ՀՍՍՀ ԳԱ Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1973

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 8, 391—394 (1973)

ИЗМЕРЕНИЕ СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГОГО ЯДЕРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В Pb И Al С ПОМОЩЬЮ ИСКРОВЫХ КАМЕР И ИОНИЗАЦИОННОГО КАЛОРИМЕТРА

Н. Х. БОСТАНДЖЯН, Д. Т. ВАРДУМЯН, Г. А. МАРИКЯН,
К. А. МАТЕВОСЯН

Методом непосредственной регистрации места неупругого взаимодействия адронов в мишенях, расположенных между широкозазорными искровыми камерами, определены величины сечений $\sigma_{Al} = \left(398^{+45}_{-30}\right)$ *мбарн* и $\sigma_{Pb} = \left(1670^{+240}_{-200}\right)$ *мбарн* соответственно для алюминия и свинца при средней энергии адронов 450 *Гэв*.

Установка [1, 2], предназначенная для исследования ядерных взаимодействий, содержит ионизационный калориметр, широкозазорные искровые камеры, расположенные над калориметром, и систему годоскопических счетчиков Гейгера-Мюллера. В калориметре—9 рядов ионизационных камер, расположенных между слоями железа с общей толщиной 820 $г/см^2$. Над первым рядом находится свинцовый поглотитель толщиной 45 $г/см^2$, предназначенный для выделения электронно-фотонной компоненты.

Когда заряженная частица проходила через ряды счетчиков Гейгера-Мюллера, один из которых находился над искровыми камерами, а другой—под ними, и в калориметре (II—VIII рядах) образовывала ливень с числом частиц, большим порогового ($E \geqslant 10^{11}$ *эв*), происходила регистрация событий. С целью уменьшения доли боковых событий крайние ионизационные камеры в рядах калориметра были исключены из схемы совпадений. Эффективная светосила установки составляла 0,25 $м^2$ *стерадиан*.

Искровые камеры служат для определения направления первичной ядерно-активной частицы, регистрируемой калориметром, и установления места неупругого взаимодействия в мишенях, расположенных между камерами, а также для определения числа и направления вторичных частиц этого взаимодействия.

В одной серии измерений над калориметром находились 4 искровые камеры с размерами $106 \times 60 \times 10$ $см^3$, между которыми в одном отсеке находилась свинцовая мишень толщиной 28 $г/см^2$ и алюминиевая мишень толщиной 2,7 $г/см^2$ (электроды камер), а в остальных двух—алюминиевая мишень толщиной 16,6 $г/см^2$. В другой серии вместо нижних двух искровых камер с межэлектродным зазором по 10 *см* стояли подобные же камеры с зазором по 20 *см*, что увеличивало точность определения места взаимодействия.

Сечение неупругого ядерного взаимодействия измерялось методом непосредственного определения числа (N_1) частиц, прошедших через мишени без взаимодействия, и частиц (N_2), претерпевших неупругое взаимодействие. Сечение взаимодействия, например, для свинца определялось формулой

$$\sigma_{Pb} = \frac{A}{x_{Pb} N} \left[\ln\left(1 + \frac{N_2}{N_1}\right) - \frac{x_{Al}}{\lambda_{Al}} \right],$$

где x_{Pb} — толщина свинца, x_{Al} — толщина алюминия, λ_{Al} — пробег неупругого взаимодействия в алюминии, A — атомный вес свинца, N — число Авогадро. Для λ_{Al} была взята величина, полученная в этом эксперименте.

Отбирались случаи, удовлетворяющие следующим критериям. Требовалось, чтобы

1) четко выделенный электронно-ядерный ливень был зарегистрирован не менее чем в четырех рядах (не считая I ряда) калориметра;

2) направление ствола ливня в калориметре в пределах не более чем 5° совпадало с направлением первичной частицы в искровом телескопе;

3) в случае структурного ливня в каждом ряду ионизационных камер между ливнями было не менее двух несработавших камер и по искровому телескопу четко определялось направление первичной частицы отбираемого ливня.

В основном отбирались одиночные частицы и считалось, что частица неупруго провзаимодействовала в той или иной мишени, если наблюдались $n_s \geqslant 2$ вторичных частиц. Согласно нашим опытным данным пространственная разрешающая способность искровой камеры составляла две частицы на 1 *см*, что в расчете на углы соответствует 5° для камеры с межэлектродным зазором 10 *см* и еще меньше при зазоре 20 *см*.

Как известно, при взаимодействиях частиц высокой энергии ($E = 10^{11} \div 10^{12}$ *эв*) угол разлета частиц меньше 5° и поэтому весь узкий конус вторичных частиц выглядит как один след. Однако благодаря наличию частиц широкого конуса эффективность регистрации таких взаимодействий довольно высока. Как показала обработка сводных данных [3] по взаимодействиям с ядрами атомов ядерной эмульсии, в угловом диапазоне (5°—35°) в среднем на взаимодействие приходится 6,1 частиц и 4,9 частиц при энергиях первичной частицы соответственно 10^{11} *эв* и 10^{12} *эв*.

Все вторичные частицы имеют энергию больше 200 *Мэв* и, следовательно, выходят из мишени, в которой они рождаются, и с большой вероятностью могут быть зарегистрированы последующей искровой камерой.

Принятые нами критерии не учитывают те события, в которых родилась только одна частица. В работе [4], где энергия первичных частиц была 100 *Гэв*, из 52 случаев изученных методом ядерной фотоэмульсии взаимодействий нет событий с $n_s = 1$ и имеются только 2 случая с $n_s = 2$ и всего 8 случаев с $n_s = 5$.

Таким образом, с учетом 96% эффективности регистрации искровыми камерами двух следов при больших задержках (10—15 *мксек*) доля незарегистрированных взаимодействий будет меньше, чем 0,2%.

В использованном методе величина сечения неупругого взаимодействия может быть занижена из-за регистрации установкой электромагнитных взаимодействий мюонов в поглотителе калориметра. Нами оценено ожидаемое число событий, обусловленных прохождением мюонов через установку. Согласно этим оценкам в общем числе отобранных событий вклад мюонов не превышает 6%. Выделение таких событий проведено экспериментально при помощи каскадных кривых, рассчитанных для железа с учетом порога регистрации ионизации в отдельном канале усилителя. Требовалось также, чтобы распределение ионизации по глубине калориметра в пределах ошибок соответствовало теоретическим расчетам электромагнитного каскада. Исключая эти события из анализа, мы получаем результаты, почти полностью свободные от влияния мюонов.

В рассматриваемом интервале энергий ядерно-активных частиц основным электромагнитным процессом, который может приводить к ложному представлению акта неупругого взаимодействия, происшедшего в мишени, расположенной между искровыми камерами, является образование δ-электронов больших энергий.

Нами была рассчитана вероятность того, что ядерно-активная частица в мишени установки, расположенной между искровыми камерами, выбьет δ-электрон, который может быть зарегистрирован нижней искровой камерой, и что в принципе его нельзя отличить от акта неупругого взаимодействия ядерно-активной частицы в данной мишени. Вклад таких энергичных δ-электронов, которые могут иммитировать неупругие ядерные взаимодействия, порядка 0,6%.

Сводка экспериментальных данных приведена в таблице, где σ—сечение, соответствующее данному пробегу неупругого взаимодействия.

Приведенные ошибки в определении сечения включают в себя статистические ошибки и поправки, учитывающие геометрию установки и наличие мюонов в потоке заряженных частиц, а также возможное образование δ- электронов [5]. Средняя энергия частиц, включенных в общую статистику, составляет 450 *Гэв*.

Таблица

Мишень	N_1	N_2	σ, *мбарн*	α
Al	685	112	398^{+45}_{-30}	$0,71^{+0,10}_{-0,12}$
Pb	382	66	1670^{+240}_{-200}	

Используя полученные значения сечения неупругого взаимодействия адронов с ядрами атомов свинца и алюминия, можно определить показатель в формуле зависимости сечения от атомного веса вещества ($\sigma = \sigma_0 A^\alpha$)

$$\alpha = 0,71 \begin{array}{l} + \; 0,10 \\ - \; 0,12. \end{array}$$

В заключение выражаем благодарность А. П. Оганесяну, А. К. Унаняну и Р. А. Ериндажкяну за активную помощь в проведении эксперимента.

Ереванский физический институт

Поступила 2.II.1973

ЛИТЕРАТУРА

1. *Н. Х. Бостанджян, Д. Т. Вардумян, Г. А. Марикян, К. А. Матевосян, А. П. Оганесян.* ПТЭ, 1, 43 (1969).
2. *Д. Т. Вардумян, Г. А. Марикян, К. А. Матевосян, А. П. Оганесян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 47 (1967).
3. *T. Kobayashi.* Science Enginery Research. Lab. Wareale Univ., Tokyo, Japan, 1963.
4. *E. Lorhman, M. Teucher, M. Shein.* Phys. Rev., 122, 672 (1961).
5. *К. А. Матевосян.* Кандидатская диссертация, Ереван, 1971.

ԿԱՊԱՐԻ ԵՎ ԱԼՅՈՒՄԻՆԻՈՒՄԻ ՄԵՋ ՈՉ ԱՌԱՁԳԱԿԱՆ ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ԿՏՐՎԱԾՔԻ ՉԱՓՈՒՄԸ ԿԱՅԾԱՅԻՆ ԽՑԻԿՆԵՐԻ ԵՎ ԻՈՆԱՑՄԱՆ ԿԱԼՈՐԻՄԵՏՐԻ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ

Ն. Խ. ԲՈՍՏԱՆՋՅԱՆ, Դ. Տ. ՎԱՐԴՈՒՄՅԱՆ, Գ. Հ. ՄԱՐԻԿՅԱՆ, Կ. Ա. ՄԱԹԵՎՈՍՅԱՆ

Կայծային խցիկների միջև գտնվող թիրախներում ադրոնների ոչ առաձգական միջուկային փոխազդեցության տեղի անմիջական արձանագրման եղանակով որոշվել է փոխազդեցության կտրվածքների մեծությունը՝ $\sigma_{Al}=\left(398\pm^{45}_{30}\right)$ *մբարն և* $\sigma_{Pb}=\left(1670\pm^{240}_{200}\right)$ *մբարն, համապատասխանաբար ալյումինիումի ու կապարի համար, ադրոնների էներգիայի 450 ԳէՎ միջին արժեքի դեպքում։*

MEASURMENT OF THE CROSS SECTION OF INELASTIC NUCLEAR INTERACTIONS IN LEAD AND ALUMINUM BY MEANS OF SPARK CHAMBERS AND IONISATION CALORIMETER

N. Kh. BOSTANJIAN, D. T. VARDUMIAN, G. H. MARIKIAN, K. A. MATEVOSIAN

The cross sections of inelastic interactions of cosmic ray hadrons of average energies 450 *GeV* have been measured by direct registration of the place of interaction in target between wide-gap spark chambers. The cross sections were found to be $\sigma_{Al}=\left(398\pm^{45}_{30}\right)$ *mb* and $\sigma_{Pb}=\left(1670\pm^{240}_{200}\right)$ *mb* in aluminum and lead respectively.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 8, 395—404 (1973)

КВАНТОВЫЕ ЭФФЕКТЫ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОНОВ С ПЛОСКОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНОЙ В СРЕДЕ

С. Г. ОГАНЕСЯН, Г. К. АВЕТИСЯН

Рассматривается квантовое движение частицы со спином 1/2 в поле плоской электромагнитной монохроматической волны в среде. Получены волновые функции электрона в поле для случая, когда волна циркулярно поляризована, а начальная скорость электрона направлена вдоль распространения волны. Показано, что в среде снимается вырождение состояний электрона по спину. Расщепление энергии приводит к появлению новых частот в процессах рассеяния.

1. В работах [1—5] было рассмотрено движение заряженной частицы в поле плоской электромагнитной волны в среде. Оказывается, что в среде с показателем преломления $n>1$ при интенсивностях волны, больших некоторого критического значения, возникают новые эффекты отражения и захвата частицы волной. При этом квантовые эффекты без учета спина не меняют классического характера движения частицы, поскольку оптическая длина реального электромагнитного импульса всегда много больше комптоновской длины волны частицы. Однако, если учитывать спин частицы, то взаимодействие его с магнитным полем приведет к новым квантовым эффектам, отсутствующим в вакууме. Основной эффект, возникающий в среде из-за спинового взаимодействия,— это расщепление энергетических состояний электрона в поле волны. Снятие вырождения в среде легко понять, если перейти в сопутствующую систему волны. В этой системе электрическое поле волны отсутствует, а магнитное поле—статическое. Взаимодействие спина с таким полем приводит к расщеплению энергетических уровней частицы и в режиме захвата, полученном в [1—5], теперь появляются два критических значения, зависящие от направления проекции спина. Это обстоятельство можно использовать для поляризации пучка частиц: поскольку для разных направлений спина критические поля отражения или захвата частицы разные, то при определенной интенсивности волны будут отражаться или захватываться только частицы с одинаковыми направлениями спина. Расщепление энергетических уровней приведет также и к изменению спектра электродинамических эффектов.

Перейдем теперь к точному решению уравнения Дирака и к количественному рассмотрению указанных эффектов.

2. Рассмотрим движение частицы со спином 1/2 в поле плоской монохроматической волны циркулярной поляризации. Задача решается точно только в том случае, когда начальная скорость частицы направлена вдоль (или против) распространения волны. Выберем ось z вдоль этого направления. Тогда уравнение для спинора $f\begin{pmatrix} f_1 \\ f_2 \end{pmatrix}$ в поле волны

$$A_x = A_0 \sin \omega_0 \left(t - n_0 \frac{z}{c}\right), \quad A_y = A_0 \cos \omega_0 \left(t - n_0 \frac{z}{c}\right) \tag{1}$$

запишется в виде [6]

$$\left\{\hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial t^2} + c^2 \left(\hat{\vec{p}} - \frac{e}{c} \hat{\vec{A}}\right)^2 - \hbar e c \vec{\sigma} (\vec{H} + i \vec{E}) + m^2 c^4\right\} f = 0, \tag{2}$$

где $\hat{\vec{p}}$ — оператор импульса частицы, $\vec{E}$ и $\vec{H}$—напряженности электрического и магнитного полей волны, σ_i —матрицы Паули.

Спинор f определяет волновую функцию частицы [6]

$$\psi = \frac{1}{mc^2}\left[i\hbar \beta \frac{\partial}{\partial t} - c\beta \vec{\alpha} \left(\hat{\vec{p}} - \frac{e}{c} \hat{\vec{A}}\right) + mc^2 \right] \begin{pmatrix} f \\ -f \end{pmatrix}, \tag{3}$$

где $\vec{\alpha} = \begin{pmatrix} 0 & \vec{\sigma} \\ \vec{\sigma} & 0 \end{pmatrix}$ и $\beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$ — матрицы Дирака.

Уравнение (2) представляет собой систему двух дифференциальных уравнений второго порядка для компонент спинора f_1 и f_2. Если перейти от z и t к волновым переменным $\eta = t - n_0 \frac{z}{c}$ и $\zeta = t + n_0 \frac{z}{c}$ и искать решение этого уравнения в виде

$$f = e^{-\frac{i}{2\hbar}\lambda\zeta} \begin{pmatrix} f_1(\eta) \\ f_2(\eta) \end{pmatrix}, \quad \lambda = E - \frac{c}{n_0} p_z = \text{const}, \tag{4}$$

то переменные η и ζ разделяются и получается дифференциальное уравнение четвертого порядка по переменной η, характеристические корни которого есть

$$\Omega_{1,2,3,4} = -\frac{\omega_0}{2} + \frac{\lambda(n_0^2+1)}{2\hbar(n_0^2-1)} \pm$$

$$\pm \frac{E_0}{\hbar(n_0^2-1)} \sqrt{\left[1 - n_0 \frac{v_0}{c} \mp \frac{\hbar\omega_0}{2E_0}(n_0^2-1)\right]^2 - (n_0^2-1)\left(1 - \frac{v_0^2}{c^2}\right)\xi^2}. \tag{5}$$

С помощью (5) легко получить энергию частицы в поле

$$E = \pm \frac{1}{2}\hbar\omega_0 + \frac{\lambda n_0^2}{n_0^2-1} \pm$$

$$\pm \frac{E_0}{n_0^2-1} \sqrt{\left[1 - n_0 \frac{v_0}{c} \mp \frac{\hbar\omega_0}{2E_0}(n_0^2-1)\right]^2 - (n_0^2-1)\left(1 - \frac{v_0^2}{c^2}\right)\xi^2}, \tag{6}$$

соответствующую падающей и отраженной частице (знаки «минус» и «плюс» перед корнем) с учетом спинового расщепления («плюс» и «минус» под корнем соответствуют спину, направленному вдоль и против оси z). Если пренебречь спином частицы, то (6) переходит в классическое выражение для отражения и захвата [1—4]. Легко видеть, что в вакууме расщепление исчезает и выражение для энергии совпадает с выражением, полученным Волковым [7].

Оценим расщепление энергии частицы при интенсивностях, далеких от критических,

$$\Delta E = \hbar (\Omega_1 - \omega_0 - \Omega_2) \simeq \frac{\hbar\omega_0}{2} \left(\frac{\xi}{\xi_{\text{кр}}^{\text{кл.}}} \right)^2,$$

где $\xi_{\text{кр}}^{\text{кл.}} = \left| 1 - n_0 \frac{v_0}{c} \right| \Big/ \sqrt{(n_0 - 1)\left(1 - \frac{v_0^2}{c^2}\right)}$ — классическое выражение критического значения поля ($\xi^2 = e^2 A^2/m^2 c^4$ — релятивистски-инвариантный параметр интенсивности). При $\xi \sim \xi_{\text{кр}}^{\text{кл.}}$ получаем $\Delta E \sim 1$ *эв*.

Расщепление становится довольно большим для первоначально покоящихся частиц, когда $\xi_{\text{кр}} = \frac{1 - (n_0^2 - 1)\hbar\omega_0/2mc^2}{\sqrt{n_0^2 - 1}}$. При этом $\Delta E \simeq \sqrt{mc^2\hbar\omega_0} \sim 10^3$ *эв*. Критическое значение можно уменьшить, если, например, начальная скорость удовлетворяет условию $1 - n_0\frac{v_0}{c} = \mu \ll 1$; тогда $_{\text{кр}} \simeq \mu$ и расщепление будет $\Delta E \simeq \hbar\omega_0 \left[\sqrt{2\mu \frac{mc^2}{\hbar\omega_0}} - 1 \right] \sim 50$ *эв* при $\mu \sim 10^{-3}$.

Приведем теперь окончательный вид волновой функции частицы в поле волны. Если в волну входит частица, поляризованная против оси z, то падающая частица описывается волновой функцией

$$\psi^- = c_1 e^{i\frac{p^-}{\hbar} z - i\frac{E^-}{\hbar}} \begin{pmatrix} (a_1 + a_2)\, e^{i\omega_0\eta} \\ a_3 + 1 \\ (a_1 - a_2)\, e^{i\omega_0\eta} \\ a_3 - 1 \end{pmatrix}, \tag{7}$$

где

$$a_1 = \frac{a_2}{mc^2} \frac{(n_0 + 1)(E_0 - cp_0)}{n_0 - 1},$$

$$a_2 = i\, \frac{(n_0 - 1)(E^- - E_0)}{mc^2\xi},$$

$$a_3 = \frac{E_0 - cp_0}{mc^2}.$$

Энергия и импульс при этом будут

$$E^- = \hbar\Omega_1 + \frac{\lambda}{2},$$

$$p^- = \frac{n_0}{c}\left(\hbar\Omega_1 - \frac{\lambda}{2}\right).$$

В случае обратной поляризации имеем

$$\psi^{+} = c_2 e^{i\frac{p^-}{\hbar}z - i\frac{E^-}{\hbar}t} \begin{pmatrix} b_3+1 \\ (b_1+b_2)\,e^{-i\omega_0\eta} \\ b_3-1 \\ (b_1-b_2)\,e^{-i\omega_0\eta} \end{pmatrix}, \tag{8}$$

где

$$b_1 = \frac{b_2}{mc^2}\,\frac{(n_0-1)(E_0+cp_0)}{n_0+1},$$

$$b_2 = i\frac{(n_0+1)(E^+-E_0)}{mc^2\xi},$$

$$b_3 = \frac{E_0+cp_0}{mc^2},$$

а

$$E^+ = \hbar\omega_0 + \hbar\Omega_2 + \frac{\lambda}{2},$$

$$p^+ = \frac{n_0}{c}\left(\hbar\omega_0 + \hbar\Omega_2 - \frac{\lambda}{2}\right).$$

Для нахождения постоянных c_1 и c_2, входящих в (7) и (8), нормируем волновые функции на одну частицу в единице объема. Тогда

$$c_1 = \sqrt{2}\,\sqrt{1+|a_1|^2+|a_2|^2+|a_3|^2} = \sqrt{2}\,\times$$

$$\times\sqrt{1+\frac{(E_0-cp_0)^2}{m^2c^4}+\frac{(n_0+1)^2(E_0-cp_0)^2(E^--E_0)^2}{(m^2c^4\xi)^2}+\frac{(n_0-1)^2(E^--E_0)^2}{(mc^2\xi)^2}},$$

$$c_2 = \sqrt{2}\,\sqrt{1+|b_1|^2+|b_2|^2+|b_3|^2} = \sqrt{2}\,\times$$

$$\times\sqrt{1+\frac{(E_0+cp_0)^2}{m^2c^4}+\frac{(n_0-1)^2(E_0+cp_0)^2(E^+-E_0)^2}{(m^2c^4\xi)^2}+\frac{(n_0+1)^2(E^+-E_0)^2}{(mc^2\xi)^2}}.$$

Отраженные частицы описываются функциями ψ'^{-} и ψ'^{+}, которые получаются соответственно из ψ^- и ψ^+ заменой $\Omega_1 \to \Omega_4$ в первом случае и $\Omega_2 \to \Omega_3$ — во втором. Что касается коэффициентов отражения, то их можно определить, если ввести огибающую монохроматической волны.

В случае вакуума полученные нами волновые функции совпадают с функциями Волкова, а при $\xi=0$ переходят в волновые функции свободного движения.

3. Рассмотрим теперь излучение электрона в таком поле. Для этого представим волновые функции (7) и (8) в более удобной форме

$$\begin{aligned} \psi^- &= c_1 e^{i\frac{p^-}{\hbar}z - i\frac{E^-}{\hbar}t}\left(g_1 e^{i\omega_0\eta} + g_2\right), \\ \psi^+ &= c_2 e^{i\frac{p^+}{\hbar}z - i\frac{E^+}{\hbar}t}\left(g_3 + g_4 e^{-i\omega_0\eta}\right), \end{aligned} \tag{9}$$

где

$$g_1 = \begin{pmatrix} a_1 + a_2 \\ 0 \\ a_1 - a_2 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad g_2 = \begin{pmatrix} 0 \\ a_3 + 1 \\ 0 \\ a_3 - 1 \end{pmatrix}, \quad g_3 = \begin{pmatrix} b_3 + 1 \\ 0 \\ b_3 - 1 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad g_4 = \begin{pmatrix} 0 \\ b_1 + b_2 \\ 0 \\ b_1 - b_2 \end{pmatrix}.$$

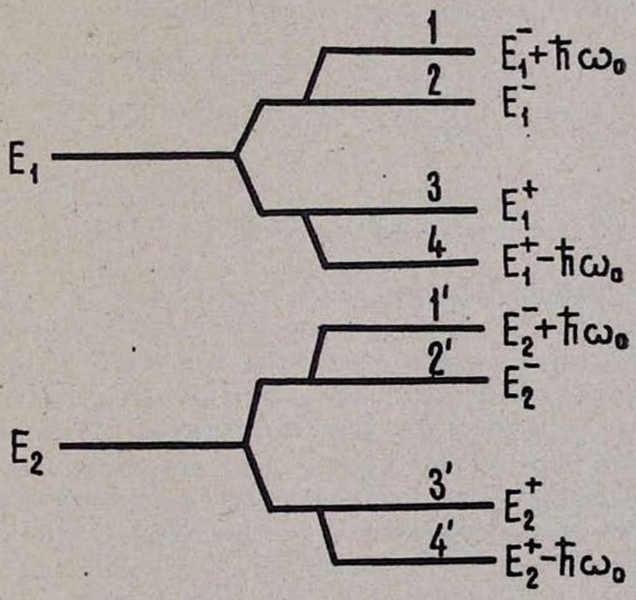
Здесь ψ^- соответствует электрону, который до взаимодействия имел спин $(-1/2)$, а $\psi^+ - (+1/2)$.

Матрица рассеяния, описывающая переход электрона из состояния с энергией E_1 в состояние с энергией E_2 с одновременным излучением фотона с частотой ω и поляризацией ν, имеет вид

$$S^{\nu}_{1\to 2} = -\frac{ie}{\sqrt{2\omega}} \int \bar{\psi}_2 e^{\nu}_{\mu} \gamma_{\mu} \psi_1 e^{i(\omega t - kz)}\, dv dt. \tag{10}$$

Волновые функции электрона $\psi^{\pm}$ представляют собой суперпозицию двух состояний, одно из которых чисто электронное (g_2, g_3), а два других (g_1, g_4) — электрон$\pm$фотон. Учитывая спиновое расщепление, получаем 16 переходов из 4 возможных начальных состояний в четыре конечных состояния (см. рисунок). Из них отличным от нуля элементам S-матрицы соответствуют лишь переходы

$$1 \to 2',\ 3 \to 4';\ 2 \to 1',\ 4 \to 3';\ 1 \to 4',\ 4 \to 1'.$$



Процессам $1 \to 2'$ и $3 \to 4'$ соответствуют законы сохранения

$$\begin{aligned} E_1^{\mp} + \hbar\omega_0 &= E_2^{\mp} + \hbar\omega, \\ p_1^{\mp} + \hbar k_0 &= p_2^{\mp} + \hbar k, \end{aligned} \tag{11}$$

где ω_0, k_0—частота и волновой вектор падающего фотона, ω, k—излученного, а $E^{\mp}_{1,2}$ и $p^{\mp}_{1,2}$ даются формулой (6). Из (11) видно, что отличны от нуля поперечники комптоновского рассеяния без переворота спина.

Для наглядности будем считать поле слабым ($\xi \ll 1$) и разлагать все выражения по ξ^2. При этом будем иметь

$$E^{\mp} = E_0 + \frac{m^2c^4\xi^2}{2(E_0 - n_0cp_0)} \pm \frac{\left(1-\frac{v_0^2}{c^2}\right)\xi^2}{4\left(1-n_0\frac{v_0}{c}\right)^2}(n_0^2-1)\hbar\omega_0 \equiv E_0 + \alpha\xi^2 \pm \beta\xi^2,$$

$$p^{\mp} = p_0 + n_0\frac{m^2c^4\xi^2}{2(E_0 - n_0cp_0)} \pm n_0\frac{(1-v_0^2/c^2)\xi^2}{4\left(1-n_0\frac{v_0}{c}\right)^2}(n_0^2-1)\hbar\omega_0 \equiv p_0 + n_0\alpha\xi^2 \pm n_0\beta\xi^2.$$

Воспользовавшись выражениями

$$\left(E^{\mp} \pm \frac{\hbar\omega_0}{2}\right)^2 - \left(E^{\mp} \pm \frac{\hbar k_0}{2}c\right)^2 = m^2c^4(1+\xi^2) - \frac{\hbar^2\omega_0^2}{4}(n_0^2-1) \pm \hbar(\omega_0E_0 - c^2k_0p_0),$$

$$\lambda_2 = \lambda_1 - \left(1 - \frac{n}{n_0}\right)\hbar\omega,$$

$$E_{20} - cn_0p_{20} = \sqrt{n_0^2\lambda_2^2 - (n_0^2-1)m^2c^4},$$

можно получить уравнения, определяющие рассеянную частоту ω,

$$\hbar\omega^2(1-n^2) + \omega[-2\hbar\omega_0(1-n_0n) - 2(E_1^{\mp} - cnp_1^{\mp})] + \hbar\omega_0^2(1-n_0^2) +$$
$$+ 2\omega_0(E_1^{\mp} - cn_0p_1^{\mp}) = \pm[\omega_0(E_{20} - E_{10} - \hbar\omega_0 + \hbar\omega) + c^2k_0(p_{10} - p_{20} + \hbar k_0 - \hbar k)] \tag{12}$$

$$E_{20} - cn_0p_{20} = \sqrt{(E_{10} - cn_0p_{10})^2 - 2n_0^2\lambda_1\hbar\omega\left(1 - \frac{n}{n_0}\right) + \hbar^2\omega^2n_0^2\left(1-\frac{n}{n_0}\right)^2}.$$

Здесь n—показатель преломления на частоте ω; λ_1 и λ_2—сохраняющиеся величины (4) в состояниях с энергиями E_1 и E_2 соответственно.

Без учета спина и отдачи ($\hbar=0$) выражение для ω, определяемое из (12), совпадает с классическим выражением [8].

Простое выражение для расщепленных частот $\omega^{\mp}$ можно получить в случае рассеяния назад. Для ультрарелятивистской частицы за счет доплеровского смещения рассеянная частота оказывается намного больше оптической ($n \simeq 1$) и в (12) можно разложить корень в ряд, если потребовать, чтобы

$$E_{10} + cn_0p_{10} \gg \hbar\omega, \quad E_1 - cp_1 \sim E_{10} - cp_{10} \gg \hbar\omega_0.$$

Последнее условие определяет максимальную начальную скорость частицы: $1 - \frac{v_{10}}{c} \gg \left(\frac{\hbar\omega_0}{mc^2}\right)^2 \sim 10^{-12}$. При этом рассеиваемые частоты ограничены сверху условием $\omega \ll E_{10}\left(1 + n_0\frac{v_{10}}{c}\right)/\hbar \sim 10^{26}$ *сек*$^{-1}$. При выполнении указанных условий из (12) имеем

$$\omega^{\mp} = \omega_0 \frac{1+n_0 \frac{v_{10}}{c}}{1-\frac{v_{10}}{c}} + \omega_0 \frac{\alpha_1 (1-n_0^2)}{E_{10}-cp_{10}} - \omega_0 \frac{\alpha_1 (1+n_0)\left(1+n_0 \frac{v_{10}}{c}\right)}{\left(1-\frac{v_{10}}{c}\right)(E_{10}-cp_{10})} (\alpha_1 + \hbar\omega_0) + \tag{13}$$

$$+ \omega_0 \frac{\hbar\omega_0 [(1-n_0^2)+2]}{2(E_{10}-cp_{10})} \mp \omega_0 \frac{\beta_1 (1+n_0) - \alpha_1 \delta}{2(E_{10}-cp_{10})} \frac{1+n_0 \frac{v_{10}}{c}}{1-\frac{v_{10}}{c}},$$

где

$$\delta = \frac{n_0^2 (1-n_0^2)\left(1+\frac{n}{n_0}\right) \lambda_1 \hbar\omega_0}{(E_{10}+cn_0p_{10})^2}.$$

Поперечники рассеяния электрона, просуммированные по поляризациям излучаемого фотона, определяются следующими выражениями (при начальной поляризации частицы против оси z и вдоль оси z):

$$\frac{d\sigma_-}{dO} = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{n^2}{n_0} \frac{\omega}{\omega_0} \frac{c}{\pi\left(1-\frac{v_{10}}{c}\right)} \frac{1}{\xi^2} \frac{|c_1|^2 |c_1'|^2 |a_1 a_3' - a_2|^2}{\left|\frac{dE_2^-/\hbar}{dk} + \frac{d\omega^-}{dk}\right|},$$

$$\frac{d\sigma_+}{dO} = \left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \frac{n^2}{n_0} \frac{\omega}{\omega_0} \frac{c}{\pi\left(1-\frac{v_{10}}{c}\right)} \frac{1}{\xi^2} \frac{|c_2|^2 |c_2'|^2 |b_1' b_3 - b_2'|^2}{\left|\frac{dE_2^+/\hbar}{dk} + \frac{d\omega^+}{dk}\right|}, \tag{14}$$

где величины со штрихом относятся к состоянию E_2, без штриха—к E_1. Поскольку из-за расщепления частоты различаются, то в отличие от случая вакуума нельзя складывать поперечники для разных начальных поляризаций. Переходя к случаю вакуума и вычисляя с помощью (14) поперечник, усредненный по начальным состояниям спина электрона и проинтегрированный по азимутальному углу, получаем формулу, выведенную Гольдманом [9]. Как и в вакууме, вперед излучается основная частота ω_0 и расщепление отсутствует. Однако в вакууме вероятность излучения не зависит от начальной поляризации электрона. В среде, как мы видим, для разных поляризаций вероятности различны, что будет приводить к частичной поляризации неполяризованного вначале пучка. В частности, измеряя интенсивности излученных назад частот (они расщеплены), можно судить о поляризации начального пучка.

Рассмотрим теперь переходы $2 \to 1'$ и $4 \to 3'$. Они соответствуют аномальному рассеянию Комптона [10] с различными начальными поляризациями частицы. В этом случае в первом приближении по $\hbar$ вперед излучаются частоты

$$\omega^{\mp} = \omega_1 + \omega_2^{\mp},$$

$$\omega_1 = -\omega_0 \frac{1-n_0\frac{v_{10}}{c}}{1-n_1\frac{v_{10}}{c}} + \omega_0\alpha_1 \frac{1-n_0 n_1}{\left(1-n_1\frac{v_{10}}{c}\right)^2}\left(1-n_0\frac{v_{10}}{c}\right)\left[1+\right.$$

$$\left.+\frac{(n_0^2-1)\left(1-n_1\frac{v_{10}}{c}\right)}{(1-n_0n_1)\left(1-n_0\frac{v_{10}}{c}\right)}\right],$$

$$\omega_2^{\mp} = \omega_1\frac{\hbar\omega_0}{E_{10}}\frac{2(1-n_0n_1)-(n_0^2-1)\frac{\omega_0}{\omega_1}-(n_1^2-1)\frac{\omega_1}{\omega_0}}{1-n_1\frac{v_{10}}{c}-n_1'(\omega)\,\omega_1\frac{v_{10}}{c}} -$$

$$-\omega_1\beta_1\frac{[1-n_0n_1-n_0n_1'(\omega)\,\omega_1]\left[2(1-n_0n_1)-(n_0^2-1)\frac{\omega_0}{\omega_1}-(n_1^2-1)\frac{\omega_1}{\omega_0}\right]}{2(n_0^2-1)\left(1-n_1\frac{v_{10}}{c}-n_1'(\omega)\,\omega_1\frac{v_{10}}{c}\right)^2} \pm \tag{15}$$

$$\pm\,\omega_1\frac{\beta_1}{E_{10}}\frac{1-n_0n_1-(n_0^2-1)\frac{\omega_0}{\omega_1}+2n_0^2\left(1-\frac{n_1}{n_0}\right)\lambda_1/(E_{10}-n_0cp_{10})}{1-n_0\frac{v_{10}}{c}-n_1'(\omega)\,\omega_1\frac{v_{10}}{c}},$$

которые расщепляются в зависимости от начальной поляризации электрона.

Переходы $2\to3'$ и $3\to2'$ соответствуют черенковскому излучению в поле волны; при этом отличны от нуля лишь вероятности излучения с переворотом спина. При переходе $2\to3'$ электрон меняет поляризацию (проекция спина $-1/2\to+1/2$) и излучается фотон с частотой, определяемой из выражения

$$\hbar\omega^2(1-n^2)+\omega\left[-2(E_1^- - cnp_1^-)+\beta_1\frac{2n_0^2\left(1-\frac{n}{n_0}\right)\lambda_1}{E_{10}-cn_0p_{10}}\right]=2\omega_0\alpha_1(1-n_0^2). \tag{16}$$

Вероятность излучения при этом будет

$$\frac{dW_{\mp}}{dO}=\frac{e^2n^2(\omega)\,\omega}{4\pi^2}\left|1-\frac{(E_{10}-cp_{10})(E_{20}+cp_{20})}{m^2c^4}\right|^2\frac{|c_1|^2|c_2'|^2}{\left|\frac{dE_2^{\mp}}{dk}+\hbar\frac{d\omega^{\mp}}{dk}\right|}. \tag{17}$$

При переходе $3\to2'$ (проекция спина $+1/2\to-1/2$) для частоты излучения имеем

$$\hbar\omega^2(1-n^2)+\omega\left[-2(E_1^+ - ncp_1^+)-\beta_1\frac{2n_0^2\left(1-\frac{n}{n_0}\right)\lambda_1}{E_{10}-n_0cp_{10}}\right]=2\omega_0\alpha_1(n_0^2-1), \tag{18}$$

а вероятность излучения есть

$$\frac{dW_{\pm}}{dO}=\frac{e^2n^2(\omega)\,\omega}{4\pi^2}\left[1-\frac{(E_{20}-cp_{20})(E_{10}+cp_{10})}{m^2c^4}\right]^2\frac{|c_1'|^2|c_2|^2}{\left|\frac{dE_2^-}{dk}+\hbar\frac{d\omega^-}{dk}\right|}. \tag{19}$$

Переходы $1\to 4'$ и $4\to 1'$ соответствуют нормальному и аномальному двухфотонному комптоновскому рассеянию с переворотом спина. Поперечник рассеяния (проекция спина $-1/2\to+1/2$) дается выражением

$$\frac{d\sigma_{\mp}}{dO}=\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 n^2(\omega)\frac{\omega}{\omega_0}\frac{1}{\pi\left(1-\frac{v_{10}}{c}\right)}\frac{1}{\xi^2}|a_1b_1'^*-a_2b_2'^*|^2\frac{|c_1|^2|c_2'|^2}{\left|\frac{dE_2^{+}/\hbar}{dk}+\frac{d\omega^{\mp}}{dk}\right|}, \tag{20}$$

а для процесса $+1/2\to-1/2$ (переход $4\to 1'$) имеем

$$\frac{d\sigma_{\pm}}{dO}=\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 n^2(\omega)\frac{\omega}{\omega_0}\frac{1}{\pi\left(1-\frac{v_{10}}{c}\right)}\frac{1}{\xi^2}|a_1'^*b_1-a_2'^*b_2|^2\frac{|c_1'|^2|c_2|^2}{\left|\frac{dE_2^-/\hbar}{dk}+\frac{d\omega^{\mp}}{dk}\right|}. \tag{21}$$

Рассеянные при этом частоты определяются выражениями

$$\omega^{\mp}=\omega_1+\omega_2^{\mp},$$

$$\omega_1=-2\omega_0\frac{1-n_0\frac{v_{10}}{c}}{1-n_1\frac{v_{10}}{c}}+\omega_0\alpha_1\frac{n_0^2-1}{E_{10}\left(1-n_0\frac{v_{10}}{c}\right)}\left[1+2\frac{1-n_0n_1}{n_0^2-1}\frac{1-n_0\frac{v_{10}}{c}}{1-n_1\frac{v_{10}}{c}}\right], \tag{22}$$

$$\omega_2^{\mp}=\omega_1\frac{\hbar\omega_0}{2E_{10}\left(1-n_0\frac{v_{10}}{c}-n_1'(\omega)\,\omega_1\frac{v_{10}}{c}\right)}\left[4(1-n_0n_1)-4(n_0^2-1)\frac{\omega_0}{\omega_1}-\right.$$

$$\left.-(n_1^2-1)\frac{\omega_1}{\omega_0}-\frac{\beta_1}{\hbar\omega_0}\frac{2n_0^2\left(1-\frac{n_1}{n_0}\right)\lambda_1}{E_{10}\left(1-n_0\frac{v_{10}}{c}\right)}\right]-$$

$$-\omega_1\frac{\beta_1\left(1-n_0\frac{v_{10}}{c}\right)(1-n_0n_1-n_0n_1'(\omega)\,\omega_1)}{E_{10}\left(1-n_1\frac{v_{10}}{c}-n_1'(\omega)\,\omega_1\frac{v_{10}}{c}\right)^2}\times$$

$$\times\left[4(1-n_0n_1)-4(n_0^2-1)\frac{\omega_0}{\omega_1}-(n_1^2-1)\frac{\omega_1}{\omega_0}\right].$$

Двухфотонное комптоновское рассеяние вперед и назад возникает только в среде при учете спина и отдачи частицы. Поскольку процессы вперед с переворотом спина идут с разными вероятностями, то это приведет к поляризации вначале неполяризованного пучка электронов.

Выражаем благодарность В. М. Арутюняну за постановку задачи и обсуждения.

Ереванский государственный университет

Поступила 10.VI.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. М. Арутюнян, Г. К. Аветисян.* Препринт ИФИ 71—01 (1971).
2. *В. М. Арутюнян, Г. К. Аветисян.* ДАН АрмССР, 52, 5 (1971).
3. *В. М. Арутюнян, Г. К. Аветисян.* Квантовая электроника, 7, 54 (1972).
4. *В. М. Арутюнян, Г. К. Аветисян.* ЖЭТФ, 5, 62 (1972).
5. *В. М. Арутюнян, Г. К. Аветисян.* Препринт ИФИ 71—03 (1971).
6. *А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий.* Квантовая электродинамика, М., 1969.
7. *В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский.* Релятивистская квантовая теория, Изд. Наука, М., 1968.
8. *Г. К. Аветисян, С. Г. Оганесян.* Препринт ЕГУ 72—02; Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 12 (1973).
9. *И. И. Гольдман.* ЖЭТФ, 46, 1412 (1964).
10. *И. М. Франк.* Ядерная физика, 7, 1100 (1969).

ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԷՖԵԿՏՆԵՐ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ԱԶԱՏ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ԵՎ ՀԱՐԹ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Ս. Գ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ. Հ. Կ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ

Ուսումնասիրվում է $^1/_2$ սպինով մասնիկի շարժումը միջավայրում հարթ էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտում։ Գտնված են էլեկտրոնի ճշգրիտ ալիքային ֆունկցիաները շրջանագծային բևեռացված ալիքի դաշտում։ Սպինային փոխազդեցության հետևանքով էլեկտրոնի էներգետիկ վիճակները ճեղքվում են, որի պատճառով էլեկտրոնի «անդրադարձման և զավթման» էֆեկտում առաջանում են երկու կրիտիկական արժեքներ ըստ ալիքի ինտենսիվության։ Էներգետիկ վիճակների այլասեռվածության վերացումը բերում է ցրման պրոցեսներում նոր հաճախությունների առաջացման, ինչպես նաև էլեկտրոնային փնջի բևեռացման։

QUANTUM EFFECTS AT THE INTERACTION OF ELECTRONS WITH PLANE ELECTROMAGNETIC WAVE IN THE MEDIUM

S. G. HOVHANNISIAN, H. K. AVETISSIAN

The quantum mechanical motion of spin 1/2 particle in the plane monochromatic electromagnetic field in the medium is discussed. The exact wave function in the case of circular polarization of the wave and the primary velocity of electron directed along the wave propagation is obtained. The split of energy levels leads to new frequencies in scattering processes.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 8, 405—411 (1973)

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ТЕОРИИ ОНДУЛЯТОРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Н. А. КОРХМАЗЯН

Предельно упрощена формула для спектрального распределения ондуляторного излучения при „сильных" полях. Рассмотрен конечный ондулятор и получено условие, при котором для него можно пользоваться более простыми формулами интенсивности, справедливыми для бесконечного ондулятора. Получено также условие малости случайных отклонений поля от синусоидального. Исследована поляризация ондуляторного излучения и показано, что степень поляризации такого излучения в области максимальной интенсивности находится в пределах $85 \div 100\%$, в то время как для синхротронного излучения она составляет $50 \div 85\%$.

В последние годы появился ряд работ [1—9], в которых показана возможность использования магнитных ондуляторов (а также мощного электромагнитного излучения в сантиметровом диапазоне) для генерации сильно направленного жесткого излучения и для регистрации одиночных заряженных частиц в области высоких энергий. Был выявлен ряд особенностей ондуляторного излучения и показано, что для конкретных целей оно имеет ряд преимуществ по сравнению с синхротронным и черенковским излучениями.

В настоящей работе рассмотрены некоторые детали теории ондуляторного излучения, которые должны быть учтены в возможных экспериментах. В частности, детально исследуются и сравниваются степени поляризации синхротронного и ондуляторного излучений во всей области генерируемых частот.

1. Как было показано в [7], для траектории релятивистской частицы в идеальном ондуляторе (синусоидальное поле) при условии $z_0 < 1$ (точнее при $z_0^2 \ll 4$) можно ограничиться приближением

$$\begin{aligned} x &= - x_0 \cos \Omega t, \quad x_0 = \beta_0 e H_0 / M \gamma_0 \Omega^2, \\ z &= v_z t = (v_0 - \Delta v) t, \quad \Delta v = x_0^2 \Omega^2 / 4 \beta_0 c, \end{aligned} \tag{1}$$

где $z_0 = eH_0 l/2\pi Mc^2$, $\Omega = 2\pi\beta_0 c/l$, $\gamma_0 = 1/\sqrt{1-\beta_0^2}$, $\beta_0 = v_0/c$, H_0 и l — амплитуда и период поля, M и e — масса и заряд частицы, движущейся с первоначальной скоростью v_0 вдоль оси z. Поля, при которых $z_0 < 1$, но не $z_0 \ll 1$, мы называем сильными.

Формулу для спектральной интенсивности ондуляторного излучения при указанных условиях легче всего можно получить, совершив преобразование Лоренца от сопутствующей системы отсчета K^* к системе K, в которой электрон движется по закону (1). В системе же K^* траектория имеет вид

$$x^* = - x_0 \cos \Omega^* t^*, \quad y^* = z^* = 0. \tag{2}$$

Тогда для энергии, излученной с единицы пути пролета в единичном интервале частот в m-ой гармонике, получим выражение

$$\frac{dW}{d\omega dz} = \frac{e^2\omega}{2\pi c^2}\left\{\frac{\sigma_\parallel^2}{\sin^2\theta_m}\int\limits_0^{2\pi} J_m^2\,(\alpha_m)\frac{d\varphi}{\cos^2\varphi} - \frac{1+z_0^2/2}{\gamma_0^2}\int\limits_0^{2\pi} J_m^2\,(\alpha_m)\,d\varphi\right\}, \tag{3}$$

где введены обозначения

$$\sigma_\parallel = \frac{m\Omega}{\beta_\parallel\omega},\ \alpha_m = \frac{x_0}{c}\,\omega\sin\theta_m\cos\varphi,\ \cos_m = \frac{1}{\beta_\parallel} - \sigma_m,$$

$$\beta_\parallel^2\,\omega^2\sin^2\theta_m = \frac{1+z_0^2/2}{\gamma_0^2}\,(\omega - \omega_{1,\,m})\,(\omega_{2,\,m} - \omega), \tag{4}$$

$$\omega_{1,\,m} = \frac{m\Omega}{1+\beta_\parallel} = \frac{m\Omega}{2},\ \omega_{2,\,m} = \frac{m\Omega}{1-\beta_\parallel} = \frac{2m\Omega\gamma_0^2}{1+z_0^2/2}.$$

При этом мы воспользовались разложением $1/\gamma_\parallel^2 = (1+z_0^2/2)/\gamma_0^2$. Формула (3) совпадает с формулой (1) работы [7].

Если ограничиться значениями $z_0 < 2/3$, то, с одной стороны, хорошо выполняется условие применимости излагаемой здесь теории $z_0^2 \ll 4$, а с другой, как было показано в [4], можно ограничиться лишь первой гармоникой $m=1$. Нетрудно заметить, что при этом аргумент бесселевой функции $\alpha_1 \leqslant 0{,}6$. Поэтому использовав приближение $J_1(\alpha_1) = \alpha_1/2$ и проинтегрировав (3) по φ, мы получим формулы для спектральных распределений энергии и числа квантов ондуляторного излучения в предельно простом виде ($x = \omega/\Omega\gamma_\parallel^2$, $0 \leqslant x \leqslant 2$)

$$\begin{aligned}\frac{dW}{dxdz} &= \frac{\pi^2 e^2}{l^2}\gamma_0^2\,\frac{z_0^2}{2\,(1+z_0^2/2)^2}\,x\,[1+(1-x)^2],\\ \frac{dN_\gamma}{dxdz} &= \frac{e^2}{\hbar c}\,\frac{\pi}{l}\,\frac{z_0^2}{4\,(1+z_0^2/2)}\,[1+(1-x)^2].\end{aligned} \tag{5}$$

Кривые, приведенные на рис. 1, 2 работы [7], являются графиками этих функций. Проинтегрировав (5) по x, мы получим формулы для полной энергии и для полного числа квантов, излученных с единицы пути пролета, в виде

$$\frac{dW}{dz} = \frac{2e^4H_э^2}{3M^2c^4}\,\frac{\gamma_0^2}{(1+z_0^2/2)^2},\ \frac{dN}{dz} = \frac{e^2}{\hbar c}\,\frac{\pi}{l}\,\frac{2\,z_0^2}{3\,(1+z_0^2/2)}, \tag{6}$$

где $H_э = H_0/\sqrt{2}$. Если, например, $z_0 \approx 0{,}5$, $l = 2$ *см* и $H_0 = 10^4$ *э*, то с 1 *м* пробега испускается $\approx 0{,}15$ квантов с длиной волны $\lambda \sim l/\gamma_\parallel^2$. Если же удастся, сохранив значение z_0, уменьшить l в некоторое число раз, то во столько же раз увеличатся число испускаемых фотонов и энергия каждого из них.

2. Практически осуществить статические идеально синусоидальные поля невозможно. Поэтому в этом пункте рассматривается влияние малых

отклонений поля от синусоидального. Пусть поперечная компонента поля ондулятора имеет вид

$$H_y = [-H_0 + \Delta H(z)] \cos \frac{2\pi z}{l} \qquad (7)$$

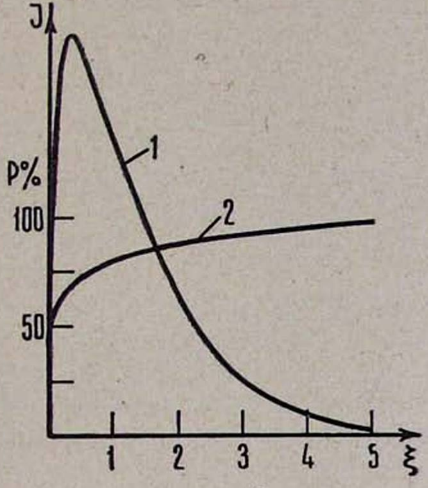


Рис. 1. Спектральное распределение синхротронного излучения в произвольном масштабе (кривая 1) и степень поляризации синхротронного излучения в процентах (кривая 2) в зависимости от безразмерной частоты $\xi = \omega/\omega_c$, где $\omega_c = \frac{3}{2}\frac{eH}{Mc}\gamma^2$.

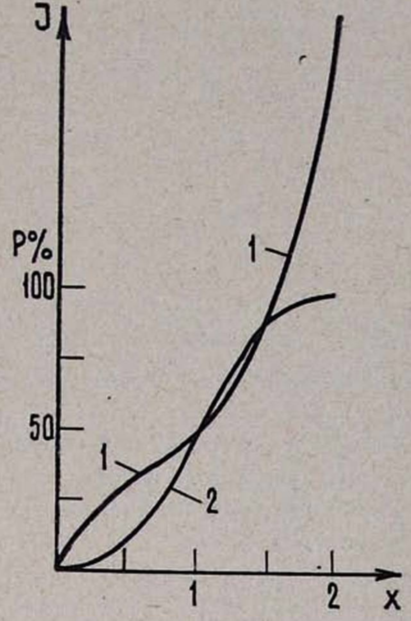


Рис. 2. Спектральное распределение ондуляторного излучения в произвольном масштабе (кривая 1) при $z_0 < 2/3$ и степень поляризации этого излучения в процентах (кривая 2) в зависимости от безразмерной частоты $x = \omega/\Omega\gamma_\parallel^2$, где $\gamma_\parallel^2 = \gamma_0^2/(1 + z_0^2/2)$.

и, кроме того, $\max|\Delta H| = \Delta H_0 \ll H_0$. Наличие ΔH приводит к возмущению траектории на Δx и Δz и в формуле для интенсивности появится фактор $\exp i(\Delta x k_x + \Delta z k_z)$. Поэтому при выполнении условия $(\Delta x k_x + \Delta z k_z) \ll 1$ влияние отклонения поля от синусоидального будет мало.

Из уравнений движения имеем следующие оценки:

$$|\Delta x| \lesssim \frac{cz_0}{\Omega\gamma_0}\frac{\Delta H_0}{H_0}, \quad |\Delta z| \lesssim \frac{cz_0^2}{8\,\Omega\gamma_0^2}\frac{\Delta H_0}{H_0}. \qquad (8)$$

Используя (4) и (8), найдем

$$\Delta H_0 \ll H_0, \quad z_0 \lesssim 2/3. \qquad (9)$$

Таким образом, при выполнении условий (9) возмущением в (7) можно пренебречь.

3. Рассмотрим теперь ондулятор конечной длины и найдем условие, при котором для таких ондуляторов можно пользоваться более простыми формулами, полученными для интенсивности бесконечного ондулятора.

Пусть частица пролетает через ондулятор за конечный промежуток времени $(-T/2, +T/2)$, совершая колебания по закону (1). Тогда частица излучает лишь в течение конечного интервала времени T. Для определенности примем $T = N\tau = N 2\pi/\Omega$, где τ — период пролета. Поступая в дальнейшем аналогично работе [1], получим

$$\frac{dW_m}{d\omega dO} = \frac{e^2\omega^2}{\pi^2 c}\beta_{\parallel}^2\left\{\sin^2\theta - 2\sigma_{\parallel}\cos\theta + \sigma_{\parallel}^2\,\frac{1-\sin^2\theta\cos^2\varphi}{\sin^2\theta\cos^2\varphi}\right\}\times$$
$$\times J_m^2(\alpha)\,\frac{\sin^2\{[(1-\beta_{\parallel}\cos\theta)\omega - m\Omega]N\tau/2\}}{[(1-\beta_{\parallel}\cos\theta)\omega - m\Omega]^2}. \tag{10}$$

При $(N\tau/2) \to \infty$ последний множитель переходит в $(\pi\delta[(1-\beta_{\parallel}\cos\theta)\omega - m\Omega])^2$. Если одну δ-функцию заменить на $T/2\pi$, то после соответствующих преобразований мы придем к формуле для бесконечного ондулятора.

Обозначим последний множитель в (10) через $\varphi_2(\omega)$, а произведение всех остальных множителей — через $\varphi_1(\omega)$. Функция φ_2 имеет основной максимум в интервале частот $\delta\omega \sim 2\Omega/N(1-\beta_{\parallel}\cos\theta)$ вокруг частоты $\omega_{max} \sim \Omega/(1-\beta_{\parallel}\cos\theta)$. Имея в виду, что в рассматриваемом случае существенны углы $\theta \sim 1/\gamma_0$, для этого интервала можно написать

$$\delta\omega \sim \frac{2}{N}\,\Omega\gamma_0^2, \quad m = 1. \tag{11}$$

Для того, чтобы функцию φ_2 можно было заменить на квадрат δ-функции при конечных N, необходимо, чтобы функция φ_1 менялась незначительно в интервале частот (11), т. е. чтобы φ_1 в этом интервале была бы более «гладкой» функцией, чем φ_2. Нетрудно убедиться, что условие постоянства функции φ_1 в интервале (11), т. е. условие $|\varphi_1(\omega_{max} \pm \delta\omega/2) - \varphi_1(\omega_{max})| \ll |\varphi_1(\omega_{max})|$, выполняется при $\delta\omega \ll \Omega\gamma_0^2$. Сопоставляя этот результат с условием (11), мы приходим к выводу, что при наличии ондулятора с $2N$ магнитами спектральное распределение можно вычислить, пользуясь формулой (10) для бесконечного ондулятора, если выполняется условие

$$N \gg 2. \tag{12}$$

При уменьшении же N до единицы интерференционные явления должны постепенно погашаться, а пик в спектре—сглаживаться. Аналогичная задача была рассмотрена в работе [5] для случая слабых поле $z_0 \ll 1$.

Формула (10) для конечного ондулятора впервые была получена Моцем [10]. Однако в этой работе второй член в фигурных скобках (10) отсутствовал. Эта ошибка связана с тем, что при раскрытии квадрата модуля выражения (64) указанной работы был пропущен член, пропорциональный произведению единичных векторов $\vec{u}_1\vec{u}_2 = -\sin\theta\cos\theta\cos\varphi$.

4. Одной из важных характеристик всякого излучения является его поляризация. Для вычисления интенсивности ондуляторного излучения, по-

ляризованного так, чтобы электрический вектор находился в плоскости колебания электрона (x, z), необходимо до интегрирования по времени спроектировать вектор $[\vec{n}\vec{v}]$ на ось y, так как он параллелен вектору $\bar{H}_\omega$. Поляризованную таким образом часть излученной энергии обозначим через $J_\omega^{\parallel}$, а перпендикулярную к ней компоненту — через $J_\omega^{\perp}$. Тогда вместо (3) получим

$$J_\omega^{\parallel} = \frac{e^2\omega}{2\pi c^2}\left\{\frac{\sigma_{\parallel}^2}{\sin^2\theta_m}\int_0^{2\pi} J_m^2(\alpha_m)\frac{d\varphi}{\cos^2\varphi} - \frac{1}{\gamma_{\parallel}^2}\int_0^{2\pi} J_m^2(\alpha_m)\,d\varphi\right\} -$$

$$- \frac{e^2\omega}{2\pi c^2}\left\{\int_0^{2\pi}\left(\frac{\sigma_{\parallel}^2}{\cos^2\varphi} - \sin^2\theta_m\cos^2\varphi\right)J_m^2(\alpha_m)\,d\varphi - \right. \tag{13}$$

$$\left. - \left(\frac{1}{\gamma_{\parallel}^2} - 2\sigma_m\cos\theta_m\right)\int_0^{2\pi} J_m^2(\alpha_m)\,d\varphi\right\},$$

где первый член совпадает с (3), так что $J_\omega^{\parallel} = J_\omega - J_\omega^{\perp}$, а $J_\omega = dW/d\omega dz$. Вновь ограничившись случаем $z_0 < 2/3$ и разложив функцию Бесселя, после интегрирования (13) по φ для спектрального распределения степени поляризации найдем следующую простую формулу:

$$p = \frac{J_\omega^{\parallel} - J_\omega^{\perp}}{J_\omega^{\parallel} + J_\omega^{\perp}}\cdot 100\% = \frac{x^2}{2[1 + (1 - x)^2]}\cdot 100\%, \tag{14}$$

где нижний предел области изменения частоты принят за нуль.

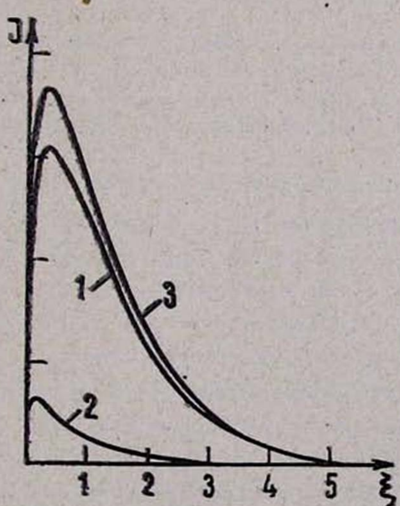


Рис. 3. Спектральные распределения продольно и поперечно поляризованных компонент синхротронного излучения (кривые 1 и 2 соответственно). Кривая 3 — спектральное распределение полного излучения. Поляризации определены обычным способом.

Для наглядного сопоставления с поляризацией синхротронного излучения приводятся рис. 1 и 2. На рис. 1 изображено спектральное распределение синхротронного излучения [11] в произвольном масштабе (кривая 1), а также построенная на основе результатов работы [12] (кривая 2)

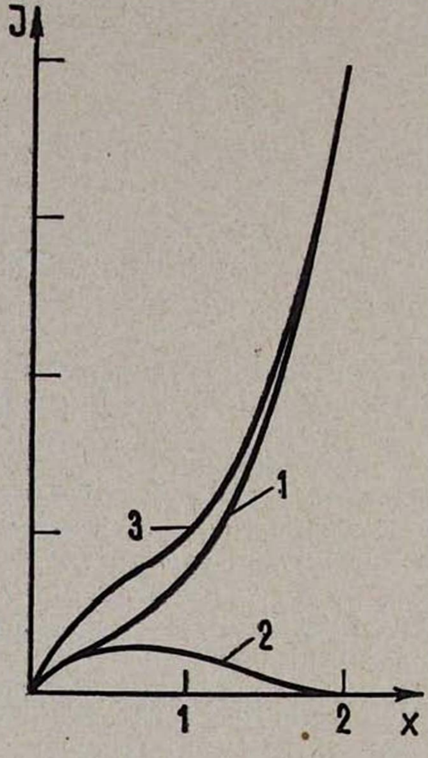


Рис. 4. Спектральные распределения продольно и поперечно поляризованных компонент ондуляторного излучения (кривые 1 и 2 соответственно). Кривая 3 — спектральное распределение полного излучения. Поляризации определены как в пункте 4.

зависимость степени поляризации от частоты $\xi = \omega/\omega_c$, где $\omega_c = 3eH\gamma^2/(2Mc)$. На рис. 2 изображено то же самое для ондуляторного излучения. Кривые 1 и 2 на рис. 2 построены при помощи формул (5) и (14). Как видно из рисунков, степень поляризации ондуляторного излучения в области максимальной интенсивности больше 85% и доходит до 100% в самом максимуме, в то время, как степень поляризации синхротронного излучения в области максимального излучения находится в пределах от 50 до 85%, а в самом максимуме равняется 65%. Для синхротронного излучения степень поляризации становится больше 90% лишь в области частот, при которых интенсивность пренебрежимо мала. Кроме того, на рис. 3 и 4 приведены спектральные распределения интенсивностей синхротронного и ондуляторного излучений для различных поляризаций.

Армянский педагогический институт
им. Х. Абовяна

Поступила 28.XII.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *Н. А. Корхмазян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 418 (1970).
2. *Н. А. Корхмазян, С. С. Элбакян.* ДАН СССР, 203, 791 (1972).
3. *А. И. Алиханян* и др. Письма ЖЭТФ, 15, 142 (1972).
4. *Н. А. Корхмазян.* Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 114 (1972).
5. *Д. Ф. Алферов, Ю. А. Башмаков, Е. Г. Бессонов.* ЖТФ, 42, 1921 (1972).
6. *В. Л. Гинзбург.* Письма ЖЭТФ, 16, 501 (1972).
7. *Н. А. Корхмазян, С. С. Элбакян, А. М. Зверев.* Научное сообщение, ЕФИ—3—72 (1972).
8. *В. Л. Гинзбург.* ФИАН, Краткие сообщения по физике, № 2, 40 (1972).
9. *В. Н. Байер, В. М. Катков, В. М. Страховенко.* Препринт ИЯФ 61—72 (1973).
10. *H. Motz.* J. Appl. Phys., 22, 527 (1951); Сб. Миллиметровые и субмиллиметровые волны, ИЛ, М., 1959, стр. 194.
11. *Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц.* Теория поля, Изд. Наука, М., 1967.
12. *Г. М. Гарибян, И. И Гольдман.* Изв. АН АрмССР, Астрофизика, 7, 32 (1954).

ՕՆԴՈՒԼՅԱՏՈՐԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՈՐՈՇ ՀԱՐՑԵՐԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Ն. Ա. ՂՈՐԽՄԱԶՅԱՆ

Ստացված և պարզեցված է օնդուլյատորային ճառագայթման սպեկտրալ բաշխման բանաձևը «ուժեղ» դաշտերի դեպքում։ Քննարկված է վերջավոր օնդուլյատորը և ստացված է այն պայմանը, որի դեպքում կարելի է օգտվել անվերջ օնդուլյատորի ինտենսիվության համար գոյություն ունեցող ավելի պարզ բանաձևից։ Ստացված է նաև դաշտի սինուսոիդական օրենքից պատահական շեղումների փոքրության պայմանը։ Ուսումնասիրված է օնդուլյատորային ճառագայթման բևեռացումը և ցույց է տրված, որ օնդուլյատորային ճառագայթման բևեռացման աստիճանը մեծագույն ինտենսիվության շրջակայքում գտնվում է 85—100% սահմաններում, այն դեպքում, երբ սինխրոտրոնային ճառագայթման համար նա գտնվում է 50—85% սահմաններում։

ON THE THEORY OF UNDULATOR RADIATION

N. A. KORKHMASIAN

The formula for the spectral distribution of undulator radiation in „strong" fields is obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 8, 412—417 (1973)

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ ДВУХСЛОЙНЫХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНОК

В. А. МАМЯН

Рассчитана общая формула дифференциальной восприимчивости двухслойных ферромагнитных тонких пленок. Рассмотрен частный случай смещения пиков восприимчивости при взаимодействии низкокоэрцитивного и высококоэрцитивного слоев.

В последнее время многослойные пленки являются предметом всестороннего исследования не только из-за перспективности их применения, но и потому, что представляют большой научный интерес. Последнее связано с различными типами взаимодействий в магнитосвязанных пленках—обменными, магнитостатическими, магнитострикционными.

Проблема исследования взаимодействия в магнитосвязанных пленках обусловлена тем фактом, что вышеуказанные взаимодействия сложным образом зависят от толщины слоев, их магнитных свойств и структурных особенностей, что приводит к сложным теоретическим расчетам при рассмотрении условия равновесия векторов намагниченности.

Дифференциальная восприимчивость ферромагнетиков очень чувствительна ко всяким эффективным полям, связанным с различными взаимодействиями векторов намагниченности, и может быть эффективным методом изучения физики двухслойных пленок.

Нужно отметить, что в литературе почти нет работ, связанных с изучением дифференциальной восприимчивости двухслойных пленок [1]. Цель данной работы—получить общие формулы дифференциальной восприимчивости двухслойных пленок и рассмотреть некоторые частные случаи.

Общая формула дифференциальной восприимчивости двухслойных пленок

Рассмотрим двухслойную пленку с толщинами слоев d_1 и d_2, намагниченностями M_1 и M_2, константами анизотропии K_1 и K_2. Расположение легких осей, внешних полей и направления наблюдения с обозначениями соответствующих углов приводятся на рис. 1.

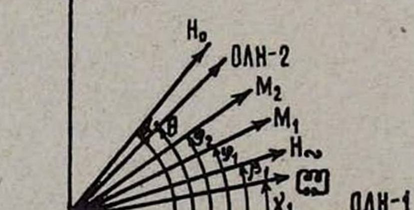


Рис. 1. Диаграмма для расчета дифференциальной восприимчивости.

Предполагается, что поведение пленок соответствует однодоменной теории когерентного вращения намагниченности, причем энергия взаимодействия между слоями зависит лишь от направления намагниченности слоев $E(\varphi_1\varphi_2)$ и подчиняется закону косинуса. Тогда общая энергия системы на единицу площади взаимосвязанных поверхностей будет иметь вид

$$F = -H_0 M_1 d_1 \cos(\alpha_1 - \varphi_1) + K_1 d_1 \sin^2 \varphi_1 - H_\sim M_1 d_1 \cos(\varphi_1 - \beta_1) -$$
$$- H_0 M_2 d_2 \cos(\alpha_1 - \varphi_2) + K_2 d_2 \sin^2(\theta - \varphi_2) - H_\sim M_2 d_2 \cos(\varphi_2 - \beta_2) + E(\varphi_1\varphi_2). \quad (1)$$

Введем следующие обозначения:

$$\begin{aligned} \alpha_1 - \theta &= \alpha_2, \\ \theta - \beta_1 &= \beta_2, \\ \theta - \gamma_1 &= \gamma_2. \end{aligned} \quad (2)$$

Тогда, согласно определению, восприимчивость равна

$$\chi_{\binom{\alpha_1\beta_1\gamma_1}{\alpha_2\beta_2\gamma_2}}(H_0) = \frac{d}{dH_\sim}(m_1 + m_2) = \left(\frac{\partial m_1}{\partial \varphi_1} + \frac{\partial m_2}{\partial \varphi_2}\right)\frac{d\varphi_1}{dH_\sim} + \left(\frac{\partial m_1}{\partial \varphi_2} + \frac{\partial m_2}{\partial \varphi_2}\right)\frac{d\varphi_2}{dH_\sim}, \quad (3)$$

где m_1 и m_2— проекции намагниченностей M_1 и M_2 на направление наблюдения, а индексы при χ соответствуют обозначениям Гоффмана [2].

Для нахождения $\frac{d\varphi_1}{dH_\sim}$ и $\frac{d\varphi_2}{dH_\sim}$ надо решить систему уравнений

$$\left.\begin{aligned} \frac{d}{dH_\sim}\left(\frac{\partial F}{\partial \varphi_1}\right) &= 0 \\ \frac{d}{dH_\sim}\left(\frac{\partial F}{\partial \varphi_2}\right) &= 0 \end{aligned}\right\}. \quad (4)$$

Легко видеть, что систему (4) можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \left.\frac{\partial^2 F}{\partial \varphi_1^2}\right|_{H_\sim = 0} \times \frac{d\varphi_1}{dH_\sim} + \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi_1 \partial \varphi_2} \cdot \frac{d\varphi_2}{dH_\sim} &= - M_1 d_1 \sin(\varphi_1 - \beta_1), \\ \left.\frac{\partial^2 F}{\partial \varphi_2^2}\right|_{H_\sim = 0} \times \frac{d\varphi_2}{dH_\sim} + \frac{\partial^2 E}{\partial \varphi_1 \partial \varphi_2} \cdot \frac{d\varphi_1}{dH_\sim} &= - M_2 d_2 \sin(\varphi_2 - \beta_2). \end{aligned} \quad (4а)$$

Подставляя значения $\frac{d\varphi_1}{dH_\sim}$ и $\frac{d\varphi_2}{dH_\sim}$ из уравнения (4а) в (3) и учитывая, что

$$\begin{aligned} m_1 &= M_1 \cos(\varphi_1 - \gamma_1) = \vec{M}_1 \vec{N}, \\ m_2 &= M_2 \cos(\varphi_2 - \gamma_2) = \vec{M}_2 \vec{N}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\vec{N}$ — единичный вектор по направлению наблюдения, для дифференциальной восприимчивости получаем следующее выражение:

$$\chi_{\binom{\alpha_1\beta_1\gamma_1}{\alpha_2\beta_2\gamma_2}}(H_0)=\left\{\frac{\partial^2 F}{\partial\varphi_1^2}\bigg|_{H_\sim=0}\times\frac{\partial^2 F}{\partial\varphi_2^2}\bigg|_{H_\sim=0}-\left[\frac{\partial^2 E}{\partial\varphi_1\partial\varphi_2}\right]^2\right\}^{-1}\times$$

$$\times\left\{\frac{\partial}{\partial\varphi_1}(\vec{M}_1\vec{N})\left[\frac{\partial}{\partial\varphi_1}(\vec{M}_1\vec{n})\times\frac{\partial^2 F}{\partial\varphi_2^2}\bigg|_{H_\sim=0}\times d_1-d_2\frac{\partial^2 E}{\partial\varphi_1\partial\varphi_2}\vec{M}_2\vec{n}\right]+\right. \tag{6}$$

$$\left.+\frac{\partial}{\partial\varphi_2}(\vec{M}_2\vec{N})\left[\frac{\partial}{\rho\varphi_2}(\vec{M}_2\vec{n})\times\frac{\partial^2 F}{\partial\varphi_1^2}\bigg|_{H_\sim=0}\times d_2-d_1\frac{\partial^2 E}{\partial\varphi_1\partial\varphi_2}\vec{M}_1\vec{n}\right]\right\}.$$

В выражении (6) $\vec{n}$ — единичный вектор по направлению бесконечно малого переменного пробного поля, а значения углов φ_1 и φ_2 находятся из условий устойчивого равновесия

$$\frac{\partial^2 F}{\partial\varphi_1^2}\times\frac{\partial^2 F}{\partial\varphi_2^2}-\left(\frac{\partial^2 F}{\partial\varphi_1\partial\varphi_2}\right)^2>0,$$

$$\frac{\partial^2 F}{\partial\varphi_1}>0. \tag{6a}$$

Некоторые частные случаи

1. *Невзаимодействующие пленки с одинаковыми характеристиками.*

В этом случае $\alpha_1=\alpha_2$, $\beta_1=\beta_2$, $\gamma_1=\gamma_2$, $M_1=M_2$, $K_1=K_2$, $d_1=d_2$ и поперечная восприимчивость имеет вид

$$\chi_{\binom{\pi/2\,0\,0}{\pi/2\,0\,0}}(H_0)=2\,Md\sin^2\varphi/\frac{\partial^2 F}{\partial\varphi^2}\bigg|_{H_\sim=0}, \tag{7}$$

что соответствует восприимчивости идеальной пленки, приведенной в [3, 4].

То же имеет место для продольной восприимчивости.

2. *Двухслойная пленка с обменным взаимодействием.*

Предполагается [5], что энергия взаимодействия имеет вид

$$E=\Gamma(1-\cos\psi), \tag{8}$$

где $\psi=\varphi_1-\varphi_2$, Γ — константа, характеризующая взаимодействие.

а) Рассмотрим восприимчивость в случае пленок с взаимно перпендикулярными легкими осями, причем H_0 направлено по легкой оси первой пленки. Тогда в случае $H_0\geqslant H_{K_2}$, $\varphi_1=\varphi_2$ восприимчивость будет иметь вид

$$\chi_{\binom{0\;\pi/2\;\pi/2}{\pi/2\;0\;0}}(H_0)=$$

$$=\frac{M_1\left(\dfrac{H_0-H_{K_2}+H_{\Gamma_2}}{H_{K_1}}\right)+M_2\left(1+\dfrac{H_0}{H_{K_1}}+\dfrac{H_{\Gamma_1}}{H_{K_1}}\right)-\left(\dfrac{M_2H_{\Gamma_2}}{H_{K_1}}-\dfrac{M_1H_{\Gamma_1}}{H_{K_1}}\right)}{(H_0-H_{K_2}+H_{\Gamma_2})\left(1+\dfrac{H_0}{H_{K_1}}+\dfrac{H_{\Gamma_1}}{H_{K_1}}\right)-\dfrac{H_{\Gamma_2}H_{\Gamma_1}}{H_{K_1}}}, \tag{9}$$

где

$$H_{K_1} = \frac{2K_1}{M_1}, \quad H_{K_2} = \frac{2K_2}{M_2}, \quad H_{\Gamma_1} = \frac{\Gamma}{M_1 d_1}, \quad H_{\Gamma_2} = \frac{\Gamma}{M_2 d_2}.$$

В случае $H_0 = H_{K_1} = H_{K_2}$, $d_1 = d_2$ и $M_1 = M_2$ формула (9) принимает очень простой вид

$$\chi_{\begin{pmatrix} 0 & \pi/2 & \pi/2 \\ \pi/2 & 0 & 0 \end{pmatrix}} (H_k) = \frac{M^2 d}{\Gamma},$$

т. е. в этом случае в отличие от однодоменной идеальной пленки в поле H_k восприимчивость имеет конечное значение, определяемое силой обменного взаимодействия. При отсутствии взаимодействия ($\Gamma = 0$) $\chi(H_k) \to \infty$.

В случае, когда один из слоев высококоэрцитивен, $H_{K_1} \gg H_0 \gg H_{K_2}$, из выражения (9) легко найти поле, соответствующее максимальной восприимчивости,

$$H_{\max} = H_{K_2} - \frac{2\Gamma d_1 K_1}{2 M_2 d_2 d_1 K_1 + \Gamma_2 M_2 d_2}. \tag{9б}$$

При $\Gamma = 0$ $H_{\max} = H_{K_2}$; рост Γ приводит к смещению пика восприимчивости в область полей, меньших H_{K_2}. Интенсивность смещения будет тем сильней, чем больше Γ и меньше d_2 и M_2. Зная параметры несвязанных пленок, по величине смещения пика восприимчивости можно определить величину обменной постоянной A, входящей в Γ.

б) Рассмотрим случай продольной восприимчивости

$$\alpha_1 = \alpha_2 = 0, \quad \varphi_1 = \varphi_2 = 0, \quad \gamma_1 = \gamma_2 = 0,$$

предполагая опять, что один слой высококоэрцитивный. Тогда смещение пика восприимчивости будет определяться формулой

$$-H_{\max} = -H_{K_2} + \frac{2\Gamma d_1 K_1}{2 M_2 d_2 K_1 d_1 + \Gamma M_2 d_2}. \tag{9в}$$

При $K_1 \to \infty$ смещение пика будет равно

$$-H_{\max} = \frac{\Gamma}{M_2 d_2} + H_{K_2}. \tag{9г}$$

Это соответствует случаю полного закрепления спинов магнитожесткого слоя.

3. Двухслойная пленка с немагнитной прослойкой и микромагнитостатическим взаимодействием.

Такую систему рассматривал Неель [6] и показал, что из-за наличия шероховатости пленки будут иметь микромагнитостатическое взаимодействие, причем энергия будет иметь вид

$$E = -\frac{\pi^3}{4\sqrt{2}} \frac{h_1 h_2}{L} e^{-\frac{2\sqrt{2}\pi b}{L}} M_1 M_2 \Phi^2 \cos\psi, \tag{10}$$

где h_1 и h_2 — амплитуды волны шероховатости, b — толщина прослойки, L — длина волны шероховатости, Φ — диаметр пленок.

Поскольку вид энергии взаимодействия подобен (8), поле, соответствующее пику восприимчивости, при выполнении тех же условий, что и при выводе (9б), в этом случае будет равно

$$H_{\max} = H_{K_2} - \frac{2AK_1d_1}{M_2d_2K_1d_1 + AM_2d_2},$$

где

$$A = -\frac{\pi^2 h_1 h_2}{\sqrt{2}L} e^{-\frac{2\sqrt{2}\pi b}{L}}.$$

Оценим величину смещения пика дифференциальной восприимчивости, связанную с шероховатостью. На рис. 2 и 3 приведена зависимость смещения пика восприимчивости для случаев:

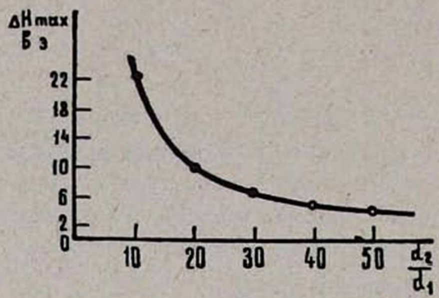


Рис. 2. Зависимость смещения пика восприимчивости от отношения толщин низкокоэрцитивного и высококоэрцитивного слоев в случае геометрической шероховатости.

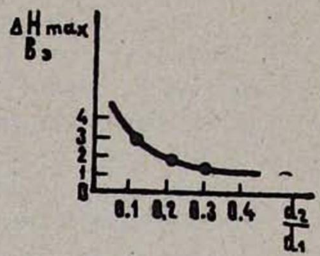


Рис. 3. Зависимость смещения пика восприимчивости от отношения толщин низкокоэрцитивного и высококоэрцитивного слоев в случае структурной шероховатости.

а) геометрической шероховатости

$$L = 1\ \mu,\ h_1 = h_2 = 0{,}1\ \mu,\ b = 100\ \text{Å},\ d_2 = 1000\ \text{Å},$$

соответствующий график приведен на рис. 2;

б) структурной шероховатости

$$L = 400\ \text{Å},\ h_1 = h_2 = 10\ \text{Å},\ d_2 = 400\ \text{Å},\ b = 33\ \text{Å},$$

соответствующий график приведен на рис. 3.

Обсуждение и сравнение некоторых экспериментальных результатов

Полученные результаты можно сравнить с некоторыми экспериментальными данными. Так, Глазером [7] исследовалась зависимость сдвига петли гистерезиса ΔH от эффективной толщины ферромагнитного слоя d_2 в случае взаимодействия типа ферромагнетик-антиферромагнетик. Им получена линейная зависимость между ΔH и $1/d_2$. Этот случай математически соответствует формуле (9г), где смещение пика восприимчивости также обратно пропорционально d_2. В работе [8] экспериментально определялось смещение петли в случае микромагнитостатического взаимодействия для системы EuO, Eu_2O_3, FeN_i. При толщине немагнитной прослойки $b=33$ Å, $d=400$ Å, $h_1=h_2=10$ Å и $L=400$ Å ΔH равнялось 3 э, что по порядку величины совпадает с приведенным на графике рис. 3 смещением пика восприимчивости для этого типа взаимодействия.

Необходимы дальнейшие систематические эксперименты для определения поведения восприимчивости двухслойных пленок при различных типах взаимодействия и выяснения возможности определения параметров взаимодействия на основе экспериментальных данных.

Ереванский государственный
университет

Поступила 7.XII.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *E. D. Ysaac Brit.* J. Appl. Phys., 1, 942 (1968).
2. *H. Hoffman.* Phys. status solidi, **33**, 175 (1969).
3. *А. Г. Лесник.* ФММ, 27, вып. 6 (1969).
4. *E. Feldkeller.* Z. Phys., 176, 510 (1965).
5. *W. Brodkorb.* Phys. status solidi (a), 3, 331 (1970); 5, 381 (1971).
6. *L. Neell, C. R. Acad.* Sci. (Paris), 255, 1676 (1962).
7. *А. А. Глазер, А. П. Потапов* и др. Физика магнитных пленок, Иркутск, 1968.
8. *G. S. Almasi, K. J. Ahn.* J. Appl. Phys., 41, 1258 (1970).

ԵՐԿՇԵՐՏ ՖԵՐՈՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ԴԻՖԵՐԵՆՑԻԱԼ ԹԱՓԱՆՑԵԼԻՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ո. Հ. ՄԱՄՅԱՆ

Հաշված է երկշերտ ֆեռոմագնիսական թաղանթների դիֆերենցիալ թափանցելիությունը կախված ինչպես արտաքին հաստատուն մագնիսական դաշտի մեծությունից և ուղղությունից, այնպես էլ փոփոխական մագնիսական դաշտի ուղղությունից։ Դիտարկված է նաև դիֆերենցիալ թափանցելիության փոփոխությունը կախված դիտման ուղղությունից։ Շերտերի փոխազդեցության էներգիան ընդհանուր դեպքում վերցված է որպես անբացահայտ ֆունկցիա այդ շերտերի մագնիսական վեկտորներով կազմված անկյունից։ Մասնավոր դեպքում, երբ փոխազդում են մեծ և փոքր կոերցիտիվությամբ թաղանթներ, ստացված է մաքսիմալ թափանցելիության տեղաշարժի բանաձև։

Արդյունքները համընկնում են հայտնի փորձնական տվյալների հետ։

DIFFERENTIAL SUSCEPTIBILITY OF BILAYER FERROMAGNETIC FILMS

V. H. MAMIAN

A general formula is derived for differential susceptibility of bilayer ferromagnetic films in dependence on the magnitude and direction of d. c. magnetic field and the direction of a. c. magnetic field. The dependence of magnetic susceptibility on the change of the direction of observation is also considered. The calculations are based on the model of coherent rotation.

In the general case the energy of interaction between the layers is considered to be an implicit function of the angle between the magnetizations of individial layers. The results are in good agreement with known experimental data.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 8, 418—428 (1973)

О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ ПЕРЕМАГНИЧИВАНИЯ ПЛЕНОК С ФЕРРО-АНТИФЕРРОМАГНИТНЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Я. М. ПОГОСЯН, З. М. ГЭРЯН

Работа посвящена электронномикроскопическому исследованию некоторых аномалий в пленках с ферро-антиферромагнитным взаимодействием по сравнению с обычными пермаллоевыми пленками. Показано, что несмотря на то, что длина волны ряби намагниченности λ в этих пленках удовлетворяет уравнению Гоффмана, однако в этом случае из-за наличия однонаправленной анизотропии кривые зависимости λ от внешнего поля при перемагничивании в обеих полярностях ОЛН смещены друг относительно друга на величину $2\Delta H$. Кроме того, показано, что в этих пленках имеется одностороннее смещение границ, и приводится возможное объяснение этому явлению.

Несмотря на то, что процессу перемагничивания пленок с ферро-антиферромагнитным взаимодействием посвящено довольно большое число работ [1—6], однако на уровне электронной микроскопии проведено очен мало исследований. Авторам настоящей работы известны лишь три работы [7—9]. В работе [7] рассмотрен характер перемагничивания по оси легкого намагничивания (ОЛН) и поворот вектора намагниченности на 90° к ОЛН под действием внешнего поля, в [8] рассмотрена стабилизация доменных границ при термомагнитном отжиге и в [9] делается попытка объяснить наблюдаемое сужение петли гистерезиса при перемагничивании пленок с ферро-антиферромагнитным взаимодействием по ОЛН при увеличении частоты перемагничивания.

Детальное исследование пленок с ферро-антиферромагнитным взаимодействием с привлечением метода лоренцевой микроскопии позволит получить более полные сведения об этом классе пленок, что, безусловно, будет способствовать разработке единой теории возникновения ферро-антиферромагнитного взаимодействия в пленках. Отметим, что этот класс пленок является наиболее перспективным для термомагнитной записи изображения с большой плотностью.

Настоящая работа посвящена электронномикроскопическому исследованию некоторых аномальных по сравнению с обычными пермаллоевыми пленками свойств пленок с ферро-антиферромагнитным взаимодействием. Исследуемые пленки были получены методом вакуумного испарения на покровных стеклах микроскопа, предварительно напыленных подслоем каменной соли (толщина ~ 50 Å, температура подложки ~ 100°C), моноокиси кремния (толщина—100 Å, температура подложки ~ 150°C), марганца (толщина—400 Å, температура подложки ~ 200—250°C) и затем пермаллоя состава 82/18 Ni/Fe при этой же температуре. Термомагнитный отжиг проводился при температуре 300—350°C как в вакуумной установке, так и непосредственно в электронном микроскопе. Нами были исследованы в основном пленки со сдвигом петли гистерезиса ΔH до $0{,}6 \div 0{,}7\ H_c$. Исследования проводились на электронном микроскопе типа УЭМВ-100 К, снабженном гониометрической головкой и системой катушек Гельмгольца, обеспечивающей поле до 50 *э* в плоскости исследуемой пленки.

Экспериментальная часть и обсуждение результатов

I аномалия. При перемагничивании пленок с ферро-антиферромагнитным взаимодействием по ОЛН при частоте 1000 *гц* приложением и снятием постоянно смещающего поля под углом 90° к ОЛН возвращение суммарной намагниченности к ОЛН осуществляется в течение нескольких секунд, что очень хорошо наблюдается по поперечной петле гистерезиса, приведенной на рис. 1. Рис. 1*а* соответствует петле гистерезиса пленки с ферро-

а г

б д

в е

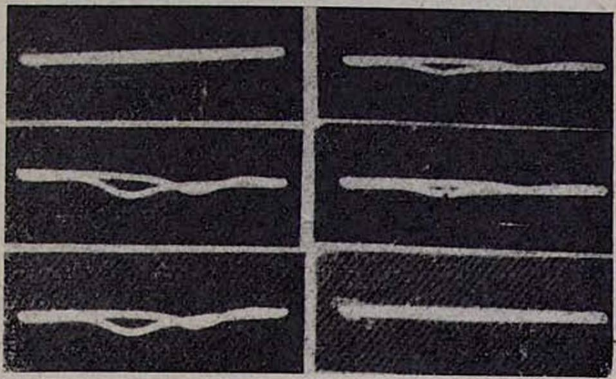


Рис. 1. Иллюстрация эффекта последействия в пленке с ферро-антиферромагнитным взаимодействием, обнаруженного на поперечной петле гистерезиса: *а* — поперечная петля гистерезиса при перемагничивании исследуемой пленки по ОЛН; *б* — то же при подаче постоянного поля, равного 10 *э*, под углом 90° к ОЛН; *в, г, д, е* — изменение формы петли соответственно через 1, 2, 3, 4 *сек*.

антиферромагнитным взаимодействием по ОЛН, *б*—то же при постоянном смещающем поле, действующем под углом 90° к ОЛН, *в*—петля гистерезиса через одну секунду после снятия постоянного смещающего поля, *г, д, е*—соответственно через 2, 3 и 4 секунды. Хорошо видно, что нормальный процесс перемагничивания (т. е. перемагничивание до приложения исходного постоянного смещающего поля) восстанавливается через несколько секунд после снятия постоянного поля. Магнитооптические исследования показали, что в отличие от перемагничивания по ОЛН после приложения постоянно действующего поля под углом 90° к ОЛН перемагничивание на первых нескольких циклах осуществляется не смещением доменных границ, хотя контраст изображения меняется. Последнее вместе с рис. 1 указывают, что после снятия постоянного смещающего поля вектор намагниченности не возвращается к ОЛН и дальнейший процесс перемагничивания осуществляется вращением вектора намагниченности.

Электронномикроскопические исследования показали, что в действительности после снятия насыщающего поля, приложенного под углом 90° к ОЛН, вектор намагниченности застывает в направлении приложенного поля (рис. 2), причем в отличие от нормальных пермаллоевых пленок по-

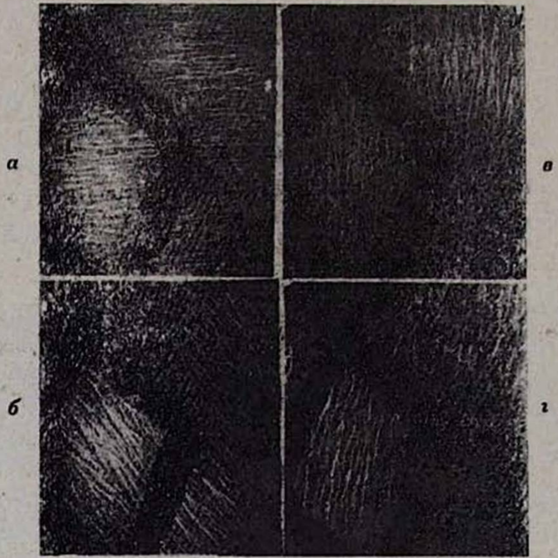


Рис. 2. Поведение ряби намагниченности под действием поля, приложенного под углом 90° к ОЛН: *а* — исходное состояние, *б*, *в* — процесс поворота, *г* — после снятия поля.

ворот вектора намагниченности в направлении действующего внешнего поля сопровождается ростом длины волны ряби намагниченности λ [10], а состояние остаточной намагниченности (рис. 2*а*) характеризуется максимальной длиной волны ряби намагниченности. Вектор намагниченности может оказаться застывшим и у обычных инверсных пермаллоевых пленок в направлении оси трудного намагничивания (ОТН) [11, 12], но там это явление приписывается распаданию пленки на домены с минимальным размером ≈ 2 *мк* и действию полей рассеяния образовавшихся границ Нееля.

В нашем случае, судя по рис. 2*а*, *б*, *в*, ферро-антиферромагнитное взаимодействие оказывает тормозящее действие повороту вектора намагниченности, что указывает на неблагоприятность поворота вектора намагниченности в плоскости пленки, а состояние остаточной намагниченности вряд ли обусловлено границами Нееля, так как рис. 2*г* не соответствует состоянию блокирования и здесь не выявлено четких границ Нееля.

Дальнейшее приложение поля в одном из направлений ОЛН приводит к переходу вектора намагниченности к ОЛН не возникновением 90°-ной границы, как в случае инверсных пленок [11, 12], а частичным вращением вектора немагниченности и возникновением доменной структуры (рис. 3), напоминающей лабиринтные домены [13], наблюдаемые в обычных пленках при перемагничивании под углом к ОТН. При этом поле, при котором осуществляется возникновение лабиринтных доменов, сильно зависит от возникшего смещающего поля ΔH и от толщины исследуемой пленки. При толщине пленки $t=500$ Å и $\Delta H = 0{,}2\,H_c$ величина этого поля может со-

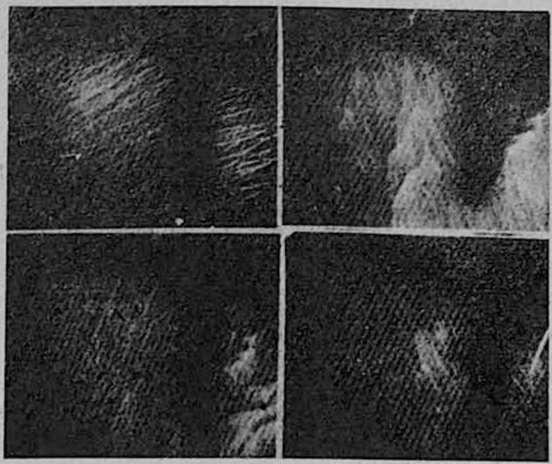


Рис. 3. Процесс перемагничивания пленки по ОЛН при предварительном приложении поля под углом 90° к ОЛН; *а*, *г* — начальное и конечное состояния.

ставить $\approx H_c$, что проявляется на поперечной петле, указывающей на наличие вращательных процессов при таком способе перемагничивания пленок.

При увеличении длительности термомагнитного отжига или, то же самое, ΔH также наблюдается возникновение лабиринтных доменов, но при сравнительно меньших полях.

Кроме того, нами наблюдалось также наличие гистерезиса при повороте вектора намагниченности на угол $\varphi \neq 90°$ к ОЛН. В этом случае в зависимости от направления и величины ΔH вектор намагниченности приходит в свое равновесное состояние, не совпадающее с ОЛН.

Факт торможения при повороте вектора намагниченности от ОЛН и к ОЛН в плоскости пленки указывает на справедливость предположений работы [9] об изотропности образовавшегося подслоя ферро-антиферромагнитного взаимодействия и высокой его коэрцитивности. В этом свете приводимая в этой работе модель механизма сужения петли гистерезиса при увеличении частоты перемагничивающего поля, основанная на возможном повороте вектора намагниченности ферро-антиферромагнитного подслоя от ОЛН, по-видимому, справедлива. Тормозящее действие ферро-антиферромагнитного подслоя, выражающееся в росте длины волны ряби намагниченности, указывает на высокую коэрцитивность этого подслоя, не успевающего за поворотом вектора намагниченности ферромагнитной пленки.

II аномалия. Как было отмечено в [7], при перемагничивании пленок с ферро-антиферромагнитным взаимодействием по ОЛН после возникновения границы наблюдается так называемое последействие, т. е. граница при этом значении поля (даже если немного уменьшить его) может смещаться дальше вплоть до полного перемагничивания пленки.

С ростом ΔH выявляется различие в характере перемагничивания пленок по ОЛН в обеих полярностях. На рис. 4 приведены характерные снимки процесса перемагничивания пленки с $\Delta H = 0{,}6\ H_c$, *а* соответствует процессу перемагничивания в полярности $\uparrow\uparrow \Delta\vec{H}$, а *б*—в направлении $\uparrow\downarrow \Delta\vec{H}$.

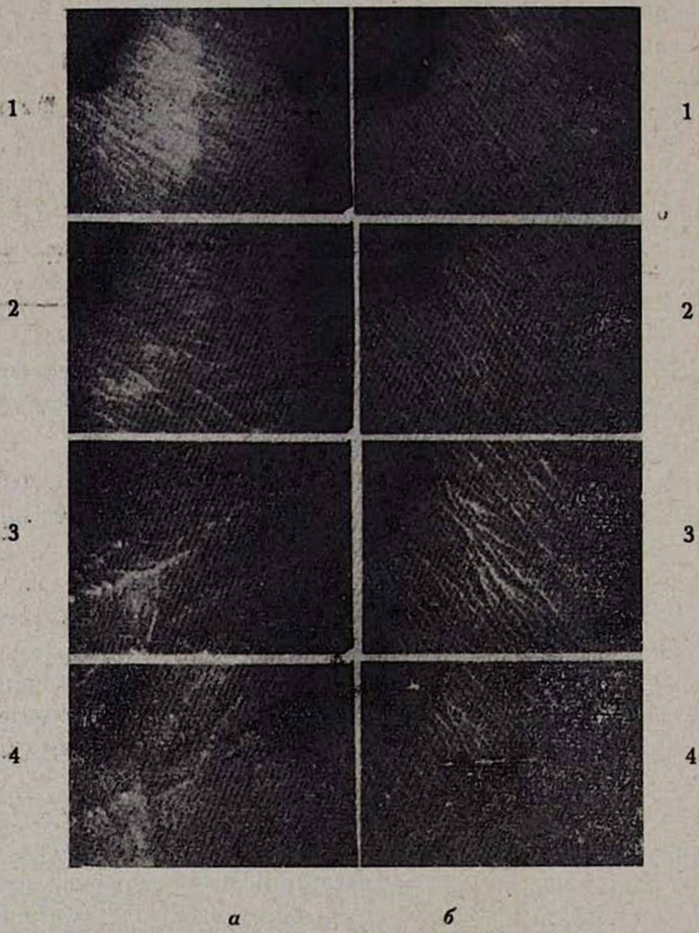


Рис. 4. Процесс перемагничивания пленки с $\Delta H = 0{,}6\,H_c$ в направлении $\Delta\vec{H}$ (*а*) и в направлении, противоположном $\Delta\vec{H}$ (*б*).

Если в антипараллельном случае процесс перемагничивания осуществляется возникновением и смещением 180°-ной границы, в обратной полярности процесс обусловлен возникновением лабиринтных доменов, наблюденных также в [9]. Однако в обоих случаях этот процесс сопровождается изменением длины волны ряби намагниченности.

Детальное исследование этих пленок показало, что экспериментальная зависимость изменения длины волны ряби намагниченности от внешнего поля при перемагничивании пленки в обеих полярностях ОЛН представляет собой параллельные кривые, смещенные друг относительно друга на величину $2\Delta H$.

Анализ этой зависимости показал, что при соответствующем подборе H_k^1 и H_k^2 (поле анизотропии в обеих полярностях) при условии $H_k^1 - H_k^2 = 2\Delta H = 28$ *э* (последнее найдено из эксперимента) эти кривые хорошо аппроксимируются уравнением Гоффмана [14]

$$\lambda_i^{1,2} = \lambda_0^{1,2} \left(\frac{1}{1 \pm \frac{H_{л_i}}{H_{k_i}^{1,2}}} \right)^{1/2}, \tag{1}$$

где λ_0 — длина волны ряби намагниченности при $H_л = 0$.

Изменение длины волны ряби намагниченности в зависимости от внешнего поля приведено на рис. 5, где сплошные кривые соответствуют

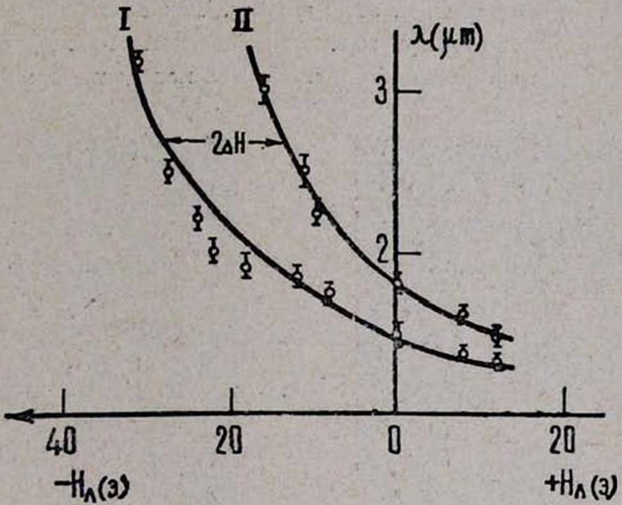


Рис. 5. Изменение длины волны ряби намагниченности под действием перемагничивающего поля: I — $\vec{H}_л \uparrow \downarrow \Delta\vec{H}$, II — $\vec{H}_л \uparrow \uparrow \Delta\vec{H}$.

уравнению (1) (для кривой *I* H_k подобрано равным 40 *э*, а для кривой II—12 *э*); наблюдается хорошее совпадение эксперимента с уравнением (1). Если предположить применимость теории Гоффмана о ряби намагниченности к пленкам с ферро-антиферромагнитным взаимодействием, то согласно [14] справедливы соотношения

$$\lambda_0^1 = 2\pi \sqrt{\frac{A}{K_u + K_{ud}}}, \tag{2}$$

$$\lambda_0^2 = 2\pi \sqrt{\frac{A}{K_u}}, \tag{3}$$

где K_u — константа одноосной анизотропии, равная $\frac{H_k J}{2}$, K_{ud} — константа индуцированной однонаправленной анизотропии, равная ΔHJ [3], A — константа обмена.

Подставляя найденные значения H_k и ΔH, получим соответственно $K_u=4{,}8\cdot 10^3$ *эрг/см*^{3}, $K_{ud}=1{,}1\cdot 10^3$ *эрг/см*^{3} Оказывается, что в этом случае равенства (2) и (3) могут выполняться одновременно только при соответствующих значениях константы обмена

$$A_1 = 9\cdot 10^{-6}\ \textit{эрг/см},\quad A_2 = 4\cdot 10^{-6}\ \textit{эрг/см}.$$

III аномалия. В отличие от обычных пермаллоевых пленок, в пленках с ферро-антиферромагнитным взаимодействием граница, возникающая при перемагничивании по ОЛН, способна смещаться только в одну сторону, т. е. если не насыщая пленку в одной полярности приложить поле обратной полярности, то имеющиеся в пленке границы не смещаются в направлении увеличения домена, а пленка будет перемагничиваться возникновением новых границ, соответствующих данной полярности приложенного внешнего поля, и дальнейшим смещением этих границ. Такое «странное» поведение границы хорошо видно как при магнитооптическом наблюдении (рис. 6), так и в электронном микроскопе (рис. 7). Это поведение границы не зави-

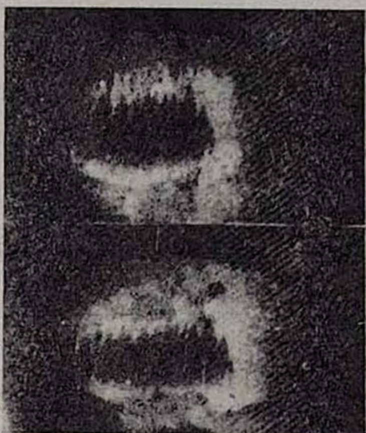


Рис. 6.

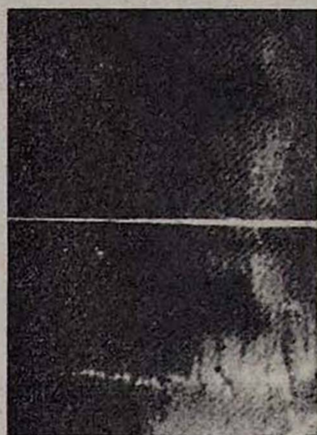


Рис. 7.

Рис. 6, 7. Возникновение новых перемагничивающих границ при перемагничивании пленок полями меньше H_c.

сит от последовательности приложения полей, параллельных или антипараллельных $\Delta\vec{H}$.

В пленках, имеющих сравнительно небольшую толщину, наряду с вышеуказанным аномальным поведением граница претерпевает также зигзагообразную деформацию. На рис. 8 приводится характерный участок перемагничивающей границы в пленках с ферро-антиферромагнитным взаимодействием. Возникновение зигзагообразной границы с поперечными связями в обычных пермаллоевых пленках наблюдалось нами и ранее [15], однако там это было обусловлено приложением растягивающих напряжений под углом $\approx 45°$ к ОЛН и при обратимом характере этого процесса граница претерпевала деформацию, симметричную по обеим ее сторонам. В данном случае в отличие от [15] процесс необратим и, что не менее здесь важно, симметричности не наблюдается.

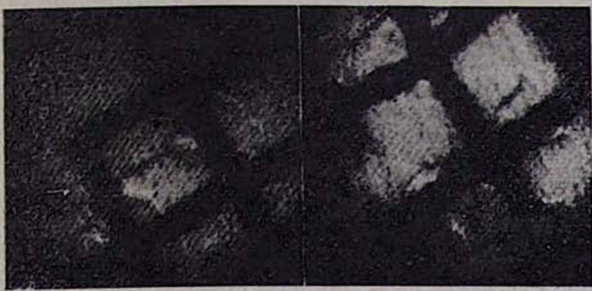


Рис. 8. Зигзагообразная деформация границы с поперечными связями при перемагничивании пленок в направлении ОЛН, $H_л = 15$ э.

Поскольку как в [15], так и здесь зигзагообразная деформация обусловлена структурой границы с поперечными связями, рассмотрим структуру последней в пленках с ферро-антиферромагнитным взаимодействием.

Схематическое изображение структуры доменной границы с поперечными связями в пленке с ферро-антиферромагнитным взаимодействием под действием поля $H_л$ приведено на рис. 9. Известно, что граница с попереч-

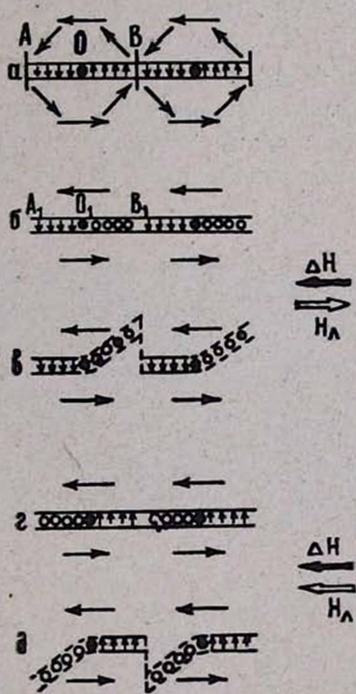


Рис. 9. Схематическое пояснение зигзагообразной деформации границы с поперечными связями в зависимости от взаимного расположения $\vec{H}_л$ и $\Delta\vec{H}$.

ными связями представляет 90° неелевские сегменты AO и OB (рис. 9*а*), разделенные круговыми (O) и крестообразными (A, B) линиями Блоха [16]. Электронномикроскопические исследования показали, что в зависимости от направления $\Delta\vec{H}$ и полярности поля $\vec{H}_л$ разрыв границы происходит на различных неелевских сегментах границы. Иначе говоря, действие внешнего поля $H_л$ не равнозначно на двух соседних неелевских сегментах, т. е. коэрцитивная сила смещения соседних неелевских сегментов как бы различна. При этом оказывается, что неелевский сегмент с благоприятным направлением вращения спинов к $\Delta\vec{H}$ имеет большую коэрцитивную силу смещения, чем соседний сегмент. На рис. 9 (*б—д*) сплошной линией указаны неелевские сегменты с большей коэрцитивной силой.

Наличие однонаправленного движения доменных границ, разрыв доменных границ с поперечными связями при перемагничивании пленок с ферро-антиферромагнитным взаимодействием и факт большой коэрцитивной силы смещения границ в этом случае по сравнению с пленками до термомагнитного отжига указывают, что граница чувствительна к наличию ферро-антиферромагнитного взаимодействия в пленках. Это и понятно, так как в самой границе с поперечными связями спины по-разному прецессируют и по-разному будут взаимодействовать со спинами антиферромагнитного подслоя пленки.

В этом свете исследование структуры границы методом малоугловой дифракции электронов [17, 18], по-видимому, может дать дополнительные сведения о возможной структуре самой границы. Введение дополнительной системы стигматора в полость промежуточной линзы микроскопа УЭМВ-100К позволило просмотреть один и тот же участок пленки как в режиме дефокусирования с большим разрешением, так и в режиме малоугловой дифракции электронов.

а *б*

в *г*

Рис. 10. Картины малоугловой дифракции от доменных границ: *а* — для границы с поперечными связями в одноосноанизотропной пленке; *б* — в поле $H_т = 0.6\, H_к$; *в* — в поле $H_т = 0{,}8\, H_к$; *г* — для границы в пленке с ферро-антиферромагнитным взаимодействием.

На рис. 10 приведена картина малоугловой дифракции электронов от границы с поперечными связями пленки состава 82/18 Ni/Fe. В отличие от [19], где апертура пучка порядка нескольких микрон давала возможность просмотреть отдельные участки границы (крестообразную и круговую линии Блоха), в нашем случае апертура ≈ 30 *мк* приводит к созданию суммарной усредненной картины дифракции. Судя по дифракционной картине рис. 10*а*, полученной с площади пленки диаметром 30 *мк*, прилегающей к границе, наряду с чисто 90° областями намагниченности (неелевские сегменты) имеются также и области, в которых компонента вектора намагниченности по ОЛН непрерывно уменьшается (наличие усиков у дифракционных пятен). Это обусловлено распределением намагниченности областей, примыкающих к круговой линии Блоха, где спины, прецессируя, выходят из плоскости пленки, уменьшая тем самым компоненту вектора намагниченности по ОЛН. При приложении поля по ОТН $H_т = 0{,}6\ H_к$, когда линии Блоха аннигилируют и граница переходит в чисто 90° границу Нееля [16], на дифракционной картине усики исчезают (см. рис. 10*б*). Дальнейший рост поля $H_т = 0{,}8\ H_к$ приводит к сближению дифракционных пятен (рис. 10*в*). Последнее обусловлено уменьшением компоненты вектора намагниченности, параллельной ОЛН, которая ответственна за расщепление падающего на пленку электронного пучка.

Исследование доменной границы пленки с ферро-антиферромагнитным взаимодействием методом малоугловой электронной дифракции показало, что дифракционная картина в этом случае сильно отличается от картины в случае обычной пленки. Здесь мы имеем, в основном, подковообразную картину, показанную на рис. 10*г*.

Наличие дифракционных пятен подковообразной формы при отсутствии основных дифракционных пятен, как это видно из рис. 10 *г*, указывает на то, что круговая линия Блоха границы не является центром симметрии прилегающих неелевских сегментов. По одну сторону от круговой линии Блоха (на рис. 9 отмечено темными кружками) вектор намагниченности, непрерывно меняя свое направление, прецессирует с выходом из плоскости пленки (участки границы O_1B_1, рис. 9*б*, отмеченные светлыми кружками), а на соседнем участке A_1O_1 этот процесс отсутствует и переход намагниченности здесь осуществляется неелевской прецессией. При перемагничивании пленки граница претерпевает разрыв, в основном, на участках блоховской прецессии.

Возникает нечто странное—граница с поперечными связями из-за наличия ферро-антиферромагнитного взаимодействия переходит в новый тип границы, где один из сегментов является неелевским, а другой—блоховским, а при прочих равных условиях коэрцитивная сила блоховского участка меньше неелевского, что, по-видимому, и является причиной разрыва границы при ее смещении. Следовательно, при изменении полярности перемагничивающего поля более благоприятным является возникновение новой границы и ее смещение (рис. 6, 7). Как нами уже отмечалось, тогда блоховские и неелевские сегменты меняются местами (рис. 8). В этом свете предположение о блоховской прецессии вектора намагниченности при перемагничивании пленок с ферро-антиферромагнитным взаимодействием, содержащееся в [20], не лишено оснований.

Ереванский государственный
университет

Поступила 20.XI.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *W. H. Meiklejohn.* J. Appl. Phys. Suppl., 33, 1382 (1962).
2. *O. Massenet, S. Montmory, L. Neel.* IEEE Trans. Magnet., 1, 63 (1965).
3. *Л. А. Глазер, А. П. Потапов, Р. Тагиров, Я. С. Шур.* ФТТ, 10, 3022 (1966).
4. *А. А. Глазер, А. П. Потапов, Р. Тагиров, Я. С. Шур.* Сб. Физика магнитных пленок, Материалы международного симпозиума, 1968, Иркутск, стр. 190.
5. *A. A. Glazer, A. P. Potapov, R. I. Tagirov, J. S. Shur.* Phys. stat. sol., 16, 745 (1966).
6. *Н. М. Саланский, Б. П. Хрусталев, А. А. Глазер.* Сб. Физика магнитных пленок, Материалы международного симпозиума, 1968, Иркутск, стр. 207.
7. *А. П. Потапов.* Кандидатская диссертация, Свердловск, 1969.
8. *O. Massenet, J. Devenyi.* Compt. Rend. Acad. Sci., Paris, 265 B, 605 (1967).
9. *O. Bostonjoglo, P. Kreisel.* Phys. stat. sol. (a), 7, 173 (1971).
10. *H. Hoffmann.* J. Appl. Phys., 35, 1790 (1964).
11. *Я. М. Погосян.* ФММ, 17, 678 (1964).
12. *Я. М. Погосян.* ФММ, 19, 38 (1965).
13. *S. Methfessel, S. Middelhoek, H. Thomas.* J. Appl. Phys., 32, 1959 (1961).
14. *H. Hoffmann.* Phys. stat. sol., 6, 733 (1964).
15. *Я. М. Погосян, М. А. Ншанян, П. А. Безирганян.* ФММ, 33, 179 (1972).
16. *Я. М. Погосян, А. Г. Шишков, Р. В. Телеснин.* ФММ, 30, 880 (1970).
17. *R. H. Wade, J. Silcox.* Phys. stat. sol., 19, 63 (1967).
18. *R. P. Ferrier.* Bull. Soc. Mineral cristallogr., 90, 464 (1967).
19. *В. И. Петров, Г. В. Спивак, О. П. Павлюченко.* УФН, 106, 229 (1972).
20. *М. Ш. Ерухимов.* Кандидатская диссертация, Красноярск, 1971.

ՖԵՐՈ-ԱՆՏԻՖԵՐՈՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՄԲ ԿԱՊՎԱԾ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՎԵՐԱՄԱԳՆԻՍԱՑՄԱՆ ՈՐՈՇ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄԱՍԻՆ

ՅԱ. Մ. ՊՈՂՈՍՅԱՆ, Զ. Մ. ԳԶՐՅԱՆ

Աշխատանքը նվիրված է ֆերո-անտիֆերոմագնիսական փոխազդեցությամբ կապված թաղանթների որոշ անոմալ հատկությունների (համեմատած սովորական պերմալլոյի թաղանթների հետ) էլեկտրոնամիկրոսկոպիկ հետազոտությանը։ Ցույց է տրված, որ չնայած այս թաղանթների վերամագնիսացման ժամանակ մագնիսացման ծփանքի λ ալիքի երկարության փոփոխությունը բավարարում է Հոֆմանի հավասարմանը, սակայն այս դեպքում միակողմանի անիզոտրոպիայի գոյության պատճառով λ-ի արտաքին $H_{\parallel}$ դաշտից կախվածության կորերը, որոնք համապատասխանում են $\vec{\Delta H}$-ին զուգահեռ և հակառակ ուղղությամբ վերամագնիսացմանը, շեղված են $2\,\Delta H$ մեծությամբ։ Հայտնաբերված է թաղանթներում գոյություն ունեցող դոմենային սահմանների միակողմանի շարժման երևույթ և բերվում է այդ երևույթի հնարավոր բացատրությունը։

ABOUT SOME PECULIARITIES OF THE REVERSAL MAGNETIZATION OF FILMS AT FERRO-ANTIFERROMAGNETIC INTERACTION

Ya. M. POGOSIAN, Z. M. GZRIAN

The paper is concerned with electron-microscopic study of some anomalous peculiarities (as compared to the ordinary Ni—Fe films) of the reversal magnetization of the films at ferro-antiferromagnetic interaction.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 8, 429—437 (1973)

К ТЕОРИИ ДВОЙНОЙ ИНЖЕКЦИИ В КОМПЕНСИРОВАННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ, СОДЕРЖАЩИХ ГЛУБОКИЕ АКЦЕПТОРНЫЕ ЦЕНТРЫ И ЭЛЕКТРОННЫЕ УРОВНИ ПРИЛИПАНИЯ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, В. М. АРУТЮНЯН

Рассчитаны закономерности, имеющие место на прямой ветви вольт-амперной характеристики p^+nn^+-структуры, изготовленной на основе компенсированного полупроводника, в запрещенной зоне которого наряду с центрами рекомбинации предполагается наличие уровней прилипания для электронов.

Захват носителей заряда различными ловушками оказывает существенное влияние на протекание тока через твердое тело. С ростом тока на вольт-амперной характеристике (ВАХ) твердотельных приборов наблюдается ряд новых закономерностей, в частности, возможно появление участков отрицательного сопротивления (ОС) на ВАХ, в свою очередь приводящих к кумуляции тока в шнур или образованию доменов [1—14]. В настоящее время проявляется большой интерес к изучению приборов, изготовленных не только на основе германия и кремния, но и GaAs, CdS и др.

Имеется также значительное число исследований по прохождению тока в облученных полупроводниках. Здесь уже нельзя ограничиться рассмотрением такой модели, где в запрещенной зоне полупроводника предполагается наличие лишь одного типа ловушек, даже если они являются многозарядными. Даже в ковалентных полупроводниках при заметной компенсации их примесями, создающими глубокие уровни в запрещенной зоне, в широком температурном диапазоне возможно ослабление их роли и усиление влияния на прохождение тока примесей, концентрация которых при обычных температурах меньше концентрации компенсирующей примеси, а также различных комплексов.

В рассматриваемой в настоящей работе p^+nn^+-структуре база считается длинной, падением напряжения на переходах пренебрегается. Зонная модель приведена на рис. 1. Предполагается наличие мелких донорных

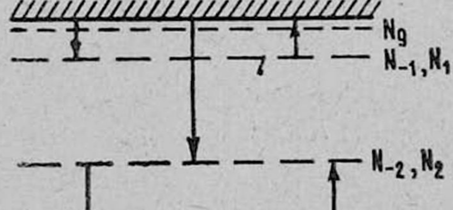


Рис. 1. Зонная модель.

Работа доложена на Совещании по глубоким уровням в полупроводниках Одесса, 14—18 ноября 1972 г.

центров N_g и двух типов акцепторных центров. Если N_1 — концентрация электронных уровней прилипания (ЭУП), N_2 — концентрация рекомбинационных центров (РЦ), то пренебрегая взаимодействием ЭУП с валентной зоной и тепловым забросом электронов с РЦ в зону проводимости, для концентрации электронов N_{-1} и N_{-2} соответственно на ЭУП и РЦ имеем

$$N_{-1} = \frac{n}{n+n_1} N_1, \quad N_{-2} = \frac{p_2 + \theta n}{p_2 + \theta n + p} N_2. \tag{1}$$

Здесь n_1 и p_2 — концентрации Шокли-Рида соответственно для ЭУП и РЦ, θ — отношение коэффициента рекомбинации электронов к коэффициенту рекомбинации дырок на РЦ.

Подставляя (1) в уравнение квазинейтральности

$$p + N_g - n - N_{-1} - N_{-2} = 0, \tag{2}$$

для концентрации дырок p имеем кубическое уравнение

$$\frac{p^3}{kb}\left(1 - \frac{\theta}{b}\right) - p^2 (Rn_0 + A) + p\,(Ln_0^2 + Bn_0 - C) + \\ + (\theta n_0 + p_2)(n_0^2 + Dn_0 + K) = 0. \tag{3}$$

Здесь

$$A \equiv \frac{n_1}{k} - \frac{p_2}{kb} + \frac{N_1 - N_g}{b} - \frac{\theta n_1}{b^2}(\alpha + b), \quad k \equiv \frac{b}{b+1},$$

$$B \equiv N_1 - N_g + n_1 - \frac{b+2}{b} p_2 - \frac{2\theta n_1}{b}\left(\alpha + \frac{2}{b}\right),$$

$$C \equiv n_1 N_g + \frac{n_1 p_2}{b}(\alpha + b) + \frac{\theta n_1}{b}(N_2 - N_g), \tag{4}$$

$$D \equiv \alpha n_1, \quad K \equiv n_1 (N_2 - N_g), \quad L \equiv 1 - \frac{\theta}{b}(b+3),$$

$$\alpha \equiv 1 + \frac{N_2 + N_1 - N_g}{n_1}, \quad R \equiv \frac{b+2}{b} - \frac{\theta}{b^2}(2b+3), \quad \delta_0 \equiv \frac{N_2 - N_g}{N_g},$$

а для концентрации электронов принято

$$n = n_0 - \frac{p}{b}, \quad n_0 \equiv \frac{j}{eu_n E}. \tag{5}$$

Остальные обозначения обычные. Так как в (3) член с p^3 всегда меньше таких членов, как, например, Rn_0p^2 или Ln_0^2p, его можно опустить. Уравнение (3) примет вид

$$p^2 (Rn_0 + A) - p\,(Ln_0^2 + Bn_0 - C) - (\theta n_0 + p_2)(n_0^2 + Dn_0 + K) = 0. \tag{6}$$

При малых n_0 членом с p^2 также можно пренебречь. Тогда

$$p \simeq \frac{(p_2 + \theta n_0)(Dn_0 + K)}{C - Bn_0}. \tag{7}$$

Так как статистика Шокли-Рида применима в данной модели, где введение ЭУП приводит лишь к изменению n и p в силу (2), примем

$$\tau_p \simeq \tau_p^0 \frac{p_2 + \theta n + p}{\theta n}. \tag{8}$$

Ниже пока опустим p рядом с $p_2 + \theta n$. Подставив (7) и (8) в уравнение непрерывности для дырочной составляющей тока, можно получить

$$\left\{ K p_2 \left(1 - \frac{2Bn_0}{C}\right) - Dn_0^2 \left(\theta + \frac{p_2 B}{C}\right)\right\} \frac{dE}{dx} = -\frac{n_0}{u_p \tau_n^0}(Dn_0 + K)\left(1 - \frac{Bn_0}{C}\right). \tag{9}$$

Используя такой же подход к решению (9), как и в [11], разделим базу на две области. При $Dn_0 > K$ и $Bn_0 < C$ наряду с областью, где

$$E = \sqrt[3]{\frac{3j^2 \alpha (d - x)}{e^2 u_n^2 u_p \tau_n^0 p_2 \delta_0 N_g}}, \tag{10}$$

которая приводит к формированию после омического участка закономерности

$$j = \frac{8}{9} \sqrt{\frac{e^2 u_n^2 u_p \tau_n^0 p_2 \delta_0 N_g}{\alpha}} \frac{V^{1,5}}{d^2}, \tag{11}$$

в базу входит со стороны n^+-контакта область локального ОС

$$E = \frac{\alpha j}{e u_n \delta_0 N_g}\left\{ \exp\left[\frac{e u_n \delta_0 N_g x}{\alpha j u_p \tau_n^0 \left(\theta + \frac{p_2 B}{C}\right)}\right] - 1 \right\}. \tag{12}$$

На границе x_1 этих областей

$$E(x_1) = \frac{j}{e u_n} \sqrt{\frac{\alpha\left(\theta + \frac{p_2 B}{C}\right)}{p_2 \delta_0 N_g}}. \tag{13}$$

Приравнивая (12) и (13), получаем значение x_1, а так как плотность тока срыва для данного случая определяется из условия $x_1 = \frac{d}{3}$, имеем

$$j_{cp} = \frac{e b \delta_0 N_g d}{3 \tau_n^0 \alpha \left(\theta + \frac{p_2 B}{C}\right) \ln\left[1 + \sqrt{\frac{\delta_0 N_g}{\alpha p_2}\left(\theta + \frac{p_2 B}{C}\right)}\right]}. \tag{14}$$

При $\theta > \frac{p_2 B}{C}$ величина j_{cp} лишь в $\sqrt{\alpha}$ раз меньше плотности тока срыва для случая без ЭУП, рассмотренного в [11]. Подстановка (14) в (11) и замена в последнем d на $\frac{2}{3}d$ позволяет определить V_{cp}. Заметим, что срыв имеет место еще при отсутствии условия для заполнения ЭУП и с вхождением в базу области локального ОС.

В [11] было получено уравнение, описывающее прохождение тока в полупроводнике для случая двойной инжекции при любой зависимости между концентрациями дырок и электронов. Опуская малый член с $\left(\frac{dp}{dx}\right)^2$, это уравнение можно переписать в виде

$$\frac{D_p}{bn_0}\frac{d}{dp}(np)\frac{d^2p}{dx^2}+\frac{D_p}{kT(b+1)}\left\{\frac{d}{dp}\left[e(n-p)E_T\right]\right\}\frac{dp}{dx}-\frac{p-p_0}{b\tau_p}=0. \quad (15)$$

Член в фигурных скобках имеет размерность силы. Его можно представить как результирующую силу, равную приходящемуся на одну инжектированную дырку изменению силы, действующей на единицу объема электронно-дырочной плазмы при наличии в базе токового (дрейфового) электрического поля E_T. В литературе имеются и другие формулировки проблемы путем введения биполярной [9, 12, 14] и эффективной [13] подвижностей. Впервые на существенную роль изменения с током коэффициента при $\frac{dp}{dx}$ в компенсированных полупроводниках было указано в работах [9, 14].

Для случая, рассматриваемого в настоящей работе, указанная выше результирующая сила принимает вид

$$\frac{d}{dp}\left[e(n-p)E_T\right]\simeq$$

$$\simeq\frac{j(b+1\left[2\theta BCD\left(1-\frac{p_2D}{2bC}\right)n_0^3-C^2Dn_0^2\left(\theta+\frac{p_2B}{C}\right)-3BCKp_2n_0+p_2KC^2\right]}{C^2D\left(1-\frac{Bn_0}{C}\right)\left[p_2+2\theta_2\left(1-\frac{Bn_0}{2C}\right)\right]u_nn_0^2}=$$

$$=\frac{j(b+1)C}{u_nn_0^2}\left\{2\theta BDn_0^3-DCn_0^2\left[\theta+\frac{p_2B}{C}\left(1-\frac{Bn_0}{C}\right)\right]+\right. \quad (16)$$

$$\left.+p_2KC\left(1-\frac{3Bn_0}{C}\right)\right\}\left\{\left(1-\frac{Bn_0}{C}\right)\left[p_2+2\theta_2\left(1-\frac{Bn_0}{2C}\right)\right]\right\}^{-1},$$

где опущены малые члены и приняты неравенства

$$2|B|K<CD,\quad K<C. \quad (17)$$

Из (16) следует, что в рассматриваемой модели увеличение с током результирующей силы можно ожидать лишь при достижении значения уровня инжекции

$$n_{01}=\sqrt{\frac{p_2K}{\alpha\left(\theta+\frac{p_2B}{C}\right)n_1}}. \quad (18)$$

При получении (18) в (16) опущены как малые члены, содержащие n_0^3 и n_0, что предполагает выполнение, в частности, неравенств

$$3|B|\,n_0 < C,\quad 2|B|\,n_0 < C\left(1+\frac{p_2 B}{\theta C}\right). \tag{19}$$

Следует отметить совпадение выражений (18) и (13), полученных независимо из уравнения непрерывности и выражения для результирующей силы. Таким образом, можно считать установленным, что участок ОС связан с существенным продвижением участка с локальным ОС вглубь базы с ростом инжекции, что приводит к падению всего напряжения на структуре. Таким представляется нам механизм обратной связи, приводящей к S-образности в рассматриваемой модели.

Если при этих уровнях инжекции уже не выполняется неравенство $p_2 > p + \theta n$, которое согласно (7) и с учетом (17) соответствует условию

$$C > n_0(B+D) + \frac{\theta n_0}{p_2}C + \frac{\theta n_0^2}{p_2}(D-B), \tag{20}$$

то время жизни дырок перестает уменьшаться.

Расчет коэффициента D^p при $\dfrac{dp^2}{dx^2}$ в (15) в рассматриваемом диапазоне токов ($n_0 < \sqrt{K}$) дает

$$\frac{D^p}{D_p} \simeq \frac{2(N_g+p_2) - \dfrac{b(N_2-N_g)}{\alpha n_0}\left[(\alpha-b)p_2 - bN_g\right]}{bN_g + p_2(\alpha+b) + \theta(N_2-N_g)} + \frac{\theta(N_2-N_g)}{\alpha p_2}, \tag{21}$$

т. е. с увеличением уровня инжекции эффективный коэффициент диффузии D^p не только не увеличивается, а уменьшается, так что условие справедливости проведенного в дрейфовом приближении рассмотрения еще более улучшается.

Таким образом, наличие участка ОС нужно связать с увеличением с током указанной выше результирующей силы. При этом с током увеличивается дрейфовая длина (скорость). В этом диапазоне токов диффузионная длина уменьшается, поэтому возникновение ОС нельзя связать с ее увеличением.

Наиболее жестким из неравенств, при которых справедлива запись p в виде (7), является $n_0^2 < K$; при невыполнении последнего имеем

$$p \approx \frac{n_0(\theta n_0 + p_2)(\alpha n_1 + n_0)}{C - Bn_0}. \tag{22}$$

Если $p < p_2$, τ_p продолжает уменьшаться с ростом тока. Получая с помощью (22) и (8) уравнение, аналогичное (9), и анализируя его, приходим к выводу, что наибольшим членом в нем является

$$\left(\theta\frac{C}{B} + p_2\right)\alpha n_1 \frac{dE}{dx} = -\frac{\alpha n_1 + n_0}{u_p \tau_n^0}\left(\frac{C}{B} - n_0\right). \tag{23}$$

Согласно (23) после участка ОС следует участок с небольшим положительным наклоном, близкий к вертикали

$$V = \frac{d^2}{2\, u_p\, \tau_n^0} \frac{1}{\theta + \dfrac{B p_2}{C}}. \tag{24}$$

Протяженность этого участка сильно зависит от температуры.

При больших уровнях инжекции

$$p \approx \frac{L n_0^2}{R n_0 + A}. \tag{25}$$

При $p < p_2$ имеем

$$E^2 \left(1 + \frac{2}{3} \frac{e u_n p_2 E}{\theta j}\right) = \frac{2\, R j x}{e u_n\, u_p\, \tau_p^0 A}. \tag{26}$$

Если n раньше сравнивается с $\frac{p+p_2}{\theta}$, чем p с p_2, после участка уменьшения τ_p с ростом тока время жизни дырок становится постоянным. Лишь с достижением $p = p_2$ τ_p начинает увеличиваться и достигает $\tau_{p\infty}$ при $p = s p_2$ (рис. 2). При этом должно выполняться неравенство

$$\frac{bR - L}{L} + \frac{2\, Ab}{p_2 R} \frac{1}{1 + \sqrt{1 + \dfrac{4\, AL}{p_2 R^2}}} > \frac{2}{\theta}. \tag{27}$$

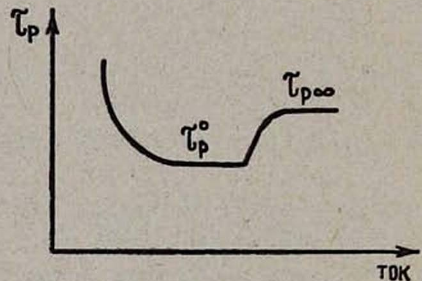


Рис. 2. Изменение времени жизни дырок с ростом тока.

Если (27) не выполняется, то участка $\tau_p \approx \tau_p^0$ практически нет.

Если неравенство (27) имеет место, то согласно (26) с прекращением уменьшения τ_p с ростом тока зависимость

$$j = \frac{8}{9} \sqrt{\frac{e^2 u_n^2\, u_p\, \tau_n^0 p_2 A}{R}}\, \frac{V^{1,5}}{d^2} \tag{28}$$

постепенно сменяется на следующую

$$j = \frac{9}{8} \frac{e u_n\, u_p\, \tau_p^0 A}{R} \frac{V^2}{d^3}. \tag{29}$$

С увеличением времени жизни дырок в базу входит раскомпенсированная область с

$$E=\sqrt{\frac{2Rjx}{eu_n u_p \tau_{p\infty} A}}, \tag{30}$$

которая вытесняет область с такой же формой записи для напряженности электрического поля с одним лишь отличием (вместо $\tau_{p\infty}$ нужно взять $\tau_{po}=\theta\tau_{p\infty}$), из которой следует (29). При вхождении (30) в базу на расстояние $\frac{d}{r}$ имеет место срыв, параметры которого даются в виде

$$j_{cp}=\frac{ebd}{\tau_{p\infty}}\frac{R^3 s^2 p_2^2}{2rAL^2}\left[1+\sqrt{1+\frac{4AL}{p_2 sR^2}}\right], \tag{31}$$

$$V_{cp}=\frac{2}{3}\frac{R^2 sp_2}{AL}\left(1+\sqrt{1+\frac{4AL}{p_2 sR^2}}\right)\sqrt{\frac{\left(1-\frac{1}{r}\right)^3}{r\theta}\frac{d^2}{u_p\tau_p^0}}. \tag{32}$$

При невыполнении (27) выражение для тока срыва будет отличаться от (31) лишь заменой r на r', а напряжение срыва найдется из (28) путем замены j на ток срыва, а d — на $d\left(1-\frac{1}{r'}\right)$, при этом $r=4$, $r'=3$.

Таким образом, вполне возможен случай, когда на ВАХ имеет место двойной срыв (рис. 3). Анализируя (14), (24) и (31), а также выражения

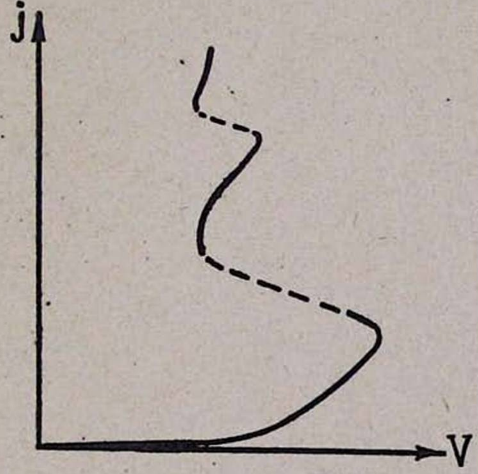


Рис. 3. Схематическое изображение прямой ветви вольт-амперной характеристики p^+nn^+-структуры.

для напряжения срыва, и сравнивая их, можно убедиться, что из-за наличия двух акцепторных центров с различными концентрациями и энергетическим расположением в запрещенной зоне возможны самые различные температурные зависимости характерных точек и участков ВАХ.

Характерным является также очень малая плотность тока первого срыва, наблюдаемая в диодах на основе GaAs [15], где пренебречь прилипанием нельзя. На эксперименте ВАХ с двумя срывами наблюдались также в [16, 17].

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР Поступила 25.XI.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *С. М. Рывкин*. Фотоэлектрические явления в полупроводниках, Физматгиз, М., 1963.
2. *M. A. Lampert*. Rept. Progr. Phys., 27, 329 (1964). *А. Роуз*. Основы теории фотопроводимости, Мир, М., 1966.
3. Сб. Вопросы пленочной электроники, Советское радио, М., 1966.
4. *С. А. Гарянинов, И. Д. Абезгауз*. Полупроводниковые приборы с отрицательным сопротивлением, Энергия, М., 1970.
5. *В. А. Бонч-Бруевич, И. П. Звягин, А. Г. Миронов*. Доменная электрическая неустойчивость в полупроводниках, Наука, М., 1972.
6. *D. Dascalu*. Injectia unipolara in dispozitive electronice semiconductoare, Ed. Academiei RSR Bucuresti, 1972.
7. *В. И. Стафеев*. ФТТ, 3, 2513 (1961); 5, 11 (1963).
8. *Г. М. Авакьянц*. Радиотехника и электроника, 10, 1880 (1965); Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 248 (1966).
9. *В. В. Осипов* и др. ФТП, 1, 1795 (1967); 4, 2241 (1970); 5, 836, 1387 (1971); 6, 441 (1972).
10. *Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян*. Изв. АН АрмССР, Физика, 3, 200 (1968); ФТП, 3, 964 (1969); ДАН АрмССР, 46, 228 (1968).
11. *Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян*. Изв. АН АрмССР, 4, 318 (1969). *Г. М. Авакьянц, В. М. Арутюнян, Р. С. Барсегян*. ДАН АрмССР, 53, 218 (1971); Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 55 (1972).
12. *В. А. Душкин, Л. П. Музюкин, В. И. Мурыгин, В. И. Стафеев*. ФТП, 4, 1761 (1970).
13. *Ю. А. Абрамян*. Кандидатская диссертация, Ереван, 1970.
14. *В. А. Сабликов, И. Б. Павлинов*. ДАН УзбССР, 3, 27 (1967); 4, 21 (1968).
15. *В. И. Мурыгин*. Докторская диссертация, М., 1973. *В. С. Рубин*. Кандидатская диссертация, М., 1970. *Г. А. Егиазарян*. Кандидатская диссертация, М., 1971.
16. *Г. М. Авакьянц, З. Н. Адамян, Р. С. Барсегян, С. А. Тарумян*. ФТП, 5, 809 (1971).
17. Радиационная физика неметаллических кристаллов, Сб. статей под ред. И. Д. Конозенко, Наукова думка, Киев, 1971.

ԽՈՐԸ ԱԿՑԵՊՏՈՐԱՅԻՆ ԿԵՆՏՐՈՆՆԵՐ ԵՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՀԱՄԱՐ ԿՊՉՈՂԱԿԱՆ ՄԱԿԱՐԴԱԿՆԵՐ ՊԱՐՈՒՆԱԿՈՂ ՀԱՄԱԿՇՌՎԱԾ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ ԿՐԿՆԱԿԻ ԻՆԺԵԿՑԻԱՅԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Հաշված են օրինաչափություններ արգելման զոնայում խոր ռեկոմբինացիոն կենտրոնների հետ մեկտեղ էլեկտրոնների համար կպչողական մակարդակներ ունեցող համակշռված կիսահաղորդիչից պատրաստված p^+nn^+-կառուցվածքի վոլտ-ամպերային բնութագրի դրական ճյուղի համար։

ON DOUBLE INJECTION THEORY IN COMPENSATED SEMICONDUCTORS WITH DEEP ACCEPTOR CENTRES AND ELECTRON TRAPS

G. M. AVAKIANTS, V. M. HARUTUNIAN

The regularities taking place on the direct branch of CV-characteristic for $p^{+}nn^{+}$-structure made on the basis of compensated semiconductors with recombination centres and electron traps in the forbidden band are calculated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 8, 438—445 (1973)

К ВОПРОСУ ОБ ОБОСНОВАНИИ РАВНОВЕСНОЙ ФУНКЦИИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ СТАТИСТИЧЕСКОЙ ТЕРМОДИНАМИКИ

Р. Г. ГЕВОРКЯН, Л. Г. СИНАНЯН

В настоящей работе показывается, что число энергетических переходов, совершаемых составными частями термодинамических систем в единицу времени, представляет собой важную статистическую характеристику различных состояний этих систем. Полагая, что частицы системы распределяются по энергетическим уровням пропорционально средним временам пребывания на этих уровнях, можно получить общую функцию распределения частиц по уровням, содержащую параметр, предельное значение которого соответствует равновесному состоянию.

О функции распределения для систем с дискретным спектром

Рассмотрим термодинамическую систему, состоящую из N одинаковых подсистем, называемых в дальнейшем «частицами». Допустим, что устойчивые состояния частиц характеризуются определенными значениями энергии $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \cdots$, и будем полагать, что в пределах объема системы все частицы находятся в одинаковых условиях. Частицы системы при кратковременных взаимодействиях обмениваются энергией. Пусть N_i —число частиц в состоянии с энергией ε_i, $f(\varepsilon_i) = N_i/N$ — функция распределения, а τ_i — среднее время пребывания частицы в состоянии с энергией ε_i. Если

$$P_i = \frac{N_i}{\tau_i} \tag{1}$$

представляет собой число частиц, покидающих уровень ε_i за единицу времени, то

$$P = \sum_i P_i = \sum_i \frac{N_i}{\tau_i} \tag{2}$$

есть общее число энергетических переходов, происходящих в системе за единицу времени.

Обозначим через R число частиц, поступающих на уровень ε_i за единицу времени; это число не должно зависеть от того, сколько частиц находится в состоянии с энергией ε_i, оно будет определяться общим состоянием системы, т. е. видом функции распределения $f(\varepsilon_i)$.

Составим разность

$$\Delta P_i = |P_i - R_i| = \left|\frac{N_i}{\tau_i} - R_i\right|. \tag{3}$$

Заметим, что согласно (1) P_i прямо пропорционально N_i, тогда как зависимость τ_i и R_i от N_i может быть очень слабой или отсутствовать вовсе. Допустим, что в начальный момент времени поступление частиц на уровень ε_i превосходит уход, т. е. $R_i > P_i$. Тогда с увеличением N_i разность (3) будет уменьшаться. Медленное изменение τ_l и R_l в связи с изменением вида функции распределения не может приостановить быстрого увеличения N_l и поэтому система будет стремиться к состоянию с $\Delta P_l = 0$. Точно также, если вначале $R_l < P_l$, то N_l будет убывать быстрее, чем τ_l и R_l, и поэтому разность (3) опять будет стремиться к нулю. Очевидно, что со временем такая система придет к определенному состоянию, при котором число частиц на каждом уровне энергии будет флуктуировать вокруг стабильных состояний, удовлетворяющих условию $\Delta P_l = 0$. Состояние системы, при котором для каждого уровня энергии соблюдается условие $\Delta P_l = 0$, будет устойчивым, т. е. равновесным. Таким образом, существование тенденции к переходу в определенное (равновесное) состояние связывается со слабой зависимостью среднего времени пребывания частиц системы в каждом состоянии от числа частиц, находящихся в этом состоянии.

Распределение частиц по временам пребывания и энергиям для систем с дискретным спектром

Для нахождения функции распределения частиц изолированной системы по энергетическим уровням в зависимости от времени пребывания на этих уровнях потребуем, чтобы при фиксированном числе частиц N и определенной полной энергии системы E, определяемых как

$$N = \sum_l N_l , \quad E = \sum_l \varepsilon_l N_l , \tag{4}$$

число энергетических переходов (2) было экстремальным. Соответствующее вариационное условие будет иметь вид

$$\delta \sum_l \left(\frac{N_l}{\tau_l} + \lambda_1 \varepsilon_l N_l + \lambda_2 N_l \right) = 0, \quad \frac{\delta N_l}{N_l} = \frac{\delta\left(\frac{1}{\tau_l}\right)}{\frac{1}{\tau_l} + \lambda_1 \varepsilon_l + \lambda_2} , \tag{5}$$

где λ_1 и λ_2 — множители Лагранжа.

Сделаем важное предположение, которое выполняется во многих физических системах: время пребывания частицы в каком-нибудь состоянии уменьшается с увеличением энергии этого состояния. Выберем наиболее простую зависимость

$$\frac{1}{\tau_l} = \alpha + \beta \varepsilon_l, \tag{6}$$

которую можно рассматривать также как два первых члена разложения в ряд, причем коэффициенты α и β будут зависеть от общего состояния системы, т. е. от вида функции распределения. Воспользуемся (6) и исключим из (5) фиксированные значения энергии

$$\frac{\delta N_l}{N_l} = \frac{\delta\left(\frac{1}{\tau_l}\right)}{k_1 \frac{1}{\tau_l} + k_2}, \quad k_1 = 1 + \frac{\lambda_1}{\beta}, \quad k_2 = \lambda_2 - \lambda_1 \frac{\alpha}{\beta}. \tag{7}$$

792—4

В окрестности равновесного состояния коэффициенты k_1 и k_2 можно считать постоянными.

Для нахождения зависимости чисел N_i от τ_i в соотношении (7) вариации заменим через дифференциалы. Тогда

$$N_i = \frac{A}{\left(1 + \frac{1}{n}\frac{\gamma}{\tau_i}\right)^n}, \tag{8}$$

где A — некоторая постоянная величина, $n = \frac{1}{k_1}$, $\gamma = \frac{1}{k_2}$. Для определения трех неизвестных параметров A, n и γ имеются только два условия (4); третьим условием могло быть задание полного числа P энергетических переходов в системе (см. (2)), которое, однако, не известно.

Заметим, что по мере приближения к равновесному состоянию концентрация частиц на уровнях с большими временами пребывания должна возрастать, а общее число энергетических переходов (2)—убывать. Допустим, например, что некоторая группа N_i частиц оказалась на уровне, которому соответствует очень большое время пребывания τ_i. За промежутки времени, меньшие по сравнению с τ_i, указанные частицы не будут принимать участия в энергетических переходах, поэтому общее ежесекундное число переходов в системе (2) уменьшится. Вследствие этого среднее время пребывания на каждом из уровней несколько увеличится, что вызовет дальнейшее уменьшение общего числа переходов (2). Таким образом, с течением времени постепенно будет выявляться преимущество тех уровней энергии, которым соответствуют большие времена пребывания. На этих уровнях частицы будут задерживаться дольше и соответствующие им числа заполнения будут больше. Процесс перераспределения частиц по уровням в зависимости от времени пребывания приведет, согласно (2), к определенному значению числу P; предположим, что это число при условиях (4) является минимальным.

В формуле (8) параметр n является числом, показывающим, как сильно увеличивается N_i с увеличением времени пребывания τ_i; чем больше n, тем больше концентрация частиц на уровнях с большими временами пребывания и, следовательно, тем меньше общее число энергетических переходов в системе. При $n \to \infty$ P стремится к минимуму. Для этого предельного случая из формулы (8) получается искомая зависимость между числами заполнения уровней и средними временами пребывания частиц на этих уровнях

$$N_i = Ae^{-\frac{\gamma}{\tau_i}}. \tag{9}$$

Подставив вместо времени пребывания его значение через энергию уровня (6), получим известную формулу

$$N_i = Be^{-\mu\varepsilon_i}, \quad \frac{N_i}{N} = f(\varepsilon_i) = B_0 e^{-\mu\varepsilon_i}. \tag{10}$$

Параметры распределения (10) могут быть теперь получены из условий (4); в частности, μ есть обратная величина энергии того уровня, на котором суммарная энергия всех частиц $\varepsilon_l N_l$ наибольшая.

Заметим важное обстоятельство: при вычислении статистической суммы

$$\sum e^{-\mu\varepsilon_l} = \frac{1}{B_0} \tag{11}$$

должны быть исключены те уровни энергии, для которых время пребывания бесконечно большое (как правило, эти уровни имеют очень малые значения энергии). Суммирование должно производиться только для той части спектра уровней, которые участвуют в общем энергообмене внутри системы.

О функции распределения для системы с непрерывным спектром

Для нахождения функции распределения системы, частицы которой имеют непрерывный энергетический спектр, можно воспользоваться двумя способами. Первый способ заключается в предельном переходе от очень густого дискретного спектра уровней к непрерывному. Допустим, что в узком пределе значений энергии ε, $\varepsilon + \Delta\varepsilon$ имеется очень много дискретных уровней — Δn. В общем случае Δn может зависеть не только от $\Delta\varepsilon$, но и от значения ε. При малых $\Delta\varepsilon$ времена пребывания частиц τ_l, а следовательно, и числа заполнения N_l на каждом из этих Δn уровней можно полагать почти одинаковыми и поэтому число частиц ΔN, энергия которых лежит в указанных пределах, будет равно

$$\Delta N = Be^{-\mu\varepsilon} \Delta n. \tag{12}$$

Для перехода к непрерывному спектру необходимо сначала выразить Δn через $\Delta\varepsilon$

$$\Delta n = \frac{\Delta n}{\Delta\varepsilon} \Delta\varepsilon = \omega(\varepsilon) \Delta\varepsilon. \tag{13}$$

Функция $\omega(\varepsilon)$, характеризующая распределение уровней в спектре, имеет смысл и для непрерывного спектра, показывая его «плотность» в зависимости от ε. Поэтому число частиц, энергия которых лежит в пределах ε, $\varepsilon + d\varepsilon$, будет равно

$$dN = Be^{-\mu\varepsilon} \omega(\varepsilon)\, d\varepsilon. \tag{14}$$

В частном случае, когда ω есть постоянная величина, ее можно включить в B и тогда

$$dN = Be^{-\mu\varepsilon}\, d\varepsilon. \tag{15}$$

Второй способ нахождения (14) и (15) заключается в повторном выводе равновесной функции распределения из условия минимума числа энергетических переходов. Рассмотрим непрерывное фазовое μ-пространство, в котором каждой частице в зависимости от ее состояния соответствует одна «изображающая точка». Необходимо найти распределение N «изображающих точек» в объеме фазового пространства в равновесном состоянии системы. Согласно общему положению [1], время пребывания «изображающей точки» в определенной точке фазового пространства (т. е. время существования строго определенного состояния частицы) в точности равно нулю, однако время пребывания в пределах фазовой «поверхности энергии» $\varepsilon = \text{const}$ может быть конечной величиной. Например, время, в течение которого молекула идеального газа в отсутствии поля тяготения имеет определенные значения координат и скорости, равно нулю (вследствие непрерывного изменения координат), однако каждая молекула сохраняет определенное значение кинетической энергии в течение конечного времени свободного пробега. Полагая, что для таких систем выполняется соотношение (6), можно искать равновесную функцию распределения «изображающих точек» в фазовом пространстве по значениям энергии исходя из условия минимума числа энергетических переходов.

Для решения этой задачи необходимо разделить фазовое пространство на элементарные объемы $d\Gamma$, соответствующие определенным временам пребывания «изображающих точек». Полагая, что это время, согласно соотношению (6), зависит от энергии, можно разделить фазовое пространство на «слои», заключенные между «поверхностями энергии» ε и $\varepsilon + d\varepsilon$. Заметим, что если эти слои имеют одинаковую «толщину» $d\varepsilon$, то их фазовые объемы $d\Gamma$ будут, вообще говоря, различными

$$d\Gamma = \Omega(\varepsilon)\, d\varepsilon. \tag{16}$$

Если же фазовое пространство делится на слои, имеющие одинаковый объем $d\Gamma$, то их «энергетическая толщина» $d\varepsilon$ может быть различной. Так как число изображающих точек в каждом таком слое может зависеть не только от значения энергии ε, но и от объема слоя $d\Gamma$ (т. е. от совокупности значений всех других параметров, соответствующих данному значению энергии), то следует рассмотреть три различных выражения для чисел заполнения:

$$dN = N\; f(\varepsilon)\, d\varepsilon, \tag{17}$$

$$dN = N\; \varphi(\varepsilon)\, d\Gamma, \tag{18}$$

$$dN = N\; \psi(\varepsilon)\, dL, \tag{19}$$

где dL есть элементарный «отрезок», взятый в фазовом пространстве вдоль нормали к поверхности энергии.

Первое выражение может быть использовано для таких систем, у которых время пребывания $\tau(\varepsilon)$ зависит только от энергии и от вида функции распределения $f(\varepsilon)$, но не зависит от остальных параметров, определяющих величину фазового объема $d\Gamma$. Второе выражение должно быть применено в более общем случае, когда $\tau(\varepsilon)$ зависит не только от ε и вида функции $\varphi(\varepsilon)$, но и от $d\Gamma$, т. е. от диапазона значений остальных параметров, соответствующих данной энергии частиц. В этом случае $N\varphi(\varepsilon)$ означает число изображающих точек в единице объема фазового пространства. Третье выражение должно применяться тогда, когда τ можно считать одинаковым только вдоль поверхности энергии, поэтому следует искать распределение изображающих точек вдоль нормалей к этим поверхностям; при этом предполагается, что числа заполнения dN относятся ко всей поверхности энергии и не зависят от размеров этих поверхностей, а определяются только значениями энергии. В соответствии с (17—19) число энергетических переходов и условия (4) запишутся в виде

$$P = \int \frac{Nf(\varepsilon)}{\tau(\varepsilon)} d\varepsilon = \int \frac{N\varphi(\varepsilon)}{\tau(\varepsilon)} d\Gamma = \int \frac{N\psi(\varepsilon)}{\tau(\varepsilon)} dL, \tag{21}$$

$$N = \int Nf(\varepsilon) d\varepsilon = \int N\varphi(\varepsilon) d\Gamma = \int N\psi(\varepsilon) dL, \tag{22}$$

$$E = \int N\varepsilon f(\varepsilon) d\varepsilon = \int N\varepsilon\varphi(\varepsilon) d\Gamma = \int N\varepsilon\psi(\varepsilon) dL. \tag{23}$$

Применяя рассуждения, использованные при выводе (8—10), для всех трех функций распределения получим одинаковый вид

$$f(\varepsilon) = \varphi(\varepsilon) = \psi(\varepsilon) = B_0 e^{-\mu\varepsilon}. \tag{24}$$

Однако, распределения частиц по значениям энергии согласно (17—19) будут различными; из них только распределение (18) соответствует гиббсовскому. Здесь также необходимо подчеркнуть, что при вычислении статистического интеграла $1/B_0$ те состояния, для которых время пребывания равно бесконечности, должны быть исключены; интегрирование должно производиться только по той части фазового объема, в пределах которой происходит перемещение «изображающих точек».

Изложенные выше рассуждения могут быть использованы и в тех случаях, когда время пребывания частицы в каком-нибудь состоянии зависит не от полной энергии частицы, а только от ее части. Например, время свободного пробега двухатомной молекулы газа, имеющей среднюю энергию $w = \frac{5}{2} kT$, зависит только от энергии поступательного движения $\varepsilon = \frac{3}{2} kT$, причем $\varepsilon = \frac{3}{5} w$. В общем случае $\varepsilon = \alpha w$ и если α есть известное число, то в найденной функции распределения частиц по значениям ε можно произвести замену и таким образом найти распределения частиц по значениям полной энергии w.

Заметим также, что вместо «энергетических переходов» аналогичным образом можно было бы исследовать любые скачкообразные изменения состояния частиц, даже если при этом энергия частицы остается постоянной. Допустим, что состояния частицы характеризуются некоторой величиной x, причем время пребывания частицы в данном состоянии зависит от значения x, согласно (6). Тогда, повторяя использованные выше рассуждения, можно найти сначала функцию распределения частиц по значениям времени пребывания (9), а затем уже по значениям x.

Выводы

Важные для статистической физики распределения (10) и (14) получены при следующих ограничениях:

1) составные части системы («частицы») являются тождественными и в пределах объема системы находятся в одинаковых условиях;

2) все параметры системы (состав, структура частиц, объем и т. п.), кроме чисел заполнения уровней и вида функции распределения, остаются неизменными при перераспределении частиц по уровням;

3) каждая из N частиц участвует в энергетических переходах; частицы, которые постоянно находятся в одном и том же состоянии, не должны включаться в число N;

4) уровни энергии (или состояния), на которых частицы могут пребывать бесконечно долго, должны быть исключены из рассматриваемого спектра уровней ε_l и не должны входить в статистическую сумму $\sum e^{-\mu\varepsilon_l}$; такие уровни обычно находятся в области очень малых энергий и их необоснованное включение в состав статистической суммы может заметно отразиться на ее величине;

5) в наших расчетах $E = \sum \varepsilon_l N_l$ есть не полная энергия системы, а только та ее часть, которая «участвует» в энергетических переходах, т. е. соответствует «активной части» спектра уровней;

6) структура спектра уровней (активной части) не изменяется при перераспределении частиц по уровням, т. е. не зависит от вида функции распределения;

7) время перехода частиц из одного уровня на другой очень мало по сравнению с временами пребывания на уровнях;

8) время внутренней релаксации частиц при изменении их энергии мало по сравнению с временами пребывания на уровнях.

Выявление и отчетливая формулировка этих ограничений является еще одним достоинством приведенного выше вывода основной функции распределения статистической физики. Особенно важными являются утверждения 4 и 5, вносящие существенные коррективы в расчет статистической суммы состояний и «внутренней энергии» термодинамической системы. Для некоторых систем, у которых не соблюдаются условия 7 и 8, применение распределения Гиббса или распределений (10) и (14) следует полагать необоснованным.

Поступила 3.III.1973

ЛИТЕРАТУРА

1. *Р. Г. Геворкян*. Неравновесные и маловероятные процессы в классической механике, Труды Университета дружбы народов им. П. Лумумбы, том XI, Физика, вып. I, 1965.

ՍՏԱՏԻՍՏԻԿ ԹԵՐՄՈԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ ՀԱՎԱՍԱՐԱԿՇԻՌ ՖՈՒՆԿՑԻԱՅԻ ԲԱՇԽՄԱՆ ՀԻՄՆԱՎՈՐՄԱՆ ՀԱՐՑԻ ՇՈՒՐՋԸ

Ռ. Գ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Լ. Գ. ՍԻՆԱՆՅԱՆ

Աշխատանքում ցույց է տրվում, որ թերմոդինամիկական սիստեմների բաղադրիչ մասերով միավոր ժամանակում կատարված անցումների քանակը հանդիսանում է սիստեմի վիճակի կարևոր ստատիստիկ բնութագիրը։ Ենթադրելով, որ սիստեմի մասնիկները բաշխվում են էներգիայի մակարդակներով նրանց այդ մակարդակներում գտնվելու միջին ժամանակին ուղիղ համեմատական, կարելի է ստանալ էներգիայի մակարդակներում մասնիկների բաշխման ընդհանուր ֆունկցիան։ Այդ ֆունկցիան պարունակում է պարամետր, որի սահմանային արժեքը համապատասխանում է սիստեմի հավասարակշռության վիճակին։

ON THE EQUILIBRIUM DISTRIBUTION FUNCTION OF STATISTICAL THERMODYNAMICS

R. G. GEVORKIAN, L. H. SINANIAN

It is shown in the paper that the number of transitions performed by the componens of thermodynamical system per a unit time is an important statistical characteristic of the state of system. Assuming that the particles of the system are distributed on the energy levels proportionally to the mean intervals of their stay on these levels, it is possible to obtain a general function of particle distribution on the energy levels. This formula contains a parameter the limiting value of which corresponds to the equilibrium state of the system.

Изв. АН Армянской ССР. Физика, 8, 446—450 (1973)

К ВОПРОСУ О ПРИМЕНЕНИИ АНДАЛУЗИТА В ПАРАМАГНИТНЫХ УСИЛИТЕЛЯХ МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

В. П. ШАХПАРЯН, Р. М. МАРТИРОСЯН

Вычислены матричные элементы переходов при $\varphi = 0°$, $\theta = 90°$, $H = 0 \div 12{,}0$ *кгс* для ионов железа I типа и $\varphi = 0°$, $\theta = 90°$, $43°24'$, $H = 0 \div 12$ *кгс* для ионов железа II типа в андалузите. На частотах 49 *Ггц* и 70 *Ггц* экспериментально наблюдался спектр ЭПР ионов железа II типа на двух образцах андалузита с разными концентрациями 0,06—0,08% и 0,70—0,72% и была оценена ширина линии для концентрации 0,70—0,72%.

До последнего времени в квантовых парамагнитных усилителях (КПУ) миллиметрового диапазона использовался практически один лишь рутил (TiO_2) с примесью хрома или железа [1—4]. Однако применение рутила в миллиметровом диапазоне наталкивается на серьезные трудности, связанные с очень большой и сильно зависящей от температуры диэлектрической проницаемостью этого кристалла. В связи с этим в настоящее время ведутся интенсивные исследования с целью создания КПУ миллиметрового диапазона на кристаллах андалузита (Al_2SiO_5), диэлектрическая проницаемость которых невелика ($\varepsilon = 8$) [5], а начальное расщепление спектра электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) ионов Fe^{3+} достаточно велико [6, 7].

При создании КПУ важно знать не только начальное расщепление, диэлектрическую постоянную, уровни энергии, но и вероятности индуцированных переходов между соответствующими уровнями. Если уровни энергии нужны для определения требуемой напряженности постоянного магнитного поля и частоты вспомогательного излучения при выбранной частоте усиливаемого сигнала, то матричные элементы переходов между соответствующими уровнями (т. е. вероятности индуцированных переходов) позволяют выбрать оптимальное размещение парамагнитного кристалла в высокочастотных элементах усилителя (резонаторе или замедляющей системе) с целью получения наиболее эффективного взаимодействия микроволновых полей сигнала и накачки с парамагнитным кристаллом.

Вероятность перехода W_{ik} между спиновыми уровнями i и k пропорциональна квадрату матричного элемента оператора $H_1\hat{\mu}$, где H_1— вектор напряженности высокочастотного магнитного поля, а $\hat{\mu} = g\beta\hat{S}$—магнитный момент иона,

$$W_{ik} = \frac{4\pi^2 g^2\beta^2}{h^2} g(\nu) \,|\langle i|H_1\hat{S}|k\rangle|^2 =$$

$$= \frac{4\pi^2 g^2\beta^2}{h^2} g(\nu) \,[|H_{1x}\langle i|S_x|k\rangle + H_{1z}\langle i|S_z|k\rangle|^2 +$$

$$+ |H_{1y}\langle i|S_y|k\rangle|^2]. \qquad (1)$$

Таким образом, для вычисления вероятностей переходов между двумя уровнями необходимо вычислить матричные элементы операторов S_x, S_y и S_z по волновым функциям этих состояний.

Так как ионы Fe^{3+} обладают эффективным спином $S = \frac{5}{2}$, то в общем случае каждое смешанное спиновое состояние $|i>$ можно представить в виде суперпозиции шести чистых спиновых состояний $|M_s>$ $\left(M_s = \frac{5}{2}, \frac{3}{2}, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, -\frac{3}{2}, -\frac{5}{2}\right)$ по формуле

$$\left|i\right> = a_i\left|\frac{5}{2}\right> + b_i\left|\frac{3}{2}\right> + c_i\left|\frac{1}{2}\right> + d_i\left|-\frac{1}{2}\right> + e_i\left|-\frac{3}{2}\right> + f_i\left|-\frac{5}{2}\right>, \tag{2}$$

$$i = 1, 2, \cdots, 6,$$

где коэффициенты разложения удовлетворяют условию нормировки

$$|a_i|^2 + |b_i|^2 + |c_i|^2 + |d_i|^2 + |e_i|^2 + |f_i|^2 = 1. \tag{3}$$

Матричные элементы операторов $\hat{S}_x$, $\hat{S}_y$ и $\hat{S}_z$ при этом будут

$$\begin{gathered}
<i|\hat{S}_x|k> = \frac{\sqrt{5}}{2}(a_i b_k + b_i a_k + e_i f_k + f_i e_k) + \\
+ \sqrt{2}(b_i c_k + c_i b_k + d_i e_k + e_i d_k) + \frac{3}{2}(c_i d_k + d_i c_k), \\
<i|\hat{S}_y|k> = \sqrt{-1}\Big[-\frac{\sqrt{5}}{2}(a_i b_k - b_i a_k + e_i f_k - f_i e_k) - \\
- \sqrt{2}(b_i c_k - c_i b_k + d_i e_k - e_i d_k) - \frac{3}{2}(c_i d_k - d_i c_k), \\
<i|\hat{S}_z|k> = \frac{1}{2}(5a_i a_k + 3b_i b_k + c_i c_k - d_i d_k - 3e_i e_k - 5f_i f_k).
\end{gathered} \tag{4}$$

Спиновый гамильтониан для ионов Fe^{3+} обоих типов в андалузите имеет вид [7]

$$\hat{H} = b_2^0\left[\hat{S}_z^2 - \frac{1}{3}S(S+1)\right] + \frac{1}{3}b_2^2\left(\hat{S}_x^2 - \hat{S}_y^2\right) + g\beta\vec{H}\hat{S}. \tag{5}$$

С помощью спинового гамильтониана (5) были вычислены уровни энергии нижнего орбитального состояния и коэффициенты разложения $a_i, \cdots, f_i$ собственных состояний $|i>$ по чистым спиновым состояниям $|M_s>$.

Численные данные были получены на ЭВМ при следующих значениях постоянных [7]: $g = 2{,}001$, $b_2^0 = 15$ *кгс*, $b_2^2 = 5$ *кгс* для ионов Fe^{3+} I типа и $g = 2{,}004$, $b_2^0 = 20{,}2$ *кгс*, $b_2^2 = 0{,}075$ *кгс* для ионов Fe^{3+} II типа.

Все данные были получены для значений углов $\varphi = 0°$, $\theta = 0° \div 90°$ с интервалом 10° и значений внешнего постоянного магнитного поля H от 0,5 до 12,0 *кгс* с интервалом 0,5 *кгс* для ионов Fe^{3+} I типа. Для ионов Fe^{3+} II типа помимо указанных значений все данные получены еще и для $\theta = 43°24'$ (пушпульный режим) при тех же значениях φ и H.

Ввиду того, что при создании КПУ обычно используют перпендикулярный или пушпульный варианты, матричные элементы переходов вычислены для значений $\varphi = 0°$, $\theta = 90°$, $H = 0 \div 12$ *кгс* для ионов Fe^{3+} I типа и $\varphi = 0°$, $\theta = 43°24'$, 90°, $H = 0 \div 12$ *кгс* для ионов Fe^{3+} II типа в андалузите. Результаты вычислений приведены в табл. 1—3.

Таблица 1

Матричные элементы ионов I при $\theta = 90°$, $\varphi = 0°$

H (*кгс*)	$<1\|S_x\|2>^2$	$<1\|S_y\|2>^2$	$<1\|S_z\|2>^2$	$<1\|S_x\|3>^2$	$<1\|S_y\|3>^2$	$<\frac{1}{2}\|S_z\|\frac{3}{4}>^2$	$<2\|S_x\|4>^2$	$<2\|S_y\|4>^2$	$<2\|S_x\|3>^2$	$<2\|S_y\|3>^2$	$<2\|S_z\|3>^2$
0,0	0,64	4,16	0,0	2,30	1,18	0,0	2,39	1,03	0,0	0,0	0,41
0,5	0,0	5,22	0,17	2,07	0,005	0,0	2,44	0,0	0,0005	1,00	0,21
3,0	0,0	4,07	0,18	2,20	0,0	0,0	2,29	0,0	0,005	1,41	0,31
6,0	0,0	3,69	0,185	1,46	0,0	0.0	2,10	0,0	0,005	1,57	0,46
9,0	0,0	3,61	0,250	1,44	0,0	0,0	1,83	0,0	0,002	2,17	0,59
12,0	0,0	3,61	0,300	1,04	0,0	0,0	1.49	0,0	0,0	2,37	0,88

Таблица 2

Матричные элементы ионов II при $\theta = 90°$, $\varphi = 0°$

H (*кгс*)	$<1\|S_x\|2>^2$	$<1\|S_y\|2>^2$	$<1\|S_z\|2>^2$	$<1\|S_x\|3>^2$	$<1\|S_y\|3>^2$	$<1\|S_z\|3>^2$	$<2\|S_x\|4>^2$	$<2\|S_y\|4>^2$	$<2\|S_z\|4>^2$
1,0	0,0	2,25	0,250	1,82	0,0	0,0	2,045	0,0	0,0
4,0	0,0	2,31	0,260	1,41	0,0	0,0	2,50	0,0	0,0
6,0	0,0	2,37	0,29	1,12	0,0	0,0	2,53	0,0	0,0
8,0	0,01	2,43	0,325	1,00	0,010	0,0	2,56	0,0	0,0
10,0	0,02	2,49	0,35	0,82	0,022	0,0	2,35	0,0	0,0
12,0	0,03	2,56	0,380	0,64	0,04	0,0	2,15	0,0	0,0

Таблица 3

Матричные элементы ионов II при $\theta = 43°24'$, $\varphi = 0°$

H (*кгс*)	$<2\|S_x\|3>^2$	$<2\|S_y\|3>^2$	$<2\|S_z\|3>^2$	$<1\|S_x\|3>^2$	$<1\|S_y\|3>^2$	$<1\|S_z\|3>^2$	$<2\|S_x\|4>^2$	$<2\|S_y\|4>^2$	$<2\|S_z\|4>^2$
1,0	0,69	0,59	0,0003	1,26	1,155	0,0016	1,254	1,007	0,0004
3,0	0,81	0,79	0,003	1,12	1,092	0,0025	1,416	1,39	0,0046
6,0	0,85	0,96	0,02	0,99	0,880	0,0064	1,538	1,425	0,01
9,0	0,85	1,08	0,078	0,88	0,650	0,0137	1,538	1,405	0,038
12,0	0,68	1,28	0,18	0,82	0,400	0,0144	1,549	2,406	0,075

В работах [7, 8] все исследования на андалузите проводились на образцах, в которых концентрация железа была $\leqslant 0,16\%$. Ввиду того, что большой интерес представляют исследования концентрационной зависимости ширины линии ЭПР, релаксационных времен и т. д.. в настоящей статье была сделана попытка оценить ширину линии в использованных нами естественных кристаллах андалузита с концентрацией $0,70 \div 0,72\%$. В качестве эталона был использован образец андалузита с концентрацией $0,06 \div 0,08\%$.

Линия ЭПР перехода $1 \leftrightarrow 2$ наблюдалась на частотах 49 *Ггц* и 70 *Ггц*. На частоте 49 *Ггц* линия наблюдалась при $\varphi = 0°$, $\theta = 90°$, $H = 6,1$ *кгс*, а на частоте 70 *Ггц*—при $\varphi = 0°$, $\theta = 90°$, $H = 9,3$ *кгс*. При этом расчетные значения H совпадают с экспериментальными с точностью $50 \div 100$ *гс*.

Ширина линии перехода $1 \leftrightarrow 2$ при $\varphi = 0°$, $\theta = 90°$ на обеих частотах у образцов с большей концентрацией Fe^{3+} была примерно 32 ± 3 *гс*. Высокое качество исследуемых кристаллов исключала возможность уширения линии из-за побочных причин.

Для выяснения зависимости ширины линии ЭПР от концентрации ионов Fe^{3+} в андалузите необходимо провести экспериментальные измерения ширины линии для образцов с различными концентрациями.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 16.III.1973

ЛИТЕРАТУРА

1. *S. Foner, L. R. Momo.* J. Appl. Phys., 31, 742 (1960).
2. *W. Hughes, R. Deal.* Proc. IEEE, 52, 857 (1964).
3. *A. Mole, M. Soufif.* Onde electr., 47, 479, 183 (1967).
4. *Р. М. Мартиросян, М. О. Манвелян, В. П. Шахпарян.* Материалы IV республиканской научной конференции молодых научных работников, апрель, 1971, стр. 276.
5. *И. И. Еру.* ЖТФ, 36, 1315 (1966).
6. *А. А. Бильдюкевич* и др. ЖЭТФ, 39, 1548 (1960).
7. *F. Holuj, J. R. Thyer, N. E. Hedgecock.* Canad. J. Phys., 44, 509 (1966).
8. *И. И. Еру, С. А. Песковацкий, А. Н. Чернец.* Радиотехника и электроника, 13, 1045, 1049 (1968).

ՄԻԼԻՄԵՏՐԱՅԻՆ ԴԻԱՊԱԶՈՆԻ ՊԱՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՈՒԺԵՂԱՑՈՒՑԻՉՆԵՐՈՒՄ ԱՆԴԱԼՈՒԶԻՏԻ ԿԻՐԱՌՈՒԹՅԱՆ ՀԱՐՑԻ ՇՈՒՐՋԸ.

Վ. Պ. ՇԱԽՊԱՐՅԱՆ, Ռ. Մ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

Հաշված են անդալուզիտում երկաթի I տիպի իոնների համար անցումների մատրիցային էլեմենտները $\varphi = 0°$, $\theta = 90°$, $H = 0 \div 12,0$ կգաուս *դեպքում և II տիպի իոնների համար* $\varphi = 0°$, $\theta = 90°$, $43°24'$, $H = 0 \div 12,0$ կգաուս *դեպքում։ 49 Գհց և 70 Գհց հաճախականությունների վրա փորձնական ճանապարհով դիտված է երկաթի II տիպի իոնների ԷՊՌ սպեկտրը անդալուզիտի 2 տարբեր 0,06—0,08% և 0,70—0,72% խտություններ ունեցող նմուշների վրա և գնահատված է գծի լայնությունը 0, 70—0,72% խտություն ունեցող նմուշի համար։*

ON THE APPLICATION OF TRIVALENT-IRON-DOPED ANDALUSITE FOR MICROWAVE MARERS

W. P. SHAKHPARIAN, R. M. MARTIROSIAN

The matrix elements of transitions at $\varphi = 0°$, $\theta = 90°$, $H = 0 \div 12\ KG$ for Fe^{3+} type I and at $\varphi = 0°$, $\theta = 90°$ and $\theta = 43°24'$, $H = 0 \div 12\ KG$ for Fe^{3+} type II in the andalusite have been calculated. At 49 GHz and 70 GHz ESR for the Fe^{3+} type II for two samples of andalusite with different concentrations of 0,06—0,08°/₀ and 0,70—0,72°/₀ has been experimentally observed. The linewidth for the sample with concentration of 0,70—0,72°/° was estimated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 8, 451—456 (1973)

К АНАЛИЗУ ПРОЦЕССА ВОЗБУЖДЕНИЯ ПАРАМЕТРОНА

С. Г. ХАЛПАХЧЯН

Предлагается простой графо-аналитический метод, позволяющий выявить картину переходного процесса в двоичном параметроне. Определяется режим работы, обеспечивающий максимальное быстродействие. Оценивается длительность процесса возбуждения.

Двоичный параметрон находит ряд перспективных применений в радиотехнике [1—4]. Это связано с использованием свойств параметрона, которые можно выявить при анализе процесса его возбуждения. Хотя и теория таких процессов хорошо разработана ([1—3] и др.), настоящее исследование, дополняющее работу [1], возможно, представляет еще и некоторый интерес с точки зрения методики.

Выражения, с помощью которых выявляется характер переходного процесса и его длительность, получены аналогично тому, как это делалось в работе [1]. Анализ производится на основе эквивалентной (для частоты сигнала ω) схемы, приведенной на рис. 1. В параметронах целесообразно использование диодов с резким p-n-переходом, для которых

$$C = C_0 \sqrt{\varphi/(\varphi + E + u)},$$

где φ — контактная разность потенциалов, E—смещение и u—переменное напряжение на диоде. В контур вводится э.д.с. накачки $e = U \sin(2\omega t + v_{н})$.

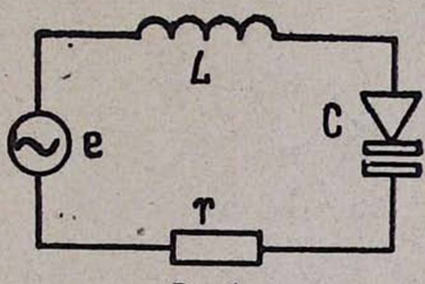


Рис. 1.

Используя обозначения

$$C_{=} = C_0 \sqrt{\varphi/(\varphi + E)}, \; X = U/(\varphi + E),$$

$$\delta = r/L, \quad q = 2\, C_0 \sqrt{\varphi}\, (\sqrt{\varphi + E + u} - \sqrt{\varphi + E}),$$

дифференциальное уравнение, описывающее процессы в настроенном на частоту сигнала $\omega = 1/\sqrt{LC_{=}}$ контуре, можно записать в виде

$$\ddot{x} + \delta \dot{x} + \omega^2 x + \frac{\omega^2 x^2}{2} = \frac{\omega^2 X}{2} \sin(2\,\omega t + v_{н}),$$

где $x = q/2\, C_{=} (\varphi + E)$ —относительный переменный заряд емкости. Решение приведенного нелинейного дифференциального уравнения второго порядка, полученное методом [5], во втором приближении имеет вид

$$x = a\cos(\omega t + v) - \frac{X}{6}\sin(2\omega t + v_н) - \frac{a^2}{4} + \frac{a^2}{12}\cos(2\omega t + v_н),$$

позволяющий определить амплитуду и фазу колебаний обеих частот, а также возникающее на емкости дополнительное смещение.

Амплитуда a и фаза v колебания сигнальной частоты являются решениями системы так называемых укороченных дифференциальных уравнений, выраженных через добротность контура,

$$\frac{da}{dt} = -\frac{\omega}{8}a\left[\frac{4}{Q} + \frac{X}{3}\cos(2v - v_н)\right],$$

$$\frac{dv}{dt} = -\frac{\omega}{8}\left[\frac{1}{Q^2} + \frac{5}{6}a^2 - \frac{X}{3}\sin(2v - v_н)\right].$$

Рассматриваемые укороченные уравнения не разделяются относительно a и v и обычными методами не решаются, однако общую картину переходного процесса можно выявить следующим простым качественным методом. На рис. 2 изображены $\ln' a$ и v' как функции фазы v, отсчитываемой от половины фазы накачки $\left(\frac{1}{2}v_н\right)$. Поскольку в интервале $\pi < v \leqslant 2\pi$ картина повторяется, достаточно рассмотреть изображенный интервал $0 < v \leqslant \pi$. На смежном интервале лишь фаза установившегося колебания меняется на противоположную.

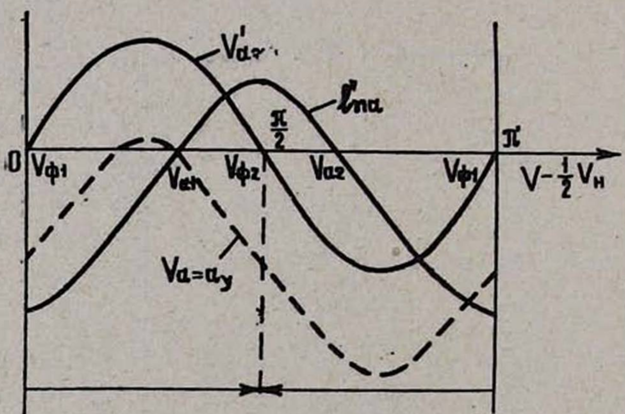


Рис. 2.

Определяя направление изменения фазы в начале процесса возбуждения по знаку $v'_{a\approx 0}$, убеждаемся, что рассматриваемый интервал образует зону притяжения фазы к значению $\pi/2$. Действительно, каким бы ни было начальное колебание в контуре в момент возбуждения, оно всегда может быть представлено суммой квадратурных составляющих, фаза одной из которых благоприятна для параметрического возбуждения. Сказанное подтверждается и тем, что $\ln' a$ имеет максимальное значение в точке $\pi/2$, т. е. происходит регенерация составляющей именно с этой фазой, и имеет минимальное значение в точке $0(\pi)$, откуда вытекает, что эта квадратурная составляющая, будучи предоставлена самой себе, затухает из-за потерь в контуре. Поскольку составляющая с фазой $0(\pi)$ затухает быстрее, чем возрастает составляющая с фазой $\pi/2$ $(|\ln' a_{0(\pi)}| > |\ln' a_{\pi/2}|)$, то у сигналов с фазой v_c в интервалах $0 < v_c < v_{a1}$ и $v_{a2} < v_c < \pi$ $\ln' a < 0$ и амплитуда в начале процесса установления падает. При значениях v_c в интервале $v_{a1} < v_c < v_{a2}$ амплитуда возрастает сразу, так как затухающая составляющая с фазой $0(\pi)$ мала. Ввиду того, что при анализе колебание сигнала учитывается только в момент включения накачки, а в действительности оно присутствует в контуре в течение всего переходного процесса, то на практике указанного спада амплитуды не будет. Во всех случаях фаза колебаний быстро притягивается к $\pi/2$. Дальнейшее изменение фазы происходит только при существенном возрастании амплитуды субгармоники. При этом начинает сказываться расстройка контура относительно частоты сигнала $\left(\text{член решения } \frac{-a^2}{4}\right)$, возникает фазовый сдвиг, что влечет за собой уменьшение скорости роста амплитуды. Из рис. 2 видно, что установившимся значением фазы может быть только значение $v_y = v_{a1}$, при котором обращаются в нуль обе производные $\ln' a = v'_{a=a_y} = 0$. Однако, если амплитуда субгармоники достигает своего установившегося значения a_y раньше, чем фаза стала равной v_{a1}, то дальнейшее увеличение амплитуды приводит к опусканию кривой v' (член $\frac{5}{6}a^2$ в укороченном уравнении) и фаза колебаний, уменьшаясь, проходит точку v_{a1}. Но при $v - \frac{1}{2}v_н < v_{a1}$ $\ln' a < 0$ и амплитуда колебания падает. При этом кривая v' поднимается и фаза возвращается к v_{a1}. Таким образом, на заключительном этапе процесс установления носит колебательный характер, причем амплитуда и фаза устанавливаются одновременно.

С увеличением значения величины QX кривая $\ln' a$ поднимается и скорость роста составляющей с фазой $\pi/2$ возрастает. Следовательно, амплитуда раньше достигает своего установившегося значения, но при этом усиливаются колебания a и v на заключительном этапе переходного процесса. С увеличением амплитуды начального колебания кривая v' на рис. 2 опускается и зоны притяжения фаз сдвигаются. Из системы укороченных уравнений при $a' = v' = 0$ легко выявляется зависимость граничных фаз зон притяжения от амплитуды $v_{ф1} = \frac{1}{2}v_н + \arcsin\left(a^2 + \frac{3}{Q^2X}\right) + k\pi$, а также определяются установившиеся значения фазы, амплитуды и условие возбуждения:

$$v_y = \frac{1}{2}\left[v_н + \arccos\left(-\frac{12}{Q^2X}\right)\right] + k\pi,$$

$$a_y^2 = \frac{6}{5}\left[-\frac{1}{Q^2} + \frac{X}{3}\sqrt{1-\left(\frac{12}{QX}\right)^2}\right],$$

$$QX > 12\sqrt{1+(1/4Q)^2}, \quad k = 0, 1, 2\cdots.$$

Перевод параметрона из одного стационарного состояния (с фазой v_{y1}) в другое ($v_{y2} = v_{y1} + \pi$) можно осуществить путем увеличения амплитуды субгармоники до значения

$$a_п = \sqrt{\frac{6}{5}\left(\frac{X}{3} - \frac{1}{Q^2}\right)^2}.$$

При этом кривая v' на рис. 2 полностью окажется ниже оси абсцисс.

При оценке быстродействия параметрона целесообразно рассматривать случай больших Q, так как большим добротностям соответствуют большие скорости нарастания амплитуды. Для больших Q полученные ранее результаты существенно упрощаются:

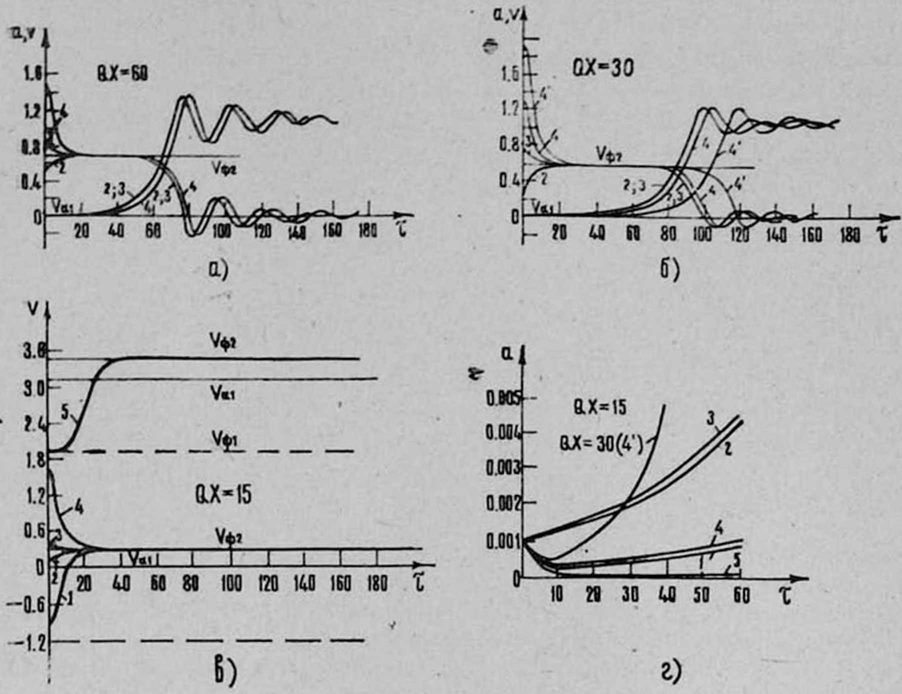
$$a_y^2 = 0{,}4X, \quad QX > 12, \quad v_y = \frac{1}{2}\left(v_н + \frac{\pi}{2}\right) + k\pi.$$

Для удобства дальнейшего анализа примем фазу колебания накачки равной $-\pi/2$; тогда $v_y = k\pi$. Полученные выражения для a_y и v_y позволяют представить установившееся решение в виде

$$x_y = \sqrt{0{,}4X}\cos\omega t + 0{,}2X\cos 2\omega t - 0{,}1X.$$

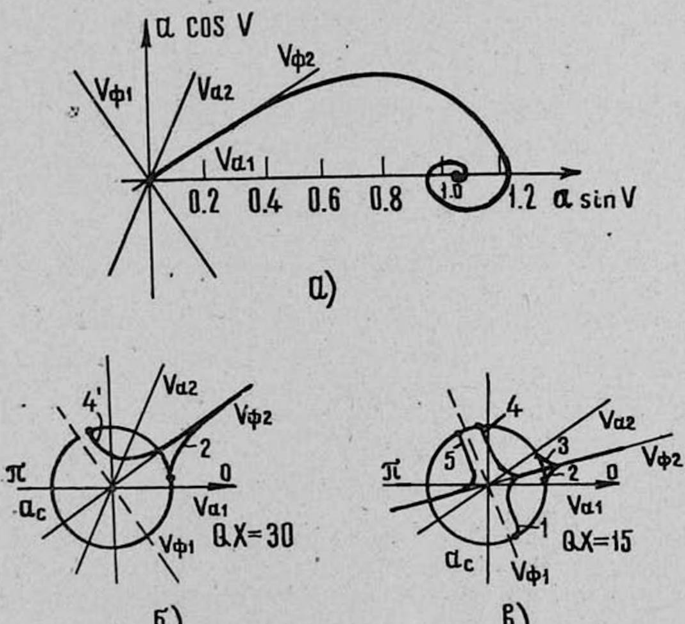
Этот результат позволяет оценить максимально допустимую интенсивность накачки X_m. Стремление максимально сократить время установления диктует целесообразность увеличения интенсивности накачки. Однако увеличение амплитуды накачки возможно лишь до предела, определяемого напряжением отпирания диода. Указанный предел соответствует минимальному значению переменного напряжения на диоде, равному $u_{min} = -(\varphi + E)$, при котором минимально допустимое (предельное) значение относительного заряда x (как это следует из обозначений q и $C_=$) оказывается равным $x_{пр} = -1$. Из выражения для x_y вытекает $x_{y\,min} = -\frac{1}{4} - 0{,}3X$. Увеличивая X до X_m, мы можем обеспечить режим, при котором $x_{y\,min} = x_{пр} = -1$. Такому режиму соответствуют $X_m = 2{,}5$, $U_m = 2{,}5(\varphi + E)$, $a_y = 1$. При этом из условия самовозбуждения следует, что приведенные результаты справедливы для $Q \gg 5$.

Время установления целесообразно определить как время первого достижения амплитудой значения a_y. При дальнейшем увеличении амплитуды диод начинает открываться и осцилляции заключительного этапа гасятся. Для определения длительности переходного процесса и подтверждения проделанного качественного анализа укороченные уравнения были решены численно на машине «Наири-2». На рис. *3а, б, в* показаны решения при различных значениях QX. По оси абсцисс отложено безразмерное время $\tau = \omega t$. Цифрами пронумерованы кривые, соответствующие различ-



a,v
QX=60
Vф2
Va1
τ
a)
QX=30
Vф2
б)
v
Vф2
Va1
Vф1
QX=15
в)
a
QX=15
QX=30(4')
г)

Рис. 3.



a cos V
Vф2
Vф1
Va2
Va1
0.2
0.4
0.6
0.8
1.0
1.2
a sin V
a)
Va2
Vф2
π
0
Va1
ac
Vф1
QX=30
б)
Va2
Vф2
Va1
ac
Vф1
QX=15
в)

Рис. 4.

ным значениям начальной фазы v_c. Начальная амплитуда для всех случаев взята равной 10^{-3}. Начальный период изменения амплитуды выделен более крупным масштабом на рис. 3г. По данным численного решения построен годограф (см. рис. 4а). Кривая одинакова для всех v_c. Различие проявляется лишь на начальном этапе, выделенном крупным масштабом на рис. 4б, в. Время установления определяется для случая большого значения $QX = 60$ по рис. 3а и равно ≈ 70, или в периодах субгармоники $-n = \frac{\tau}{2\pi} \simeq 11.$

В заключение автор выражает благодарность инженеру А. А. Захарян, выполнившей трудоемкое решение нелинейного дифференциального уравнения, за участие в работе.

Ереванский политехнический институт

Поступила 22.XI.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. И. Самойленко* и др. Сб. Нелинейные узкополосные радиотехнические системы, Труды МАИ, вып. 166, Машиностроение, 1966.
2. *В. П. Комолов, А. С. Рошаль, И. Т. Трофименко, Б. Я. Фельдман.* Параметроны в цифровых устройствах, Библ. по автоматике, вып. 275, Энергия, 1968.
3. *А. Е. Каплан, Ю. А. Кравцов, В. А. Рылов.* Параметрические генераторы и делители частоты, Советское радио, 1966.
4. *А. И. Вишневецкий, Г. М. Немецкий.* Параметроны и их применение в устройствах связи, Связь, 1968.
5. *Н. Н. Боголюбов, Ю. А. Митропольский.* Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний, Физматгиз, 1966.

ՊԱՐԱՄԵՏՐՈՆԻ ԳՐԳՌՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍԻ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Ս. Գ. ԽԱԼՊԱԽՉՅԱՆ

Առաջարկվում է պարզ գրաֆո-անալիտիկ մեթոդ, որը հնարավորություն է տալիս հայտնաբերել անցողիկ պրոցեսի պատկերը երկակի պարամետրոնում։ Որոշված է առավելագույն արագություն ապահովող աշխատանքային ռեժիմը։ Գնահատված է գրգռման պրոցեսի տևողությունը։

ON THE ANALYSIS OF STIMULATING PROCESS OF PARAMETRON

S. G. KHALPAKHCHIAN

The simple graph-analytical method allowing to define the picture of transient process in double parametron is suggested. The regime of work ensuring maximum fast responce is determined. The duration of transient process is estimated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 8, 457—460 (1973)

КРАТКОЕ СООБЩЕНИЕ

ПОЛОСКОВЫЙ БАЛАНСНЫЙ НАПРАВЛЕННЫЙ ПАРАМЕТРИЧЕСКИЙ УСИЛИТЕЛЬ НА ЧАСТОТЕ СИГНАЛА $f_c = 720$ *Мгц*

Т. М. ЦАРУКЯН

В последнее время появилось много работ по направленным параметрическим усилителям. Это объясняется тем, что они могут обеспечить работу параметрических усилителей без развязывающих устройств [1—5]. В работе [5] дано краткое описание указанных предыдущих работ и с целью получения широкой полосы пропускания экспериментально исследована балансная схема направленного параметрического усилителя (рис. 1).

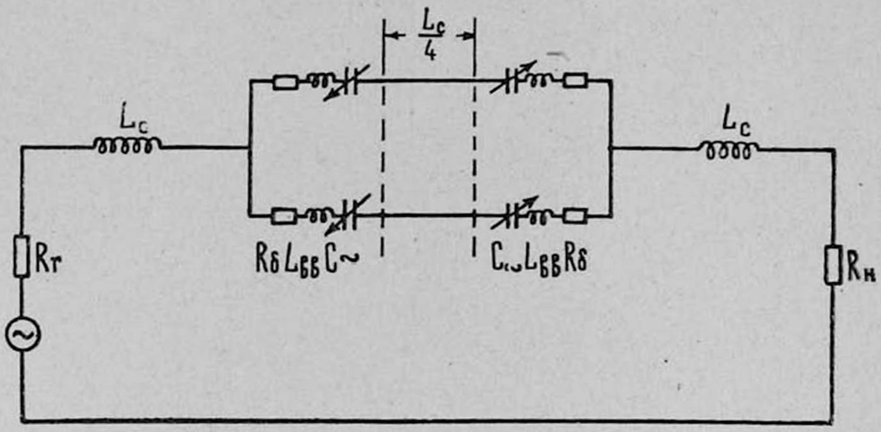


Рис. 1.

Настоящая работа посвящена экспериментальному исследованию балансного направленного параметрического усилителя, описанного в [5], в длинноволновом диапазоне радиоволн ($f_c = 720$ *Мгц*).

При реализации макета применялись диоды (полоскового типа) со следующими параметрами: $C_{-8} = 0{,}14$ *пф*, $L_{bb} = 1{,}1$ *нгн*, $C_n = 0{,}05$ *пф*, $R_б = 3{,}5$ *ом*. При этих значениях расчетный коэффициент шума [2] получается равным $F = 1{,}3$ *ед.*, а полоса пропускания $\frac{\Delta f}{f} = 10\%$ при $G = 12$ *дб*, $\frac{f_x}{f_c} = 10$ и $Z_{вх} \simeq Z_{вых} \simeq Z_0 \simeq 50$ *ом*.

Блок-схема измерений параметров БНПУ приведена на рис. 2. На входе и выходе БНПУ имеются разделительные конденсаторы, которые развязывают БНПУ от внешнего тракта по постоянному току. Снятая амплитудно-частотная характеристика усилителя приведена на рис. 3. Сдвиг фаз по накачке между первой и второй парами диодов составляет 90°.

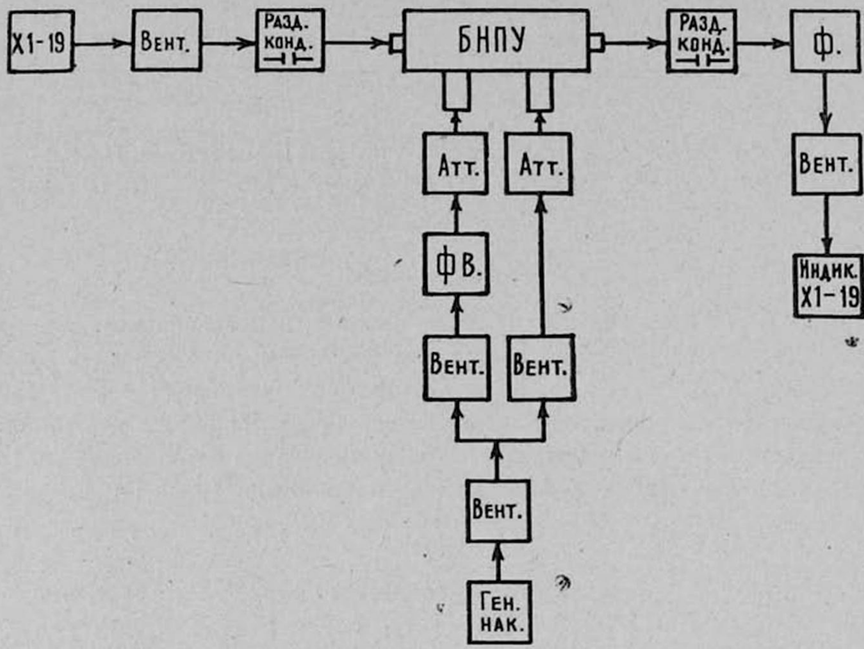


Рис. 2.

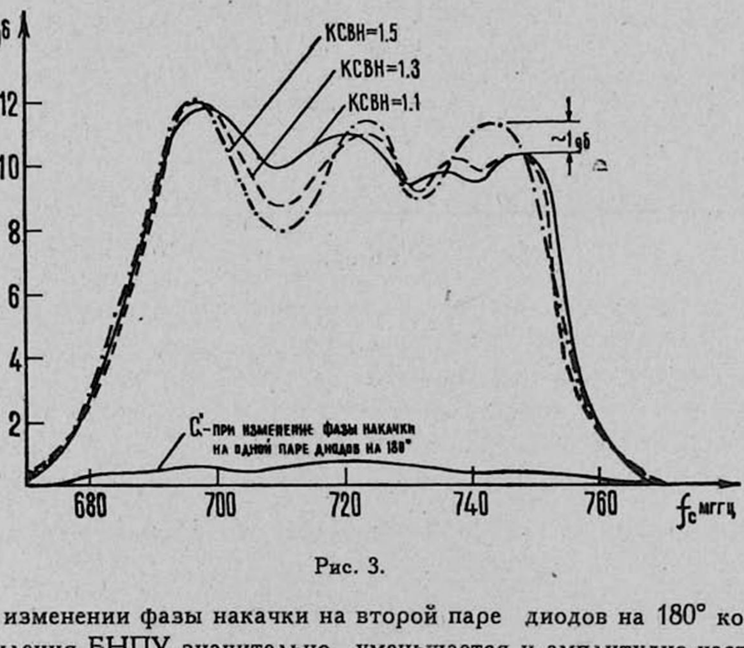


Рис. 3.

При изменении фазы накачки на второй паре диодов на 180° коэффициент усиления БНПУ значительно уменьшается и амплитудно-частотная характеристика видоизменяется, как показано на рис. 3,G'. Видно, что среднее значение коэффициента усиления $G' \approx 1$ *дб;* при этом коэффициент направленности составляет $\beta = 10$, вместо $\beta = \infty$. Это может быть объяснено, во-первых, тем, что фазовые соотношения между двумя парами диодов по накачке в макете не сохраняются, и, во-вторых, тем, что имеется разброс параметров применяемых диодов (разброс по C_0 составляет $\sim 10\%$).

Коэффициент усиления усилителя при КСВН=1,1 составлял $G=10$ *дб*, полоса пропускания по уровню $\xi_{1\,дб}=75$ *Мгц* ($\sim 10\%$), по уровню $\xi_{3\,дб}=80$ *Мгц* ($\sim 11\%$). При коэффициенте усиления $G=10$ *дб* измерялся коэффициент шума БНПУ и для него получено значение $F=1{,}5$ *ед.*; при этом ток через первый диод составлял $\sim 8{,}5$ *мка*, а через второй диод $\sim 2{,}5$ *мка*.

На рис. 3 приведена также зависимость искажений амплитудно-частотной характеристики от КСВН входа. Видно, что при изменении КСВН на входе от 1,1 до 1,5 изменение амплитудно-частотной характеристики БНПУ составляет ~ 1 *дб*. Эта зависимость была получена следующим образом: на входе подключался измеритель входных КСВН (коаксиальный), который представлял собой тройник, на третьем плече которого имелся поршень. С помощью изменения длины поршня КСВН на входе менялся от 1,0 до 1,5. Получено, что при изменении частоты накачки $\Delta f_{н}=\pm 10$ *Мгц* неравномерность амплитудно-частотной характеристики усилителя составляет ~ 1 *дб*. Конструкция макета БНПУ показана на рис. 4.

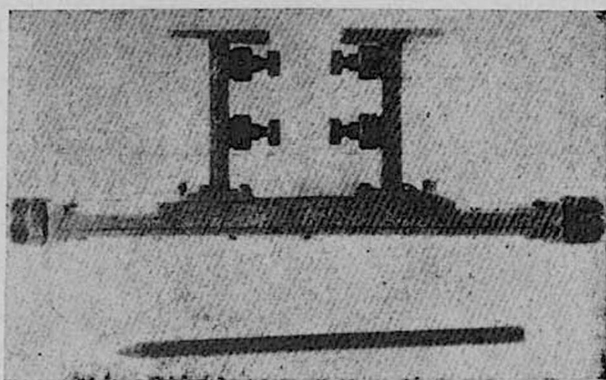


Рис. 4.

В заключение можно сказать, что при идентичных параметрах диодов можно создать балансные направленные параметрические усилители с приемлемыми для практических применений параметрами.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 9.XI.1972

ЛИТЕРАТУРА

1. *J. Hamasaki.* The Bell System Techn. J., 43, 1123 (1964).
2. *К. С. Мосоян, И. А. Струков, В. С. Эткин.* Радиофизика, 10, 1 (1967).
3. IEEE Transactions, MTT—15, 5, 301 (1967).
4. AEU, 24, 103 (1970).
5. *К. С. Мосоян, И. А. Струков, В. С. Эткин.* Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 391 (1971).

ՇԵՐՏԱՎՈՐ ԲԱԼԱՆՍԱՅԻՆ ՈՒՂՂՈՐԴՎԱԾ ՊԱՐԱՄԵՏՐԻԿ ՈՒԺԵՂԱՑՈՒՑԻՉ 720 Մգհց ԱԶԴԱՆՇԱՆԻ ՀԱՃԱԽՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ

Թ. Մ. ԾԱՌՈՒԿՅԱՆ

Աշխատանքում բերված են բալանսային ուղղորդված պարամետրիկ ուժեղացուցիչի հետազոտման արդյունքները $f_c = 720$ Մգհց ազդանշանի հաճախության վրա ,որտեղ ուժեղացման գործակիցը կազմում է G=10 դբ, բաց թողման շերտը $\frac{\Delta f}{f} = 11\%$, իսկ աղմուկի գործակիցը՝ $F = 1{,}5$ միավոր։

STRIP-LINED UNILATERAL PARAMETRIC BALANCE AMPLIFIER (UPBA) ON THE 720 *MHz* SIGNAL FREQUENCY

T. M. TSAROUKIAN

In the article presented the results of investigation of strip-lined UPBA at signal frequency 720 *Mhz* are given. The UPBA gain makes $G = 10$ *db*, the relative bandpass is $\frac{\Delta f}{f} \approx 11\%$ and the noise coefficient equals to $F = 1{,}5$ units.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, 8, 461—464 (1973)

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

(11 октября 1973 г.)

11 октября 1973 г. в конференц-зале Дома ученых Ереванского физического института состоялась научная сессия Отделения физико-математических наук АН Арм. ССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. М. П. Лорикян. Переходное излучение в слоистых и пористых средах.

2. Р. О. Авакян. Исследование когерентного тормозного излучения на кристаллах.

3. Л. О. Абрамян, А. О. Аганьянц, Г. А. Вартапетян, А. Н. Лебедев, Э. Г. Мурадян, А. Г. Худавердян, Л. С. Хуршудян. Фоторождение одиночных $\pi^{\pm}$- и η-мезонов на ядрах в области энергий 2—3 *Гэв*.

Ниже публикуется краткое содержание прочитанных докладов.

М. П. Лорикян. **Переходное излучение в слоистых и пористых средах**

Развитие физики элементарных частиц в последние годы все более остро ставит вопрос об идентификации частиц сверхвысоких энергий, так как использование черенковского излучения встречает серьезные трудности, когда лоренц-фактор частицы $\gamma > 100 \left(\gamma = \dfrac{E}{mc^2}\right)$. В этом отношении уникальным является переходное излучение в рентгеновском диапазоне частот—РПИ. РПИ линейно зависит от энергии частицы, в связи с чем это явление привлекло большое внимание физиков, работающих в области физики элементарных частиц сверхвысоких энергий.

В докладе приводятся результаты исследований переходного излучения в рентгеновском диапазоне частот, проведенных в нашей лаборатории с 1969 года. Первый этап работ был выполнен методом стримерной камеры. Стримерная камера, содержащая небольшое количество тяжелого газа *Xe* или *Kr*, имеет достаточно высокую эффективность регистрации фотонов в диапазоне энергий $\hbar\omega \sim (5—100)$ *Кэв*. Стримерная камера является удобным прибором для регистрации частиц методом РПИ, так как позволяет зарегистрировать без предварительного отклонения частицы после прохождения радиатора переходного излучения отдельно как фотоны РПИ, так и частицу. Нами было показано, что в действительности имеет место линейная зависимость числа фотонов от энергии электронов и что экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с теорией переходного излучения в слоистой среде.

В этой же серии измерений было обнаружено, что интенсивное переходное излучение образуется и в пористых средах, где границы между средами расположены хаотично. Это обстоятельство представляет большой интерес как с точки зрения теории переходного излучения, так и для практического применения этого явления для детектирования частиц.

В последующих работах нами была подтверждена линейная зависимость числа фотонов от энергии электронов в более широком диапазоне энергий (1—4,5) *Гэв* и в пенопласте и показано, что на основе переходного излучения реально можно разрабатывать светосильные детекторы ультрарелятивистских частиц с высокой эффективностью регистрации (100%).

На втором этапе работ мы провели систематические исследования спектральных распределений интенсивности и других особенностей РПИ как в слоистых радиаторах, так и в пенопласте. В частности, были обнаружены максимумы в спектрах переходного излучения, обусловленные интерференцией излучения от двух границ каждой фольги в радиаторах из алюминия. Исследования показали, что в пенопласте число фотонов переходного излучения при энергии электронов 3 *Гэв* растет с ростом плотности от $\rho = 0{,}025$ *г/см*^{3} до $\rho = 0{,}09$ *г/см*^{3}. Сравнение со слоистыми радиаторами показывает, что пенопласт не уступает слоистым радиаторам. Исследования РПИ при энергиях от 680 *Мэв* до 4 *Гэв* показали, что во всех использованных радиаторах влияние многократного рассеяния отсутствует и эти результаты хорошо описываются теорией переходного излучения.

Материалы доклада опубликованы в следующих работах:

Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 267 (1970).
Письма ЖЭТФ, 16, 315 (1972); 17, 453 (1973); 18, 356 (1973).
Научное сообщение ЕФИ-31 (73); ЖЭТФ, 65, 1330 (1973).

Р. О. Авакян. Исследование когерентного тормозного излучения на кристаллах

В современных исследованиях по физике высоких энергий на электронных ускорителях особое место занимают исследования, проводимые на квазимонохроматических и поляризованных пучках фотонов. Эксперименты с поляризованными фотонами открывают новые возможности для проверки различных механизмов реакций, позволяют делать выбор между теми или иными теоретическими моделями. Использование монохроматических пучков облегчает проведение эксперимента и повышает точность результатов.

Для создания квазимонохроматических и поляризованных фотонов нами использовалось когерентное тормозное излучение электронов высоких энергий на кристалле алмаза. В отличие от сплошного спектра фотонов, излучаемых высокоэнергетичными электронами в аморфном радиаторе, тормозное излучение от монокристалла имеет ряд дискретных пиков с высокой степенью поляризации. Энергия фотонов, при которой появляется пик в спектре тормозного излучения, существенно зависит от угла влета в кристалл. С увеличением пиковой энергии фотонов интенсивность и поляризация фотонов падают. Мозли и Де Вайр в 1963 году предсказали возможность получения монохроматических пиков коллимированием когерентного тормозного излучения от тонкого радиатора.

На алмазной кристаллической пластинке толщиной 80 *мк* нами впервые был наблюден этот эффект. При этом наблюдалось подавление некогерентного фона с коэффициентом подавления 0,5. Проводилось также экспериментальное исследование поляризации фотонов. Измерялась асимметрия в образовании электрон-позитронных пар фотонами высоких энергий на кристаллическом радиаторе, с помощью которой вычислялась поляризация фотонов в пике.

Для ряда экспериментов с поляризованными фотонами требуется высокая поляризация фотонов при предельных энергиях ускорителя. Указанная выше методика не в состоянии удовлетворить этому требованию, ибо когерентные явления имеют место для фотонов с энергией до $3/4\ E_0$, где E_0— предельная энергия электронов ускорителя.

Для получения поляризованных фотонов предельных энергий нами используется метод, предложенный Кабиббо и основанный на прохождении неполяризованного пучка фотонов высоких энергий через кристалл. Неполяризованное излучение можно представить как смесь двух взаимно перпендикулярных поляризованных излучений. При прохождении через толстый кристалл (при подходящей ориентации) одно из них поглощается быстрее. В результате появляется преимущественная поляризация. Нами показано, что монокристалл корунда является подходящим для этой цели поляризатором.

При экспериментальном исследовании когерентного тормозного излучения была обнаружена интересная зависимость интенсивности фотонов предельных энергий от угла влета электронов в кристалл, которая не согласуется с теорией когерентного тормозного излучения. В частности, при углах влета, близких к нулю, наблюдается значительное подавление излучения, которое теорией не предсказывается.

Материалы доклада опубликованы в следующих работах:

1. *Р. О. Авакян* и др. Труды международной конференции по аппаратуре в физике высоких энергий, Дубна, 1971, том 2, стр. 78.
2. *Р. О. Авакян* и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 138 (1971).
3. *Р. О. Авакян* и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 311 (1972).

Л. О. Абрамян, А. О. Аганьянц, Г. А. Вартапетян, А. Н. Лебедев, Э. Г. Мурадян, А. Г. Худавердян, Л. О. Хуршудян. **Фоторождение одиночных $\pi^{\pm}$- и η-мезонов на ядрах в области энергий 2—3 *Гэв***

В докладе приводятся результаты исследований процессов фоторождения одиночных $\pi^{\pm}$- и η°-мезонов на сложных ядрах *Be, C, Al, Cu, Ag, Pb*

$$\gamma + A \to \begin{Bmatrix} \pi^{+} \\ \pi^{-} \\ \eta^{\circ} \end{Bmatrix} + A'.$$

В случае фоторождения $\pi^{\pm}$-мезонов энергия фотонов и передаваемый импульс составляли соответственно $E_{\gamma} = 2$ и 3 *Гэв* и $|t| = 0{,}3$ и $0{,}58$ $(Гэв/c)^2$. В случае фоторождения η°-мезона — $E_{\gamma} = 2$ *Гэв* и $|t| = 0{,}5$ $(Гэв/c)^2$.

Для исследования реакций фотообразования $\pi^{\pm}$-мезонов был создан магнитный спектрометр, регистрирующий заряженные π-мезоны в области импульсов 0,8—4 *Гэв/с*. Несмотря на применение стандартных магнитных элементов его разрешающая способность по импульсу $\delta p/p$ была доведена до 1,5%.

Для исследования процесса образования η° был создан гамма-спектрометр, который регистрировал η°-мезоны по их распаду на два фотона.

1. На основе полученных данных по фоторождению π^{+}-мезонов

а) была изучена зависимость $Z_{эф} = \dfrac{d\sigma}{dt}(\gamma A \to \pi^{+} A') \Big/ \dfrac{d\sigma}{dt}(\gamma p \to \pi^{+} n)$ от энергии γ-кванта и получено, что в области энергий от 2 до 16 *Гэв* $Z_{эф}$ не меняется с E_{γ} (имеются в виду и данные, полученные на *SLAC* при $E_{\gamma} = 8$ и 16 *Гэв*); этот результат противоречит предсказанию модели векторной доминантности;

б) зависимость $Z_{эф}$ от атомного номера ядра-мишени А при $|t| = 0{,}58$ $(Гэв/c)^2$ можно описать в рамках модели Глаубера-Марголиса с учетом перерассеяния ρ-мезона в промежуточном состоянии.

2. По измеренным отношениям выходов π^{+}- и π^{-}-мезонов была оценена разница в распределении плотности протонов и нейтронов на поверхности тяжелых ядер *Ag* $[R_p - R_n = (0{,}14 \pm 0{,}13)\, f]$ и *Pb* $[R_p - R_n = (0{,}35 \pm \pm 0{,}13)\, f]$. В случае *Pd* полученный результат совпадает с соответствующей оценкой Бете.

3. Из результатов по фоторождению η°-мезонов оценено полное сечение взаимодействия η-мезона с нуклоном ($\sigma_{\eta N}$). Полученные результаты по $\sigma_{\eta N}$ совпадают с предсказанием аддитивной модели кварков.

Описание отдельных узлов аппаратуры опубликовано в работах [1]. Данные по процессам фоторождения π^{+}-мезонов опубликованы в работах [2], а результаты по реакции образования η°-мезона—в работах [3]).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Л. О. Абрамян* и др. ПТЭ, № 2, 60, 71 (1973).
2. *L. O. Abrahamian* et al. Phys. Lett., 38B, 544 (1972); ЯФ, 16, 739 (1972).
3. *L. O. Abrahamian* et al. Phys. Lett., 44B, 301 (1973); ЯФ, 18, 817 (1973).

ՀԵՂԻՆԱԿԱՅԻՆ ՑԱՆԿ
Հատոր 8, 1973 թ.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ 8 ТОМА ЗА 1973 г.

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

ԽՈՐՀՐԴԱԿՑՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ ԵՎ ԿՈՆՖԵՐԱՆՍՆԵՐ

СОДЕРЖАНИЕ

КРАТКОЕ СООБЩЕНИЕ

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ