

01;05.2

Оптический тепловой пробой полупроводников в условиях коррелированных шумов

© Ю.В. Гудыма

Черновицкий государственный университет им. Юрия Федьковича,
Украина

Поступило в Редакцию 4 апреля 2000 г.

Изучен оптический тепловой пробой полупроводниковой пластины в условиях совместного действия мультипликативных и аддитивных шумов. Показано, что аддитивные шумы, коррелированные с внешними мультипликативными шумами (флуктуациями плотности энергии лазерного излучения), приводят к стабилизации гистерезисной зависимости температуры кристалла.

1. Оптический тепловой пробой являет собой пример нелинейного эффекта в системах, возбуждаемых когерентным светом, отличительная особенность которых — существование множественных стабильных состояний при превышении параметрами системы определенных критических значений при отсутствии внешней обратной связи [1–3]. Физическая природа этого явления в полупроводниках связана с быстрым (экспоненциальным) ростом коэффициента поглощения света свободными носителями при разогреве материала поглощенным излучением (энергия светового кванта меньше ширины запрещенной зоны) и проявляется в виде лавинообразного роста температуры полупроводника, когда интенсивность света (внешний параметр) превышает порог пробоя. Конечная частота следования лазерных импульсов, генерируемых непрерывными квантовыми генераторами света, приводит к тому, что плотность энергии флуктуирует от вспышки к вспышке [4]. В законе Ламберта–Бэра интенсивность света является мультипликативным параметром, поэтому следует ожидать, что эти флуктуации могут оказывать сильное влияние на систему, так как ее детерминированными неравновесными свойствами, как известно, можно полностью управлять, изменяя поток энергии падающего света. С другой стороны, существенная неравновесность рассматриваемого процесса приводит к

случайным флуктуациям скорости носителей заряда, проявляющихся в виде аддитивного шума в уравнении кинетики теплового баланса.

2. Будем считать полупроводниковую пластину пространственно однородной с малым числом Био, $Bi = H\lambda/l \ll 1$ (l — толщина пластины; λ — теплопроводность; H — коэффициент теплоотдачи, равный отношению удельной теплопроводности к удельной плотности материала, приходящемуся на единицу длины). Поперечное термическое сопротивление такой пластины мало по сравнению с термическим сопротивлением контакта с термостатом, что равнозначно быстрому выравниванию температуры по толщине пластины. Таким образом, нестационарный тепловой режим системы достаточно хорошо описывается одной переменной — усредненной по толщине пластины температурой T , величина которой определяется из уравнения теплового баланса

$$c \frac{dT}{dt} = G(x, t) \{1 - \exp(-\alpha(T)l)\} / l - H(T - T_0), \quad (1)$$

где $G(x, t)$ — интенсивность широкого пучка падающего света, c — удельная теплоемкость полупроводникового материала, T_0 — температура термостата,

$$\alpha(T) = \alpha_0 \exp(-E_g/2kT) \quad (2)$$

— коэффициент поглощения света свободными носителями заряда, E_g — ширина запрещенной зоны.

В уравнении (1) нетрудно перейти к безразмерным переменным с одновременным учетом действия всех вышеописанных шумов

$$\frac{d\theta}{d\tau} = \beta(\tau) \{1 - \exp(-\eta \exp(\gamma - \gamma/\theta))\} - (\theta - 1) + \gamma(\tau), \quad (3)$$

где

$$\theta = T/T_0, \quad \tau = tH/c, \quad \gamma = E_g/2kT_0, \\ \eta = \alpha(T_0)l, \quad \beta(\tau) = \beta + \xi(\tau), \quad \beta = cG/HT_0.$$

В дальнейшем будем считать, что время корреляции внешних мультипликативных и внутренних аддитивных шумов пренебрежимо мало, поэтому для их описания можно использовать приближение гауссовыми белыми шумами с нулевыми средними

$$\langle \xi(t)\xi(t') \rangle = 2\sigma^2 \delta(t - t'), \quad (4a)$$

$$\langle \gamma(t)\gamma(t') \rangle = 2\varepsilon^2 \delta(t - t'), \quad (4б)$$

$$\langle \xi(t)\gamma(t') \rangle = 2\chi\sigma\varepsilon\delta(t - t'), \quad (4в)$$

χ обозначает степень корреляции между мультипликативными и аддитивными шумами.

3. Поскольку стохастическое уравнение Ланжевена в виде (3) имеет не одно стационарное состояние среди своих решений, что следует определить вероятность их реализации.

Исследования эти базируются на пионерской работе [5], в которой разработан соответствующий теоретический аппарат и получены важнейшие соотношения для коррелированных шумов. Уравнению (3) соответствует уравнение Фоккера–Планка в виде

$$\frac{\partial P(\theta, \tau)}{\partial \tau} = -\frac{\partial}{\partial \theta} A(\theta)P(\theta, \tau) + \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} B(\theta)P(\theta, \tau), \quad (5)$$

где

$$A(\theta) = h(\theta) + G'(\theta)G(\theta), \quad (6а)$$

$$B(\theta) = [G(\theta)]^2 \quad (6б)$$

и

$$h(\theta) = \beta\{1 - \exp[-\eta \exp(\gamma - \gamma/\theta)]\} - (\theta - 1) \equiv \beta g(\theta) - (\theta - 1), \quad (7а)$$

$$G(\theta) = [\sigma g^2(\theta) + 2\chi\sigma\varepsilon g(\theta) + \varepsilon]^{1/2}. \quad (7б)$$

Стационарная плотность вероятности данного уравнения Фоккера–Планка дается выражением

$$P_{st}(\theta) = NB^{-1}(\theta) \exp \left\{ \int_0^\theta \frac{A(\theta')}{B(\theta')} d\theta' \right\}, \quad (8)$$

где N — константа, получаемая из условий нормировки

$$\int_0^b P_{st}(\theta) d\theta = 1. \quad (9)$$

Верхняя граница интегрирования определяется ограничениями, накладываемыми физическими условиями задачи (например, точкой плавления кристалла).

Экстремумы стационарной плотности вероятности отождествляют с макроскопическими стационарными состояниями системы. Соответствующие исследования выражения (8) приводят к трансцендентному уравнению

$$h(\theta) - \sigma g'(\theta)[g(\theta) + \chi\varepsilon] = 0, \quad (10)$$

корни которого определяют число возможных стационарных состояний системы. Действительно, по определению

$$P_{st}(\theta) = \delta(\theta - \langle\theta\rangle_{st}), \quad (11)$$

где

$$\langle\theta\rangle_{st} = \int_{-\infty}^{+\infty} \theta P_{st}(\theta) d\theta. \quad (12)$$

Последнее выражение, вообще говоря, является определением среднего значения. Проводя усреднение в (10) с учетом (11), получим

$$h(\langle\theta\rangle_{st}) - \sigma g'(\langle\theta\rangle_{st})[g(\langle\theta\rangle_{st}) + \chi\varepsilon] = 0. \quad (13)$$

4. Числовой анализ уравнения (13) проводился для физических величин, соответствующих германиевой пластине толщиной 6 мм, освещаемой на длине волны $10.6 \mu\text{m}$ непрерывными CO_2 -лазерами ($\eta = 0.054$, $\gamma = 13$, $\beta = 1$) [2]. Заметим, что в далекой инфракрасной области полупроводниковые пластины используются в качестве прозрачных элементов квантовых генераторов света. Их разрушение вследствие теплового пробоя задает граничную мощность лазера, чем собственно и объясняется интерес к данной задаче [6–7].

Как известно, для значений управляющего (кооперативного) параметра ниже критического нарастание мультипликативного шума может приводить к возникновению обратимого теплового пробоя в полупроводниковой системе в виде гистерезисной температурной зависимости [8]. Необходимым условием последней является наличие трех стационарных значений температуры, отвечающих двум устойчивым и одному неустойчивому состояниям системы [9] (рис. 1). Нарастание коррелированного

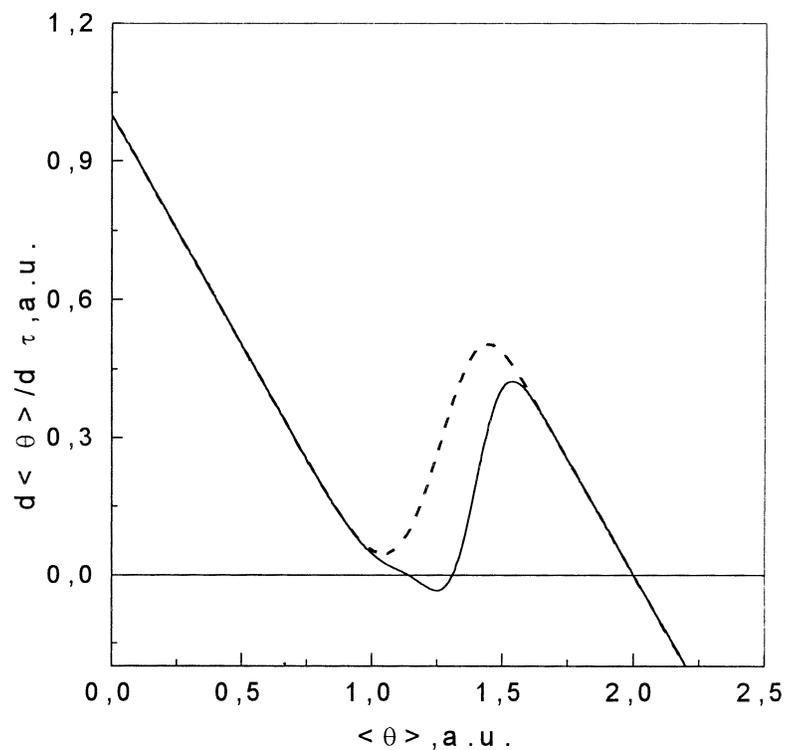


Рис. 1. Возникновение бистабильности температурной зависимости под действием мультипликативных шумов ($\sigma = 0.2$).

с интенсивностью лазерного излучения аддитивного шума приводит к ряду новых эффектов (рис. 2). Во-первых, низкотемпературное (основное) состояние бистабильной системы сдвигается в сторону меньших значений температуры. Во-вторых, бистабильность нелинейной системы углубляется (выравнивается вероятность заселенности каждого из устойчивых состояний). Тем самым резко асимметричная бистабильная система стремится стать симметричной. Времена спонтанных переходов системы из одного состояния в другое выравниваются.

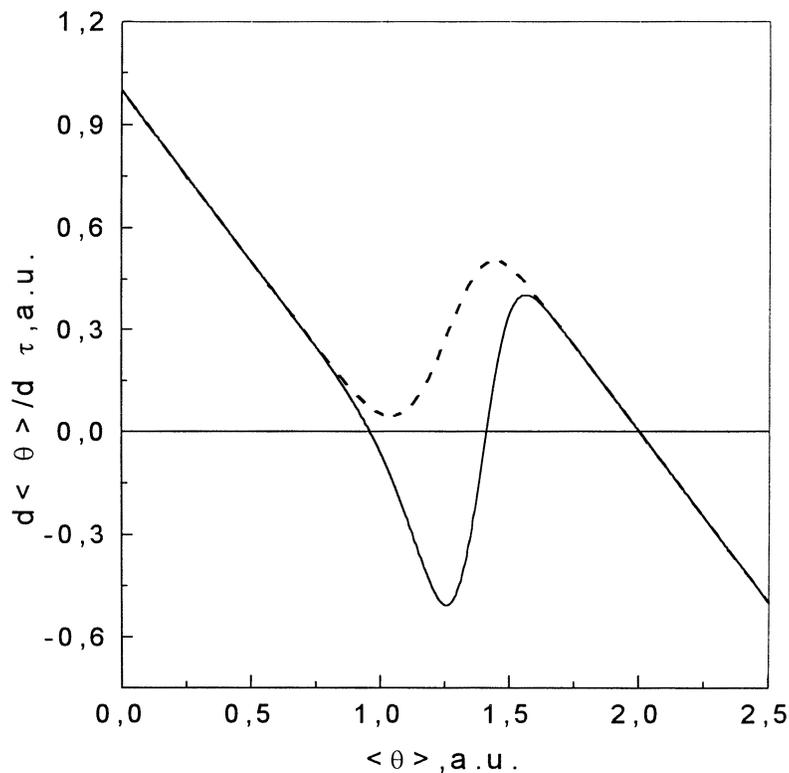


Рис. 2. Стабилизация возникшей бистабильности температурной зависимости в случае коррелированных аддитивных и мультипликативных шумов ($\sigma = 0.2$; $\varepsilon = 0.9$; $\chi = 0.9$).

Весьма примечательный результат теории бистабильных систем имеет конкретные физические основания в полупроводниковой пластине. Устойчивые стационарные состояния являются основным (стабильным) и пробитым (метастабильным) состояниями при обратимом тепловом пробое. Нарастание аддитивных тепловых шумов, коррелированных с падающим лазерным излучением, приводит к возрастанию вероятности пробитого состояния.

Список литературы

- [1] Комолов В.Л. // Изв. РАН. Сер. физ. 1997. Т. 61. В. 7. С. 1293–1300.
- [2] Эпитейн Э.М. // ЖТФ. 1978. V. 48. № 8. P. 1733–1736.
- [3] Розанов Н.Н. // ЖЭТФ. 1981. V. 80. № 1. P. 96–108.
- [4] Бакланов Е.В., Дмитриев А.К. // Кв. электроника. 1999. Т. 29. В. 1. С. 35–38.
- [5] Wu D., Cao Li, Ke Sh. // Phys. Rev. E. 1994. V. 50. N 4. P. 2496–2502.
- [6] Lenzner M., Krüger J., Sartania S., Cheng Z., Spielmann Ch., Mourou G., Kautek W., Krausz F. // Phys. Rev. Lett. 1998. V. 80. N 18. P. 4076–4079.
- [7] Li M., Menon S., Nibarger J.P., Gibson G.N. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 82. N 11. P. 2394–2397.
- [8] Гудыма Ю.В. // ЖТФ. 1997. Т. 67. В. 9. С. 117–119.
- [9] Розанов Н.Н. Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах. М.: Наука, Физматлит, 1997. 336 с.