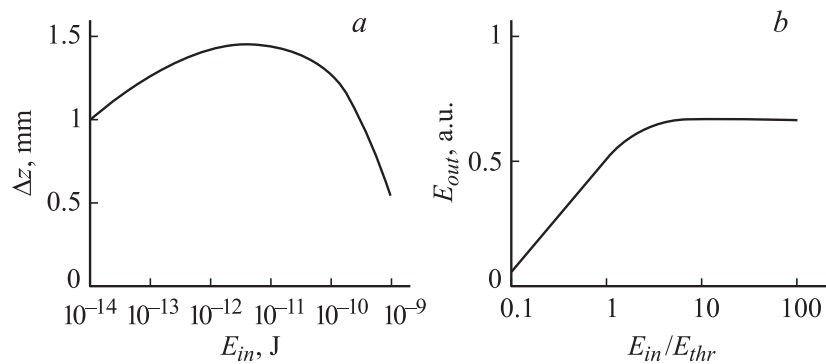


Рис. 2. *a* — зависимость толщины динамической линзы от энергии падающего излучения, *b* — зависимость энергии излучения, прошедшей через ограничитель от энергии падающего излучения.

линзы Δz на полувысоте осевого распределения n_1 с ростом падающей энергии увеличивается до величины ~ 1.4 mm, что соответствует $2\Delta z_0$. Энергия, при которой достигается это значение, соответствует энергии появления асимметрии в осевом распределении n_1 и возникновению дефокусировки. Таким образом, можно сделать вывод, что левая, активная часть динамической линзы начинает влиять на прохождение пучка через нелинейную среду при выполнении условия $\Delta z \approx 2\Delta z_0$. В режиме ограничения излучения ($E > E_{thr}$) происходят увеличение n_1 по абсолютной величине и увеличение асимметрии динамической линзы (рис. 1, *b*). Область сильного изменения показателя преломления смещается влево, навстречу падающему пучку, а толщина линзы Δz уменьшается (рис. 2, *a*).

На рис. 2, *b* показаны расчетные зависимости энергии излучения, прошедшего через диафрагму, расположенную на расстоянии 50 mm за нелинейной средой. Энергия, при которой возникает ограничение излучения ($E_{in} = E_{thr}$), соответствует энергии, при которой появляется асимметрия на зависимости $n_1(z)$.

Представленные результаты могут быть использованы при оптимизации оптических характеристик ограничителей излучения, а также при создании низкопороговых оптических переключателей.

Список литературы

- [1] *Boggess T.F., Smirl A.L., Moss S.C. et al. // IEEE J. of Quant. El. 1985. QE-21. N 5. P. 488.*
- [2] *Van Stryland E.W., Wu Y.Y., Hagan D.J. et al. // J. Opt. Soc. Am. B. 1988. V. 5. N 9. P. 1980.*
- [3] *Багров И.В., Жевлаков А.П., Сидоров А.И. и др. // Оптич. журн. 2002. Т. 69. № 2. С. 15.*
- [4] *Сидоров А.И. // Оптич. журн. 2002. Т. 69. № 1. С. 7.*
- [5] *Гончаренко А.М. Гауссовы пучки света. Минск: Наука и техника, 1977. 132 с.*
- [6] *Sheik-Bahae M., Said A.A., Hagan D.J. et al. // Opt. Eng. 1991. V. 30. N 8. P. 1228.*
- [7] *Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и лазерные пучки. М.: Наука, 1990. 264 с.*
- [8] *Hollins R.C. // Nonlinear Optics. 2001. V. 27. N 1–4. P. 1.*
- [9] *Swalen J.D., Kajzar F. // Nonlinear Optics. 2001. V. 27. N 1–4. P. 13.*