

- [1] Venkatesh S., Novak S. // Opt. Lett. 1987. V. 12. P. 129-131.
- [2] Venkatesh S., Culshaw B. // Electron. Lett. 1985. V. 21. P. 315-317.
- [3] Langdon R.M., Lynch B.J. // GEC J. Res. 1988. V. 6 (1). P. 55-62.
- [4] Zhang L.M., Uttamchandani D., Culshaw B. // Electron. Lett. 1989. V. 25. N 2. P. 149-150.
- [5] С и в у х и н Д.В. Общий курс физики. Т. 3. М.: Наука, 1983. 687 с.
- [6] Л а н д а у Л.Д., Л и ф ш и ц Е.М. Теоретическая физика. Т. 7. Наука, 1987. 244 с.
- [7] С е д ы х Д.А. Бесконтактное измерение микроперемещений с помощью волоконно-оптического интерферометра Физо. Автореф. канд. дис. М., ИРЭ АН СССР. 1989.
- [8] С м и р н о в Д.Ф., Т р о ш и н А.С. // УФН. 1987. Т. 153. В 2. С. 233-267.

Поступило в Редакцию
10 января 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 8

26 апреля 1990 г.

06.3; 07

© 1990

ОПТИЧЕСКАЯ БИСТАБИЛЬНОСТЬ В $AlGaAs/GaAs$
ТУННЕЛЬНО-СВЯЗАННЫХ ПОЛОСКОВЫХ
ВОЛНОВОДАХ ПРИ ЭФФЕКТЕ ФРАНЦА-КЕЛДЫША

А.Ю. И в а н о в, В.И. Г о л с т и х и н

Оптическая бистабильность (ОБ) полупроводниковых соединений A_3B_5 является предметом интенсивных исследований [1], причем работы в данной области ведутся как в направлении поиска эффективных механизмов оптической нелинейности, так и в направлении создания адекватных им устройств положительной обратной связи [2]. Значительный интерес представляет электроабсорбционная оптическая нелинейность волноводных фотодиодных структур на основе указанных соединений [3], проявляющаяся в насыщении обусловленного эффектом Франца-Келдыша (ЭФК) поглощения [4, 5] и допускающая, в принципе, реализацию резонаторной ОБ [6]. Вместе с тем, как показывает анализ [7], наряду с насыщением поглоще-

ния при ЭФК имеет место и сильная дисперсионная линейность, что позволяет расширить класс возможных устройств положительной обратной связи. В настоящей работе в качестве такового предлагается и исследуется пара туннельно-связанных волноводов.

Схематический разрез возможной структуры бистабильного элемента изображен на вставке к рис. 1. Она состоит из двух полосковых эпитаксиальных $AlGaAs/GaAs$ диодов Шоттки, электрически изолированных друг от друга. Одновременно полосы образуют волноводы, оптически связанные между собой. Конструктивно рассматриваемый элемент аналогичен $AlGaAs/GaAs$ линейному электрооптическому переключателю на связанных волноводах [8], но отличается от него как механизмом электрооптического эффекта, так и принципом действия. В нашем случае зависимость постоянных распространения волноводных мод β_i от напряжений на полосках V_i для спектральной области $\hbar\omega \lesssim E_G$, где $\hbar\omega$ – энергия кванта и E_G – ширина запрещенной зоны, достигается за счет ЭФК и является существенно более сильной, чем в [8]. Важно при этом, что фотогенерация носителей заряда, обусловленная ЭФК и зависящая от уровня возбуждения, приводит к уменьшению электрического поля в диодах Шоттки и соответствующему изменению индекса рефракции n в полосках. Следовательно, при фиксированных напряжениях источников питания V_{0i} в электрической цепи каждого из диодов величина волновой расстройки между полосками $\Delta\beta_{ij} = \beta_i - \beta_j$ ($i, j = 1, 2, i \neq j$), а вместе с ней и распределение оптической мощности между туннельно-связанными волноводами, зависят от мощности входного сигнала P_i . Таким образом, управление выходной мощностью P_t производится не внешним напряжением, как в линейном электрооптическом переключателе [8], а входной мощностью, как в диэлектрическом нелинейном направленном ответвителе [9]. Принципиальное же отличие от последнего, в конечном итоге приводящее к качественно иным – бистабильным – характеристикам $P_t(P_i)$, состоит в нелокальности электроабсорбционного механизма оптической нелинейности [10].

Исследуя фотоотклик и мощностную передаточную характеристику описанной структуры, ограничимся рассмотрением только одной пары связанных монохроматических волн, векторный потенциал которых имеет вид

$$\alpha_i(z) \Phi_i(x, y) \exp(-i\omega t + i\beta_i z - 0.5\alpha_i z), \quad \lim_{z \rightarrow \infty} \Phi_i(x, y) = 0, \quad (1)$$

$$\alpha_i \ll \beta_i, \quad i = 1, 2, \quad |x|, |y| \rightarrow \infty,$$

где α_i – амплитуда, $\Phi_i \equiv |i\rangle$ – нормированная модовая функция (т. е. $\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy |\Phi_i(x, y)|^2 \equiv \langle i|i \rangle = 1$), α_i – коэффициент затухания i -й моды. Амплитуды α_i удовлетворяют уравнениям [11]

$$\frac{d\alpha_i}{dz} + \frac{1}{2}\alpha_i\alpha_i = ik_{ij}\alpha_j \exp[i\Delta\beta_{ij}z], \quad i, j = 1, 2, \quad i \neq j, \quad (2)$$

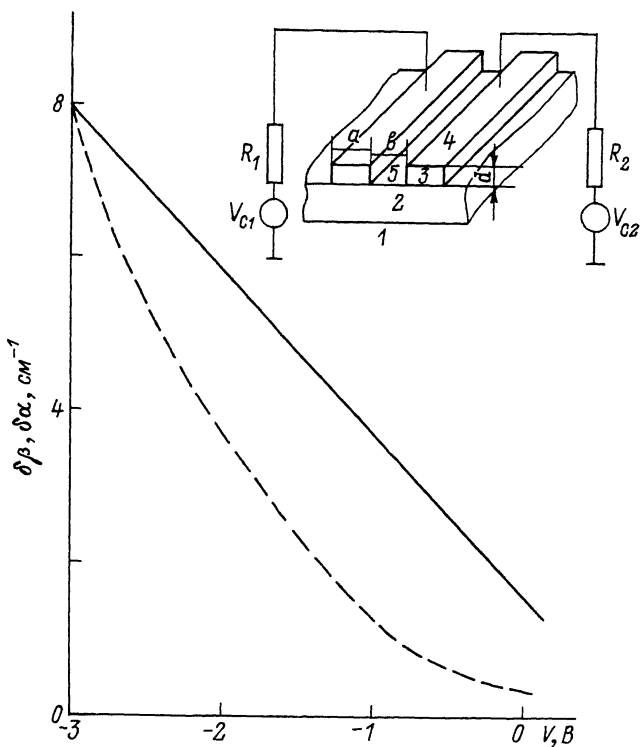


Рис. 1. Зависимость обусловленных ЭФК добавок к постоянным распространения (сплошная линия) и затухания (пунктир) основной моды прямоугольного канального волновода от напряжения на контакте Шоттки. На вставке - схематический разрез структуры. 1 - N^+ -GaAs подложка, 2 - N^+ - $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, 3 - N -GaAs, 4 - контакт Шоттки (Al/GaAs), 5 - материал заравнивания. Параметры структуры: $x=0.1$, $d=0.35$ мкм, $\alpha=2.0$ мкм, $\beta=2.0$ мкм, $N^+=1.3 \cdot 10^{16}$ см^{-3} , $N=1.0 \cdot 10^{17}$ см^{-3} , $\varphi_B^*=0.8$ В, $l_1=l_2=470$ мкм, $\alpha_0=2.5$ см^{-1} , $\beta_0=2.8 \cdot 10^5$ см^{-1} .

в которых

$$k_{ij} = (\omega^2/2c^2\beta_i) \langle i | (n_i^2 - n_j^2) | j \rangle, \quad i, j = 1, 2, \quad i \neq j \quad (3)$$

- коэффициент связи между взаимодействующими (слабо) модами разных волноводов. Для определения коэффициентов распространения β_i и затухания α_i воспользуемся методом, развитым ранее в работах [7, 12]. Суть его состоит в учете влияния электрического поля как возмущения, не меняющего числа и структуры

возбужденных мод, но приводящего к изменению этих коэффициентов согласно формулам:

$$\beta_i = \beta_{oi} + \delta\beta_i \quad ; \quad \delta\beta_i = (\omega^2/2c^2 \beta_{oi}) \langle i | n_{oi} \delta n_{Fi} | i \rangle, \quad i=1, 2, \quad (4)$$

$$\alpha_i = \alpha_{oi} + \delta\alpha_i \quad ; \quad \delta\alpha_i = (\omega^2/2c^2 \beta_{oi}) \langle i | n_{oi} \delta \alpha_{Fi} | i \rangle, \quad i=1, 2, \quad (5)$$

в которых β_{oi} и α_{oi} - не зависящие от электрического поля постоянные, $n_{oi}(x, y)$ - невозмущенный индекс рефракции; δn_{Fi} и $\delta \alpha_{Fi}$ - обусловленные ЭФК локальные добавки к индексу рефракции и коэффициенту поглощения полупроводникового материала [13]. При этом распределение электрического поля в каждом из полосков считается однородным в плоскости контактов и определяется одномерным уравнением Пуассона. Напряжения на диодах V_i представляют собой разницу между напряжениями источников питания $V_{oi} \leq 0$ и падениями напряжения на сопротивлениях R_i (см. вставку к рис. 1), так что при не слишком малых значениях R_i эти величины существенным образом зависят от уровня фотогенерации в соответствующем полоске. Принимая во внимание, что изотипный гетеропереход $n\text{-GaAs}/N^+\text{-AlGaAs}$ представляет собой неомический контакт, подобный диоду Шоттки [14], и ограничиваясь простейшей термоэмиссионной моделью переноса заряда этот контакт, равно как и через контакт $n\text{-GaAs}$ с металлом, для V_i получаем интегрированием уравнений непрерывности по объему следующие соотношения:

$$\frac{V_i - V_{oi}}{R_i} = e \eta_i \alpha_i \frac{\beta_i}{8\pi\hbar} \int_0^{l_i} dz |\alpha_i|^2 - S_i A^* T^2 \frac{\exp\left(-\frac{\varphi_{Bi}^*}{\varphi_T}\right) \left[\exp\left(\frac{V_i}{\varphi_T}\right) - 1 \right]}{(1 + N_c/N^+) \exp\left(\frac{V_i - \varphi_{oi} - \varphi_{Bi}^*}{\varphi_T}\right)}. \quad (6)$$

Здесь η_i - внутренний квантовый выход; l_i , S_i - длина и площадь контактной поверхности i -го полоска; A^* - эффективная постоянная Ричардсона; N_c - плотность состояний; N^+ - концентрация электронов в глубине слоя $N^+\text{-AlGaAs}$; φ_T - тепловой потенциал; φ_{Bi}^* - эффективная высота барьера Шоттки; φ_{oi} - потенциал, соответствующий загибу зоны в слое $N^+\text{-AlGaAs}$ и определяемый из уравнения

$$\frac{\varphi_{oi}}{\varphi_T} = \frac{1}{2} \exp\left(\frac{\Delta E_c - e\varphi_{oi}}{e\varphi_T}\right) \frac{1 + (N_c/N^+) \exp\left(\frac{V_2 - \varphi_{Bi}^*}{\varphi_T}\right)}{1 + (N_c/N^+) \exp\left(\frac{V_i + \varphi_{oi} - \varphi_{Bi}^*}{\varphi_T}\right)}, \quad (7)$$

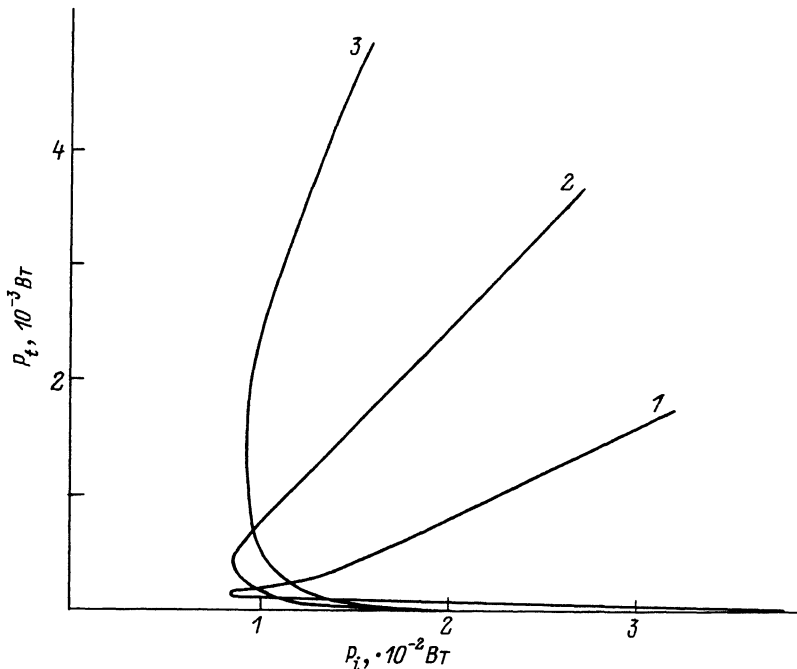


Рис. 2. Мощностная передаточная характеристика туннельно-связанных полосковых волноводов. Параметры структуры – те же, что и на рис. 1. $R_1=0$.

- 1 - $k_{12} = k_{21} = 0.25 \text{ мм}^{-1}$, $R_2 = 1150 \text{ Ом}$;
 2 - $k_{12} = k_{21} = 0.5 \text{ мм}^{-1}$, $R_2 = 510 \text{ Ом}$;
 3 - $k_{12} = k_{21} = 1.0 \text{ мм}^{-1}$, $R_2 = 180 \text{ Ом}$.

в котором ΔE_c – разрыв зоны проводимости на гетеропереходе. Уравнения (2)... (7) (совместно с уравнением Пуассона) составляют замкнутую систему, позволяющую самосогласованным образом определить фотоотклик, а также распределение электрического поля в эпитаксиальном слое и оптической мощности вдоль полосков. Здесь мы рассматриваем ее решение, соответствующее вводу всего излучения в один из полосков, электрически включенный в режим короткого замыкания. При этом граничные условия к уравнениям (2) имеют вид

$$\alpha_1(0) = \sqrt{(8\pi/\beta_1\omega)P_i}, \quad \alpha_2(0) = 0, \quad (8)$$

а из уравнения (6) в пределе $R_1 \rightarrow 0$ следует $V_1 = V_{01}$. Расчет проводится в параметрической форме с использованием в качестве параметра напряжения на другом полоске (при фиксированных напряжениях V_{01} и V_{02} , обеспечивающих близкие, но не равные значения β_{01} и β_{02} и относительно слабое затухание волноводных

мод: $\alpha_1 l_1, \alpha_2 l_2 \ll 1$). Спектр собственных значений β_{oi} и модовые функции $\phi_i(x, y)$ рассчитываются методом эффективного показателя преломления [15]. На рис. 1 приводятся полученные таким образом зависимости $\delta\beta_2(V_2)$ и $\delta\alpha_2(V_2)$ (они идентичны зависимостям $\delta\beta_1(V_1)$ и $\delta\alpha_1(V_1)$). Видно, что в области напряжений $V = -3 \dots 0$ В для дефицита энергии $E_G - \hbar\omega = 50$ мэВ дисперсионная часть ЭФК приводит к значительному электрооптическому эффекту волноводных мод ($\delta\beta \sim 20 \text{ см}^{-1}/\text{В}$) при том, что эти моды остаются высокодобротными ($\delta\alpha \lesssim 2.5 \text{ см}^{-1} \lesssim \beta \sim 3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$). Связь напряжения V_2 с входной оптической мощностью P_i определяется из совместного решения уравнений (2), (6), (8), (9) и уравнения Пуассона. В результате получаем величину фототока и распределение оптической мощности вдоль полоска в зависимости от V_2 или P_i . В условиях туннельной связи между волноводами часть оптической мощности периодически (вдоль оси Z) перекачивается из одного волновода в другой [11]. Характерный масштаб, на котором происходит перекачка, определяется коэффициентом связи K , волновой расстройкой $\Delta\beta$ и по порядку величины составляет $\sim \pi/2\sqrt{K^2 + (\Delta\beta)^2}$. Таким образом, величина мощности, накапливаемой во втором волноводе, оказывается зависимой от $\Delta\beta$, т. е. (для фиксированного $V_1 = V_{01}$) от напряжения V_2 . Если при этом длина волноводов не слишком велика, так что в отсутствие возбуждения $l < \pi/2\sqrt{K^2 + (\Delta\beta)^2}$, то фототок (первое слагаемое в правой части (8)) не замкнутого накоротко диода может быть немонотонной функцией напряжения на нем. Наличие же падающего участка на вольт-амперной характеристике электроабсорбционного фотодиода позволяет соответствующим подбором нагрузочного сопротивления R_2 реализовать неоднозначную (бистабильную) мощностную передаточную характеристику $P_t(P_i)$ [6]. На рис. 2 приводятся результаты расчета этой характеристики, из которых видно, что характеристика $P_t(P_i)$ имеет область бистабильности S -типа с большой контрастностью и относительно малой входной мощностью в точках переключения. Для сравнения заметим, что диэлектрический нелинейный направленный ответитель с керровской нелинейностью имеет однозначную характеристику $P_t(P_i)$ транзисторного типа и переключается при существенно больших мощностях [9].

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Г и б б с Х. Оптическая бистабильность. М.: Мир, 1988. 518 с.
- [2] Р ы в к и н Б.С. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 1. С. 3-27.
- [3] Т о л с т и х и н В.И., Е л е н с к и й В.Г. // Зарубежная радиоэлектроника. 1988. В. 5. С. 45-64.
- [4] F o u s k h a r d t H., E b e l i n g K. // Opt. and Laser Techn. 1986. N 8. P. 203-207.

- [5] Аврутин Е.А., Бутусов Д.М., Гоцадзе Г.Г. и др. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 5. С. 900-903.
- [6] Рывкин Б.С. // ФТП. 1981. Т. 15. В. 7. С. 1380-1384.
- [7] Толстихин В.И., Долманов И.Н. // ФТП. 1989. Т. 23. В. 11. С. 1997-2005.
- [8] Inoue H., Himura K., Ishida K. e.a. // Appl. Opt. 1986. V. 25. N 9. P. 1484-1490.
- [9] Майер А.А. // КЭ. 1987. Т. 14. В. 8. С. 1596-1603.
- [10] Иванов А.Ю., Караванский В.А., Толстихин В.И. Тез. докл. 1 Всес. конф. „Физические основы твердотельной электроники“. Л., 1989. Т. А. С. 127-128.
- [11] Яри в А. В кн.: Введение в интегральную оптику. М.: Мир, 1977. С. 176-193.
- [12] Толстихин В.И., Долманов И.Н. // ФТП. 1990. Т. 24. В. 2. С. 334-341.
- [13] Seraphin B., Bottka N. // Phys. Rev. 1965. V. 139. N 2. P. A560-A566.
- [14] Зи С. Физика полупроводниковых приборов // М.: Мир, 1984. Т. 1. 455 с.
- [15] Интегральная оптика. М.: Мир, 1978. 344 с.

Поступило в Редакцию
2 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 8

26 апреля 1990 г.

10; 12

© 1990

ПРИЗМЕННЫЙ МАСС-СПЕКТРОМЕТР С МНОГОКРАТНЫМ ПРОХОЖДЕНИЕМ ИОНАМИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

С.П. Карецкая, В.М. Кельман, А.Г. Мить,
Е.М. Якушев

Разработкой масс-спектрометров с многократным прохождением ионами магнитного поля в течение длительного времени занимаются различные группы исследователей [1-5]. Причиной этого являются заманчивая перспектива получить более высокую разрешающую способность и светимость, не увеличивая габаритов и веса прибора, путем более эффективного использования магнитного поля. В таких приборах не только положительный фактор (линейная дисперсия по массе), но и отрицательные эффекты (расфокусировка пучка, связанная с разбросом энергий ионов и геометрическими aberrациями, большие потери в интенсивности потока ионов при отсутствии объем-