ISSN 0002—3035

11

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ՖԻԶԻԿԱ

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АРМЕНИИ ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Том 27 Выпуск 2 1992

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 2, с. 63—68 (1992)

УДК 535.375.621.375.9.535

ФАЗОВЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ВКР ШИРОКОПОЛОСНОЙ НАКАЧКИ В ДИСПЕРГИРУЮЩЕЙ СРЕДЕ

Г. П. ДЖОТЯН, А. В. МЕСРОПЯН

НПО «Лазерная техника» ЕГУ

(Поступила в редакцию 12 января 1991 г.)

Представлены результаты численного анализа вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) накачки, состоящей из трех частотных компонент (мод). Проанализировано поведение фаз мод взаимодействующих волн в диспергирующей среде в режиме насыщения.

В последние годы проблемы коррекции волнового фронта эксимерных лазеров стимулировали развитие теории вынужденного рассеяния некогерентного излучения [1, 2]. Обычно, наряду с большой угловой расходимостью эксимерные лазеры обладают и широким частотным спектром. Это может оказывать существенное влияние на процесс коррекции волнового фронта на основе вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР-КВФ). Эффективная ВКР-КВФ имеет место в режиме насыщения ВКР, когда достигается высокий коэффициент преобразования мощности многомодовой накачки в плоскую пространственно однородную волну усиливаемой Стоксовой затравки. Если процесс ВКР при широкополосной накачке (ШН) и при малых коэффициентах преобразования исследован достаточно подробно (см., например, [3—5]), то режим насыщения, когда становится существенным учет истощения накачки, исследован не в полной мере. В этом режиме получено аналитическое решение рассматриваемой задачи лишь в недиспергирующей среде [6]. Здесь, в частности, показано, что характеристики ВКР существенным образом зависят от фазовых соотношений между частотными модами накачки и Стоксовой затравки. Так, например, при ортогональности этих волн на входе в среду имеет место интерференционное подавление ВКР [6]. Учесть влияние дисперсии среды аналитически удается только в приближении заданного поля накачки. Полученное в этом приближении в [7] аналитическое решение задачи о ВКР ШН в диспергирующей среде позволило найти более общее условие для интерференционного подавления ВКР.

Фазовые эффекты при ВКР также исследовались в приближении заданного поля ШН [8, 9]. Исключение составляет [10], где проведен численный анализ системы уравнений ВКР в режиме насыщения, однако, в недиспергирующей среде. Эксперименты по исследованию степени сохранения фазовой информации в Стоксовой затравке при ее ВКР усилении в поле ШН, имевшей как фазовые, так и амплитудные неоднородности, проведены в [11]. В [12] экспериментально исследовал вопрос воспроизведения фазы накачки фазой Стоксовой компоненты.

Таким образом, на сегодняшний день вопрос исследования ВКР ШН в режиме насыщения в диспергирующей среде остается открытым.

В настоящей работе приведены результаты численного анализа поведения фазы Стоксовой волны при ее ВКР-усилении в режиме насыщения в диспергирующей среде в поле ШН. Последняя предполагается состоящей из трех эквидистантных частотных мод, расстояние между которыми превышает ширину линии комбинационно-активного перехода среды. На временном языке это означает, что период временной модуляции накачки меньше времени поперечной релаксации среды. При выполнении последнего условия волну молекулярных колебаний, возбуждаемых при ВКР ШН можно считать одномодовой [6].

Представим комплексную амплитуду накачки $A_н$ и Стоксовой волны A_c в следующем виде:

$$A_H(t,z)=\sum_{n=-N}^{N} A_n(z)\cdot \exp\{i\cdot n\cdot\Omega\cdot(t-z/v_H)\},$$
$$A_c(t,z)=\sum_{n=-N}^{N} a_n(z)\cdot \exp\{i\cdot n\cdot\Omega\cdot(t-z/v_c)\}, \tag{1}$$

где Ω—частотный интервал между спектральными компонентами волн, $N=1,\quad A_n=|A_n(z)|\cdot\exp\{i\cdot\Phi_n(z)\},\quad a_n=|a_n(z)|\cdot\exp\{i\cdot\varphi_n(z)\}$.

Для реальных амплитуд и фаз мод накачки и Стоксовой волны имеем систему уравнений [5]

$$\frac{d|a_n|}{dz}=G_c\cdot|A_n|\cdot\sum_{m=-N}^{N}|A_m|\cdot|a_n|\cdot\cos(\varphi_m-\Phi_m+\Phi_n-\varphi_n),$$
$$\frac{d|A_n|}{dz}=-G_H\cdot|a_n|\cdot\sum_{m=-N}^{N}|A_m|\cdot|a_m|\cdot\cos(\Phi_m-\varphi_m+\varphi_n-\Phi_n),$$
$$\frac{d\varphi_n}{dz}=-q\cdot n+\frac{G_c}{|a_n|}\cdot|A_n|\sum_{m=-N}^{N}|A_m|\cdot|a_m|\cdot\sin(\varphi_m-\Phi_m+\Phi_n-\varphi_n), \tag{2}$$
$$\frac{d\Phi_n}{dz}=-\frac{G_H}{|A_n|}\cdot|a_n|\cdot\sum_{m=-N}^{N}|A_m|\cdot|a_m|\cdot\sin(\Phi_m-\varphi_m+\varphi_n-\Phi_n),$$

где $z=z'/L$ z'—продольная координата, L—длина Рамановской среды, $0\leqslant z\leqslant 1$, $q=L\cdot\nu\cdot\Omega$, $\nu=1/v_c-1/v_H$ — расстройка обратных групповых скоростей v_c и v_H, $G_c=g\cdot L/2$, $G_H=\omega_H\cdot g\cdot L/(2\cdot\omega_c)$, g — фактор усиления при ВКР. Ниже для простоты считаем, что $G_c\approx G_H=G$. В (2) введены величины φ_n, связанные с фазами φ_n' мод Стоксовой волны соотношением $\varphi_n=\varphi_n'-i\cdot\nu\cdot\Omega\cdot n\cdot z$. Такой выбор смещенных фаз φ_n имеет наглядный физический смысл. В тех областях изменения параметров рассматриваемой задачи, в которых $\varphi_n=\mathrm{const}$ имеем $\varphi_n'=$ $=\mathrm{const}+i\cdot\nu\cdot\Omega\cdot n\cdot z$. Подстановка этого значения φ_n' в (1) показывает, что распространение Стоксовой волны происходит с групповой скоростью, равной скорости накачки. Этот режим взаимодействия соответствует режиму захвата фазы Стоксовой волны волной накачки [11].

Ниже приводятся и комментируются результаты численного решения системы уравнений (2). Расчеты сделаны при значениях параметров $q = 10$ и $G = 0.035$ см^2/мВт.

На рис. 1 и 2 приведены разности фаз мод накачки и смещенных фаз Стоксовой волны $\Phi_n - \varphi_n$ (рис. 1) и зависимость фаз мод накачки Φ_n (рис. 2) от величины интенсивности одной моды накачки I_H^0 (входные интенсивности всех мод накачки равны) на входе в среду ($z = 0$). В этой точке фазы всех мод приняты равными нулю.

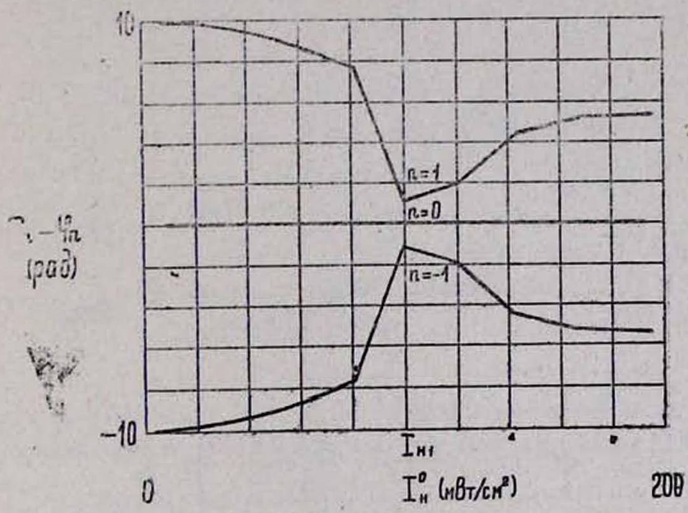

Рис. 1. Зависимость $\Phi_n - \varphi_n$ от I_H^0.

$|a_n(0)|^2 = 0.01$ (мВт/см^2), ($n = 0, \pm 1$)

$|A_{-1}^{(0)}| = |A_0(0)| = |A_1(0)|$.

Как следует из рис. 1, разность фаз $\Phi_n - \varphi_n$ мод накачки и смещенных фаз соответствующих мод Стоксовой волны при критической интенсивности $I_{н1}$ минимальна. Вблизи $I_{н1}$ из-за достаточно большого усиления стоксовой компоненты фазы всех ее мод с точностью до аддитивной постоянной, не зависящей от номера моды, равны фазам соответствующих мод накачки (захват фаз мод Стоксовой волны волной накачки). При $I_н^0 > I_{н1}$ из-за эффектов насыщения, приводящих к нарушению эффекта захвата фаз, разность фаз $\Phi_n - \varphi_n$ возрастает с увеличением $I_н^0$.

На рис. 2 представлены зависимости фаз мод накачки от I_H^0. Как следует из рисунка Φ_n не изменяются до $I_{н1}$. Вблизи $I_{н1}$ эффективность ВКР велика и уже при ($I_н^0 > I_{н1}$) проявляются эффекты насыщения— —происходит изменение амплитуд и фаз мод накачки в процессе ВКР. Следует отметить, еще один интересный эффект, выявленный в процессе численного анализа. Как видно из рис. 2, при определенном значении интенсивности входной накачки $I_{н2}$ фазы всех мод накачки уравниваются.

На рис. 3 представлены зависимости разности фаз мод накачки и смещенных фаз мод Стоксовой волны от длины рассеяния. В точке $z=0$

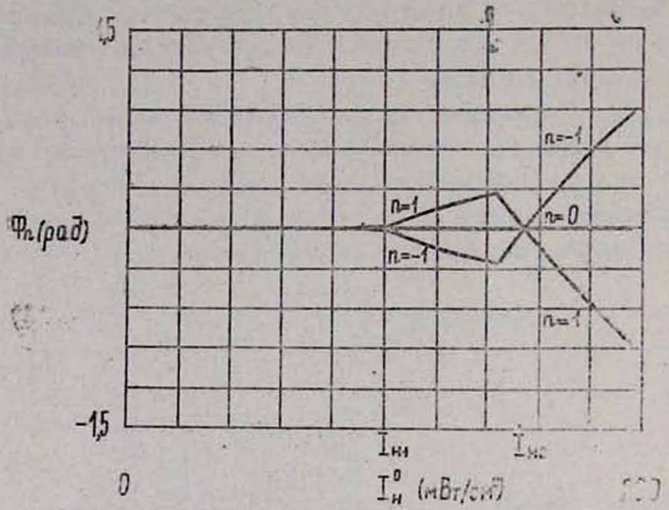

Рис. 2. Зависимость Φ_n от I_H^0.
$|a_n(0)|^2 = 0.01$ (мВт/см)^2, $(n = 0, \pm 1)$
$|A_{-1}(0)| = |A_0(0)| = |A_1(0)|$.

фазы вех мод приняты равными нулю. Видно, что захват фаз мод Стоксовой волны начинается при определенном $z=Z_0$ и продолжается до се-

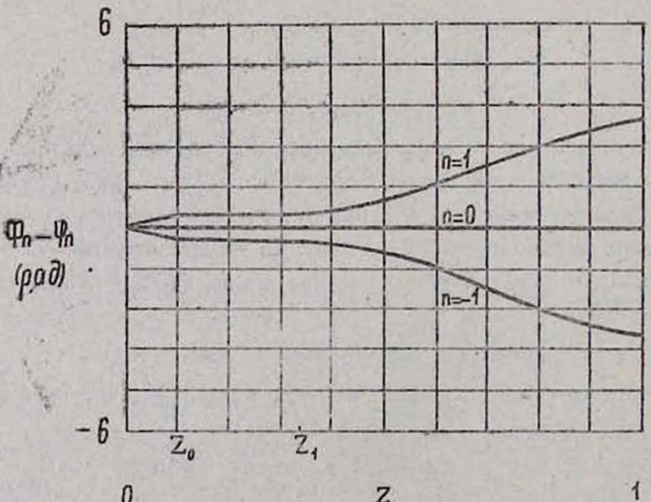

Рис. 3. Зависимость $\Phi_n - \varphi_n$ от z.
$|a_n(0)|^2 = 0.01$ (мВт/см^2).
$|A_n(0)|^2 = 13$ (мВт/см^2), $(n = 0, \pm 1)$.

чения $z=Z_1$, когда наступает насыщение ВКР (в области $Z_0<z<Z_1$, в которой $\varphi_n=\mathrm{const}$, как отмечалось выше, групповая скорость Стоксовой волны совпадает с групповой скоростью накачки и имеет место эффект захвата фазы). При $z>Z_1$ фазы мод Стоксовой волны уже перестают непосредственно определяться фазами мод накачки.

На рис. 4 представлены зависимости фаз мод накачки от длины рассеяния, нормированной на полную длину комбинационно-активной среды при фиксированной интенсивности входной накачки. В точке $z=0$ фазы всех мод приняты равными нулю. Здесь, как и на рис. 2, изменение фаз мод накачки от граничного нулевого значения происходит при определенной длине рассеяния Z_1, когда начинают проявляться эффекты насыщения. В определенном сечении нелинейной среды при $z=Z_2$ фазы всех мод накачки уравниваются.

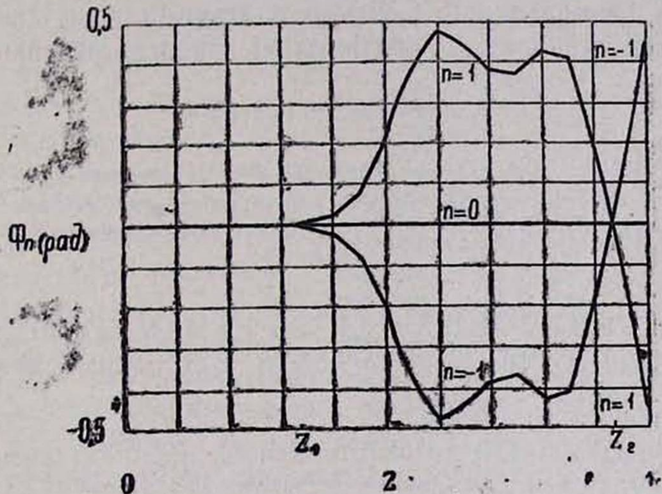

Рис. 4. Зависимость Φ_n от z.

$|a_n(0)|^2 = 0.01$ (мВт/см²),

$|A_n(0)|^2 = 13$ (мВт/см²), $(n=0, \pm 1)$.

В заключение резюмируем основные результаты работы. Проведен численный анализ ВКР трехмодовой накачки в диспергирующей среде с учетом эффектов насыщения. Показано, что вблизи критического значения интенсивности накачки происходит фазирование мод стоксовой волны модами накачки: разность фаз мод накачки и соответствующих мод Стоксовой волны при $I_н^{\circ} \approx I_{н1}$ минимальна. Насыщение ВКР приводит к нарушению эффекта захвата фаз. Показано, что существует определенное значение интенсивности входной накачки при фиксированной длине рассеяния и определенная длина рассеяния при фиксированной интенсивности входной накачки, когда фазы мод накачки уравниваются.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Stappaerts E. A.*, J. Opt. Sos. Am. B3, 1330 (1986).
2. *Дьяков Ю. Е., Никитин С. Ю.* Квант. электрон. 14, 1925 (1987).
3. *Джотян Г. П.* и др. ЖЭТФ, 73, 822 (1977).
4. *Raymer M. G., Mostowski J., Carlsten J. L.*, Phys. Rev., A19, 2304 (1979).
5. *Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С.* Введение в статистическую радиофизику и оптику. Изд. Наука, М., 1981.
6. *Джотян Г. П., Дьяков Ю. Е.* Вестник МГУ, сер. Физика—Астрономия, 18, 70 (1977).
7. *Джотян Г. П., Дьяков Ю. Е.* Вестник МГУ, сер. Физика—Астрономия, 22, 3 (1981).
8. *Kung R. T. V.*, IEEE, J. Quant. Electron., QE, 18, 2056 (1982).
9. *Valley G. C.*, IEEE, J. Quant. Electron., QE, 18, 1370 (1982).
10. *Ackerhalt J. R., Kurnit N. A.*, J. Opt. Soc. Am. B3, 1352 (1986).
11. *Зубарев И. Г., Михайлов С. И.* Квант. электрон. 5, 2383 (1978).
12. *Lombardi G. G., Injeyan H.*, J. Opt. Soc. Am. B3, 1451 (1986).

ՓՈՒԼԱՅԻՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԸ ԴԻՍՊԵՐՍԻՈՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ԼԱՅՆԱՇԵՐՏ ՄՂՄԱՆ ՀԱՐԿԱԴՐԱԿԱՆ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ ԸՆԹԱՑՔՈՒՄ

Գ. Պ. ՋՈԹՅԱՆ, Ա. Վ. ՄԵՍՐՈՊՅԱՆ

Հոդվածում ներկայացված են երեք հաճախային մոդայից բաղկացած լայնաշերտ մղման հարկադրական կոմբինացիոն ցրման թվային հետազոտման արդյունքները։ Ուսումնասիրված է փոխազդող ալիքների փուլերի վարքագիծը դիսպերսիոն միջավայրում՝ հագեցման ռեժիմի պայմաններում։

PHASE EFFECTS IN STIMULATED RAMAN SCATTERING WITH BROADBAND PUMPING IN A DISPERSIVE MEDIUM

G. P. DJOTYAN, A. V. MESROPYAN

A numerical analysis of stimulated Raman scattering of broadband pumping consisting of three spectral components is given. The behaviour of interacting waves phases in saturation regime in a dispersive medium has been studied.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 2, с. 68—74 (1992)

УДК 535.341:539.216.2

ОПТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ МЕЖДУ ДОНОРНЫМИ И АКЦЕПТОРНЫМИ ЦЕНТРАМИ В КВАЗИДВУМЕРНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

С. К. АВЕТИСЯН, А. Э. ЕНОКЯН

Ереванский политехнический институт,

Э. М. КАЗАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 25 апреля 1991 г.)

Рассмотрено поглощение света между донорными и акцепторными уровнями в слаболегированной некомпенсированной полупроводнико-

ЛИТЕРАТУРА

1. *Stappaerts E. A.*, J. Opt. Sos. Am. B3, 1330 (1986).
2. *Дьяков Ю. Е., Никитин С. Ю.* Квант. электрон. 14, 1925 (1987).
3. *Джотян Г. П. и др.* ЖЭТФ, 73, 822 (1977).
4. *Raymer M. G., Mostowski J., Carlsten J. L.*, Phys. Rev., A19, 2304 (1979).
5. *Ахманов С. А., Дьяков Ю. Е., Чиркин А. С.* Введение в статистическую радиофизику и оптику. Изд. Наука, М., 1981.
6. *Джотян Г. П., Дьяков Ю. Е.* Вестник МГУ, сер. Физика—Астрономия, 18, 70 (1977).
7. *Джотян Г. П., Дьяков Ю. Е.* Вестник МГУ, сер. Физика—Астрономия, 22, 3 (1981).
8. *Kung R. T. V.*, IEEE, J. Quant. Electron., QE, 18, 2056 (1982).
9. *Valley G. C.*, IEEE, J. Quant. Electron., QE, 18, 1370 (1982).
10. *Ackerhalt J. R., Kurnit N. A.*, J. Opt. Soc. Am. B3, 1352 (1986).
11. *Зубарев И. Г., Михайлов С. И.* Квант. электрон. 5, 2383 (1978).
12. *Lombardi G. G., Injeyan H.*, J. Opt. Soc. Am. B3, 1461 (1986).

ՓՈՒԼԱՅԻՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԸ ԴԻՍՊԵՐՍԻՈՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ԼԱՅՆԱՇԵՐՏ ՄՂՄԱՆ ՀԱՐԿԱԴՐԱԿԱՆ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ ԸՆԹԱՑՔՈՒՄ

Գ. Պ. ՋՈԹՅԱՆ, Ա. Վ. ՄԵՍՐՈՊՅԱՆ

Հոդվածում ներկայացված են երեք հաճախային մոդայից բաղկացած լայնաշերտ մղման հարկադրական կոմբինացիոն ցրման թվային հետազոտման արդյունքները։ Ուսումնասիրված է փոխազդող ալիքների փուլերի վարքագիծը դիսպերսիոն միջավայրում՝ հագեցման ռեժիմի պայմաններում։

PHASE EFFECTS IN STIMULATED RAMAN SCATTERING WITH BROADBAND PUMPING IN A DISPERSIVE MEDIUM

G. P. DJOTYAN, A. V. MESROPYAN

A numerical analysis of stimulated Raman scattering of broadband pumping consisting of three spectral components is given. The behaviour of interacting waves phases in saturation regime in a dispersive medium has been studied.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 2, с. 68—74 (1992)

УДК 535.341:539.216.2

ОПТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ МЕЖДУ ДОНОРНЫМИ И АКЦЕПТОРНЫМИ ЦЕНТРАМИ В КВАЗИДВУМЕРНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

С. К. АВЕТИСЯН, А. Э. ЕНОКЯН

Ереванский политехнический институт,

Э. М. КАЗАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 25 апреля 1991 г.)

Рассмотрено поглощение света между донорными и акцепторными уровнями в слаболегированной некомпенсированной полупроводнико-

вой пленке. Исследованы ситуации, связанные с разными соотношениями между характерными длинами полупроводников: примесными радиусами, толщиной пленки, средним межпримесным расстоянием.

Показано, что при определенных условиях можно добиться как подавления межпримесного поглощения, так и его заметного влияния на оптический спектр полупроводника.

Оптические свойства полупроводников (поглощение, рекомбинация и т. д.) в области запрещенной зоны при низких температурах во многом определяются электронными переходами между донорными и акцепторными центрами [1]. С теоретической точки зрения такие переходы интересны тем, что осуществляются между дискретными уровнями разных атомов, находящихся в поле кристаллического периодического потенциала.

С другой стороны, одним из практикуемых методов контролируемого изменения физических, в частности, вышеуказанных оптических свойств полупроводника является уменьшение размеров образца до порядка длины дебройлевской волны носителей заряда (квантовый размерный эффект—КРЭ). В легированном полупроводнике в условиях КРЭ возникают дополнительные особенности, связанные с движением локализованных электронов, изменением распределения примесей, влиянием окружающей пленку среды. Учету влияния этих эффктов на коэффициент поглощения посвящены работы [2, 3], где рассматриваются переходы примесь—зона в полупроводниковых пленках и проволоках.

В данной работе рассмотрено межпримесное поглощение в полупроводниковых пленках при наличии КРЭ. Полупроводник предполагается прямозонным, слаболегированным, некомпенсированным.

При слабом легировании, когда среднее межпримесное расстояние намного превышает радиусы доноров и акцепторов, распределение можно считать хаотическим. В некомпенсированной полупроводниковой пленке (для конкретности примем $n_A \gg n_D$, где n_A, n_D—концентрации акцепторов и доноров, соответственно), вероятность нахождения акцептора от данного донора на расстоянии ρ; $\rho+\delta\rho$ определяется следующим образом [4]

$$w(\rho)\delta\rho = 2\pi n_A \rho \exp\left(-4\pi n_A \rho^2 d\right)\delta\rho, \tag{1}$$

где d—толщина пленки.

Для вычисления коэффициента поглощения надо усреднять вероятность межпримесного перехода по данному распределению.

В полупроводниковой пленке, когда диэлектрическая проницаемость пленки намного больше диэлектрической проницаемости окружающей ее среды, эффективный потенциал кулоновского взаимодействия между зарядами значительно меняется, что может радикально изменить как межпримесное взаимодействие, так и взаимодействие примесного остова с локализованным на нем электроном. Последнее меняет волновые функции связанных состояний примесей [5].

В результате, в пленке вместо мелких водородоподобных примесных состояний массивного образца возникают новые связанные состояния, образование которых обусловлено как вышеуказанным измененным кулоновским потенциалом, так и ограничениями, накладываемыми размерами образца на движение локализованных электронов [4].

Влияние вышеприведенных факторов на коэффициент межпримесного поглощения определяется соотношениями между характерными длинами задачи (a_A, a_D —примесные радиусы, d—толщина пленки, $\overline{\rho}$—среднее межпримесное расстояние).

1. Рассмотрим случай, когда

$$d \gg a_D,\ a_A. \tag{2}$$

В этом случае примеси не чувствуют влияния пленки, и их можно описывать обычными водородоподобными волновыми функциями (см. напр., [6]). Для матричного элемента импульса перехода донор—акцептор используем выражение, приведенное в [7].

Рассмотрим такие значения среднего межпримесного расстояния, при которых выявляются характерные особенности задачи и представляется возможность получения аналитических выражений

$$\overline{\rho} \gg \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} d, \tag{3}$$

$$d \ll \overline{\rho} \ll \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} d. \tag{4}$$

а). При выполнении условия (3) выражение для потенциала донор—акцепторного взаимодействия значительно упрощается [8]

$$V(\rho) = \frac{e^2}{\varepsilon_1 \rho}. \tag{5}$$

Его можно интерпретировать как двумерное кулоновское взаимодействие через окружающую пленку среду.

Используя функцию распределения (1), для коэффициента поглощения получим

$$\alpha_a = \left(\frac{2\pi p_{cv}(0)}{m_0}\right)^2 \left(\frac{4a_A}{a_D}\right)^3 \frac{\varepsilon_1 n_A n_D}{\sqrt{\varepsilon}\,\omega c}\, \rho_0^3\, d \exp\left(-\frac{2\rho_0}{a_D} - \pi n_A d \rho_0^2\right), \tag{6}$$

где

$$\rho_0 = \frac{e^2}{\varepsilon_1[h\omega - (E_g - E_D - E_A)]} \tag{7}$$

расстояние между теми примесными парами, которые поглощают данную частоту ω. Здесь m_0—масса свободного электрона, ε и ε_1—диэлектрические проницаемости пленки и окружающей ее среды, соответственно; E_g—ширина запрещенной зоны; E_D и E_A—энергии активации донора и акцептора.

Характер поглощения определяется формулой (6), когда частота поглощаемого света удовлетворяет соотношению $\hbar\omega < E_g - E_A$, а при больших частотах, на которые приходится максимальное поглощение, определяемое формулой (6), основную роль играют переходы с акцепторов в зону проводимости. Рассмотрим поглощение на граничной частоте, когда $\hbar\omega = E_g - E_A$. В поглощении на этой частоте будут участвовать пары, для которых согласно (7) $\rho_0 \sim e^2/\varepsilon_1 E_g$. Для $GaAs$ при $n_D = 10^{15}$ см$^{-3}$, $n_A = 3.10^{15}$ см$^{-3}$, $d = 100$ Å на этой частоте коэффициент поглощения практически зануляется, т. е. при выполнении условий (2) и (3) наличие доноров при поглощении не чувствуется.

б). Если выполнено условие (4), то выражение для донор—акцепторного потенциала принимает вид [8]

$$V(\rho) = \frac{2e^2}{\varepsilon d}\left[\ln\left(\frac{\varepsilon d}{\varepsilon_1 \rho}\right) - C\right], \tag{8}$$

где C—постоянная Эйлера.

Пользуясь выражением двумерного распределения примесей (1), для коэффициента поглощения получим следующее выражение

$$\alpha_b = \left(\frac{2\pi p_{cv}(0)}{m_0}\right)^2 \left(\frac{4a_A}{a_D}\right)^3 \frac{\sqrt{\varepsilon}\, n_A n_D}{2\omega c} a_D \rho_0^2 d \exp\left(-\frac{2\rho_0}{a_D} - \pi n_A d \rho_0^2\right), \tag{9}$$

где

$$\rho_0 = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} d \exp\left\{-\frac{\varepsilon d\,[\hbar\omega - (E_g - E_D - E_A)]}{2e^2} - C\right\}. \tag{10}$$

На границе области (4), когда $\rho \sim d$, для GaAs при $d = 350$ Å и выше приведенных значениях концентраций из (10) получаем значение $\alpha_b \sim 10^{-4}$ см$^{-1}$. Учитывая достаточно пологий характер $\alpha_b(\omega)$, полученное значение коэффициента поглощения может значительно изменить спектр. Следует оговориться, что на границе области (4), формула (9) может описывать поглощение лишь условно. Соответствующая расстоянию $\rho_0 \sim d$ частота приближается к частоте перехода акцептор—зона, а максимум поглощения, согласно (9) и (10), как и в случае (а), приходится на зону проводимости.

2. Рассмотрим случай, когда

$$a_D \gg d \gg a_A. \tag{11}$$

В этих условиях волновая функция акцептора такая же, что и для массивного образца [6], а волновую функцию донора можно представить в виде

$$\psi_D = \frac{1}{\sqrt{d}} \varphi_D(|\rho_1 - \rho|)\, u_c(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}) \cos\frac{\pi z}{d}, \tag{12}$$

---

* $\hbar$—постоянная Планка с чертой.

где r_1 — расстояние между примесными центрами; r — расстояние между донорным остовом и электроном, а ρ_1 и ρ — их проекции на плоскости пленки; u_c — амплитуды Блоха зоны проводимости.

Если параметры пленки таковы, что

$$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} d \gg a_D \gg d, \tag{13}$$

то между электроном и донорным остовом действует потенциал (8), и волновую функцию $\varphi_D(\rho)$ можно представить в виде [5]

$$\varphi_D(\xi) = \sqrt{\frac{2}{\nu}} \exp\left\{-\left[\frac{\Gamma(2/\nu)}{\nu^2}\right]^{2/\nu} \frac{\xi^\nu}{2}\right\}, \tag{14}$$

где $\xi = 2|\rho_1 - \rho| / \sqrt{da_D}$, а $\nu \approx 1{,}43$.

При выполнении условий (11) при слабом легировании между донором и акцептором может действовать лишь потенциал типа (5). Усредняя выражение для вероятности межпримесного перехода по распределению (1), для коэффициента поглощения получим следующее выражение

$$\alpha_2 = \frac{2^9 \pi a_A^3 (p_{cv}(0))^2 \varepsilon_1 n_A n_D \rho_0^2 \exp\left(-\frac{2\rho_0}{\sqrt{da_D}} - \pi n_A \rho_0^2 d\right)}{\sqrt{\varepsilon}\, m_0^2 c\omega d a_D \left[\left(\frac{\pi a_A}{d}\right)^2 - \left(\frac{2a_A}{da_D}\right)^2 + 1\right]^4}, \tag{15}$$

где

$$\rho_0 = \frac{e^2}{\varepsilon_1 [\hbar\omega - (E_g - E_{D_2} - E_A)]}.$$

Здесь $E_{D_2} = (e^2/\varepsilon d)[\ln (\varepsilon/\varepsilon_1)^2 (d/a_D) - 2(C + \gamma)]$ — энергия активации донора при выполнении условия (13) ($\gamma \approx 0{,}528$ — собственная энергия состояний, описываемых волновой функцией (14)).

Когда $\hbar\omega \sim E_g - E_A$, соответствующее расстояние $\rho \sim \varepsilon d/\varepsilon_1$ и для него справедливо условие (3). Для GaAs на этих частотах при толщине $d \sim 50$ Å и концентрациях, указанных в п. 1, $\alpha_2 \sim 10^{-5}$ см$^{-1}$.

Максимум выражения (15) приходится на частоты, которые лежат в зоне проводимости.

3. В случае, когда параметры образца, наряду с условием (11) удовлетворяют соотношению

$$a_D \gg \frac{\varepsilon d}{\varepsilon_1}$$

в (12) можно определить функцию φ_D как [4],

$$\varphi_D = \frac{1}{\sqrt{\pi}\, a_{D_3}} \exp\left(-\frac{2(\rho_1 - \rho)}{a_{D_3}}\right).$$

Здесь $a_{D_1}=\varepsilon_1 a_D/\varepsilon$ выполняет роль донорного радиуса.

С учетом всего вышесказанного, для коэффициента поглощения получим выражение

$$a_3=\frac{2^9\pi^2(p_{cv}(0))^2 a_A^3 n_A n_D \varepsilon_1 \rho_0^3 \exp\left(-\frac{4\rho_0}{a_{D_1}}-\pi n_A \rho_0^2 d\right)}{m_0^2 c\omega a_{D_1}^2 \sqrt{\varepsilon}\left[\left(\frac{\pi a_A}{d}\right)^2-\left(\frac{a_A}{a_{D_1}}\right)^2+1\right]^4},$$

при этом

$$\rho_0=\frac{e^2}{\varepsilon_1[\hbar\omega-(E_g-E_{D_1}-E_A)]},$$

где $E_{D_1}=E_D(\varepsilon/\varepsilon_1)^2$.

Частоте $\hbar\omega=E_g-E_A$ соответствует $\rho\sim a_{D_1}$, и, следовательно, применение приближения (3) не оправдано. На границе же области (3) $\rho_0\sim a_D$ для GaAs, при $d\sim 20$ Å и концентраций пункта *I* поглощение практически равно нулю.

Случаи $d\ll a_A\ll d\varepsilon/\varepsilon_1$ и $a_A\gg d\varepsilon/\varepsilon_1$ нами не рассматриваются, так как они накладывают очень жесткие ограничения на полупроводник. Случай $d\gg a_D$, a_A при $\varepsilon\sim\varepsilon_1$ рассмотрен в [4].

Следует отметить, что при $\varepsilon\sim\varepsilon_1$ картина кардиальным образом меняется, исчезает возможность появления потенциала (8). При $\varepsilon\sim\varepsilon_1$ для любых соотношений между характерными длинами пик межпримесного поглощения приходится на запрещенную зону. Поглощение в пленке при $d\gg a_D, a_A$ в этом случае отличается от массивного лишь применением распределения примесей (1).

Таким образом, исследование межпримесного поглощения в пленках открывает широкие возможности варьированием характерными длинами образца добиться как подавления межпримесного поглощения, так и изменения полосы пропускания примесной пленки.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Williams F.* Phys. Stat. Sol., 25, 493 (1968).
2. *Казарян А. М., Казарян Э. М.,* ФТП, 11, 1383 (1977).
3. *Агаронян К. Г., Казарян Э. М.* Изв. АН АрмССР, Физика, 13, 274 (1978).
4. *Киракосян А. А., Саркисян Э. А.* Изв. АН АрмССР, Физика, 19, 129 (1984).
5. *Андрюшин Е. А., Силин А. П.* ФТТ, 22, 2676 (1980).
6. *Luttinger J. M., Kohn W.*, Phys. Rev., 97, 869 (1955).
7. *Аветисян С. К., Енокян А. Э., Казарян Э. М.* Изв. АН АрмССР, Физика, 25, 102 (1990).
8. *Келдыш Л. В.* Письма в ЖЭТФ, 29, 716 (1979).

ԴՈՆՈՐԱՅԻՆ ԵՎ ԱԿՑԵՊՏՈՐԱՅԻՆ ԿԵՆՏՐՈՆՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱՆՑՈՒՄՆԵՐԸ ՔՎԱԶԻԵՐԿՉԱՓ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ

Ս. Կ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Ա. Է. ԵՆՈՔՅԱՆ, Է. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Քննարկված է դոնորային և ակցեպտորային մակարդակների միջև կլանումը թույլ լեգիրացված, չկոմպենսացված կիսահաղորդչային թաղանթում։ Ուսումնասիրված են դեպքեր, պայմանավորված կիսահաղորդչի բնութագրական երկարությունների՝ խառնուրդների շառավիղների, թաղանթների հաստության, միջին միջխառնուրդային հեռավորության տարբեր հարաբերությամբ։ Ցույց է տրված, որ որոշակի պայմաններում միջխառնուրդային կլանումը կարող է ինչպես թուլանալ, այնպես էլ նկատելիորեն ազդել կիսահաղորդչի սպեկտրի վրա։

OPTICAL TRANSITIONS BETWEEN DONOR AND ACCEPTOR CENTERS IN QUASI-TWO-DIMENSIONAL SEMICONDUCTORS

S. K. AVETISYAN, A. E. YENOKYAN, E. M. KAZARYAN

Transitions between donor and acceptor levels in weekly doped, uncompensated semiconductor film are considered. Different cases connected with various characteristic lengths of semiconductor, such as impurity radii, film thickness, average interimpurity distance are investigated. It is shown, that under some conditions both the supression of interimpurity absorption and its noticeable influence on the optical spectrum of semiconductor could be achieved.

УДК 534.29.538.245

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 2, с. 74—78 (1992)

МАШИННЫЙ АНАЛИЗ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ХАРАКТЕРА АКУСТОМАГНИТНОЙ МОДУЛЯЦИИ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. А. АВАКЯН, К. Н. КОЧАРЯН, Р. М. МАРТИРОСЯН, В. Г. ПРПРЯН, Э. Л. САРКИСЯН

Институт радиофизики и электроники АН РА

(Поступила в редакцию 11 июня 1991 г.)

Моделированием на ЭВМ определен вклад дисперсии и диссипации в частотную зависимость исследованного ранее эффекта акустомагнитной модуляции в гематите в области высокочастотного антиферромагнитного резонанса.

Ранее нами сообщалось о наблюдении модуляции интенсивности поляризованного излучения субмиллиметрового диапазона, проходящего через плоскопараллельную пластину гематита (α—Fe_2O_3), находящуюся под воздействием стоячей ультразвуковой волны [1]. Эти экс-

ԴՈՆՈՐԱՅԻՆ ԵՎ ԱԿՑԵՊՏՈՐԱՅԻՆ ԿԵՆՏՐՈՆՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱՆՑՈՒՄՆԵՐԸ ՔՎԱԶԻԵՐԿՉԱՓ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ

Ս. Կ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Ա. Է. ԵՆՈՔՅԱՆ, Է. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Քննարկված է դոնորային և ակցեպտորային մակարդակների միջև կլանումը թույլ լեգիրացված, չկոմպենսացված կիսահաղորդչային թաղանթում։ Ուսումնասիրված են դեպքեր, պայմանավորված կիսահաղորդչի բնութագրական երկարությունների՝ խառնուրդների շառավիղների, թաղանթների հաստության, միջին միջխառնուրդային հեռավորության տարբեր հարաբերությամբ։ Ցույց է տրված, որ որոշակի պայմաններում միջխառնուրդային կլանումը կարող է ինչպես թուլանալ, այնպես էլ նկատելիորեն ազդել կիսահաղորդչի սպեկտրի վրա։

OPTICAL TRANSITIONS BETWEEN DONOR AND ACCEPTOR CENTERS IN QUASI-TWO-DIMENSIONAL SEMICONDUCTORS

S. K. AVETISYAN, A. E. YENOKYAN, E. M. KAZARYAN

Transitions between donor and acceptor levels in weekly doped, uncompensated semiconductor film are considered. Different cases connected with various characteristic lengths of semiconductor, such as impurity radii, film thickness, average interimpurity distance are investigated. It is shown, that under some conditions both the supression of interimpurity absorption and its noticeable influence on the optical spectrum of semiconductor could be achieved.

УДК 534.29.538.245

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 2, с. 74—78 (1992)

МАШИННЫЙ АНАЛИЗ ЧАСТОТНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ХАРАКТЕРА АКУСТОМАГНИТНОЙ МОДУЛЯЦИИ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. А. АВАКЯН, К. Н. КОЧАРЯН, Р. М. МАРТИРОСЯН, В. Г. ПРПРЯН, Э. Л. САРКИСЯН

Институт радиофизики и электроники АН РА

(Поступила в редакцию 11 июня 1991 г.)

Моделированием на ЭВМ определен вклад дисперсии и диссипации в частотную зависимость исследованного ранее эффекта акустомагнитной модуляции в гематите в области высокочастотного антиферромагнитного резонанса.

Ранее нами сообщалось о наблюдении модуляции интенсивности поляризованного излучения субмиллиметрового диапазона, проходящего через плоскопараллельную пластину гематита (α—Fe_2O_3), находящуюся под воздействием стоячей ультразвуковой волны [1]. Эти эксперименты базировались на квазиоптической методике, которая позволяет сопоставить получаемые экспериментальные результаты с достаточно простыми физическими моделями, поддающимися полному математическому описанию. Модуляция излучения была обусловлена периодическим изменением условий возбуждения высокочастотной ветви АФМР вследствие колебаний слабоферромагнитного момента образца, вызванных переменными упругими деформациями. В работе [2] было показано, что наблюдаемые зависимости интенсивности модулированного сигнала от величины расстройки $(\nu-\nu_0)$ хорошо описываются формулой для пропускания плоскопараллельной пластины [3] в предположении о периодическом (с частотой ультразвука) изменении электродинамических параметров (n и k) среды вблизи АФМР:

$$\Delta T = T(n_1;\ k_1) - T(n_2;\ k_2), \tag{1}$$

где

$$T = \exp(-2\beta)\left[(1-R_0)^2 + 4R_0\sin^2\Psi\right] / \{[1 - R_0\exp(-2\beta)]^2 + 4R_0\exp(-2\beta)\sin^2(\alpha+\Psi)\};$$

$$\alpha = 2\pi nd/\lambda_0;\quad \beta = 2\pi kd/\lambda_0;\quad R_0 = [(n-1)^2 + k^2]/[n+1)^2 + k^2];$$

$$\operatorname{tg}\Psi = 2k/(n^2 + k^2 + 1);$$

$$n_{1;2} = n_0 + 2\Delta n(1 + \delta_{1;2})\,\Gamma\nu_0(\nu_0^2 - \nu^2)/[(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \nu^2\Gamma^2];$$

$$k_{1;2} = k_0 + \Delta n(1 + \delta_{1;2})\,\Gamma^2\nu\nu_0/[(\nu_0^2 - \nu^2)^2 + \nu^2\Gamma^2];$$

n—показатель преломления, k—коэффициент поглощения, Δn—дисперсия, ν_0—резонансная частота, Γ—ширина резонансной линии, λ_0—длина резонансной электромагнитной волны в вакууме, d—толщина пластины, $\delta_1=0$, $\delta_2 \leq 1$—подгоночный параметр, задающий амплитуду колебаний слабоферромагнитного момента.

Фактически, как это видно из (1), наблюдаемый эффект модуляции интенсивности является интегральным, включая в себя как непосредственно амплитудную, так и фазовую модуляцию излучения, преобразуемую также в амплитудную в силу неравномерности амплитудно-частотной характеристики образца. Интерференционное наложение этих эффектов приводит к возникновению сложной структуры экспериментально полученной частотной зависимости интенсивности модулированного сигнала (см. рис. 1а), затрудняющей оценку вклада каждого из них в отдельности. Теоретическая зависимость (см. рис. 1б), согласно формуле (1), полученная на ЭВМ путем подбора подгоночного параметра δ_2 с подстановкой известных для гематита значений n_0, k_0 и Δn [4], достаточно хорошо и в деталях воспроизводит экспериментальный спектр. Это дает основание считать, что путем моделирования на ЭВМ можно определить величину амплитудной и фазовой модуляции в зависимости от расстройки частоты.

На рис. 2 приведены результаты рассчитанной на ЭВМ частотной зависимости интенсивности модулированного сигнала, отвечающего гипотетическим случаям наличия либо амплитудной, либо фазовой модуляции. Из сравнения видно, что интегральный эффект (рис. 1б) не является простой суперпозицией парциальных эффектов (рис. 2а; б). В области относительно слабых ультразвуковых мощностей, отвечающих малым колебаниям слабоферромагнитного момента, вклад в эффект, обусловленный амплитудной модуляцией (рис. 2а), имеет симметричный

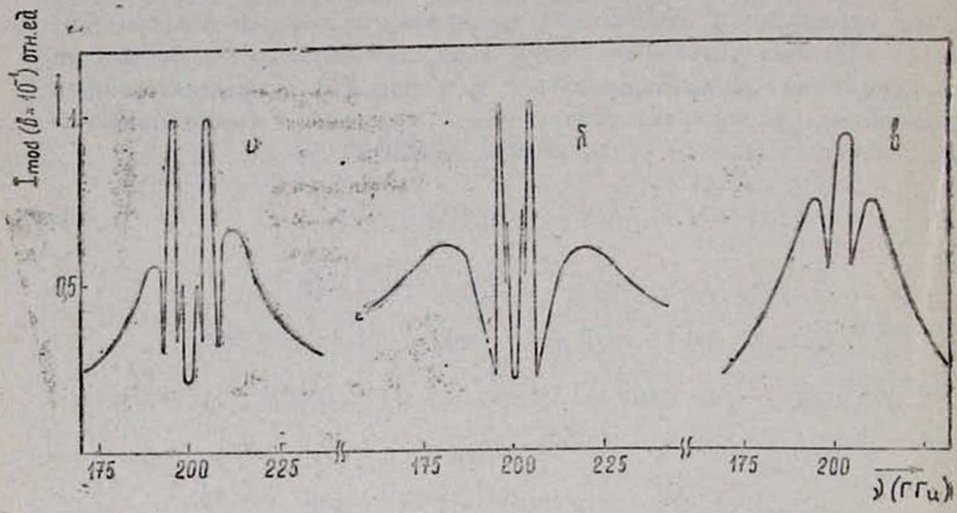

Рис. 1. Частотная зависимость интенсивности модулированного сигнала: а—экспериментальная, б—теоретическая, в—теоретическая при $\delta_2=1$.

вид с двумя резкими максимумами. Такой характер обусловлен подавлением амплитудной модуляции на частоте резонанса вследствие большого поглощения и ее возрастанием на крутых склонах резонансной линии. Как видно из рис. 2б, фазовая модуляция, будучи больше ампли-

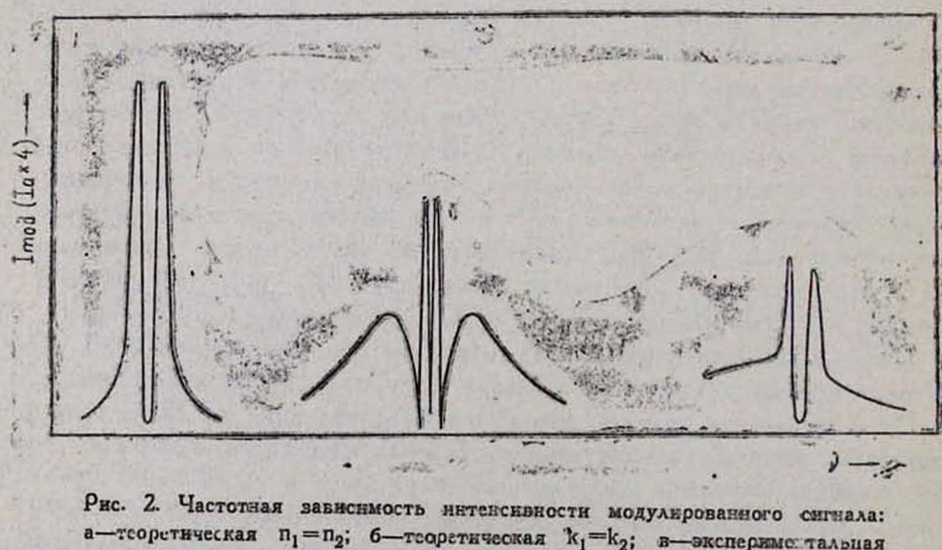

Рис. 2. Частотная зависимость интенсивности модулированного сигнала: а—теоретическая $n_1=n_2$; б—теоретическая $k_1=k_2$; в—экспериментальная для просветленного образца.

тудной, распространяется на более широкую спектральную область и имеет более сложный вид, отражающий характер как изменения показателя преломления вблизи резонанса [4], так и спектра пропускания плоскопараллельной пластины [3]. С вышеотмеченным связано то, что центральная часть интегральной экспериментальной кривой обусловлена в основном амплитудной модуляцией, а ее крылья формируются в результате фазовой модуляции. Подтверждением этому служит экспериментально полученная кривая интенсивности модуляции в случае просветленного образца, в котором, за счет существенного уменьшения интерференции внутри образца, подавлено преобразование фазовой модуляции в амплитудную. Действительно, кривая 2в, соответствующая этому случаю, хорошо совпадает с кривой 2а, в которой учтена лишь амплитудная модуляция.

Очевидно, что с увеличением угла колебаний слабоферромагнитного момента роль амплитудной модуляции должна возрастать, что и следует из рис. 1в, полученного для случая 90°-ного поворота слабоферромагнитного момента ($\delta_2=1$).

Таким образом, в результате моделирования на ЭВМ получено, что действительно наблюдаемая в эксперименте частотная зависимость интенсивности модуляции обусловлена наложением эффектов дисперсии и диссипации в области АФМР, определен вклад каждого из них в отдельности и показано, что при реализации условий, обеспечивающих колебания магнитного момента, приближающиеся к 90° повороту, роль амплитудной модуляции должна существенно расти.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Avakian A. A., Kocharian K. N.* and *Martirossian R. M.*, Int. J. Infrared and Millimeter Waves, v11, 759 (1990).
2. *Авакян А. А.* и др. ФТТ, 33, 1792 (1991).
3. *Брандт А. А.* Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. Изд. Наука М., 1963, 403 с.
4. *Кочарян К. Н., Мартиросян Р. М.* и др. ФТТ, 29, 2401 (1987).

ԵՆԹԱՄԻԼԻՄԵՏՐԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՁԱՅՆԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՄՈԴՈՒԼՅԱՑԻԱՅԻ ԲՆՈՒՅԹԻ ՀԱՃԱԽԱՅԻՆ ԿԱԽՄԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ

Ա. Ա. ԱՎԱԳՅԱՆ, Կ. Ն. ՔՈՉԱՐՅԱՆ, Ռ. Մ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ,
Վ. Գ. ՓՐՓՐՅԱՆ, Է. Լ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ

ԷՀՄ մոդելավորմամբ որոշված է նախկինում հետազոտված հեմատիտի ՀՖՄՌ բարձր-հաճախային ճյուղի տիրույթում ձայնամագնիսական մոդուլյացիայի երևույթի հաճախային կախման մեջ դիսպերսիայի և կլանման ներդրումը։ Ստացված է տեսական և փորձնական արդյունքների լավ համապատասխանություն։

COMPUTERIZED ANALYSIS OF FREQUENCY DEPENDENCE OF ACOUSTOMAGNETIC MODULATION OF SUBMILLIMETER RADIATION

A. A. AVAKIAN, K. N. KOCHARIAN, R. M. MARTIROSIAN, V. G. PRPRYAN and E. L. SARKISYAN

The contribution of dispersion and dissipation to the frequency dependence of acoustomagnetic modulation in haematite in the range of high-frequency branch of AFMR is determined by means of computerized simulation. Theoretical and experimental results are in good agreement.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 2, с. 78—84 (1992)

УДК 621.373.5

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КРС

А. Г. АЛЕКСАНЯН, Ал. Г. АЛЕКСАНЯН, Г. С. НИКОГОСЯН

Институт радиофизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 8 января 1991 г.)

В работе вычислены функции распределения горячих электронов в полупроводниковых гетероструктурах с КРС для двух нижних подзон в случае внутриподзонной и межподзонной релаксации на акустических фононах.

В гетероструктурах с КРС, на основе которых в последнее время были созданы различные полупроводниковые устройства с улучшенными характеристиками [1], для ряда практически интересных задач (возможность получения инверсной заселенности в пределах одной зоны между уровнями размерного квантования, фотовозбуждение неравновесных носителей), необходимо знать энергетическое распределение горячих электронов в квантовых подзонах.

Кинетическое уравнение неравновесной части функции распределения ($f(E_{nk})$) при наличии источников быстрых электронов имеет вид ([2])

$$\frac{\partial f(E_{nk})}{\partial t} = j(E_{nk}), \tag{1}$$

$$\frac{\partial f(E_{nk})}{\partial t} = \frac{1}{k}\frac{\partial}{\partial E}\left\{ G(E_{nk}) \left[f(E_{nk})(1 - f(E_{nk})) + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \eta(E_{nk}) \frac{\partial f(E_{nk})}{\partial E} \right] \right\},$$

COMPUTERIZED ANALYSIS OF FREQUENCY DEPENDENCE OF ACOUSTOMAGNETIC MODULATION OF SUBMILLIMETER RADIATION

A. A. AVAKIAN, K. N. KOCHARIAN, R. M. MARTIROSIAN, V. G. PRPRYAN and E. L. SARKISYAN

The contribution of dispersion and dissipation to the frequency dependence of acoustomagnetic modulation in haematite in the range of high-frequency branch of AFMR is determined by means of computerized simulation. Theoretical and experimental results are in good agreement.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 2, с. 78—84 (1992)

УДК 621.373.5

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ТОКА В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КРС

А. Г. АЛЕКСАНЯН, Ал. Г. АЛЕКСАНЯН, Г. С. НИКОГОСЯН

Институт радиофизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 8 января 1991 г.)

В работе вычислены функции распределения горячих электронов в полупроводниковых гетероструктурах с КРС для двух нижних подзон в случае внутриподзонной и межподзонной релаксации на акустических фононах.

В гетероструктурах с КРС, на основе которых в последнее время были созданы различные полупроводниковые устройства с улучшенными характеристиками [1], для ряда практически интересных задач (возможность получения инверсной заселенности в пределах одной зоны между уровнями размерного квантования, фотовозбуждение неравновесных носителей), необходимо знать энергетическое распределение горячих электронов в квантовых подзонах.

Кинетическое уравнение неравновесной части функции распределения ($f(E_{nk})$ при наличии источников быстрых электронов имеет вид ([2])

$$\frac{\partial f(E_{nk})}{\partial t} = j(E_{nk}), \tag{1}$$

$$\frac{\partial f(E_{nk})}{\partial t} = \frac{1}{k}\frac{\partial}{\partial E}\left\{ G(E_{nk})\left[f(E_{nk})(1-f(E_{nk})) + \right.\right.$$

$$\left.\left. + \eta(E_{nk})\frac{\partial f(E_{nk})}{\partial E}\right]\right\},$$

—интеграл столкновения, учитывающий взаимодействие электронов с решеткой, где

$$G(E_{nk}) = \frac{Vm^*}{4\pi^2 h^3} \sum_{n'} \int\limits_{q_{z\,min}}^{q_{z\,max}} dq_z \int\limits_{q_{\rho\,min}}^{q_{\rho\,max}} B_{nk}(q)\, h\omega_q dq_\rho,$$

$$G(E_{nk})\,\eta(E_{nk}) = \frac{Vm^*}{8\pi^2 h^3} \sum_{n} \int\limits_{q_{z\,min}}^{q_{z\,max}} dq_z \int\limits_{q_{\rho\,min}}^{q_{\rho\,max}} B_{nk}(q)(2N_q+1)(h\omega_q)^2 dq_\rho,$$

$$B_{nk}(q) = \frac{|I_{n'n}(q_z d)|^2 h c_q^2}{2\sqrt{1-a^2}\cdot N\cdot M'\omega_q}, \quad a = \frac{q_\rho}{2k} + \frac{m^*}{h^2 k q_\rho}(E_{n'} - E_n),$$

$$I_{n'n}(q_z d) = i\,\frac{4\pi^2 n' n q_z d\,[(-1)^{n+n'}\cdot e^{iq_z d} - 1]}{[\pi^2(n+n')^2 - q_z^2 d^2]\,[\pi^2(n-n')^2 - q_z^2 d^2]},$$

где $I_{n'n}(q_z d)$ — пленочный фактор, $j(E_{nk})$ — число электронов с энергиями $E_{nk} = \frac{h^2 k^2}{2m^*} + E_n$, $E_n = \frac{h^2}{2m^*}\left(\frac{\pi}{d}\right)^2 n^2$, создаваемых источником в зоне проводимости в единицу времени, C_q — константа связи, M' — масса осциллятора, N — число элементарных ячеек, N_q — функция распределения фононов с волновым вектором q, n — номер подзоны, d — толщина квантового слоя, k — квазиимпульс электрона в плоскости пленки.

Здесь не учитывались вырождение, а также рекомбинационные процессы ($E_{nk} > k_Б T$, T—температура решетки).

Для простоты расчеты проведены только при $n=1, 2$.

После интегрирования уравнение (1) приводится к виду

$$f(E) + \eta(E)\,\frac{\partial f(E)}{\partial E} = \frac{\sqrt{2m^*}}{hG(E)}\cdot \int\limits_{+\infty}^{E} \sqrt{E - E_1}\cdot j(E)\, dE,$$

где

$$f(E) = C\cdot e^{-\int\frac{dE}{\eta(E)}} +$$

$$+\, e^{-\int\frac{dE}{\eta(E)}}\cdot \int\limits_{E_0}^{E} \frac{\sqrt{2m^*}\cdot e^{\int\frac{dx}{\eta(x)}}}{h\eta(x)\,G(x)}\cdot \int\limits_{+\infty}^{x} \sqrt{y - E_1}\, j(y)\,dy\,dx,$$

E_0—максимальное значение энергии быстрых электронов.

---

h—постоянная Планка с чертой.

Академия наук Армянской ССР
Фундаментальная библиотека

Ниже приведены выражения G(E) и η(E), полученные для процессов взаимодействия с акустическими и оптическими фононами, в разных интервалах температур решетки [3].

Для акустических фононов (n=1)

$C_q^2 = E_1^2 q^2$, E_1 — константа акустического потенциала деформации, $M' = M$ — полная масса элементарной ячейки, $\omega_q = vq$, v — скорость акустических волн.

а) $k_Б\, T < \sqrt{8m^* v^2 E_F}$, $q_\rho \sim q_z \sim q_T$, $q_T = k_Б\, T / hv$, $N_q \ll 1$, E_F — энергия Ферми,

$$G(E) = \frac{m^* E_1^2}{8\pi^2 \rho h d}\left\{\left[4k^3 \arcsin\left(\frac{q_T}{2k}\right) - k q_T \sqrt{4k^2 - q_T^2}\right]\cdot I_0 + \right.$$

$$\left. + 2k \arcsin\left(\frac{q_T}{2k}\right)\cdot I^{(1)}\right\},$$

$$I_0 = 2^6 \chi^4 (I_1 + I_2 + I_3)\Big|_0^{q_T d},$$

$$I_1 = -\frac{1}{32\pi^4 x} + \frac{1}{32\pi^4}\left\{\frac{\cos x}{x} + \mathrm{si}\,(x)\right\},$$

$$I_2 = \frac{1}{32\pi^4}\left\{-\frac{1}{8\pi}\ln\left(\frac{2\pi - x}{2\pi + x}\right) - \frac{1}{8\pi}[I'_{11} - I_{11}]\right\},$$

$$I_3 = \frac{1}{32\pi^4}\left\{\frac{x}{2(4\pi^2 - x^2)} - \frac{1}{8\pi}\ln\left(\frac{2\pi - x}{2\pi + x}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{4}[I'_{31} + I'_{21}] - \frac{1}{8\pi}[I'_{11} - I_{11}]\right\},$$

$$I^{(1)} = \frac{2^6}{8d^2}\left\{\frac{x}{8(4\pi^2 - x^2)} - \frac{1}{32\pi}\ln\left(\frac{2\pi - x}{2\pi + x}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{16}[I'_{31} + I'_{21}] - \frac{1}{32\pi}[I'_{11} - I_{11}]\right\}\Bigg|_0^{q_T d},$$

$$G(E)\,\eta(E) = \frac{\sqrt{2}\, m^* E_1^2 v}{8\pi^2 \rho d}\left\{2k\sqrt{4k^2 - q_T^2}\cdot\left[-\frac{8}{3}k^2 - \frac{q_T^2}{3}\right] + \frac{32}{3}k^4\right\}\cdot I_0;$$

б) $\sqrt{8m^* v^2 E_F} < k_Б\, T < \sqrt{8m^* v^2 W}$, $q_z > q_\rho$, $q \sim q_z \sim q_T$, $N_q \ll 1$,

$$W = \frac{h^2}{2m^*}\left(\frac{\pi}{d}\right)^2.$$

$$G(E) = \frac{m^* E_1^2 k}{8\pi \rho h d}\cdot I^{(1)}\Big|_{q_{T_0} d}^{q_T d}, \qquad q_{T_0} \sim \sqrt{8 m^* E_F}/h,$$

$$G(E)\,\eta(E) = \frac{m^* E_1^2 v k}{16\pi \rho d}\cdot I^{(2)},$$

$$I^{(2)} = \frac{2^5\pi^4}{d^3}\left\{\frac{1}{2(4\pi^2 - x^2)} - \frac{1}{8\pi}\left[I'_{21} - I'_{31}\right]\right\}\Bigg|^{q_T d}_{q_{T_0} d};$$

в) $k_Б T > \sqrt{8m^* v^2 W}, \quad q_\rho \sim 2k, \quad q_z \sim 2\pi/d,$

$$N_q \sim k_Б T/hvq > 1 \quad q_z > q_\rho,$$

$$G(E) = \frac{m^* E_1^2 \pi^2 k}{3\rho h d^3}, \tag{2}$$

$$G(E)\eta(E) = \frac{m^* E_1^2 k_Б T \pi^2 k}{3\rho h d^3}, \quad \eta(E) = k_Б T.$$

Здесь ρ—плотность материала, а выражения для I_{11}, I'_{11}, I'_{21}, I'_{31} приведены в Приложении.

Для оптических фононов $C_q^2 = \frac{e^2 \overline{M} \omega_0^2 (\varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon^{-1})}{V_0 q^2}$, $(n=1)$, V_0—объем элементарной ячейки, ε_∞ — высокочастотная проницаемость, ω_0 — частота оптических колебаний, $\overline{M}$ — приведенная масса элементарной ячейки.

$$G(E) = \frac{m^* e^2 \omega_0^2 (\varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon^{-1})}{32\pi h} \ln\left(\frac{\sqrt{4k^2 + x^2} - 2k}{\sqrt{4k^2 + x^2} + 2k}\right), \quad \left(x \sim \frac{2\pi}{d}\right),$$

$$G(E)\eta(E) = \frac{m^* e^2 \omega_0^3 (\varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon^{-1})(2N(\omega_0) + 1)}{64\pi} \times \tag{3}$$

$$\times \ln\left(\frac{\sqrt{4k^2 + x^2} - 2k}{\sqrt{4k^2 + x^2} + 2k}\right), \left(x \sim \frac{2\pi}{d}\right),$$

$$\eta(E) = \frac{h\omega_0 (2N(\omega_0) + 1)}{2}, \quad N(\omega_0) = \left(e^{\frac{h\omega_0}{k_Б T}} - 1\right)^{-1},$$

$$k_Б T \gg h\omega_0.$$

В частном случае высоких температур функция распределения представляется в виде

$$f(E) = C \cdot e^{-\frac{E}{k_Б T}} +$$

$$+ \frac{e^{-\frac{E}{k_Б T}}}{k_Б T} \cdot \int\limits_{E_0}^{E} \frac{\sqrt{2m^*} e^{\frac{x}{k_Б T}}}{hG(x)} \cdot \int\limits_{+\infty}^{x} \sqrt{y - E_1} \cdot j(y)\, dy dx,$$

где вместо $G(x)$ следует подставить выражения (2) и (3) соответственно в случаях акустических и оптических фононов. Постоянная C определяется из условия «стока» рекомбинирующих электронов при $E \simeq k_Б T$ [2].

$$f(E) = \frac{Q\tau_c \pi h^3 d}{m^* k_Б T} e^{-\frac{E}{k_Б T}} +$$

$$+ \frac{\sqrt{2m^* k_Б T}}{h} e^{-\frac{E}{k_Б T}} \cdot \int_1^{\frac{E}{k_Б T}} \frac{e^x}{G(x)} \int_{+\infty}^{x} k_Б T \sqrt{y - \frac{E_1}{k_Б T}} \cdot j(y)\, dy dx,$$

где τ_c—время рекомбинации, Ф—полное число электронов, создаваемых внешним источником в единицу времени, G(E) записано в зависимости от переменной $x = \frac{E}{k_Б T}$.

В случае монохроматического внешнего источника $j(E) = A\delta(E - E_0)$, где A не зависит от энергии, получим для $E \leqslant E_0$ следующую функцию распределения

$$f(E) = \frac{Q\tau_c \pi h^2 d e^{-E/k_Б T}}{m^* k_Б T} \cdot \left[1 + \frac{\sqrt{2m^*}(k_Б T)^{3/2}}{h\tau_c} \cdot \left(\frac{E_0 - E_1}{k_Б T}\right)^{1/2} \cdot \int_1^{\frac{E}{k_Б T}} \frac{e^x}{G(x)} dx\right].$$

1) n=1.

В частности, для акустических фононов при высоких температурах

$$G(x) = \frac{2^{1/2} m^{*3/2} \cdot E_1^2 \pi^2 (k_Б T)^{1/2}}{3\rho h^2 d^3} \cdot \sqrt{x - \frac{E_1}{k_Б T}},$$

и функция распределения дается выражением

$$f(E) = \frac{Q\tau_c \pi h^2 d}{m^* k_Б T} e^{-E/k_Б T} +$$

$$+ \frac{6Q\rho h^3 d^4}{m^{*2} E_1^2 \pi} \left(\frac{E_0 - E_1}{k_Б T}\right)^{1/2} \cdot e^{\left(\frac{E_1 - E}{k_Б T}\right)} \cdot \Theta, \tag{4}$$

где $\Theta = \int_0^{\sqrt{\frac{E - E_1}{k_Б T}}} e^{t^2} dt$ — табличный интеграл возрастающий с ростом E как $\sim E^4$ [4].

2) $n = 2$.

Для функции распределения в случае, когда накачивается электронами вторая подзона (n=2) с учетом межподзонной релаксации на акустических фононах (n′=1) при высоких температурах имеем

$$G(E) = \frac{m^* E_1^2 k}{8\pi\rho h} \cdot I, \quad \text{где } I \approx \frac{153{,}2}{d^3}, \qquad \eta = k_Б T$$

и

$$f(E) = \frac{Q\tau_e \pi h^2 d}{m^* k_Б T} e^{-\frac{E}{k_Б T}} +$$

$$+ \frac{Q\rho\pi^2 h^3 d^4}{9{,}6 m^{*2} E_1^2} \left(\frac{E_0 - E_1}{k_Б T}\right)^{1/2} \cdot e^{\left(\frac{E_1 - E}{k_Б T}\right)} \cdot \Theta. \tag{5}$$

Как следует из (4), (5) функция распределения состоит из суммы двух членов:

первый—обычное больцмановское распределение, второй член отражает наличие горячих электронов из-за непрерывно действующего источника.

Несмотря на то, что имеет место некоторый подъем хвоста функции распределения, тем не менее она остается монотонно убывающей с ростом энергии E, что подтверждает известный результат [5]—невозможность получения инверсной заселенности в пределах одной зоны.

Характерная особенность полученных выражений состоит в том, что здесь, в отличие от объемного, появляется зависимость от толщины квантового слоя. При этом для холодных электронов эта зависимость линейна, а для горячих электронов зависит как $\sim d^4$.

Уменьшение с толщиной средней энергии горячих электронов связано с более быстрой скоростью энергетических потерь на излучение электронами фононов.

Полученный результат подтверждает и тот факт, что при заданном уровне накачки получается более высокая плотность термализованных электронов в единичном интервале энергии и способствует увеличению коэффициента междузонного усиления.

Приложение

$$I_{11} = [\cos(-\sqrt{a})\,\mathrm{ci}(-\sqrt{a} + x) + \sin(-\sqrt{a})\,\mathrm{si}(-\sqrt{a} + x)],$$

$$I'_{11} = [\cos(\sqrt{a})\,\mathrm{ci}(\sqrt{a} + x) + \sin(\sqrt{a})\,\mathrm{si}(\sqrt{a} + x)],$$

$$I'_{21} = -\frac{\cos x}{x - \sqrt{a}} - [\cos(-\sqrt{a})\,\mathrm{si}(-\sqrt{a} + x) - \sin(-\sqrt{a})\,\mathrm{ci}(-\sqrt{a} + x)],$$

$$I'_{31} = -\frac{\cos x}{x + \sqrt{a}} - [\cos(\sqrt{a})\,\mathrm{si}(\sqrt{a} + x) - \sin(\sqrt{a})\,\mathrm{ci}(\sqrt{a} + x)]$$

$a = 4\pi^2$.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Голоняк Н. Н.* мл. ФТП, 19, 1529 (1985).
2. *Попов Ю. М.* Квантовая радиофизика, 31, 59 (1965).
3. *Алексанян А. Г., Алексанян Ал. Г., Никогосян Г. С.* Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 2, с. 107—115 (1992).
4. *Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф.* Специальные функции. Изд. Наука, М., 1968.
5. *Алексанян Ал. Г., Алексанян А. Г., Аллахвердян Р. Г.* Квантовая электроника, т. 2, 1648 (1975).

ԱՆՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇԻՌ ԼԻՑՔԻ ԿՐՈՂՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ԲԱՇԽՈՒՄԸ ՔՋՇ-ՈՎ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ՏԱՐԱԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

Ա. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Ալ. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Հ. Ս. ՆԻԿՈՂՈՍՅԱՆ

Աշխատանքում հաշվված են տաք էլեկտրոնների բաշխման ֆունկցիաները ՔՋՇ-ով կիսահաղորդչային տարակառուցվածքներում ներքին երկու ենթագոտիների համար՝ ակուստիկական և օպտիկական ֆոնոնների վրա ներենթագոտիային և միջենթագոտիային ռելաքսացիայի դեպքում։

ENERGY DISTRIBUTION OF NONEQUILIBRIUM CHARGE CARRIERS IN SEMICONDUCTOR HETEROSTRUCTURES WITH QWS

A. G. ALEKSANYAN, AL. G. ALEKSANYAN, G. S. NIKOGOSYAN

For the intrasubband and intersubband relaxation of charge carriers on acoustic and optical phonons, the distribution functions of hot electrons in the semiconductor heterostructures with QWS are calculated.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 2, с. 84—88 (1992)

УДК 539.186.22:546.32

ЧЕТЫРЕХФОТОННЫЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС С ВОЗБУЖДЕННОГО УРОВНЯ $4P_{3/2}$ АТОМА КАЛИЯ

А. Д. ГУКАСЯН, Г. С. САРКИСЯН, В. О. ЧАЛТЫКЯН

Институт физических исследований АН Армении

(Поступила в редакцию 4 апреля 1991 г.)

Впервые в присутствии буферного газа в парах калия получено вынужденное ультрафиолетовое излучение на длине волны 3834 Å. Исследованы зависимости линии излучения на $\lambda=3834$ Å от давления буферного газа интенсивности возбуждающих излучений и плотности атомов калия. Предлагается четырехфотонный параметрический механизм образования линии 3834 Å.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Голоняк Н. Н.* мл. ФТП, 19, 1529 (1985).
2. *Попов Ю. М.* Квантовая радиофизика, 31, 59 (1965).
3. *Алексанян А. Г., Алексанян Ал. Г., Никогосян Г. С.* Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 2, с. 107—115 (1992).
4. *Янке Е., Эмде Ф., Лёш Ф.* Специальные функции. Изд. Наука, М., 1968.
5. *Алексанян Ал. Г., Алексанян А. Г., Аллахвердян Р. Г.* Квантовая электроника, т. 2, 1648 (1975).

ԱՆՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇԻՌ ԼԻՑՔԻ ԿՐՈՂՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ԲԱՇԽՈՒՄԸ ՔՋՃ-ՈՎ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ՏԱՐԱԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

Ա. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, ԱԼ. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Հ. Ս. ՆԻԿՈՂՈՍՅԱՆ

Աշխատանքում հաշվված են տաք էլեկտրոնների բաշխման ֆունկցիաները ՔՋՃ-ով կիսահաղորդչային տարակառուցվածքներում ներքին երկու ենթագոտիների համար՝ ակուստիկական և օպտիկական ֆոնոնների վրա ներենթագոտիային և միջենթագոտիային ռելաքսացիայի դեպքում։

ENERGY DISTRIBUTION OF NONEQUILIBRIUM CHARGE CARRIERS IN SEMICONDUCTOR HETEROSTRUCTURES WITH QWS

A. G. ALEKSANYAN, AL. G. ALEKSANYAN, G. S. NIKOGOSYAN

For the intrasubband and intersubband relaxation of charge carriers on acoustic and optical phonons, the distribution functions of hot electrons in the semiconductor heterostructures with QWS are calculated.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 2, с. 84—88 (1992)

УДК 539.186.22:546.32

ЧЕТЫРЕХФОТОННЫЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ ПРОЦЕСС С ВОЗБУЖДЕННОГО УРОВНЯ $4P_{3/2}$ АТОМА КАЛИЯ

А. Д. ГУКАСЯН, Г. С. САРКИСЯН, В. О. ЧАЛТЫКЯН

Институт физических исследований АН Армении

(Поступила в редакцию 4 апреля 1991 г.)

Впервые в присутствии буферного газа в парах калия получено вынужденное ультрафиолетовое излучение на длине волны 3834 Å. Исследованы зависимости линии излучения на $\lambda=3834$ Å от давления буферного газа интенсивности возбуждающих излучений и плотности атомов калия. Предлагается четырехфотонный параметрический механизм образования линии 3834 Å.

В работе [1] наблюдалось излучение на длине волны $\lambda=3834$ Å, совпадающей с длиной волны антистоксового ВЭКР на электронных переходах между уровнями $5\ P_{3/2}$, $4\ P_{3/2}$ атома калия при двухфотонном возбуждении уровня $6\ S_{1/2}$.

Получен рост интенсивности этой линии с увеличением плотности паров калия в интервале $N_k=1{,}4\cdot10^{14}$—$5{,}3\cdot10^{15}$ см$^{-3}$. Эксперимент проведен в «чистых» парах калия (без буферного газа). Предполагается, что наблюдаемое излучение обусловлено четырехфотонным параметрическим процессом. Слабое излучение на $\lambda=3834$ Å наблюдалось также в работе [2], в тех же условиях возбуждения.

В настоящей работе указанная УФ линия получена при наличии буферного газа, в тех же условиях возбуждения. Исследованы зависимости интенсивности линии вынужденного излучения от давления буферного газа, плотности атомов калия и интенсивности возбуждающих излучений.

Эксперимент проведен по схеме, описанной в работах [1, 2, 3]. В центр кюветы со смесью паров калия и буферного газа фокусировались возбуждающие излучения рубинового лазера и стоксова компонента его ВКР в нитробензоле. Длина рабочей части кюветы составляет 15 см. Выходящее из кюветы излучение исследовалось на спектрографе ИСП-30. Регистрация проводилась как в направлении распространения возбуждающих излучений, так и в обратном направлении.

Частота излучения рубинового лазера $\nu_p=14400$ см$^{-1}$, ширина $\sim 0{,}1$ см$^{-1}$, частота излучения первой стоксовой компоненты ВКР в нитробензоле $\nu_c=13055$ см$^{-1}$, ее ширина ~ 3 см$^{-1}$. Частота ν_c на 12 см$^{-1}$ больше частоты перехода $4S_{1/2}\rightarrow 4P_{3/2}$ атома калия, величина $\nu_p+\nu_c=27451$ см$^{-1}$ на 4 см$^{-1}$ больше частоты перехода $4S_{1/2}\rightarrow 6S_{1/2}$.

Мощность излучения рубинового лазера 50—60 МВт, стоксового излучения—10 МВт. Длительности импульсов составляли 20 и 15 нс соответственно. Плотность мощности возбуждающих излучений при фокусировке в кювете линзой с фокусным расстоянием 37 см достигала 1 ГВт/см^2. Изменение интенсивности возбуждающих излучений осуществлялось стопой стеклянных пластинок, расположенных перед кюветой с калием, так что интенсивности обоих возбуждающих излучений менялись одинаково.

Регистрация спектров проводилась на фотопластинках типа ORWO ZU-21. В каждом импульсе измерялась энергия возбуждающего рубинового лазера, для чего определенная часть излучения рубинового лазера направлялась на калориметр ИМО-2.

Эксперименты проводились в интервале плотностей атомов калия $N_k=1{,}2\cdot10^{13}$—$7{,}6\cdot10^{17}$ см$^{-3}$ ($T_c=150$—550), давления буферного газа $P_б=4$—600 Торр. Интенсивность линии излучения определялась с помощью методики фотографической фотометрии.

Экспериментальная зависимость интенсивности линии излучения на $\lambda=3834$ Å от давления буферного газа гелия приведена на рис. 2.

Рост интенсивности исследуемой линии с повышением давления буферного газа до 90 Торр связан со столкновительным увеличением населенности уровня $4P_{3/2}$ [4]. При дальнейшем увеличении давления буферного газа происходит с одной стороны, перераспределение населенностей компонент дублета $4P_{3/2,\ 1/2}$, с другой стороны—столкновительное заселение уровня $6S_{1/2}$, наблюдавшееся в [5] по измерениям интенсивности линии ИК излучения на переходе $6S_{1/2} \rightarrow 5P_{1/2,3/2}$. Этими процессами обусловлен, очевидно, спад интенсивности линии при $P_б > 90$ Торр. При $P_б > 250$ Торр линия не наблюдается.

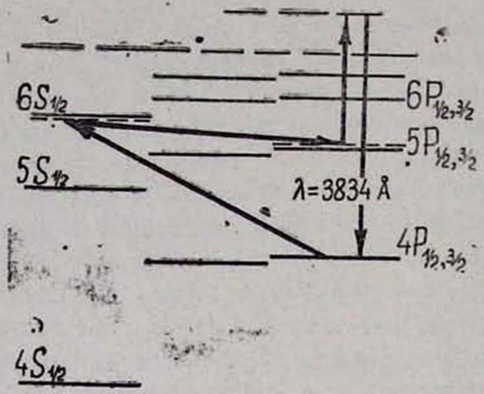

Рис. 1. Схема энергетических уравнений атома калия.

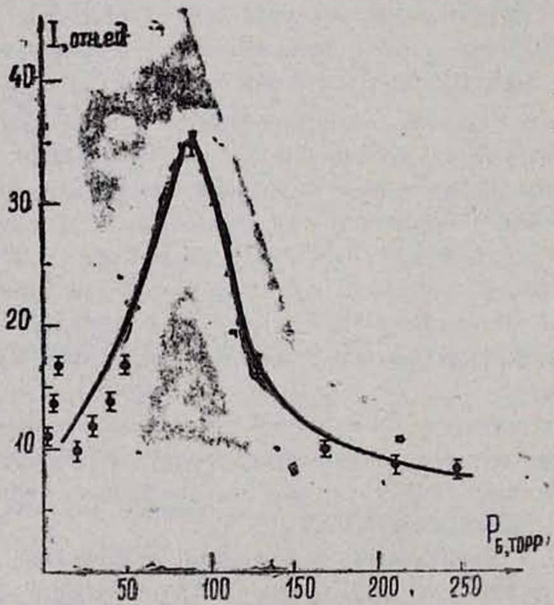

Рис. 2. Зависимость интенсивности линии 3834 Å (I_c) от давления буферного газа при $N_k \sim 2{,}3 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$, $I_л \sim 1$ГВт/см^2, I_c в относительных единицах.

Исследования зависимости интенсивности линии от плотности паров калия и от интенсивности накачки излучения показывают, что имеется порог испускания изучаемой линии как по интенсивности, так и по плотности числа активных атомов. Последний наблюдается при $N_k = 6 \cdot 10^{15}$ см$^{-3}$ и давлении буферного газа равном 10 Торр. Зависимость интенсивности линии от плотности числа атомов калия также имеет пик при $N_k = 1{,}5 \cdot 10^{16}$ см$^{-3}$, спад при больших плотностях обусловлен, видимо, гасящими столкновениями между самими активными атомами. Порог по интенсивности равен 15 МВт, дальнейший рост с интенсивностью носит характер близкий к экспоненциальному в интервале 8—60 МВт.

Наличие указанных порогов обусловлено существованием минимального отношения плотности числа буферных и активных атомов, при котором процесс параметрического испускания на $\lambda = 3834$ Å преобладает над столкновительным перебросом активных атомов с уровня $4P_{3/2}$ на $6S_{1/2}$, $4P_{1/2}$. Это соотношение, рассчитанное по кривой (для точки $P_б =$ $= 250$ Торр), приведенной на рис. 2, и по кривой зависимости интенсивности линии от плотности числа атомов калия одинаково (для точки порога) ~ 20. Эксперименты показали отсутствие вынужденных резонансных излучений с верхних возбужденных уровней, отсутствие исследуемой УФ линии при обратном направлении регистрации, а также направленность излучения на $\lambda = 3834$ Å при регистрации в направлении возбуждения. Эти факты говорят в пользу вынужденного параметрического четырехфотонного механизма излучения линии на $\lambda = 3834$ Å, в котором из хорошо заселяющегося состояния $4P_{3/2}$ [4] поглощаются два фотона рубинового лазера и испускаются фотоны стоксова инфракрасного и УФ излучения 3834 Å. $2\nu_р - \nu_с = \nu_ф$. Возможен и шестифотонный параметрический процесс с основного уровня $4S_{1/2}$. Однако увеличение интенсивности линии УФ излучения с ростом $P_б$ говорит в пользу 4-х фотонного параметрического процесса.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Yatsiv Sh., M. Rokni*, JEEE, Quantum Electronics, July, QE—3, 329 (1967).
2. *Мовсесян М. Е., Овакимян Т. О.* ДАН АрмССР, 64, 101 (1977).
3. *Мовсесян М. Е.* и др. Оптика и спектроскопия, 41, 525 (1976).
4. *Мовсесян М. Е., Шмавонян С. В., Папоян А. В.* Изв. АН Армении, Физика, 25, 216 (1990).
5. *Дабагян А. А.* и др. ЖЭТФ, 85, вып. 4 (10), 1203 (1983).

ՔԱՌԱՖՈՏՈՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻԿ ՊՐՈՑԵՍ ԿԱԼԻՈՒՄԻ ԱՏՈՄԻ ԳՐԳՌՎԱԾ $4P_{3/2}$ ՄԱԿԱՐԴԱԿԻՑ

Ա. Դ. ՂՈՒԿԱՍՅԱՆ, Գ. Ս. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Վ. Հ. ՉԱԼՏԻԿՅԱՆ

Բուֆերային գազի առկայությամբ կալիումի գոլորշիներում դիտվել է ստիպողական ուլտրամանուշակագույն ճառագայթում 3834 Å ալիքի երկարությամբ։ Ուսումնասիրված են $\lambda = 3834$ Å ալիքի երկարությամբ գծի ինտենսիվության կախումը բուֆերային գազի ճնշումից, կալիումի ատոմների թվի խտությունից և գրգռող ճառագայթման ինտենսիվությունից։ Առաջարկված է 3834 Å ալիքի երկարությամբ գծի առաջացման քառաֆոտոն պարամետրիկ մեխանիզմ։

FOUR-PHOTON PARAMETRIC PROCESS FROM AN EXCITED LEVEL 4 $P_{3/2}$ OF POTASSIUM ATOM

A. D. GHUKASYAN, G. S. SARKISYAN, V. O. CHALTIKYAN

Stimulated ultraviolet radiation of 3334 Å wavelength in potassium vapor was observed for the first time in the presence of buffer gas. The dependencies of line intensity on the pressure of buffer gas, the intensity of exciting radiation and on the density of potassium atoms were investigated. The four-photon parametric mechanism of the rise of 3834 Å line is proposed.

Изв. АН Армении, Физика. т. 27, вып. 2. с. 88—92 (1992)

УДК 539.186.3:537.632.4

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ПАРАХ НАТРИЯ ПРИ НАЛИЧИИ БУФЕРНОГО ГАЗА

А. М. БАДАЛЯН

Институт физических исследований АН Армении

(Поступила в редакцию 4 апреля 1991 г.)

В работе показано, что измерением зависимости угла фарадеевского вращения линейно-поляризованного излучения от частоты в парах натрия можно получить зависимость разности населенностей между уровнями атома от расстройки. Экспериментально показано также, что влияние буферного газа существенно различно на адиабатическом и статическом крыльях линий $Д_1$, $Д_2$.

Удельный угол фарадеевского вращения плоскости поляризации линейно-поляризационного излучения в атомарной среде определяется выражением [1]

$$\Phi l = a(J_1 - J_2)\frac{\pi e^2 f_{12}\Delta N\Omega_H}{\Delta^2}, \tag{1}$$

где J_{12} и g_1, g_2—полные моменты и статические веса уровней атомов среды, $a(J_1 - J_2) = mg_1 - (m \pm 1)g_2$, f_{12} — сила осциллятора перехода (1) — (2), $\Omega_H = \mu H/h$ — ларморовская частота во внешнем постоянном магнитном поле H, а ω_0—ω (ω_0—частота перехода)—расстройка резонанса, Г—полная столкновительная ширина линии. Индуцированная квазирезонансным возбуждающим излучением и столкновениями стационарная разность населенностей ΔN при полной термализации по магнитным подуровням равна [2]

h—постоянная Планка с чертой.

FOUR-PHOTON PARAMETRIC PROCESS FROM AN EXCITED LEVEL 4 $P_{3/2}$ OF POTASSIUM ATOM

A. D. GHUKASYAN, G. S. SARKISYAN, V. O. CHALTIKYAN

Stimulated ultraviolet radiation of 3334 Å wavelength in potassium vapor was observed for the first time in the presence of buffer gas. The dependencies of line intensity on the pressure of buffer gas, the intensity of exciting radiation and on the density of potassium atoms were investigated. The four-photon parametric mechanism of the rise of 3834 Å line is proposed.

Изв. АН Армении, Физика. т. 27, вып. 2. с. 88—92 (1992)

УДК 539.186.3:537.632.4

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ФАРАДЕЕВСКОГО ВРАЩЕНИЯ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ В ПАРАХ НАТРИЯ ПРИ НАЛИЧИИ БУФЕРНОГО ГАЗА

А. М. БАДАЛЯН

Институт физических исследований АН Армении

(Поступила в редакцию 4 апреля 1991 г.)

В работе показано, что измерением зависимости угла фарадеевского вращения линейно-поляризованного излучения от частоты в парах натрия можно получить зависимость разности населенностей между уровнями атома от расстройки. Экспериментально показано также, что влияние буферного газа существенно различно на адиабатическом и статическом крыльях линий $Д_1$, $Д_2$.

Удельный угол фарадеевского вращения плоскости поляризации линейно-поляризационного излучения в атомарной среде определяется выражением [1]

$$\Phi l = a(J_1 - J_2)\frac{\pi e^2 f_{12} \Delta N \Omega_H}{\Delta^2}, \qquad (1)$$

где J_{12} и g_1, g_2—полные моменты и статические веса уровней атомов среды, $a(J_1 - J_2) = mg_1 - (m \pm 1) g_2$, f_{12} — сила осциллятора перехода (1) — (2), $\Omega_H = \mu H/h$ — ларморовская частота во внешнем постоянном магнитном поле H, а ω_0—ω (ω_0—частота перехода)—расстройка резонанса, Г—полная столкновительная ширина линии. Индуцированная квазирезонансным возбуждающим излучением и столкновениями стационарная разность населенностей ΔN при полной термализации по магнитным подуровням равна [2]

h—постоянная Планка с чертой.

$$\Delta N = \{ N_1 - N_2 (g_1/g_2) \} = \frac{N\Delta^2}{\Delta^2 + k\Omega_c^2}, \tag{2}$$

где $K = \dfrac{g_1 + g_2}{2}$, $N = N_1 + N_2$ — плотность числа атомов, Ω_c — столкновительный параметр Рабби, который связан с обычным параметром Рабби $\Omega = \dfrac{dE}{h}$ соотношением $\Omega_c^2 = \Omega^2 (\Gamma/\Gamma_0)$ и выражается через давления паров натрия (P_{Na}) и буферного газа ($P_Б$) следующим образом $\Omega_c^2 = I(C_1 P_{Na} + C_2 P_Б)$, где I—интенсивность возбуждающего излучения C_1, C_2—постоянные.

Таким образом, измеряя угол фарадеевского вращения плоскости поляризации на данной частоте и зная величину Ω_H, можно с помощью формулы (2) определить разность населенностей $N_1 - N_2(g_1/g_2)$. В работе [2] показано, что изменение угла фарадеевского вращения с изменением давления буферного газа обусловлено действительно зависимостью ΔN от давления буферного газа.

В настоящей работе исследована зависимость угла фарадеевского вращения от расстройки резонанса при разных давлениях буферного газа и интенсивности возбуждающего излучения.

Для проведения исследований использовалось узкополосное ($\Delta\nu = 0.1$ см$^{-1}$), перестраиваемое в области спектра 5600—6000 А, лазерное излучение. Энергия излучения лазера составляла W=0,2 мДж, длительность—15 нсек. Кювета с парами натрия и буферным газом была соединена с вакуумной установкой, которая позволяла независимо от изменения плотности паров натрия ($\rho_{Na} = 10^{13}$ см$^{-3}$—10^{15} см$^{-3}$) менять давление буферного газа (аргона) в пределах 1—50 Торр. Кювета с длиной рабочей части $l = 15$ см помещалась в продольное постоянное магнитное поле напряженности ~ 100 Э.

Угол вращения плоскости поляризации излучения, прошедшего черея такую систему, определялся с помощью экспериментально измеренных значений интенсивностей падающей I_0 и прошедший I_1-волн по формуле

$$\Phi l = \arcsin \left[I_\perp / I_0 \exp(-\alpha(\omega) l) \right]^{1/2},$$

где $\alpha(\omega)$—коэффициент поглощения.

Зависимость угла фарадеевского вращения слабого монохроматического излучения ($W_1 = 0{,}02$ мДж) от частоты, при отсутствии и при наличии буферного газа, представлена на рис. 1. Значения величин, измеренные при наличии буферного газа и при его отсутствии, хорошо совпадают друг с другом, т. е. буферный газ при малых используемых интенсивностях возбуждающего излучения не влияет на разность населенностей уровней.

Зависимость от расстройки угла фарадеевского вращения для сильного монохроматического излучения ($W_2 = 0{,}2$ мДж), при отсутствии буферного газа, представлена на рис. 2а. Сравнение зависимостей от частоты, полученные при слабом и интенсивном излучении (рис. 1, 2а), показывает существенное уменьшение величины угла фарадеевского вращения (~ 10 раз), что связано с изменением разности населенностей между уровнями. Это уменьшение более заметно при наличии буферного газа. На рис. 2б изображена зависимость угла фарадеевского вращения интенсивного излучения от расстройки резонанса в присутствии буферного газа ($P_Б = 50$ Торр). Дополнительное уменьшение величины угла Φ_l надо связать с еще большим изменением разности населенностей в этом случае.

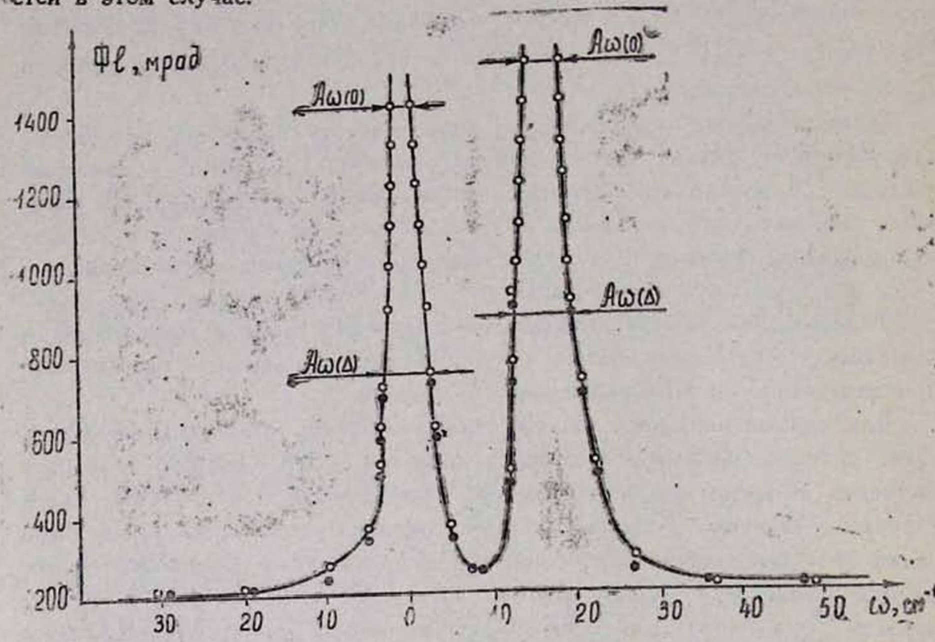

Рис. 1. Зависимость угла фарадеевского вращения от расстройки резонанса для слабого излучения: (o) — $P_Б = 0$, (●) — $P_Б = 50$ Торр, $P_{Na} = 4 \times 10^{14}$ см$^{-3}$, $H = 60$ Э.

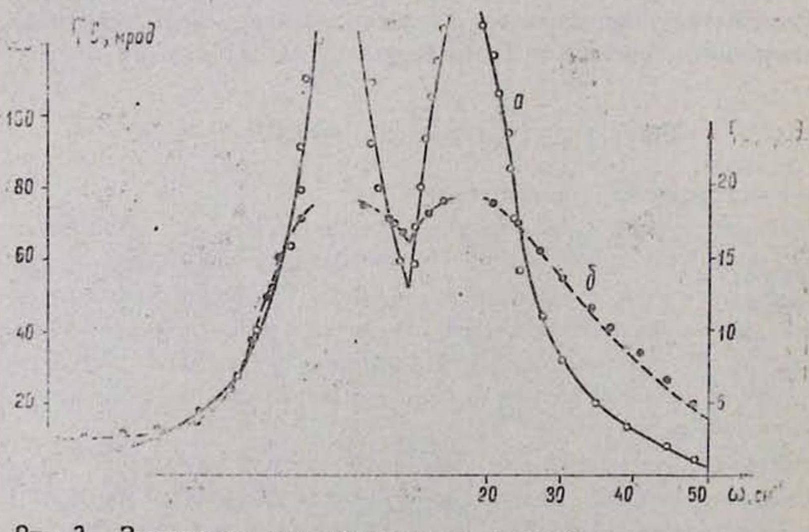

Рис. 2. Зависимость угла вращения от расстройки резонанса для интенсивного излучения: (o) — $P_Б = 0$, (●) — $P_Б = 50$ Торр. $P_{Na} = 4 \times 10^{14}$ см$^{-3}$, $W = 1$МВт/см^2, $\Delta = 9$ см$^{-1}$, $H = 60$ Э.

С помощью зависимостей на рисунках 1 и 2 определена зависимость отношения разности населенностей между уровнями к плотности числа атомов $\Delta N/N$ от расстройки резонанса. При возбуждении интенсивным излучением зависимости $\Delta N/N$ от расстройки, для адиабатического крыла $Д_1$ (точки о) и статического крыла $Д_2$ (точки х) линий, приведены на рис. 3а. Сплошная линия (а) соответствует теоретической зависимости, рассчитанной по формуле (2), при отсутствии буферного газа ($P_Б=0$). Как видно из зависимостей, экспериментальные точки согласуются с теоретической кривой для обеих крыльев линий $Д_1$ и $Д_2$. На рис. 3б приведены зависимости $\Delta N/N$ от расстройки при наличии буферного газа ($P_Б=50$ Торр) для адиабатического крыла линии $Д_1$ (точки ●) и статического крыла линии $Д_2$ (точки △). Расстройка резонанса меняется в пределах 5—30 $см^{-1}$ на вышеуказанных крыльях $Д_1$

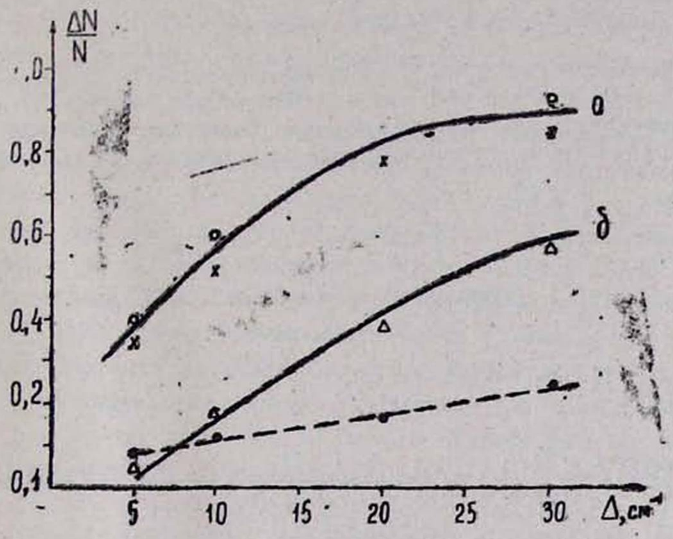

Рис. 3. Зависимость отношения разности населенностей между уровнями к плотности числа атомов $\Delta N/N$ от расстройки: для адиаб. крыла $Д_1$ линии—(0), стат. крыла $Д_2$ линии—(х) при $P_Б=0$ и для адиаб. крыла $Д_1$ линии—(●), стат. крыла $Д_2$ линии—(△) при $P_Б=50$ Торр.

и $Д_2$-линий. Сплошная кривая (б) соответствует зависимости, рассчитанной по формуле (2), при наличии буферного газа. Сравнение экспериментальных результатов с теоретической зависимостью показывает, что на адиабатическом крыле линии $Д_1$ есть хорошее согласие, а для статического крыла линии $Д_2$—существенное различие, что связано с зависимостью сечения столкновений Na-Ar от частоты [3, 4].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Балалян А. М., Глушко Б. А., Мовсесян М. Е.* Опт. и спектр., 68, 1266 (1990).
2. *Глушко Б. А.* Изв. АН АрмССР, Физика, 21, 254 (1986).
3. *Carlsten I. L., Szoke A., Raymer M. G.* Phys. Rev., A15, 1029 (1977).
4. *Corney A., McGingly J. V. M.* J. Phys B: At Mol. Phys., 14, 3047 (1981).

ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ՖԱՐԱԴԵՅԻ ՊՏՈՒՅՏԻ ԿԱԽՈՒՄԸ ՀԱՃԱԽՈՒԹՅՈՒՆԻՑ ՆԱՏՐԻՈՒՄԻ ԳՈԼՈՐՇԻՆԵՐՈՒՄ ԲՈՒՖԵՐԱՅԻՆ ԳԱԶԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Ա. Մ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ չափելով գծային բևեռացված ճառագայթման Ֆարադեյի պտույտի անկյան մեծությունը, կախված հաճախությունից, կարելի է որոշել ատոմական մակարդակների միջև բնակեցումների տարբերության կախումը ապալարքից։ Փորձնականորեն ցույց է տրված, որ բուֆերային գազի առկայությունը տարբեր կերպ է փոխում բնակեցումների կախումը հաճախությունից նատրիումի D_1, D_2 *գծերի ադիաբատիկ և ստատիկ թևերի վրա։*

FREQUENCY DEPENDENCE OF FARADAY ROTATION OF POLARIZATION PLANE OF RADIATION IN SODIUM VAPOUR IN THE PRESENCE OF BUFFER GAS

A. M. BADALYAN

It is shown, that measuring the frequency dependence of the angle of Faraday rotation of linearly polarized radiation in sodium vapour, one can obtain the difference of atomic levels population as a function of detuning. The influence of buffer-gas is essentially different on adiabatic and static wings of D_1- and D_2-lines.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 2, с. 92—96 (1992)

УДК 541.64.536.4

КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ПОЛИМЕРОВ, СОДЕРЖАЩИХ СТРУКТУРНЫЕ НЕРЕГУЛЯРНОСТИ

К. А. МОВСИСЯН

Горисский филиал ЕрПИ

Р. А. ГАСПАРЯН, А. М. ОВСЕПЯН

Ленинградский государственный университет

Получено уравнение кинетики кристаллизации полимеров, содержащих структурные нерегулярности. Показано, что полученное соотношение позволяет объяснить экспериментальные изотермы кристаллизации таких полимеров.

В работе [1] получено выражение для термодинамического потенциала Δg образования кристаллического зародыша толщиной l и площадью поперечного сечения S в полимерах

$$\Delta g = 2\sigma_T S + C\sigma_б \sqrt{S}\cdot l - \Delta h(1 - T/T^0_{пл}) Sl + \sigma \frac{l}{L-l} S, \qquad (1)$$

где σ_T, $\sigma_б$ —удельная торцевая и боковая поверхностные энергии; Δh,

ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՀԱՐԹՈՒԹՅԱՆ ՖԱՐԱԴԵՅԻ ՊՏՈՒՅՏԻ ԿԱԽՈՒՄԸ ՀԱՃԱԽՈՒԹՅՈՒՆԻՑ ՆԱՏՐԻՈՒՄԻ ԳՈԼՈՐՇԻՆԵՐՈՒՄ ԲՈՒՖԵՐԱՅԻՆ ԳԱԶԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ՊԱՅՄԱՆՆԵՐՈՒՄ

Ա. Մ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ չափելով գծային բևեռացված ճառագայթման Ֆարադեի պտույտի անկյան մեծությունը, կախված հաճախությունից, կարելի է որոշել ատոմական մակարդակների միջև բնակեցումների տարբերության կախումը ապալարքից: Փորձնականորեն ցույց է տրված, որ բուֆերային գազի առկայությունը տարբեր կերպ է փոխում բնակեցումների կախումը հաճախությունից նատրիումի D_1, D_2 գծերի ադիաբատիկ և ստատիկ թևերի վրա:

FREQUENCY DEPENDENCE OF FARADAY ROTATION OF POLARIZATION PLANE OF RADIATION IN SODIUM VAPOUR IN THE PRESENCE OF BUFFER GAS

A. M. BADALYAN

It is shown, that measuring the frequency dependence of the angle of Faraday rotation of linearly polarized radiation in sodium vapour, one can obtain the difference of atomic levels population as a function of detuning. The influence of buffer-gas is essentially different on adiabatic and static wings of D_1- and D_2-lines.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 2, с. 92—96 (1992)

УДК 541.64.536.4

КРИСТАЛЛИЗАЦИЯ ПОЛИМЕРОВ, СОДЕРЖАЩИХ СТРУКТУРНЫЕ НЕРЕГУЛЯРНОСТИ

К. А. МОВСИСЯН

Горисский филиал ЕрПИ

Р. А. ГАСПАРЯН, А. М. ОВСЕПЯН

Ленинградский государственный университет

Получено уравнение кинетики кристаллизации полимеров, содержащих структурные нерегулярности. Показано, что полученное соотношение позволяет объяснить экспериментальные изотермы кристаллизации таких полимеров.

В работе [1] получено выражение для термодинамического потенциала Δg образования кристаллического зародыша толщиной l и площадью поперечного сечения S в полимерах

$$\Delta g = 2\sigma_T S + C\sigma_б \sqrt{S}\cdot l - \Delta h(1 - T/T^0_{пл}) Sl + \sigma \frac{l}{L-l} S, \quad (1)$$

где σ_T, $\sigma_б$ —удельная торцевая и боковая поверхностные энергии; Δh,

$T^{\circ}_{пл}$ —удельная энтальпия и температура плавления идеального макроскопического кристалла; L—размер «микрообласти» вдоль оси цепи (под «микрообластью» понимается область, включающая в себя кристаллит и валентно связанную с ним аморфную область); C—константа, определяемая формой кристаллита. Последнее слагаемое в (1) связано с изменением конформационной энтропии ($\sum_i \Delta S_i$) аморфных участков цепей, валентно связанных с растущим кристаллитом. При нахождении $\sum_i \Delta S_i$ в фактор σ включены эффекты, связанные с наличием в расплаве зацеплений макромолекул, а именно, при образовании кристаллита межмакромолекулярные зацепления переходя в межкристаллитное пространство, как бы уменьшают эффективную толщину аморфной прослойки $(L-l)$ в $\nu = 1 - l^*/l_e$ раз (l^*—критическая толщина зародыша; l_e — среднее расстояние между зацеплениями макромолекул в расплаве).

При описании процесса кристаллизации полимеров, содержащих структурные нерегулярности, необходимо заметить, что зародышеобразование и последующая кристаллизация будут протекать в ограниченных областях. Поэтому размер этих областей R_e будет, естественно, сказывать влияние как на термодинамику, так и кинетику кристаллизации, т. е. в выражении (1) необходимо учесть эффекты, связанные с конечностью R_e. Когда размер «микрообласти» L сравнивается с R_e структурные нерегулярности (сшивки, в случае статистически сшитых полимеров или некристаллизирующая компонента, в случае сополимеров) прекратят как дальнейший рост L, так и процесс кристаллизации. По аналогии с работой [2], в которой учтен вклад в $\sum_i \Delta S_i$ эффектов, связанных с конечностью длин макромолекулы в расплаве гибкоцепного гомополимера, получим следующее выражение для σ, учитывающее содержание структурных нерегулярностей в полимерах

$$\sigma = \frac{3K\varepsilon\nu T}{2a(1 - L/R_e)}, \tag{2}$$

где K—постоянная Больцмана; ε—относительное число аморфных участков цепей, валентно связанных с кристаллитом и конформационно препятствующих его росту; a—эффективная площадь сегмента макромолекулы.

При описании кинетики перехода объемной доли (x) полимера в кристаллическую фазу к моменту времени t обычно используют уравнение, учитывающее, что $x \to \alpha_k$ (α_k—конечная степень кристалличности) в конце процесса [3],

$$\ln[1/(1 - x/\alpha_k)] = \frac{\rho_k}{\alpha_k \rho_k} \int_0^t V(t, \tau) \dot{N}(\tau)\, d\tau, \tag{3}$$

где $N(\tau)$—частота нуклеации в единице объема полимера еще не перешедшего в кристаллическую фазу; $V(t,\tau)$—соответствующий моменту времени t объем растущего кристаллического центра, который возник в момент $\tau \leqslant t$; ρ_k $\rho_ж$ —плотности кристаллической и жидкой фазы полимера. Упрощающие предположения относительно $\dot{N}(\tau)$ и $V(t,\tau)$, а именно- гомогенная нуклеация и n-мерный линейный рост, обычно пригодные для низкомолекулярных соединений, приводят к следующему уравнению кинетики кристаллизации

$$\ln[1/(1-x/\alpha_k)] = \frac{1}{\alpha_k} K_k t^{n+1}. \tag{4}$$

Ясно, что для полимеров, содержащих структурные нерегулярности, предположение об n-мерном линейном росте непригодно. Поэтому, цель данной работы, при разумном предположении относительно $V(t,\tau)$ учитывающее наличие структурных нерегулярностей, получить выражение для кинетики кристаллизации таких полимеров.

Подставляя (1), с учетом (2), в условия экстремума $(\partial\Delta g/\partial l)_{S,L^*}=0$ и $(\partial\Delta g/\partial S)_{S,L^*}=0$ нетрудно получить уравнение, описывающее линию фазового перехода в плоскости $(S,\ l)$

$$2\sigma_T - \frac{C\sigma_\delta l}{\sqrt{S}} - \frac{3K\varepsilon\nu Tl^2}{2a(1-L^*/R_e)(L^*-l)^2} = 0. \tag{5}$$

Учитывая, что для полимеров, обычно $(C\sigma_\delta l_k/2\sigma_T\sqrt{S_k}) \ll 1$, из (5) найдем соотношение, позволяющее определить конечную толщину кристаллита l_k,

$$2\sigma_T - \frac{3K\varepsilon\nu Tl_k^2}{2a(1-L^*/R_e)(L^*-l_k)^2} = 0. \tag{6}$$

Равновесный размер «микрообласти» L^* определяется из условия минимума удельного термодинамического потенциала $\Delta G = N\Delta g$, (N—концентрация «микрообластей») [4].

Соотношение (5) позволяет при заданном законе роста S определить значение толщины l кристаллита в любой момент t изотермической кристаллизации. Используя (5) и (6), после несложных преобразований получим

$$l = l_k \frac{4\sigma_T\sqrt{S}}{C\sigma_\delta f(\alpha,\ \alpha_k)\, l + 4\sigma_T\sqrt{S}}, \tag{7}$$

где

$$f(\alpha,\ \alpha_k) = \frac{\alpha_k(1-\alpha)^2}{\alpha_k(1-\alpha)+\alpha(1-\alpha_k)}, \quad \alpha \equiv l/L^*. \tag{8}$$

Если допустить, что в поперечном направлении кристаллит полностью заполняет предоставленную ему область, т. е. $\sqrt{S_k} = R_e$, то определяя степень кристалличности, как $\alpha_k = (S_k l_k / R_e^2 L^*)$, получим $\alpha_k = l_k / L^*$. Согласно (8) f изменяется в пределах $(1-\alpha_k)/2 \leqslant f \leqslant 1$. Обычно для полимеров, содержащих структурные нерегулярности, $\alpha_k \leqslant 0{,}3$, поэтому для упрощения дальнейших выкладок будем полагать $f(\alpha, \alpha_k) = 1$.

При выборе закона роста кристаллита в поперечном к оси цепи направлении нужно учесть, что в начальной стадии роста можно применить линейный закон, а в конце процесса, когда $\sqrt{S} \lesssim R_e$, должен наблюдаться резкий спад скорости роста. В связи с этим для полимеров, содержащих структурные нерегулярности, на наш взгляд, необходимо использовать следующий закон роста $\sqrt{S}$

$$\sqrt{S} = R_e \left(1 - e^{-\frac{t-\tau}{\tau_s}}\right). \tag{9}$$

Параметр $\tau_s \sim 1/q_0$ (q_0—вектор линейного роста в начале процесса) зависит как от свойств полимера, так и от температуры кристаллизации.

Используя (7) и (9) получим выражение для объемного роста кристаллита в полимерах, содержащих структурные нерегулярности

$$V(t, \tau) = R_e^2 l_k \frac{\left(1 - e^{-\frac{t-\tau}{\tau_s}}\right)^3}{\gamma + \left(1 - e^{-\frac{t-\tau}{\tau_s}}\right)}, \tag{10}$$

где

$$\gamma = \frac{C\sigma_\delta l_k}{4\sigma_T \cdot R_e}. \tag{11}$$

Полагая, что скорость нуклеации $\dot{N}$ остается постоянной в процессе кристаллизации, что вполне приемлемо для расматриваемых полимеров, и подставляя (10) в (3), после интегрирования по τ получим

$$\ln[1 - x/\alpha_k] = \frac{\rho_k \dot{N} R_e^2 l_k \tau_s}{\alpha_k \rho_m (1+\gamma)} \Big[\ln(1-\theta) + (1+\gamma)\frac{\theta^2}{2} + (1-\gamma^2)\theta + \gamma^3 \ln\left(1 + \frac{\theta}{\gamma}\right)\Big], \tag{12}$$

где

$$\theta = 1 - \exp(-t/\tau_s).$$

Заметим, что на начальной стадии кинетики кристаллизации, т. е. при $t \ll \tau_s$, выражение (12) переходит в (4) с $n=3$. При $R_e \to \infty$, что согласно (11) соответствует $\gamma \to 0$, выражение (12) переходит в

$$\ln[1/(1 - x/\alpha_k)] = \frac{\rho_k \dot{N} q_0^2 l_k}{\alpha_k \cdot \rho_m} \cdot \frac{t^3}{3}, \tag{13}$$

что соответствует двумерному линейному росту. При получении (13) мы учли, что $q_0 = R_e/\tau_s$.

На завершающей стадии процесса кристаллизации, т. е. при $t \gg \tau_s$, выражение (12) принимает вид

$$\ln\left[1/(1 - x/\alpha_k)\right] = \frac{\rho_k \dot{N} R_e^2 \cdot l_k}{\alpha_k \cdot \rho_m (1 + \gamma)}\, t,$$

что соответствует уравнению (4) с $n=0$.

Таким образом, можно утверждать, что выражение (12) соответствовало бы упрощенному соотноешнию (4), лишь при условии уменьшения показателя n в процессе кристаллизации с $n=3$ до $n=0$. Кроме того, как следует из (12), существенные изменения n должны наблюдаться в области времен кинетики кристаллизации $t \sim \tau_s$. Заметим, что рост температуры приводит к уменьшению величины начальной скорости линейного роста q_0, что в свою очередь приведет к росту τ_s (отметим, что $q_0 = R_e/\tau_s$). В этом случае область существенных изменений n будет иметь тенденцию «размазывания» (растягивания) вдоль оси времени кристаллизации. Анализ экспериментальных данных по кинетике кристаллизации полибутадиена и разветвленного полиэтилена (см. рис. 92 и 93 работы [3]) подтверждают выше сказанное, а именно, что экспериментальные изотермы могли бы соответствовать упрощенному уравнению (4) лишь в том случае, если n уменьшается со степенью завершенности кристаллизации.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гаспарян К. А.* и др. Высокомолекулярные соединения Б. 30, 645 (1988).
2. *Гаспарян Р. А.* и др. Высокомолекулярные соединения Б. 31, 391 (1989).
3. *Мандалькерн Л.* Кристаллизация полимеров. М.—Л., 1966, 336 с.
4. *Гаспарян Р. А.* и гр. Высокомолекулярные соединения Б. 31, 215 (1989).

ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԱՅԻՆ ԱՆԿԱՆՈՆՈՒԹՅՈՒՆ ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ ՊՈԼԻՄԵՐՆԵՐԻ ԲՅՈՒՐԵՂԱՑՈՒՄԸ

Կ. Հ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ, Ռ. Ա. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Ա. Մ. ՀՈՎՍԵՓՅԱՆ

Ստացված է հավասարում կառուցվածքային անկանոնություն պարունակող պոլիմերների բյուրեղացման կինետիկայի համար։ Ցույց է տրված, որ ստացված առնչությունը հնարավորություն է տալիս բացատրելու այդպիսի պոլիմերների փորձնական իզոթերմները։

THE CRYSTALLIZATION OF POLYMERS CONTAINING STRUCTURAL IRREGULARITIES

K. A. MOVSISYAN, R. A. GASPARYAN, A. M. HOVSEPYAN

An equation of crystallization kinetics of polymers containing structural irregularities was obtained. It is shown that this relation allows one to account for the experimental isotherms of crystallization of such polymers.

Изв. АН Армении, Физика. т. 27. вып. 2, с. 97—102 (1992)

УДК 621.382

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ФОТОТОК ДИОДОВ ШОТТКИ

Р. Р. ВАРДАНЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 28 февраля 1991 г.)

Исследовано воздействие магнитного поля на фототок диодов Шоттки с непрозрачным металлическим слоем различных конструкций. Показано, что фототок уменьшается с увеличением индукции магнитного поля, и что это уменьшение сохраняется при изменении направления вектора индукции на противоположное (четный эффект). Показано также, что с уменьшением размеров металлического слоя диода Шоттки увеличивается воздействие магнитного поля на фототок. Установлено, что магнитное поле влияет на фототок р-п-перехода сильнее, чем на фототок диода Шоттки.

Действие магнитного поля на фототок диодных структур изучалось в основном на р—п-переходах. Между тем, такого рода исследования на структурах металл—полупроводник представляют большой научный и практический интерес.

В работе [1] исследовано влияние магнитного поля на фотоэффект диодов Шоттки с полупрозрачным металлическим слоем, предназначенных для преобразования световой энергии. Настоящая работа посвящена исследованию влияния магнитного поля на процесс переноса неосновных носителей заряда, генерированных светом в диодах Шоттки с непрозрачным металлическим электродом.

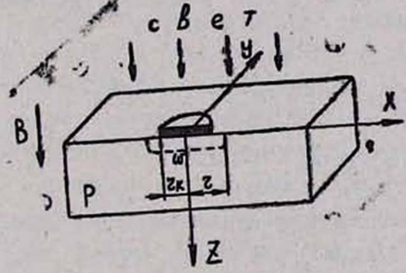

Рис. 1. Структура металл—полупроводник с металлическим электродом круглой формы.

Рассмотрим структуру металл—полупроводник с металлическим электродом круглой формы радиусом r_k на поверхности полупроводника (рис. 1). При освещении такой структуры в полупроводнике генерируются неравновесные носители заряда, которые разделяются диодом Шоттки и создают фототок. Предположим, что структура освещается в коротковолновой области спектральной чувствительности и носители заряда перемещаются в плоскости, параллельной поверхности полупроводника (рассматривается одномерная задача). Под воздействием магнитного поля, которое направлено перпендикулярно поверхности полупроводника, неосновные носители заряда будут перемещаться под углом Холла относительно первоначального направления движения в плоскости ХОУ. Фототок будет состоять из двух слагаемых, один из которых обусловлен генерацией в р-области, а второй генерацией в области пространственного заряда. Для определения составляющей фототока, обусловленной генерацией в р-области, решим уравнение непрерывности для электронов, которое с учетом влияния магнитного поля в цилиндрической координатной системе запишется в виде

$$\frac{\partial^2 \Delta n}{\partial x^2} + \frac{1}{x} \cdot \frac{\partial \Delta n}{\partial x} - \frac{\Delta n}{D_{nB} \cdot \tau_n} = - \frac{GKe^{-KZ}}{D_{nB}}, \qquad (1)$$

где $D_{nB} = D_n/[1 + (\mu_n^* B)]$, D_n — коэффициент диффузии электронов при отсутствии магнитного поля, μ_n^* -Холловская подвижность электронов, B—индукция магнитного поля, τ_n—время жизни электронов, G—интенсивность света, проникающая через единицу поверхности образца, K—коэффициент поглощения света в полупроводнике.

Граничное условие для решения этого уравнения имеет вид

$$D_{nB} \left. \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \right|_{x=r} = S \Delta n\,(r), \qquad (2)$$

где S—скорость поверхностной рекомбинации на контакте полупроводника с металлом.

Введем новую переменную в выражения (1) и (2) $t = x/L_{nB}$, где $L_{nB} = L_n/[1 + (\mu_n^* B)^2]^{1/2}$, L_n — диффузионная длина электронов при отсутствии магнитного поля. Тогда решение уравнения (1) получим в виде

$$\Delta n\,(t) = \tau_n GKe^{-KZ} \left[1 - \frac{K_0(t)}{\frac{D_{nB}}{S \cdot L_{nB}} K_1(t_1) + K_0(t_1)} \right], \qquad (3)$$

где K_0 и K_1—функции Бесселя от мнимого аргумента второго рода. $t_1 = r/L_{nB}$.

Подставляя ререние (3) в выражение для фототока

$$I_n \big|_{t=t_1} = 2\pi t_1 \int_0^{\infty} q D_{nB} \frac{\partial \Delta n}{\partial t} dZ,$$

получим

$$I_n = qG\, 2\pi r\, L_{nB} \left[\frac{D_{nB}}{S \cdot L_{nB}} + \frac{K_0(r/L_{nB})}{K_1(r/L_{nB})} \right]^{-1} \cdot \left(1 - e^{-k\omega} \right).$$

Фототок, обусловленный генерацией в области пространственного заряда, определяется выражением

$$I_\omega = \pi (r^2 - r_k^2)\, qGK \int_0^\infty e^{-kz}\, dZ = \pi\omega (r + r_k)\, qG (1 - e^{-k\omega}),$$

где принимается $\omega = (r - r_k)$.

Суммарный фототок через диод Шоттки будет

$$I_B = I_n + I_\omega = A \left\{ \pi L_{nB} \left[\frac{D_{nB}}{S \cdot L_{nB}} + \frac{K_0 (r/L_{nB})}{K_1 (r/L_{nB})} \right]^{-1} + \omega \frac{r + r_k}{2} \right\}, \qquad (4)$$

где $A = qG2\pi (1 - e^{-K\omega})$.

Отметим, что при $S \to \infty$ выражение (4) совпадает с выражением для фототока р—п-структуры цилиндрической формы [2] без учета составляющей фототока из сильнолегированной области р—п-перехода.

С целью анализа влияния магнитного поля на величину фототока диода Шоттки в зависимости от размеров металлического контакта, рассмотрим относительное изменение фототока $\Delta I = (I - I_B)/I$, где I — фототок диода Шоттки при $B = 0$. Для упрощения задачи рассмотрим случай, когда $\omega = 0$ и $S \to \infty$. Как показано в работе [3], скорость поверхностной рекомбинации на контакте полупроводника с металлом может иметь значения $S = 10^3 - 10^4$ см/с. Тогда, принимая $D_{nB} = 34$ см^2/с получим $D_{nB}/S = 31 \cdot 10^{-7}$ мкм. Отсюда следует, что первым слагаемым в квадратных скобках выражения (4) можем пренебречь. Таким образом, будем иметь

$$\Delta I = 1 - \frac{1}{\sqrt{1 + (\mu_n^* B)^2}} \cdot \frac{K_1 (r/L_{nB})}{K_0 (r/L_{nB})} \cdot \frac{K_0 (r/L_n)}{K_1 (r/L_n)}. \qquad (5)$$

Зависимость относительного изменения фототока от индукции магнитного поля, построенная по формуле (5), представлена на рис. 2. Из рисунка следует, что фототок барьера Шоттки уменьшается с увеличением индукции магнитного поля. При этом, тем больше уменьшается фототок, чем меньше радиус контакта Шоттки, то есть, с уменьшением радиуса контакта увеличивается магниточувствительность структуры. Отметим, что процесс уменьшения фототока с ростом индукции магнитного поля не зависит от направленности вектора (четный эффект).

Если принять, что радиус контакта неограниченно увеличивается, то отношение K_0/K_1 будет стремиться к единице, а выражение (4) запишется в виде

$$I_B = A \left| L_{nB} \left(\frac{D_{nB}}{S \cdot L_{nB}} + 1 \right)^{-1} + \omega \right|. \qquad (6)$$

Это выражение представляет собой формулу для фототока диода Шоттки в магнитном поле с металлическим контактом сравнительно больших размеров ($r \gg L$), или для структуры металл—полупроводник с металлическим слоем, ограниченным с одной стороны (рис. 3). Отметим, что выражение (6) получается также путем решения уравнения непрерывности для электронов в p-области при граничных условиях

$$D_{nB} \frac{\partial \Delta n}{\partial x}\bigg|_{x=0} = S\Delta n\,(0), \tag{7}$$

$$\Delta n\,\big|_{x=l} = 0$$

и с учетом генерации носителей заряда в области пространственного заряда.

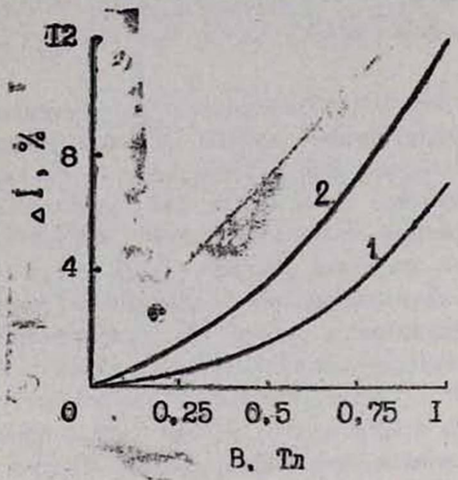

Рис. 2.

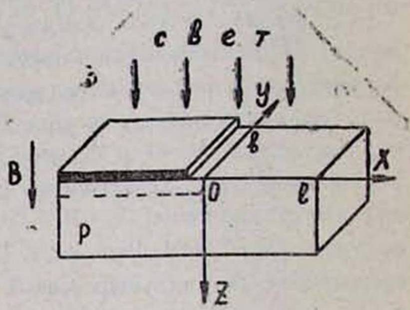

Рис. 3.

x Рис. 2. Зависимость ΔI от индукции магнитного поля. n/L_n: 1—1, 2—10^{-3}.

Рис. 3. Структура металл—полупроводник с металлическим электродом, ограниченным с одной стороны.

Рассмотрим влияние магнитного поля на фототок диода Шоттки в зависимости от величины скорости поверхностной рекомбинации. С помощью выражения (6) построим зависимость относительного изменения фототока $\Delta I = (I - I_B)/I$ от величины отношения S/D_n (рис. 4). Из рисунка следует, что ΔI увеличивается с ростом отношения S/D_n, то есть фототок под воздействием магнитного поля уменьшается тем сильнее, чем больше скорость поверхностной рекомбинации. Как известно, граничное условие (7) для p—n-структуры записывается в виде

$$\Delta n\,\big|_{x=0} = 0,$$

что равносильно условию $S \to \infty$. Отсюда следует, что магнитное поле влияет на фототок p—n-перехода сильнее, чем на фототок диода Шоттки.

Экспериментальные исследования зависимости фототока от магнитного поля были проведены на образцах диодов Шоттки, изготовленных путем напыления металлического электрода на p-кремний. Образцы помещались в зазор между полюсами электромагнита и освещались монохроматическим светом длиной волны 0,6 мкм (направления магнитного поля и света показаны на рис. 1). Фототок измерялся в зависимости от индукции магнитного поля при различных значениях напряжения обратного смещения $U_{обр}$ (рис. 5). Как и следовало ожидать (формулы 4 и 6), с увеличением ширины обедненной области при увеличении $U_{обр}$ фототок увеличивается.

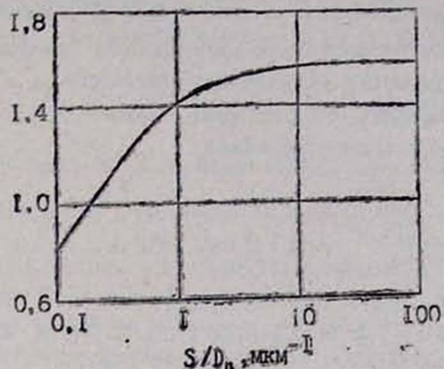

Рис. 4. Зависимость ΔI от отношения S/D_n при значениях параметров $\mu_n^* = 0{,}12$ м²/В·с, $\omega = 0$, $L_n = 10$ мкм, $B = 1{,}5$ Тл.

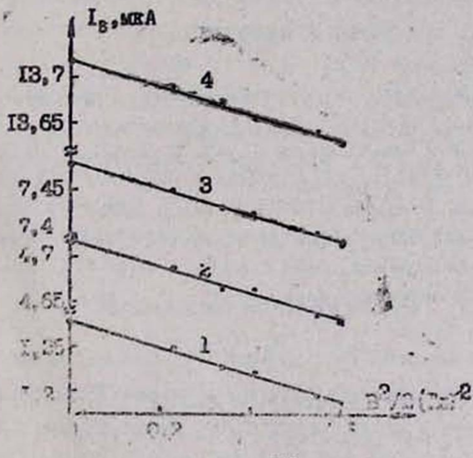

Рис. 5. Зависимость фототока диода Шоттки от величины $B^2/2$. $U_{обр}$, В: 1—0; 2—0,6; 3—1; 4—1,7.

С учетом того, что для экспериментальных образцов диодов Шоттки выполняется условие $r \gg L_n$ рассмотрим выражение (6). Как было показано выше, с целью упрощения задачи, слагаемым $D_{nB} / S \cdot L_{nB}$ относительно единицы можем пренебречь. Тогда получим

$$I_B = A\left[\frac{L_n}{\sqrt{1+(\mu_n^* B)^2}} + \omega\right].$$

С учетом того, что $\mu_n^* B < 1$ представим последнее выражение в виде

$$I_B \approx AL_n \left[1 - \frac{(\mu_n^* B)^2}{2} \right] + A\omega.$$

Из полученного выражения следует, что действительно, фототок уменьшается по линейному закону в зависимости от $B^2/2$, и что угол наклона прямой не меняется при различных значениях $U_{обр}$, как это представлено на экспериментально полученных зависимостях (рис. 5).

Рассмотренное явление уменьшения фототока в структурах металл—полупроводник различных конструкций может быть использовано для контроля параметров полупроводников.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Малинин Ю. Г.* и др. ФТП, 19, 1119 (1985).
2. *Варданян Р. Р., Клячкин Л. Е., Суханов В. Л.* ФТП, 24, 485 (1990).
3. *Стриха В. И., Кильчицкая С. С.* ФТП, 1, 993 (1967).

ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՇՈՏԿԻԻ ԴԻՈԴՆԵՐԻ ՖՈՏՈՀՈՍԱՆՔԻ ՎՐԱ

Ռ. Ռ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Հետազոտված է մագնիսական դաշտի ազդեցությունը անթափանց մետաղական շերտով տարբեր կոնստրուկցիաների Շոտկիի դիոդների ֆոտոհոսանքի վրա։ Ցույց է տրված, որ ֆոտոհոսանքը փոքրանում է մագնիսական դաշտի ինդուկցիայի մեծացմամբ, և որ այդ փոքրացումը պահպանվում է ինդուկցիայի վեկտորը հակառակ ուղղությամբ փոխելու դեպքում (զույգ էֆեկտ)։ Ցույց է տրված նաև, որ Շոտկիի դիոդի մետաղական շերտի չափերի փոքրացման հետ մեծանում է մագնիսական դաշտի ազդեցությունը ֆոտոհոսանքի վրա։ Հաստատված է, որ մագնիսական դաշտը ավելի խիստ է ազդում p—n*-անցման ֆոտոհոսանքի վրա, քան Շոտկիի դիոդի ֆոտոհոսանքի վրա։*

THE INFLUENCE OF MAGNETIC FIELD ON PHOTOCURRENT OF SCHOTTKY DIODE

R. R. VARDANYAN

The influence of magnetic field on photocurrent of Schottky diode with the nontransparent metal layer of various constructions is investigated. It is shown that the photocurrent descreases with the increase in magnetic field induction, and that effect does not change when the magnetic field direcfion is reversed (the even effect). It is shown that the influence ef magnetic field on the Schottky diode photocurrent increases with the decrease of metal layer size. It has been established that the influence of magnetic field on the p-n—junction photocurrent is higher than on the Schottky diode protocurrent.

Изв. АН Армении, Физика, т. 27, вып. 2, с. 103—107 (1992)

УДК 537.523.4

ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОКА ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПО ПОВЕРХНОСТИ КАТОДА В РАЗРЯДЕ С ОСЦИЛЛИРУЮЩИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Р. П. БАБЕРЦЯН, Г. А. ЕГИАЗАРЯН, В. Х. ГАРИБЯН, А. К. ЧОБАНЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 2 апреля 1991 г.)

Подробно исследовались характеристики разряда в ячейке Пеннинга переменной длины. Выявлены новые условия горения разряда, при которых распределение плотности ионного и электронного токов по поверхности катода существенно отличается от ранее известного.

Электрический разряд с осциллирующими электронами (разряд Пеннинга) широко используется в магниторазрядных высоковакуумных насосах, ионных и электронных источниках и многих других приборах. Эффективность работы этих устройств в основном зависит от того, в каком режиме работает разряд и как распределена плотность тока заряженных частиц по поверхности катода. Для магниторазрядных насосов желательно, чтобы ионы бомбардировали большую часть поверхности катода, а для ионного источника—чтобы они концентрировались в центральной части катода. Поэтому большой интерес представляет детальное изучение распределения тока по поверхности катода в зависимости от физических и геометрических параметров разряда.

Методика эксперимента

Измерения проводились в ячейке Пеннинга переменной длины. Принципиальная схема установки приведена на рис. 1. В ней можно, перемещая катод 3 относительно цилиндрического анода 1 и катода 2 при горящем разряде, менять длину разрядного промежутка от 0,5 до 9 относительных единиц. При этом соотношение радиальной E_r и осевой E_z компонент напряженности электрического поля изменяется в широких пределах.

В неподвижном катоде 2 вдоль диаметра сделаны семь отверстий диаметром по 2 мм. Непосредственно за отверстиями расположены изолированные друг от друга плоские молибденовые зонды для выделения тока заряженных частиц, попадающих на катод. Магнитное поле создавалось катушкой 4. Измерения проводились при давлениях $8\cdot10^{-5}$—$8\cdot10^{-4}$ Торр в остаточном газе—воздухе.

При прямом и обратном движениях катода результаты совпадали друг с другом при фиксированных значениях физических параметров для данного L/D, где L—длина разрядного промежутка, примерно равная длине анода, D—диаметр анода.

Приведенная здесь экспериментальная методика представляет собой наиболее общий подход к проблеме выяснения сложных механизмов разряда с осциллирующими электронами.

Результаты эксперимента и их обсуждение

В ранних работах [1, 2] было экспериментально показано, что при низких давлениях максимальное значение ионного тока приходится на центральную часть катода. В наших экспериментах выявлена качественно новая особенность распределения плотности тока по поверхности катода. Эффект связан с тем, что в горящем разряде при непрерывном изменении длины разрядного промежутка последовательно меняются режимы горения. Известно [3], что при определенных значениях параметров разряд горит в различных режимах. В зависимости от режима в разные точки на радиусе катода попадает разное число ионов, а также электронов.

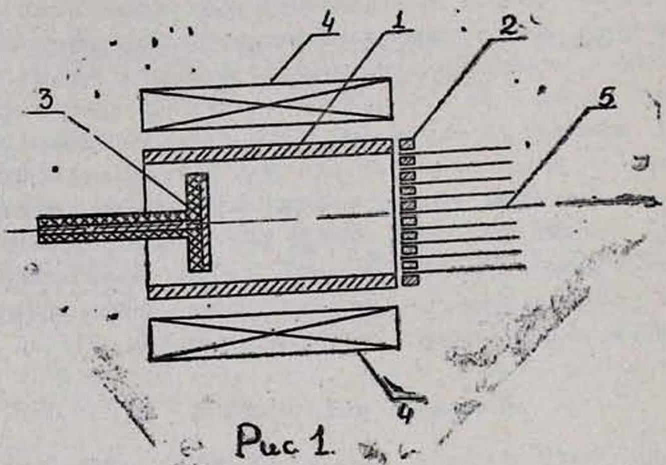

Рис. 1. Принципиальная схема установки (см. текст).

На рис. 2 приведены кривые распределения тока по радиусу катода при давлении $8 \cdot 10^{-4}$ Торр и анодном напряжении 2 кВ.

Из кривых (а, б, в) отчетливо видно, что область интенсивной ионизации расширяется с увеличением длины разрядного промежутка (2,5—5 относительных единиц) от приосевой области к аноду. Это объясняется тем, что при горении разряда в первом режиме [3] распределение замагниченных электронов в разрядном промежутке однородное. Область однородного распределения объемного заряда, как следует из эксперимента, существенно зависит от геометрии разрядного промежутка, следовательно, и от соотношения компонент напряженности электрического поля E_r/E_z. Во всех трех случаях максимум тока приходится на центральную часть катода и зависит от магнитного поля. В первом режиме в центральную часть катода попадают ионы, образовавшиеся в определенных плоскостях (слоях), координаты которых определяются из условия [4]

$$Z_i = \frac{d}{ch\left|\left(2k+1\right)\frac{\pi}{2N_0}\right|},$$

где $k=0, 1, 2, \ldots$, d—расстояние от центра разрядного промежутка до катода

$$N_0 = \frac{d}{r_a}\left[\frac{V_a - V_0}{V_0}\right].$$

V_a—потенциал анода, V_0—потенциал центра разрядного промежутка, r_a—радиус анода.

Наши эксперименты показали, что при низких давлениях осуществление перехода разряда от первого режима ко второму зависит не только от значений магнитного и электрического полей, а также от геометрического параметра $L/D = \frac{d}{r_a}$ разрядной ячейки.

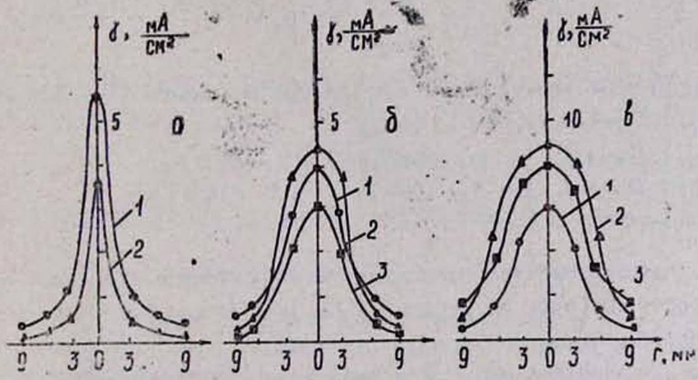

Рис. 2. Кривые распределения тока по радиусу катода при давлении $P = 8 \cdot 10^{-4}$ Торр, $V_a = 2$ кВ:
а) $L/D = 0{,}75$, 1 — B = 1000 Гс, 2 — B = 1350 Гс.
б) $L/D = 1$, 1 — B = 1000 Гс, 2 — B = 1350 Гс, 3 — B = 2300 Гс,
в) $L/D = 2$, 1 — B = 1000 Гс, 2 — B = 1350 Гс, 3 — B = 2300 Гс.

На рис. 3 приведены распределения плотности тока по радиусу на катоде при давлении $8 \cdot 10^{-5}$ Торр и анодном напряжении 1,8 кВ. При коротких разрядных промежутках потенциал центра разряда V_0 становится близок к потенциалу катода, вследствие чего E_z сильно уменьшается. Наоборот, при этом радиальная компонента напряженности электрического поля E_r увеличивается.

Очевидную роль в ионизационных процессах играет E_r. При этом нарушается однородное распределение замагниченных электронов и их плотность принимает форму слоя определенной толщины. В зависимости от значения магнитного поля слой может образовываться в приосевой области либо на некотором расстоянии от оси. Концентрация электронов n_e в слое для данного давления газа зависит также от E и B. При определенных значениях n_e слой электронов переходит в неустойчивое состояние, что обеспечивает условия для попадания электронов на катод.

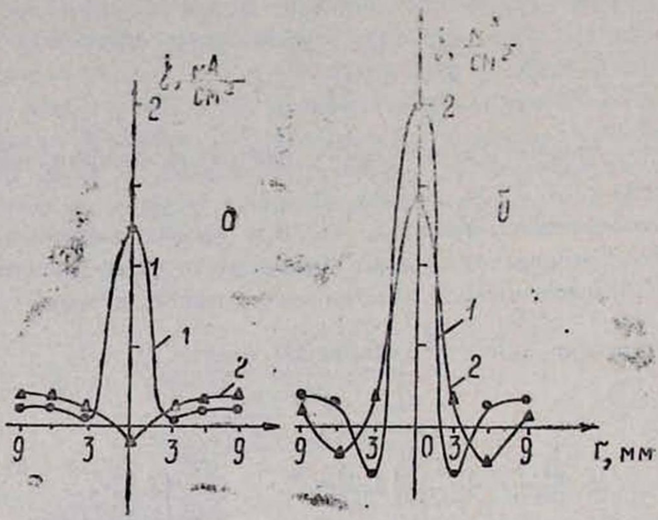

Рис. 3. Кривые распределения тока по радиусу катода при давлении $P = 8 \cdot 10^{-5}$ Торр, $V_a = 1{,}8$ кВ:
а) L/D = 1,5, 1 — B=1000 Гс, 2 — B = 1650 Гс.
б) L/D = 0,5, 1 — B = 1000 Гс, 2 — B = 1650 Гс.

В наших экспериментах показано, что электроны попадают не только в центр катода (рис. 3а, кривая 2), но также и в область, находящуюся на определенном расстоянии от центра (рис. 3б, кривая 1). Таким образом, распределение плотности тока по поверхности катода отличается от общепринятого представления, заключающегося в том, что максимум ионного тока приходится на центральную часть катода.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Курбатов О. К.* ЖТФ, 36, 1665 (1966).
2. *Смирницкая Г. В., Нгуен Хыу Ти.* ЖТФ, 39, 1625 (1969).
3. *Смирницкая Г. В., Рейхрудель Э. М., Егиазарян Г. А.* ЖТФ, 43, 130 (1973).
4. *Смирницкая Г. В., Баберцян Р. П.* ЖТФ, 36, 7, 1217 (1966).

ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՀՈՍԱՆՔԻ՝ ԿԱՏՈԴԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹՈՎ ԲԱՇԽՄԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՕՍՑԻԼԱՑՎՈՂ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐՈՎ ՊԱՐՊՈՒՄՈՒՄ

Ռ. Պ. ԲԱԲԵՐՑՅԱՆ, Գ. Ա. ԵՂԻԱԶԱՐՅԱՆ, Վ. Խ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ, Ա. Կ. ՉՈԲԱՆՅԱՆ

Ուսումնասիրված են Պեննինգի փոփոխական երկարությամբ բջիջում պարպման բնութագրերը։ Բացահայտված են պարպման բռնկման նոր պայմաններ, որոնց դեպքում իոնային և էլեկտրոնային հոսանքների խտությունների բաշխումը կատոդի մակերևույթով բավականաչափ տարբերվում է նախկինում հայտնիներից։

INVESTIGATION OF THE DISTRIBUTION OF CHARGED PARTICLES CURRENT ON CATHODE SURFACE IN DISCHARGE WITH OSCILLATING ELECTRONS

R. P. BABERTSYAN, G. A. YEGHIAZARYAN, V. KH. GHARIBYAN, A. K. CHOBANYAN

Characteristics of the discharge in a Penning cell having variable length were investigated in detail. New conditions of discharge burning, when the distributions of ion and electron current density over the cathode surface essentially differs from the earlier known ones, are obtained.

Изв. АН Армении, т. 27, вып. 2, с. 107—115 (1992)

УДК 621.373.5

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫМИ СЛОЯМИ

А. Г. АЛЕКСАНЯН, АЛ. Г. АЛЕКСАНЯН, Г. С. НИКОГОСЯН

Институт радиофизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 5 ноября 1991 г.)

Получены аналитические выражения времен релаксации электрона в гетероструктурах с КРС при продольном и поперечном рассеянии на акустических и оптических фононах в зависимости от номера подзоны n, в разных температурных интервалах. Исследуется процесс рассеяния носителей тока, инжектированных через ГП.

В настоящее время полупроводниковые гетероструктуры с квантово-размерными слоями широко применяются в создании лазеров и приемников с улучшенными характеристиками [1]. В связи с этим изучение различных релаксационных процессов в таких структурах является весьма актуальным. Действительно, насколько быстро происходит замедление (термализация) неравновесных носителей, зависит степень заполнения энергетических уровней вблизи краев зон, что в свою очередь, суще-

ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՀՈՍԱՆՔԻ ԿԱՏՈԴԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹՈՎ ԲԱՇԽՄԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ՕՍՑԻԼԱՑՎՈՂ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐՈՎ ՊԱՐՊՈՒՄՈՒՄ

Ռ. Պ. ԲԱԲԵՐՑՅԱՆ, Գ. Ա. ԵՂԻԱԶԱՐՅԱՆ, Վ. Խ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ, Ա. Կ. ՉՈԲԱՆՅԱՆ

Ուսումնասիրված են Պեննինգի փոփոխական երկարությամբ բջջում պարպման բնութագրերը։ Բացահայտված են պարպման բռնկման նոր պայմաններ, որոնց դեպքում իոնային և էլեկտրոնային հոսանքների խտությունների բաշխումը կատոդի մակերևույթով քանակապես տարբերվում է նախկինում հայտնիներից։

INVESTIGATION OF THE DISTRIBUTION OF CHARGED PARTICLES CURRENT ON CATHODE SURFACE IN DISCHARGE WITH OSCILLATING ELECTRONS

R. P. BABERTSYAN, G. A. YEGHIAZARYAN, V. KH. GHARIBYAN, A. K. CHOBANYAN

Characteristics of the discharge in a Penning cell having variable length were investigated in detail. New conditions of discharge burning, when the distributions of ion and electron current density over the cathode surface essentially differs from the earlier known ones, are obtained.

Изв. АН Армении, т. 27, вып. 2, с. 107—115 (1992)

УДК 621.373.5

РЕЛАКСАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ГЕТЕРОСТРУКТУРАХ С КВАНТОВО-РАЗМЕРНЫМИ СЛОЯМИ

А. Г. АЛЕКСАНЯН, АЛ. Г. АЛЕКСАНЯН, Г. С. НИКОГОСЯН

Институт радиофизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 5 ноября 1991 г.)

Получены аналитические выражения времен релаксации электрона в гетероструктурах с КРС при продольном и поперечном рассеянии на акустических и оптических фононах в зависимости от номера подзоны n, в разных температурных интервалах. Исследуется процесс рассеяния носителей тока, инжектированных через ГП.

В настоящее время полупроводниковые гетероструктуры с квантово-размерными слоями широко применяются в создании лазеров и приемников с улучшенными характеристиками [1]. В связи с этим изучение различных релаксационных процессов в таких структурах является весьма актуальным. Действительно, насколько быстро происходит замедление (термализация) неравновесных носителей, зависит степень заполнения энергетических уровней вблизи краев зон, что в свою очередь, существенно влияет на такие важные характеристики, как порог и температурная чувствительность генерации.

Впервые задача рассеяния в тонкой полупроводниковой пленке в области высоких температур решалась в [2], где при этом изучалась импульсная релаксация на акустических фононах и предполагалось, что заселена только нижняя подзона. В [3] рассматривался процесс импульсной релаксации при поперечном рассеянии на акустических фононах для нижних подзон в зависимости от температуры. Подобные задачи решались также численными методами в области низких температур [4, 5]. А в [6] получены аналитические выражения времен релаксации по импульсу и энергии для нижней подзоны при взаимодействии с «объемными» акустическими фононами в разных температурных интервалах. В настоящей работе рассматривается импульсная релаксация двумерной пробной частицы при продольном и поперечном рассеянии на акустических фононах в зависимости от номера подзоны n, в разных температурных интервалах. Изучаются также релаксационные процессы при взаимодействии с оптическими колебаниями полярной решетки.

Исходя из численных оценок полученных выражений в работе делаются выводы об общем процессе замедления пробной частицы, находящейся в n-подзоне. Также обсуждается процесс рассеяния носителей тока, инжектированных через ГП из области широкозонного полупроводника в узкозонный размерно-квантовый слой.

В первом приближении метода возмущений вероятность рассеяния электрона в единицу времени из состояния $\mathbf{k}$ в $\mathbf{k}'$ дается выражением

$$W_{\mathbf{k}\to\mathbf{k}'}=\frac{2\pi}{h}\,|I_{n'n}(q_z d)|^2\cdot|M_{\mathbf{k}'\mathbf{k}}|^2\cdot(N_q+1/2\mp 1/2)\,\delta(E_{n'\mathbf{k}'}-E_{n\mathbf{k}}\mp h\omega_q),$$

где в модели прямоугольной бесконечно глубокой квантовой ямы и изотронного квадратичного закона дисперсии

$$I_{n'n}(q_z d)=i\,\frac{4\pi^2 n'nq_z d\left[(-1)^{n+n'}\cdot e^{iq_z d}-1\right]}{\left[\pi^2(n+n')^2-q_z^2 d^2\right]\left[\pi^2(n-n')^2-q_z^2 d^2\right]}$$

—пленочный фактор, а $M_{\mathbf{k}'k}=\left(\dfrac{h}{2NM\,\omega_q}\right)^{1/2}\cdot C_q$

—матричный элемент электрон-фононного взаимодействия в плоскости пленки. Здесь верхний знак относится к испусканию, а нижний—к поглощению фонона с волновым вектором $q=(q_p^2+q_z^2)^{1/2}$ (энергией $h\omega_q$), N_q—функция распределения фононов, d—толщина пленки, N—число элементарных ячеек, C_q—константа связи, M′—масса осциллятора. Вычисления релаксационных характеристик пробной частицы

$$\frac{1}{\tau_{\mathbf{k}',E}}=\sum_{n'}\frac{1}{\tau_{nn'}},$$

$\tau_{nn'}$—время релаксации, связанное с переходами в n′-ю подзону, а суммирование выполняется по всем заселенным подзонам при условии, когда состояние системы близко к равновесному, проведены по обычной схеме для трехмерных систем [7].

Ниже приводятся только окончательные выражения.

1. Импульсная релаксация при рассеянии на акустических колебаниях: $C_q^2 = E_1^2 q^2$, E_1—константа акустического потенциала деформации, $M' = M$—полная масса элементарной ячейки, $\omega_q = v_q$, v—скорость акустических волн.

а) $k_Б T < \sqrt{8m^* v^2 E_F}$, $q_\rho \sim q_z \sim q_T$, $N_q \ll 1$, $q_T = k_Б T/hv$, E_F—энергия Ферми [6], v—скорость звука. ($N_q \sim k_Б T/hvq$)

Для каждой отдельно взятой пары подзон имеем:

$$\frac{1}{\tau_k} = \frac{E_1^2 m^*}{16\pi^2 \rho v h^2 k^2 d}(I_1 + I_2)\cdot I_0, \quad \rho = \frac{V}{NM},$$

$$I_1 = 2\sqrt{2}\,\frac{q_{\rho_1}^4}{q_{\rho_2}}\left\{-\frac{\sin\varphi\cos\varphi\sqrt{a^2\sin^2\varphi - 1}}{3a^2} + \frac{1}{3a^3}F\left(\alpha, \frac{\sqrt{a^2-1}}{a}\right) - \right.$$

$$\left.-\frac{2(1+a^2)}{3a^3}E\left(\alpha_1\ \frac{\sqrt{a^2-1}}{a}\right)\right\}\Bigg|_0^\mu,$$

$$I_2 = -\frac{4\sqrt{2}m^* R}{ah^2}\cdot\frac{q_{\rho_1}^2}{q_{\rho 2}}\cdot E\left(\alpha,\ \frac{\sqrt{a^2-1}}{a}\right)\Bigg|_0^\mu,$$

$$R = E_{n'} - E_n,\ q_{\rho 1,2}^2 = 2\left(k^2 - \frac{m^* R}{h^2}\right) \pm 2k\sqrt{k^2 = \frac{2m^* R}{h^2}},$$

$$\sin\varphi = \frac{q_\rho}{q_{\rho 1}},\ a = \frac{q_{\rho 1}}{q_{\rho 2}},\ \mu = \arcsin\left(\frac{q_T}{q_{\rho 1}}\right),\ \alpha = \arcsin\frac{a\cos\varphi}{\sqrt{a^2-1}},\ F,\ E -$$

—эллиптические интегралы соответственно первого и второго рода.

$$I_0 = C(I_1' + I_2' - I_3' + I_4'),\quad C = -2^6\pi^4 n^2 n'^2,$$

$$I_1' = \frac{1}{(b-a)^2}\left\{\frac{x}{4(a-x^2)} + \frac{1}{8\sqrt{a}}\ln\left(\frac{\sqrt{a}-x}{\sqrt{a}+x}\right) \pm\right.$$

$$\left.\pm\frac{1}{8}[I_{31}' + I_{21}'] \mp \frac{1}{8\sqrt{a}}[I_{11}' - I_{11}]\right\}\Bigg|_0^{q_T d},$$

$$I_3' = \frac{2}{(b-a)^3}\left\{-\frac{\sqrt{a}}{4}\ln\left(\frac{\sqrt{a}-x}{\sqrt{a}+x}\right) \pm \frac{\sqrt{a}}{4}[I_{11}' - I_{11}] - \right.$$

$$\left.-\frac{1}{2}(x \pm \sin x)\right\}\Bigg|_0^{q_T d}.$$

I_2' и I_4' следуют из I_1' и I_3' соответственно, при замене в фигурных скобках a на b, I_{11}, I_{11}', I_{21}', I_{31}' — определены в Приложении.

Здесь $x = q_z d$, $a = \pi^2 (n + n')^2$, $b = \pi^2 (n - n')^2$.

Верхние знаки соответствуют случаю $(-1)^{n+n'} = -1$, а нижние — $-(-1)^{n+n'} = 1$.

При $n = n'$, $a = 4\pi^2 n^2$,

$$I_1 \Big|_0^{q_T} = -\frac{2}{3}\left(4k^2 - q_T^2\right)^{1/2} \cdot \left(8k^2 + q_T^2\right) + \frac{32}{3} k^3, \; I_2 = 0,$$

$$I_0 = 2^6 \pi^4 n^4 (I_1' + I_2' + I_3') \,|_0^{q_T d},$$

$$I_1' = -\frac{1}{32\pi^4 n^4 x} + \frac{1}{32\pi^4 n^4}\left\{\frac{\cos x}{x} + \mathrm{si}\,(x)\right\},$$

$$I_2' = \frac{1}{32\pi^4 n^4}\left(-\frac{1}{8\pi n}\ln\left(\frac{2\pi n - x}{2\pi n + x}\right) - \frac{1}{8\pi n}[I_{11}' - I_{11}]\right),$$

$$I_3' = \frac{1}{32\pi^4 n^4}\left(\frac{x}{2(4\pi^2 n^2 - x^2)} - \frac{1}{8\pi n}\ln\left(\frac{2\pi n - x}{2\pi n + x}\right) - \right.$$

$$\left. - \frac{1}{4}[I_{31}' + I_{21}'] - \frac{1}{8\pi n}[I_{11}' - I_{11}]\right).$$

В частном случае для нижней подзоны

$$n = n' = 1,$$

$$\frac{1}{\tau_k} = \frac{E_1^2 m^* k_Б^4 T^4}{12\pi^2 \rho v^5 h^6 k^2},$$

б) $\sqrt{8m^* v^2 E_F} < k_Б T < \sqrt{8\, m^* v^2 W}$, $q_z > q_\rho$, $q \sim q_z \sim q_T$,

$$N_q > 1, \; W = \frac{h^2}{2m^*}\left(\frac{\pi}{d}\right)^2.$$

Для каждой пары подзон:

$$\frac{1}{\tau_k} = \frac{E_1^2 m^* k_Б T}{4\pi \rho v^2 h^3 d} \cdot I,$$

$$I = C(I_1 + I_2 - I_3 + I_4),$$

$$I_1 = \frac{1}{(b-a)^2}\left\{\frac{x}{4(a - x^2)} + \frac{1}{8\sqrt{a}}\ln\left(\frac{\sqrt{a} - x}{\sqrt{a} + x}\right) \pm \right.$$

$$\left. \pm \frac{1}{8}[I_{31}' + I_{21}'] \mp \frac{1}{8\sqrt{a}}[I_{11}' - I_{11}]\right\}\Bigg|_{q_{T_0} d}^{q_T d},$$

---

h—постоянная Планка с чертой. $= \dfrac{h}{2\pi}$

$$I_2 = \frac{2}{(b-a)^3}\left\{-\frac{\sqrt{a}}{4}\ln\left(\frac{\sqrt{a}-x}{\sqrt{a}+x}\right) \pm \frac{\sqrt{a}}{4}\left[I'_{11} - I_{11}\right] - \right.$$

$$\left. -\frac{1}{2}(x \pm \sin x)\right\}_{q_{T_0}d}^{q_T d},$$

$$q_{T_0} \sim \frac{(8m^* E_F)^{1/2}}{h}.$$

I_2 и I_4 следуют из I_1 и I_3 соответственно при замене a на b. Верхние знаки соответствуют случаю $(-1)^{n+n'} = -1$, а нижние — $(-1)^{n+n'} = 1$. При $n = n'$, $a = 4\pi^2 n^2$

$$I = 2\left\{-\frac{1}{x} + \frac{\cos x}{x} + \mathrm{si}(x) - \frac{1}{4\pi n}\ln\left(\frac{2\pi n - x}{2\pi n + x}\right) - \right.$$

$$\left. -\frac{1}{4\pi n}\left[I'_{11} - I_{11}\right] + \frac{x}{2(4\pi^2 n^2 - x^2)} - \frac{1}{4}\left[I'_{31} + I'_{21}\right]\right\}\Bigg|_{q_{T^0}d}^{q_T d}.$$

При $n = n' = 1$

$$\frac{1}{\tau_k} = \frac{E_1^2 m^* k_Б^2 T^2}{4\pi\rho v^3 h^4}.$$

в) $k_Б T > \sqrt{8m^* v^2 W}$, $q_\rho \sim 2k$, $q_z \sim 2\pi/d$, $N_q \gg 1$,

$$\frac{1}{\tau_k} = \frac{E_1^2 k_Б T m^*}{4\pi\rho v^2 h^3 d}\cdot I_0(x \sim 2\pi). \qquad (1)$$

При $n = n' = 1$ (1) переходит в результат работы [2]

$$\frac{1}{\tau_k} = \frac{7\cdot E_1^2 k_Б T m^*}{2\rho v^2 h^3 d}.$$

При $E_1 = 1{,}6\cdot 10^{-11}$ эрг., $m^* = 0{,}6\cdot 10^{-28}$ г., $T = 300$ K, $\rho = 5{,}3$г$\cdot$см$^{-3}$,

$v = 10^5$см$\cdot$с$^{-1}$, $d = 10^{-6}$ см, $\tau_k \sim 1{,}669\cdot 10^{-13}$ с.

Для $n = 2$, $n' = 1$, $\tau_k = 1{,}128\cdot 10^{-12}$ с.

2. Энергетическая релаксация при рассеянии на оптических колебаниях:

$C_q^2 = \dfrac{e^2 \overline{M}\omega_0^2(\varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon^{-1})}{V_0 q^2}$, V_0 —объем элементарной ячейки, ε_∞ —высокочастотная проницаемость, ω_0—частота оптических колебаний, M—приведенная масса элементарной ячейки.

Для каждой пары подзон имеем:

$$\frac{1}{\tau_{z}}=\frac{\omega_0^2 e^2 (\varepsilon_\infty^{-1}-\varepsilon^{-1}) m^{*2}}{4\pi h^3 k^2}\left\{\left[I_1+\frac{2m^*}{h^2}(E_{n'}-E_n-h\omega_0-\right.\right.$$

$$\left.-2E_k)I_2\right]N(\omega_0)-\left[I_1+\frac{2m^*}{h^2}(E_{n'}-E_n+h\omega_0-\right.$$

$$\left.\left.-2E_k)I_2\right](N(\omega_0)+1)\right\}.$$

$$I_1=\frac{dc}{(b-a)^2}\left(I^{(1)}+I^{(2)}-\frac{2}{(b-a)}I^{(3)}+\frac{2}{(b-a)}I^{(4)}\right),\ (x\sim 2\pi),$$

$$I^{(1)}=\frac{1}{8a}\left\{\frac{2x}{a-x^2}-\frac{1}{\sqrt{a}}\ln\left(\frac{\sqrt{a}-x}{\sqrt{a}+x}\right)\pm I'_{31}\pm I'_{21}\pm\right.$$

$$\left.\pm\frac{1}{\sqrt{a}}[I'_{11}-I_{11}]\right\},$$

$$I^{(3)}=-\frac{1}{4\sqrt{a}}\left(\ln\left(\frac{\sqrt{a}-x}{\sqrt{a}+x}\right)\mp[I'_{11}-I_{41}]\right),$$

$I^{(2)}$ и $I^{(4)}$ следует из $I^{(1)}$ и $I^{(3)}$ соответственно, при замене a на b.

$$I_2=\frac{cd^3}{a}\left\{\frac{1}{(b-a)^2}\cdot I^{(1)}+\frac{a}{b(b-a)^2}\cdot I^{(2)}-\frac{(3a-b)}{a(b-a)^3}\cdot I^{(3)}+\right.$$

$$\left.+\frac{a(3b-a)}{b^2(b-a)^3}\cdot I^{(4)}+\frac{1}{ab^2}\cdot I^{(5)}\right\},\ (x\sim 2\pi),\quad I^{(5)}=-$$

$$-\frac{1}{2}\left(\frac{1}{x}\pm\frac{\cos x}{x}\mp \mathrm{si}(x)\right).$$

$I^{(2)}$ и $I^{(4)}$ следуют из $I^{(1)}$ и $I^{(3)}$ соответственно при замене a на b. Верхние знаки соответствуют случаю $(-1)^{n+n'}=-1$, а нижние — $(-1)^{n+n'}=1$. При $n=n'$, $(x\sim 2\pi)$, $c_0=-2^6\pi^4 n^4$,

$$I_1=\frac{dc_0}{2}\left\{-\frac{2}{a^3 x}-\frac{1}{3a^2x^3}-\frac{5}{4a^3\sqrt{a}}\ln\left(\frac{\sqrt{a}-x}{\sqrt{a}+x}\right)+\frac{2x}{4a^3(a-x^2)}+\right.$$

$$+\frac{2}{a^3}\left[\frac{\cos x}{x}+\mathrm{si}(x)\right]-\frac{1}{a^2}\left[\frac{\cos x}{6x}-\frac{\cos x}{3x^3}+\frac{\sin x}{6x^2}+\frac{\mathrm{si}(x)}{6}\right]-$$

$$\left.-\frac{5}{4a^3\sqrt{a}}[I'_{11}-I_{11}]+\frac{1}{4a^3}[I'_{21}+I'_{31}]\right\};$$

$$I_2=\frac{d^3c_0}{2}\left\{-\frac{3}{a^4x}-\frac{2}{3a^3x^3}-\frac{1}{5a^2x^5}-\frac{7}{4a^4\sqrt{a}}\ln\left(\frac{\sqrt{a}-x}{\sqrt{a}+x}\right)+\right.$$

$$+\frac{1}{4a^4}\cdot\frac{2x}{(a-x^2)}+\frac{3}{a^4}\left[\frac{\cos x}{x}+\operatorname{si}(x)\right]+\frac{2}{a^3}\left[-\frac{\cos x}{6x}+\frac{\cos x}{3x^3}-\right.$$

$$\left.-\frac{\sin x}{6x^2}+\frac{\operatorname{si}(x)}{6}\right]-\frac{1}{a^2}\left[-\frac{\cos x}{120\,x}+\frac{\cos x}{60x^3}-\frac{\cos x}{5x^5}-\frac{\sin x}{120x^2}+\right.$$

$$\left.\left.\frac{\sin x}{20x^4}-\frac{\operatorname{si}(x)}{120}\right]-\frac{7}{4a^4\sqrt{a}}\,[I'_{11}-I_{11}]-\frac{1}{4a^4}[I'_{21}+I'_{31}]\right\}.$$

При $n=n'=1$ получим:

$$\frac{1}{\tau_\varepsilon}=\frac{e^2\omega_0^2m^{*2}(\varepsilon_\infty^{-1}-\varepsilon^{-1})}{4\pi h^3k^2}\left\{N(\omega_0)\left[-\frac{2m^*}{h^2}(2E_k+h\omega_0)+\right.\right.$$

$$\left.+\frac{2k}{h}\sqrt{2m^*(E_k+h\omega_0)}\right]^{-1/2}\cdot F_-(\mu,P)-(N(\omega_0)+1)\left[-\frac{2m^*}{h^2}(2E_k-\right.$$

$$\left.\left.-h\omega_0)+\frac{2k}{h}\sqrt{2m^*(E_k-h\omega_0)}\right]^{-1/2}\cdot F_+(\mu,P)\right\},$$

$$\mu=\arcsin\left(\frac{2\pi}{dq_{z1}},\quad P=\frac{q_{z1}}{q_{z2}},\quad q_{z1,2}^2=-2\left(k^2\pm\frac{m^*\omega_0}{h}\right)\mp\right.$$

$$\mp 2k\sqrt{k\pm\frac{2m^*\omega_0}{h}},\qquad E_k=\frac{h^2k^2}{2m^*}.$$

Для вышеприведенных значений параметров полупроводника находим

$$\tau_E=3.57\cdot10^{-14.5}\text{ с., а при } n=2,\ n'=1-\tau_E=2{,}27\cdot10^{-12}\ с.$$

Таким образом, численные оценки времен релаксации показывают, что электрон (дырка), обладающий энергией $E_{n,k}>h\omega_0$ в n-ой подзоне излучает один или несколько оптических фононов за время $\tau_{оп.}\lesssim10^{-14}$ $с$ до значения $E_{n,k'}<h\omega_0$ (ω_0—частота оптического фонона). Далее электрон (дырка) релаксирует, переходя в состояние с нулевым значением плоского импульса к=0 за время $\tau_k\sim10^{-13}_{\ c}$, излучая акустические фононы. Из состояния с k=0 электрон, рассеиваясь, может испустить акустический или оптический фонон (если $E_{n'}-E_n\geqslant h\omega_0$) и перейти в соседнюю зону (n—1). Далее происходит такой же процесс релаксации, что и в n-ой зоне.

Отметим, что на практике чаще всего имеют дело с инжекцией носителей тока через ГП из области широкозонного полупроводника в узкозонный размерно-квантовый слой. Инжектированные через ГП неравновесные носители, рассеиваясь переходят на уровни с меньшей энергией с излучением фононов. Для этого необходимо, чтобы время пролета частицы $\tau_{П}$ квантовой ямы шириной d было больше времени излучения фонона в области квантовой ямы $\tau_{Ф}$. Поэтому при конструировании гетероперехода его геометрические размеры (толщина квантово-размерного слоя), глубина квантовой ямы (т. е. различие работ выхода узкозонного и широкозонного полупроводников) должны быть подобраны такими, чтобы удовлетворить условию $\tau_{П} > \tau_{Ф}$. (Ниже будет показано, что захват носителя квантовой ямой происходит за счет испускания оптического фонона).

Если E_0—энергия фонона, то для того, чтобы инжектированный электрон излучал фонон и перешел в связанное состояние в яме, необходимо выполнение условия

$$U - E_n \gtrsim E_0,$$

где U—глубина ямы, E_n—энергия n-го квантового уровня, n—наибольшее целое число, для которого есть связанное состояние.
Из (10) имеем

$$d \simeq \frac{\pi h n}{\sqrt{2m^* (U - E_0)}}.$$

Временная задержка при пролете ямы $\tau_{П}$, с учетом отражения от границ-скачков потенциала, определяется как

$$\tau_{П} = \frac{d}{v_0},$$

где v_0—скорость электрона в широкозонной части полупроводника. Такая задержка имеет место, когда $U \gg E$, где E—энергия электрона, в широкозонной части (т. е. глубина квантовой ямы U значительно больше, чем кинетическая энергия частицы вне ямы).
Таким образом,

$$\tau_{П} = \frac{\pi h n}{\sqrt{\frac{m^*}{m_0^*} E (U - E_0)}} \sim 10^{-13}\ c, \quad \tau_{Ф} < 10^{-13}\ c,$$

(m_0^*—эффективная масса в широкозонном полупроводнике). Так что захват электрона квантовой ямой сопровождается излучением оптического фонона.

ПРИЛОЖЕНИЕ

$$I_{11} = [\cos(-\sqrt{a})\,\mathrm{ci}\,(-\sqrt{a} + x) + (\sin(-\sqrt{a})\,\mathrm{si}\,(-\sqrt{a} + x)],$$

$$I'_{11} = -[\cos(\sqrt{a})\,\mathrm{ci}\,(\sqrt{a} + x) + \sin(\sqrt{a})\,\mathrm{si}\,(\sqrt{a} + x)],$$

$$I'_{21} = -\frac{\cos x}{x - \sqrt{a}} - [\cos(-\sqrt{a})\,\mathrm{si}\,(-\sqrt{a} + x) - \sin(-\sqrt{a})\,\mathrm{ci}\,(- \\ - \sqrt{a} + x)],$$

$$I'_{3l} = -\frac{\cos x}{x + \sqrt{a}} - [\cos(\sqrt{a})\,\mathrm{si}\,(\sqrt{a} + x) - \\ - \sin(\sqrt{a})\,\mathrm{ci}\,(\sqrt{a} + x)].$$

ЛИТЕРАТУРА

1. *Голоньяк Н. Н.* мл. ФТП, 19, 1529 (1985).
2. *Демиховский В. Я., Тавгер Б. А.* ФТТ, 6, 960 (1964).
3. *Иогансен Л. В.* ЖЭТФ, 50, 709 (1966).
4. *Shinba M. J.* Phys. Soc., J., 50, 114 (1981).
5. *Shinba M. J.* Phys. Soc., J. 51, 157 (1982).
6. *Карпус В. А.* ФТП, 20, 12 (1986).
7. *Гантмахер В. Л., Левинсон И. Е.* Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, Москва, 1984.

ՌԵԼԱՔՍԱՑԻՈՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԸ ՔՎԱՆՏԱՉԱՓԱՅԻՆ ՇԵՐՏԵՐՈՎ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ՏԱՐԱԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐՈՒՄ

Ա. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, ԱԼ. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Հ. Ս. ՆԻԿՈՂՈՍՅԱՆ

Ստացված են ՔՉՇ-ով տարակառուցվածքներում ակուստիկական և օպտիկական ֆոնոնների վրա ցրման ժամանակ էլեկտրոնի ռելաքսացիոն ժամանակի անալիտիկ արտահայտությունները տարբեր ջերմաստիճանային միջակայքերում՝ կախված ենթագոտու n *համարից։ Հետազոտվում է տարանցումով ինժեկտված հոսանքի կրողների ցրման պրոցեսը։*

RELAXATION PROCESSES IN SEMICONDUCTOR HETEROSTRUCTURES WITH SIZE-QUANTIZED LAYERS

A. G. ALEKSANYAN, AL. G. ALEKSANYAN, H. S. NIKOGOSYAN

Analytical expressions for relaxation times of an electron in heterostructures with QSL have been obtained under longitudinal and transverse scattering on acoustical and optical phonons depending on the number of sub-zone in various temperature intervals. The process of charge carriers scattering at their injection through the heterojunction was studied.

Изв. АН Армении. Физика, т. 27, вып. 2, с. 116—120 (1992)

УДК 533.91

К ТЕОРИИ ИНЖЕКЦИИ СИЛЬНОТОЧНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ПУЧКА С ПЛАВНЫМ ФРОНТОМ В ПЛАЗМУ

У. В. ПЕТРОСЯН, Э. В. РОСТОМЯН

Институт радиофизики и электроники АН Армении

(Поступила в редакцию 3 июля 1991 г.)

Показано, что конечное время нарастания тока пучка приводит к уменьшению амплитуд пространственных гармоник индуцируемого фронтом поля. Приближением резкого фронта пучка можно пользоваться, пока время нарастания его тока меньше ω_0^{-1} (ω_0—резонансная частота плазменного волновода).

Как известно [1], при инжекции электронного пучка в плазму его фронт индуцирует электромагнитное поле, которое, по существу, является начальным возмущением для развивающейся в системе плазма-пучковой неустойчивости. Динамика дальнейшего развития неустойчивости зависит от многих факторов таких, как геометрия пучка и плазмы [2, 3], величина тока пучка [3, 4], а также от скорости нарастания тока пучка. До настоящего времени теоретические исследования переходных процессов при инжекции и дальнейшем распространении пучка в плазме проводились в приближении мгновенного нарастания тока пучка. Было показано, что вершина индуцированного фронтом волнового пакета движется в направлении распространения пучка с некоторой скоростью, меньшей скорости пучка. Одновременно поле в вершине экспоненциально растет с инкрементом, равным максимальному инкременту в продольно неограниченной системе. Конечное время нарастания фронта пучка должно привести к уменьшению амплитуды индуцированного поля. Настоящая работа посвящена изучению влияния конечного времени нарастания тока пучка на динамику индуцированного волнового пакета.

Пусть в момент времени $t=0$ в плоскости $z=0$ (z—продольная координата) начинается инжекция релятивистского моноэнергетического электронного пучка в круглый металлический волновод, полностью заполненный холодной плазмой. Пучок, как и плазма, предполагается однородным по сечению с линейно нарастающим током и радиусом, совпадающим с радиусом волновода R. Вся система находится в сильном внешнем продольном магнитном поле. Движением ионов плазмы пренебрегается.

Поскольку поперечное движение как плазмы, так и пучка заморожено, то пучок может взаимодействовать лишь с волной E-типа плазменного волновода с компонентами E_r, E_z, B_φ. Рассматривая возмущения, не зависящие от азимутального угла φ и представляя их в виде $f(r, z, t) = f(r)\exp(ik_z z - i\omega t)$ из уравнений Максвелла получаем следующее уравнение для продольного электрического поля $E_z(r, \omega, k_z)$, индуцированного фронтом пучка

$$\left[\frac{1}{r}\frac{d}{dr} r \frac{d}{dr} + \varkappa^2(\varepsilon + \delta\varepsilon_b)\right] E_z(r, \omega, k_z) = \frac{4\pi i}{\omega}\varkappa^2 j_b(r, \omega, k_z), \tag{1}$$

где

$$\varkappa^2 = k_z^2 - \omega^2/c^2, \qquad \varepsilon = 1 - \omega_p^2/\omega^2,$$

$$\delta\varepsilon_b = -\frac{\omega_b^2}{\gamma^3(\omega - k_z u)^2}, \qquad \gamma = (1 - u^2/c^2)^{-1/2},$$

u–продольная скорость электронов пучка, $j_b(r, \omega, k)$—фурье-образ тока пучка, $\omega_{p,b}$ –ленгмюровская частоты плазмы и пучка соответственно.

При линейном нарастании тока пучка и вышеописанных условиях инжекции ток пучка можно представить в виде

$$j_b(r, z, t) = j_0\eta(z)\eta(R - r)\left[\frac{\tau}{T}\eta(\tau)\eta(T - \tau) + \eta(\tau - T)\right],$$

где $j_0 = \text{const}$, $\tau = t - z/u$, T—время нарастания тока пучка, $\eta(x)$—ступенчатая функция.

Представим решение уравнения (1) в виде разложения в ряд по функциям Бесселя

$$E_z(r, \omega, k_z) = \sum_s E_z^{(s)}(\omega, k_z) J_0(k_\perp^{(s)}, r),$$

где $k_\perp^{(s)} = \mu_{os}/R$, μ_{os}—корни J_0. Разлагая аналогичным образом и правую часть уравнения (1) получаем

$$E_z^{(s)}(\omega, k_z) = \frac{8\pi j_0 u}{\mu_{os} J_1(\mu_{os})}\,\frac{e^{i\omega T} - 1}{\omega^3 T(\omega - k_z u)}\,\frac{\varkappa^2}{k_\perp^{(s)2} + \varkappa^2(\varepsilon + \delta\varepsilon_b)}. \tag{2}$$

Выражение

$$k_\perp^{(s)2} + (k_z^2 - \omega^2/\omega c^2)(1 - \omega_p^2/\omega^2 - \omega_b^2\gamma^{-3}/(\omega - k_z u^2)), \tag{3}$$

входящее в знаменатель (2), представляет собой дисперсионное соотношение для замагниченного плазменного волновода, пронизываемого однородным по сечению релятивистским электронным пучком. При этом электронный пучок может эффективно взаимодействовать только с медленной волной плазменного волновода в условиях, когда фазовая скорость волны равна скорости пучка. Этот резонанс может иметь место при $\omega_p > k_\perp^{(s)} u\gamma$, при этом возбуждается частота

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_p^2 - k_\perp^{(s)2} u^2 \gamma^2}.$$

Максимальное значение инкремента при этом равно (для пучка с током, меньшим предельного тока в вакуумном волноводе 4)

$$\delta = \frac{\omega_0}{\gamma} \frac{\sqrt{3}}{2^{4/3}} \left(\frac{\omega_b}{\omega_p}\right)^{2/3} \left[1 + \frac{k_\perp^2 c^2 \beta^4 \gamma^4}{\omega_p^2}\right]^{-1/3}.$$

При нестационарной инжекции, т. е. при учете фронта, скорость роста полей при развитии неустойчивости различна на различных расстояниях от фронта. Для определения пространственной структуры и динамики роста полей необходимо проинтегрировать выражение (2) по ω и k_z, а затем просуммировать по s

$$E_z(r, z, t) = \sum_s J_0(k_\perp^{(s)}, r) \iint \frac{d\omega dk_z}{(2\pi)^2} E_z^{(s)}(\omega, k_z) e^{-i\omega t + ik_z z}. \tag{4}$$

Видно что решения (3) совпадают с полюсами подынтегрального выражения в (4). Специфические свойства рассматриваемой системы, а именно, плавно нарастающий фронт и другие, определяются числителем в (2).

Как известно [4], решения дисперсионного уравнения (3) зависят от отношения величины тока пучка к предельному току в вакуумном волноводе

$$I_0 = \frac{mu^3}{16e}\gamma,$$

и в зависимости от соотношения между ними меняется физический характер пучковой неустойчивости. При малых токах пучка, т. е. при $I \ll I_0$ (I—ток пучка) физический механизм пучковой неустойчивости определяется индуцированным черенковским излучением электронов пучка. Другими словами, при малых токах, неустойчивость пучка определяется модифицированным комптоновским распадом.

В обратном пределе больших токов $I \gtrsim I_0$ может развиваться либо излучательная неустойчивость, сопровождающаяся возбуждением пучковой волны с отрицательной энергией, либо неустойчивость типа отрицательной массы с апериодической модуляцией пучка и возбуждением полей, связанных с пучком и увлекаемых им.

При интегрировании (4) удобно перейти к переменным ω и $\omega' = \omega - k_z u$, что означает переход к новым координатам $\tau = t - z/u$ и z/u. Дисперсионное уравнение (3) при этом имеет корни

$$\omega_\pm = \pm \omega_0 (1 \mp \mu\omega'/\omega + \omega_b^2/\gamma^3\omega'^2), \tag{5}$$

где $\mu = k_\perp^2 u^2 \gamma^4/\omega_0^2$. Интегрируя по полюсам (5), а затем по ω' методом перевала, получаем

$$E_z(r, z, t) = \sum_s E_z^{(s)}(z, t)\, J_0(k_\perp^{(s)}, r), \tag{6}$$

где

$$E_z^{(s)}(z, t) = \frac{4\sqrt{2}\pi j_0}{\omega_0 T}\,[F(z, t-T) - F(z, t)], \tag{7}$$

$$F(z, t) = \frac{e^{\varkappa(z, t)}}{\sqrt{\varkappa(z, t)}} \sin\left(\omega_0\tau - \varkappa(z, t) + \frac{\pi}{12}\right),$$

$$\varkappa(z, t) = \frac{3}{4\gamma}\left|\omega_b^2\,\omega_0\,\frac{(1+\mu)^2}{u^2}\,z_0^2\tau\right|^{1/3},$$

$$z_0 = z - v_g t,$$

v_g—групповая скорость резонансной волны в системе в пренебрежении пучком.

Из полученных формул следует, что поле, индуцируемое пучком с плавным, линейно нарастающим фронтом, представляет собой разность двух слагаемых, сдвинутых друг относительно друга на время нарастания фронта T. Каждое из слагаемых представляет собой волновой пакет с частотой ω_0, волновым вектором $k_0=\omega_0/u$ и амплитудой, сложным образом растущей со временем при удалении гребня пакета от точки инжекции. Скорость движения гребня пакета определяется из соотношения $\partial\varkappa/\partial z = 0$ и равна $v = \dfrac{3\mu+2}{3(1+\mu)}$. Поскольку пучковая неустойчивость имеет сносовый характер, на значительных расстояниях от фронта пучка, удовлетворяющих условию $z<v_g t$, амплитуда индуцированного поля спадает и становится порядка тепловых флуктуаций, как это имеет место при стационарной инжекции.

В случае, если ток пучка превосходит предельный ток в вакуумном волноводе, интегрирование в (4) приводит к выражению, аналогичному (6—7), но при этом существенно меняется динамика полей, так как $\varkappa(z, t)$ принимает значение

$$\varkappa(z, t) = 2\left(\frac{\omega_b^2}{\gamma}\,\frac{1+\mu}{u}\,z_0\tau\right)^{1/2}.$$

Как видно из (6—7), плавность нарастания фронта приводит к уменьшению амплитуд пространственных гармоник. В пределе $\omega_0 T \gg 1$ амплитуды пространственных гармоник индуцированного поля стремятся к нулю, фронт полей не генерирует и развитие неустойчивости начинается с полей тепловых флуктуаций. Последнее обстоятельство имеет существенное влияние на динамику переходных процессов в плазменных генераторах и усилителях электромагнитного излучения, использующих сильноточные релятивистские электронные пучки. В частности, это влияние приводит к изменению времени выхода генератора на режим генерации.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Рухадзе А. А.* и др. Физика сильноточных релятивистских электронных пучков. М., Атомиздат, 1980.
2. *Ростомян Э. В., Рухлин В. Г.* Физика плазмы, 11, 985 (1985).
3. *Ростомян Э. В.* Укр. физич. журнал, 34, 1030 (1989).
4. *Александров А. Ф.* и др. Основы электродинамики плазмы. М., Высшая школа, 1988.

ՀԱՐԹ ՃԱԿԱՏՈՎ ՀԶՈՐ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ՓՆՋԻ ԻՆԺԵԿՑԻԱ ՊԼԱԶՄԱՅԻՆ ԱԼԻՔԱՏԱՐԻ ՄԵՋ

Հ. Վ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Է. Վ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ վերջավոր ժամանակում փնջի հոսանքի աճը բերում է փնջի ճակատով ինդուկցված դաշտի տարածական հարմոնիկների ամպլիտուդների փոքրացմանը։ Փնջի կտրուկ ճակատի մոտավորությունից կարելի է օգտվել, քանի դեռ նրա հոսանքի աճի ժամանակը փոքր է $1/\omega_0$-ից (ω_0-պլազմային ալիքատարի ռեզոնանսային հաճախությունն է)։

ON THE THEORY OF INJECTION OF HIGH-CURRENT ELECTRON BEAM WITH SMOOTH LEADING EDGE INTO PLASMA WAVEGUIDE

H. V. PETROSIAN, E. V. ROSTOMIAN

It is shown, the finite time of the beam current growth will result in a decrease of the amplitudes of the spatial harmonics. Step front approximation is valid until the beam current growth time is much smaller than the period of resonant oscillation of plasma waveguide.

Журнал выходит на русском языке 6 раз в год
Издается с января 1966 г.

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈԼԵԳԻԱ

Ա. Ծ. Ամատունի, Վ. Մ. Հարությունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Հ. Հ. Վարդապետյան, Գ. Մ. Ղարիբյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մարտիրոսյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Է. Գ. Շարոյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Ա. Հ. Մխիթարյան (պատասխանատու քարտուղար)

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Аматуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), *Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян* (ответственный редактор), *Р. М. Мартиросян, А. Р. Мкртчян, М. Е. Мовсесян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян* (заместитель ответственного редактора), *А. Г. Мхитарян* (ответственный секретарь)

Изв. АН Армении, Физика
© Издательство АН Армении