

02;07

## О возможности оптической бистабильности на основе зависимости коэффициента поглощения полупроводника от индуцированного электрического поля

© М.М. Логинова, В.А. Трофимов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,  
119992 Москва, Россия  
e-mail: vatro@cs.msu.su

(Поступило в Редакцию 20 июня 2005 г.)

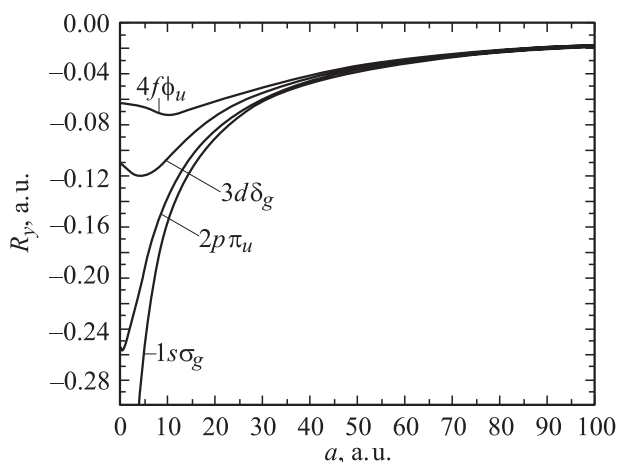
С помощью компьютерного моделирования продемонстрирована возможность реализации абсорбционной оптической бистабильности на основе зависимости коэффициента поглощения полупроводника от лазероиндуцированного электрического поля полупроводника при воздействии высокоинтенсивного светового импульса, инициирующего сдвиг энергетических уровней атомов. Показано, что в отличие от ранее известных механизмов реализации абсорбционной оптической бистабильности, в рассматриваемом случае увеличение диффузии заряженных частиц не приводит к изменению интенсивностей переключения системы между верхним и нижним состояниями. Обнаружен режим взаимодействия лазерного излучения с полупроводником, при котором после переключения системы в верхнее состояние она остается в нем практически до тех пор, пока не исчезнет лазерный импульс.

PACS: 78.40.Fy

Явление оптической бистабильности (ОБ) [1,2] широко внедряется в различные области информационных технологий. После анонсирования и демонстрации фирмой *Lenstet* оптического процессора [3], основанном на одном из возможных физических механизмов, интерес к этой проблеме, на наш взгляд, значительно возрос, и поиск новых физических механизмов реализации ОБ по-прежнему представляет актуальную задачу. Так, в [4–6] предложены ОБ элементы на основе фотонных кристаллов (ФК). В частности, в [4] обнаружен бистабильный режим генерации третьей гармоники в кубично-нелинейном ФК. Заметим, что ранее в [7,8] нами теоретически показано существование аналогичного режима при генерации второй гармоники высокоинтенсивных фемтосекундных импульсов с учетом их самовоздействия вследствие кубичной нелинейности. В работе [5] за счет воздействия дополнительного светового импульса изменяется коэффициент пропускания ФК для основного излучения. На этом принципе реализуется бистабильный элемент. И, наконец, в [6] используется температурная зависимость коэффициента отражения ФК для реализации ОБ. Таким образом, исследование новых механизмов реализации ОБ со сверхбыстрым временем переключения (в фемтосекундном диапазоне) является актуальной проблемой. На наш взгляд, одним из потенциальных физических явлений, используя которое можно существенно увеличить быстрдействие ОБ системы, является сдвиг энергетических уровней атомов под действием высокоинтенсивных световых полей (см., например [9,10]). Для иллюстрации этого явления приведен рис. 1, который взят из монографии [9]. На нем хорошо видно изменение энергетических уровней атома водорода под действием высокоинтенсивного

лазерного импульса: их энергии стремятся к одному значению.

Дальнейшие исследования [11] продемонстрировали возможность скачкообразного изменения в десятки раз разности энергий уровней водородоподобного атома под действием световой волны с напряженностью электрического поля порядка внутриаомного. На основе этой зависимости в данной работе предлагается новый тип ОБ — полевая оптическая бистабильность. Она базируется на хорошо известном факте [12,13]: уменьшении ширины запрещенной зоны полупроводника под воздействием электрического поля. Однако при воздействии



**Рис. 1.** Зависимость энергий уровней атома водорода (в колеблющейся системе координат Крамерса) от амплитуды  $a_{\text{ккл}} = F/\omega^2$  в поле циркулярной поляризации. Расчеты работы [9]. Значения энергии приведены в условных единицах  $R_y = 0.5 u$ .

слабоинтенсивных лазерных импульсов данный сдвиг достаточно мал по сравнению с энергией перехода электронов с донорного уровня в зону проводимости для многих полупроводников. Исключение могут составлять узкозонные полупроводники, а также переходы в зону проводимости с экситонных уровней, расположенных достаточно близко к зоне проводимости. При воздействии же высокоинтенсивных световых импульсов имеет место сдвиг всех энергетических уровней атомов. В результате этого будет иметь место существенное уменьшение ширины запрещенной зоны. Как следствие, ее изменение из-за электрического поля, возникающего в результате генерации свободных электронов, может быть многократно увеличено. Это, в свою очередь, приводит к существенной зависимости коэффициента поглощения от электрического поля в полупроводнике. Заметим, что и вероятность туннельного перехода электрона также многократно возрастает из-за уменьшения ширины запрещенной зоны в поле высокоинтенсивного светового импульса.

Одна из возможных практических реализаций предлагаемой в работе ОБ может состоять в двухволновом воздействии лазерных импульсов на полупроводник. Один (высокоинтенсивный) фемтосекундный импульс приводит к сдвигу энергетических уровней полупроводника. Другой — воздействует на частоте близкой к краю фундаментального поглощения для „сдвинутых“ уровней. Под его воздействием осуществляется генерация свободных электронов и появляется светоиндуцированное электрическое поле, вследствие чего также изменяется ширина запрещенной зоны. На этом основан механизм возрастающего поглощения. Отметим, что, по-видимому, сдвиг уровней и изменение коэффициента поглощения полупроводника из-за индуцированного электрического поля возможно осуществить также и одним высокоинтенсивным импульсом.

Как известно [12], процесс взаимодействия короткого лазерного импульса с полупроводником в приближении оптически тонкого слоя описывается следующей системой безразмерных дифференциальных уравнений:

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = \gamma(n - N),$$

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

с начальными и граничными условиями

$$\left. \frac{\partial \varphi}{\partial x} \right|_{x=0, L_x} = 0, \quad \left. \frac{\partial n}{\partial x} \right|_{x=0, L_x} = 0, \quad n|_{t=0} = N|_{t=0} = n_0, \quad (2)$$

при записи которых предполагается, что полупроводник до воздействия оптического излучения является электрически нейтральным и не включен во внешнюю цепь.

Функции  $G$  и  $R$ , описывающие генерацию электронов с донорного уровня и излучательную рекомбинацию свободных зарядов полупроводника, записываются в виде

$$G = q_0 q_1(x) q_2(t) \delta(N, \varphi), \quad R = nN - n_0^2. \quad (3)$$

Выше используются следующие обозначения:  $x$  — безразмерная поперечная координата, нормированная на радиус падающего оптического пучка,  $t$  — время, измеряемое в единицах времени рекомбинации свободных носителей заряда,  $n(x, t)$  и  $N(x, t)$  — концентрации свободных электронов в зоне проводимости полупроводника и ионизированных доноров, нормированные на максимально возможное в данных условиях значение. Функция  $\varphi(x, t)$  — безразмерный потенциал электрического поля,  $\mu$  — характеризует подвижность электронов,  $D$  — безразмерный коэффициент их диффузии. Параметр  $\gamma$  зависит, в частности, от максимально возможной концентрации свободных носителей заряда,  $n_0$  — равновесное значение концентрации электронов и ионизированных доноров. Функция  $q_0 q_1(x) q_2(t)$  описывает профиль интенсивности и временную форму оптического импульса, которая при воздействии на полупроводник гауссова пучка с быстро достигающей стационарного значения максимальной интенсивностью  $q_0$  имеет вид

$$q_0 q_1(x) q_2(t) = q_0 e^{-\left(\frac{x-L_x/2}{0.1L_x}\right)^2} (1 - e^{-10t}). \quad (4)$$

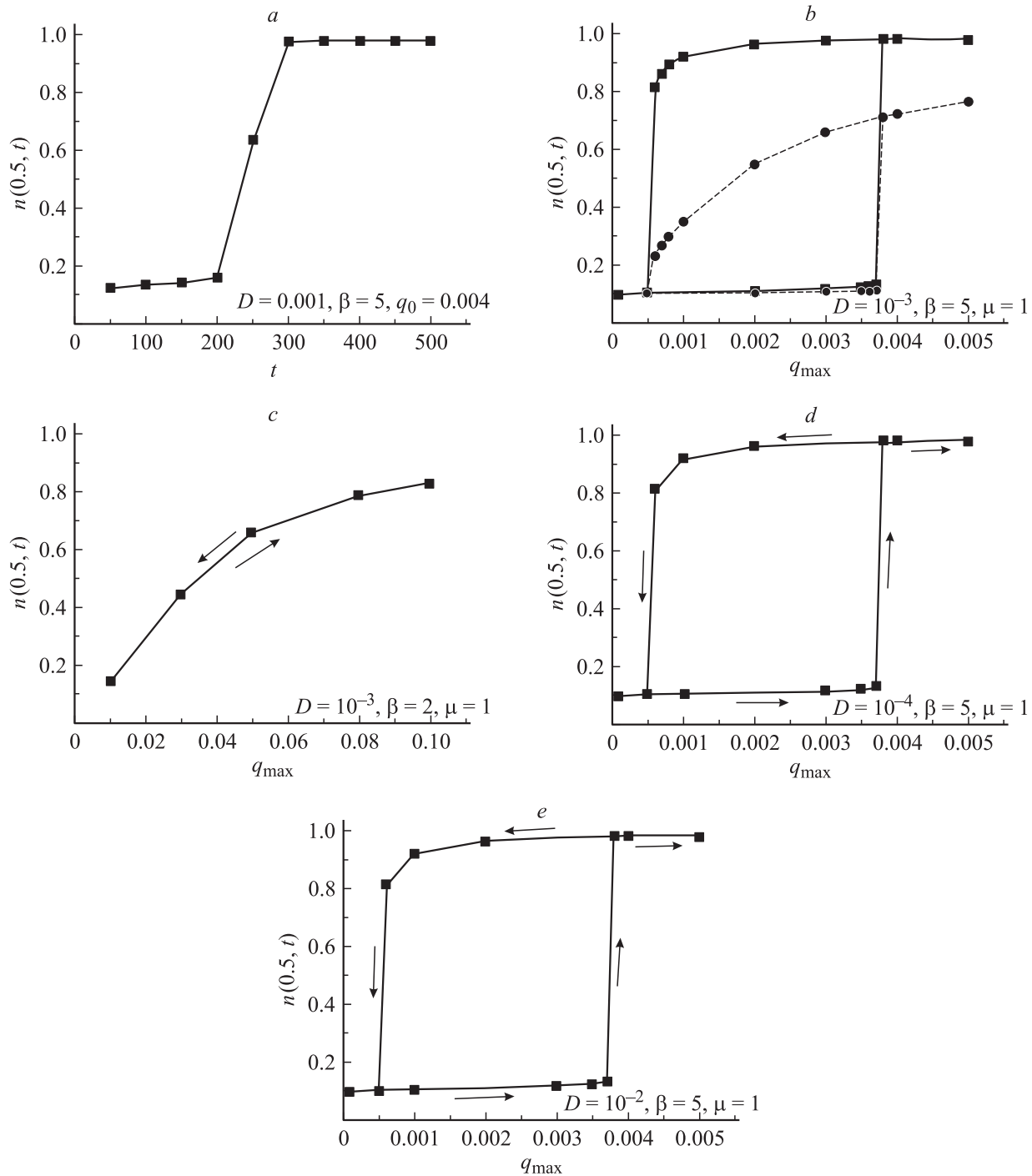
Коэффициент поглощения световой энергии  $\delta(N, \varphi)$  аппроксимируется одной из функций

$$\delta_1(N, \varphi) = (1 - N) e^{-(\alpha - \beta|\varphi|)},$$

$$\delta_2(N, \varphi) = (1 - N) \operatorname{ch}(\beta\varphi), \quad \alpha \geq 0, \quad \beta > 0. \quad (5)$$

Ниже описаны результаты компьютерного моделирования для коэффициента поглощения  $\delta_1(N, \varphi)$ . Однако следует отметить, что при расчетах с другой приведенной его зависимостью качественное поведение системы не изменяется. Это показывает независимость обсуждаемого механизма реализации ОБ от конкретного вида функции, аппроксимирующей зависимость коэффициента поглощения от потенциала электрического поля.

Так как для исследуемой ОБ точечная модель не может быть записана из-за распределенного электрического поля, то существование ОБ в системе полупроводник–оптическое излучение определялось по наличию гистерезисной зависимости концентрации свободных электронов от интенсивности входного излучения в различных точках освещенной области. Еще одним показателем существования ОБ является реализация взрывного поглощения в полупроводнике при определенном значении интенсивности  $q_0$ . Как известно [1,2], данное явление состоит в том, что при изменении интенсивности вблизи некоторого значения  $q_0$  изменение концентрации свободных электронов происходит во времени скачкообразно (рис. 2, а). Именно в эти моменты реализуется переключение системы полупроводник–оптическое излучение из нижнего состояния в



**Рис. 2.** Зависимость стационарного значения концентрации свободных электронов от момента времени (а) при  $q_0 = 0.004$  от интенсивности входного излучения  $q_{\max}$  (b-e) в точке  $x = 0.5$  (a, b-d, сплошная линия),  $x = 0.375$  (b, пунктирная линия), реализуемая для коэффициента поглощения  $\delta_1$  и параметров  $D = 10^{-3}$  (a-c),  $10^{-4}$  (d),  $10^{-2}$  (e),  $\alpha = 0$ ,  $\beta = 5$  (a, b, d, e), 2 (c),  $\mu = 1$ ,  $\gamma = 10^3$ ,  $n_0 = 0.1$ .

верхнее и из-за возросшего поглощения происходит резкое увеличение концентрации свободных электронов.

Для построения гистерезисной зависимости концентрации свободных электронов от входной интенсивности численные эксперименты проводились следующим образом. Во-первых, находились стационарные распределе-

ния характеристик полупроводника для малой входной интенсивности  $q_0$ , при которой реализуется нижнее состояние системы. Затем, используя полученные распределения в качестве начальных условий, вычислялось стационарное состояние системы для импульса с максимальной входной интенсивностью  $q_{\max} = q_0 + \Delta q$ .

Данный процесс повторяется до тех пор, пока не произойдет переключения системы в верхнее состояние или, в случае отсутствия реализации взрывного поглощения, концентрация свободных электронов не достигнет достаточно высокого значения ( $n(x, t) \geq 0.8$ ). Далее описанная процедура повторяется при постепенном уменьшении интенсивности входного импульса на величину  $\Delta q$ , начиная с максимального значения концентрации свободных электронов и соответствующего ей значения входной интенсивности. Таким образом, удастся проследить, в какое состояние переходит система в зависимости от состояния, в котором она находилась до изменения интенсивности входного импульса. Запишем закон изменения формы импульса в виде

$$q_1(x)(q_{pr} \pm \Delta q q_2(t)) = e^{-\left(\frac{x-L_x/2}{0.1L_x}\right)^2} (q_{pr} \pm \Delta q(1 - e^{10t})), \quad (6)$$

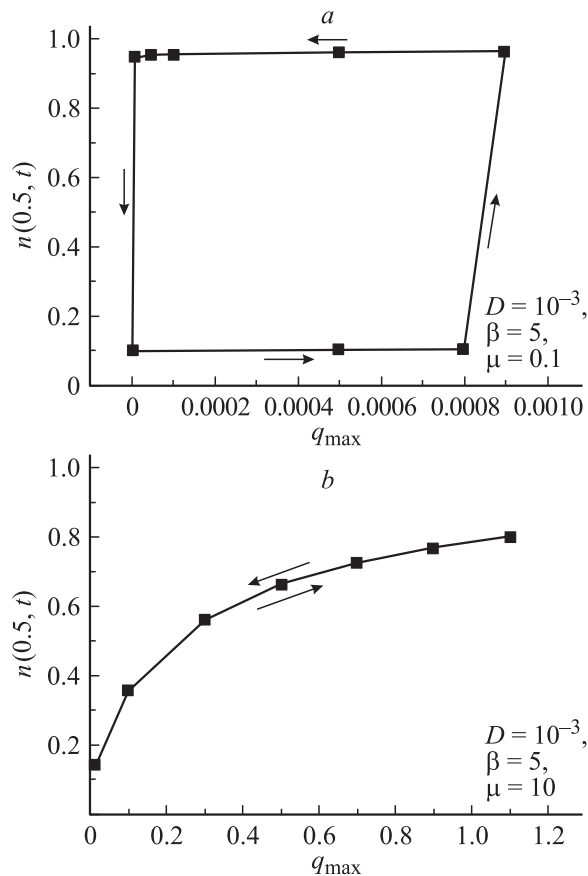
где  $q_{pr}$  — максимальное значение интенсивности для предыдущего расчета, результаты которого используются в качестве начальных условий,  $\Delta q$  — величина, на которую увеличивается (уменьшается) интенсивность падающего излучения. Заметим, что максимальное значение интенсивности падающего импульса достигается в центре пучка спустя некоторое время после начала воздействия и определяется следующим выражением:

$$q_{\max} = (q_{pr} \pm \Delta q). \quad (7)$$

Проведенные компьютерные эксперименты продемонстрировали существование гистерезисной зависимости концентрации свободных электронов от интенсивности падающего импульса (рис. 2, *b, d, e*). Она реализуется как на оси пучка, так и вдали от него (рис. 2, *b*). При этом в случае нахождения системы оптическое излучение–полупроводник в верхнем состоянии стационарное распределение концентрации свободных электронов представляет собой домен высокой концентрации с ее однородным значением внутри освещенной области. Его боковые границы имеют очень большие градиенты и представляют собой волны переключения.

Заметим, что на реализацию полевой ОБ существенное влияние оказывает зависимость скорости изменения коэффициента поглощения от потенциала электрического поля. При недостаточно большом значении параметра  $\beta$  гистерезисная зависимость концентрации свободных электронов от входной интенсивности отсутствует. Как показано на рис. 2, *c*, в этом случае с ростом входной интенсивности концентрация свободных электронов на оси пучка плавно увеличивается: взрывообразного увеличения значения  $n(x, t)$  не происходит. При обратном изменении интенсивности  $q_{\max}$  концентрация свободных электронов также плавно уменьшается вдоль той же самой кривой.

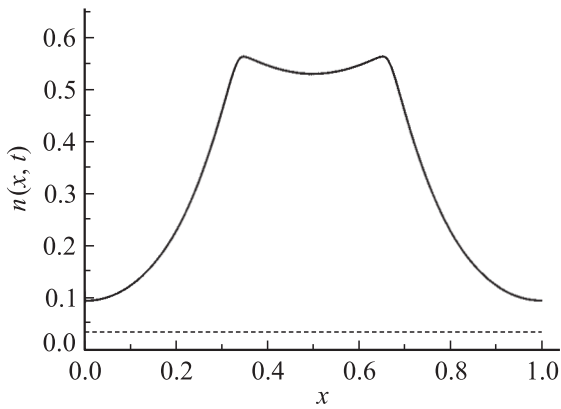
Другим важным параметром, оказывающим существенное влияние на реализацию полевой ОБ, является подвижность электронов. В случае малой подвижности  $\mu = 0.1$  (рис. 3, *a*), система переключается в верхнее



**Рис. 3.** Зависимость стационарного значения концентрации свободных электронов в точке  $x = 0.5$  от интенсивности входного излучения  $q_{\max}$ , реализуемая для коэффициента поглощения  $\delta_1$  и параметров  $D = 10^{-3}$ ,  $\alpha = 0$ ,  $\beta = 5$ ,  $\mu = 0.1$  (*a*),  $10$  (*b*),  $\gamma = 10^3$ ,  $n_0 = 0.1$ .

состояние при интенсивности принадлежащей интервалу  $0.0008 < q_{\max} < 0.0009$ , а обратного переключения не происходит вплоть до рассмотренного  $q_{\max} = 10^{-7}$ . Следовательно, система остается в верхнем состоянии практически до того момента пока не исчезнет входной импульс. С ростом подвижности электронов на порядок (рис. 2, *b*, сплошная линия) интенсивность переключения увеличивается (примерно в 5 раз), а при дальнейшем росте подвижности (например, при  $\mu = 5$ ) гистерезисная зависимость концентрации свободных электронов от интенсивности входного излучения при неизменных остальных параметрах исчезает. В качестве иллюстрации этого приведен рис. 3, *b* для  $\mu = 10$ . При этом для достижения достаточно больших значений концентрации свободных электронов ( $n(x, t) \geq 0.8$ ) в центре освещенной зоны полупроводника интенсивность входного излучения необходимо увеличить примерно на три порядка по сравнению со случаем  $\mu = 1$ .

Отметим также еще одну особенность полевой ОБ. Как показали компьютерные эксперименты, для нее имеет место аномальное влияние диффузии электронов. Для известных в литературе механизмов реализа-



**Рис. 4.** Распределения концентрации свободных электронов реализуемые для коэффициента поглощения  $\delta_1$  и параметров  $D = 10^{-2}$ ,  $\alpha = 0$ ,  $\mu = 0$ ,  $\gamma = 10^3$ ,  $n_0 = 0.01$  и  $\beta = 0.1$ ,  $q_0 = 0.005$  в момент времени  $t = 100$  (пунктирная линия),  $\beta = 1$ ,  $q_0 = 0.01$  в момент времени  $t = 105$  (сплошная линия).

ции абсорбционной ОБ (тепловой, электронной) рост диффузии электронов (или теплопроводности) всегда приводил к увеличению интенсивности переключения системы в верхнее состояние [1]. В случае же полевой ОБ подобная зависимость отсутствует. Так, для  $D = 10^{-2}$ ,  $10^{-3}$  и  $10^{-4}$  переключения системы происходят при одних и тех же входных интенсивностях:  $q_{\max} = 0.0038$  в верхнее состояние и  $q_{\max} = 0.0005$  в нижнее состояние (рис. 2, *b, d, e*, сплошная линия). При этом, как известно, с уменьшением диффузии электронов растет время достижения стационарного состояния системы. Оно также увеличивается при приближении интенсивности падающего излучения к значению интенсивности переключения системы. Из-за этого при малой диффузии электронов компьютерные расчеты необходимо проводить на больших временных интервалах. Так, для  $D = 10^{-2}$  переключение в верхнее состояние осуществляется при  $550 \leq t \leq 600$  (с момента изменения интенсивности входного импульса), для  $D = 10^{-3}$  —  $1250 \leq t \leq 1350$ , а для  $D = 10^{-4}$  —  $9250 \leq t \leq 9500$ . Дальнейшее уменьшение диффузии приводит к тому, что временной интервал, на котором проводятся вычисления, приходится существенно увеличивать.

Еще одно приложение изложенных выше результатов может состоять в построении оптического выключателя для систем с большими токами, время срабатывания которого будет составлять фемтосекунды. Это имеет большое значение для проблемы отключения от электросети, например, систем компьютеров при попадании вблизи их расположения молнии или любой другой высокоинтенсивной вспышки электромагнитного излучения (рис. 4). Пусть сначала на полупроводник воздействует оптическое излучение низкой интенсивности. Оно задано лишь для более наглядной иллюстрации происходящих процессов и, вообще говоря, на практике может отсутствовать. В этом случае коэффициент поглощения среды слабо зависит от светоиндуцированного электри-

ческого поля ( $\beta = 0.1$ ). Соответствующее распределение концентрации свободных электронов изображено на рис. 4 (пунктирная линия). В случае же резкого увеличения интенсивности падающего импульса (например, из-за световой молнии) происходит сдвиг энергетических уровней, и в полупроводнике резко усиливается зависимость коэффициента поглощения от электрического поля (например,  $\beta$  становится равным 1). В результате этого система переключается в верхнее состояние (рис. 4, сплошная линия) за несколько безразмерных единиц времени, что будет соответствовать фемтосекундному диапазону. Если данный полупроводник (в частности, алмаз) включен в параллельную электрическую цепь (к основной системе питания), то из-за падения сопротивления полупроводника на многие порядки происходит, по сути, размыкание внешней электрической цепи. В результате этого произойдет отключение от электросети требуемых приборов.

Таким образом, в данной работе предложен новый тип абсорбционной ОБ — полевая ОБ, механизм реализации которой основывается на сдвиге энергетических уровней атомов под действием высокоинтенсивного лазерного излучения. На основе компьютерного моделирования показано, что для полевой ОБ увеличение диффузии свободных электронов не изменяет интенсивностей переключения системы из одного состояния в другое, а лишь ускоряет процесс установления стационарного распределения. Еще одной особенностью полевой ОБ является возможность нахождения системы полупроводник–оптическое излучение в верхнем состоянии практически до окончания действия светового импульса, что существенно повышает ее надежность.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 05-01-507).

## Список литературы

- [1] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света / Пер. с англ. М.: Мир. 1988. 520 с.
- [2] Розанов Н.Н. Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах. М.: Наука. 1997. 334 с.
- [3] Интернет сайт фирмы Lenslet. // www.lenslet.com.
- [4] Markowicz P.P., Tiryaki H., Pudavar H. et. al. // Phys. Rev. Lett. 2004. Vol. 92. P. 083903.
- [5] Yanik M.F., Fan S., Soljagic M., Joannopoulos J.D. // Optics Letters. 2003. Vol. 28. P. 2506–2508.
- [6] Алиев Г.Н., Голубев В.Г., Дукин А.А. и др. // ФТТ. 2002. Т. 44. № 12. С. 2125–2132.
- [7] Лысак Т.М., Трофимов В.А. // ЖВМ и МФ. 2001. Т. 41. № 8. С. 1275–1278.
- [8] Лысак Т.М., Трофимов В.А. // ЖТФ. 2001. № 11. Т. 71. С. 53–58.
- [9] Делоне Н.Б., Крайнов В.П. Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением. М.: Физматлит. 2001. 320 с.

- [10] *Варенцова С.А., Трофимов В.А.* Влияние сильного светового поля на сдвиг спектра водородоподобного атома // Численные методы в математической физике. Сб. тр. факультета ВМиК МГУ / Под ред. Д.П. Костомарова, В.И. Дмитриева. М.: Изд-во факультета ВМиК МГУ. 1998. С. 67–75.
- [11] *Варенцова С.А., Логинова М.М., Трофимов В.А.* // Вест. моск. унив. Сер. вычис. матем. и кибернетика. 2003. № 1. С. 20.
- [12] *Смит Р.* Полупроводники / Пер. с англ. М.: Мир. 1982. 560 с.
- [13] *Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б.* Полупроводниковая оптоэлектроника / Пер. с англ. М.: Мир. 1976. 431 с.