

рошее количественное согласие данных расчета и стационарного решения при  $V_0\tau/h < 1$  и возникновение сильных флуктуаций концентрации электронов при  $V_0\tau/h \gg 1$ .

Таким образом, в данной работе нами получено новое стационарное аналитическое решение для полупроводниковой структуры  $n$ -типа с баллистическим движением холодных электронов. Это решение в случае, когда  $\Phi_A \geq \Phi_{cr}$ , совпадает с соответствующим решением работы [6], однако вольт-амперная характеристика диода во всем интервале напряжений удовлетворяет закону  $j \propto \Phi_A^{1/2}$ . Показано, что особенности реализации граничных условий в методе частиц приводят к необходимости выполнения условия Куранта  $v\tau/h < 1$ , что подтверждается сравнением численного решения с аналитическим.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Scharfetter D. L., Gummel H. K. Large-signal analysis of silicon Read diode oscillator // IEEE Trans. Electron. Devic.— 1969.— V. ED-16.— P. 64.
2. Blotekjaer K. Transport equations for electrons in two-valley semiconductors // IEEE Trans. Electron.— Devic.— 1970.— V. ED-17.— P. 38.
3. Hockey R. W., Eastwood J. W. Computer simulation using particles.— N. Y.: McGraw-Hill, 1983.
4. Баннов П. А., Рыжий В. И., Волков Ю. А. и др. Математическое моделирование электронно-дырочной плазмы полупроводников методами макрочастиц.— М., 1987.— (Препринт/АН СССР, Ин-т общей физики; 26).
5. Кустов В. Л., Рыжий В. И., Сигов Ю. С. О нелинейных режимах неустойчивости плазмы полупроводников в сильном магнитоэлектрическом поле при неупругом рассеянии электронов на оптических фононах // ЖЭТФ.— 1980.— Т. 79, вып. 6.
6. Shur M. S., Eastman L. F. Ballistic transport in semiconductor at low temperatures for low-power high-speed logic // IEEE Trans. Electron. Devic.— 1979.— V. ED-26.— P. 1677.

Поступила в редакцию 12 января 1988 г.

УДК 621.315.592

Ю. И. БАЛКАРЕЙ, А. В. ГРИГОРЬЯНЦ, М. И. ЕЛИНСОН,  
Ю. А. РЖАНОВ  
(Москва)

### ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ОПТИЧЕСКОГО МУЛЬТИСТАБИЛЬНОГО ЭЛЕМЕНТА С ДВУМЯ КОНКУРИРУЮЩИМИ МЕХАНИЗМАМИ НЕЛИНЕЙНОСТИ

Известно, что в оптических бистабильных системах с двумя конкурирующими механизмами нелинейности возможны автоколебания интенсивности прошедшего излучения. Такие автоколебания экспериментально наблюдались в гибридной схеме [1], а также в чисто оптических резонаторной и безрезонаторной [2, 3] бистабильных системах. В настоящей работе приводятся результаты анализа математической модели и численного моделирования одной из таких систем с учетом возможных пространственно-неоднородных явлений, предсказанных нами в [4].

Рассмотрим полупроводниковый интерферометр Фабри — Перо с двумя механизмами дисперсионной оптической нелинейности разного знака — концентрационной и тепловой. Интерферометр накачивается плоской волной с длиной  $\lambda$  и интенсивностью  $I_0$ . Определяющими процессами являются межзонная генерация носителей и разогрев полупроводника вследствие их рекомбинации. Динамика системы с учетом биполярной диффузии носителей и теплопроводности в плоскости пласти-

ны описывается уравнениями для концентрации фотовозбужденных носителей  $N$  и температуры интерферометра  $T$ :

$$\begin{aligned}\frac{\partial N}{\partial t} &= \alpha I(N, T) - \frac{N}{\tau_N} + D\Delta_{\perp} N; \\ \frac{\partial T}{\partial t} &= \frac{qN}{c\rho\tau_1} - \frac{T - T_0}{\tau_T} + \kappa\Delta_{\perp} T,\end{aligned}\quad (1)$$

где  $\alpha$  — коэффициент поглощения;  $q$  — теплота, выделяющаяся при единичном акте рекомбинации;  $c$  и  $\rho$  — теплоемкость и плотность полупроводника;  $T_0$  — температура окружающей среды;  $\tau_N^{-1} = \tau_1^{-1} + \tau_2^{-1}$  ( $\tau_1$  и  $\tau_2$  — времена безызлучательной и излучательной рекомбинации соответственно);  $D$  — коэффициент биполярной диффузии;  $\tau_T$  — характерное время остывания образца;  $\kappa$  — коэффициент температуропроводности.

Для усредненной по толщине интерферометра  $l$  интенсивности света  $I(N, T)$  имеем

$$I(N, T) = \frac{I_0}{\alpha l} \frac{(1-R)(1-e^{-\alpha l})(1+Re^{-\alpha l})}{1 - 2Re^{-\alpha l} \cos \frac{4\pi \ln(N, T)}{\lambda} + R^2 e^{-2\alpha l}}, \quad (2)$$

где  $R$  — коэффициент отражения зеркал интерферометра. Выражение (2) справедливо для достаточно тонких образцов, т. е. при  $L_d \ll L_N, L_T$  ( $L_d = \sqrt{\lambda l}$  — дифракционная длина;  $L_N = \sqrt{D\tau_N}$ ,  $L_T = \sqrt{\kappa\tau_T}$  — характерные диффузионные длины), когда можно пренебречь самофокусировкой и дифракцией света. Зависимость показателя преломления запишем в виде

$$n(N, T) = n_0 - \sigma N + \gamma(T - T_0), \quad (3)$$

где  $n_0$ ,  $\sigma$ ,  $\gamma$  — положительные константы;  $n_0$  — значение показателя преломления при  $N = 0$  и  $T = T_0$ .

Сформулированная выше модель позволяет получить новые результаты даже в пространственно-однородном случае, когда диффузией в плоскости интерферометра можно пренебречь.

Качественную классификацию возможных режимов проведем, рассматривая нуль-изоклины — однородные стационарные решения системы (1):

$$\begin{aligned}T - T_0 &= \frac{\lambda}{4\pi l \gamma} \arccos \left[ \frac{R^2 e^{-2\alpha l} + 1}{2Re^{-\alpha l}} - \frac{I_0 \tau_N}{lN} \times \right. \\ &\times \left. \frac{(1-R)(1-e^{-\alpha l})(1+Re^{-\alpha l})}{2Re^{-\alpha l}} \right] + \frac{\sigma}{\gamma} N - \frac{n_0}{\gamma};\end{aligned}\quad (4)$$

$$T - T_0 = q\tau_T N / c\rho\tau_1. \quad (5)$$

При малых  $I_0$  нуль-изоклина (4) однозначна по  $T$  и реализуется моно-, би- или мультистабильный режим в зависимости от выбора параметров системы (например,  $T_0$  или  $\tau_T$ ) (рис. 1). При  $I_0$ , больших некоторого критического значения, возникает неоднозначность по  $T$ , что может привести к неустойчивости. На рис. 2, а изображен случай существования одного предельного цикла вокруг неустойчивой стационарной точки 0. Система движется в фазовом пространстве вдоль нуль-изоклины (4) с характерным тепловым временем  $\tau_T$ , а переходы между ветвями происходят за времена рекомбинации  $\tau_N$ . Очевидно, что

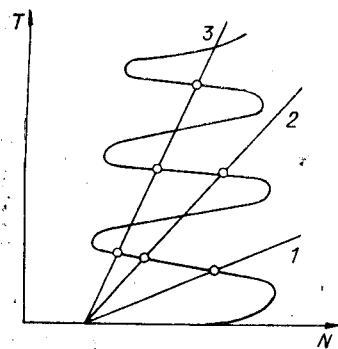


Рис. 1. Нуль-изоклины системы (1) однозначны по температуре.

Кружками отмечены устойчивые состояния: 1 — моностабильность, 2 — бистабильность, 3 — мультистабильность

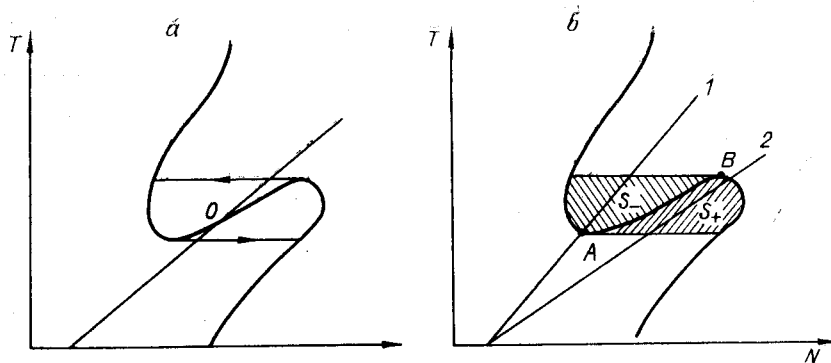


Рис. 2. Нуль-изоклины системы (1) неоднозначны по температуре:  
 а — автоколебательный режим (стрелки показывают направление обхода цикла);  
 б — ждущий режим (монотонные нуль-изоклины соответствуют случаям «горячего» 1 и «холодного» 2 импульсов в пространственно-однородной среде)

при других параметрах системы могут существовать несколько предельных циклов, а также одна или несколько устойчивых точек.

Нами проведено численное исследование динамики точечной системы (1) при значениях параметров, характерных для реальных интерферометров из антимонида индия [5]. Вследствие сильного различия теплового и рекомбинационного времен (на 5-6 порядков) для эффективного решения системы (1) требуются специальные методы, разработанные для жестких систем. Нами использовался метод Гира [6]. Результаты моделирования подтвердили теоретические предположения. Были получены автоколебания температуры, концентрации носителей и прошедшего излучения с периодом, определяемым тепловым временем, а также разнообразные переходные процессы: переключение с цикла на цикл под влиянием внешнего возмущения, с цикла в устойчивое состояние и т. д.

При расчетах учитывалась также экспоненциальная зависимость коэффициента поглощения от температуры:  $\alpha(T) = \alpha_0 \exp((T - T_0)/\Theta)$ .

Если нуль-изоклина (4) неоднозначна по  $T$ , но стационарная точка устойчива вблизи порога, реализуется так называемый ждущий режим (рис. 2, б). Кратковременное конечное возмущение температуры или света приводит к выходу системы из стационара, совершению одного автоколебания и возврату в устойчивую точку. В пространственно-однородной системе возможны два различных ждущих режима: если точка пересечения нуль-изоклин левее точки А (см. рис. 2, б), то реализуется «горячий» импульс (передний фронт соответствует росту автокаталитической переменной  $N$ ); если точка пересечения правее В — «холодный» импульс (на переднем фронте  $N$  падает). Если поперечные размеры интерферометра достаточно велики и выполнено соотношение  $L_N \gg L_T$ , то при локальном возбуждении импульса в распределенной системе формируется пространственный импульс, движущийся поперек луча накачки с постоянной скоростью. Движение импульса вызывается диффузией фотовозбужденных носителей, осуществляющих эстафетную передачу возбуждения от точки к точке. В распределенной системе устойчивое распространение возможно только для одного типа импульса — «холодного» или «горячего». В случае предельной релаксационности (когда в первом уравнении системы (1) можно положить  $\partial N/\partial t = 0$ ) выбор определяется соотношением площадей, образованных нуль-изоклиной (4) и прямыми  $T = \text{const}$  и обозначенных на рис. 2, б  $S_+$  и  $S_-$ . Аналитическое определение величин  $S_+$  и  $S_-$  затруднительно, поэтому эта задача решалась численно. При варьировании параметров интерферометра в пределах, отвечающих реальным ситуациям, было обнаружено, что отношение  $S_-/S_+ \approx 3 - 5$ . Это означает, что устойчивым является «холодный» импульс, а «горячие» импульсы затухают по мере распространения.

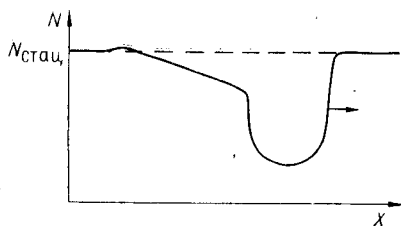


Рис. 3. Форма бегущего «холодного» импульса в пространстве

Численное моделирование процессов формирования и распространения бегущего импульса проводилось методом конечных разностей по неявной схеме Эйлера или схеме Кранка — Никольсона. Нами было обнаружено

устойчивое распространение области пониженной концентрации носителей — «холодный» импульс (рис. 3). При инициации «горячего» импульса он формировался и исчезал на расстояниях порядка  $10L_N$ .

Как отмечено выше, для существования устойчивого импульса необходимо условие  $L_N \gg L_T$ , как правило, выполненное в реальной ситуации. Однако введением дополнительных примесей в полупроводник подвижность носителей может быть уменьшена, и в этом случае реализуемо также обратное соотношение —  $L_N \ll L_T$ . При этом возможно возникновение принципиально иных пространственно-неоднородных решений — статических расслоений кинетических переменных (см., например, в [7]), наличие которых в бистабильных интерферометрах предсказано нами в [4].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. McCall S. L. Instability and regenerative pulsation phenomena in Fabry — Perot nonlinear optic media devices // Appl. Phys. Lett.— 1978.— V. 32.— P. 284.
2. Jewell J. L., Gibbs H. M., Tarnag S. S. e. a. Regenerative pulsations from an intrinsic bistable optical device // Appl. Phys. Lett.— 1982.— V. 40.— P. 291.
3. Fazekas P. Laser-induced phase transition in amorphous GeSe<sub>2</sub> films // Phil. Mag. B.— 1981.— V. 44.— P. 435.
4. Балкарей Ю. И., Григорьянц А. В., Ржанов Ю. А. Автоколебания, поперечная диффузионная неустойчивость и пространственные диссипативные структуры при оптической бистабильности и мультистабильности // Квантовая электрон.— 1987.— Т. 14, № 1.
5. Miller D. A. B., Smith S. D., Seaton C. T. Optical bistability in semiconductors // IEEE J. Quantum Electron.— 1981.— V. QE-17.— P. 312.
6. Gear C. W. Algorithm 407, DIFSUB for solution of ordinary differential equations // Commun. Ass. Comp. Mach.— 1971.— V. 14.— P. 185.
7. Васильев В. А., Романовский Ю. М., Яхно В. Г. Автоволновые процессы в распределенных кинетических системах // УФН.— 1979.— Т. 128, № 4.

Поступила в редакцию 5 января 1987 г.

УДК 621.382.002

А. И. ЖМАКИН, О. В. КОВАЛЕНКОВ, А. И. КУЗЬМИН,  
Ю. Н. МАКАРОВ, А. А. ФУРСЕНКО, Б. С. ЯВИЧ

(Ленинград)

### ИССЛЕДОВАНИЕ ОСОБЕННОСТЕЙ ПРОЦЕССА СМЕНЫ СОСТАВА ГАЗОВОЙ СМЕСИ В ЭПИТАКСИАЛЬНОМ РЕАКТОРЕ ВЕРТИКАЛЬНОГО ТИПА

Известно, что с помощью метода газофазной эпитаксии с использованием металлоорганических соединений и гидридов (МОС-гидридный метод) возможно получение гетероструктур на основе соединений  $A^{III}B^V$