

06.3;07

АВТООСЦИЛЛЯЦИИ ДОМЕНА ВЫСОКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ОПТИЧЕСКИ БИСТАБИЛЬНОЙ СИСТЕМЕ НА ОСНОВЕ ПОЛУПРОВОДНИКА

© *О.С.Бондаренко, В.А.Трофимов*

Устойчивость стационарных состояний оптически бистабильных (ОБ) элементов (наряду с их созданием) представляет собой одну из фундаментальных проблем хранения и обработки информации [1]. С уменьшением времени воздействия лазерного импульса на полупроводник существенное влияние на пространственное распределение фотогенерированных свободных зарядов оказывает электрическое поле [2]. Оно, в частности, приводит к увеличению времени переключения абсорбционной бистабильной системы из одного состояния в другое и снижению контрастности переключения [3]. Продолжая [3], в данной работе проведен детальный анализ взаимодействия оптического излучения с полупроводником для широкого набора параметров и на существенно большем интервале. В результате проведенного анализа обнаружено развитие периодических процессов зарождения и исчезновения поперечных доменов высокого поглощения, присущих самой нелинейной системе лазерное излучение-полупроводник, без внесения внешних возмущений.

Воздействие лазерного излучения на оптически тонкий полупроводник с учетом фотогенерации свободных электронов с примесного уровня, рекомбинации, нелинейного поглощения, зависящего от концентрации, и влияния светоиндуцированного поля описывается следующей системой безразмерных уравнений [2]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} &= \gamma(n - N), & 0 < x < 1, & \quad t > 0, \\ \frac{\partial n}{\partial t} &= D \left(\frac{\partial^2 n}{\partial x^2} - \mu \frac{\partial}{\partial x} \left(n \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right) \right) + G - R, & (1) \\ \frac{\partial N}{\partial t} &= G - R \end{aligned}$$

с начальными и граничными условиями

$$\frac{\partial n}{\partial x} \Big|_{x=0,1} = \frac{\partial \varphi}{\partial x} \Big|_{x=0,1} = 0,$$

$$n = \Big|_{t=0} = N \Big|_{t=0} = n_0. \quad (2)$$

Здесь φ — потенциал электрического поля, измеряемый в единицах так называемого теплового потенциала, x — поперечная координата, нормированная на размер полупроводниковой пластинки, n — концентрация электронов в зоне проводимости, N — доля ионизированных доноров ($0 \leq N \leq 1$), γ характеризует, в частности, уровень легирования полупроводника, D, μ — соответственно коэффициенты диффузии и подвижности электронов, t — время, измеряемое в единицах характерного времени рекомбинации.

Генерация G и рекомбинация R электронов учитывались слагаемыми

$$G = \delta(n, N)I = (1 - N) \exp(-\sigma(n - n^*)^2)I, \quad (3)$$

$$R = nN - n_0^2,$$

где σ, n^* — положительные константы, I — интенсивность оптического излучения. Коэффициент поглощения $\delta(n, N)$ учитывает насыщение поглощения (первый сомножитель в (3)) вследствие конечного числа доноров и сдвиг края поглощения из-за переходов электронов в зону проводимости. Спадающий участок экспоненты ($n > n^*$) описывает динамический эффект Бурштейна-Мосса [2]. При численном моделировании интенсивность I в (3) определялась следующим образом

$$I = 0.5(I_{in} + I_{out}),$$

$$I_{in}(x, t) = I_0 \exp(-(x - 0.5)^2/\alpha^2)(1 - \exp(-100t)), \quad I_s = 10.0,$$

$$I_{out} = I_{in} \exp(-\delta_0 \delta(n, N)), \quad \sigma = 15, \quad n^* = 0.7, \quad (4)$$

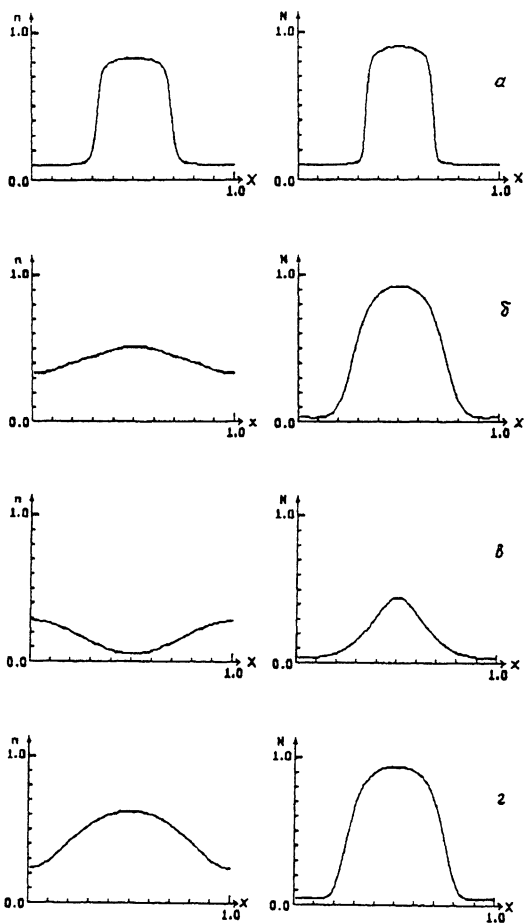
где δ_0 — максимальное значение коэффициента поглощения. В используемом нами приближении оптически тонкого слоя $\delta_0 \ll 1$, например, $\delta_0 = 0.2$. Параметр α — радиус пучка равен 0.15.

Система (1) решалась численно с использованием консервативной монотонной разностной схемы [4].

Приведем результаты моделирования для следующих значений параметров:

$$D = 10^{-3}, \quad \mu = 0.0 \div 1.0, \quad \gamma = 1.0 \div 100.0, \quad n_0 = 0.1, \quad (5)$$

$$I_0 = 5.0 \div 25.0.$$



Пространственные распределения концентрации электронов n и доли ионизированных доноров N в моменты времени $t = 3.6$ (а), 40.3 (б), 88.3 (в), 143.3 (г) для $I_0 = 10$, $\mu = 1$, $\gamma = 10$.

В численных экспериментах для широкого набора параметров обнаружено развитие периодических процессов изменения характеристик среды, в частности, значений коэффициента поглощения, а также распространение поперечной волны переключения (см. рисунок). Важно подчеркнуть, что концентрация свободных электронов имеет максимум поочередно в центре пучка и у боковых граней кристалла. Поэтому в некоторые моменты времени реализуется "обратный" кинк высокой концентрации свободных электронов: максимальное поглощение достигается вне освещенной области полупроводника. Вблизи же оси пучка су-

существует "светлый" кинк: значение n здесь достигает равновесного n_0 . Отметим, что период колебаний n равен примерно 85 безразмерным единицам. Автоосцилляции домена высокого поглощения существуют для конечного интервала входной интенсивности пучка: при $\mu = 1.0$, $\gamma = 10$ $I_0 \leq 13$. Если $I_0 > 13$, то система выходит на стационарный режим и реализуется взаимодействие, описанное в [3]. Для малых входных интенсивностей ($I_0 \leq 5$) колебания также отсутствуют, n остается в нижнем состоянии.

Остановимся на анализе влияния подвижности на реализацию автоосцилляций n , N . Расчеты показали, что при $\gamma \leq 10$ светоиндуцированное поле не оказывает принципиального влияния на существование автоволновых процессов: они имеют место для любых значений μ , определенных в (5). При этом с ростом μ от 0 до 1 изменения n , N наступают в более ранний момент времени.

Однако светоиндуцированное электрическое поле может принципиально изменить динамику взаимодействия при увеличении параметра γ . Так, для представленного на рисунке варианта расчетов колебания исчезают при превышении $\gamma \geq 80$. Следовательно, подвижность электронов оказывает стабилизирующую роль, препятствуя развитию автоволновых процессов.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант N 95-02-04448-а).

Список литературы

- [1] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М.: Мир, 1988. С. 518.
- [2] Смит Р. Полупроводники. М.: Мир, 1982. С. 558.
- [3] Гасников А.И., Карамзин Ю.Н., Трофимов В.А. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 6. С. 76.
- [4] Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука. 1989. С. 614.

Московский государственный
университет им. М.В. Ломоносова

Поступило в Редакцию
3 июля 1996 г.