

©1994

ВОЛНОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ, СТИМУЛИРОВАННЫЕ ОПТИЧЕСКИМ ИЗЛУЧЕНИЕМ В УСЛОВИЯХ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ВРЕМЕНИ РЕЛАКСАЦИИ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА.

О.С.Бондаренко, С.В.Поляков, В.А.Трофимов

Анализируется взаимодействие оптического излучения с полупроводником в условиях температурной зависимости времени релаксации носителей заряда. Обнаружено развитие периодических и волновых процессов изменения концентрации электронов, температуры полупроводника, выходной интенсивности света. Изучено влияние различных физических факторов на их формирование. Показано, что диффузия зарядов и теплопроводность приводят к синхронизации колебаний во всех сечениях среды.

Как известно, в последние годы интенсивно исследуется явление оптической бистабильности (ОБ), например, на основе полупроводников [1-4] в связи с возможностью построения оптических компьютеров, систем хранения и обработки информации. В литературе известны многие схемы реализации ОБ: резонаторные и безрезонаторные, дисперсионные и абсорбционные, а также дисперсионно-абсорбционные. Настоящая работа посвящена анализу закономерностей абсорбционной бистабильности в условиях температурной зависимости времени τ_p релаксации носителей заряда.

Следует отметить, что до настоящего времени такой анализ не был выполнен, несмотря на то что данной зависимостью обладают многие полупроводники (см., например, [5]). Существенно, что ее учет может принципиально изменить как динамику взаимодействия лазерного излучения с полупроводником, так и устойчивость состояний системы. Так, в [6] на примере оптически тонкого слоя была продемонстрирована возможность развития в этих условиях неустойчивости верхнего состояния системы, что приводило к периодическим пульсациям выходной интенсивности, концентрации заряженных частиц и температуры полупроводника. Заметим, что обнаруженные здесь режимы расширяют сферу проявления неустойчивости в ОБ системах (см., например, [1,7,8]). Протяженность среды может также привносить новые качества взаимодействия оптического излучения с кристаллом: при определенных условиях в нем развиваются волновые процессы. Именно их динамика и рассматривается ниже.

1. Постановка задачи

Исследуемый нами процесс распространения оптического импульса в полупроводнике описывается системой безразмерных уравнений

$$\begin{aligned} \frac{\partial I}{\partial z} + \delta_0 \delta(n, T) I &= 0, & 0 < z < 1, & \quad t > 0, \\ \frac{\partial n}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} + \delta(n, t) I - n \left(\frac{1}{\tau_p(T)} + \frac{1}{\tau_D} + \frac{1}{\tau_{из}} \right), \\ \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \tau_{pm} \frac{n}{\tau_p(T)} - T \end{aligned} \quad (1)$$

со следующими граничными и начальными условиями:

$$\begin{aligned} \left. \frac{\partial n}{\partial z} \right|_{z=0,1} = \left. \frac{\partial T}{\partial z} \right|_{z=0,1} &= 0, \\ n \Big|_{t=0} = \tilde{n}_0, \quad T \Big|_{t=0} &= \tilde{T}_0, \\ I \Big|_{z=0} &= I_c(1 - \exp(-50t)). \end{aligned} \quad (2)$$

В (1), (2) I — безразмерная интенсивность оптического излучения, имеющая на входе в полупроводник ($z = 0$) максимальное значение I_c и плавный выход на стационар; z — координата, вдоль которой распространяется световой импульс, измеряемая в единицах длины кристалла; $\delta(n, T)$ — нормированный коэффициент поглощения световой энергии; δ_0 — его равновесное значение; n — изменение концентрации носителей заряда в зоне проводимости относительно ее равновесного значения, нормированное на ее максимально достижимое в данных условиях значение; T — изменение температуры среды относительно T_0 — температуры окружающей среды, нормированное на ширину запрещенной зоны (при $T = T_0$), выраженной в единицах температуры; D и κ — безразмерные коэффициенты соответственно диффузии заряда и теплопроводности по продольной координате. Поперечная диффузия и теплопроводность учтены стоковыми слагаемыми в уравнениях с характерными временами τ_D и $\tau_{ост}$; $\tau_{ост}$ — время отвода тепла из области, занятой пучком, на которое нормировано время t ; $\tau_{из}$, $\tau_p(T)$ — времена излучательной и безызлучательной рекомбинаций соответственно. В дальнейшем для краткости будем включать время $\tau_{из}$ в параметр τ_D .

Граничные условия (2) соответствуют теплоизолированным торцевым граням кристалла и отсутствию протекания через него тока. Начальные условия \tilde{T}_0 , \tilde{n}_0 задавались либо равными нулю, что соответствует случаю нахождения кристалла в равновесном состоянии, либо их значения выбирались специальным образом (см. ниже (7)) с целью сокращения времени расчетов при численном моделировании.

Реальная температурная зависимость времени безызлучательной рекомбинации аппроксимировалась следующим образом:

$$\tau_p(T) = \tau_{pm}((1 - \tau) + \tau \exp(-(T - T_p)^2/\alpha_p^2)), \quad (3)$$

где τ_{pm} — максимальное значение времени рекомбинации; τ , T_p , α_p — константы; $0 < \tau < 1$ характеризует вес температурной зависимости времени релаксации; T_p — температура, при которой реализуется максимальное значение $\tau_p(T)$; α_p характеризует полуширину температурной зависимости. Заметим, что, как правило, с ростом температуры время релаксации уменьшается [5].

Коэффициент поглощения в данной работе выбирается в виде

$$\delta(n, T) = \left(1 - \frac{n}{q}\right) \exp\left(-\frac{1 \pm \beta n - \gamma T}{T + T_0}\right), \quad (4)$$

где знак плюс у коэффициента β соответствует эффекту Бурштейна-Мосса, а знак минус соответствует аппроксимации, приведенной в [9] зависимости коэффициента поглощения от концентрации электронов в зоне проводимости; параметр γ учитывает перенормировку запрещенной зоны с ростом температуры, а коэффициент q — насыщение перехода, которое, вообще говоря, можно учесть и с помощью введения интенсивности насыщения перехода.

Отметим, что система уравнений (1), (2) решалась численно с использованием нелинейных симметричных разностных схем. Переход от одного расчетного слоя по времени к другому осуществлялся с помощью либо метода простой итерации, либо метода Ньютона, так как при превышении коэффициентами D , κ некоторых значений метод простой итерации терял сходимость. В случае реализации метода Ньютона использовался алгоритм матричной прогонки.

Заметим также, что исходные уравнения записаны в безразмерной (критериальной) форме. Поэтому одному набору расчетных параметров соответствует множество значений физических параметров.

2. Точечная модель. Анализ колебаний выходной интенсивности

Пренебрежем сначала процессами диффузии ($D = \kappa = 0$) и будем считать полупроводник оптически тонким, т.е. не будем рассматривать уравнение для интенсивности. Результаты исследования полученной точечной модели на устойчивость по первому приближению для разных значений параметра τ_{pm} при фиксированных $\alpha_p = 1$, $\beta = \gamma = 0$ показали [6], что верхняя ветвь бистабильной зависимости выходной интенсивности от входной постепенно теряет устойчивость в интервале ее критических значений (I_1 , I_1) и для $\tau_{pm} \geq 6$ оказываются выполненными условия существования предельного цикла. Практически наблюдать неустойчивость выходной интенсивности можно следующим образом. На входе в кристалл с температурой T_0 подается квазистационарный импульс подсветки формы [6], приводящий систему в нижнее устойчивое состояние с выходной интенсивностью, принадлежащей интервалу (I_1 , I_1). Затем включается сигнальный импульс длительностью τ_u , переводящий систему в верхнее состояние. После окончания импульса на выходе из кристалла развивается колебательный режим изменения сигнала подсветки.

Развивая работу [6] (см. также [9]), проведем исследование влияния различных физических факторов на период и амплитуду колебаний.

Расчеты проводились, например, при следующих значениях параметров:

$$q = 5, \quad T_0 = 0.16, \quad I_c = 3/\tau_{pm}, \quad \tau = 0.9, \quad \tau_{pm} = 4.0, \quad \alpha_p = 1,$$

$$T_p = 0.25, \quad \beta = \gamma = 0.0, \quad \tau_D = \infty, \quad n_0 = 0.0, \quad \tilde{T}_0 = 1.5, \quad \tilde{n}_0 = 0.46, \quad (5)$$

соответствующих [6], при которых реализуются незатухающие колебания и изменения n, T происходят в противофазе. Интенсивность на выходе из кристалла вычисляется по формуле

$$I_{\text{вых}} = I_{\text{вх}} \exp(-\delta_0 \delta(n, T)). \quad (6)$$

Характеристики колебательных режимов при различных параметрах задачи

Период колебаний	τ_D	T_p	γ	q	β	T_{\max}	T_{\min}	n_{\max}	n_{\min}
13.5	∞	0.25	0.0	5	0.0	2.39	0.84	0.67	0.22
18	50	0.25	0.0	5	0.0	2.22	0.78	0.66	0.24
26	30	0.25	0.0	5	0.0	1.96	0.75	0.64	0.27
Непериод.	25	0.25	0.0	5	0.0	1.62	0.80	0.63	0.38
Колебаний нет	20	0.25	0.0	5	0.0	1.59	0.76	0.62	0.39
12.5	∞	0.20	0.0	5	0.0	2.30	0.93	0.62	0.22
12	∞	0.16	0.0	5	0.0	2.17	1.04	0.56	0.23
10.5	∞	0.12	0.0	5	0.0	2.11	1.22	0.46	0.23
9	∞	0.10	0.0	5	0.0	2.12	1.31	0.46	0.32
11	∞	0.25	0.05	5	0.0	2.42	1.11	0.62	0.23
9.5	∞	0.25	0.07	5	0.0	2.15	1.48	0.46	0.25
8	∞	0.25	0.08	5	0.0	2.19	1.50	0.46	0.25
Затухают при $t = 20$	∞	0.25	0.10	5	0.0	2.24	1.50	0.46	0.25
Колебаний нет	∞	0.25	0.0	3	0.0	1.57	0.80	0.64	0.39
23.5	∞	0.25	0.0	3.3	0.0	1.83	0.77	0.65	0.30
16.5	∞	0.25	0.0	4	0.0	2.24	0.79	0.66	0.23
10	∞	0.25	0.0	15	0.0	2.49	1.12	0.62	0.22
20	∞	0.25	0.0	5	0.0	2.18	0.77	0.65	0.22
27	∞	0.25	0.0	5	0.0	1.96	0.74	0.66	0.24
непериодич.	∞	0.25	0.0	5	0.0	1.62	0.79	0.64	0.27
18	∞	0.25	0.0	5	0.0	2.29	0.84	0.63	0.38
13	∞	0.25	0.0	5	0.0	2.42	0.89	0.64	0.39
12	∞	0.25	0.0	5	0.0	2.48	0.94	0.65	0.30
6.5	∞	0.25	0.0	5	0.0	2.25	1.50	0.46	0.23
11	20	0.25	0.0	5	0.0	2.13	0.76	0.62	0.22

Для определенности равновесное значение коэффициента поглощения было равно $\delta_0 = 0.01$. Заметим, что в [5] использовалась несколько иная нормировка параметров, отличающаяся от приведенной здесь значением n . Для сопоставления результатов этих работ необходимо сделать замену n на n/q [10].

Сводка результатов, полученных при исследовании точечной модели, приведена в таблице. Период колебаний измеряется в безразмерных единицах.

Изменение времени диффузии τ_D от ∞ до 20 показало, что с уменьшением τ_D происходит увеличение периода колебаний n , T , $I_{\text{вых}}$, уменьшение их амплитуд и некоторое изменение их форм. При этом у концентрации с уменьшением τ_D в несколько раз увеличивается ее минимальное значение и практически не изменяется максимальное. У температуры же происходят обратные изменения. Начиная с $\tau_D = 25$ колебания становятся затухающими и уже при $\tau_D = 20$ их нет.

Изменение T_p от 0.25 до 0.10 сопровождается увеличением частоты колебаний почти в 1.5 раза, некоторым уменьшением максимального значения температуры и увеличением примерно в 1.5 раза ее минимального значения. У концентрации в отличие от предыдущего случая существенно изменяется ее максимальное значение — оно уменьшается в 1.4 раза. Начиная с $T_p = 0.1$ колебания становятся затухающими.

Перенормировка ширины запрещенной зоны с ростом температуры приводит сначала к увеличению частоты колебаний, к смещению среднего значения, вокруг которого они реализуются. Однако для $\gamma > 0.08$ колебания затухают, а при $\gamma = 0.1$ они практически отсутствуют.

Существенное влияние на частоту, форму и амплитуду колебаний оказывает также значение параметра q . При его уменьшении сначала снижаются частота и амплитуда колебаний и несколько трансформируется их форма. Начиная с $q = 3$ колебания исчезают. При увеличении данного параметра до 15.0 происходит увеличение более чем в два раза частоты колебаний и смещение средних значений температуры и концентрации.

Изменение параметра β , стоящего в экспоненте коэффициента поглощения со знаком плюс, показало, что с ростом β реализуются затухающие колебания. Однако при увеличении интенсивности входного сигнала они вновь становятся незатухающими. При этом уменьшается их частота. Следовательно, эффект Бурштейна-Мосса, который, как известно, проявляется для сильно легированного полупроводника, ухудшает условия реализации колебаний, способствует стабилизации верхнего устойчивого уровня и сдвигает критическое значение интенсивности в сторону его увеличения.

В случае отрицательного знака перед коэффициентом β , соответствующим статье [7], сначала его рост сопровождается усилением периодических режимов: увеличивается частота колебаний, а их форма и амплитуда остаются практически неизменными. Но при превышении β значения 0.5 они затухают. Заметим, что влияние поперечной диффузии заряда на реализацию колебаний при изменении коэффициента поглощения для $\beta \neq 0$ ослабевает. Так, например, для $\beta = 0.1$ колебания затухают при лишь $\tau_D = 10$, а при $\tau_D = 20$ они существуют в отличие от вышерассмотренного случая $\beta = 0$.

3. Формирование температурных и концентрационных волн в случае слабой продольной диффузии

Если полупроводник нельзя считать оптически тонким, то необходимо учесть продольные эффекты при распространении световых импульсов, в частности изменение интенсивности вдоль оси распространения. Используя предыдущие результаты, в данном разделе проанализируем динамику распространения оптического излучения при различных значениях коэффициента поглощения δ_0 . Отметим, что в численных экспериментах было обнаружено развитие волновых процессов изменения концентрации электронов и температуры. В силу сильной нелинейности задачи динамика взаимодействия излучения с полупроводником носит достаточно сложный характер.

Рассмотрим вначале изменения концентрации электронов и температуры в фиксированных точках среды для параметров (5) и $\delta_0 = 0.2$ (рис. 1). Его анализ показывает, что с ростом сечения среды происходит уменьшение частоты и амплитуды колебаний, а также изменение их формы. Причем если максимальное значение температуры снижается с ростом z , то ее минимальное значение сначала уменьшается (например, в сечении $z = 0.5$), а затем возрастает. Отметим, что на выходе из кристалла колебания n , T развиваются со значительной задержкой во времени. Выходная же интенсивность синхронно повторяет изменения температуры в сечении $z = 0.025$. Следовательно, частота изменения интенсивности на выходе из кристалла, обладающего небольшим коэффициентом поглощения, определяется наибольшей частотой колебаний температуры.

Из рис. 1 также следует, что колебания в разных точках z происходят несинфазно. Это означает, что в среде распространяются волны, развитие которых (например, для $\delta_0 = 0.2$) осуществляется следующим образом. Сначала температура незначительно возрастает вдоль оси кристалла. Потом вблизи $z = 0$ для $t = 5.0$ имеет место ее короткий всплеск. Затем температура синфазно уменьшается до значения $T \approx 1.0$, лишь после этого в момент времени $t = 15$ происходит ее увеличение до значения $T = 2.3$ в сечениях $z \leq 0.5$. В остальных сечениях температура плавно снижается до значения $T = 1.0$. Далее вблизи передней грани кристалла температура понижается. В результате этого в центре полупроводника создаются условия для переключения в верхнее состояние, которое затем распространяется к обеим

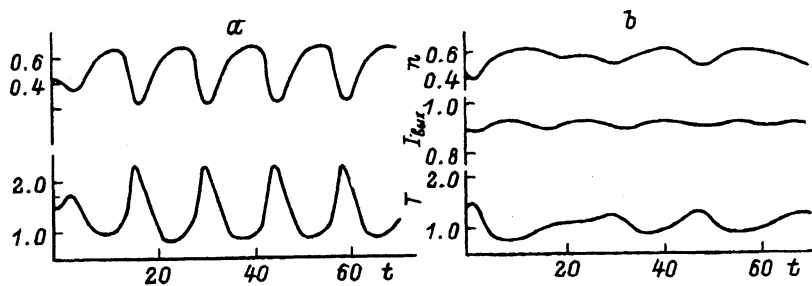


Рис. 1. Динамика изменения температуры и концентрации носителей заряда в точках $z = 0.025$ (а) и 1.0 (б) для $\delta_0 = 0.2$, $D = \kappa = 0$. Динамика изменения выходной интенсивности (в).

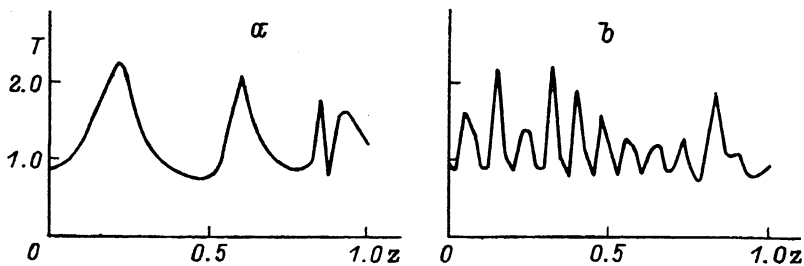


Рис. 2. Эволюция распределения температуры в моменты времени $t = 91$ (а), 400 (б) для $\delta_0 = 0.2$, $D = \kappa = 0$.

граням кристалла. Зарождение новых волн происходит вблизи обеих границ кристалла, а затем они движутся к центру кристалла. При этом длина волны уменьшается. Кроме того, максимальные значения волн осциллируют со своей частотой, близкой к синусоиде. Отметим, что в данном варианте зарождение новых волн происходит вплоть до рассчитываемого момента времени $t = 400$. В качестве иллюстрации к сказанному на рис. 2 показаны профили температуры в момент времени $t = 91$ (а), 400 (б).

С ростом коэффициента поглощения (например, до 0.5) динамика взаимодействия оптического излучения с полупроводником существенно изменяется. В этом случае оптическая толщина среды становится такой, что продольная распределенность оказывает более значительное влияние на профиль температуры и концентрации вдоль среды. Так, начальный этап взаимодействия происходит аналогично предыдущему случаю. Но после промежутка времени установления, начиная с некоторого сечения z_k и вплоть до $z = 1$, концентрация электронов и температура изменяются незначительно и находятся в верхнем состоянии. В рассматриваемом промежутке времени ($0 \leq t \leq 250$) число волн, формируемых в среде на отрезке $0 \leq z \leq z_k$, также постоянно увеличивается, а огибающая волн испытывает собственные колебания (рис. 3, а, б).

При дальнейшем увеличении коэффициента поглощения (до 1.0) динамика взаимодействия представляет собой еще более сложный процесс. После периода установления, который длится около 100 безраз-

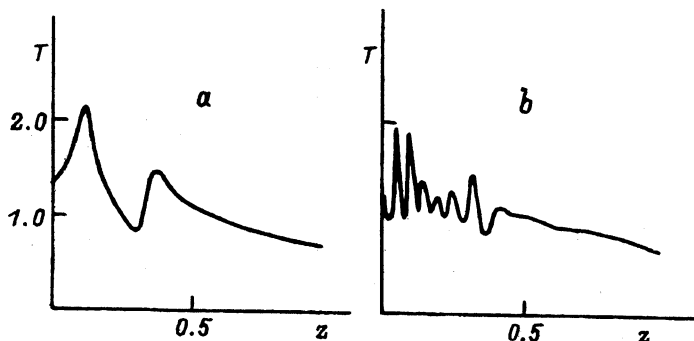


Рис. 3. Эволюция распределения температуры в моменты времени $t = 47$ (а), 250 (б) для $\delta_0 = 0.5$, $D = \kappa = 0$.

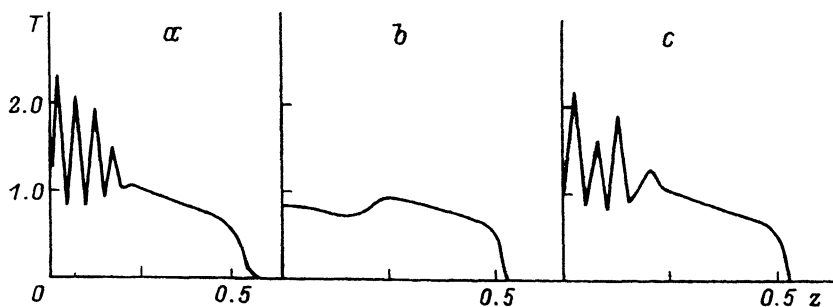


Рис. 4. Эволюция распределения температуры в моменты времени $t = 134$ (а), 277 (б), 388 (с) для $\delta_0 = 1.0$, $D = \kappa = 0$.

мерных единиц, в протяженной среде можно выделить три интервала различного поведения концентрации и температуры. На отрезке $z_2 \approx 0.7 \leq z \leq 1.0$ значения концентрации электронов и температуры равны нулю. В сечениях $z_1 \approx 0.4 \leq z \leq z_2$ они находятся в верхнем состоянии и практически не изменяются. В области же $0 \leq z \leq z_1$ происходит сразу несколько колебательных процессов: периодическая смена направлений распространения волн, периодическое изменение числа волн, а также колебания их огибающей.

С момента окончания переходного процесса и до момента времени $t \approx 150$ постоянно увеличивается число волн. Зарождение новых волн происходит вблизи передней грани кристалла, и они распространяются вдоль кристалла вплоть до сечения z_1 . Однако затем изменяется направление движения волн: они начинают двигаться к передней грани. При этом зарождение новых волн происходит вблизи сечения z_1 , а число волн уменьшается. К моменту времени $t \approx 280$ профили n , T становятся почти однородными. Затем снова растет число волн, которые зарождаются вблизи передней грани кристалла и движутся до сечения z_1 . Важно подчеркнуть, что интенсивность выходного излучения испытывает слабые периодические пульсации. В качестве иллюстрации на рис. 4 представлена эволюция температуры и концентрации в разные моменты времени. На нем хорошо видно, что число волн сначала возрастает в среде до $z \leq 0.4$ и достигает максимального значения в интервале времени 196.5–226, а затем резко уменьшается до одного всплеска температуры. Потом этот процесс повторяется снова.

4. Влияние продольной диффузии на форму и период волн

Формирование узких пространственных волн будет приводить к увеличению диффузии концентрации зарядов и температуры. Поэтому необходимо рассмотреть распространение волн в системе с развитой продольной диффузией. Цель проведенных здесь расчетов заключается в исследовании изменения профилей волн в зависимости от значений коэффициентов диффузии заряда и тепла. Параметры расчетов (кроме коэффициентов диффузии) оставались неизменными и были равны (5).

Из результатов численных экспериментов следует, что для достаточно малых коэффициентов диффузии ($D, \kappa \leq 10^{-6}$) процесс распространения оптического излучения происходит аналогично вышеизложенному случаю отсутствия диффузии. Отличия проявляются уже при

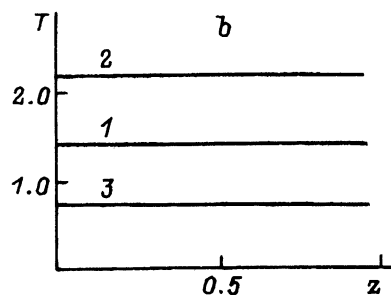
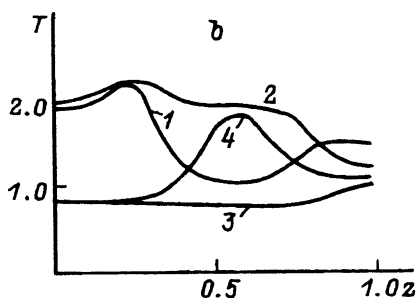
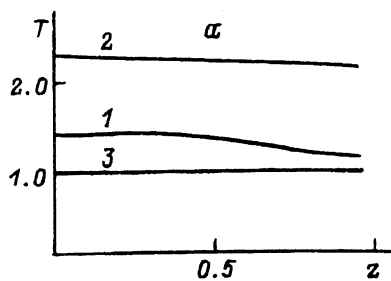
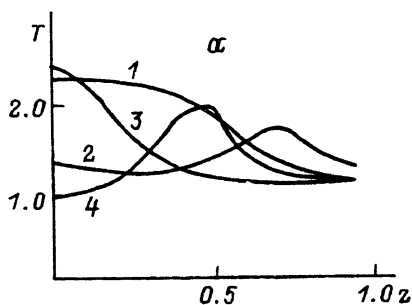


Рис. 5. Распределения температуры для $\delta_0 = 0.2$, $D = \kappa = 0.001$ в различные моменты времени. *a* — $t = 15.5$ (1), 18.5 (2), 29.5 (3), 49.0 (4); *б* — $t = 90.0$ (1), 105.5 (2), 111.0 (3), 156.0 (4).

Рис. 6. Распределения температуры для $\delta_0 = 0.2$, $D = \kappa = 0.01$ (*a*) в моменты времени $t = 6.0$ (1), 17.0 (2), 41.5 (3) и для $D = \kappa = 1.0$ (*б*) в моменты времени $t = 14.0$ (1), 15.5 (2), 21.0 (3).

$\kappa = D = 10^{-3}$. Для этих значений D , κ эволюция распределений температуры представлена на рис. 5, *a, b*. Здесь можно выделить два периодических процесса. Так, сравнивая рис. 5, *a* (4) и рис. 5, *b* (4), нетрудно видеть, что пространственные распределения температуры и концентрации электронов примерно совпадают. Следовательно, период этих колебаний приблизительно равен 100 безразмерных единиц. Заметим, что переходный процесс ($t \leq 50$) также сопровождается формированием распределений, аналогичных рис. 5, *a* (4) (рис. 5, *a* (1)). Другой периодический процесс развивается в интервалах времени между колебаниями с большей частотой. Здесь формируется несколько максимумов волн. Так, при $t = 49$ имеется один максимум T , для $t = 90$ таких максимумов два. Далее при $t = 105$ их три, но примерно равных по амплитуде. Важно подчеркнуть, что средний максимум температуры (при $z \approx 0.5$) формируется в области максимума концентрации электронов. В системе без диффузии здесь имелся минимум T . Следовательно, его происхождение обусловлено теплопроводностью. В результате этого профиль концентрации становится практически однородным. Однако вблизи задней грани кристалла имеет место небольшой всплеск температуры (рис. 5, *a* (1)). Затем профиль T также становится однородным и процесс снова повторяется.

Отличия в динамике взаимодействия от случая слабой диффузии еще более возрастают, если увеличить коэффициент диффузии до значения $\kappa = D = 0.01$ (рис. 6,а). После небольшого (до $t \approx 25$) интервала установления колебаний изменения пространственных распределений температуры и концентрации происходят почти синхронно, но значение T вблизи задней грани кристалла несколько меньше, чем у передней. Переключение системы сначала происходит вблизи передней грани, а затем его волна быстро движется по направлению распространения лазерного излучения. Следует отметить, что большую часть времени система находится в одном из устойчивых состояний, а переключение происходит за короткое время.

При дальнейшем увеличении диффузии до значений $D = \kappa = 1.0$ продольные распределения n и T становятся однородными: переключения из одного состояния в другое синхронизируются во всех сечениях z и происходят практически одновременно. Для примера данная ситуация изображена на рис. 6,б.

Таким образом, в рассмотренном выше случае взаимодействия лазерного излучения с полупроводником диффузия играет принципиально новую роль — она не разрушает колебания температуры и концентрации электронов, а синхронизирует их.

5. Замечания о практической реализации колебаний

При практической реализации данных режимов следует иметь в виду, что одновременно может существовать несколько типов неустойчивости, связанных с температурными зависимостями времени рекомбинации и концентрации равновесных носителей зарядов в зоне проводимости. Важно подчеркнуть, что неустойчивость может развиваться и при отсутствии температурной зависимости коэффициента поглощения, т.е. необязательно использовать оптическое излучение с частотой, соответствующей краю поглощения полупроводника, а можно использовать динамический эффект Бурштейна-Мосса. Поэтому анализ различных способов реализации колебаний представляет самостоятельный интерес и будет исследован в отдельной работе.

Здесь же заметим, что проведенные нами численные эксперименты для других аппроксимаций $\tau_p(T)$ (например, вместо (3) использовать $\tau_p(T) = \exp(-T_p/(T_0 + T))$) показали, что колебания не зависят от конкретного вида $\tau_p(T)$. Последняя зависимость встречается широко на практике, так как обусловлена температурной зависимостью равномерной концентрации электронов в зоне проводимости [5]. Для InSb измерения τ_p выполнены, например, в [11]. Аналогичные зависимости присущи и другим полупроводникам при различных механизмах рекомбинации [5].

Связь безразмерных и размерных параметров задачи, а также запись в размерных переменных условий реализации оптической бистабильности в пространственно-однородном случае подробно изучены в [12] для $\tau_p(T) = \text{const}$. Аналогичные исследования при $\tau_p(T) \neq \text{const}$ выполнены в [13], где показана возможность возникновения мультистабильности. Для краткости запишем здесь условия реализации оптической бистабильности, используя результаты работы [6]. Так, интен-

сивность можно оценить по следующей формуле:

$$\frac{(T_{\uparrow} - T_0)\rho c_p}{\delta(n_{\downarrow}, T_{\downarrow})\tau_{\text{ост}}} < I_0 \left(1 + \frac{\tau_p(T_0)}{\tau_{\text{изл}}} + \frac{\tau_p(T_0)}{\tau_p} \right) < \frac{(T_{\uparrow} - T_0)\rho c_p}{\delta(n_{\uparrow}, T_{\uparrow})\tau_{\text{ост}}}, \quad (7)$$

где

$$\delta(n, T) = \left(1 - \frac{n}{n_0} \right) e^{-\frac{T_q}{T+T_0}}, \quad (8)$$

ρ, c_p — соответственно плотность и теплоемкость полупроводника; $\tau_D = \alpha^2/D_{\perp}$; $\tau_{\text{ост}} = \alpha^2/\chi_{\perp}$; D_{\perp}, χ_{\perp} — соответственно размерные коэффициенты диффузии и теплопроводности по поперечной координате; α — характерный поперечный размер пучка; I_0 — пиковая интенсивность; T_0 — начальная температура полупроводника; T_g — ширина запрещенной зоны. Стрелки у n, T обозначают значения концентрации и температуры, при которых происходит переключение в верхнее (\uparrow) и нижнее (\downarrow) состояния системы. Они вычисляются следующим образом:

$$T_{\uparrow\downarrow} = T_0 + T_g \frac{q}{1+q} \left(0.5 - \frac{T_0}{T_g} \mp \sqrt{0.25 - \frac{T_0}{T_g} \left(1 + \frac{T_0}{(T_g q)} \right)} \right),$$

$$n_{\uparrow\downarrow} = \frac{n_0}{1+q} \left(0.5 - \frac{T_0}{T_g} \mp \sqrt{0.25 - \frac{T_0}{T_g} \left(1 + \frac{T_0}{(T_g q)} \right)} \right), \quad (9)$$

$$q = \tau_{\text{ост}} \hbar \omega n_0 / (T_g \rho c_p \tau_p(T_0)),$$

где n_0 — максимально возможное при данных условиях значение концентрации фотовозбужденных носителей заряда, ω — частота лазерного излучения. Как следует из [11], для реализации указанных в работе режимов имеется широкий выбор параметров с помощью легирования полупроводника, изменения его рабочей температуры, радиуса пучка.

Список литературы

- [1] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света: Пер. с англ. М.: Мир, 1988. 518 с.
- [2] Стадник В.А. // ФТТ. 1985. Т. 30. № 12. С. 3571–3577.
- [3] Rosanov N.N., Fedorova A.V., Khodova G.V. // Phys. Stat. Sol. B. 1988. V. 150. N 2. P. 545–555.
- [4] Dneprovskii V.S. et al. // J. de Physique c2. 1988. V. 49. N 6. P. 241.
- [5] Смит Р. Полупроводники. М.: Мир, 1982.
- [6] Карамзин Ю.Н., Поляков С.В., Трофимов В.А. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. № 9. С. 6–10.
- [7] Balkarei Yu.I. et al. // Opt. Commun. 1988. V. 66. P. 161.
- [8] Балкарей Ю.И. и др. // Изв. АН СССР. Сер. Физич. 1988. Т. 52. № 3. С. 572.
- [9] Koch. S.W., Schmidt H.E., Haug H. // Appl. Phys. Lett. 1984. V. 45. N 9. P. 932–934.
- [10] Бондаренко О.С. // Дипломная работа. М., МГУ, Фак. ВМиК, 1992.

- [11] Kovalev V.I. // *Infrared Phys.* 1991. V. 32. N 3. P. 235-244.
- [12] Карамзин Ю.Н., Поляков С.В., Трофимов В.А. // Препринт ИПМ им.М.В.Келдыша РАН. М., 1990. № 62. 40 С.
- [13] Карамзин Ю.Н., Поляков С.В., Трофимов В.А. // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. № 24. С. 38-43.

Московский государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступило в Редакцию
2 сентября 1992 г.
В окончательной редакции
21 июля 1993 г.