

07;12

Об аномальном условии реализации оптической бистабильности на основе температурной зависимости коэффициента поглощения полупроводника

© Т.М. Лысак, В.А. Трофимов

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова,
119899 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 1 декабря 1999 г.)

Показана принципиальная возможность трехкратного увеличения температуры термостата, при которой реализуется абсорбционная оптическая бистабильность по сравнению с величиной, традиционно записываемой в работах, посвященных исследованию оптической бистабильности. Данный результат достигается в полупроводниках в случае оже-рекомбинации свободных электронов.

Явление оптической бистабильности (ОБ) широко исследуется в литературе в связи с возможностью построения на его основе оптических переключателей (оптических процессоров) [1–4]. В последние годы интерес к этому явлению вновь возрос из-за идеи создания "оптических" винчестеров и, по-видимому, достижения в ближайшие годы физического предела быстродействия электронных процессоров. Поэтому поиск новых способов реализации ОБ, а также более детальный анализ возможностей, широко известных в литературе ОБ схем, представляет собой актуальную проблему. Одна из таких схем основана на температурной зависимости коэффициента поглощения: абсорбционная ОБ (АОБ). Ее основной недостаток связан с большой потребляемой мощностью на акт переключения по сравнению с другими схемами [1,4] и необходимостью теплоотвода, который, в частности, определяется температурой термостата. При этом времена переключений при чисто тепловом отклике среды (т.е. при пренебрежении процессами поглощения световой энергии и ее последующей релаксации в тепло) могут достигать 10^{-9} с [1]. Данное обстоятельство наряду с возможностью организации параллельного вычисления на многих тысячах отдельных процессорах может составить конкуренцию с существующими электронными процессорами при условии уменьшения энергозатрат на акт переключения. Однако следует признать, что, несомненно, ОБ, основанная на зависимости коэффициента поглощения от концентрации свободных электронов полупроводника, имеет преимущества по времени переключения по сравнению с ОБ, реализуемой на сдвиге края фундаментального поглощения из-за изменения температуры полупроводника. Но для "электронной" ОБ системы при ее реализации на непрямых переходах возможно возникновение проблемы тепловода. Эта проблема, на наш взгляд, еще более важна при использовании экситонных переходов. Наконец, используя математическую аналогию рассматриваемых уравнений, полученные в работе результаты отчасти обобщаются для рассмотрения воздействия достаточно коротких импульсов, для которых имеет место изме-

нение концентрации свободных электронов и колебательной температуры полупроводника. Поэтому область приложения полученных результатов весьма широка.

В настоящей работе показана принципиальная возможность трехкратного увеличения области реализации АОБ по температуре термостата по сравнению с известным в литературе результатом относительно реализации АОБ [4] (этим и объясняется название работы), что значительно упрощает проблему отвода тепла и уменьшает затраты энергии на акт переключения с учетом существенного повышения температуры ОБ элемента. Данный результат достигается за счет использования нелинейного механизма рекомбинации свободных электронов, которые реализуются во многих практических физических ситуациях [5,6]. Рассмотрение проведено в случае линейной и квадратичной по концентрации зависимости времени релаксации свободных электронов. Влияние нелинейной скорости релаксации сравнивается со случаем ее постоянного значения, что соответствует уровню слабого возбуждения полупроводника [5,6].

Для этой цели рассмотрим взаимодействие лазерного излучения с полупроводником в рамках тонкого слоя, считая, что во всех продольных сечениях взаимодействие происходит одинаково. Будем рассматривать лишь приосевую область пучка, аппроксимируя поперечную диффузию и теплопроводность стоковым слагаемым. Заметим, что такое приближение широко встречается в литературе [1–4] именно для качественного анализа происходящих в подобной системе процессов. Также учтем фотогенерацию свободных электронов, например, с примесного уровня, полагая, что в анализируемой нами ситуации его истощение незначительно, а насыщение перехода может иметь место лишь из-за динамического эффекта Бурштейна–Мосса [5,6]. Процесс генерации свободных зарядов происходит под действием лазерного излучения с длиной волны, лежащей вблизи фундаментального края поглощения. Рекомбинация электронов из зоны проводимости осуществляется через непрямые переходы, что приводит к выделению энергии в виде нагрева полупроводника. Именно такие полупроводники

используются в физических экспериментах по исследованию АОБ на основе температурной зависимости коэффициента поглощения.

Резюмируя данные предположения, получим, что процесс взаимодействия оптического излучения с полупроводником в рамках точечной модели описывается следующей системой безразмерных уравнений:

$$\frac{dn}{dt} = \delta(n, T)I - \frac{n^z}{\tau_{pm}} - \frac{n}{\tau_D}, \quad \frac{dT}{dt} = q \frac{n^z}{\tau_{pm}} - T \quad (1)$$

с начальными условиями

$$T|_{t=0} = 0, \quad n|_{t=0} = 0. \quad (2)$$

Здесь τ_{pm} — время релаксации свободных носителей заряда, T — изменение температуры полупроводника относительно невозмущенного ее значения T_0 . Оно нормировано на энергию ширины запрещенной зоны, выраженной в единицах температуры. Параметр z описывает зависимость времени рекомбинации от концентрации свободных носителей заряда: при $z = 1$ такая зависимость отсутствует, а $z = 3$ соответствует механизму ожерекрекомбинации. Стоковое слагаемое в уравнении относительно температуры системы (1) описывает теплоотвод с оси лазерного пучка, на его характерное время нормировано t . Концентрация n свободных носителей заряда измеряется в единицах максимально возможной концентрации, достижимой в данных условиях (при $t = 0$), q характеризует долю поглощенной энергии лазерного излучения, затрачиваемую на нагрев полупроводника при рекомбинации электронов. Параметр τ_D в (1) характеризует его отток свободных носителей заряда из приосевой области, занятой лазерным пучком, вследствие их диффузии; $I(t)$ описывает форму воздействующего импульса.

В зависимости от условий воздействия лазерного излучения на полупроводник коэффициент поглощения выбирается в виде [5,6]

$$\delta(n, T) \equiv \begin{cases} e^{-\frac{1}{T+T_0}}, & (3a) \\ (1-n)e^{-\frac{1}{T+T_0}}, & (3b) \end{cases}$$

Для второй зависимости учитывается динамическое насыщение перехода.

В случае коэффициента поглощения (3а) ОБ имеет место, если справедливо неравенство

$$\zeta_z = z(\tau_D/q)(q/\tau_{pm})^{1/z} < \zeta_z^*(T_0), \quad (4)$$

где $\zeta_z^*(T_0)$ — предельное значение $\zeta_z(T_0)$, при котором имеет место решение неравенства

$$\zeta_z T^{\frac{z-1}{z}} \left(1 - \frac{T}{(T+T_0)^2}\right) + \left(1 - z \frac{T}{(T+T_0)^2}\right) < 0. \quad (5)$$

Анализ уравнения (5) показывает, что ненулевое значение параметра $\zeta_z^*(T_0)$ существует, если температура термостата не превосходит величины

$$T_0 < z/4. \quad (6)$$

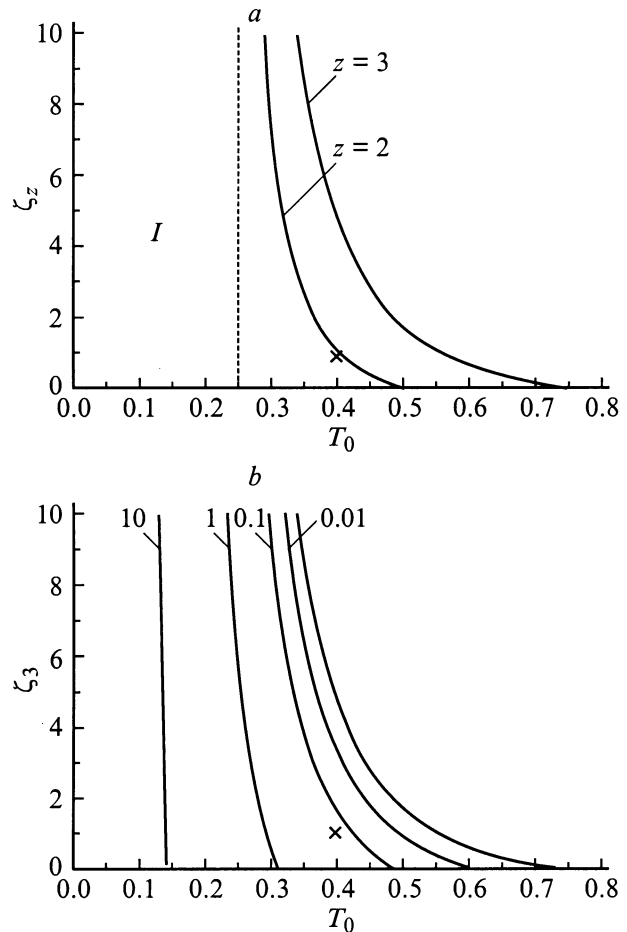


Рис. 1. *a* — область реализации абсорбционной оптической бистабильности (*I*) на плоскости параметров $\zeta_z = z(\tau_D/q)(q/\tau_{pm})^{1/z}$ и T_0 для случая ненасыщаемого по концентрации перехода: сплошные линии — зависимости $\zeta_z^*(T_0)$ для $z = 2$ и $z = 3$, пунктир — граница области ОБ в случае "линейной" рекомбинации. *b* — то же самое для случая насыщаемого по концентрации перехода для $z = 3$ при различных значениях параметра ζ_z , указанных на кривых.

Следовательно, при постоянном времени релаксации ($z = 1$) ОБ существует при $T_0 < 0.25$ [4]. Важно подчеркнуть, что зависимость T от I бистабильна для любых значений параметров $z \geq 1$, τ_{pm} , τ_D и коэффициента q , если температура окружающей среды удовлетворяет неравенству $T_0 < 0.25$, что хорошо известно. Однако возможна реализация бистабильности и в интервале температур термостата $0.25 \leq T_0 < z/4$ ($0.25 \leq T_0 < 0.75$ для $z = 3$) при определенных соотношениях на параметры взаимодействия, задаваемых (4), (5),

$$1 > \frac{\zeta_z^z}{(\zeta_z^*(T_0))^z} \equiv \frac{1}{q^{z-1}} \left(\frac{z}{\zeta_z^*(T_0)}\right)^z \frac{\tau_D^z}{\tau_{pm}^z}. \quad (7)$$

Зависимость $\zeta_z^*(T_0)$ для $z = 2$ и $z = 3$ представлена на рис. 1, *a*, который иллюстрирует возможность существенного расширения области реализации АОБ. Заметим, что динамическое насыщение перехода (коэффици-

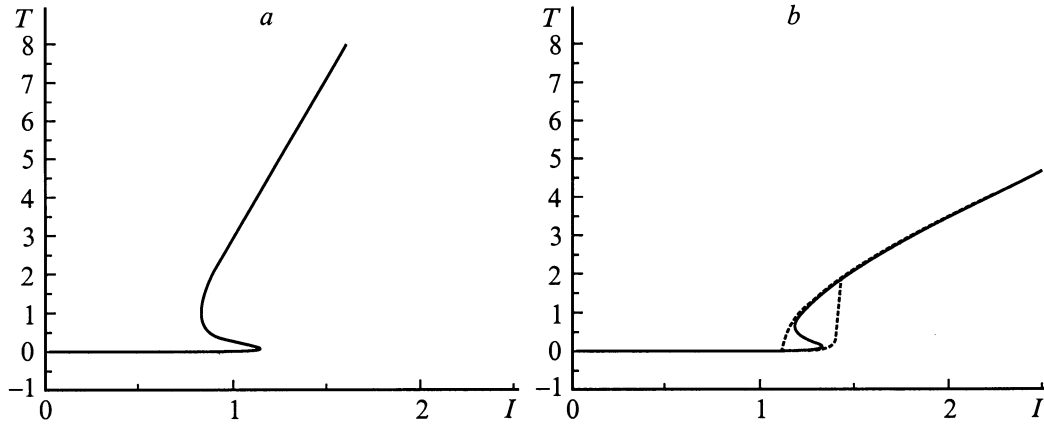


Рис. 2. Зависимости T от I при значениях параметров из области существования бистабильности вдали от насыщения (a) и при учете насыщения перехода (b) для параметров, соответствующих крестик на рис. 1: $\tau_{pm} = 0.3$, $T_0 = 0.4$, $\beta = 1$, $\tau_D = 1$, $q = 10$. Сплошные линии — стационарные состояния, пунктир — динамическое изменение температуры при воздействии светового импульса трапецидальной формы.

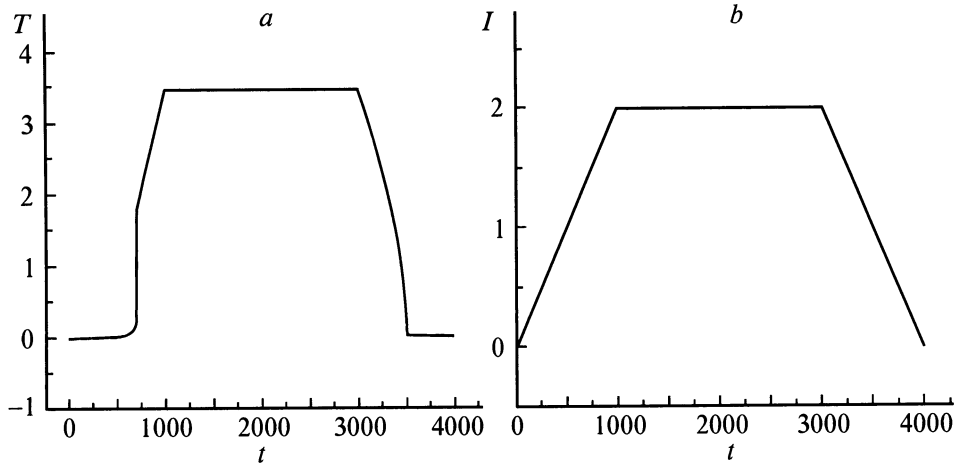


Рис. 3. Эволюция температуры T (a) при воздействии трапецидального светового импульса интенсивности (b) для значений параметров, соответствующих крестик на рис. 1: $\tau_{pm} = 0.3$, $T_0 = 0.4$, $\beta = 1$, $\tau_D = 1$, $q = 10$.

ент поглощения (3b)) для существования ОБ требует более высоких значений доли поглощенной энергии q , расходуемой на нагрев полупроводника, по сравнению с соответствующим значением q в его отсутствие. Так, для фиксированного значения параметра $\zeta_z = (\tau_{pm}/q)^{1/z}$ ОБ существует при выполнении условия (4), но в этом случае $\zeta_z^*(T_0)$ — предельное значение параметра $\zeta_z(T_0)$, при котором имеет место решение следующего неравенства, зависящего от параметра ξ_z :

$$\frac{\xi_z T^{1/z}}{1 - \xi_z T^{1/z}} \left(\frac{\zeta_z}{z} T^{\frac{z-1}{z}} + 1 \right) + \zeta_z T^{\frac{z-1}{z}} \left(1 - \frac{T}{(T + T_0)^2} \right) + \left(1 - z \frac{T}{(T + T_0)^2} \right) < 0. \quad (8)$$

Для наглядности на рис. 1, b представлены границы области существования ОБ для $z = 3$ на плоскости,

аналогичной рис. 1, a , при различных значениях параметра ξ_z , характеризующего плотность световой энергии, выделяющуюся при релаксации свободных электронов.

В качестве подтверждения реализации переключения на рис. 2, a, b представлена зависимость T от I как при отсутствии динамического насыщения перехода (рис. 2, a), так и при его наличии (рис. 2, b) для значений параметров, соответствующих крестик на рис. 1. В обоих случаях указанные зависимости имеют бистабильный характер. Однако при наличии насыщения перехода разность температур переключения несколько меньше, а интенсивности переключения системы из одного состояния в другое увеличиваются.

Существование переключения демонстрируется также рис. 3, a , на котором представлена эволюция температуры T при воздействии трапецидального импульса интенсивности (рис. 3, b). Для наглядности зависимость

T от I представлена и на рис. 2, b пунктиром. Следовательно, представленные зависимости подтверждают существование ОБ и волн переключения при выполнении условий (5), (6).

Резюмируя данную работу, подчеркнем, что нелинейный по концентрации механизм рекомбинации может существенно расширить область проявления АОБ по температуре окружающей среды. Это позволяет значительно повысить эффективность ее применения и снизить энергозатраты на переключение вследствие уменьшения затрат энергии на поддержание заданной температуры окружающей среды (термостата).

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант №-99-01-01233) и программы "Университеты России — фундаментальные исследования".

Список литературы

- [1] Гиббс Х. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М.: Мир, 1988. 518 с.
- [2] Transverse Patterns in Nonlinear Optics / Ed. N.N. Rozanov. Proc. SPIE. 1992. Vol. 1840.
- [3] Оптические вычисления / Под ред. Р. Арратуна. М.: Мир, 1993. 441 с.
- [4] Розанов Н.Н. Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах. М.: Наука, 1997. 334 с.
- [5] Смит Р. Полупроводники. М.: Мир, 1982. 558 с.
- [6] Бонч-Бруевич В.Л., Калашиков С.Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1990. 685 с.