

01; 06.3; 07

© 1991

ВОЛНЫ ПЕРЕКЛЮЧЕНИЯ ПРИ ОПТИЧЕСКОЙ БИСТАБИЛЬНОСТИ В ПОЛУПРОВОДНИКЕ ВО ВНЕШНЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

И.Н. Д ю ж и к о в

Как известно, переключение оптического распределенного бистабильного элемента происходит за счет волны переключения (ВП), распространяющейся поперек луча [1, 2]. Скорость ВП и ее форма определяются дифракцией или диффузией в нелинейной среде [2, 3], а время переключения – временем прохождения ВП от места зарождения до границы. Численное моделирование реальных интерферометров [4, 5] и экспериментальные исследования интерферометров с тепловой нелинейностью [5, 6] подтвердили существование ВП.

В полупроводниках (например, $InAs$, $InSb$) оптическая бистабильность может возникать при фотогенерации электронно-дырочной плазмы [7]. В этом случае ВП является границей, разделяющей области с различной концентрацией носителей. В области повышенной концентрации носители можно рассматривать как квазинейтральный пакет, на движение которого можно воздействовать электромагнитным полем.

В настоящей работе рассмотрено влияние постоянного электрического поля (E) на ВП в распределенной бистабильной среде с генерационно-рекомбинационным механизмом оптической нелинейности.

Динамика носителей описывается нелинейным уравнением диффузии (1) с граничными условиями (2). Для простоты рассматривается полупроводник p -типа и одномерный случай (см. рисунок, а); предполагается, что вдоль луча полупроводник достаточно тонкий, и обеспечивается однородное по толщине возбуждение:

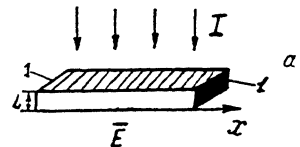
$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + G - \frac{N}{\tau} + \mu E \frac{\partial N}{\partial x}, \quad (1)$$

где N – концентрация неравновесных электронов, G – скорость генерации, τ – время жизни, D – коэффициент амбиполярной диффузии, μ – амбиполярная дрейфовая подвижность,

$$\begin{aligned} N(x = -\infty) &= N_1, \\ N(x = +\infty) &= N_2. \end{aligned} \quad (2)$$

При $E = 0$ стационарное решение (1, 2) хорошо известно [8] и представляет собой ВП, переводящую систему из одного состоя-

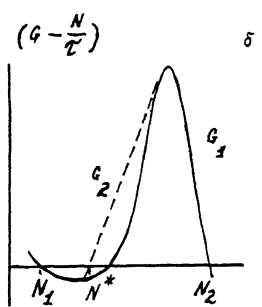
а - схема возбуждения интерферометра, 1 - зеркала; б - зависимость скорости генерации в интерферометре Фабри-Перо от концентрации носителей.



ния в другое (например, из N_1 в N_2).

Переходя в (1) к автомодельной переменной $\zeta = x - vt$ и понижая порядок уравнения заменой $dN/d\zeta = P$, получим:

$$DP \frac{dP}{dN} + (\nu + \mu E)P + G - \frac{N}{\tau} = 0. \quad (3)$$



Из уравнения (3), зная нелинейный источник $(G - \frac{N}{\tau})$, можно найти скорость ВП:

$$v = v_0 - \mu E, \quad \text{где } v_0 = \frac{\int_{N_1}^{N_2} (G - \frac{N}{\tau}) dN}{\int_{N_1}^{N_2} P dN} \quad (4)$$

Из (4) видно, что в электрическом поле скорость ВП складывается из скорости амбиполярного дрейфа носителей и скорости v_0 - „классической“ ВП, определяемой источником. Форма ВП не зависит от поля и определяется, как обычно, решением уравнения (3) при $E = 0$.

Этот результат совпадает с правилом сложения скоростей для нелинейных волн в моделях с таксисом [9]. Рассмотренный одномерный случай соответствует приближению плоских волн, а полученные соотношения являются асимптотическими. Для пространственно ограниченных, например Гауссовых, пучков граница переключенной области определяется такой интенсивностью, при которой $v = 0$ [1]. При приложении электрического поля дрейф носителей будет смещать и деформировать переключенную область. Качественный анализ, проведенный в [10], показал, что в общем случае возможно полевое выключение бистабильного элемента путем экстракции носителей из освещенной области.

Оценим соотношение между этими составляющими скорости. Так, для интерферометра Фабри-Перо с электронно-дисперсионным механизмом нелинейности можно записать:

$$G = \frac{IA}{1 + F \cos[4\pi L(n + \sigma N)/\lambda]}, \quad \text{где}$$

$$A = \frac{2[1 - \exp(-\alpha L)](1 - R_1)[1 - R_2 \exp(-\alpha L)]}{h\nu L [1 + R_1 R_2 \exp(-2\alpha L)]},$$

$F = \frac{2R_1 R_2 \exp(-\alpha L)}{1 + R_1 R_2 \exp(-2\alpha L)}$, I – интенсивность падающего излучения, η – квантовая эффективность, $h\nu$ – энергия кванта падающего излучения, L – толщина эталона, R_1, R_2 – коэффициенты отражения зеркал, α – коэффициент поглощения, N – концентрация неравновесных носителей, τ – время жизни, n – показатель преломления, σ – вклад в показатель преломления одной электронно-дырочной пары.

Скорость классической ВП сложным образом зависит от соотношения порогов и вида источника, поэтому оценим v_0 сверху, для чего заменим реальный источник G_1 на G_2 , который получен проведением касательной к G_1 и совпадает с G_1 в остальных точках (пунктирная линия на рисунке, б): т.е. $G_2(N) \geq G_1(N)$ при $N_1 \leq N \leq N_2$. Можно показать, что в этом случае скорость ВП возрастет: $v_0(G_2) \geq v_0(G_1)$. Устремляя N^* к N_1 , в пределе получим источник, рассмотренный в [10], для которого известно, что $v = 2\sqrt{DdG(N)/dN}$. Максимальный наклон касательной ограничен $\max(dG/dN)$; учитывая это, находим для интерферометра с $R_1 = R_2 = 0.7$ из антимолибдита индия n -типа ($N_0 - N_0 = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$), использованного в [11], $v \leq 10^5 \text{ см/с}$. Эта оценка по порядку величины совпадает с l/τ (где l – диффузионная длина неосновных носителей). Однако в реальных условиях скорость ВП будет существенно меньше. Концентрация носителей в освещенной области $\sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$, поэтому амбиполярная подвижность составит $\sim 500 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$. Таким образом, уже в полях $E = (10-100) \text{ В/см}$ дрейфовая составляющая становится сравнимой с „классической” скоростью ВП.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Розанов Н.Н. // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. В. 1. С. 96.
- [2] Розанов Н.Н. // Оптика и спектроскопия. 1983. Т. 55. В. 6. С. 1081.
- [3] Кочелап В.А., Соколов В.Н. // Квантовая электроника. Киев. 1986. В. 31. С. 44.
- [4] Firth W.J., Galbraith I. // IEEE J. of Quantum Electron. 1985. V. QE-21. N 9. P. 1399.
- [5] Григорьянц А.В., Голик Л.Л., Ржанов Ю.А., Елинсон М.И., Балкарей Ю.И. // Квантовая электроника. 1984. Т. 11. № 5. С. 1060.
- [6] Апанасевич С.П., Карпушко Ф.В., Синицын Г.В. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 2. С. 387.
- [7] Рывкин Б.С. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 1. С. 3.

- [8] Колмогоров А.Н., Петровский И.Г., Пискунов Н.С. // Бюл. МГУ, Математика и механика. 1937. Т. 1. № 6. С. 1.
- [9] Свирежев Ю.М. Нелинейные волны, диссипативные структуры и катастрофы в экологии. М.: Наука, 1987. С. 44.
- [10] Кочелап В.А., Соколов В.Н. // Квантовая электроника, Киев. 1985. В. 29. С. 60.
- [11] Miller D.A., Smith S.D., Seaton C.T. // IEEE J. of Quantum. Electron. 1981. V. QE-17. N 3. P. 312.

Поступило в Редакцию
2 октября 1990 г.

В окончательной редакции
26 июля 1991 г.