

ՀԱՍՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

Ֆ Ի Չ Ի Կ Ա
ФИЗИКА

1968

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՆԳՐԱ

Գ. Մ. Ավագյանց, Պ. Հ. Բեգիրզանյան, Է. Ս. Բուրունսյան,
Գ. Մ. Ղարիբյան (պատասխանատու խմբագիր), Գ. Ս. Սա-
հակյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Ռ. Ա. Սար-
ղաբյան (պատասխանատու քարտուղար), Հ. Հ. Վարդապետյան,
Ն. Մ. Քոչարյան, Յու. Ֆ. Օրլով

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Г. М. Авакьянц, П. А. Безирганян, Э. С. Бурунсузян,
Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редак-
тор), Н. М. Кочарян, Ю. Ф. Орлов, Г. С. Саакян (за-
меститель ответственного редактора), Р. А. Сардарян
(ответственный секретарь)

МЕХАНИЗМ ИЗМЕНЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ МЕТРОВОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЫ ПК-300

А. С. АЛЕКСАНЯН, Н. Х. АРУТЮНЯН, Б. И. БЕККЕР, М. М. ВЕРЕМЕЕВ,
Э. Ц. ЛЕВОНЯН, Р. Н. ПИХТЕЛЕВ

Описано расширительное устройство, пневматические клапаны и гидродинамические процессы в 300-литровой пузырьковой камере. Камера может работать в двух режимах: ограничения по объему и давлению. Дается сравнение экспериментально измеренных гидродинамических характеристик системы с ожидаемыми из теоретических соображений.

Метровая пузырьковая камера Ереванского физического института [1] с тяжелым наполнением предназначена для исследований ядерных реакций в пучках частиц от электронного синхротрона с энергией до 6 Гэв.

Камера устанавливается внутри магнита МС-12, это в значительной мере определяет ее конструкцию. Применение системы с „плавающими“ стеклами обеспечивает равенство давлений по обе стороны стекла в процессе работы камеры, что позволяет использовать тонкие стекла. Расширительное устройство (рис. 1) вынесено за пределы магнита и связано трубой диаметром 16 см и длиной 140 см с рабочим объемом камеры $100 \times 50 \times 60$ см³.

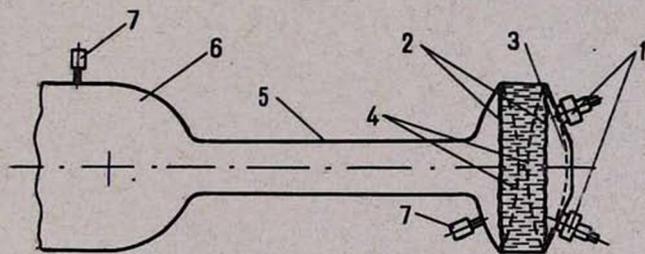


Рис. 1. Расширительное устройство пузырьковой камеры. 1—клапаны; 2—диафрагмы; 3—опорная решетка; 4—аварийные решетки; 5—горловина; 6—рабочий объем; 7—емкостные датчики давления.

Механизм изменения давления состоит из расширителя и двух трехступенчатых клапанов (рис. 2), конструкция которых модернизирована по сравнению с описанными в [2]. Первая электромагнитная управляющая ступень закрывает отверстие диаметром 6 мм. Две другие ступени являются последовательно соединенными пневматическими клапанами, закрывающими отверстия с диаметрами 20 и 80 мм. Давление вброшенного в расширитель воздуха передается рабочей жидкости через отверстия в опорной решетке и слой воды, который отделен от рабочей жидкости и воздушного пространства расширителя резиновыми диафрагмами. Две диафрагмы применены для большей безопасности и надежности работы.

При сбросе давления наружная диафрагма ложится на опорную решетку. Эта решетка рассчитана на большие напряжения, возникающие в ней при гидравлическом ударе во время расширения. Две остальные решетки выдерживают статическое давление в аварийном режиме. Весь расширитель сделан из стали СТ-3 и нержавеющей стали IXI 8Н9Т и рассчитан на рабочее давление с четырехкратным запасом. На осуществление одного цикла расширения расходуется около 1 м^3 воздуха при нормальном давлении.

Для снятия гидродинамических характеристик системы расширения соединительная труба снималась и выходное отверстие заглушалось. Внутренняя диафрагма была удалена и в объем занятый водой вводился емкостный датчик давления. На рис. 3 приведены экспериментальные зависимости изменения давления в расширителе от времени. Задержка в срабатывании кла-

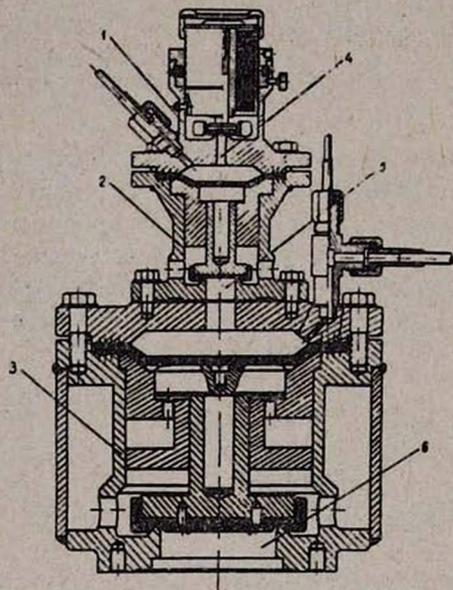


Рис. 2. Трехступенчатый клапан. 1—первая ступень; 2—вторая ступень; 3—третья ступень; 4—электромагнит первой ступени; 5, 6, 7—проходные отверстия 1-ой, 2-ой и 3-ей ступеней соответственно.

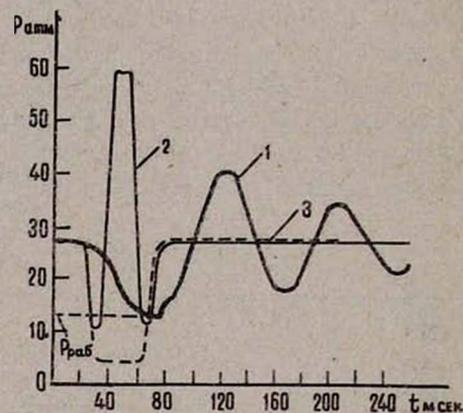


Рис. 3. Изменение давления в камере (1), горловине (2) и расширительном устройстве (3) при работе в режиме ограничения по объему.

пана от подачи импульса до начала изменения давления составляет 20 мсек . Изменение давления от 30 ат до 1 ат происходит за 15 мсек .

В работе [3] показано, что изменение давления в камерах с расширителем связанным трубой с рабочим объемом может быть рассчитано, исходя из рассмотрения пузырьковой камеры как резонатора. Частота изменения давления соответствует основному тону колебаний с периодом

$$T = \frac{2\pi}{\omega}$$

и определяется выражением

$$\omega = \left(\frac{F}{K_p L V} \right)^{1/2},$$

где F , L , K , ρ и V — сечение и длина трубы, коэффициент сжимаемости, плотность и объем рабочей жидкости соответственно. Колебания давления P в камере описываются уравнением

$$\ddot{P} + 2bP + \omega^2 (P - P_1) = 0,$$

где $P_1(t)$ — давление в расширительном устройстве и b — коэффициент затухания. Из этого следует, что время сброса давления в камере определяется ее резонансной частотой ω и не может быть сделано меньше времени релаксации. В нашем случае расчетная частота $\omega = 70 \text{ сек}^{-1}$, а время расширения $\sim 45 \text{ мсек}$.

На рис. 3 показаны экспериментальные кривые изменения давления в камере и горловине во время цикла при работе с ограничением по объему, а на рис. 4 — при расширении с ограничением по давлению.

В первом случае диафрагма ложится на опорную решетку и жидкость в трубе, имеющая к концу расширения значительную скорость, резко затормаживается. Создается гидравлический удар. Давление на решетку в ударе достигает 60 ат . При большой задержке открытия вбросового клапана на осциллограмме давления в камере виден выброс от отраженной волны.

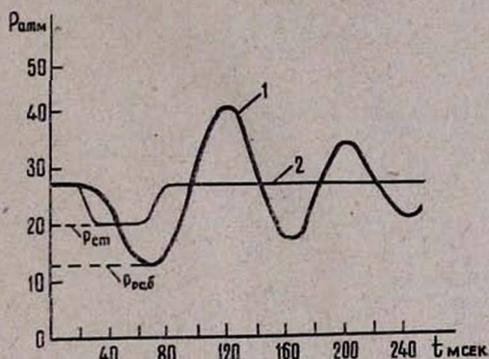


Рис. 4. Изменение давления в камере (1) и расширительном устройстве (2) при работе в режиме ограничения по давлению.

В режиме ограничения по давлению жидкость в трубе притормаживается противодействием воздуха на диафрагму, которое с некоторого момента начинает превышать давление в камере. Осуществление этого режима возможно за счет инерции жидкости в горловине. Технически это осуществляется сбросом воздуха в глушитель объемом 200 литров , в котором поддерживается определенное давление при помощи специального клапана пружинного типа. Как видно из рисунков, время расширения и частоты колебаний давления хорошо согласуются с расчетными величинами.

Рабочие испытания показали надежность устройства и простоту его эксплуатации.

Ереванский физический институт

Поступила 3 апреля 1967 г.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. С. Алексанян, А. И. Алиханян, Н. Х. Арутюнян, Б. И. Беккер, М. М. Веремеев, Р. Л. Ковалов, С. А. Канкян, Г. И. Мерзон, Р. Н. Пихтелев, ПТЭ (в печати).

2. А. С. Алексанян, А. И. Алиханян, М. М. Веремеев, А. М. Гальпер, В. Г. Кирилов-Урюмов, Л. П. Котенко, Л. А. Кузин, Е. П. Кузнецов, Т. И. Мерзон, ПТЭ, № 5 (1961).
3. Ю. А. Будайов, В. П. Джелепов, В. Г. Иванов, Ю. Ф. Ломакин, В. Б. Флягин, В. П. Шляпников, ПТЭ, № 2, 4, 5 (1964).

Հ. Ս. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Ն. Խ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Բ. Ի. ԲԵԿԿԵՐ, Մ. Մ. ՎԵՐԵՄԵԵՎ,
Է. Մ. ԼԵՎՈՆՅԱՆ, Ռ. Ն. ՊԻՔԻՏԵԼԵՎ

ՊԽ-300 ՊՂՊՋԱԿԱՅԻՆ ԽՑԻԿԻ ՃՆՇՄԱՆ
ՓՈՓՈԽՄԱՆ ՄԵԽԱՆԻԶՄԸ

Նկարագրված է ընդարձակման սարք, պնեմատիկ փականներ և 300 լիտր տարողություն ունեցող պղպջակային խցիկում տեղի ունեցող հիդրոդինամիկական պրոցեսները:

Խցիկը կարող է աշխատել երկու սեփանով՝ ըստ ծավալի և ըստ ճնշման սահմանափակումով:

Տրվում է սխեմանի հիդրոդինամիկական բնութագրերի փորձով չափված մեծությունների համեմատությունը տեսությունից սպասվող մեծությունների հետ:

PRESSURE CHANGING MECHANISM OF ПК-300 METER
BUBBLE CHAMBER

A. S. ALEXANIAN, N. Kh. HAROOTUNIAN, B. I. BECKER,
M. M. VEREMEEV, E. Ts. LEVONIAN and R. N. PIKHITELEV

The expansion device, the pneumatic valves and the hydrodynamic processes of the 300-litre bubble chamber are described. The chamber can operate in two regimes volume striction and pressure striction. The comparison between the experimental and theoretical values of hydrodynamic characteristics is given.

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ДИОДА С ОДНИМ УПРАВЛЯЮЩИМ ИНЖЕКТОРОМ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Г. ХАШИМОВ

Теоретически исследуется статическая вольт-амперная характеристика диода с одним управляющим инжектором. При постоянном напряжении, приложенном к управляющей цепи, на характеристике основной цепи появляется N -образный участок (неоднозначный по току). Характеристика управляющей цепи при взятом за параметр токе основной цепи, является S -образной (неоднозначной по напряжению).

В в е д е н и е

Наряду с обычными полупроводниковыми диодами широко исследуются [1, 2, 3] и применяются в промышленности диоды с двумя базами. На таких приборах можно получить N -образную и S -образную зависимости тока от напряжения. Представляет большой интерес исследовать случай, когда один из омических контактов заменяется инжектирующим неосновные носители. Авторы работы [3, 4], экспериментально исследуя такие диоды, показали, что на их характеристике имеется участок, неоднозначный по току или по напряжению. Но изученные этими авторами диоды были сверхдлинными ($a/L_p \gg 1$). Однако такие эффекты могут иметь место и в диодах, где перенос носителей заряда является в основном диффузионным. Теоретическому рассмотрению такой задачи посвящается данная работа.

§ 1. Выбор модели. Решение уравнений

Структура исследуемого прибора — цилиндрическая (рис. 1). Начало координат расположено на границе основного p - n -перехода с квазинейтральной областью базы диода. d_0 , $d-d_0$ — длины первой и второй базы соответственно. В точке d_0 находится кольцеобразный управляющий p - n -переход, внутренний радиус (r_y) которого не превышает половины длины диффузионного смещения для дырок, т. е.

$$r_y < \frac{L_p}{2}.$$

Это требование гарантирует распространение в сторону обеих баз большей части инжектированных дырок управляющим переходом. Ширина этого перехода (Δl) гораздо меньше по сравнению с длиной баз: $\Delta l \ll d_0$, $d-d_0$. Поэтому при расчете пренебрегаем вкладом доли падения напряжения на этой области в общее V .

С целью облегчения математизации поставленной задачи предполагаем, что коэффициент инжекции основного (γ) и управляющего (γ_y) p - n -переходов равен единице ($\gamma = \gamma_y = 1$); тыловой контакт в

точке d имеет омические свойства; влияние напряженности поля внутри базы на распределение носителей заряда пренебрежимо мало (диффузионное приближение).

Последнее предположение позволяет нам, при сохранении условия квазинейтральности (в стационарном режиме), решить обычное [1, 5] диффузионное уравнение для определения распределения дырок по координате в полупроводнике p -типа:

$$\frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - \frac{\Delta p}{L^2} = 0, \quad (1)$$

где

$$L = \sqrt{D_p \tau_p \frac{p+n}{p+bn}} b.$$

В области $0 < x < d_0$, решая уравнение (1) с граничными условиями $x=0, \Delta p = \Delta p(0); x=d_0, \Delta p = \Delta p_0$, получим

$$\Delta p = \frac{\Delta p(0) \operatorname{sh} \frac{d_0-x}{L} + \Delta p_0 \operatorname{sh} \frac{x}{L}}{\operatorname{sh} \frac{d_0}{L}}. \quad (2)$$

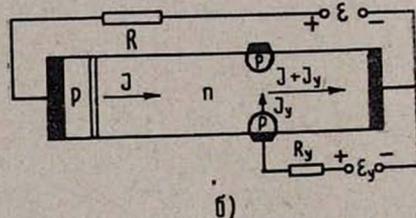
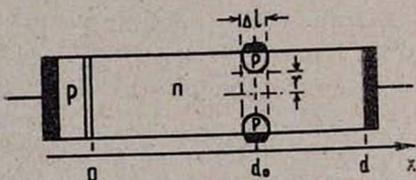


Рис. 1. а. Модель диода. б. Схема подключения.

Во второй базе $d_0 < x < d$, принимая граничные условия $x=d_0, \Delta p = \Delta p_0; x=d, \Delta p=0$, находим решение уравнения (1) в виде

$$\Delta p = \Delta p_0 \frac{\operatorname{sh} \frac{d-x}{L}}{\operatorname{sh} \frac{d-d_0}{L}}. \quad (3)$$

Граничные значения концентрации $\Delta p(0)$ и Δp_0 определяются свойствами основного и управляющего p - n -переходов. В нашем случае переходы включены в пропускном направлении. Тогда, в точке $x=0$ с учетом предположения $\gamma=1$, имеем обычную зависимость полного тока

(j) через основной переход с градиентом концентрации неосновных носителей:

$$j = -\beta_0 q D_p \left(\frac{dp}{dx} \right)_{x=0}. \quad (4)$$

Аналогичную связь имеет ток, протекающий через управляющий p - n -переход (j_y) с градиентом концентрации дырок в точке d_0 :

$$j_y = -\beta_y q D_p \left[\left(\frac{dp}{dx} \right)_{d_0, x>d_0} - \left(\frac{dp}{dx} \right)_{d_0, x<d_0} \right]. \quad (5)$$

На основании решений (2), (3) из (4) и (5) получаем зависимости граничных значений концентрации дырок от параметров диода и токов в виде:

$$\Delta p(0) = \frac{j + j_y \eta}{j_s} p_n, \quad (6)$$

$$\Delta p_0 = \frac{\beta j + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}}{j_{sy}} p_n, \quad (7)$$

где

$$j_s = \frac{\beta_0 q D_p p_n}{L} \operatorname{cth} \frac{d}{L}, \quad i_{sy} = \frac{\beta_y q D_p p_n}{L} \frac{\operatorname{ch} \frac{d}{L}}{\operatorname{sh} \frac{d-d_0}{L}}, \quad (8)$$

$$\beta = \frac{\beta_y}{\beta_0}, \quad \beta_0 = 1 + \frac{p(0)}{p(0) + N_g}, \quad \beta_y = 1 + \frac{p_0}{p_0 + N_g}, \quad \eta = \frac{j_s}{j_y}.$$

Из выражений (6) и (7) видно, что граничные значения дырок в нашем случае, в отличие от обычных результатов, являются одновременно функциями токов, протекающих через оба перехода.

Если в (6) и (7) положить $j_y = 0$ (отсутствует управляющий инжектор), то получим, как ожидалось, ранее известные зависимости:

$$\Delta p(0) = \frac{j}{j_s} p_n. \quad (9)$$

Следовательно, плотность концентрации дырок в произвольной точке квазинейтральной области базы диода будет всегда больше, когда имеется управляющий p - n -переход, чем в случае отсутствия его.

§ 2. Расчет падения напряжения

Когда не нарушается распределение Больцмана, доля падения напряжения на основном (V_{pn}) и управляющем (V_{pny}) p - n -переходах, соответственно, имеют вид:

$$V_{pn} = \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{j + j_y \eta}{j_s} \right), \quad (10)$$

$$V_{pny} = \frac{kT}{q} \ln \left(1 + \frac{\beta j + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}}{j_{sy}} \right). \quad (11)$$

Падение напряжения в базе определяется интегралом

$$V = \int_0^d E dx = V_{D1} + V_{D2} + V_{I1} + V_{I2}. \quad (12)$$

Здесь V_{D1} , V_{D2} — демберовские падения напряжения в первой и второй базах соответственно:

$$V_{D1} = \frac{kT}{q} \frac{b-1}{b+1} \ln \frac{(j + C \cdot j_s) \tau^{-1} + j_y}{\beta j + C \cdot j_{sy} + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}}, \quad (13)$$

$$V_{D2} = \frac{kT}{q} \frac{b-1}{b+1} \ln \left(1 + \frac{\beta j + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}}{C \cdot j_{sy}} \right), \quad (14)$$

V_{D1} , V_{D2} — падения напряжений, обусловленные токовым электрическим полем в первой (V_{D1}) и во второй (V_{D2}) базах диода.

Они равны

$$V_{D1} = \frac{jL}{du_p (b+1) p_n} \int_0^{d_0} \frac{dx}{Ae^{-\frac{x}{L}} + Be^{\frac{x}{L}} + C}, \quad (15)$$

$$V_{D2} = \frac{(j + j_y) L}{qu_p (b+1) p_n \sqrt{C^2 + \vartheta^2}} \times \\ \times \ln \frac{(\sqrt{\vartheta^2 + C^2} + \vartheta - C)(\sqrt{\vartheta^2 + C^2} - \vartheta e^{-\frac{d-d_0}{L}} + C)}{(\sqrt{\vartheta^2 + C^2} - \vartheta + C)(\sqrt{\vartheta^2 + C^2} + \vartheta e^{-\frac{d-d_0}{L}} - C)}, \quad (16)$$

где

$$C = 1 + \frac{b}{b+1} \frac{N_g}{p_n}, \quad \vartheta = \frac{j\beta + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}}{j_{sy} \operatorname{sh} \frac{d-d_0}{L}}, \quad (17)$$

$$A = \frac{\Delta p(0) e^{\frac{d_0}{L}} - \Delta p_0}{2p_n \operatorname{sh} \frac{d_0}{L}}, \quad B = -\frac{\Delta p(0) e^{-\frac{d_0}{L}} - \Delta p_0}{2p_n \operatorname{sh} \frac{d_0}{L}}.$$

Значение интеграла (15) зависит от знаков A и B ($C > 0$) и соотношения между ними [5]. Из (17) видно, что возможны случаи $A \geq 0$, $B \geq 0$.

С другой стороны, согласно (2) и (4) находим, что ток $j > 0$ (что должно заведомо быть), если выполняется

$$\operatorname{ch} \frac{d_0}{L} > \frac{\Delta p_0}{\Delta p(0)}. \quad (18)$$

Так как $\operatorname{ch} \frac{d_0}{L} < e^{\frac{d_0}{L}}$, то, следовательно, в нашем случае всегда $A > 0$. Но в зависимости от соотношения между $\Delta p(0)$, Δp_0 и $\frac{d_0}{L}$ может иметь место $B \geq 0$.

Коэффициент B будет положительным при $\frac{\Delta p_0}{\Delta p(0)} > e^{-\frac{d_0}{L}}$ или

$$j < j_y \beta^{-1} e^{\frac{d}{L}} \operatorname{sh} \frac{d-d_0}{L}. \quad (19)$$

Т. е. $B > 0$ соответствует случаю, когда ток через основной переход будет гораздо меньше, чем ток в управляющей цепи.

Тогда значение интеграла (15) будет иметь вид

$$V_{II} = \frac{2jL}{qu_p (b+1) p_n \sqrt{\Delta}} \operatorname{arctg} \frac{\sqrt{\Delta} \operatorname{sh} \frac{d_0}{L}}{\delta + \delta_0}, \quad (20)$$

где

$$\Delta = \frac{1}{d_s^2} \left(\eta j_y + j e^{\frac{d}{L}} \operatorname{sh} \frac{d}{L} \right) \left(\eta j_y - j e^{-\frac{d}{L}} \operatorname{sh} \frac{d}{L} \right) - C^2, \quad (21)$$

$$\delta = \frac{1}{j_s} \left[(1 + \beta \eta) j + 2 \eta j_y \operatorname{ch}^2 \frac{d_0}{2L} \right], \quad \delta_0 = 2C \cdot \operatorname{ch}^2 \frac{d_0}{2L}.$$

Если $B < 0$, т. е. когда между токами основного и управляющего переходов выполняется условие, обратное (19), вместо (20) получим

$$V_{II} = \frac{jL}{qu_p (b+1) p_n \sqrt{\Delta'}} \ln \frac{(\sqrt{\Delta'} + 2B e^{\frac{d_0}{L}} - C)(\sqrt{\Delta'} - 2B + C)}{(\sqrt{\Delta'} - 2B e^{\frac{d_0}{L}} + C)(\sqrt{\Delta'} + 2B - C)}, \quad (22)$$

где

$$2B = \left(j \frac{e^{-\frac{d}{L}}}{\operatorname{sh} \frac{d}{L}} - \eta j_y \right) / j_s,$$

$$\Delta' = \frac{1}{j_s^2} \left(j \frac{e^{\frac{d}{L}}}{\operatorname{sh} \frac{d}{L}} + \eta j_y \right) \left(j \frac{e^{-\frac{d}{L}}}{\operatorname{sh} \frac{d}{L}} - \eta j_y \right). \quad (23)$$

§ 3. Обсуждение результатов

Схема подключения прибора в цепь показана на рис. 16. Цепь, состоящая из внешнего источника E , постоянного сопротивления R и $p-n$ -перехода с полной базой ($0d$), называется „основной“. Последовательно включенные E_y , R_y , кольцеобразный $p-n$ -переход с толщиной второй базы ($d-d_0$) составляют „управляющую“ цепь. Мы сохраняем сложившиеся названия [3, 4], хотя функции этих цепей меняются, т. е.

характеристика одной из приведенных цепей всегда управляется параметрами другой цепи.

Вольт-амперную характеристику основной цепи можно исследовать при постоянных V_y и j_y . В свою очередь, характеристику управляющей цепи можно получить при взятом за параметр V или j . Здесь рассматриваются случаи, когда j , V_y не меняются.

а) *Вольт-амперная характеристика управляющей цепи при $j = \text{const}$*

Ток, протекающий через основную цепь j , поддерживается постоянным. Когда напряжение, приложенное к управляющей цепи, мало или равно нулю, кольцеобразный $p-n$ -переход оказывается обратно включенным и ток через него протекает в запорном направлении. С ростом V_y этот ток уменьшается (по абсолютной величине) и при определенном значении V_y^0 будет равным нулю. Дальнейший рост V_y ($V_y > V_y^0$) приводит к отпирианию управляющего $p-n$ -перехода и начинается инжекция дырок в базу. Происходит сильная модуляция базы, причем V_y уменьшается с ростом тока j_y . Для определения этой закономерности вычислим падение напряжения в управляющей цепи в зависимости от j_y и параметров диода. Очевидно

$$V_y = V_{pny} + V_{D2} + V_{I2}, \quad (24)$$

где V_{pny} , V_{D2} и V_{I2} даны выражениям (11), (15) и (17) соответственно.

Напряжение V_y^0 определяем из (24), полагая $j_y = 0$.

Имеем

$$V_y^0 = \frac{kT}{q} \ln \left\{ \left(1 + \beta \frac{j}{j_{sy}} \right) \left(1 + \beta \frac{j}{C j_{sy}} \right)^{\frac{b-1}{b+1}} \right\} + \frac{j \rho L}{V_{\theta_0^2 + 1}} \ln \frac{(\sqrt{\theta_0^2 + 1} + \theta_0 - 1)(\sqrt{\theta_0^2 + 1} - \theta_0 e^{-\frac{d-d_0}{L}} + 1)}{(\sqrt{\theta_0^2 + 1} - \theta_0 + 1)(\sqrt{\theta_0^2 + 1} + \theta_0 e^{-\frac{d-d_0}{L}} - 1)}, \quad (25)$$

где

$$\theta_0 = \frac{\beta j}{C \cdot j_{sy} \operatorname{sh} \frac{d-d_0}{L}}.$$

V_y^0 будет тем больше, чем меньше проводимость исходного материала $\left(\frac{1}{\rho}\right)$ и чем больше величина тока основной цепи j , взятого за параметр.

Если удовлетворяется условие

$$j^\beta + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L} > C \cdot d_{sy}, j_{sy} \operatorname{sh} \frac{d-d_0}{L}, \quad (26)$$

то выражение (24) можно заменить следующим:

$$V_y = \frac{kT}{q} \left\{ a + \frac{2}{b+1} \left(b + \operatorname{ch} \frac{d}{L} \cdot \frac{i + j_y}{\beta j + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}} \right) \ln \frac{j\beta + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}}{C \cdot j_{sy} \operatorname{ch}^2 \frac{d-d_0}{2L}} \right\}. \quad (27)$$

Здесь

$$a = \ln C + \frac{4b}{b+1} \ln \operatorname{ch} \frac{d-d_0}{2L}.$$

Заметим, что при $j=0$ зависимости (24) или (27) будут соответствовать вольт-амперной характеристике обычного диода.

Напряжение управляющей цепи V_y будет падать с ростом тока до точки, в которой

$$\frac{dV_y}{dj_y} = 0. \quad (28)$$

Исходя из этого, при выполнении неравенства (26) находим из (24) зависимость тока $j_{y \min}$, соответствующего $V_{y \min}$, от параметров диода в виде

$$\frac{\beta j + j_{y \min} \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}}{C \cdot j_{sy} \operatorname{ch}^2 \frac{d-d_0}{2L}} = \exp \left\{ \frac{(j + j_{y \min}) \operatorname{ch} \frac{d}{L} + 2b\beta^{-1} \left(\beta j + j_{y \min} \operatorname{ch} \frac{d_0}{L} \right)}{(j + j_{y \min}) \operatorname{ch} \frac{d}{L} - \beta j - j_{y \min} \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}} \right\}, \quad (29)$$

Величина $V_{y \min}$ вычисляется из (27) с учетом значения $j_{y \min}$ по (29).

Дальнейшая ($V_y > V_{y \min}$) зависимость j_y от V_y будет такой же, как и в обычном диоде.

На рис. 2 приведены графики, построенные по формулам (24) и (27) для $n-Ce$ с параметрами $N_g = 4 \cdot 10^{13} \frac{1}{\text{см}^3}$; $d=0,2 \text{ см}$; $\frac{d-d_0}{L} = 1,5$; $\frac{d_0}{L} = 2$ при различных значениях j .

Малое отношение V_y^0 к $V_{y \min}$ объясняется предварительной модуляцией проводимости второй базы носителями, инжектированными основным $p-n$ -переходом.

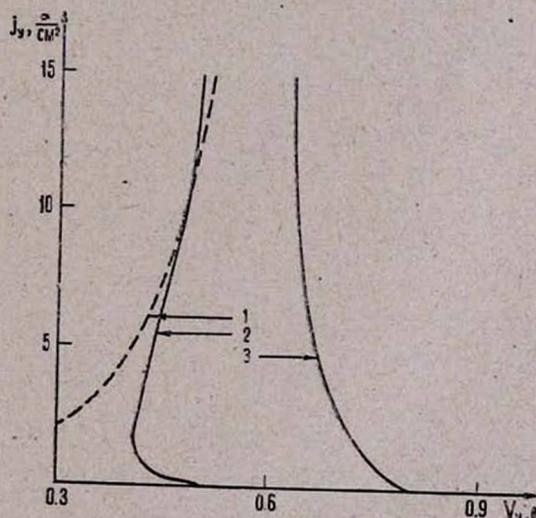


Рис. 2. Вольт-амперная характеристика управляющей цепи.

Кривая 1— $j=0$, 2— $j=1,46 \frac{\text{а}}{\text{см}^2}$, 3— $j=14,6 \frac{\text{а}}{\text{см}^2}$.

б) Вольт-амперная характеристика основной цепи
при $V_y = \text{const}$

Зависимость j от V при V_y взятом за параметр в общем виде имеет вид

$$V = V_y + V_{II} + \frac{kT}{q} \ln \frac{(j + j_s) \tau^{-1} + j_y}{\beta j + j_{sy} + j_y \text{ch} \frac{d_0}{L}} + \frac{kT}{q} \frac{b-1}{b+1} \ln \frac{(j + Cj_s) \tau^{-1} + j_y}{\beta j + Cj_{sy} + j_y \text{ch} \frac{d_0}{L}}. \quad (30)$$

Когда V мало (или равно нулю) ток через основную цепь будет протекать в обратном направлении, показанном на рис. 16. С ростом V ток j уменьшается и при определенном V_0 он будет равным нулю. Это напряжение V_0 (напряжение отпирания основного $p-n$ -перехода) определяется из (30) при $j=0$:

$$V_0 = V_y - \frac{kT}{q} \ln \frac{j_{sy} + j_{y0} \text{ch} \frac{d_0}{L}}{j_s + \eta j_{y0}} \tau - \frac{kT}{q} \frac{b-1}{b+1} \ln \frac{Cj_{sy} + j_{y0} \text{ch} \frac{d_0}{L}}{C \cdot j_s + \eta j_{y0}} \tau. \quad (31)$$

Соответствующие j_{y0} можно определить из (24), полагая $j=0$.

С дальнейшим ростом V начинается инжекция дырок основным инжектором в базу, и направление тока соответствует указанному стрелками на рис. 16. Именно для такого режима работы прибора применима предлагаемая теория.

Проводимость первой базы во время отпирания основного $p-n$ -перехода будет гораздо большей, по сравнению с проводимостью обычного диода, за счет предварительной модуляции базы управляющим электродом благодаря чему ток в основной цепи резко увеличивается с ростом V .

В этом можно убедиться, вычисляя сопротивление толщи по известной зависимости

$$R = \frac{1}{qu_p (b+1) s} \int_0^{d_0} \frac{dx}{p + \frac{bN_g}{b+1}}. \quad (32)$$

В случае $j=0$ значение этого интеграла равно

$$R_{0d_0} = \frac{R_{0d_0}^0}{1 + \frac{j_{y0}}{C \cdot j_{sy}} \text{ch} \frac{d_0}{L}}, \quad (33)$$

где $R_{0d_0}^0$ — сопротивление $0d_0$ области исходного материала. Степень модуляции проводимости ($R_{0d_0}^0/R_{0d_0}$) будет тем выше, чем больше j_{y0} (V_y) и меньше C .

До нарушения условий (19) и при выполнении (26) вольт-амперная характеристика основной цепи имеет вид

$$V = V_y + \frac{2Lj}{qu_p (b+1) p_n \sqrt{\Delta}} \text{arc tg} \frac{\sqrt{\Delta} \text{sh} \frac{d_0}{L}}{\delta + \delta_0} -$$

$$- \frac{2b}{b+1} \frac{kT}{q} \ln \frac{\beta j + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}}{j \eta^{-1} + j_y}, \quad (34)$$

где Δ , δ и δ_0 даны в (21).

Связь между j и j_y в общем виде определяется из зависимости (24). Последнюю в предложении (26), можно записать в упрощенной форме

$$\frac{j \beta + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}}{C \cdot j_{sy} \operatorname{ch}^2 \frac{d-d_0}{2L}} = \exp \left\{ \frac{(b-1) \left(\frac{qV_y}{kT} - a \right) \left(\beta j + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L} \right)}{2b \left(\beta j + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L} \right) + \beta_y (j + j_y) \operatorname{ch} \frac{d}{L}} \right\}. \quad (35)$$

С ростом j условие (19) меняется на обратное.

Тогда, вместо (34) имеем

$$V = V_y - \frac{2b}{b+1} \frac{kT}{q} \ln \frac{\beta j + j_y \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}}{j \eta^{-1} + j_y} + \frac{jL}{q u_p (b+1) p_n \sqrt{\Delta'}} \ln \frac{(\sqrt{\Delta'} + 2B e^{\frac{d_0}{L}} - C) (\sqrt{\Delta'} - 2B + C)}{(1' \sqrt{\Delta'} - 2B e^{\frac{d_0}{L}} + C) (\sqrt{\Delta'} + 2B - C)}, \quad (36)$$

где Δ' и B даны в (23).

Связь между токами j и j_y по-прежнему определяется из выражения (35).

С ростом V увеличивается потенциал внутри полупроводника (и, в частности, в точке d_0), препятствующий дальнейшей инжекции дырок управляющим электродом. При определенном значении V управляющий p - n -переход становится запертым, и дальнейшая зависимость j от V будет аналогична вольт-амперной характеристике обычного диода. Она получается из (36) при $j_y = 0$ подстановкой вместо V_y выражения (24).

В переходной области (от отпирания основного p - n -перехода до запираания управляющего инжектора) на характеристике прибора наблюдается N -образный отрицательный участок.

Экстремальные значения j определяются согласно условию $\frac{dV}{dj} = \infty$ из (30) и (24). При выполнении (26), находим:

$$j_{\max} = \frac{C \cdot j_{sy} \cdot \operatorname{ch}^2 \frac{d-d_0}{2L}}{\beta + v_1 \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}} \exp \left\{ \frac{(b+1) \left(\beta + v_1 \operatorname{ch} \frac{d_0}{L} \right) \left(\frac{qV_y}{kT} - a \right)}{2b \left(\beta + v_1 \operatorname{ch} \frac{d_0}{L} \right) + \beta_y (1 + v_1) \operatorname{ch} \frac{d}{L}} \right\}, \quad (37)$$

$$j_{\min} = \frac{C \cdot j_{sy} \cdot \operatorname{ch}^2 \frac{d-d_0}{2L}}{\beta + v_2 \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}} \exp \left\{ \frac{(b+1) \left(\beta + v_2 \operatorname{ch} \frac{d_0}{L} \right) \left(\frac{qV_y}{kT} - a \right)}{2b \left(\beta + v_2 \operatorname{ch} \frac{d_0}{L} \right) + \beta_y (1 + v_2) \operatorname{ch} \frac{d}{L}} \right\},$$

где

$$v_{1,2} = \frac{\beta_y \operatorname{ch} \frac{d}{L} \cdot \left(\operatorname{ch} \frac{d_0}{L} - \beta \right)}{\left(\beta_y \operatorname{ch} \frac{d}{L} + 2b \operatorname{ch} \frac{d_0}{L} \right)^2} \left[\left(\frac{qV_y}{kT} - a \right) (b+1) \right] \left[1 \pm \sqrt{1 - 4 \frac{2b \operatorname{ch} \frac{d_0}{L} + \beta_y \operatorname{ch} \frac{d}{L}}{\operatorname{ch} \frac{d_0}{L} \left(\frac{qV_y}{kT} - a \right) (b+1)}} - \frac{2b\beta + \beta_y \operatorname{ch} \frac{d}{L}}{\operatorname{ch} \frac{d_0}{L} - \beta} \right]. \quad (38)$$

v_1 берется со знаком (+) перед квадратным корнем, а v_2 с минусом. При этом отношение

$$\frac{j_{\max}}{j_{\min}} \approx \frac{\beta + v_2 \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}}{\beta + v_1 \operatorname{ch} \frac{d_0}{L}} \exp \left\{ \frac{(b+1) \left(\frac{qV_y}{kT} - a \right) \left(\operatorname{ch} \frac{d_0}{L} - \beta \right)}{2\beta \operatorname{ch} \frac{d_0}{L} + \beta_y \operatorname{ch} \frac{d}{L}} \right\}. \quad (39)$$

будет тем больше, чем больше $\frac{d_0}{L}$, V_y и меньше a . Величина a будет малой, если проводимость исходного материала близка к собственной.

Механизм появления N -образной характеристики состоит в следующем. До отпираания основного p - n -перехода базы в зависимости от параметров диода и V_y оказываются в той или иной степени промодулированными благодаря инжекции из управляющего электрода. С ростом V инжекция из управляющего p - n -перехода уменьшается. Пока j гораздо меньше j_y , это уменьшение будет слабым. Поэтому j еще растет с ростом V . Когда токи j и j_y становятся одного порядка, инжекционная способность управляющего p - n -перехода быстро убывает с V и сопротивление баз резко возрастает.

Другими словами, происходит демодуляция проводимости базы. В последнем случае уход неравновесных носителей из базы преобладает над их поступлением.

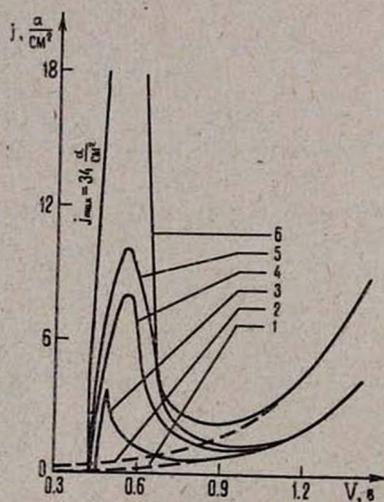


Рис. 3. Вольт-амперная характеристика основной цепи.

Кривые 4, 5, 6 — $\frac{d_0}{L} = 3$; 3 — $\frac{d_0}{L} = 2,5$

1, 3, 4, 6 — $N_g = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$;

2, 5 — $N_g = 7,1 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$; 4 — $V_y = 0,5 \text{ в}$;

3, 5, 6 — $V_y = 0,6 \text{ в}$.

На рис. 3 приведены графики, построенные по формулам (34),

(35) и (36) для n -типа Ge с параметрами $d = 0,2$ см: $\frac{d}{L} = 3,5$ при различных значениях N_g , $\frac{d_0}{L}$ и V_y .

Как указывалось выше, такие S - и N -образные характеристики можно получить и на двухбазовом диоде [1, 2]. В нашей модели омический контакт [1, 2] в точке $x = 0$ заменен p - n -переходом. Вследствие этого все результаты, приведенные в данной работе, являются функциями тока через оба p - n -перехода и тем самым отличаются от результатов работы [1, 2]. Зависимость j от V (согласно (20)), описывающую основную часть N -образной характеристики, невозможно получить для модели [1, 2]. При замене омического контакта на выпрямляющий отношение $\frac{j_{\max}}{j_{\min}}$ согласно нашим расчетам резко увеличивается, что находится в качественном согласии с результатами работы [4].

Развитая теория может быть качественно применена и в случае диода с точечным управляющим инжектором, а также с p -типом базы.

Институт радиопизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 30 мая 1967

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. П. Штагер, В. И. Стафеев, Радиотехника и электроника, 8, 7, 1199 (1963)
2. А. П. Штагер, В. И. Стафеев, Радиотехника и электроника, 9, 6, 1040 (1964).
3. Йо, Зарубежная радиотехника, № 4 (1962).
4. Б. А. Атакулов, автореферат на соискание ученой степени кандидата ф.-т. наук, Ташкент (1965).
5. Г. М. Авакьянц, Г. Хашимов, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 85 (1966).

Մեկ ղեկավարող ինձեկտոր ունեցող դիոդի վոլտ-Ամպերային բնութագրերը

Գ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆՑ, Ղ. ՀԱՇԻՄՈՎ

Տեսականորեն հետազոտված է մեկ ղեկավարող ինձեկտոր ունեցող դիոդի կալուն վոլտ-ամպերային բնութագրերը:

Հաստատուն լարման դեպքում, որը կիրառվում է ղեկավարող շղթային, հիմնական շղթայի բնութագրի վրա առաջանում է N — տիպի հատված, որի միարժեք չէ ըստ հոսանքի:

Ղեկավարող շղթայի բնութագրերը, այն դեպքում, երբ իրեն պարամետր վերցված է հոսանքը, հանդիսանում է S -տիպի, այսինքն ոչ միարժեք ըստ լարման:

ON VOLT-AMPERE CHARACTERISTIC OF DIODE WITH A CONTROL INJECTOR

G. M. AVAKIANTS and G. HASHIMOV

The statistical volt-ampere characteristic of diode with a control injector is investigated theoretically. When the voltage on control circuit is constant an N -type section (ambiguous with respect to the current) appears on the characteristic of the main circuit. The characteristic of the control circuit is S -type (ambiguous with respect to the voltage) when the current of the main circuit is considered as a parameter.

ВОЛЬТ-АМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ДЛИННЫХ ДВУХБАЗОВЫХ ДИОДОВ

Г. М. АВАКЬЯНЦ, Г. ХАШИМОВ

Теоретически исследуется длинный двухбазовый диод с учетом объемного заряда в базе. При взятом за параметр токе междубазовой цепи ($I_b = \text{const}$) характеристика эмиттерной цепи является S-образной.

Двухбазовые диоды, благодаря наличию на вольт-амперной характеристике отрицательного участка, широко применяются в полупроводниковой электронике [1, 2]. В работе [1] теоретически исследовались такие диоды, в которых перемещение избыточных носителей зарядов в базе обуславливается их диффузией. Вследствие этого ограничивалась область применимости полученных результатов ($d/L_p < 3$).

В настоящей заметке, на основе разработанной и развитой теории [3, 4] прохождения тока через сверхдлинные диоды ($d \gg L_p$), рассчитывается вольт-амперная характеристика эмиттерной цепи толстых двухбазовых диодов.

§ 1. Выбор структуры. Решение уравнений

Структура (а) и схема включения (б) исследуемого прибора показаны на рис. 1. Предполагается, что образец л-типа имеет цилиндрическую форму, в торцах которого находятся невыпрямляющие тыловые контакты.

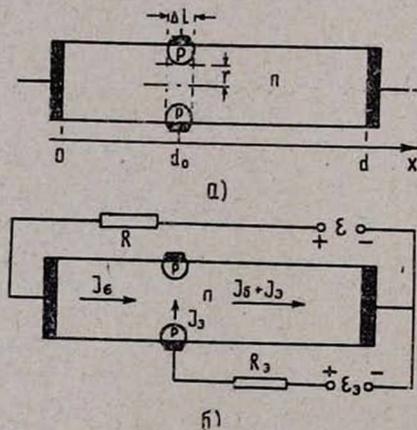


Рис. 1.

мерно в области $d_0 < x < d$, и внешнее напряжение, приложенное к эмиттерной цепи, падает, в основном, в области токового электрического поля.

Согласно этому, связь между V_3 и J_3 при $J_b = \text{const}$ в неявном виде можно записать так:

находятся невыпрямляющие тыловые контакты. $p^{\pm}n$ -переход с координатой d_0 является кольцеобразным, а внутренний радиус (r) его меньше половины длины диффузионного смещения для дырок ($r < \frac{1}{2} L_p$). Ширина этого перехода (Δl) гораздо меньше, чем длина базы $d - d_0$. Вместе с этим, при вычислении вольт-амперной характеристики будем считать, что основная часть дырок, инжектированных эмиттером, распространяется одно-

$$V_3 = (J_\tau + J_3) R, \quad (1)$$

где R — сопротивление базы диода с длиной $d - d_0$ и поперечным сечением s .

Как известно,

$$R = \frac{1}{qu_p s} \int_{d_0}^d \frac{dx}{p + bn}. \quad (2)$$

С целью вычисления этого интеграла составим уравнение для поля с учетом объемного заряда в базе [4]:

$$\frac{D}{q} E \frac{d}{dx} E \frac{dE}{dx} - E \frac{dE}{dx} \left(N - \frac{D}{qu_p \tau_p} \right) - \frac{bN + (b+1)p_n}{\tau_p u_n} E + \frac{J_3}{qu_p u_n \tau_p s} = 0. \quad (3)$$

Решение этого уравнения с граничными условиями $x = d_0, E = 0; x = d, E = E_d$ будет:

$$\tilde{u} = 1 + \frac{(\tilde{u}_d - 1 + e^{\tilde{A}_1}) e^{\tilde{A}_1 \tilde{y}} - (\tilde{u}_d - 1 + e^{\tilde{A}_2}) e^{\tilde{A}_2 \tilde{y}}}{e^{\tilde{A}_1} + e^{\tilde{A}_2}}. \quad (4)$$

Здесь

$$\tilde{u} = \frac{\beta}{\gamma} u, \quad \tilde{w} = \frac{\beta}{\gamma y_d} w, \quad u = \frac{qu_n n_n s E}{J_3}, \quad w = \frac{q^2 n_n^2 u_n s (x - d_0)}{D J_3},$$

$$\tilde{A}_1 = A_1 y_d, \quad \tilde{A}_2 = A_2 y_d, \quad A_1 = -\frac{1}{2} \alpha + \frac{1}{2} \sqrt{\alpha^2 + 4\beta},$$

$$A_2 = -\frac{1}{2} \alpha - \frac{1}{2} \sqrt{\alpha^2 + 4\beta}, \quad \tilde{y} = \frac{y}{y_d}, \quad \alpha = b\theta - (1 - \Phi), \quad \beta = (b + \Phi)\theta,$$

$$\gamma = b\theta, \quad \theta = \frac{D}{qu_n n_n \tau_p}, \quad \Phi = \frac{p_n}{n_n}, \quad u = \frac{dw}{dy}. \quad (5)$$

Заметим, что E_d определяется из зависимости

$$j_p(d) = q s_p (p_d - p_n), \quad (6)$$

где s_p — скорость поверхностной рекомбинации для дырок на тыловом контакте. Тогда выражение (2) можно переписать в виде

$$R = \frac{D J_3 y_d}{q^3 n_n^3 u_p^2 s^2 (b + \Phi)^2} \int_0^1 \tilde{u}^2 d\tilde{y}. \quad (7)$$

Величина y_d определяется вычислением следующего интеграла

$$\tilde{w} = \int_0^1 \tilde{u} d\tilde{y}. \quad (8)$$

Как будет показано ниже (§ 2), вычисление интегралов (7) и (8) при низких уровнях инжекции дает для R постоянное значение, равное

исходному. На самом деле, даже при низких уровнях инжекции имеет место модуляция проводимости и сопротивление меняется. Поэтому в случае низких уровней инжекции поступим следующим образом. Полагая, что при $\Delta p \ll n_n$ объемный заряд незначителен и E_z постоянно, получим уравнение непрерывности с учетом дрейфа и диффузии носителей зарядов в виде

$$\frac{d^2 \Delta p}{dx^2} - 2 \frac{\gamma}{L} \frac{d \Delta p}{dx} - \frac{\Delta p}{L^2} = 0, \quad (9)$$

где

$$2\gamma = \frac{E_z q L}{k T}, \quad L = \sqrt{D_p \tau_p}.$$

Решая (9) с граничными условиями $x = d_0, p = p_0$ и $x = d, p = p_d$, находим

$$\Delta p = \frac{\Delta p_0 e^{\gamma \frac{x-d_0}{L}} \operatorname{sh} \left(\sqrt{\gamma^2 + 1} \frac{d-x}{L} \right) + \Delta p_d e^{\gamma \frac{x-d}{L}} \operatorname{sh} \left(\sqrt{\gamma^2 + 1} \frac{x-d_0}{L} \right)}{\operatorname{sh} \left(\sqrt{\gamma^2 + 1} \frac{d-d_0}{L} \right)}. \quad (10)$$

Постоянная Δp_0 определяется из обычных условий (так как $\gamma \gg 1$)

$$J_{\Sigma} \approx J_{\Sigma p}(d_0) = (J_{\Sigma} + J_{\Sigma}) \frac{p_0}{(b+1)p_0 + bN_g}, \quad (11)$$

а Δp_d находим из зависимости (6). Если в (10) будем считать, что $\Delta p_d = 0, \gamma = 0$, то получим распределение дырок по x , использованное в работе [1]. Следовательно, уравнение (9) и его решение (10) являются более общими и соответствуют реальной ситуации.

§ 2. Расчет падения напряжения

Когда напряжение, приложенное к эмиттерной цепи V_{Σ} мало или равно нулю, $p^+ - n$ -переход оказывается обратно включенным и через него протекает ток, равный току насыщения. С ростом V_{Σ} начинается компенсация напряжения, поддерживающего $p^+ - n$ -переход в запертом состоянии. При определенном значении V_{Σ} ($V_{\Sigma \max}$) ток через эмиттерный переход отсутствует ($J_{\Sigma} = 0$). Сопротивление базы ($d - d_0$) будет равным исходному.

Дальнейшее увеличение V_{Σ} приводит к отпиранью $p^+ - n$ -перехода, который, инжектируя неосновные носители в базу, увеличивает ее проводимость. Сопротивление толщи падает, V_{Σ} уменьшается с током J_{Σ} . Такой ход зависимости будет продолжаться до выполнения условия

$$\frac{dV_{\Sigma}}{dJ_{\Sigma}} = 0. \quad (12)$$

После этой точки вольт-амперная характеристика входной цепи прибора будет аналогична ВАХ обычного длинного диода [3, 4]. Нас бу-

дет интересоваться закономерность изменения $V_{\text{Э}}$ с $J_{\text{Э}}$, в основном, в области отрицательного участка. Она представлена зависимостью (1), когда R известна как функция $J_{\text{Э}}$. Для этого надо вычислить (7), (8) и исключить из результирующих уравнений u_d . Но из-за трансцендентности полученных выражений для u_d не удается найти аналитическую зависимость R от $J_{\text{Э}}$. Поэтому рассмотрим некоторые частные случаи.

Зависимости \tilde{A}_1 и \tilde{A}_2 таковы, что с ростом тока и \tilde{A}_1 и $-\tilde{A}_2$ уменьшаются. Когда ток мал, т. е.

$$\tilde{A}_1 \gg 1, \quad -\tilde{A}_2 \gg 1, \quad (13)$$

то значения интегралов (7) и (8) будет тривиальными. При выполнении (13) получим $R = R_0$, где R_0 — исходное сопротивление. Но в действительности, как говорилось выше, R меняется. Для определения истинного значения R вычислим (2), используя (10). При этом полагаем

$$\Delta p_d \approx 0, \quad \text{sh} \left(V \sqrt{\gamma^2 + 1} \frac{d-x}{L} \right) \approx \frac{1}{2} e^{V \sqrt{\gamma^2 + 1} \frac{d-x}{L}}. \quad (14)$$

После этого вольт-амперную характеристику находим в виде

$$V_{\text{Э}} = R_0 (J_{\sigma} + J_{\text{Э}}) \eta^{-1} \ln \frac{J_{\text{Э}} (b+1) + (J_{\sigma} - b J_{\text{Э}}) e^{\eta}}{J_{\sigma} + J_{\text{Э}}}, \quad (15)$$

где

$$\eta = \frac{s(d-d_0)}{\rho_0 (J_{\sigma} + J_{\text{Э}}) u_p \tau_p},$$

ρ_0 — удельное сопротивление исходного материала. Отсюда при $J_{\text{Э}} = 0$ находится напряжение отпирания p^{\pm} - n -перехода, которое мы в дальнейшем принимаем за максимальное значение

$$V_{\text{Э max}} = J_{\sigma} R_0. \quad (16)$$

Анализ $\frac{dV_{\text{Э}}}{dJ_{\text{Э}}}$ показывает, что в (15) $V_{\text{Э}}$ уменьшается с током. Зависимость $V_{\text{Э}}$ от $J_{\text{Э}}$ определяется по формуле (15) вплоть до нарушения условия $-\tilde{A}_2 > 1$ (согласно определению $\tilde{A}_1 \gg -\tilde{A}_2$). Это означает, что (15) имеет место при

$$J_{\text{Э}} < \frac{(d-d_0)s}{\rho_0^2 q u_p u_n \tau_p N}, \quad (17)$$

С дальнейшим ростом $J_{\text{Э}}$ выполняется условие, обратное (17), т. е.

$$\tilde{A}_1 \gg 1, \quad -\tilde{A}_2 \ll 1. \quad (18)$$

Вычисляя (7) и (8), в этом приближении вольт-амперную характеристику вида (15) заменяем следующей зависимостью:

$$V_{\text{Э}} = (J_{\sigma} + J_{\text{Э}}) \sqrt{\frac{8}{9} \frac{(d-d_0)^3}{q u_p u_n N \tau_p s J_{\text{Э}}}}. \quad (19)$$

Связь между $V_{\text{Э}}$ и $J_{\text{Э}}$ в такой форме будет сохраняться до нарушения неравенства

$$\frac{1}{2} \tilde{A}_1 \tilde{A}_2 > 1, \quad \text{или} \quad J_{\text{Э}} < \frac{qN(d-d_0)}{\rho_0 D} s. \quad (20)$$

Если это условие имеет место и в области, где выполняется (12), то минимальное эмиттерное напряжение и соответствующий ему ток будут равными

$$V_{\text{Э min}} = \sqrt{\frac{32}{9} \frac{J_{\text{Э}}(d-d_0)^3}{qu_p u_n s N \tau_p}}, \quad (21)$$

$$J_{\text{Э min}} = J_{\sigma}. \quad (22)$$

Следовательно, отношение экстремальных значений напряжений имеет вид

$$\frac{V_{\text{Э max}}}{V_{\text{Э min}}} = \sqrt{\frac{9}{32} \rho_0 \frac{bN \tau_p J_{\text{Э}} u_p}{(bn_n + p_n)(d-d_0) s}}. \quad (23)$$

Не исключен случай, когда (20) нарушается раньше, чем $V_{\text{Э}}$ уменьшается до минимального значения, а вместо (20) выполняется условие

$$\tilde{A}_1 \ll 1, \quad -\tilde{A}_2 \ll 1. \quad (24)$$

Тогда из (7) и (8) получим

$$R = \frac{D J_{\text{Э}} y_d}{q^3 n_n^3 u_p^2 (b + \Phi)^2 s^2} \left(\frac{1}{3} \tilde{u}_d^2 + \frac{1}{120} \tilde{A}_1^2 \tilde{A}_2^3 \right), \quad (25)$$

$$\tilde{w}_d = \frac{1}{2} \tilde{u}_d - \frac{1}{12} \tilde{A}_1 \tilde{A}_2. \quad (26)$$

Как видно, здесь возможны два предельных случая:

а) Параметры прибора таковы, что выполняется условие

$$\tilde{u}_d > -\frac{1}{6} \tilde{A}_1 \tilde{A}_2 \quad \text{или} \quad J_{\text{Э}} < -\frac{1}{6} \frac{\beta}{\gamma} \left(\frac{t_q}{t_d} \right)^2 \frac{qu_n n_n E_d s}{A_1 A_2}, \quad (27)$$

где

$$E_d = \frac{s_p}{u_p}, \quad t_q = \frac{D}{qn_n u_n}, \quad t_d = \frac{d-d_0}{u_n E_d}. \quad (28)$$

Согласно этому, из (1), (25) и (26) получим

$$V_{\text{Э}} = \frac{J_{\sigma} + J_{\text{Э}}}{J_{\text{Э}}} \frac{2}{3} \frac{s_p}{u_p} (d-d_0). \quad (29)$$

Эта зависимость асимптотически приближается к вертикали, которую мы принимаем за $V_{\text{Э min}}$:

$$V_{\text{Э min}} = \frac{2}{3} \frac{s_p}{u_p} (d-d_0). \quad (30)$$

Тогда вместо (23) будем иметь

$$\frac{V_{\text{Э max}}}{V_{\text{Э min}}} = \frac{3}{2} \frac{u_p}{s_p} \rho_0 \frac{J_{\sigma}}{s}. \quad (31)$$

Характеристика (29) имеет место в интервале токов

$$-\frac{1}{6} \frac{\beta}{\gamma} \left(\frac{t_q}{t_d}\right)^2 \frac{q n_n u_n E_d}{A_1 A_2} s > J_{\Sigma} > \frac{q N (d-d_0)}{\rho_0 D} s. \quad (32)$$

б) Естественно, с дальнейшим ростом J_{Σ} наступает область характеристики с выполнением условия, обратного (27). Если еще V_{Σ} продолжает падать с током J_{Σ} , то теперь эта закономерность будет иметь вид:

$$V_{\Sigma} = (J_{\sigma} + J_{\Sigma}) \left\{ \frac{18}{125} \frac{(d-d_0)^5}{D \tau_p u_p u_n J_{\Sigma}^2 s} \right\}^{\frac{1}{3}}. \quad (33)$$

Такой ход зависимости реализуется в материалах, где существенно образование объемного заряда.

В этом случае напряжение минимума и соответствующий ему ток будут выражаться так:

$$V_{\Sigma \min} = \left\{ \frac{243}{250} \frac{(d-d_0)^5 J_{\sigma}}{u_p u_n \tau_p D s} \right\}^{\frac{1}{3}}, \quad (34)$$

$$J_{\Sigma \min} = 2J_{\sigma}. \quad (35)$$

А отношение $V_{\Sigma \max}$ к $V_{\Sigma \min}$ теперь зависит от параметров прибора в следующей форме:

$$\frac{V_{\Sigma \max}}{V_{\Sigma \min}} = \rho_0 \left\{ \frac{250}{243} \frac{u_p u_n \tau_p D J_{\sigma}^2}{(d-d_0)^2 s^2} \right\}^{\frac{1}{3}}. \quad (36)$$

§ 3. Анализ полученных результатов

В § 2 получены основные соотношения между напряжением V_{Σ} и током J_{Σ} , а также их экстремальные значения в случае S -образной характеристики. Прежде всего отметим, что напряжение срыва ($V_{\Sigma \max}$), согласно (16), является функцией только R_0 и J_{σ} . С ростом их $V_{\Sigma \max}$ увеличивается.

Если при выполнении условия (12) влияние объемного заряда и тылового контакта мало, уровень инжекции по всей базе высок, то V_{Σ} имеет минимальное значение при токах $J_{\Sigma} = J_{\sigma}$. Из (23) видно, что на характеристике может появиться падающий участок, если

$$J_{\sigma} > \frac{32}{9} \frac{b n_n + p_n}{\rho_0 b N \tau_p} s (d-d_0). \quad (37)$$

Протяженность отрицательного участка будет тем больше, чем больше удельное сопротивление исходного материала ρ_0 , междубазовый ток J_{σ} и время жизни дырок τ_p . Ясно, что степень модуляции проводимости базы будет сильнее при больших τ_p . Согласно последнему требованию высокоомные материалы, полученные путем компенсации, непригодны для создания двухбазовых диодов, вследствие малости времени жизни в них.

При заметном влиянии тылового контакта в области $V_{Э\min}$ отношение $\frac{V_{Э\max}}{V_{Э\min}}$ не зависит от τ_p , а будет прямо пропорционально J_σ, ρ_0 и обратно s_p ((31)). Но s_p не может быть сколько угодно малым, так как при этом неравенство (27) нарушается и исключается участок характеристики (29), обусловленный влиянием контакта. Последний случай имеет место при $n-n^+$ контакте ($s_p=0$).

И, наконец, при выполнении условия (12), если в базе квазинейтральность нарушается и существенно образование объемного заряда, то $V_{Э}$ уменьшается до минимума при токах эмиттера, равных удвоенному J_σ (см. (35)). В этом случае $V_{Э\min}$ не зависит от проводимости материала (31), а является функцией фактора объемного заряда $D \left(= \frac{\varepsilon}{4\pi} \right)$. Причем с ростом последнего $V_{Э\min}$ уменьшается. Протяженность отрицательного участка, согласно (36), будет увеличиваться с увеличением ρ_0, τ_p, J_σ и D .

Если исходный полупроводниковый материал собственный или близок к собственному, то реально допустить [4] — $A_2 = A_1$. Это будет возможно при

$$b\theta < 1 - \Phi < \sqrt{4(b+\Phi)\theta}. \quad (38)$$

Тогда остаются все рассуждения случаев $\bar{A}_1, \bar{A}_2 > 1$, но теперь условие (18) не имеет места. Следовательно, исключается область, описывае-

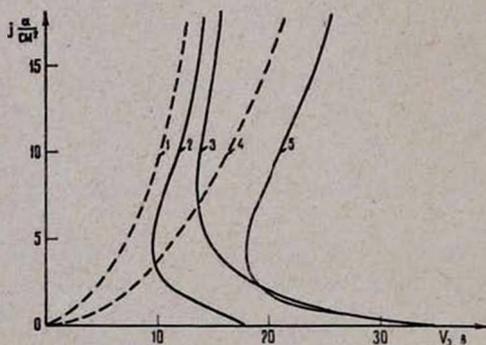


Рис. 2.

мая зависимостью (19). Протяженность отрицательного участка будет определяться либо формулой (31), либо (36).

На рис. 2 приведены теоретические кривые, рассчитанные для $n-Ge$ с параметрами:

Кривые: 1, 2, 3 — $\rho_0 = 20$ ом. см; 4, 5 — $\rho_0 = 40$ ом. см;

$$1, 4 - j_\sigma = 0; \quad 2, 5 - j_\sigma = 3 \frac{a}{\text{см}^2}; \quad 3 - j_\sigma = 6 \frac{a}{\text{см}^2}$$

$$2 - \tau_p = 25 \text{ мк сек}; \quad 3 - \tau_p = 85 \text{ мк сек}; \quad 5 - \tau_p = 11 \text{ мк сек}.$$

В заключение заметим, что если в эмиттерной цепи поддерживать постоянными V_E и определять J_E в зависимости от V_C , то междубазовая характеристика является N -типа.

Институт радиофизики и электроники
АН АрмССР

Поступила 20 мая 1967

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. П. Штагер, В. И. Стафеев, Радиотехника и электроника, 8, 1199 (1963).
2. L. David, Electronics World, 1, 46 (1964).
3. M. Lampert, A. Rose, Phys. Rev., 121, 26 (1961).
4. Г. М. Авакьянц, В. И. Мурыгин, И. Д. Дмитриенко, Радиотехника и электроника, 10, 1700 (1965).

ԵՐԿԱՐ ԵՐԿՀԻՄՔԱՆԻ ԴԻՈԴԻ ՎՈՒՏ-ԱՄՊԵՐԱՅԻՆ ԲՆՈՒԹԱԳԻՐԸ.

Գ. Մ. ԱՎԱԿՅԱՆՑ, Ղ. ՀԱՇԻՄՈՎ

Տեսականորեն հետազոտվում է երկար երկհիմքային դիոդը, հաշվի առնելով ծավալային լիցքերի առկայությունը դիոդի հիմքում:

Այն դեպքում, երբ իրրև պարամետր վերցվում է միջհիմքային շղթայի հոսանքը ($I_E = \text{const}$), էմիտերային շղթայի բնութագիրը հանդիսանում է S -տիպի:

ON VOLT-AMPERE CHARACTERISTIC OF TWO-BASE LONG DIODES

G. M. AVAKIANTS and G. HASHIMOV.

Long two-base diode is investigated theoretically taking into account the space charge in the base. The characteristic of the emitter circuit is S -type when the current of the interbase circuit is considered as a parameter.

ВЕЛИЧИНА ЭФФЕКТИВНОЙ АНИЗОТРОПИИ И ПОВОРОТ ОСИ ЛЕГКОГО НАМАГНИЧИВАНИЯ В ОДНООСНЫХ ТОНКИХ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПЛЕНКАХ ПРИ ОДНОВРЕМЕННОМ ДЕЙСТВИИ ДВУХ МЕХАНИЧЕСКИХ НАПРЯЖЕНИЙ

В. А. ДЖИДАРЯН

Получены формулы для величины эффективной анизотропии и значения угла поворота оси легкого намагничивания при одновременном наложении на магнитную пленку двух механических напряжений.

Предложенный метод позволяет найти эти значения и в случае действия n напряжений под различными углами к оси легкого намагничивания.

Полученные результаты дают возможность определить магнитоупругую постоянную при изгибе пленки.

Внешние механические напряжения σ , приложенные к тонкой ферромагнитной пленке, у которой постоянная магнитострикции отлична от нуля, $\lambda_s \neq 0$, изменяют ее основные магнитные характеристики: поле анизотропии H_k , коэрцитивную силу по смещению границ H_c , дисперсию ψ° [1—5].

В случае, когда одноосное напряжение приложено под некоторым углом α° к оси легкого намагничивания (ОЛН), происходит поворот последней, причем в зависимости от знака K_1 ($K_1 = 3\lambda_s \sigma/2$) легкая ось поворачивается или к линии напряжения, или стремится составить с ней угол 90° .

В этом случае величина эффективной анизотропии и угол поворота легкой оси β_1^0 относительно своего первоначального положения даются выражениями:

$$K_{\text{эф}}^0 = K \sqrt{1 + A_1^2 + 2A_1 \cos 2\alpha} = KD; \quad (1)$$

$$\text{tg } 2\beta_1 = \frac{A_1 \sin 2\alpha}{1 + A_1 \cos 2\alpha}, \quad (2)$$

где $A_1 = K_1/K$, а K_1 и K — постоянные магнитоупругой энергии

$$E_\sigma = K_1 \sin^2 (\alpha - \theta) \quad (3)$$

и энергии наведенной анизотропии

$$E_k = K \sin^2 \theta, \quad (4)$$

где K — постоянная анизотропии,

θ — угол между вектором намагниченности J и ОЛН.

Представляет интерес вопрос определения величины эффективной анизотропии $K_{\text{эф}}^0$, а также поворота легкой оси β_2^0 в том случае, когда на тонкую ферромагнитную пленку с одноосной анизотропией действуют одновременно два или несколько механических напряжения ($\sigma_1, \sigma_2, \dots, \sigma_n$) под различными углами к легкой оси ($\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$).

Это вызвано, в первую очередь, тем обстоятельством, что при изгибе тонкой подложки, на которую нанесена магнитная пленка, возникают одновременно два ортогональных напряжения σ_1 и σ_2 , причем $\sigma_2 = \mu_1 \sigma_1$ [6], где μ_1 — коэффициент Пуассона, равный 0,3 для пермаллоя.

Если напряжение σ_1 увеличивает поле анизотропии, то σ_2 — уменьшает его и наоборот.

Очевидно, вместо взаимодействия магнитоупругой энергии, создаваемой напряжением σ_2 , можно рассмотреть энергию анизотропии косоуго падения [7] или энергию, возникающую при магнитном отжиге [8].

Общую плотность магнитной энергии ТФП под действием двух напряжений можно представить в виде

$$E = E_k + E_{\sigma_1} + E_{\sigma_2} = K \sin^2 \theta + K_1 \sin^2 (\alpha_1 - \theta) + K_2 \sin^2 (\alpha_2 - \theta), \quad (5)$$

где α_1, α_2 — углы между легкой осью и напряжениями σ_1, σ_2 ;

$$K_2 = 3\lambda_s \sigma_2 / 2.$$

Покажем, что в этом случае, как и в случае действия одного напряжения [9], выражение (5) можно упростить и привести к виду

$$E = K_{\text{эф}} \sin^2 (\theta - \beta_2) + K_0'. \quad (6)$$

Действительно, после некоторых преобразований получим систему уравнений

$$\left. \begin{aligned} K + K_1 \cos 2\alpha_1 + K_2 \cos 2\alpha_2 &= K_{\text{эф}}' \cos 2\beta_2 \\ K_1 \sin 2\alpha_1 + K_2 \sin 2\alpha_2 &= K_{\text{эф}}' \sin 2\beta_2 \\ K_1 \sin^2 \alpha_1 + K_2 \sin^2 \alpha_2 &= K_{\text{эф}}' \sin^2 \beta_2 + K_0' \end{aligned} \right\}, \quad (7)$$

откуда

$$\operatorname{tg} 2\beta_2 = \frac{K_1 \sin 2\alpha_1 + K_2 \sin 2\alpha_2}{K + K_1 \cos 2\alpha_1 + K_2 \cos 2\alpha_2} = \frac{A_1 \sin 2\alpha_1 + A_2 \sin 2\alpha_2}{1 + A_1 \cos 2\alpha_1 + A_2 \cos 2\alpha_2}; \quad (8)$$

$$K_{\text{эф}}' = K \sqrt{1 + A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos 2(\alpha_1 - \alpha_2) + 2(A_1 \cos 2\alpha_1 + A_2 \cos 2\alpha_2)}, \quad (9)$$

где $A_2 = K_2/K$.

Из идентичности уравнений (4) и (6) можно сделать вывод, что упругие напряжения вызывают поворот легкой оси, изменяя константу наведенной анизотропии, и что определение состояния пленки в данный момент времени не дает возможности обнаружить, находится ли она под механическим напряжением или нет.

Выражения (8) и (9) показывают угол поворота легкой оси и эффективную константу анизотропии в случае одновременного действия двух напряжений σ_1 и σ_2 соответственно под углами α_1 и α_2 относительно ОЛН.

Таким же способом, очевидно, можно найти угол поворота легкой оси β_n^0 и эффективную константу анизотропии $K_{\text{эф}}^n$ и для случая, когда действует n напряжений под различными углами $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n$ относительно легкой оси.

Легко заметить, что уравнения (8) и (9) переходят в выражения (1), (2) при подстановке $K_2=0$.

Как было сказано выше, при изгибе подложки возникают взаимно перпендикулярные напряжения, причем в этом случае $\sigma_2 = \mu_1 \sigma_1$ или $K_2 = \mu_1 K_1$ и $\alpha_2 = 90 + \alpha_1$ (условие перпендикулярности); заменив значения K_2 и α_2 на K_1 и α_1 , из уравнений (8) и (9) получим

$$\operatorname{tg} 2\beta'_2 = \frac{(1 - \mu_1) A_1 \sin 2\alpha_1}{1 + (1 - \mu_1) A_1 \cos 2\alpha_1}; \quad (10)$$

$$K'_{эф} = K \sqrt{1 + (1 - \mu_1)^2 A_1^2 + 2(1 - \mu_1) A_1 \cos 2\alpha_1} = KD' \quad (11)$$

при $\alpha_1 = 0$ $K'_{эф} = K [1 + (1 - \mu_1) A_1]$, $\beta'_2 = 0$;

при $\alpha_1 = \pi/2$ $K'_{эф} = K [1 - (1 - \mu_1) A_1]$, $\beta'_2 = 0$.

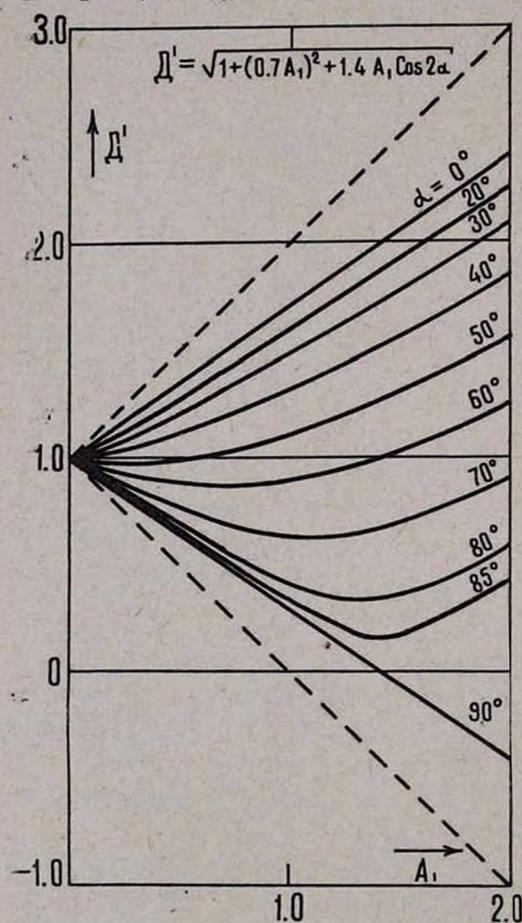


Рис. 1. Величина $D' = \frac{K'_{эф}}{K}$ в зависимости от параметра A_1 для различных углов α .

На рис. 1 и 2 представлены кривые зависимости угла поворота легкой оси и величина D' в зависимости от параметра A_1 для различных значений углов α_1 .

Таким образом, под действием двух напряжений энергии эффективной анизотропии имеет вид

$$E = K'_{эф} \sin^2 \Theta_2 + K'_0, \quad (12)$$

где $\Theta_2 = \Theta - \beta_2$.

K'_0 — величина магнитной энергии, не зависящая от угла θ и равная разности между прикладываемой магнитоупругой энергией и энергией, израсходованной на изменение постоянной анизотропии и поворот легкой оси (поэтому при вычислении новых устойчивых состояний намагниченности она не отразится).

В магнитном поле H , приложенном под углом Φ_2 относительно новой легкой оси, общая энергия будет равна

$$E = K'_{эф} \sin^2 \Theta_2 - HJ \cos(\Phi_2 - \Theta_2) + K'_0 \quad (13)$$

Идентичность уравнений (4) и (12) показывает, что и в этом случае, как для модели „идеальной пленки“, критическая кривая пред-

ставляет астроида, повернутую относительно начальной (при $\sigma=0$) на угол β'_2 , определяемый выражением (10). Размеры новой астоиды зависят от величины A и угла α . При перемагничивании вдоль трудной оси петля гистерезиса линейна и достигает насыщения в поле

$$H'_{k_1} = H_k [1 + (1 - \mu_1) A_1] \quad \text{при } \alpha = 0, K_1 > 0$$

$$\text{и } H'_{k_2} = H_k [1 - (1 - \mu_1) A_1] \quad \text{при } \alpha = \pi/2, K_1 > 0.$$

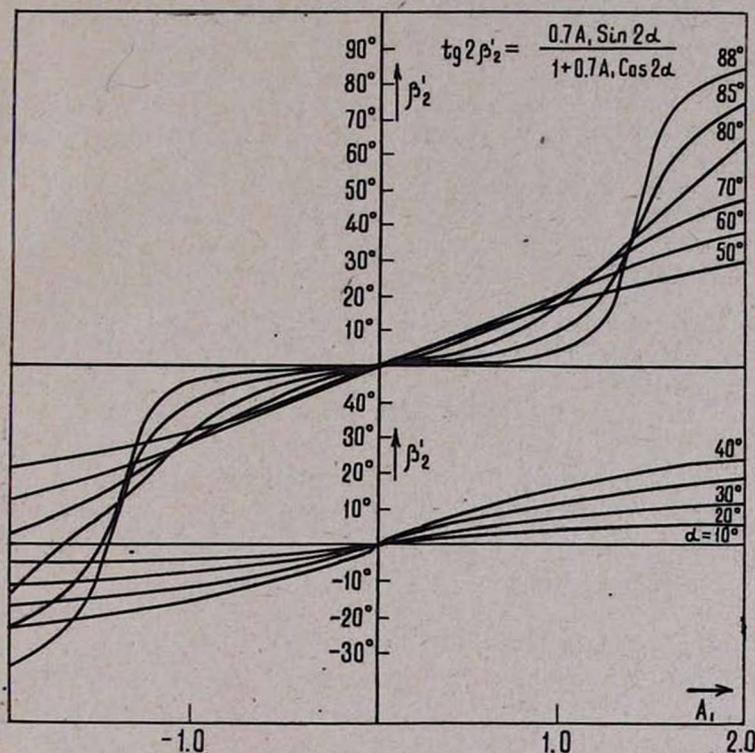


Рис. 2. Кривые зависимости угла поворота оси легкого намагничивания от параметра A_1 для различных углов α .

Очевидно, для $K_1 < 0$ получим обратный случай. Изменение поля анизотропии будет равно

$$\Delta H'_k = H_{k_1} - H_k = (1 - \mu_1) A_1, \quad (15)$$

откуда следует, что наклон кривой H_k в $(1 + \mu_1)$ раз меньше, чем в случае однонаправленного напряжения ($\Delta H'_k = H'_k - H_k = A_1$). Следовательно, величина магнитоупругого параметра $\tau_1 = \Delta H_k / \Delta \varepsilon$, определяемая при деформации изгиба, будет в 1,35 раз меньше истинной величины.

Вольт и Кроутер [11], определяя λ_s по величине τ_1 , который измерялся при изгибе стеклянной подложки, нашли, что для тонких пленок он в 1,4—2,0 раза меньше его значения в случае объемного материала того же состава. Если принять во внимание вышерассмотренный

поперечный эффект, то значение постоянной магнитострикции для массивного ферромагнетика и тонкой пленки получится одинаковым.

ЕНИИ математических машин

Поступила 26 октября 1967

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. E. N. Mitchell, G. I. Lykken, G. D. Babcock, J. Appl. Phys. 34. 715 (1963).
2. H. L. Pinch, A. A. Pinto, J. Appl. Phys., 35, 828 (1964).
3. В. А. Буравихин, В. Г. Казаков, В. И. Попов, Изв. АН СССР, сер. физ. 29, 659 (1965).
4. А. Г. Лесник, Л. М. Сандлер, Сб. Физика металлических пленок, Киев, Из-во „Наукова думка“. 1965.
5. В. А. Джидарян, А. А. Трчунян, Известия АН АрмССР, Физика, 2, 364 (1967).
6. С. П. Тимошенко, Сопротивление материалов, Т. 1, 1965.
7. Р. В. Телеснин, И. М. Сараева, А. Г. Шишков. Изв. АН СССР, сер. физ. 29, 586 (1965).
8. Ч. Грехем, Сб. Магнитные свойства металлов и сплавов, М., ИИЛ, 1961.
9. В. А. Джидарян, Доклад, прочитанный на Всесоюзном симпозиуме по аппаратуре и методам исследования тонких магнитных пленок, г. Красноярск, 20—27 июня 1967 г. (будет опубликован в трудах симпозиума).
10. В. В. Кобелев, Сб. Магнитные элементы устройств вычислительной техники, М., АН СССР, ИТМ и ВТ, 1961.
11. 2. J. W. Wolf, T. S. Crowther, J. Appl. Phys., 34, 1205 (1963).

Էֆֆեկտիվ ԱՆԻՉՈՏՐՈՊԻԱՅԻ ՄԵՄՈՒԹՅՈՒՆԸ ԵՎ ԹԵԹԵՎ ԱՌԱՆՑՔԻ ՊՏՈՒՅՏԸ ՄԵԿ ԱՌԱՆՑՔԱՆԻ ՖԵՐՈՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ ԵՐԿՈՒ ՄԵԽԱՆԻԿԱԿԱՆ ԼԱՐՈՒՄՆԵՐԻ ՄԻԱԺԱՄԱՆԱԿ ԱԶԴՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Վ. Ա. ԶԻԴԱՐՅԱՆ

Հողվածում ստացված են անիզոտրոպիայի էֆֆեկտիվ մեծության և հեշտ մազնիսական առանցքի պտույտի շափի անալիտիկ արտահայտություններ, երբ մեկ առանցքանի անիզոտրոպիայով ֆերոմագնիսական թաղանթի վրա միաժամանակ զործում են երկու մեխանիկական լարումներ:

Առաջարկված մեթոդը հնարավորություն է տալիս ստանալ այդ մեծությունները և այն դեպքում, երբ ռ լարվածություններ զործում են թեթև առանցքի նկատմամբ տարբեր անկյունների տակ:

Ստացված արդյունքները հնարավորություն են տալիս որոշել մագնիսաառաձգական հաստատունը թաղանթի ծռման դեպքում:

MAGNITUDE OF THE EFFECTIVE ANIZOTROPY AND ROTATION ANGLE OF THE EASY MAGNETIZATION IN THE UNIAXIAL THIN FERROMAGNETIC FILMS WITH SIMULTANEOUS ACTION OF TWO MECHANICAL TENSIONS

V. A. DJIDARIAN

Formulae for the magnitude of the effective anizotropy and for the rotation angle of the axis of the easy magnetization in the case of simultaneous action of two mechanical tensions on the magnetic film are obtained.

The obtained results allow us to determine the magnetoelastic constant at the film bending.

ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ПОЛЯ, ВОЗНИКАЮЩИЕ ПРИ ПРОЛЕТЕ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ ЧЕРЕЗ МНОГОСЛОЙНУЮ ПЛАСТИНУ

Г. М. ГАРИБЯН, М. М. МУРАДЯН

Вычислены поля излучения, возникающие при перпендикулярном пролете заряженной частицы через пластину, состоящую из произвольного числа слоев различного вещества. Получена общая формула (22), с помощью которой можно получить поля излучения до пластины, в слоях пластины и за пластиной.

В работах [1—3] получены поля излучения и с их помощью найдены потери энергии при перпендикулярном пролете заряженной частицы соответственно через однослойную, двухслойную и трехслойную пластины. Имея в виду как вопросы излучения, так и ионизационных потерь энергии, представляет интерес найти поля излучения при перпендикулярном пролете заряженной частицы через пластину, состоящую из произвольного числа слоев различного вещества любой толщины.

1. Пусть частица с зарядом e пролетает с постоянной скоростью v вдоль положительного направления оси z через n -слойную пластину, расположенную в среде, причем до пластины имеется среда с диэлектрической постоянной $\epsilon_0(\omega)$, а за пластиной — $\epsilon_{n+1}(\omega)$.

Пластину же будем считать состоящей из первого слоя толщины a_1 и с диэлектрической постоянной $\epsilon_1(\omega)$, второго слоя с параметрами a_2 и $\epsilon_2(\omega)$ и так далее до n -того слоя с параметрами a_n и $\epsilon_n(\omega)$.

Для получения полного решения, удовлетворяющего условиям на границах сред, к решениям неоднородных уравнений Максвелла (см. [4]) добавим в пространстве до пластины в качестве решений однородных уравнений Максвелла отраженную волну $\vec{E}_0^*(\vec{r}, t)$, в пространстве за пластиной — прошедшую волну $\vec{E}_{n+1}^*(\vec{r}, t)$ и, наконец, в каждом из слоев пластины как одну, так и другую волны.

Указанные поля излучения будем искать в следующем виде:

$$\vec{E}_l^*(\vec{r}, t) = \int \vec{E}_l^*(\vec{k}) e^{i(\vec{x} \cdot \vec{\rho} - \lambda_l z - \omega t)} d\vec{k},$$

$$\vec{E}_l^*(\vec{r}, t) = \int \vec{E}_l^*(\vec{k}) e^{i(\vec{x} \cdot \vec{\rho} + \lambda_l z - \omega t)} d\vec{k}, \quad (1)$$

где $\lambda_l^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon_l \mu_l - x^2$; $l = 0, 1, \dots, n+1$, $\lambda_l = \lambda_l' + i\lambda_l''$;

$$\lambda_l' > 0 \text{ при } \omega > 0; \lambda_l' < 0 \text{ при } \omega < 0; \lambda_l'' > 0 \text{ при } \omega \geq 0$$

(отметим, что поля \vec{E}_0^* и \vec{E}_{n+1}^* не существуют), \vec{x} и $\vec{\rho}$ — компоненты

векторов \vec{k} и \vec{r} в плоскости (x, y) ; $\omega = k_z v$. Для магнитных векторов можно написать выражения, аналогичные (1).

Фурье-компоненты полей излучения $\vec{E}'_i(\vec{k})$ и $\vec{E}''_i(\vec{k})$ определяются из граничных условий. Что же касается магнитных полей, то они выражаются через электрические поля с помощью однородных уравнений Максвелла

$$\vec{H}'_i(\vec{k}) = \frac{c}{\omega \mu_l} \left[\vec{z} - \frac{v}{v} \lambda_l; \vec{E}'_i(\vec{k}) \right],$$

$$\vec{H}''_i(\vec{k}) = \frac{c}{\omega \mu_l} \left[\vec{z} + \frac{v}{v} \lambda_l; \vec{E}''_i(\vec{k}) \right]. \quad (2)$$

В дальнейшем мы везде полагаем $\mu_l = 1$. Приравняв тангенциальные компоненты электрического и магнитного векторов полных полей и нормальные компоненты их индукций на границах раздела сред, получим $4(n+1)$ уравнений, поскольку в случае n -слойной пластины имеется $(n+1)$ границ раздела сред. Из $2(n+1)$ уравнений для магнитных векторов (см. [1]) следует, что тангенциальные компоненты электрических векторов полей излучения направлены по вектору \vec{z} . Тогда, учитывая связь между нормальными и тангенциальными компонентами электрических векторов полей излучения, следующую из условия поперечности

$$E'_{i \text{ норм}}(\vec{k}) = -\frac{z}{\lambda_l} E'_{i \text{ танг.}}(\vec{k}); \quad E''_{i \text{ норм}}(\vec{k}) = \frac{z}{\lambda_l} E''_{i \text{ танг.}}(\vec{k}), \quad (3)$$

для $2(n+1)$ неизвестных Фурье-компонент тангенциальных составляющих электрических векторов полей излучения получим $2(n+1)$ уравнений.

Эта система уравнений будет состоять из $(n+1)$ пар уравнений следующего вида:

$$E'_i e^{i\lambda_l \sum_{j=1}^l a_j} + E''_i e^{-i\lambda_l \sum_{j=1}^l a_j} - E'_{i+1} e^{i\lambda_{l+1} \sum_{j=1}^l a_j} - E''_{i+1} e^{-i\lambda_{l+1} \sum_{j=1}^l a_j} =$$

$$= p_{l, l+1} e^{i \frac{\omega}{v} \sum_{j=1}^l a_j}, \quad (4)$$

$$-\frac{\varepsilon_l}{\lambda_l} E'_i e^{i\lambda_l \sum_{j=1}^l a_j} + \frac{\varepsilon_l}{\lambda_l} E''_i e^{-i\lambda_l \sum_{j=1}^l a_j} + \frac{\varepsilon_{l+1}}{\lambda_{l+1}} E'_{i+1} e^{i\lambda_{l+1} \sum_{j=1}^l a_j} -$$

$$-\frac{\varepsilon_{l+1}}{\lambda_{l+1}} E''_{i+1} e^{-i\lambda_{l+1} \sum_{j=1}^l a_j} = \frac{v}{\omega} z_{l+1, i} e^{i \frac{\omega}{v} \sum_{j=1}^l a_j},$$

где

$$p_{l,l+1} = \left(\frac{1}{\varepsilon_l \Delta_l} - \frac{1}{\varepsilon_{l+1} \Delta_{l+1}} \right); \quad z_{l+1,l} = \left(\frac{1}{\Delta_{l-1}} - \frac{1}{\Delta_l} \right);$$

$$\Delta_j = k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_j; \quad j = 0, 1, 2, \dots, n+1; \quad k^2 = \frac{\omega^2}{v^2} + \alpha^2.$$

$l = 0, 1, 2, \dots, n$; и надо учесть, что $E'_0 = E'_{n+1} = 0$

В системе уравнений (4) для простоты опущен коэффициент $\frac{2\pi^2}{ie\kappa}$, состоящий перед всеми неизвестными, а также индекс танг. Си-

стему уравнений (4) можно легко понять, если уравнения рассматри-
вать попарно. Каждая пара уравнений представляет собой граничные
условия для Фурье-компонент тангенциальных составляющих электри-
ческого вектора и нормальных составляющих индукций этого же век-
тора, написанных на границах раздела сред соответственно при $z=0$,

$$z = a_1, \dots, z = \sum_{j=1}^n a_j.$$

Систему уравнений (4) решим по правилу Крамера (см. [5]), в
силу которого для одного из электрических векторов в l -том слое
пластины, например, для E'_l будем иметь

$$E'_l = \frac{D'_n}{\Delta_n}, \quad (5)$$

где Δ_n — определитель системы уравнений (4) (n — число слоев пласт-
тины), D'_n — определитель, который получается из Δ_n заменой столб-
ца, где стоят коэффициенты перед неизвестными E'_l ($l=0, 1, 2, \dots, n$),
свободными членами, стоящими в правой части системы уравнений (4).
Правило Крамера справедливо [при $\Delta_n \neq 0$].

2. Методом математической индукции докажем, что

$$\Delta_n = e^{i\lambda_{n+1} \sum_{j=1}^n a_j} \sum_{(\pm)} \left(\prod_{r=0}^n \rho_{r,r+1}^{\pm} e^{\sum_{j=1}^n (\pm i\lambda_j a_j)} \right), \quad (6)$$

где

$$\rho_{r,r+1}^{\pm} = \left(\frac{\varepsilon_r}{\lambda_r} \pm \frac{\varepsilon_{r+1}}{\lambda_{r+1}} \right). \quad (7)$$

$\sum_{(\pm)}$ означает суммирование по всем возможным комбинациям знаков

плюс и минус в сумме $\sum_{j=1}^n (\pm i\lambda_j a_j)$, стоящей в экспоненте. Нетрудно

показать, что таких комбинаций, а следовательно и членов в $\sum_{(\pm)}$, бу-

дет 2^n . Множитель $\prod_{r=0}^n \rho_{r, r+1}^{\pm}$ мы не выносим из-под знака $\sum_{(\pm)}$, так как

верхний знаковый индекс у $\rho_{r, r+1}^{\pm}$ определяется тем, какая комбинация знаков плюс и минус взята в сумме, стоящей в показателе экспоненты. Эти верхние знаковые индексы у $\rho_{r, r+1}^{\pm}$ определяются следующим образом. В сумме $\sum_{j=1}^n (\pm i_{j, j} a_j)$ могут содержаться либо один

член с индексом j , равным одному из нижних индексов $\rho_{r, r+1}^{\pm}$, либо два члена с индексами, равными нижним индексам $\rho_{r, r+1}^{\pm}$ либо ни один член с индексом j , равным нижним индексам $\rho_{r, r+1}^{\pm}$. В первом случае верхний знаковый индекс берется обратным знаком этого единственного члена. Во втором случае верхний знаковый индекс равен знаку произведения знаков этих двух членов. В третьем же случае верхний знаковый индекс $\rho_{r, r+1}^{\pm}$ всегда отрицателен.

Перейдем к доказательству формулы (6). Обозначив элементы определителя через a_{ij} и раскрыв его дважды, сначала по последнему столбцу, а затем по последней строке, получим

$$\begin{aligned} \Delta_n &= [a_{2n+2, 2n+2} \cdot a_{2n+1, 2n+1} - a_{2n+1, 2n+2} \cdot a_{2n+2, 2n+1}] \times \\ &\quad \times \begin{vmatrix} a_{1,1} & a_{1,2} & a_{1,3} & 0 & \text{---} & \text{---} & \text{---} & 0 \\ a_{2,1} & a_{2,2} & a_{2,3} & 0 & \text{---} & \text{---} & \text{---} & 0 \\ \text{---} & \text{---} \\ \text{---} & \text{---} \\ 0 & \text{---} & \text{---} & \text{---} & 0 & a_{2n-1, 2n-2} & a_{2n-1, 2n-1} & a_{2n-1, 2n} \\ 0 & \text{---} & \text{---} & \text{---} & 0 & a_{2n, 2n-2} & a_{2n, 2n-1} & a_{2n, 2n} \end{vmatrix} + \\ &\quad + (a_{2n+1, 2n+2} \cdot a_{2n+2, 2n} - a_{2n+2, 2n+2} \cdot a_{2n+1, 2n}) \times \\ &\quad \times \begin{vmatrix} a_{1,1} & a_{1,2} & a_{1,3} & 0 & & & & 0 \\ a_{2,1} & a_{2,2} & a_{2,3} & 0 & & & & 0 \\ \text{---} & \text{---} \\ \text{---} & \text{---} \\ 0 & \text{---} & \text{---} & \text{---} & 0 & a_{2n-1, 2n-2} & a_{2n-1, 2n-1} & a_{2n-1, 2n+1} \\ 0 & \text{---} & \text{---} & \text{---} & 0 & a_{2n, 2n-2} & a_{2n, 2n-1} & a_{2n, 2n+1} \end{vmatrix}. \end{aligned} \quad (8)$$

Если в (8) вместо a_{ij} подставить их значения из (4), то нетрудно видеть, что первый определитель выражения (8) совпадает с определителем системы уравнений в случае $(n-1)$ -слойной пластины, когда за пластиной $\left(z > \sum_{j=1}^{n-1} a_j\right)$ имеется среда с диэлектрической постоянной $\varepsilon_n(\omega)$, а до пластины $(z < 0)$ по-прежнему $\varepsilon_0(\omega)$. Второй же оп-

делитель будет отличаться от первого лишь знаком при λ_n . Обозначив определитель вышеуказанной системы уравнений $(n-1)$ -слойной пластины через Δ_{n-1} , а этот же определитель с заменой $\lambda_n \rightarrow -\lambda_n$ через Δ'_{n-1} и вычислив выражения, стоящие в круглых скобках формулы (8), получим

$$\Delta_n = \rho_{n, n+1}^+ e^{i\lambda_{n+1} \sum_{j=1}^n a_j - i\lambda_n \sum_{j=1}^n a_j} \Delta_{n-1} + \rho_{n, n+1}^- e^{i\lambda_n \sum_{j=1}^n a_j + i\lambda_{n+1} \sum_{j=1}^n a_j} \Delta'_{n-1} \quad (9)$$

Для доказательства допустим, что формула (6) справедлива для $(n-1)$ -слойной пластины (левой границе пластины соответствует $z=0$), т. е.

$$\Delta_{n-1} = e^{i\lambda_n \sum_{j=1}^{n-1} a_j} \sum_{(\pm)} \left(\prod_{r=0}^{n-1} \rho_{r, r+1}^{\pm} e^{\sum_{j=1}^{n-1} (\pm i\lambda_j a_j)} \right). \quad (10)$$

Поскольку λ_n входит в формуле (10) помимо первой экспоненты также и в $\rho_{n-1, n}^{\pm}$, то для Δ'_{n-1} мы можем написать

$$\Delta'_{n-1} = e^{-i\lambda_n \sum_{j=1}^{n-1} a_j} \sum_{(\pm)} \left(\prod_{r=0}^{n-1} \rho_{r, r+1}^{\pm} e^{\sum_{j=1}^{n-1} (\pm i\lambda_j a_j)} \right), \quad (11)$$

Σ' в (11) отличается от Σ в (10) тем, что здесь верхний знаковый индекс (\pm) множителя $\rho_{n-1, n}^{\pm}$ равен (а не обратен) знаку члена $i\lambda_{n-1} a_{n-1}$ в показателе экспоненты.

Подставляя (10) и (11) в (9), получим

$$\Delta_n = e^{i\lambda_{n+1} \sum_{j=1}^n a_j} \left[\rho_{n, n+1}^+ e^{-i\lambda_n a_n} \sum_{(\pm)} \left(\prod_{r=0}^{n-1} \rho_{r, r+1}^{\pm} e^{\sum_{j=1}^{n-1} (\pm i\lambda_j a_j)} \right) + \rho_{n, n+1}^- e^{i\lambda_n a_n} \sum_{(\pm)} \left(\prod_{r=0}^{n-1} \rho_{r, r+1}^{\pm} e^{\sum_{j=1}^{n-1} (\pm i\lambda_j a_j)} \right) \right]. \quad (12)$$

Согласно вышеприведенному правилу, множитель $\rho_{n-1, n}^{\pm}$, находящийся под знаком Σ , должен иметь верхний знаковый индекс, противоположный знаку члена $i\lambda_{n-1} a_{n-1}$, содержащегося в показателе экспоненты поскольку другого члена с нижним индексом $\rho_{n-1, n}^{\pm}$ там не содержится. Если мы в (12) внесем $e^{-i\lambda_n a_n}$ под знак Σ , то это ничего не изменит, так как теперь в показателе экспоненты войдут два члена с нижними индексами $\rho_{n-1, n}^{\pm}$ и верхний знаковый индекс $\rho_{n-1, n}^{\pm}$ согласно нашему правилу будет определяться знаком произведения

знаков членов $i^{\lambda_{n-1}} a_{n-1}$ и $i^{\lambda_n} a_n$, т. е. опять будет противоположен знаку члена $i^{\lambda_{n-1}} a_{n-1}$. Легко видеть, что множитель $\rho_{n, n+1}^+$ также можно внести под знак $\sum_{(\pm)}$, поскольку в показателе экспоненты будет содержаться только один член $-i^{\lambda_n} a_n$ с нижним индексом $\rho_{n, n+1}^+$, знак которого противоположен верхнему знаковому индексу $\rho_{n, n+1}^+$. Пользуясь похожими рассуждениями нетрудно показать, что если внести в (12) $\rho_{n, n+1}^- e^{i^{\lambda_n} a_n}$ под знак суммы $\sum_{(\pm)}$, то последняя превратится в обычную сумму $\sum_{(\pm)}$. Тогда для (12) имеем

$$\Delta_n = e^{i^{\lambda_{n+1}} \sum_{j=1}^n a_j} \left[\sum_{(\pm)} \left(\rho_{n, n+1}^+ \prod_{r=0}^{n-1} \rho_{r, r+1}^{\pm} e^{-i^{\lambda_n} a_n + \sum_{j=1}^{n-1} (\pm i^{\lambda_j} a_j)} \right) + \sum_{(\pm)} \left(\rho_{n, n+1}^- \prod_{r=0}^{n-1} \rho_{r, r+1}^{\pm} e^{i^{\lambda_n} a_n + \sum_{j=1}^{n-1} (\pm i^{\lambda_j} a_j)} \right) \right]. \quad (13)$$

В силу нашего правила раскрытия суммы $\sum_{(\pm)}$ мы можем (13) написать в виде одного члена, совпадающего с выражением (6), чем и доказывается справедливость формулы (6).

3. Теперь перейдем к нахождению числителя выражения (5), т. е. D_n^l . Для свободных членов системы уравнений (4) введем обозначения:

$$C_{2r+1} = P_{r, r+1} e^{i \frac{\omega}{v} \sum_{j=1}^r a_j}; \quad C_{2r+2} = \frac{v}{\omega} z_{r+1, r} e^{i \frac{\omega}{v} \sum_{j=1}^r a_j}, \quad (14)$$

где индексы величины C_{2r+1} и C_{2r+2} указывают номер строки ($r=0, 1, 2, \dots, n$).

Определитель D_n^l легко получается из Δ_n , если в последнем заменить $(2l+1)$ -ый столбец ($l=0, 1, \dots, n$) свободными членами системы уравнений (4), т. е. членами (14), поскольку коэффициенты при E_l^i стоят в $(2l+1)$ -ом столбце.

Методом математической индукции докажем, что D_n^l имеет следующий вид:

$$D_n^l = e^{i^{\lambda_{n+1}} \sum_{j=1}^n a_j + i^{\lambda_l} \sum_{j=1}^{l-1} a_j} \times \left[\sum_{k=0}^{l-1} \left(\prod_{s=k+1}^{l-1} \rho_s e^{i \frac{\omega}{v} \sum_{j=1}^k a_j} \sum_{(\pm)} \left(\prod_{r=0}^{k-1} \rho_{r, r+1}^{\pm} \gamma_{k, k+1}^{\pm} \prod_{r=l}^n \rho_{r, r+1}^{\pm} \right) \right) \right]$$

$$\begin{aligned}
 e & \left(\prod_{s=1}^k (\pm i \lambda_j a_j) + \sum_{s=l+1}^n (\pm i \lambda_j a_j) \right) + \sum_{k=l}^n \left(\prod_{s=l+1}^k \rho_s e^{i \frac{\omega}{v} \sum_{j=1}^k a_j} \sum_{(\pm)} \times \right. \\
 & \left. \times \left(\prod_{r=0}^{l-1} \rho_{r, r+1}^{\pm} \delta_{k, k+1}^{\pm} \prod_{r=k+1}^n \rho_{r, r+1}^{\pm} e^{\sum_{j=1}^{l-1} (\pm i \lambda_j a_j) + \sum_{s=k+1}^n (\pm i \lambda_j a_j)} \right) \right) \Big], \quad (15)
 \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned}
 \gamma_{k, k+1}^{\pm} &= \pm \frac{\varepsilon_k - \varepsilon_{k+1}}{\Lambda_k \Lambda_{k+1}} \left(\frac{\omega}{c} \beta \pm \frac{\Lambda_k - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{k+1}}{\lambda_k \varepsilon_{k+1}} \right); \\
 \delta_{k, k+1}^{\pm} &= \frac{\varepsilon_{k+1} - \varepsilon_k}{\Lambda_{k+1} \Lambda_k} \left(\frac{\omega}{c} \beta \pm \frac{\Lambda_{k+1} - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_k}{\lambda_{k+1} \varepsilon_k} \right); \quad \rho_s = 2 \frac{\varepsilon_s}{\lambda_s}; \quad (16)
 \end{aligned}$$

и, кроме того, условимся считать $\sum_{j=\alpha}^{\beta} A_j = 0$ и $\prod_{j=\alpha}^{\beta} A_j = 1$, если $\alpha < \beta$ (при произвольном A_j).

У множителя $\lambda_{k, k+1}^{\pm}$ нижний второй индекс может содержаться в членах $i \lambda_j a_j$ показателя экспоненты лишь при $k+1=l$, первый же индекс содержится всегда, за исключением случая, когда $k=0$.

У множителя $\delta_{k, k+1}^{\pm}$ нижний второй индекс содержится в показателе экспоненты всегда, за исключением случая $k=n$, первый же индекс — никогда. Верхние знаковые индексы множителей $\gamma_{k, k+1}^{\pm}$ и $\delta_{k, k+1}^{\pm}$ определяются следующим образом. При $k \neq 0$ верхний знаковый индекс $\gamma_{k, k+1}^{\pm}$ равен знаку члена $i \lambda_k a_k$ показателя экспоненты, индекс которого совпадает с нижним первым индексом $\lambda_{k, k+1}^{\pm}$, а при $k=0$ верхний знаковый индекс $\gamma_{k, k+1}^{\pm}$ всегда отрицателен. При $k \neq n$ верхний знаковый индекс $\delta_{k, k+1}^{\pm}$ обратен знаку члена $i \lambda_{k+1} a_{k+1}$ показателя экспоненты, индекс которого совпадает с нижним вторым индексом $\delta_{k, k+1}^{\pm}$, а при $k=n$ верхний знаковый индекс $\delta_{k, k+1}^{\pm}$ всегда положителен. Что же касается верхних знаковых индексов $\rho_{r, r+1}^{\pm}$, то они определяются так же как и в п. 2.

Для доказательства формулы (15) допустим, что она имеет место для $(n-1)$ -слойной пластины, отличающейся от нашей пластины лишь тем, что отсутствует n -тый слой, а за пластиной имеется среда с диэлектрической постоянной $\varepsilon_n(\omega)$.

Тогда

$$D_{n-1}^l = e \left[\sum_{j=1}^{n-1} a_j + i \lambda_l \sum_{j=1}^{l-1} a_j \left[\sum_{k=0}^{l-1} \left(\prod_{s=k+1}^{l-1} \rho_s e^{i \frac{\omega}{v} \sum_{j=1}^k a_j} \sum_{(\pm)} \left(\prod_{r=0}^{k-1} \rho_{r, r+1}^{\pm} \gamma_{k, k+1}^{\pm} \times \right. \right. \right. \right. \right.$$

$$\begin{aligned} & \times \prod_{r=l}^{n-1} \rho_{r, r+1}^{\pm} e^{i\lambda_l a_l + \sum_{j=1}^k (\pm i\lambda_j a_j) + \sum_{s=l+1}^{n-1} (\pm i\lambda_s a_s)} \left. \right) + \sum_{k=l}^{n-1} \left(\prod_{s=l+1}^k \rho_s e^{i\frac{\omega}{v} \sum_{j=1}^k a_j} \sum_{(\pm)} \times \right. \\ & \left. \times \left(\prod_{r=0}^{l-1} \rho_{r, r+1}^{\pm} \delta_{k, k+1}^{\pm} \prod_{r=k+1}^{n-1} \rho_{r, r+1}^{\pm} e^{\sum_{j=1}^{l-1} (\pm i\lambda_j a_j) + \sum_{j=k+1}^{n-1} (\pm i\lambda_j a_j)} \right) \right) \Bigg]. \quad (17) \end{aligned}$$

Если теперь к $(n-1)$ -слойной пластине в конце добавить один слой с параметрами a_n и $\varepsilon_n(\omega)$, а за платиной $\left(z > \sum_{j=1}^n a_j\right)$ взять среду с диэлектрической постоянной $\varepsilon_{n+1}(\omega)$, то получим наш случай с определителем D_n^l . Раскрыв определитель D_n^l вначале по последнему столбцу, а затем по последней строке, получим

$$\begin{aligned} D_n^l = e^{i\lambda_{n+1} \sum_{j=1}^n a_j} & \left[\rho_{n, n+1}^+ e^{-i\lambda_n \sum_{j=1}^n a_j} D_{n-1}^l + \rho_{n, n+1}^- e^{i\lambda_n \sum_{j=1}^n a_j} D_{n-1}^l + \right. \\ & \left. + \delta_{n, n+1}^+ B e^{i\frac{\omega}{v} \sum_{j=1}^n a_j} \right], \quad (18) \end{aligned}$$

где D_{n-1}^l получается из D_{n-1}^l заменой $\lambda_n \rightarrow -\lambda_n$, а определитель B получается из D_{n-1}^l , если в нем вычеркнуть последние две строки, а также $(2l+1)$ -ый и последний столбец.

Подставив выражение (17) в (18) и сделав те же преобразования, что и в п. 2, связанные с внесением множителей $\rho_{n, n+1}^+ e^{-i\lambda_n a_n}$ и $\rho_{n, n+1}^- e^{i\lambda_n a_n}$ под знак сумм $\sum_{(\pm)}$ и $\sum'_{(\pm)}$, получим

$$\begin{aligned} D_n^l = e^{i\lambda_{n+1} \sum_{j=1}^n a_j + i\lambda_l \sum_{j=1}^{l-1} a_j} & \times \\ \times \left[\sum_{k=0}^{l-1} \left(\prod_{s=k+1}^{l-1} \rho_s e^{i\frac{\omega}{v} \sum_{j=1}^k a_j} \sum_{(\pm)} \left(\prod_{r=0}^{k-l} \rho_{r, r+1}^{\pm} \delta_{k, k+1}^{\pm} \prod_{r=l}^n \rho_{r, r+1}^{\pm} \times \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. \times e^{i\lambda_l a_l + \sum_{j=1}^k (\pm i\lambda_j a_j) + \sum_{j=l+1}^n (\pm i\lambda_j a_j)} \right) \right) + \sum_{k=l}^{n-1} \left(\prod_{s=l+1}^k \rho_s e^{i\frac{\omega}{v} \sum_{j=1}^k a_j} \sum_{(\pm)} \times \right. \right. \\ & \left. \left. \times \left(\prod_{r=0}^{l-1} \rho_{r, r+1}^{\pm} \delta_{k, k+1}^{\pm} \prod_{r=k+1}^n \rho_{r, r+1}^{\pm} e^{\sum_{j=1}^{l-1} (\pm i\lambda_j a_j) + \sum_{j=k+1}^n (\pm i\lambda_j a_j)} \right) \right) \right] + \end{aligned} \quad (19)$$

$$U_{n+1} \sum_{j=1}^n \varepsilon_j + l \frac{v}{c} \sum_{j=1}^n a_j + \delta_{n, n+1}^+ V e$$

В силу приложения (см. [5] § 10) к теореме Лапласа об умножении определителей B можно представить в следующем виде:

$$B = B' \times \begin{vmatrix} a_{2l+1, 2l+2} & a_{2l+1, 2l+3} \\ a_{2l+2, 2l+2} & a_{2l+2, 2l+3} \end{vmatrix} \times \begin{vmatrix} a_{2l+3, 2l+4} & a_{2l+3, 2l+5} \\ a_{2l+4, 2l+4} & a_{2l+4, 2l+5} \end{vmatrix} \times \dots \times \begin{vmatrix} a_{2n-1, 2n} & a_{2n-1, 2n+1} \\ a_{2n, 2n} & a_{2n, 2n+1} \end{vmatrix}, \quad (20)$$

где определитель B' получается из определителя B , если в последнем оставить только первые $2l$ строки и $2l$ столбцов.

Если подставить в B' значения a_{ij} из (4), то нетрудно видеть, что B' есть определитель системы уравнений $(l-1)$ -слойной пластины, левой границей которой является плоскость $z=0$, т. е. Δ_{l-1} , а последующие определители однотипны и равны соответственно ρ_{l+1} , ρ_{l+2} , ..., ρ_n (см. формулу (16)). В качестве примера вычислим последний определитель:

$$\begin{vmatrix} a_{2n-1, 2n} & a_{2n-1, 2n+1} \\ a_{2n, 2n} & a_{2n, 2n+1} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -e^{i\lambda_n \sum_{j=1}^n a_j} & -e^{-i\lambda_n \sum_{j=1}^n a_j} \\ \frac{\varepsilon_n}{\lambda_n} e^{i\lambda_n \sum_{j=1}^n a_j} & -\frac{\varepsilon_n}{\lambda_n} e^{-i\lambda_n \sum_{j=1}^n a_j} \end{vmatrix} = 2 \frac{\varepsilon_n}{\lambda_n} = \rho_n.$$

Учитывая выше сказанное, (20) можно записать в следующем виде:

$$B = \Delta_{l-1} \prod_{s=l+1}^n \rho_s = e^{i\lambda_l \sum_{j=1}^{l-1} a_j} \prod_{s=l+1}^n \rho_s \sum_{(\pm)} \left(\prod_{r=0}^{l-1} \rho_{r, r+1}^{\pm} e^{\sum_{j=1}^{l-1} (\pm i\lambda_j a_j)} \right). \quad (21)$$

Подставляя (21) в (19), легко видеть, что последний член выражения (19) можно опустить, если распространить суммирование по k во втором члене до значения $k=n$. Тогда (19) перейдет в формулу (15). В этом доказательстве был использован явный вид только величины $\delta_{k, k+1}^{\pm}$. Это обязано тому, что $\delta_{k, k+1}^{\pm}$ связаны лишь со слоями пластины, расположенными справа от $(l-1)$ -го, так как из формулы (15) видно, что индекс k величин $\delta_{k, k+1}^{\pm}$ принимает значения от $k=l$ до $k=n$. Из той же формулы (15) видно, что $\gamma_{k, k+1}^{\pm}$ связаны со слоями пластины, находящимися слева от $(l+1)$ -слоя, так как индекс k величины $\gamma_{k, k+1}^{\pm}$ принимает значения от $k=0$ до $k=l-1$. Поэтому для окончательного доказательства формулы (15) с использованием

также явного вида $\gamma_{k, k+1}^{\pm}$, необходимо рассмотреть случай, когда дополнительный слой добавляется перед $(n-1)$ -слоистой пластиной. Для этого в качестве такой вспомогательной $(n-1)$ -слоистой пластины возьмем пластину, которая состоит из первого слоя с параметрами α_2 и $\varepsilon_2(\omega)$, второго слоя α_3 и $\varepsilon_3(\omega)$ и так далее до $(n-1)$ -го слоя α_n и $\varepsilon_n(\omega)$ и расположим ее так, чтобы до пластины ($z < a_1$) была среда с диэлектрической постоянной $\varepsilon_n(\omega)$, а за пластиной ($z > \sum_{j=1}^n a_j$) с $\varepsilon_{n+1}(\omega)$.

Если теперь к этой вспомогательной $(n-1)$ -слоистой пластине добавить впереди слой с параметрами α_1 и $\varepsilon_1(\omega)$, а до пластины взять среду с диэлектрической постоянной $\varepsilon_0(\omega)$, то получим нашу n -слоистую пластину, параметры $(l+1)$ -го слоя которой совпадут с параметрами l -го слоя вспомогательной $(n-1)$ -слоистой пластины. Доказательство же этого случая аналогично предыдущему.

4. Итак, из формул (5), (6) и (7) следует, что Фурье-компоненты тангенциальной составляющей электрического вектора отраженного поля излучения в произвольном слое ($l=1, 2, \dots, n$) n -слоистой пластины, а также до пластины ($l=0$), имеет следующий вид:

$$\begin{aligned} \vec{E}_{int}^t = & \frac{ie^{\vec{x}}}{2\pi^2} \cdot \frac{e^{i\lambda_l \sum_{j=1}^{l-1} a_j}}{e^{\sum_{j=1}^n (\pm i\lambda_j a_j)}} \times \\ & \sum_{(\pm)} \left(\prod_{r=0}^n \rho_{r, r+1}^{\pm} \right) \times \\ & \times \left[\sum_{k=0}^{l-1} \left(\prod_{s=k+1}^{l-1} \rho_s \right) e^{i\frac{\omega}{v} \sum_{j=1}^k a_j} \sum_{(\pm)} \left(\prod_{r=0}^{k-1} \rho_{r, r+1}^{\pm} \gamma_{k, k+1}^{\pm} \prod_{r=l}^n \rho_{r, r+1}^{\pm} \right) \times \right. \\ & \times e^{i\lambda_l a_l + \sum_{j=1}^k (\pm i\lambda_j a_j) + \sum_{j=l+1}^n (\pm i\lambda_j a_j)} \left. \right) + \sum_{k=l}^n \left(\prod_{s=l+1}^k \rho_s \right) e^{i\frac{\omega}{v} \sum_{j=1}^k a_j} \sum_{(\pm)} \times \\ & \times \left(\prod_{r=0}^{l-1} \rho_{r, r+1}^{\pm} \delta_{k, k+1}^{\pm} \prod_{r=k+1}^n \rho_{r, r+1}^{\pm} e^{\sum_{j=1}^{l-1} (\pm i\lambda_j a_j) + \sum_{j=k+1}^n (\pm i\lambda_j a_j)} \right) \left. \right], \quad (22) \end{aligned}$$

где t — означает тангенциальную компоненту, $\sum_{(\pm)}$ — суммирование по всем возможным комбинациям плюс и минус в сумме $\sum_{(\pm)} (\pm i\lambda_j a_j)$ стоящей в экспоненте под знаком $\sum_{(\pm)}$. Величины ρ_s ; $\rho_{r, r+1}^{\pm}$; $\gamma_{k, k+1}^{\pm}$; $\delta_{k, k+1}^{\pm}$ задаются формулами (7) и (16), а их верхние знаковые индексы определяются согласно правилам, приведенным в п. 2 и 3 курсивом.

Легко видеть, что если в системе уравнений (4) поля E'_l и E'_l написать формально в виде

$$E'_l e^{-i \left(\frac{\omega}{v} + \lambda_l \right) \sum_{j=1}^n a_{j+l}} \left(\frac{\omega}{v} + \lambda_l \right) \sum_{j=1}^n a_j ; E'_l e^{-i \left(\frac{\omega}{v} - \lambda_l \right) \sum_{j=1}^n a_{j+l}} \left(\frac{\omega}{v} - \lambda_l \right) \sum_{j=1}^n a_j ,$$

затем экспоненту $e^{-i \frac{\omega}{v} \sum_{j=1}^n a_j}$ перенести в правую часть системы, всюду, за исключением неизвестных, сделать замену индексов, $n+1-m \rightarrow m$ ($m=0, 1, \dots, n+1$) не изменяя пределов суммирования, изменить знак скорости $v \rightarrow -v$ (заметим, что $p_{r, r+1} = -p_{r+1, r}$; $z_{r, r+1} = -z_{r+1, r}$; и $\sum_{j=1}^n a_{n+1-j} = \sum_{j=1}^{n+1-l} a_j$) и после этого ввести обозначения

$$E'_{n+1-l} = E'_l e^{i \left(\frac{\omega}{v} - \lambda_{n+1-l} \right) \sum_{j=1}^n a_j} , \quad (23)$$

$$E''_{n+1-l} = E'_l e^{i \left(\frac{\omega}{v} + \lambda_{n+1-l} \right) \sum_{j=1}^n a_j} , \quad (24)$$

то система уравнений (4) в целом не изменится (изменится только порядок написания уравнений попарно на обратный). Следовательно, Фурье-компоненты тангенциальных составляющих электрических векторов прошедших полей мы можем найти с помощью формулы (23), зная эти же компоненты для отраженных полей, если в последних сделать замену $v \rightarrow -v$; $n+1-m \rightarrow m$ (не меняя пределов сумм и произведений). С помощью же формулы (24) аналогично мы можем найти отраженные поля, зная прошедшие.

Таким образом, с помощью формулы (2), (3), (22) и (23) получаются все электрические и магнитные вектор полей излучения до пластины, в слоях пластины, и за пластиной.

Из системы уравнений (4) следует также, что в каждом слое пластины прошедшая волна E'_l равна отраженной E'_l , если только в последней заменить λ_l , соответствующее данному слою на $-\lambda_l$:

$$E'_l = E'_l (\lambda_l \rightarrow -\lambda_l) \quad (l = 1, 2, \dots, n).$$

При $n=0$ выражения, получающиеся из формул (22) и (23), совпадают с соответствующими формулами работы [6], когда заряженная частица пролетает из одной полубесконечной среды в другую.

Если взять $\epsilon_0 = \epsilon_{n+1} = 1$, то при $n=1, 2, 3$ выражения, получающиеся из формул (22) и (23), совпадают с соответствующими формулами работ [1-3].

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Г. М. Гарибян, Г. А. Чаликян, ЖЭТФ, 35, 1282 (1958). Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук, 12, № 3 (1959).
2. Г. М. Гарибян, М. М. Мурадян, Изв. АН АрмССР, Физика, 1, 310 (1966)
3. М. М. Мурадян, Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 343—351 (1967).
4. А. Г. Ситенко, ДАН СССР, 98, 377 (1954).
5. Л. Я. Окунев, Высшая алгебра, Учпедгиз, М., 1958.
6. Г. М. Гарибян, ЖЭТФ, 33 (1957).

ԼԻՅՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿԻ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՆԵՐԸ
ՔԱՉՄԱՇՆԵՐՏ ԹԻԹԵՂԻ ՄԻՋՈՎ ԱՆՑՆՆԼԻՄ

Գ. Մ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ, Մ. Մ. ՄՈՐԱԴՅԱՆ

Հաշված են ճառագայթման դաշտերը, որոնք առաջանում են, երբ լիցքավորված մասնիկը ուղղահայաց անցնում է կամավոր թվով և կամավոր հաստություն մտաբեր նյութերի շերտերից կազմված թիթեղի միջով:

Ստացված է ընդհանուր բանաձև (22), որի միջով հնարավոր է ստանալ ճառագայթման դաշտերը ինչպես մինչև թիթեղը այնպես էլ թիթեղի շերտերում և թիթեղից հետո:

ON THE ELECTROMAGNETIC FIELDS OF THE CHARGED
PARTICLE PASSING THROUGH A MANY-LAYER PLATE

G. M. GARIBIAN AND M. M. MOORADIAN

The electromagnetic fields arising when the charged particle passes normally through a many-layer plate composed of arbitrary number of layers of various thickness of different substances are calculated. The obtained general formula (28) gives a possibility to calculate the radiation fields in the plate and out of it.

ИССЛЕДОВАНИЕ МОЛЕКУЛЯРНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В ПОЛИТРИХЛОРБУТАДИЕНЕ

Ю. К. КАБАЛЯН, А. С. МАРГАРЯН, И. С. БОШНЯКОВ,
Л. Г. МЕЛКОНЯН

В работе показано, что увеличение количества атомов хлора в мономерном звене полидиенов до 3 (политрихлорбутадиеи) приводит к возрастанию времен релаксации как дипольно-групповых, так и дипольно-сегментальных процессов. При этом возрастают также все активационные характеристики, что свидетельствует об увеличении как внутри, так и межмолекулярных взаимодействий.

Однако в политрихлорбутадиеи дипольно-сегментальная релаксация реализуется при более низкой температуре, чем в поливинилхлориде, вследствие облегчения внутримолекулярных вращений вокруг одинарных связей, смежных с двойными.

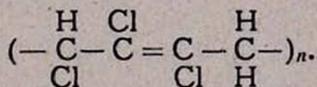
Как известно [1, 2], наличие атома хлора в макромолекуле придает полимеру ряд специфических свойств (масло и бензостойкость, негорючесть, свето и озоностойкость, повышенную адгезию к металлу и т. д.), и это создает возможность синтезировать полимеры с широким диапазоном желаемых свойств.

Изменение химического состава полимера (введение атома хлора) отражается также на молекулярной подвижности макромолекулы.

Молекулярная релаксация в виниловых, а также галоидсодержащих полимерах в настоящее время достаточно хорошо исследована [3], в то время как исследований по диеновым полимерам с атомами хлора в цепи очень незначительно.

В предыдущих наших работах [4, 5] исследование молекулярной релаксации у двух представителей хлорсодержащих полидиенов показало, что увеличение количества хлора с 1 до 2 на мономерное звено приводит к изменению как локальной, так и сегментальной подвижности.

В настоящей работе приводятся результаты исследования молекулярной релаксации следующего представителя хлорсодержащих полидиенов-политрихлорбутадиеи (поли-ТХБ)



Экспериментальная часть

Политрихлорбутадиеи получали эмульсионной полимеризацией 1, 2, 3-трихлорбутадиеи-1, 3 при +50°C с использованием в качестве регулятора додецилмеркаптана.

Мономер перед полимеризацией перегонялся в вакууме. Основные константы мономера и полимера приведены в табл. 1.

Полученный полимер был дважды переосажден из бензольного раствора метанолом и затем высушен до постоянного веса при +30°C и давлении 10⁻² ат.

Таблица 1

Свойства	1, 2, 3-трихлорбу- тадиен-1, 3	Поли-ТХБ
Плотность — d_4^{20} [г/см ³]	1,40	1,64
Коэффициент преломления n_D^{20}	1,5260	1,6230
Температура кипения °С при 25 мм рт. ст.	54±0,5	—

В качестве образцов для электрических измерений были использованы пленки диаметром до 70 мм толщиной 200—300 мк, приготовленные на поверхности ртути из бензольного раствора (3—5%). Электроды на поверхности пленок из алюминия или серебра наносились вакуумным распылением на установке типа ТНП-1.

Измерения $\operatorname{tg} \delta$ и емкости образцов проведены при частотах $50 \div 10^7$ гц и температурах $-70 \div 120^\circ\text{C}$. Методика и приборы для измерения описаны в работах [4, 5]. Образцы перед измерением выдерживались при $+30^\circ$ и 10^{-2} мм рт. ст. в течение 2-х недель для полного удаления остатков растворителя (бензола).

Результаты и их обсуждение

На рис. 1—2 представлены частотные зависимости диэлектрической проницаемости ϵ' и фактора потерь $\epsilon'' = \epsilon' \operatorname{tg} \delta$ поли-ТХБ при различных температурах.

Как видно из рис. 1 и 2, фактор потерь ϵ'' в зависимости от частоты дважды проходит через максимум: при низких температурах — дипольно-групповые потери и при температуре выше $+40^\circ$ — дипольно-

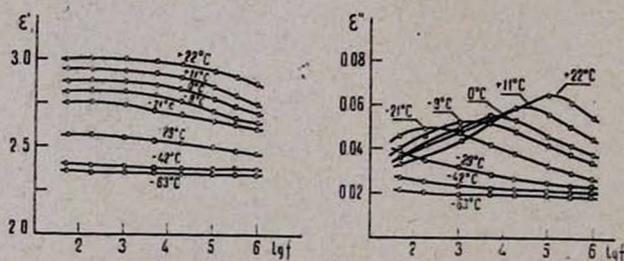


Рис. 1. Зависимости ϵ' и ϵ'' от $\lg f$ поли-ТХБ при различных температурах ниже T_g (низкотемпературная релаксация).

сегментальные потери. При этом с повышением температуры как для дипольно-групповых, так и дипольно-сегментальных потерь наблюдается рост величины $\epsilon''_{\text{МВКС}}$.

Однако следует отметить наличие асимметрии в частотных зависимостях ϵ'' наблюдаемых двух релаксационных процессов. В области дипольно-сегментальных потерь искажение кривой $\epsilon'' = \varphi(\lg f)$ наблюдается как со стороны высоких, так и низких частот. Рост с температурой при низких частотах не сопровождается каким-либо измене-

нием характера частотной зависимости диэлектрической проницаемости (рис. 2). Следовательно, диэлектрические потери данного вида не связаны с процессом установления поляризации и не являются ди-

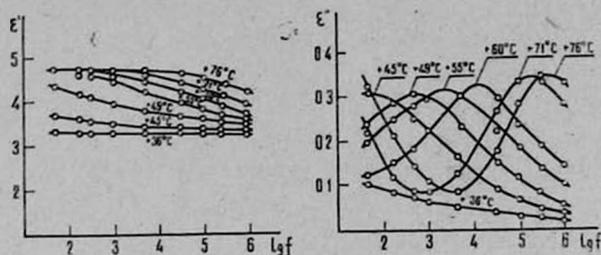


Рис. 2. Зависимость ϵ' и ϵ'' от $\lg f$ поли-ТХБ при различных температурах выше T_g (высокотемпературная релаксация).

польными. Их следует отнести за счет возросшей в этих условиях ионной проводимости.

Асимметрия со стороны высоких частот связана, по всей вероятности, с наличием в поли-ТХБ дипольного движения, время релаксации которого занимает промежуточное значение—меньше, чем для сегментов макромолекулы, но больше, чем для кинетических единиц, ответственных за появление наблюдаемого непосредственно дипольно-группового процесса.

Форма зависимости $\epsilon'' = \varphi(\lg f)$ поли-ТХБ в области дипольно-групповой релаксации (рис. 1) также отклоняется от симметрии со стороны высоких частот. И это искажение формы кривой может рассматриваться как указание на возможное существование движения кинетических группировок третьего типа.

Таким образом, следует предположить, что наблюдаемые на опыте температурно-частотные зависимости ϵ'' дипольно-групповых потерь поли-ТХБ осложнены частичным наложением дипольных потерь, возникающих в связи с движением нескольких видов кинетических групп. Такими группами в поли-ТХБ могут быть наряду с диполем С—Сl

также $\begin{array}{c} | \\ \text{CCl} \\ || \\ \text{CH}_2 \end{array}$ и $\begin{array}{c} | \\ \text{CCl} \\ || \\ \text{CClH} \end{array}$, которые могут находиться в полимере при по-

лимеризации по 1, 2 и 3, 4 двойным связям.

В рассмотренном температурно-частотном интервале их времена релаксации, вероятно, довольно близки.

Как видно из рис. 1, в поли-ТХБ дипольно-групповые потери наблюдаются при более высоких температурах, чем в полихлоропрене [4] и полидихлорбутадиене [5]. Такое смещение области дипольно-групповой релаксации свидетельствует о том, что увеличение количества атома хлора в мономере приводит к уменьшению локальной подвижности атомных группировок, участвующих в релаксационном процессе за счет увеличения внутримолекулярных взаимодействий из-за образования диполь-дипольных связей.

Область дипольно-сегментальных потерь поли-ТХБ (рис. 2) также смещена по температурной шкале по сравнению с ПХП и поли-ДХБ [4, 5]. Аналогичные данные наблюдаются также при хлорировании полиэтилена [6]. При этом наблюдается также уменьшение величины $\varepsilon_{\text{макс}}$, что является результатом эффекта компенсации С — С1 диполей.

Наличие жесткой двойной связи в поли-ТХБ приводит к облегчению внутримолекулярных вращений одинарной связи, смежной с этой двойной связью, вследствие отсутствия атома водорода рядом с атомом углерода в двойной связи. Поэтому, несмотря на наличие в поли-ТХБ 3 атомов хлора на 4 углерода (67,5% хлора), дипольно-сегментальная релаксация реализуется при более низкой температуре, чем в поливинилхлориде (~57% хлора) [7] и хлорированном полиэтилене (~54% хлора) [6].

По данным частотных зависимостей ε' и ε'' (рис. 1 и 2) были построены круговые диаграммы $\varepsilon'' = \varphi(\varepsilon')$, что в свою очередь дает возможность определить равновесные значения диэлектрической проницаемости в статическом поле и при бесконечно высокой частоте (ε_0 и ε_∞). На основании данных круговых диаграмм, используя формулу Харриса и Олдера при правильном усреднении [8], были рассчитаны эффективные дипольные моменты полярного монозвена в стеклообразном ($\mu \sqrt{g}$) д. г. и высокоэластическом ($\mu \sqrt{g}$) д. с. состояний. На рис. 3 представлены температурные зависимости ($\mu \sqrt{g}$) д. г. и ($\mu \sqrt{g}$) д. с. поли-ТХБ. В стеклообразном состоянии ($\mu \sqrt{g}$) д. г.

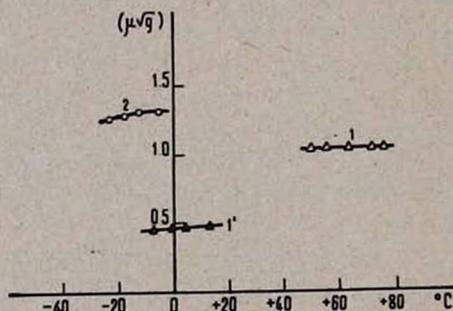


Рис. 2. Температурная зависимость эффективных дипольных моментов поли-ТХБ (1'—дипольно-групповой, 1—дипольно-сегментальной) и полихлоропрена (2—дипольно-сегментальной).

равно 0,45 (рис. 3, кривая 1), что соответствует большей корреляции между полярными группами в поли-ТХБ. В высокоэластическом состоянии наблюдается рост величины ($\mu \sqrt{g}$) д. с. (рис. 3, кривая 1), характеризующийся приростом дипольной поляризации за счет подвижности сегментов макромолекул. Величина ($\mu \sqrt{g}$) д. с. поли-ТХБ несколько меньше по сравнению с ПХП (рис. 3, кривая 2), что обуслов-

лено, вероятно, внутримолекулярной компенсацией диполей основной цепи, что согласуется также с данными ε'' .

Параметр корреляции g , определяемый из соотношения $g = \mu_{\text{эфф}}^2 / \mu^2$, при использовании в качестве μ_0 величины дипольного момента мономера (2,2D), равен 0,16, что свидетельствует о сильной корреляции между полярными группами в высокоэластическом состоянии. Значение μ рассчитано по Онзагеру [3]. На рис. 4 приведены зависимости $\lg f_m$ от $1/T$ для дипольно-групповой и дипольно-сегментальной релаксации, построенные согласно температурно-частотным зависимостям ε'' и круговых диаграмм. В области дипольно-групповой релаксации для поли-ТХБ наблюдается прямолинейная зависимость (кривая 2) времени релаксации от температуры, что свидетельствует о независимости энергии активации ΔH д. г. п. от температуры.

Величина ΔH д. г. п. для поли-ТХБ, определенная согласно Эйрингу [9], равна 16 ккал/моль. Такая величина ΔH д. г. п. свидетельствует о том, что в поли-ТХБ, также как и ПВХ [10], в диполь-

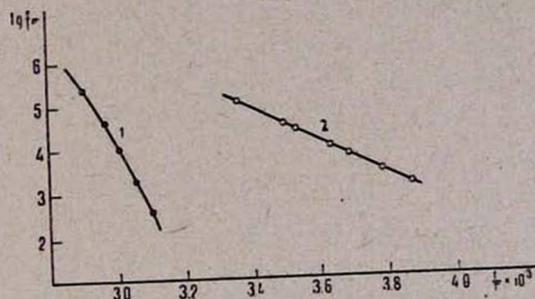


Рис. 4. Зависимость $\lg f_m$ от $\frac{1}{T}$ поли-ТХБ

1—дипольно-сегментальный процесс, 2—дипольно-групповой процесс.

но-групповой релаксации наряду с диполем С—С1 участвуют также прилегающие к нему участки основной полимерной цепи.

Для дипольно-сегментального релаксационного процесса зависимость $\lg f_m - \left(\frac{1}{T}\right)$ не прямолинейна (рис. 4, кривая 1) и наклон ее с повышением температуры уменьшается. Величина энергии активации ΔH д. с. п., рассчитанная при температуре $+55^\circ$ [9], равна 67,4 ккал/моль.

Повышение температуры приводит к уменьшению энергии активации дипольно-сегментальных потерь, которая стремится при высоких температурах к значениям ΔH дипольно-групповых потерь. Аналогичные данные получены также для ряда полярных виниловых полимеров [3, 11], когда при температуре намного выше T_g наблюдается совпадение характеристик процессов дипольно-групповой и дипольно-сегментальной релаксации.

Температура стеклования поли-ТХБ, определенная из зависимости $\lg f_{\max} - \frac{1}{T}$, равна $+37^{\circ}\text{C}$. Приведенные выше данные дают нам возможность сделать следующие выводы:

1. Увеличение количества атомов хлора в мономерном звене полидиенов с 1 до 3 приводит к возрастанию времен релаксации дипольно-групповых и дипольно-сегментальных потерь. При этом также возрастают все активационные характеристики, что свидетельствует об увеличении как внутримолекулярных, так и межмолекулярных взаимодействий.

2. Несмотря на наличие 3 атомов хлора на 4 углерода в поли-ТХБ, дипольно-сегментальная релаксация реализуется при более низкой температуре, чем в ПВХ. Это обусловлено наличием в поли-ТХБ двойных связей, которые хотя сами и жесткие, но облегчают внутреннее вращение связей вокруг смежных одинарных связей.

3. Оценка эффективного дипольного момента ($\mu \sqrt{g}$) д. с. п. и параметра корреляции g поли-ТХБ показала, что в высокоэластическом состоянии имеет место взаимодействие между $\text{C}-\text{Cl}$ диполями, что сказывается на величинах ε'' , ε' и $\mu \sqrt{g}$.

ВНИИПолимер

Поступила 18 октября 1967

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Н. Л. Кэптон, Неопрены, 1958, Л., ГНТИ.
2. Синтетический каучук, под ред. Г. Уитби, М.—Л., ИЛ, 1958.
3. Г. П. Михайлов, Т. И. Борисова, Усп. физ. наук, 83, 63 (1964).
4. Ю. К. Кабальян, Л. Г. Мелконян, Арм. хим. ж., 19, 571 (1966).
5. Ю. К. Кабальян, Л. Г. Мелконян, Уч. запис. Ер ГУ, № 2, 1967.
6. H. Hendus, G. Schell, H. Thurn, K. Wolf, *Ergebn. exakt. Naturwiss.*, 31, 220 (1959).
7. Y. Ishida, *Kolloid.—Z.* 168, 29 (1960).
8. Г. П. Михайлов, Л. Л. Бурштейн, Усп. физ. наук, 74, 3 (1961).
9. С. Глестон, К. Лейдер, Г. Эйринг, Теория абсолютных скоростей реакции, ГИИЛ, М., 1948.
10. Г. П. Михайлов, Успехи химии, 24, 875 (1955).
11. А. К. Лобанов, Диссертация, ИВС АН СССР, Л., 1963.

ՊՈԼԻԵՐԻՔՔԼՈՐՐՈՒՏԱԳԻԵՆԵՒ ՄՈԼԵԿՈՒԼԱՐ ՌԵԼԱԿՍԻՏԻՍԵՒՆԵՐԻ ՌԻՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Յու. Կ. ԿԱԲԱԼՅԱՆ, Ա. Ս. ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ, Ի. Ս. ԲՈՆԵՅԱԿՈՎ,
Լ. Գ. ՄԵԼԿՈՆՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ պոլիդիենային մոնոմերների շղթայում քլորի ատոմների բանակի մեծացումը մինչև երեքը (պոլիբրեքլորբուտադիեն) բերում է դիպոլ-խմբային և դիպոլ-սեգմենտային ռելակսացիայի ժամանակի մեծացման:

Միաժամանակ աճում են նաև ակտիվացիայի բոլոր բնութագրերը որը վկայում է ներմուկ-կուլային և միջմուկուլային փոխազդեցության ուժեղացման մասին:

Սակայն պոլիերեբրոուտադիենի մեջ դիպոլ-սեգմենտային ռելաքսացիան իրագործվում է ավելի ցածրը շերմաստիճանում, քան պոլիվինիլբրոլիդի մեջ, որովհետև կրկնակի կապերին կից եղակի կապերի միջմուկուլային պտույտները հեշտանում են:

STUDY OF MOLECULAR RELAXATION IN POLY-3-CHLORBUTADIENE

Yu. K. KABALIAN, A. S. MARGARIAN, I. S. BOSHPNIKOV
AND L. G. MELKONIAN

The increase of the number of chlorine atoms in a polydiene monomer unit from 1 to 3 (poly-3-chlorbutadiene) is shown to cause increase of time of relaxation in both dipole-group and dipole-segment processes. It is followed by the increase of activation characteristics which indicate an enhancement of intramolecular and intermolecular interactions. However, in poly-3-chlorbutadiene the dipole-segment relaxation is realized at lower temperature than in polyvinyl chloride because of the facilitation of intramolecular rotations of ordinary bonds adjacent to double bonds.

КВАЗИУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЛЕГКИХ ЯДРАХ С ВЫБИВАНИЕМ НУКЛОНОВ И СЛОЖНЫХ ЧАСТИЦ. 1

В. В. БАЛАШОВ, Д. В. МЕВОНИЯ

В связи с постановкой первых экспериментов по квазиупругому рассеянию электронов высокой энергии на ядрах дается анализ возможностей таких реакций для изучения структуры легких ядер. Особо исследованы преимущества реакций квазиупругого рассеяния электронов по сравнению с хорошо известными реакциями ($p, 2p$).

В в е д е н и е

Реакции квазиупругого рассеяния быстрых протонов на ядрах, широкое изучение которых было начато в 1956 г. группой Тирена [1], стали к настоящему времени распространенным средством исследования структуры ядер. С помощью методики совпадений исследованы реакции ($p, 2p$), (p, pd), (p, px) на различных ядрах от He^4 до C_{50}^{59} в интервале энергий протонов 150—450 Мэв. Простота механизма квазиупругого рассеяния позволяет связать наблюдаемые характеристики этих процессов с распределением нуклонов по оболочкам, импульсным распределением нуклонов в ядрах, спектром генеалогической связи ядерных состояний [2, 3]. Реакции (p, pd), (p, px), а также ($\alpha, 2\alpha$) дают ценную информацию о характере ассоциирования нуклонов в ядрах [4, 5]. Во многих отношениях сведения, даваемые описываемыми экспериментами, до сих пор остаются уникальными, недоступными другим известным средствам исследования. Таковы, в первую очередь, данные о глубоких дырочных возбуждениях ядер—об энергии связи нуклонов, находящихся на глубоких занятых оболочках, и характере распада (затухания) таких возбуждений.

В последнее время были начаты эксперименты по изучению квазиупругого выбивания протонов из ядер под действием электронов [6]. При достаточно высокой энергии падающих электронов эти реакции могут дать, в принципе, все те сведения о ядрах, о которых говорилось выше. При этом, хотя сечения этих реакций значительно меньше, чем сечения соответствующих реакций под действием тяжелых частиц, они обладают рядом особых достоинств [7].

Главное достоинство реакции с электронами связано с легкостью проникновения электрона во внутреннюю область ядра. В случае легких ядер это позволяет пренебречь искажением электронных волн в начальном и конечном состояниях и, следовательно, более надежно, чем в случае реакции ($p, 2p$), связать функцию угловой корреляции в реакции ($e, e'p$) с импульсным распределением протона в ядре. Сопоставление реакций ($p, 2p$) и ($e, e'p$) позволяет оценить вклад побоч-

ных неупругих процессов, связанных с многократным рассеянием протонов в ядерном веществе. Тем самым можно на более надежной основе подойти к вопросу о природе „затухания“ глубоких дырочных возбуждений.

В теоретическом отношении реакции под действием электронов также имеют ряд преимуществ. Взаимодействие электронов с нуклонами ядра известно, к тому же в большинстве случаев оно может быть описано в рамках теории возмущений. Поэтому вопросы применимости импульсного приближения и построения амплитуды рассеяния вне массовой поверхности, столь важные в теории реакций (p , $2p$), здесь отходят на задний план. Последнее обстоятельство особенно важно для построения теории квазиупругого выбивания сложных частиц.

Экспериментальное изучение реакций квазиупругого выбивания электронов только начато. Важно заранее оценить их возможности. Ранее отдельные вопросы реакции (e , $e'p$) рассматривались в работах [7, 8]. В данной работе мы стремились подвергнуть теоретическому анализу различные стороны реакции (e , $e'p$), а также провели предварительное качественное рассмотрение реакции (e , $e'd$). Частично данная работа обобщает результаты исследований, проведенных ранее в работах [9, 10].

II. Кинематика

На рис. 1 изображена принципиальная схема эксперимента по изучению реакции $A(e, e'x)B$ методом совпадений. Импульс \vec{k}_x частицы x , выбитой из ядра, лежит в плоскости рассеяния электрона — компланарное рассеяние. Этот случай представляет собой интерес для экспериментаторов; общий случай некомпланарного рассеяния будет кратко рассмотрен ниже.

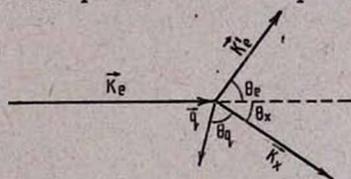


Рис. 1. Схема эксперимента по реакции $A(e, e'x)B$.

Энергии и импульсы участвующих в реакции частиц связаны законами сохранения

$$E_e + E_A = E_{e'} + E_x + E_B, \quad (1.1)$$

$$\vec{k}_e = \vec{k}_{e'} + \vec{k}_x + \vec{k}_B. \quad (1.2)$$

Будем рассматривать движение частиц x в релятивистском, ядра-остатка B — в нерелятивистском, а электрона — в ультрарелятивистском приближении (здесь и далее $\hbar = c = 1$):

$$E_e = k_e; E_{e'} = k_{e'};$$

$$E_A = m_A; E_B = m_B + E^* + \frac{k_B^2}{2m_B}; \quad (1.3)$$

(E^* — энергия возбуждения ядра B);

$$E_x = \sqrt{m_x^2 + k_x^2} = m_x + T_x.$$

Определяя энергию отделения частицы x от ядра A (ядро B в основном состоянии)

$$m_A = m_B + m_x - \varepsilon_x \quad (1.4)$$

и введя импульс \vec{q} частицы x в ядре в момент ее взаимодействия с электроном

$$\vec{q} = -\vec{k}_B,$$

перепишем (1.1) и (1.2) в новых обозначениях

$$E_e = E_{e'} + T_x + \varepsilon_x + E^* + q^2/2m_B, \quad (1.5)$$

$$\vec{k}_e = \vec{k}_{e'} + \vec{k}_x + (-\vec{q}). \quad (1.6)$$

В дальнейшем будет удобно пользоваться для рассмотрения кинематических соотношений в реакциях квазиупругого рассеяния простой графической техникой [11].

На рис. 2 показано соотношение импульсов $\vec{k}_e, \vec{k}_{e'}, \vec{k}_x$ и \vec{q} , определяемое соотношением (1.6). Здесь $\vec{p} = \vec{k}_e - \vec{k}_{e'}$ — импульс, теряемый электроном; θ_x^0 — угол вылета частицы x при условии нулевой отдачи — столкновение электрона с покоящейся частицей x .

В компланарном случае при определенных E_e и $\vec{E} = \varepsilon_x + E^*$ законы сохранения оставляют из шести кинематических переменных

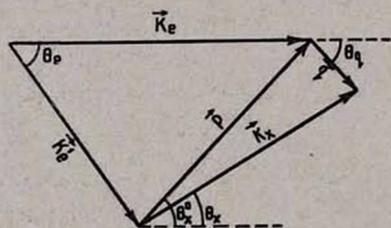


Рис. 2. Кинематика реакции $A(e, e')B$ в компланарном случае.

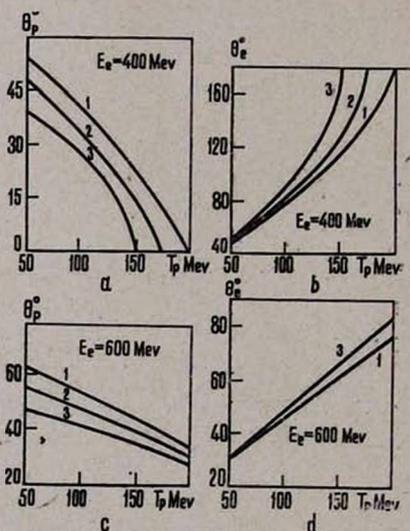


Рис. 3а—3д. Зависимость углов θ_e^0 и θ_p^0 от кинетической энергии протона T_p для разных кинематических условий реакции $A(e, e')B$ (энергия отдачи пренебрегается): 1— $\bar{E}=10$ Мэв; 2— $\bar{E}=50$ Мэв; 3— $\bar{E}=100$ Мэв.

реакции $k_e, k_x, q, \theta_l, \theta_x, \theta_q$ три независимые переменные. Для того, чтобы отнести каждый акт совпадения к определенному значению

\tilde{E} , необходимо измерение еще одной, четвертой, независимой переменной. Наиболее естественный выбор таких переменных: k'_l , k_x , θ_l , θ_x .

На рис. 3а-d и 4а-d показано изменение углов θ_e° и θ_x° с энергией T_x при условии $\vec{q}=0$ для разных значений E_e и \tilde{E} в реакциях $(e, e'p)$ и $(e, e'd)$. При варьировании углов θ_e или θ_x вблизи θ_e° и θ_x° значение \vec{q} невелико, и в общем балансе энергии можно пренебречь потерями на отдачу $q^2/2m_B^*$. Примеры изменения q с θ_p в реакции $(e, e'p)$ при фиксированных значениях переменных θ_e и T_x показаны на рис. 5а, б (естественный масштаб измерения q — величины порядка $0.75 f^{-1} = 150 \text{ Мэв/с}$, что соответствует средней кинетической энергии протона в ядре порядка 12 Мэв).

На рис. 6 приведены аналогичные кривые для реакции $(p, 2p)$. Бросается в глаза существенная разница этих двух реакций: в случае реакции $(e, e'p)$ кривые, соот-

ветствующие различным значениям \tilde{E} , проходят гораздо ближе друг к другу. Опасность наложения эффектов, соответствующих различным уровням ядра-отдачи за счет импульсного распределения нуклонов в ядре здесь, следовательно, больше. Отсюда здесь возникают особенно жесткие требования к энергетическому разрешению регистрирующих устройств при измерении функций корреляции.

Особый интерес представляет рассмотрение рассеяния электрона в условиях „периферического“ соударения с ядром — малые углы рассеяния, малые значения передаваемого импульса. Уже простой кинематический анализ показывает, что это условие неблагоприятно для наблюдения процессов квазиупругого рассеяния. Ряд примеров реакции $(e, e'p)$ приведен на рис. 7а-с и 8а-с. (Кривые рассчитаны с учетом энергии отдачи). При достаточно больших значениях T_x процесс квазиупругого рассеяния идет лишь за счет дальнего „хвоста“

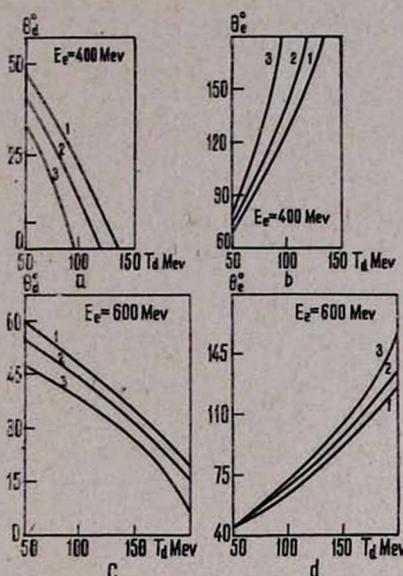


Рис. 4а—4д. Зависимость углов θ_e° и θ_x° от кинетической энергии дейтрона T_p для разных кинематических условий реакции А $(e, e'd)$ В (энергией отдачи пренебрегается): 1 — $\tilde{E} = 10 \text{ Мэв}$; 2 — $\tilde{E} = 50 \text{ Мэв}$; 3 — $\tilde{E} = 100 \text{ Мэв}$.

* Для ориентации: при $A=40$ значение $q = 1 f^{-1}$ (198 Мэв/с) соответствует $E = 0.5 \text{ Мэв}$

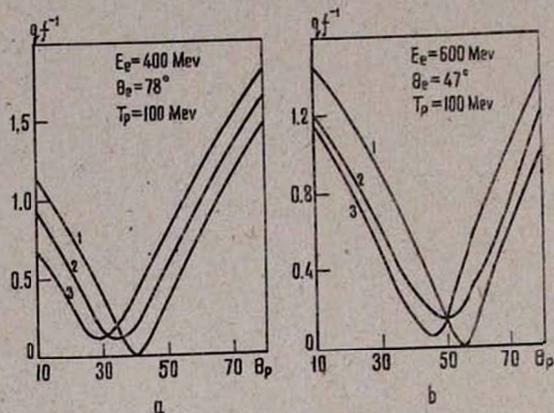


Рис. 5а—5б. Зависимость q от угла θ_p для разных кинематических условий реакции $A(e, e'p)B$ (энергия отдачи пренебрегается): 1— $\tilde{E}=10$ Мэв; 2— $\tilde{E}=50$ Мэв; 3— $\tilde{E}=100$ Мэв.

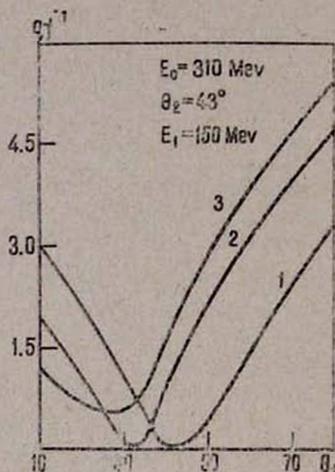


Рис. 6. Зависимость q от угла θ , для разных кинематических условий реакции $A(p, 2p)B$ (энергия отдачи пренебрегается): 1— $\tilde{E}=10$ Мэв; 2— $\tilde{E}=50$ Мэв; 3— $\tilde{E}=100$ Мэв.

импульсного распределения протонов в ядре—сечение реакции резко падает, причем особенно сильно для протонов, находящихся на поверхности ядра. Переход к меньшим энергиям выбиваемых частиц заставит учитывать связь различных каналов при взаимодействии этих частиц с ядром отдачи. Скорее всего, здесь механизм прямого квазиупругого выбивания протона уступает место другому двухступенчатому механизму реакции: сначала происходит неупругое рассеяние электронов с возбуждением ядра на квазистационарный уровень, а затем распад этого уровня с испусканием протона.

В заключение данного раздела отличим кратко кинематические особенности некомпланарного рассеяния. Этот случай был подробно рассмотрен Якобом и Марисом [7].

Соотношение импульсов электронов и выбиваемого протона показано на рис. 9. В качестве плоскости рассеяния выбрана плоскость $Y=0$. Вектор \vec{p} , расположенный в плоскости рассеяния, соответствует импульсу вылетающего протона при столкновении падающего электрона с покоящимся протоном в ядре. При малых значениях φ_p импульс отдачи мал, следовательно, $|\vec{k}_p| \approx |\vec{p}|$ и получение импульсных протонов в ядре сводится просто к изменению угла φ_p при неизменных значениях других переменных. При этом сечение „элементарного акта“—рассеяния электрона на протоне—практически не меняется с изменением φ_p : оно зависит, в основном, от разности импульсов падающего и

рассеянного электрона $\vec{P} = \vec{k}_e - \vec{k}_e'$ (см. разд. III). В этом заключается достоинство некомпланарной кинематики.

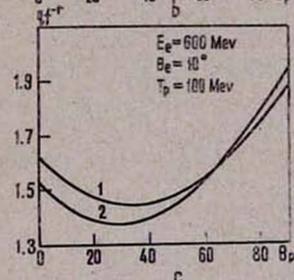
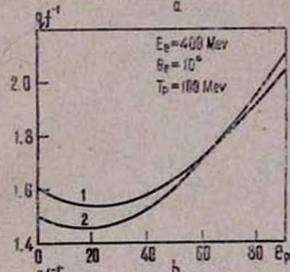
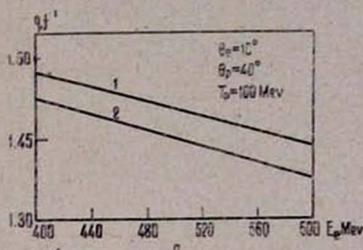


Рис. 7а—7с. Зависимость q от энергии E_e и угла θ_p для разных кинематических условий „периферического“ соударения в реакции $C^{12}(e, e'p)B^{11}$: 1— $\tilde{E}=15$ Мэв; 2— $\tilde{E}=35$ Мэв.

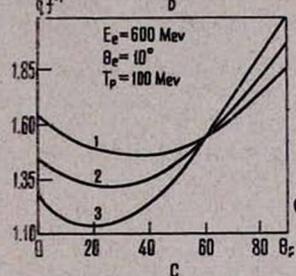
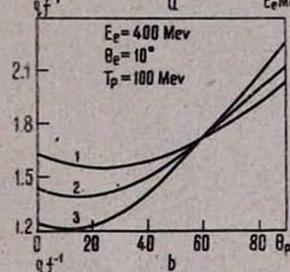
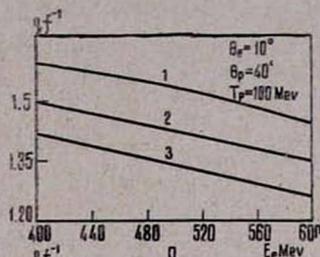


Рис. 8а—8с. Зависимость q от энергии E_e и угла θ_p для разных кинематических условий „периферического“ соударения в реакции $Ca^{40}(e, e'p)K^{39}$: 1— $\tilde{E}=10$ Мэв; 2— $\tilde{E}=55$ Мэв; 3— $\tilde{E}=90$ Мэв.

III. Экспериментальные данные

В настоящее время работы по исследованию квазиупругого рассеяния электронов проводятся лишь в одной лаборатории* — во Фраскати — с помощью спектрометра с максимальной энергией в пучке 1 Гэв [6]. Уже выполнены эксперименты по определению спектров возбуждения остаточного ядра в реакциях $C^{12}(e, e'p)$, $Al^{27}(e, e'p)$ и $S^{32}(e, e'p)$ в интервале энергий налетающего электрона 500—600 Мэв. Измерения функций угловых корреляций не производились.

На рис. 10—12 показаны результаты этих исследований. Спектры возбуждения снимались при фиксированных значениях углов вылета

Наряду с работами, о которых пойдет речь, существует несколько работ по реакциям $(e, e'p)$ на малонуклонных системах [12]. Их мы не будем обсуждать.

электрона и протона, а также энергий E_i' и T_p той и другой частицы, — путем изменения энергии E_e падающего электрона. Такой метод исследования эквивалентен, в принципе, измерению спектра суммарной энергии вылетающих частиц при фиксированной энергии падающей частицы, это характерно для экспериментов по реакции $(p, 2p)$.

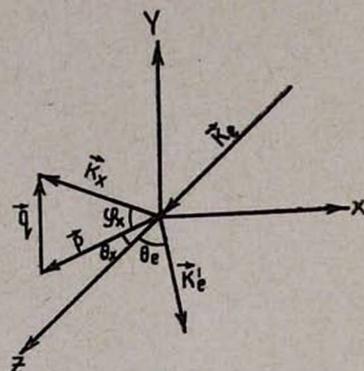


Рис. 9. Схема некопланарной кинематики реакции $A(e, e'x)B$.

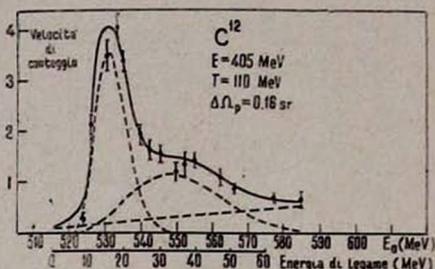


Рис. 10. Энергетический спектр остаточного ядра в реакции $C^{12}(e, e'p)B^{11}$ [6].

Кинематика реакции $C^{12}(e, e'p)B^{11}$, соответствующая условиям работы [6], показана на рис. 13. На графике хорошо видны пределы изменения импульса q за счет изменения энергии падающего электро-

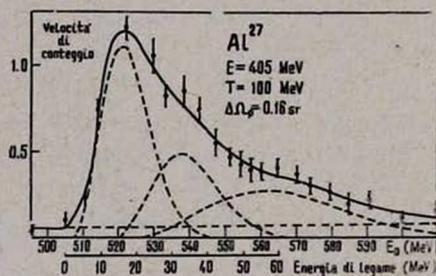


Рис. 11. Энергетический спектр остаточного ядра в реакции $Al^{27}(e, e'p)Mg^{26}$ [6].

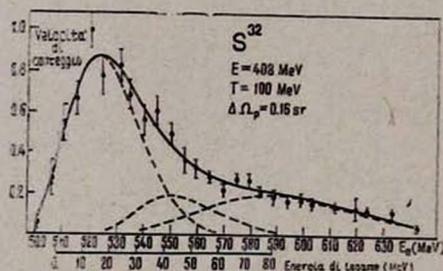


Рис. 12. Энергетический спектр остаточного ядра в реакции $S^{32}(e, e'p)P^{31}$ [6].

на в условиях идеальной геометрии. В действительности телесный угол, в пределах которого регистрировались частицы, велик: $\Delta\Omega_p = 0.30$ st. В результате при изменении энергетического спектра перекрывается довольно широкая область импульсных распределений протонов в ядре (см. рис. 14а, б).

С другой стороны, дифференциальное сечение в приближении плоских волн пропорционально импульсному распределению нуклона $\rho_e(q)$. Поэтому регистрация протонов в интервале телесного угла $\Delta\Omega_p$ означает, что наблюдаемое сечение пропорционально

$$\int \rho_e(q) d\Omega = 2\pi \int \rho_e(q) \sin(\theta_p - \theta_p^0) d(\theta_p - \theta_p^0).$$

Кинематические условия эксперимента таковы, что

$$q = 2k_p \sin \frac{\theta_p - \theta_p^0}{2},$$

тогда

$$\sin(\theta_p - \theta_p^0) d(\theta_p - \theta_p^0) = \frac{1}{k_p^2} q dq.$$

Следовательно,

$$\int_{\Delta\Omega_p} \rho_l(q) d\Omega \sim \int_{\Delta q} \rho_l(q) q dq.$$

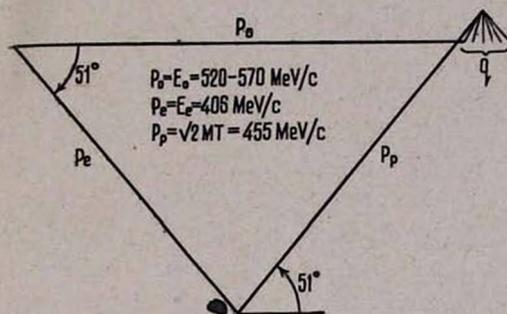


Рис. 13. Кинематика реакции $C^{12}(e, e'p)B^{11}$ при снятии энергетического спектра в экспериментальных условиях работы [6].

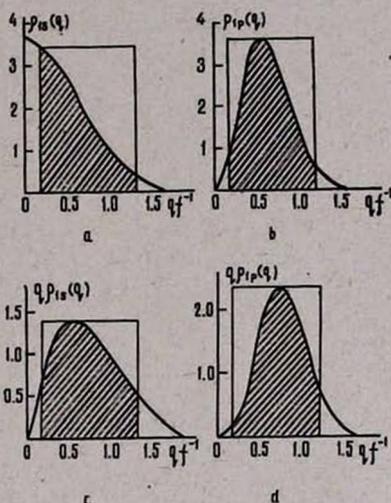


Рис. 14а-д. Область импульсных распределений, в пределах которой снимался энергетический спектр в реакции $C^{12}(e, e'p)B^{11}$, (а, б) и величины $n_l \int \rho_l(q) q dq$ (с, д), соответствующие угловой разрешимости $\Delta\Omega_p = 0.3$ st.

На рис. 14 с, д показаны площади $n_l \int_{\Delta q} \rho_l(q) q dq$ для реакции

$C^{12}(e, e'p)B^{11}$ с выбиванием (1s) и (1p) протонов (n_l — число протонов на данной оболочке). Площадь штрихованной области пропорциональна наблюдаемому дифференциальному сечению.

Энергетическое разрешение в работах [6] также не очень высоко: $E = \pm 5$ Мэв. Оно, однако, было бы достаточным для того, чтобы выделить в спектре возбуждения ядра-остатка пики, связанные с выбиванием протона из разных оболочек: в случае C^{12} — оболочек 1p и 1s, в случае Al^{27} и S^{32} — внешней оболочки (2s, 1d) и внутренних 1p и 1s. В действительности во всех трех случаях спектр возбуждения описывается плавной кривой, довольно монотонно спадающей от основного максимума, соответствующего выбиванию „внешних“ нуклонов, в сто-

рону больших энергий возбуждения. В работе [6] была предпринята попытка расшифровать полученные спектры возбуждения с помощью метода наименьших квадратов, выделив при этом фон и вклад отдельных оболочек и определив среднее положение и ширину каждого из соответствующих пиков. Результаты такого анализа показаны на рис. 10—12 пунктиром. В табл. 1 приведены сводные данные относительно положения и ширины дырочных возбуждений в ядрах C^{12} , Al^{27} и S^{32} , полученные из реакций $(e, e'p)$.

Таблица 1

	ε_{1s} Mev	ε_{1p} Mev	$\varepsilon_{2s, 1d}$ Mev	Γ_{1s} Mev	Γ_{1p} Mev	$\Gamma_{2s, 1d}$ Mev
C^{12}	33	16	—	24	2	—
Al^{27}	56,5	32	15,5	37	16	10
S^{32}	80	43	15	43	28	26

Результаты, относящиеся к углероду, а также к $1p$ и $(2s, 1d)$ -нуклонам в ядрах Al^{27} и S^{32} , совпадают с данными из реакций $(p, 2p)$ [14]. Особый интерес представляют данные о положении и ширине $1s$ -пики в ядрах Al^{27} и S^{32} . Уже в сере энергия связи $1s$ протона составляет 80 Мэв, причем видна тенденция дальнейшего увеличения этой величины при переходе к более тяжелым ядрам*. Не вдаваясь сейчас в обсуждение природы эффекта, отметим, что полученные на опыте значения энергии связи существенно превышают значения глубины потенциальной ямы, используемые обычно в расчетах по одночастичной модели. Природа ширины (затухание) дырочных возбуждений также будет обсуждаться позднее. Ясно, однако, что в случае существенного перекрытия пиков, соответствующих разным внутренним оболочкам (такая тенденция намечается уже на основании имеющихся данных), одночастичная трактовка внутренних нуклонов в более тяжелых ядрах потеряет смысл.

IV. Реакции $(e, e'p)$

§ 1. Общие положения, схематический случай

Основой теории ядерных реакций при высоких энергиях является импульсное приближение [15]. Рассмотрим, в рамках этого приближения, расчет сечения реакции $(e, e'p)$ для схематического одночастичного случая—протон в потенциальной яме. Будем также для простоты пренебрегать положением спина (и магнитного момента) у протона.

* Недавно появилась экспериментальная работа по реакции $Ca^{40}(e, e'p)K^{39}$ [28], где снимался энергетический спектр возбуждения остаточного ядра. Рассуждая аналогично работе [6], авторы получили следующие значения для энергии связи нуклонов:

$$\varepsilon_{1d_{7/2}, 2s_{1/2}} = (7.7 \pm 2.6) \text{ Мэв}; \quad \varepsilon_{1d_{5/2}} = (14 \pm 1) \text{ Мэв}; \quad \varepsilon_{1p} = (32 \pm 4) \text{ Мэв};$$

$$\varepsilon_{1s} = (77 \pm 14) \text{ Мэв}$$

Матрица реакции \hat{T} в лабораторной системе отсчета определяется выражением

$$\begin{aligned} & \langle \vec{k}_e, \vec{k}_p | T | \vec{k}_e, 0 \rangle = \\ & = -i \int d\vec{r}_e d\vec{r}_p \varphi_{k_p}^{(-)}(\vec{r}_p) e^{-i\vec{k}_e \cdot \vec{r}_e} V(|\vec{r}_e - \vec{r}_p|) \psi(\vec{r}_e, \vec{r}_p), \end{aligned} \quad (4.1)$$

где $\varphi_{k_p}^{(-)}(\vec{r}_p)$ — волновая функция протона в конечном состоянии, учитывающая его взаимодействие с ядром („искаженная волна“); $\psi(\vec{r}_e, \vec{r}_p)$ — точная волновая функция системы в начальном состоянии. В импульсном приближении $\psi(\vec{r}_e, \vec{r}_p)$ заменяется выражением

$$\psi_0(\vec{r}_e, \vec{r}_p) = \int d\vec{k}_p' g_0(\vec{k}_p') \psi_{k_e k_p'}(\vec{r}_e, \vec{r}_p), \quad (4.2)$$

где $\psi_{k_e, k_p'}(\vec{r}_e, \vec{r}_p)$ — волновая функция, описывающая рассеяние электрона с импульсом \vec{k}_e на свободном протоне с импульсом \vec{k}_p' ; $g_0(\vec{r}_p')$ — Фурье-образ волновой функции связанного состояния протона в начальном ядре $\chi_{1m}(\vec{r}_p)$:

$$g_0(\vec{k}_p') = (2\pi)^{-3/2} \int d\vec{r} e^{i\vec{k}_p' \cdot \vec{r}} \chi_{1m}(\vec{r}). \quad (4.3)$$

Разложим искаженную волну $\varphi_{k_p}^{(-)}(\vec{r}_p)$ по функциям свободного движения протона:

$$\varphi_{k_p}^{(-)}(\vec{r}) = (2\pi)^{-3/2} \int g_{k_p}(\vec{k}_p) e^{i\vec{k}_p \cdot \vec{r}} d\vec{k}_p, \quad (4.4)$$

и подставим (4.2) и (4.4) в (4.1):

$$\begin{aligned} & \langle \vec{k}_e', \vec{k}_p | T | \vec{k}_e, 0 \rangle = \\ & = \int \int d\vec{k}_p' d\vec{k}_p g_{k_p}(\vec{k}_p') g_0(\vec{k}_p) \langle \vec{k}_e', \vec{k}_p | T_{ep} | \vec{k}_e, \vec{k}_p' \rangle. \end{aligned} \quad (4.5)$$

Матрица

$$\begin{aligned} & \langle \vec{k}_e', \vec{k}_p | T_{ep} | \vec{k}_e, \vec{k}_p' \rangle = \\ & = -i(2\pi)^{-3/2} \int d\vec{r}_e d\vec{r}_p e^{-i(\vec{k}_e \cdot \vec{r}_e + \vec{k}_p' \cdot \vec{r}_p)} V(|\vec{r}_e - \vec{r}_p|) \psi_{k_e k_p'}(\vec{r}_e, \vec{r}_p) \end{aligned} \quad (4.6)$$

соответствует рассеянию электрона на свободном движущемся протоне с импульсом \vec{k}_p' .

Введем координаты относительного движения и центра масс (е, р)-системы

$$\begin{cases} \vec{r} = \vec{r}_e - \vec{r}_p \\ \vec{K} = \frac{E_e \vec{r}_e + E_p \vec{r}_p}{E_e + E_p}, \end{cases} \quad (4.7)$$

и соответствующие им импульсы

$$\begin{cases} \vec{k} = -\frac{E_p'}{E_e + E_p} \vec{k}_e - \frac{E}{E_e + E_p} \vec{k}_p' \\ \vec{K} = \vec{k}_e + \vec{k}_p' \end{cases} \quad (4.8)$$

в начальном и

$$\begin{cases} \vec{k}' = \frac{E_p'}{E_e + E_p} \vec{k}_e - \frac{E_e}{E_e + E_p} \vec{k}_p' \\ \vec{K}' = \vec{k}_e + \vec{k}_p' \end{cases} \quad (4.9)$$

в конечном состоянии.

Записывая начальную волновую функцию (е, р)-системы $\psi_{\vec{k}_e, \vec{k}_p}$ в

виде

$$\psi_{\vec{k}_e, \vec{k}_p}(\vec{r}_e, \vec{r}_p) = (2\pi)^{-3/2} e^{i\vec{K}\vec{R}} \psi_{\vec{k}}(\vec{r}) \quad (4.10)$$

и переходя к новым переменным в интеграле (4.6), получаем

$$\langle \vec{k}_e', \vec{k}_p' | \hat{T}_{ep} | \vec{k}_e, \vec{k}_p \rangle = \delta(\vec{K} - \vec{K}') \langle \vec{k}' | \hat{t} | \vec{k} \rangle. \quad (4.11)$$

Здесь величина

$$\langle \vec{k}' | \hat{t} | \vec{k} \rangle = -i \int d\vec{r} e^{-i\vec{k}'\vec{r}} V(\vec{r}) \psi_{\vec{k}}(\vec{r}) \quad (4.12)$$

является обобщением точного выражения амплитуды свободного (е, р)-рассеяния на область переменных вне массовой поверхности:

$$|\vec{k}'| \neq |\vec{k}|.$$

Подставляя (4.11) в (4.5), окончательно получаем

$$\langle \vec{k}_e' \vec{k}_p' | \hat{T} | \vec{k}_e, 0 \rangle = \int d\vec{k}_p g_{\vec{k}_p}(\vec{k}_p) g_0(\vec{k}_p) \langle \vec{k}' | \hat{t} | \vec{k} \rangle, \quad (4.13)$$

где

$$\vec{k}_p = \vec{k}_e' + \vec{k}_p - \vec{k}_e. \quad (4.14)$$

Условия факторизации матрицы реакции (4.13) на амплитуду свободного рассеяния и ядерный „формфактор“ можно исследовать, следуя общим рецептам Чу [15].

Достаточные условия факторизации:

а) Фурье-образ протонной функции в конечном состоянии $g_{\vec{k}_p}(\vec{k}_p)$ есть сингулярная функция при $\vec{k}_p = \vec{k}_p$;

б) амплитуда $\langle \vec{k}' | \hat{t} | \vec{k} \rangle$ не зависит от \vec{k}_p .

Условие (а) выполняется в приближении плоских волн:

$$g_{\vec{k}_p}(\vec{k}_p) = \delta(\vec{k}_p - \vec{k}_p).$$

В этом частном случае матрица реакции

$$\langle \vec{k}_e, \vec{k}_p | \hat{t} | \vec{k}_e, 0 \rangle = g_0(\vec{k}_e + \vec{k}_p - \vec{k}_e) \langle \vec{k}_0 | \hat{t} | \vec{k}_0 \rangle \quad (4.15)$$

пропорциональна амплитуде $g_0(\vec{k}_p)$ импульсного распределения протонов в начальном ядре при соответствующем значении импульса, а векторы \vec{k}_0 и \vec{k}'_0 определяются из (4.8), (4.9) при $\vec{k}_p = \vec{k}_p$.

В приближении искаженных волн скорость затухания функции $g_{\vec{k}_p}(\vec{k}_p)$ с увеличением разности $|\vec{k}_p - \vec{k}_p|$ сильно зависит от энергии

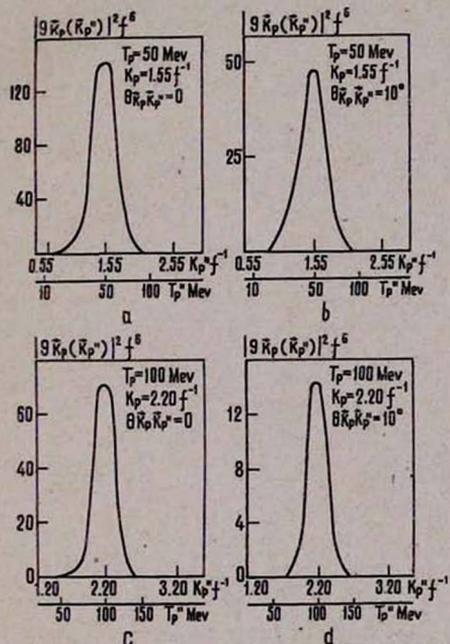


Рис. 15а–15д. Зависимость функции

$|g_{\vec{k}_p}(\vec{k}_p)|^2$ от энергии T_p при разных фиксированных параметрах (параметры искажающего потенциала: $v_0 = 20$ Мэв; $w_0 = 15$ Мэв; $R = 4,4$ ф; $a = 0,55$ ф).

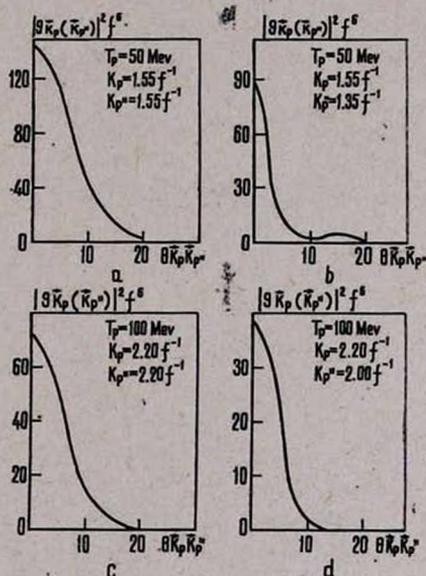


Рис. 16а–16д. Зависимость функции

$|g_{\vec{k}_p}(\vec{k}_p)|^2$ от угла $\theta_{\vec{k}_p, \vec{k}_p}$ при разных фиксированных параметрах (параметры искажающего потенциала: $v_0 = 20$ Мэв; $w_0 = 15$ Мэв; $R = 4,4$ ф; $a = 0,55$ ф).

протона и свойств искажающего потенциала. Общий характер зависимости $g_{\vec{k}_p}(\vec{k}_p)$ при $T_p = 50$ Мэв и 100 Мэв виден из рис. 15 и 16,

где приведен результат численного расчета для потенциала Вудса-Саксона с характерными для ядер в районе $A=40$ значениями параметров ($v_0=20$ Мэв; $w_0=15$ Мэв; $R=4.4f$; $\alpha=0.55$). Как видно из этих рисунков, главный максимум функции $g_{\vec{k}_p}$ размыт по доволь-

но широкой области в пространстве \vec{k}_p .

Обратимся к условию (6). Оно выполняется в важном частном случае, когда \hat{t} — оператор в x -представлении локален:

$$\hat{t} = \hat{t}(\vec{r}).$$

Тогда амплитуда $\langle \vec{k}' | \hat{t} | \vec{k} \rangle = -i \int d\vec{r} e^{-i\vec{k}'\vec{r}} \hat{t}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}}$ зависит лишь от разности векторов в \vec{k} и \vec{k}' и, согласно (4.8) и (4.9), не зависит от \vec{k}_p .

Вынося в (4.13) амплитуду $\langle \vec{k}' | \hat{t} | \vec{k} \rangle$ из-под интеграла, получаем

$$\langle \vec{k}_e \vec{k}_p | T | \vec{k}_e, 0 \rangle = (2\pi)^{3/2} g'_{im}(\vec{k}_p; \vec{k}_e - \vec{k}_e') \langle \vec{k}_0 | \hat{t} | \vec{k}_0 \rangle, \quad (4.16)$$

где

$$g'_{im}(\vec{k}_p; \vec{k}_e - \vec{k}_e') = (2\pi)^{-3/2} \int \varphi_{\vec{k}_p}^{(-)}(\vec{r}) e^{i(\vec{k}_e - \vec{k}_e')\vec{r}} \chi_{im}(\vec{r}) d\vec{r}. \quad (4.17)$$

Назовем $g'_{im}(\vec{k}_p; \vec{k}_e - \vec{k}_e')$, по аналогии с $g_0(\vec{k}_p)$, „амплитудой искаженного импульсного распределения“ протона в ядре.

В реакциях квазиупругого рассеяния электронов факторизация полной амплитуды реакции обеспечивается условием (6): \hat{t} — оператор с высокой степени точности сводится к e - p потенциалу

$$\hat{t} = V(\vec{r}) \quad (4.18)$$

и, следовательно, локален.

В итоге, переходя от амплитуды реакции к сечению и усредняя по проекциям орбитального момента протона, получаем

$$\frac{d\sigma}{d\vec{k}_e d\vec{k}_p} = \frac{2\pi}{\hbar v_0} |\langle \vec{k}_0 | \hat{t} | \vec{k}_0 \rangle|^2 |g'_i(\vec{k}_p; \vec{k}_e - \vec{k}_e')|^2 \times \\ \times \delta(E_e - E_{e'} - T_p - \varepsilon_p), \quad (4.19)$$

где

$$|g'_i(\vec{k}_p; \vec{k}_e - \vec{k}_e')|^2 = \frac{1}{2l+1} \sum_m |g'_{im}(\vec{k}_p; \vec{k}_e - \vec{k}_e')|^2 \quad (4.20)$$

— плотность искаженного импульсного распределения протона в ядре.

Рассматривая случай компланарного рассеяния в реакции ($e, e'p$), Поттер [8] свел выражение (4.19) к форме, явно содержащей сечение свободного рассеяния электрона на движущемся свободном протоне:

При этом приходится пренебрегать эффектом ухода к массовой поверхности в амплитуде $\langle \vec{k}'_0 | \hat{t} | \vec{k}_0 \rangle$. Нам представляется более целесообразным, оставаясь в рамках теории возмущений ($\hat{t} = V$), непосредственно рассчитывать амплитуду вне массовой поверхности с помощью потенциала e - p взаимодействия. При этом мы учитываем то обстоятельство, что предварительным условием введения сечения свободного e - p -рассеяния является факторизация амплитуды реакции, что, в свою очередь, в приближении искаженных волн оправдывается условием $\hat{t} \approx V$.

§ 2. Сечение реакции (e, e') в общем случае

В общем случае каждому парциальному переходу $A \rightarrow B + p$ может отвечать несколько значений орбитального момента протона. Вводя генеалогические коэффициенты $C(0JT/E_1 J_1 T_1, l_p)$ разложения волновой функции основного состояния ядра-мишени по состояниям ядра B , получим по аналогии с соответствующей формулой [17] для реакции $(p, 2p)$

$$\frac{d\sigma}{d\vec{k}_l' d\vec{k}_p} \Big|_{0JT \rightarrow E, J, T} \frac{2\pi}{\hbar v_0} \left| \langle \vec{k}'_0 | \hat{t} | \vec{k}_0 \rangle \right|^2 \delta(E_l - E_l - T_p - \varepsilon_p) \times \\ \times \sum_l n_{p_l} |C(0JT | E_1 J_1 T_1, l_{p_l})|^2 |g'_{l_{p_l}}(\vec{k}_p; p)|^2. \quad (4.21)$$

Здесь n_{p_l} — число протонов в соответствующей оболочке l .

§ 3. Расчеты импульсных распределений протонов в ядре. „Факторы подавления“

Форма импульсного распределения протонов в ядре определяет функцию угловой корреляции разлетающегося электрона и протона. Первые расчеты функции корреляции (для случая некомпланарного рассеяния) были проведены в квазиклассическом приближении Якобом и Марисом [7]. Они показали, что форма плотности искаженного импульсного распределения мало отличается от того, что дает расчет с плоскими волнами. Главный эффект искажений заключается в подавлении выхода реакции по сравнению со случаем плоских волн. Детальный анализ эффектов искажения в реакциях (e, e') для компланарного случая был проделан в работах [9, 10]. Он преследовал следующие цели;

1) путем сравнения с расчетом по методу парциальных волн оценить точность квазиклассического метода учета искажений, весьма распространенного в теории реакций $(p, 2p)$;

2) исследовать зависимость формы импульсного распределения протонов и „факторов подавления“ от вида протонных волновых функций в начальном состоянии и параметров искажающего потенциала.

Из соотношений (4.20), (4.17) видно, что в приближении искаженных волн форма импульсного распределения протонов, в отличие

от случая плоских волн, уже не сводится к функции одного аргумента $\vec{q} = \vec{k}_e + \vec{k}_p - \vec{k}_e$, а определяется двумя независимыми переменными \vec{k}_p и $\vec{p} = \vec{k}_e - \vec{k}_e$. Тем не менее, имея в виду такую постановку опыта, когда при фиксированных значениях E_e , E_e' и T_p изменяется угол θ_p , удобно по-прежнему выражать функции корреляций через \vec{q} :

$$\rho_l(\vec{q}) = \overline{|g_l(\vec{k}_e; \vec{p})|^2}. \quad (4.22)$$

Пусть $\rho_l(\vec{q})$ — плотность импульсного распределения, соответствующая расчету с плоскими волнами. При $l=0$ функции $\rho_l(\vec{q})$ и $\rho_l(\vec{q})$ имеют максимум в одной и той же точке $\vec{q} = 0$; в случае, когда $l \neq 0$, эти максимумы сдвинуты друг относительно друга, хотя, как показывает расчет, очень незначительно.

Определим „фактор подавления“ отношением $\rho_l(\vec{q})$ и $\rho_l(\vec{q})$ в точке \vec{q} , соответствующий их максимуму:

$$R_l = (\rho_l)_{\max} / (\rho_l)_{\max}. \quad (4.23)$$

В квазиклассическом приближении точная „искаженная волна“ протона $\varphi_{k_p}^{(-)}(\vec{r}_p)$ заменяется выражением

$$\varphi_{k_p}^{(-)}(\vec{r}_p) \rightarrow e^{i \vec{k}_p \vec{r}_p} D_{k_p}^{(-)}(\vec{r}_p), \quad (4.24)$$

где

$$D_{k_p}^{(-)}(\vec{r}_p) = \exp \left[- \frac{i E_p}{k_p^2} \int_{\vec{r}_p}^{\infty} u(s) ds \right] \quad (4.25)$$

— искажающий фактор, который выражается через интеграл по траектории выбиваемого протона от потенциала его взаимодействия с ядром отдачи (рис. 17). В качестве $u(r)$ выбирается потенциал оптической модели

$$u(r) = v(r) + iw(r). \quad (4.26)$$

Мнимая часть оптического потенциала $w(r)$ является главным источником подавления рассчитываемого выхода реакции по сравнению со случаем плоских волн.

Конкретные расчеты были проведены в работе [19] для компланарного квазиупругого рассеяния на ядре Ca^{40} с выбиванием протона из оболочек $1s$, $1p$, $2s$ и $1d$. В качестве одночастичных волновых функций $\chi_{lm}(\vec{r}_p)$ использовались функции гармонического осциллятора ($r_0 = \sqrt{\frac{\hbar}{m\omega}} = 2.04 f$). Для кинематических параметров были выбра-

ны значения, приблизительно соответствующие условиям первых экспериментальных работ по реакции $(e, e'p)$ (см. II и III):

$$E_e = 520 - 600 \text{ Мэв}; T_p = 110 \text{ Мэв}; \theta_i = 51^\circ; E'_e = 400 \text{ Мэв} \quad (4.27)$$

Взаимодействие протона с ядром отдачи описывалось потенциалом Гаусса

$$u(r) = -(v_0 + iw_0)e^{-(r/b)^2}$$

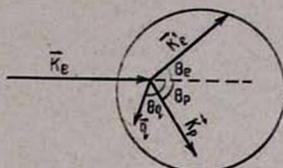


Рис. 17. Схематическая картина „квазиклассического искажения“.

На рис. 18 приведены типичные кривы: искаженного импульсного распределения для протонов $1s$ и $1p$ — оболочки (кривые для $1d$ и $2s$ — оболочек аналогичны), соответствующие известным значениям параметров оптического потенциала [18]:

$$v_0 = 0; w_0 = 28 \text{ Мэв}; b = 3.25 f. \quad (4.28)$$

Квазиклассическому методу учета искажений сопутствует ряд недостатков расчета, не связанных непосредственно с физикой квазиклассического приближения, а обусловленных процедурой вычислений. Его использование накладывает ограничения на выбор формы искажающего потенциала: всякий отход от потенциала Гаусса связан с резким усложнением расчетов.

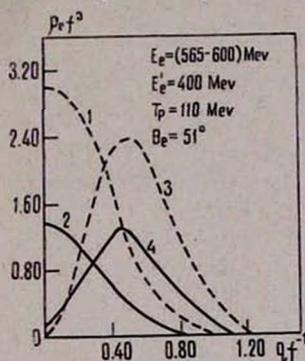


Рис. 18. Импульсные распределения (пунктирные кривые) и искаженные импульсные распределения (сплошные кривые) протонов в $1s$ (1,2) и $1p$ (3,4) оболочках из реакции $Ca^{40}(e, e'p)K^{39}$ [9]

искаженных волн*.

Кроме того, в рамках квазиклассического метода трудно учесть искажение, обусловленное кулоновским взаимодействием протона с ядром. Однако самое важное обстоятельство заключается в том, что при расчете реакций $(e, e'p)$, в отличие от случая $(p, 2p)$, квазиклассический метод вовсе не оказывается более простым, эффективным (в конечном счете, в смысле количества машинного времени), чем прямой расчет по методу

Таблица 2

	R_{1s}	R_{1p}	R_{2s}	R_{1d}
Квазиклассический метод [9]	0,44	0,56	0,69	0,66
Метод искаженных волн [10] без учета кулона)	0,45	0,54	0,70	0,64
Метод иск. волн [10] (с учетом кулона).	0,42	0,52	0,63	0,58

* При расчете реакций $(p, 2p)$ в интеграл типа (4.17) входят уже три „искаженных волны“, вместо одной.

В работе [10] был проведен расчет искаженных импульсных распределений протонов в ядре Ca^{40} путем прямого разложения функции $\varphi_{k\rho}^{(-)}(r_\rho)$ по парциальным волнам* ($l_{\max} = 16$). В табл. 2 приведены полученные в [10] значения факторов подавления, соответствующие условиям (4.27) и потенциалу Гаусса с параметрами (4.28). Данные табл. свидетельствуют о вполне высокой точности квазиклассического метода. Отметим также, что уменьшение факторов подавления при учете кулоновского искажения имеет систематический характер и не зависит от набора оптических параметров.

Дальнейшие расчеты проводились уже по прямому методу искаженных волн с использованием оптического потенциала Вудса-Саксона [10]. Они подтвердили вывод о том, что форма импульсного распределения очень слабо меняется при включении искажающего потенциала. В табл. 3 приведены значения факторов подавления, рассчитан-

Таблица 3

v Мэв	w Мэв	$R_0 f$	$a f$	R_{1s}	R_{2s}
20	15	1,3	0,55	0,398	0,585
0	15	1,3	0,55	0,430	0,615
10	15	1,3	0,55	0,420	0,604
30	15	1,3	0,55	0,367	0,548
40	15	1,3	0,55	0,330	0,510
20	0	1,3	0,55	0,895	0,966
20	10	1,3	0,55	0,535	0,658
20	20	1,3	0,55	0,304	0,531
20	30	1,3	0,55	0,192	0,435
20	15	1,1	0,55	0,490	0,691
20	15	1,2	0,55	0,445	0,637
20	15	1,4	0,55	0,358	0,530
20	15	1,5	0,55	0,315	0,476
20	15	1,3	0,35	0,400	0,595
20	15	1,3	0,45	0,398	0,590
20	15	1,3	0,65	0,395	0,573
20	15	1,3	0,75	0,392	0,569

ные для различных наборов параметров оптического потенциала. Влияние искажающего потенциала определяется, в основном, глубиной его мнимой части и слабо зависит от других параметров, в частности, глубины реальной части потенциала.

§ 4. О соотношении механизмов объемного и поверхностного выбивания

В описанных выше расчетах в качестве одночастичных волновых функций протонов в ядре использовались функции гармонического осциллятора. Они имеют неправильную асимптотику при больших r . С этой точки зрения было бы логично провести расчеты с волновыми функциями конечной ямы, имеющими асимптотику, определяющую энергии связи протона в соответствующем канале. Здесь, однако, возник-

*) $(\cos \delta_{e_{\max}}) > 0.99$.

как трудности принципиального характера: как показывает эксперимент (см. гл. II), в ядрах тяжелого кислорода энергия связи $1s$ и даже $1p$ -нуклона превышает величину $40-50$ Мэв, характерную для потенциала в одночастичной модели. Ясно, что физической причиной увеличения энергии связи по сравнению с предсказанием такой модели является парное взаимодействие, приводящее к сдвигу уровней и смешиванию различных оболочечных конфигураций. В диагональном по конфигурации приближении расчет энергии связи для ядер ($2s, 1d$)-оболочки с учетом остаточного взаимодействия были проведены Бракнером и др. [19] и Бринком и Шерманом [20] (табл. 4). Однако согласованное рассмотрение смешивания конфигураций и асимптотического поведения функций в соответствующих каналах остается нерешенной проблемой.

До сих пор не ясно, в какой мере проблема асимптотики является важной для описания процессов квазиупругого рассеяния. Очевидно, если в таких процессах определяющую роль играет объемный механизм выбивания частиц, учет асимптотики носил бы характер поправок и можно было бы в основном полагаться на расчеты с функциями бесконечной ямы. В свою очередь, соотношение механизмов объемного

Таблица 4

	E_{1s} Мев [30]	E_{1s} Мев (29)	(exp) E_{1s} Мев	E_{1p} Мев [30]	E_{1p} Мев [29]	(exp) E_{1p} Мев
O^{16}	47	39,6	34	21	13	18
Al^{27}	65		56	37		32
S^{32}	73		80	44		43
Ca^{40}	86	72,1		55	32	

и поверхностного выбивания зависит не только от пространственного распределения нуклонов в ядре, но также от энергии выбитой частицы и от свойств оптического потенциала, описывающего взаимодействие этой частицы с ядром отдачи.

В связи со сказанным, полезно провести предварительное качественное рассмотрение вопроса в рамках простой модели, где обычные осцилляторные волновые функции нуклонов, описывающие их движение во внутренней области ядра, сшиваются при больших r с соответствующими функциями Ханкеля. Такой расчет проведен для Ca^{40} . Процедура сшивания внутренней и внешней волновых функций протона проводится таким образом, что при фиксированном значении осцилляторного параметра $\sigma = \sqrt{\frac{\hbar}{M_{эв}}}$ (мы полагали $r_0 = 2.04f$ для всех оболочек $1s, 1p, 2s$ и $1d$) определяется, в зависимости от энергии связи протона, радиус сшивания r_c . Значения r_l приведены в табл. 5. Величина энергии связи $1s$ -и $1p$ -протона для ядра Ca^{40} выбрана на основании экстраполяции экспериментальных данных для более легких ядер. В табл. 6 приведены также параметры: w —доля внешней функции

5 Известия АН АрмССР, Физика, № 2

Таблица 5

nl	E_{nl} Mev	r_c f	w %	x	ξ	R	R'
1s	90	9,11	0	1	0,058	0,40	0,58
1p	55	7,59	0,1	1	0,144	0,46	0,55
2s	10	5,53	8,4	0,99	0,59	0,59	0,52
1d	10	5,58	4,5	0,99	0,127	0,51	0,49

Таблица 6

E^* Mev	6,0	9,3	12,1	13,9	16,2	17,9	19,4	21,9
α^2 %	1,1	0,1	0,7	0,1	—	—	—	0,1
E^* Mev	22,8	24,0	26,3	27,8	30,3	31,5	34,9	36,0
α^2 %	0,6	0,7	5,0	1,4	0,6	0,6	59,7	9,4

(интеграл от r_c до ∞) в полном нормировочном интеграле; ξ — отношение сечений поверхностного и объемного выбивания; x — уменьшение амплитуды внутренней (осцилляторной) волновой функции за счет сшивания с функцией Ханкеля. Характер изменения вида функции в результате сшивания можно видеть из рис. 19.

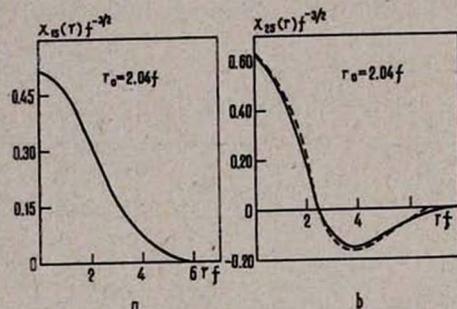


Рис. 19. Волновые функции протона в ядре Ca^{40} , построенные с помощью процедуры сшивания; пунктир — осцилляторная функция.

На рис. 20а и 21а приведены кривые импульсных распределений протонов в ядре Ca^{40} , которые рассчитаны с использованием волновых функций, полученных путем сшивания. Все параметры искажающего потенциала и кинематические условия оставлены теми же, что в расчете с простыми осцилляторными функциями (см. § 3). На рис. 20в и 21в приведены результаты расчета

импульсных распределений с учетом только тех нуклонов, что находятся на „поверхности“ ядра: интегралы (4.13, 4.17) вычисляются по r_p от радиуса ядра ($R = 1.3 A^{1/3} = 4,4f$) до ∞ . Сравнение рис. 20, 21а и 20, 21б между собой, а также с результатами прежнего (осцилляторного) расчета (рис. 22) позволяет сделать следующие выводы (см. также табл. 5):

1) при выбивании протонов из глубоких заполненных оболочек учет правильной асимптотики практически не влияет ни на характер импульсного распределения, ни на абсолютную величину сечения; в случае выбивания относительно слабо связанных протонов из внешней оболочки учет асимптотики сказывается, прежде всего, на величине сечения и значительно слабее на форме импульсного распределения; если в первом случае нуклоны, находящиеся на „поверхности“ ядра ($r > 4.4f$), практически не дают вклада в сечение, то во втором весь

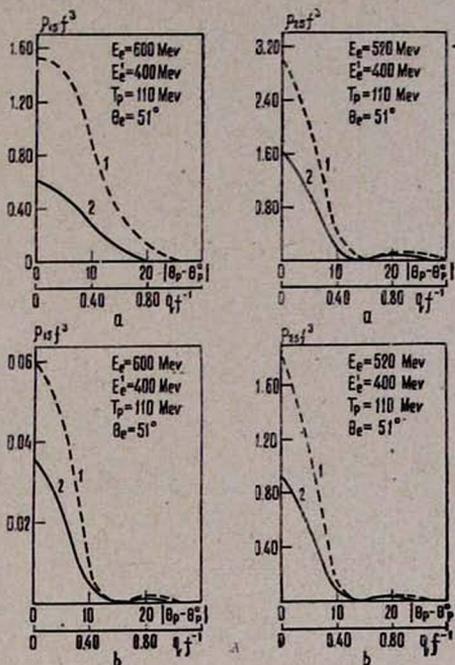


Рис. 20а, б.

Рис. 21а, б.

Рис. 20а, б. Импульсные распределения (1) и искаженные импульсные распределения (2) 1s — протонов из реакции $\text{Ca}^{40}(e, e'p)K^{39}$ для объемного (а) и поверхностного (б) выбивания. (Параметры искажающего потенциала: $V_0 = 20$ Мэв; $W_0 = 15$ Мэв; $R = 4,4f$; $a = 0,55f$).

Рис. 21а, б. Импульсные распределения (1) и искаженные импульсные распределения (2) 2 — протонов из реакции $\text{Ca}^{40}(e, e'p)K^{39}$ для обменного (а) и поверхностного (б) выбивания. (Параметры искажающего потенциала: $V_0 = 20$ Мэв; $W_0 = 15$ Мэв; $R = 4,4f$; $a = 0,55f$).

эффект примерно наполовину обусловлен выбиванием нуклонов с поверхности ядра;

2) учет поглощения протонов в ядерном веществе (введение мнимой части оптического потенциала) приводит, естественно, к подавлению вклада внутренней области ядра по сравнению с поверхностью, однако, в рассмотренной области ядер и энергий это подавление не является особенно сильным и мы не можем, поступая в духе известных вариантов теории прямых реакций, свести эффект искажений к замене метода искаженных волн методом „плоских“ волн с поверхностным обрезанием интегралов.

Вопросы соотношения объемного и поверхностного механизма выбивания и примыкающая к ним проблема сшивания внутренней и внешней волновой функции ядра в многочастичной модели станут более острыми в случаях, когда выбивается очень слабо связанная частица, когда мала энергия этой частицы, когда велико поглощение в ядерном веществе.

§ 5. Затухание дырочных возбуждений в ядрах

Развивая идеи, высказанные Брауном и др., [12] Марис предложил рассматривать затухание дырочных возбуждений ядер как результат распада таких состояний с испусканием нуклонов высокой энергии. Рассуждая на примере ядер 1p-оболочки [22], он связал распад высоко возбужденного состояния ядра, образующегося при выбивании протона из 1s-оболочки, с возможностью столкновения двух нуклонов во внешней оболочке. При столкновении один из них (протон) заполняет

1s-дырку, а другой переходит в состояние непрерывного спектра и покидает ядро. Вероятность такого процесса (который можно было бы назвать аналогом эффекта Оже в атомах) пропорциональна числу протон-нуклонных пар во внешней оболочке; кроме того, согласно Ма-

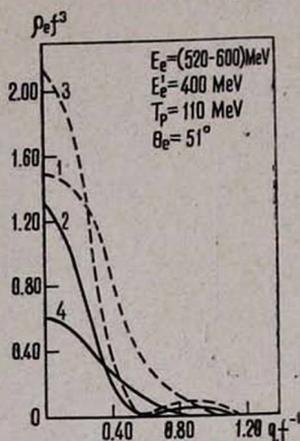


Рис. 22. Импульсные распределения (пунктирные кривые) и искаженные импульсные распределения (сплошные кривые) для протонов 1s — (1,4) и 2s — (3,2) оболочек с осцилляторными волновыми функциями из реакции $\text{Ca}^{40}(e, e'p)\text{K}^{39}$ [10].

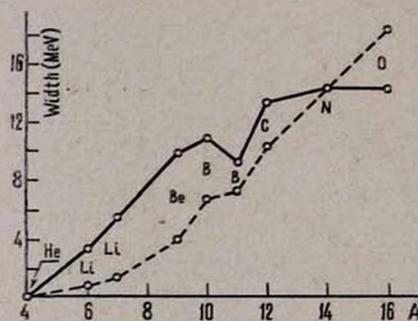


Рис. 23. Зависимость ширины „дырочного“ возбуждения в ядрах 1p-оболочки от массового числа (по Марису [22]).

рису, она обратно пропорциональна объему ядра. отождествляя ширину s -пика с шириной такого распада $\Gamma_s = \hbar\omega$, легко получить общую картину изменения ширины вдоль ряда ядер 1p-оболочки. Абсолютное значение ширины, соответствующее распаду, остается неизвестным, но если отнормировать всю кривую $\Gamma_s(A, Z)$ по какому-нибудь одному ядру, то она неплохо соответствует экспериментальным данным (см. рис. 23).

Помимо вопроса, связанного с расчетом абсолютной величины ширины распада, здесь остаются и другие вопросы. На наш взгляд, наиболее важный из них заключается в том, насколько велико „размывание“, разброс дырочного возбуждения по состояниям более сложной природы. В силу невысокого энергетического разрешения в опытах по квазиупругому рассеянию затухание дырочного возбуждения за счет такого механизма трудно или вообще невозможно отличить от затухания, обусловленного распадом изолированного уровня. Оба указанных механизма имеют общий источник — корреляции между нуклонами.

Поэтому разумно говорить просто о двух сторонах одного и того же процесса; эти механизмы не конкурируют между собой, а дополняют друг друга.

Вопрос о затухании различного типа возбуждений в ядрах за счет передачи возбуждения каким-то более сложным степеням свободы разработан наиболее детально применительно к проблеме ширины дипольного гигантского резонанса [23—25]. В результате парного взаимодействия нуклонов в ядре дипольное возбуждение передается с состояний типа „частица-дырка“ на состояния „две частицы—две дырки“ („частица-дырка“ плюс фонон). Интегральный эффект такого взаимодействия легко рассчитать в рамках простой процедуры [23], приводящий прямо к дисперсии кривой дипольного возбуждения ядра. Знание плотности уровней типа „две частицы—две дырки“ в районе, где сосредоточен максимум дипольного возбуждения, позволяет (в случае, если эта плотность велика) дать оценку ширине главного максимума [24—25].

Аналогом этой картины в нашем случае является разброс дырочного взаимодействия ядра по уровням типа „две дырки—одна частица“. К сожалению, оба отмеченных выше способа учета разброса не эффективны в случае малой плотности уровней. Поэтому мы сочли целесообразным провести прямое смешивание дырочных уровней с наиболее важными состояниями типа „две дырки—одна частица“ в рамках процедуры диагонализации. На рис. 24 показан спектр переходов с выбиванием $1s$ -протона из ядра Ca^{40} , полученный* с учетом связи состояния $(1s)^{-1}$ с состояниями $(1p)^{-1}(2s, 1d)^{-1}(2p, 1f)$, энергия возбуждения которых в нулевом приближении примерно на 30 Мэв меньше, чем энергия дырочного уровня. Отчетливо видна структура спектра возбуждения. Наиболее сильно смешивается с состоянием $(1s)^{-1}$ состояние, которое характеризуется схемой Юнга $[f] = [4 \dots 43]$ и которое за счет сил Майорана заметно смещается вниз по сравнению с состоянием схемы Юнга $[f] = [4 \dots 421]$.

Отметим особо, что побочный пик, связанный с выбиванием $1s$ -протона, попадает в район, где располагается пик, соответствующий выбиванию протона из $1p$ -оболочки.

Описанный расчет является очень грубым. Совсем недавно Жусупов и Эрамжян [27] провели более аккуратное рассмотрение вопроса. Их расчет относится к s -пику при квазиупругом выбивании про-

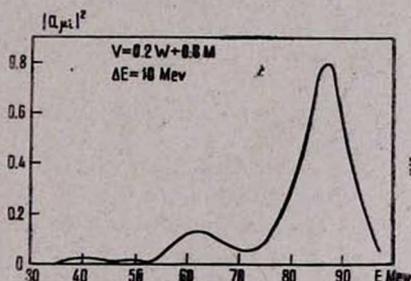


Рис. 24. Разброс „дырочного“ возбуждения $(1s)^{-1}$ в ядре Ca^{40} по состояниям со структурой „две дырки—одна частица“.

* Численный расчет проведен В. В. Клочковым [26].

тона из ядер O^{16} . Смешивание дырочного возбуждения с состояниями типа „две дырки—одна частица“ проведено с выделением ложных состояний ядра; одновременно рассмотрен ряд каналов распада возбужденных состояний, тем самым получен низший предел распадной ширины уровней. Результаты расчета приведены в табл. 6.

Московский государственный университет,
Тбилисский государственный университет

Поступила 6 июня 1967.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *H. Thyren, P. Hillman, Th. A. J. Maris*, Nucl. Phys., 7, 10 (1958).
2. *H. Thyren, P. Isacsson*, Proc. Intern. Conf. Nucl. Str. Kingston, 1960, p. 429; *T. J. Gooding, H. G. Pugh*, Nucl. Phys. 18, 46 (1960); *J. P. Garron et al.*, Nucl. Phys. 37, 126 (1963); *P. Hilmann, H. Thyren et al.*, Phys. Rev. Lett., 5, 107 (1960); *G. Tibell, et al.*, Phys. Lett. 1, 172 (1962); *H. Thyren et al.*, Nucl. Phys., 79, 321 (1966).
3. *T. Bergren, G. Jacob*, Nucl. Phys. 47, 481 (1963); *T. Bergren, G. Jacob*, Phys. Lett., 1, 258 (1962); *V. V. Balashov, G. N. Boyarkina*, Nucl. Phys., 38, 629 (1962); *V. V. Balashov, A. N. Boyarkina, J. Rotter*, Nucl. Phys., 59, 417 (1966); *K. Dietrich*, Z. Phys, 167, 563 (1962); *D. F. Jackson*, Proc. Phys. Soc., 76, 949 (1960); *A. Johanson, J. Sakamoto*, Nucl. Phys., 42, 625 (1963); *K. Lim, J. McCarthy*, Phys., Rev. 133 B, 1006 (1964).
4. *C. Ruhla et al.*, Phys. Lett. 2, 44 (1962); 6, 282 (1963); *A. N. Jances, H. G. Pugh*, Nucl. Phys., 42, 441 (1963); *G. Igo, et al.*, Phys. Rev. 131, 337 (1963); *F. G. Godding, G. Igo*, Phys. Rev. Lett. 8, 628 (1961).
5. *V. V. Balashov, A. N. Boyarkina, I. Rotter*, Nucl. Phys., 59, 414 (1964); *В. В. Балашов, А. Н. Бояркина*, Изв. АН СССР, 28, 359 (1964); *J. Sakamoto*, Nuovo Cimento, 30, 1073 (1963); *J. Sakamoto*, Nuovo Cimento, 28, 206 (1963); *P. Beregi, N. S. Zelenskaya, V. G. Neudatchin, J. F. Smirnov*, Nucl. Phys. 66, 513 (1965).
6. *U. Amaldi et al.* Phys. Rev. Lett., 13, 341 (1964).
7. *G. Jacob, Th. Maris*, Nucl. Phys., 31, 139 (1962).
8. *J. Potter*, Nucl. Phys., 45, 33 (1963).
9. *Д. В. Мебония, К. А. Чиофи*, ЯФ, 6, 1207 (1966).
10. *Д. В. Мебония*, Вестник МГУ, сер. 3, № 2, 112 (1967).
11. *А. Н. Бояркина*, Диссертация, МГУ, 1965.
12. *P. Bounin, M. Groisseaux*, Nucl. Phys., 70, 401 (1965); *P. Bounin*, Ann. Phys., 10 (1965).
13. *A. Johansson*, Phys. Rev., 136, B 1030 (1964).
14. *G. Jacob, Th. Maris*, Rev. Mod. Phys., 38, 121 (1966).
15. *G. F. Chew*, Phys. Rev., 80, 196 (1950).
16. *G. F. Chew, M. L. Goldberger*, Phys. Rev., 87, 778 (1952).
17. *V. V. Balashov, A. N. Boyarkina, J. Rotter*, Nucl. Phys., 59, 414 (1964).
18. *P. E. Hodgson*, The opt. mod. elastic scatt. „Oxford“, 1963.
19. *K. A. Brueckner et al.*, Phys. Rev., 121, 255 (1961).
20. *D. M. Brink, N. Sheman*, Phys. Rev. Lett., 14, 393 (1965).
21. *G. E. Broun*, Nucl. Phys., 18 (1960).
22. *Т. Марис*, „Прямые процессы в ядерных реакциях“, стр. 26, Атомизд. М. (1965).
23. *В. В. Балашов*, ЖЭТФ, 42, 275 (1962).
24. *M. Danos, W. Greiner*, Phys. Rev. 138, 876 (1965).
25. *Ф. А. Живописцев, В. М. Московкин, Н. П. Юдин*, Изв. АН СССР, сер. физ., 30, 306 (1966).
26. *В. В. Клочков*, Дипломная работа, МГУ, 1966.

27. М. А. Жусупов, Р. А. Эрамжян (в печати).
 28. U. Amaldi, et. al. Phys. Lett., 22, 593 (1966).
 29. A. K. Kerman et. al. Ann. Phys., 8, 551 (1959).
 30. L. R. B. Elton, Nuclear Sizes, Oxford, 1961.

Թեթեվ Միջուկների վրա էլենկարոնների կվազիսթատիստիկական
 ՑրոտիՄԸ, ՈՐԸ ՈՒՂԵԿՑՎՈՒՄ Է ՆՈՒԿԼՈՆՆԵՐԻ ԵՎ ԲԱՐԴ
 ՄԱՍՆԵԿՆԵՐԻ ԱՐՁԱԳՈՒՄՈՎ

Վ. Վ. ԲԱԼԱՇՈՎ, Դ. Վ. ՄԵԲՈՆԻՅԱ

Թեթեվ միջուկների վրա բարձր էներգիաների էլենկարոնների կվազիսթատիկական ցրման առա-
 չին փորձերի իրազորման կապակցությամբ ուսումնասիրվում է այդպիսի ռեակցիաների հնա-
 րավորությունները թեթեվ միջուկների կառուցվածքի ուսումնասիրման համար: Հետազոտված են
 կվազիսթատիկական ցրման ռեակցիաների առավելությունները հայտնի ռեակցիաների
 (p, 2p) նկատմամբ:

QUASIELASTIC ELECTRON SCATTERING ON LIGHT NUCLEI WITH KNOCK-OUT OF NUCLEONS AND COMPLEX PARTICLES. I

V. V. BALASHOV, D. V. MEBONIYA

In connection with the first experiments on quasielastic scattering of high-energy electrons on nuclei the possibilities of such reactions for studying the light nucleus structures is analyzed. In particular, the advantages of the reactions of quasielastic electron scattering have been studied in comparison with the well known reactions (p, 2p).

ДЕТЕКТОР ДЛЯ ТОЧНОГО ИЗМЕРЕНИЯ КООРДИНАТ
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

М. П. ЛОРИКЯН

Существующие в настоящее время приборы позволяют измерить координаты частиц с точностью 0,3—1 мм. Увеличение этой точности для частиц с высокой энергией имеет существенное значение.

В настоящей заметке предлагается прибор, позволяющий измерять координаты высокоэнергетичных частиц с точностью 10—30 микрон. Прибор схематически показан на рис. 1. Прибор работает следующим образом: заряженная частица, проходя через эмиттер 3 выбивает из него вторичные электроны, которые под действием однородного электрического поля ускоряются и направляются к люминесцирующему экрану 5. Фокусировка этих электронов производится либо

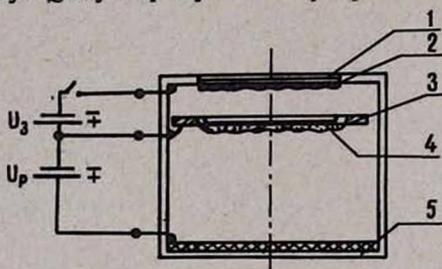


Рис. 1. 1—окно фотокаатода, 2—фотокаатод, 3—эмиттер, 4—подложка эмиттера 4—люминесцирующий экран.

электростатическим способом, либо магнитным. В качестве эмиттера служит рыхлый слой из KCl толщиной 20 мк, нанесенной на тонкую пленку 4 из Al_2O_3 с проводящим слоем из Al, напыленным со стороны KCl. Подробно технология изготовления подобных пленок изложена в работах [1, 2]. Среднее значение коэффициента вторичной эмиссии пленок из KCl при прохождении электронов с энергией 100—

1000 Мэв согласно Гарвину [3] ~5—10. Такое количество электронов может обеспечить высокую степень эффективности регистрации быстрых частиц.

Для работы эмиттера в режиме высокой вторичной эмиссии необходимо производить зарядку его поверхности относительно проводящего слоя на подложке Al_2O_3 . Для этой цели через эмиттер пропускается пучок электронов с энергией 3÷5 Кэв. В качестве пушки используется фотокаатод 2, нанесенный на окно 1 из полированного кварцевого стекла. При токе $10^{-8} \frac{a}{cm^2}$ для зарядки требуется несколько секунд. После завершения зарядки фотокаатод выключается и прибор несколько часов стабильно работает. Изображение снимается с экрана либо фотографическим путем, либо электронными приборами. Временное разрешение прибора определяется, в основном, временным разрешением люминесцирующего экрана и устройства съема информации, так как используемый эмиттер практически не имеет задержки.

Координатное разрешение прибора в основном определяется размерами пор в КС1, степенью отклонения осей пор от нормали к поверхности эмиттера, зернистостью люминофора, энергетическим спектром вторичных электронов и качеством фокусировки.

Согласно измерениям среднее значение диаметра пор не превышает 1 мк. Среднее значение отклонения пор от нормали составляет несколько микрон, зернистость люминофора не превышает нескольких микрон.

Энергетический спектр вторичных электронов еще не исследовался, но вследствие того, что вторичная эмиссия из подобных пленок происходит под действием сильного однородного поля $\sim 10^4 \frac{э}{см}$, то нет основания считать, что влияние спектра существенно ухудшит разрешение.

В совокупности координатное разрешение этого прибора не хуже, чем разрешение электроннооптических преобразователей.

Прибор удовлетворительно может работать при вакууме лучшем 10^{-7} тор.

Очевидно, что предлагаемый детектор в области малых энергий будет работать более эффективно, так как выход вторичных электронов будет расти с ростом ионизационных потерь энергии.

Для увеличения эффективности регистрации частиц высоких энергий можно использовать принцип многокаскадных электроннооптических преобразователей.

Автор выражает благодарность А. И. Алиханяну и Г. М. Гарибяну за обсуждение.

Ереванский физический
институт

Поступило 20 ноября 1967

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. E. L. Garwin and J. Edgcombe, SLAC-PUB-156 November 1964.
2. P. C. Ruggles and N. A. Stark, IEEE Transactions on Nuclear Science, Vol. NS-11, № 3, p. 100, 1964.

ԼԻՑԻԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԿՈՈՐԴԻՆԱՏՆԵՐԻ ՃԻՇՏ
ԶԱՓՄԱՆ ՀԱՄԱՐ ԴԵՏԵԿՏՈՐ

Մ. Պ. ԼՈՐԻԿՅԱՆ

Աշխատանքում նկարագրված է մասնիկների կոորդինատները շահելու համար նոր տիպի դետեկտոր, որը ապրիս է 10-30 միկ. ճշտությամբ:

DETECTOR FOR EXACT MEASUREMENT OF CHARGED PARTICLES COORDINATES

M. P. LORIKIAN

New detector for measurement of charged particles coordinates with accuracy of $10-30 \mu\text{m}$ is described.

СО Д Е Р Ж А Н И Е

	Стр.
<i>А. С. Алексанян, Н. Х. Арутюнян, Б. И. Беккер, М. М. Веремеев, Э. Ц. Левонян, Р. Н. Пихтелев.</i> Механизм изменения давления метровой пузырьковой камеры ПК-30	75
<i>Г. М. Авакьянц, Г. Хашимов.</i> Вольт-амперная характеристика диода с одним управляющим инжектором	79
<i>Г. М. Авакьянц, Г. Хашимов.</i> Вольт-амперная характеристика длинных двухбазовых диодов	90
<i>В. А. Джидарян.</i> Величина эффективной анизотропии и поворот оси легкого намагничивания в одноосных тонких ферромагнитных пленках при одновременном действии двух механических напряжений	98
<i>Г. М. Гарибян, М. М. Мурадян.</i> Электромагнитные поля, возникающие при пролете заряженной частицы через многослойную пластину	103
<i>Ю. К. Кабальян, А. С. Маргарян, И. С. Бошняков, Л. Г. Мелконян.</i> Исследование молекулярной релаксации в политрихлорбутадиене	115
<i>В. В. Балашов, Д. В. Мебония.</i> Квазиупругое рассеяние электронов на легких ядрах с выбиванием нуклонов и сложных частиц 1	122
Краткое сообщение	
<i>М. П. Лорикян.</i> Детектор для точного измерения координат заряженных частиц	146

Հ. Ա. Ալեքսանյան, Ն. Խ. Հարությունյան, Բ. Ի. Բեկկեր, Մ. Մ. Վերեմևև, Է. Մ. Առնյան,	էջ
Ռ. Ն. Պիլստել — Պե—300 պղպշակային խցիկի ճնշման փոփոխման մեխանիզմը	75
Գ. Մ. Ավագյանց, Ղ. Հաշիմով — Մեկ ղեկավարող ինյեկտոր ունեցող դիոզի վոլտ-ամպերային բնութագիրը	79
Գ. Մ. Ավագյանց, Ղ. Հաշիմով — Երկար երկհիմքանի դիոզի վոլտ-ամպերային բնութագիրը	90
Վ. Ա. Ջիղարյան — Էֆեկտիվ անիզոտրոպիայի մեծությունը և թեթև առանցքի պտույտը մեկ առանցքանի ֆերոմագնիսական բարակ թաղանթներում երկու մեխանիկական լարումների միաժամանակ ազդման դեպքում	98
Գ. Մ. Ղարիբյան, Մ. Մ. Մուրադյան — Լիցքավորված մասնիկի էլեկտրամագնիսական դաշտերը բազմաշերտ թիթեղի միջով անցնելիս	103
Ցու. Կ. Կարալյան, Ա. Ս. Մարգարյան, Ի. Ս. Բոշնյակով, Լ. Գ. Մելիճյան — Պոլիերեր-բլորբուտադիենի մոլեկուլյար ուլտրասաղիակի ուսումնասիրությունը	115
Վ. Վ. Բալաշով, Դ. Վ. Մերցոնիա — Թեթև միջուկների վրա էլեկտրոնների կվադրապոլարական ցրումը, որը ուղեկցվում է նուկլոնների և բարդ մասնիկների արձադուրմով I	122

Կարճ հաղորդումներ

Մ. Պ. Լորիկյան — Լիցքավորված մասնիկների կոորդինատների ճիշտ շափման համար դետեկտոր	145
--	-----

