

19
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ
СО АН СССР



О.П.Сушков, В.В.Фламбаум.

К ВОПРОСУ О НЕСОХРАНЕНИИ ЧЕТНОСТИ
ПРИ ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ ^{233}U

ПРЕПРИНТ 83-31

НОВОСИБИРСК

К ВОПРОСУ О НАРУШЕНИИ ЧЕТНОСТИ
ПРИ ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ ^{233}U

О.П. Сушков, В.В. Фламбаум

А Н Н О Т А Ц И Я

С теоретической точки зрения обсуждаются последние экспериментальные данные по нарушению четности при захвате нейтронов ^{233}U .

Недавно были поставлены эксперименты по изучению энергетической зависимости P-нечетной угловой асимметрии при делении ядер поляризованными нейтронами [1-3]. В ^{239}Pu статистически достоверного изменения эффекта, по-видимому, обнаружено не было [1,2]. В работе [3] энергетическая зависимость эффекта была измерена для ^{233}U . Было установлено, что коэффициент P-нечетной асимметрии изменяет знак при $E \approx 0.15$ эВ. Такое энергетическое поведение естественно в окрестности P-волнового резонанса.

Целью настоящей работы является интерпретация полученных в [3] данных в рамках теоретических представлений, развитых в [4-6]. Кроме того, в связи с появлением статьи [7], в приложении мы обсудим некоторые теоретические вопросы, касающиеся эффекта несохранения четности при делении ядер.

I. Амплитуда реакции (n, f) с захватом s-волнового нейтрона и переходом в фиксированный делительный канал определяется графиком рис. 1а и равна (см., например, [6])

$$f = -\frac{1}{2\rho} \sum_s C_{II_2 \frac{1}{2} \alpha}^{J_s} \frac{T_s A_{sK}}{E - E_s + i\Gamma_s/2} \quad (I)$$

Здесь ρ - импульс нейтрона, T_s - амплитуда захвата нейтрона в компаунд-резонанс ($|T_s|^2 = \Gamma_{ns}(\rho)$), A_{sK} - амплитуда деления через канал с данным K. Величину A_{sK} удобно нормировать так, что $\sum_K |A_{sK}|^2 = \Gamma_{fs}$. (Напомним, что $K = \vec{J} \vec{n}$, \vec{n} - ось ядра).

E_s и Γ_s - энергия и ширина резонанса, E - энергия нейтрона, Γ_{ns} и Γ_{fs} - нейтронная и делительная ширины; $C_{II_2 \frac{1}{2} \alpha}^{J_s}$ - коэффициент Клебша-Гордона, α - поляризация начального нейтрона. Подчеркнем, что (I) дает амплитуду перехода в состояние с фиксированными J, J_2, K , а не в состояние с фиксированным импульсом осколков.

Для ядра ^{233}U $I = 5/2$ и соответственно $J_s = 2, 3$. Поэтому деление может идти через каналы с $K \leq 3$. Предположим, что наиболее существенны каналы с $K = 0, 1$ и будем учитывать только их. С одной стороны, такое предположение не противоречит эксперименту [8]. С другой стороны, оно упрощает формулы и слабо влияет на сравнение с экспериментом, которое проведе-

но ниже. Амплитуда (I) определяет угловую волновую функцию конечного состояния

$$\Psi = -\frac{1}{2P} \left\{ C_{\frac{5}{2} I_2 \frac{1}{2} \alpha}^{3 \gamma_2} \sum_{S=3^+} \frac{T_S}{E-E_S+i\Gamma_S/2} A_{S1} |K=1\rangle_{3^+} + C_{\frac{5}{2} I_2 \frac{1}{2} \alpha}^{2 \gamma_2} \sum_{S=2^+} \frac{T_S}{E-E_S+i\Gamma_S/2} (A_{S0} |K=0\rangle_{2^+} + A_{S1} |K=1\rangle_{2^+}) \right\} \quad (2)$$

Здесь $|K\rangle_{\gamma^p}$ — нормированная угловая функция осколков (её явный вид см., например, в [6]). Обратим внимание на то, что деление из резонанса с квантовыми числами $\gamma^p = 3^+$ через канал с $K=0$ запрещено по четности (мы предполагаем, что внутренняя четность холодного ядра положительна), и поэтому соответствующее слагаемое в (2) опущено.

Амплитуда реакции (n, f) с нарушением четности определяется графиком рис. 1б (крестиком обозначен матричный элемент слабого взаимодействия)

$$f_{pV}^c = -\frac{1}{2P} C_{II_2 \frac{1}{2} \alpha}^{\gamma_2} \sum_S \frac{T_S \langle p | H_w | S \rangle A_{PK}}{(E-E_S+i\Gamma_S/2)(E-E_p+i\Gamma_p/2)} \quad (3)$$

Здесь A_{PK} — амплитуда деления в p -резонансе через канал K . Мы пока предполагаем, что в области $E = 0 \div 0.5$ эВ достаточно учесть один p -волновой резонанс. Момент резонанса γ_p равен 2 или 3 (возможность $\gamma_p = 1$; 4 исключена, поскольку p -резонанс дает p -нечетный эффект). Соответственно добавка к волновой функции конечного состояния имеет вид

$$S\Psi_{pV} = -\frac{1}{2P} C_{\frac{5}{2} I_2 \frac{1}{2} \alpha}^{\gamma_2} \sum_{S=\gamma^+} \frac{T_S \langle p | H_w | S \rangle}{(E-E_S+i\Gamma_S/2)(E-E_p+i\Gamma_p/2)} (A_{p0} |K=0\rangle_{\gamma^+} + A_{p1} |K=1\rangle_{\gamma^+}) \quad (4)$$

Заметим, что канал с $K=0$ при $\gamma^p = 2^-$ запрещен по четности, так что $A_{p0} = 0$ при $\gamma = 2$.

Право-левая корреляция $\vec{n}_p [\vec{z} \times \vec{n}_n]$ связана с графиком 1в. Соответствующая добавка к волновой функции такова [5,6]:

$$S\Psi_{\gamma c} = -\frac{\sqrt{4\pi}}{2P} \sum_{j_2 m} Y_{j_2 m}^*(\vec{n}_n) C_{\frac{5}{2} I_2 j_2}^{\gamma_2} C_{1 m \frac{1}{2} \alpha}^{j_2} \frac{i T_{pj}}{E-E_p+i\Gamma_p/2} (A_{p0} |K=0\rangle_{\gamma^+} + A_{p1} |K=1\rangle_{\gamma^+}) \quad (5)$$

Здесь \vec{n}_n — единичный вектор в направлении импульса нейтрона, $j = 1/2, 3/2$ — момент нейтрона, $i T_{pj}$ — амплитуда p -волнового захвата нейтрона с моментом j (мнимая единица в амплитуде связана с фазой свободного движения p -волны).

С помощью формул (2), (4), (5) легко получить угловое распределение осколков, усреднив по поляризациям начального ядра модуль квадрата волновой функции:

$$W \sim \frac{1}{2I+1} \sum_{I_2} |Y_{+S} + S Y_{pV} + S Y_{\gamma c}|^2 \quad (6)$$

Все подробности вычислений содержатся в статьях [4-6]. Здесь мы просто приведем ответ. Введем обозначения для инвариантных (по отношению к поворотам системы координат) амплитуд реакции (n, f) :

$$\begin{aligned} \gamma=2, K=0: \quad V_{2+0} &= -\frac{\sqrt{q_2}}{2P} \sum_{S=2^+} \frac{T_S A_{S0}}{E-E_S+i\Gamma_S/2} \\ \gamma=2, K=1: \quad V_{2+1} &= -\frac{\sqrt{q_2}}{2P} \sum_{S=2^+} \frac{T_S A_{S1}}{E-E_S+i\Gamma_S/2} \end{aligned} \quad (7)$$

$$\gamma=3, K=1: \quad V_{3+1} = -\frac{\sqrt{q_3}}{2P} \sum_{S=3^+} \frac{T_S A_{S1}}{E-E_S+i\Gamma_S/2}$$

$$g_\gamma = \frac{2\gamma+1}{2(2I+1)}, \quad |T_S|^2 = \Gamma_{ns}(E), \quad \sum_K |A_{SK}|^2 = \Gamma_{fs}$$

Сечение реакции (n, f) равно

$$\sigma = 4\pi (|V_{2+0}|^2 + |V_{2+1}|^2 + |V_{3+1}|^2) \quad (8)$$

Для p -резонанса имеется две возможности: $\gamma^p = 2^-$ или 3^- .

I). Резонанс имеет квантовые числа $\gamma^p = 2^-$.

В этом случае деление через канал с $K=0$ запрещено по четности, т.е. имеется только канал с $K=1$. Инвариантная амплитуда реакции (n, f) через p -резонанс записывается ана-

ЛОГИЧНО (7)

$$J=2, K=1: V_{2-1}(j) = -\frac{\sqrt{q_2}}{2P} \frac{i T_p A_{p1}}{E - E_p + i\Gamma_p/2} \quad (9)$$

$$|T_{p1/2}|^2 + |T_{p3/2}|^2 = \Gamma_{np}(E) \sim E^{3/2}, \quad |A_{p1}|^2 = \Gamma_{fp}$$

Угловое распределение осколков имеет вид

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |V_{2+0}|^2 + |V_{2+1}|^2 + |V_{3+1}|^2 +$$

$$+ \operatorname{Re} \left\{ \left[-\frac{\sqrt{q_2}}{2P} \sum_{s=2^+} \frac{T_s \langle p | H_w | s \rangle A_{p1}}{(E - E_s + i\Gamma_s/2)(E - E_p + i\Gamma_p/2)} \right] \left[-\frac{2}{3} V_{2+1}^* - \frac{4\sqrt{2}}{3} V_{3+1}^* \right] \right\} \vec{\delta} \vec{n}_f^+$$

$$+ \operatorname{Re} \left\{ V_{2-1}^* \left(\frac{1}{2} \right) \left[\frac{2}{3} V_{2+1} + \frac{4\sqrt{2}}{3} V_{3+1} \right] + V_{2-1}^* \left(\frac{3}{2} \right) \left[1,25 V_{2+1} - 1,0 V_{3+1} \right] \right\} \vec{n}_f \vec{n}_n^+ \quad (10)$$

$$+ \operatorname{Im} \left\{ V_{2-1}^* \left(\frac{1}{2} \right) \left[\frac{2}{3} V_{2+1} + \frac{4\sqrt{2}}{3} V_{3+1} \right] + V_{2-1}^* \left(\frac{3}{2} \right) \left[-0,625 V_{2+1} + 0,50 V_{3+1} \right] \right\} \vec{n}_f [\vec{n}_n \times \vec{\delta}]$$

Здесь $\vec{n}_f, \vec{n}_n, \vec{\delta}$ — единичные вектора в направлении импульса легкого осколка, импульса и спина нейтрона соответственно. Численные коэффициенты в р-четных корреляциях в общем случае выражаются через ϵ_j^i — символы. Однако, чтобы не загромождать формулы, мы, воспользовавшись таблицей из [5] или [6], подставили сразу их численные значения. Заметим, что в угловых корреляциях "работают" не только резонансы с $J_s = J_p = 2$, но и 3^+ -резонансы, т.е. часть эффекта возникает благодаря интерференции резонансов с разными J .

2). Р-резонанс имеет квантовые числа $J^P = 3^-$.

Возможно деление из резонанса через $K=0$ и $K=1$. Инвариантные амплитуды реакции (n, f) с р-волновым захватом имеют вид:

$$J=3, K=0: V_{3-0}(j) = -\frac{\sqrt{q_3}}{2P} \frac{i T_p A_{p0}}{E - E_p + i\Gamma_p/2} \quad (11)$$

$$J=3, K=1: V_{3-1}(j) = -\frac{\sqrt{q_3}}{2P} \frac{i T_p A_{p1}}{E - E_p + i\Gamma_p/2}$$

Угловое распределение таково:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = |V_{2+0}|^2 + |V_{2+1}|^2 + |V_{3+1}|^2 +$$

$$+ \operatorname{Re} \left\{ \left[-\frac{\sqrt{q_3}}{2P} \sum_{s=2^+} \frac{T_s \langle p | H_w | s \rangle}{(E - E_s + i\Gamma_s/2)(E - E_p + i\Gamma_p/2)} \right] \left[\frac{2}{3} A_{p1} V_{3+1}^* - \frac{4\sqrt{2}}{3} A_{p1} V_{2+1}^* - \right. \right.$$

$$\left. \left. - 2 A_{p0} V_{2+0}^* \right] \right\} \vec{\delta} \vec{n}_f$$

$$+ \operatorname{Re} \left\{ \left[2 V_{3-0}^* \left(\frac{1}{2} \right) + 1,79 V_{3-0}^* \left(\frac{3}{2} \right) \right] V_{2+0} + V_{3-1}^* \left(\frac{1}{2} \right) \left[\frac{4\sqrt{2}}{3} V_{2+1} - \frac{2}{3} V_{3+1} \right] + \right. \quad (12)$$

$$\left. + V_{3-1}^* \left(\frac{3}{2} \right) \left[1,69 V_{2+1} + 0,75 V_{3+1} \right] \right\} \vec{n}_f \vec{n}_n^+$$

$$+ \operatorname{Im} \left\{ \left[2 V_{3-0}^* \left(\frac{1}{2} \right) - 0,9 V_{3-0}^* \left(\frac{3}{2} \right) \right] V_{2+0} + V_{3-1}^* \left(\frac{1}{2} \right) \left[\frac{4\sqrt{2}}{3} V_{2+1} - \frac{2}{3} V_{3+1} \right] + \right.$$

$$\left. + V_{3-1}^* \left(\frac{3}{2} \right) \left[-0,85 V_{2+1} - 0,38 V_{3+1} \right] \right\} \vec{n}_f [\vec{n}_n \times \vec{\delta}]$$

В реальной ситуации вклад в эффекты могут давать несколько р-резонансов. Поскольку амплитуды р-захвата входят в выражения для корреляций линейно, вклады разных р-резонансов просто складываются. Формулы (10) или (12) содержат довольно большое число параметров, в то время как экспериментальные данные очень неполны (см., например, таблицу в [3]). Известны даже спины S-резонансов. Однако примем во внимание, что мы обсуждаем энергетическую зависимость эффектов лишь в узкой области $E = 0+0.5$ эВ. Здесь, как следует из [9], сече-

ние реакции (n, f) с точностью не хуже 15+20% описывается зависимостью $\delta \sim 1/\sqrt{E}$. Отсюда можно сделать вывод, что с точностью $\sim 10\%$ резонансной зависимостью амплитуд V_{y+k} можно пренебречь, и имеется лишь тривиальная кинематическая зависимость: $V_{y+k} \sim 1/E^{3/4}$. Это соображение подтверждается тем, что известные s -резонансы довольно широки и расположены на удалении от интересующей нас области.

По этой же причине можно пренебречь зависимостью от энергии s -резонансной функции Грина $\frac{1}{E-E_s+i\Gamma_s/2}$ в p -нечетной корреляции. Таким образом, независимо от того, справедлива ли формула (10) или (12) (т.е. $J_p = 2$ или 3), зависимость эффектов от энергии определяется p -резонансным знаменателем и кинематикой:

$$W(\vec{n}_f) = 1 + a_{pV} \vec{z} \vec{n}_p + a_{rc} \vec{z} [\vec{n}_p \times \vec{n}_n] + a_{re} \vec{n}_f \vec{n}_n \quad (13)$$

$$a_{pV}(E) = A \operatorname{Re} \frac{e^{i\alpha}}{E-E_p+i\Gamma_p/2} \quad (14)$$

$$a_{rc}(E) = B \operatorname{Im} \frac{e^{i\beta} \sqrt{E}}{E-E_p+i\Gamma_p/2} \quad (15)$$

II. РАЗНОСТЬ СЕЧЕНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ ПРАВО- И ЛЕВО-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ НЕЙТРОНОВ

p -нечетные нейтронно-оптические эффекты определяются амплитудой упругого рассеяния нейтрона вперед. Соответствующие графики изображены на рис. 2. Усредненная по поляризациям начального ядра амплитуда имеет вид ($\lambda = \pm 1$ - спиральность нейтрона):

$$f_{pV}^{(0)} = -\lambda \frac{g_1}{p} \sum_s \frac{T_s \langle p | H_w | s \rangle (i T_p \gamma_2)^*}{(E-E_s+i\Gamma_s/2)(E-E_p+i\Gamma_p/2)} \quad (16)$$

Если $J_p = 2$, то сумма идет по 2^+ -резонансам, если $J_p = 3$, то по 3^+ . В соответствии с оптической теоремой сечение связано с мнимой частью амплитуды рассеяния вперед: $\delta = \frac{4\pi}{p} \operatorname{Im} f^{(0)}$, и относительная разность сечений поглощения равна

$$a_{\pm} = \frac{\delta_+ - \delta_-}{\delta_+ + \delta_-} = \frac{1}{[|V_{2+0}|^2 + |V_{2+1}|^2 + |V_{3+1}|^2]} \frac{g_1}{p^2} \operatorname{Im} \left[\sum_s \frac{T_s \langle p | H_w | s \rangle (i T_p \gamma_2)^*}{(E-E_s+i\Gamma_s/2)(E-E_p+i\Gamma_p/2)} \right] \quad (17)$$

Мы пренебрегли вкладом γ -канала в полное сечение. В соответствии с (16) или (17), энергетическая зависимость $\Delta \delta = \delta_+ - \delta_-$ следующая

$$\Delta \delta = C \operatorname{Im} \frac{e^{i\gamma}}{E-E_p+i\Gamma_p/2} \quad (18)$$

или, что тоже самое

$$a_{\pm} = \frac{\delta_+ - \delta_-}{\delta_+ + \delta_-} = \tilde{C} \operatorname{Im} \frac{e^{i\delta} \sqrt{E}}{E-E_p+i\Gamma_p/2} \quad (19)$$

Здесь γ -фаза, возникающая за счет фаз амплитуд в формуле (17).

III. СРАВНЕНИЕ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Если следуя работе [3] предположить, что резонанс $E = 0.17 \pm 0.02$, $\Gamma = 0.1 \pm 0.02$ является p -волновым, то энергетическая зависимость в (14) при $-0.4 < \alpha < 0.1$ согласуется с экспериментальными данными [3]. В этом же предположении, учитывая, что $2g\Gamma_n = (2 \pm 0.4) \cdot 10^{-7}$ эВ [9] с помощью формул (10), (12) и (17) можно оценить величину право-левой асимметрии и разности сечений поглощения для продольно-поляризованных нейтронов.

Предположим для оценки, что γ_{y+} - действительные величины, а A_p - чисто мнимое. Тогда, например, при моменте p -резонанса $J = 2$ из формул (10) и (17) следует

$$\frac{a_{\pm}}{a_{pV}} \sim \frac{2 T_{p1/2} \sqrt{g_2}}{A_{p1} \left[\frac{2}{3} V_{2+1} + \frac{4\sqrt{2}}{3} V_{3+1} \right] p} \frac{\Gamma_p/2}{E-E_p} \quad (20)$$

$$a_{rc}(E=E_p) \sim \frac{4\sqrt{1}}{6} \frac{\sqrt{g_2} T_{p1/2} |A_{p1}|}{p \Gamma_p} \left[\frac{2}{3} V_{2+1} + \frac{4\sqrt{2}}{3} V_{3+1} \right] \quad (21)$$

В оценке $a_{\gamma\epsilon}$ для простоты мы опустили вклад $p^{3/2}$ -захвата. Величину $V_{\gamma+}$ можно оценить по формуле для сечения (8):

$|V_{\gamma+}| \sim \sqrt{\frac{2}{4\pi}}$. Отсюда следует, что

$$a_{\gamma\epsilon}(E=E_p) \sim \frac{1}{p} \sqrt{\frac{2}{4\pi}} \sqrt{\frac{q\Gamma_{np}(E_p)}{\Gamma_p}} \quad (22)$$

$$\frac{a_{\pm}}{a_{pV}} \sim \frac{1}{p} \sqrt{\frac{2}{4\pi}} \sqrt{\frac{q\Gamma_{np}(E)}{\Gamma_p}} \frac{\Gamma_p}{E_p} \quad (23)$$

При указанных выше параметрах резонанса находим

$$a_{\gamma\epsilon}(E=0,17 \text{ эВ}) \sim 2 \cdot 10^{-1} \quad (24)$$

$$1,6 \cdot a_{\pm}(E=0,01 \text{ эВ}) = a_{\pm}(E=0,025 \text{ эВ}) \sim 0,5 \cdot 10^{-4},$$

что на два порядка больше экспериментальных значений^{*)}

$$\begin{aligned} a_{\gamma\epsilon}(E=0,17 \text{ эВ}) &\approx 2 \cdot 10^{-3} \quad [3] \\ |a_{\pm}(E \approx 0,01 \text{ эВ})| &< 1,5 \cdot 10^{-6} \quad [10] \\ |a_{\pm}(E \approx 0,025 \text{ эВ})| &< 1 \cdot 10^{-6} \quad [11] \end{aligned} \quad (25)$$

Кроме того, зависимость $a_{\gamma\epsilon}$ от E при указанных выше параметрах резонанса противоречит формуле (15). Из сказанного ясно, что резонанс $E = 0,17 \pm 0,02$ эВ не является p -волновым. Дополнительным аргументом в пользу этого утверждения служит то, что его нейтронная ширина почти на четыре порядка больше, чем средняя ожидаемая ширина p -резонанса для ^{233}U , пересчитанная из соседних ядер ^{232}Th и ^{238}U ($\overline{q\Gamma_{pn}}(0,17 \text{ эВ}) \sim 3 \cdot 10^{-11}$ эВ; напомним, что $\overline{q\Gamma_{pn}} \sim E_p^{3/2} \mathcal{D}$, \mathcal{D} - среднее расстояние между резонансами).

Таким образом, за наблюдаемые корреляции в ^{233}U ответственны p -резонансы, которые в сечении не видны. Если их нейтронная и делительная ширины близки к средним, оценка по формулам (22), (23) дает

$$a_{\gamma\epsilon}(E \sim 0,17 \text{ эВ}) \sim 2 \cdot 10^{-3}, \quad a_{\pm}(0,025) \sim 0,5 \cdot 10^{-6}, \quad (26)$$

что не противоречит эксперименту.

*) Конечно, фазы и амплитуды в точных формулах (10), (12), (17) можно подобрать так, чтобы сделать оценки совместимыми с экспериментом. Однако столь сильная компенсация одновременно в двух разных эффектах кажется нам очень маловероятной.

Если предположить, что в право-левую и P -нечетную асимметрию в области $E = 0 \pm 0,5$ эВ дает вклад только один p -резонанс, то можно подогнать с помощью формул (14), (15) энергетический ход обоих эффектов. Примеры кривых, проведенных по методу наименьших квадратов, приведены на рис. 3, 4. В качестве подгоночных использовались параметры A, α ; B, β . Кривая 1) на обоих рисунках соответствует случаю $E_p = 0,2$ эВ, $\Gamma_p = 0,4$ эВ. Кривая 2) - $E_p = 0,3$ эВ, $\Gamma_p = 0,4$ эВ. Подогнанные фазы таковы: $\alpha_1 = -0,19$, $\beta_1 = -0,43$; $\alpha_2 = -0,59$, $\beta_2 = -1,14$. Из сделанных нами подгонок можно заключить, что при учете только одного p -резонанса достаточно разумно описываются оба эффекта, если $E_p = 0,1 \pm 0,5$ эВ, $\Gamma_p = 0,2 \pm 0,5$ эВ. Попадание p -резонанса в этот интервал отнюдь не является маловероятным, так как в ^{233}U $\langle \mathcal{D} \rangle = 0,6$ эВ, $\langle \Gamma \rangle = 0,35$ эВ.

Несмотря на то, что однорезонансная подгонка удовлетворяет эксперименту, надо сказать, что в p -четную и p -нечетную асимметрию могут давать вклад разные p -резонансы. Это возможно, в частности, потому, что p -резонансы с квантовыми числами $J^p = 1^-, 4^-$, дают вклад в $a_{\gamma\epsilon}$ и не дают в a_{pV} и a_{\pm} .

Приложение

В статье В.Е.Бунакова и В.П.Гудкова [7] содержатся критические замечания в адрес нашей работы [4] и предложен другой подход к рассмотрению нарушения четности в делении. Мы хотим, во-первых, ответить на критические замечания и, во-вторых, сформулировать нашу точку зрения на подход, используемый в работе [7].

В статье [7] содержится утверждение, что мы "использовали предположение о сохранении квантового числа K на всех стадиях деления и адиабатический характер перехода с седловой точки до точки разрыва". В действительности мы использовали сохранение K (проекция момента на ось деформированного ядра) только в области формирования угловых распределений, т.е. начиная со второй седловой точки и далее, включая точку разрыва. Однако такое сохранение уже давно не предположение, а надежно установленный экспериментальный факт (см., например, обзор [12], где на основании экспериментальных данных делается вывод о сохранении K с точностью несколько процентов). Именно на этом факте основана схема делительных каналов, предложенная О.Бором в 1955 г. [13]. Если бы K не сохранялось, то не было бы связи между угловым распределением осколков и структурой внутренних возбуждений ядра вблизи седловой точки. В пользу сохранения K есть и теоретический аргумент — малость силы Кориолиса, смешивающей состояния с разными K . Что касается адиабатического приближения, то так же как и в книге [13], на которую мы ссылались, в нашей статье [4] имеется в виду адиабатичность вращения по отношению к внутренним степеням свободы ядра на холодной стадии деления. Фактически, это лишь иначе сформулированное утверждение о сохранении K , т.к. нарушение адиабатичности связано с силой Кориолиса.

В рассмотренном в наших работах [4-6] механизме формирования угловых корреляций принципиальным моментом является наличие грушевидной деформации ядра перед разрывом на осколки. В статье [7] со ссылкой на книгу [13] приводятся аргументы против существования грушевидной деформации ядра в седловой точке. Эти аргументы основаны на данных по угловой анизотропии фотоделения. Однако в настоящее время известно (см., на-

пример, [12]), что в интересующих нас ядрах (^{234}U , ^{236}U , ^{240}U) эти аргументы относятся к первому барьеру деления, в то время как угловые распределения формируются на втором. Более того, наличие грушевидной деформации на втором барьере предсказано теоретически [14] и проверено экспериментально [12] независимо от обсуждаемых опытов по делению ядер поляризованными нейтронами.

Особый интерес в настоящее время вызывает вопрос о фазах амплитуд деления. В работе [7] в качестве одного из недостатков работ [4-6] называется зависимость ответа от фаз деления. В [7] утверждается, что в выражениях для p -четной и p -нечетной асимметрии никаких фаз нет. Это означало бы, что разность фаз в волнах противоположной четности равна разности фаз свободного движения, как, например, при рассеянии медленных нейтронов вблизи изолированных резонансов. Нам такое решение вопроса о фазах кажется неверным по следующим причинам.

1) Известно, что в случае, когда резонансы с одинаковыми квантовыми числами перекрываются (как это имеет место, например, в ^{233}U) отсутствие фаз в формулах типа формул Брейта-Вигнера противоречит условию унитарности. Таким образом, уже перекрытия резонансов достаточно для появления в резонансных формулах фаз $\delta \sim \delta\Gamma/D$ [15] ($\delta\Gamma$ и D — флуктуация ширины и среднее расстояние между резонансами с одинаковыми квантовыми числами).

Далее речь пойдет об идеализированном случае изолированных резонансов, который собственно и рассмотрен в работе [7].

2) Авторы работы [7] полагают, что деление происходит глубоко под кулоновским барьером и на этом основывают свои соображения относительно фаз.

При глубоко подбарьерном делении фазы действительно могут быть вычислены, однако приведенный в [7] ответ, на наш взгляд, ошибочен (см. ниже) и, скажем, зависимость p -нечетной асимметрии в делении от энергии нейтрона вблизи p -резонанса

$$a_{pv} \sim \text{Im} \frac{1}{E - E_p + i\Gamma_p/2} \quad (\text{П. I})$$

а не

$$a \sim \text{Re} \frac{1}{E - E_p + i\Gamma_p/2} \quad (\text{П.2})$$

3) В реальной ситуации эффект наблюдается в надбарьерном делении, где фазы, по-видимому, могут быть произвольными.

Для пояснения утверждений 2), 3) рассмотрим простую модельную задачу — деление в потенциальной модели. Предположим, что вплоть до расстояний χ , меньших некоторого α , осколки деления можно рассматривать как точечные бесструктурные частицы, а кривая потенциальной энергии имеет вид, изображенный на рис.5. Рассмотрим сначала надбарьерное деление. Допустим, что $k_0 \alpha \ll 1$ ($k_0 = \sqrt{2M(E-U_0)}$, M — приведенная масса осколков). Потенциальная энергия мало изменяется на длине волны осколка. Поэтому в области $\chi \lesssim 1/k_0$ потенциал можно считать постоянным, а в области $\chi \gtrsim 1/k_0$, где центробежной энергией можно пренебречь ($E - U(\chi) \gg \frac{c(c+1)}{2M\chi^2}$), выполняется условие квазиклассичности радиального движения. Заметим, что в последней области попадают оба потенциальных барьера. Нетрудно убедиться, что при выполнении перечисленных выше условий разность фаз рассеяния осколков в волнах противоположной четности (скажем, s и p) равна нулю. Действительно, при $k\chi \sim 1$ движение в постоянном потенциале ничем не отличается от свободного, а при $k\chi \gg 1$ радиальные уравнения при разных ℓ совпадают, т.к. центробежной энергией можно пренебречь. Поэтому разность фаз в волнах противоположной четности совпадает с разностью фаз свободного движения ($\Delta\varphi = (\ell - \ell') \frac{\pi}{2}$), т.е. разность фаз рассеяния равна нулю. Такая же ситуация имеет место при упругом рассеянии медленных нейтронов. Поэтому зависимость от энергии коэффициента p -нечетной асимметрии в угловом распределении осколков такая же, как для угловой асимметрии в упругом рассеянии медленных нейтронов, вычисленной в той же работе [7] (конечно, для сравнения с делением следует отвлекаться от вклада потенциального рассеяния):

$$a_{pv} \sim \text{Re} \frac{1}{E - E_p + i\Gamma_p/2} \quad (\text{П.3})$$

Мы пренебрегли p -волновым захватом, т.к. $\Gamma_{np} \ll \Gamma_{ns}$

Другой результат получается для глубоко подбарьерного деления. Точка остановки R находится далеко от начала координат, так что $kR \gg 1$. Поэтому центробежной энергией можно пренебречь, и радиальные волновые функции в состояниях с разными ℓ одинаковы. Так как фазы в асимптотических выражениях $\sin(k\chi + \varphi_\ell + \frac{2\ell+1}{2} \ln 2k\chi)$ совпадают, разность фаз рассеяния ($\delta_\ell = \varphi_\ell + \frac{\pi\ell}{2}$) в волнах противоположной четности равна $\frac{\pi}{2}$. Таким образом, при переходе к подбарьерному случаю в (П.3) следует добавить множитель $e^{i\pi/2}$, и энергетическая зависимость асимметрии приобретает вид (П.1). Все сделанные выше предположения были нужны нам, чтобы сравнить результат со случаем упругого рассеяния нейтронов, где ответ не вызывает разногласий. Для глубоко подбарьерного деления формула (П.1) справедлива и в реальной ситуации, так как нерезонансная часть фазы рассеяния в этом случае не зависит от конкретных особенностей потенциала слева от точки поворота.

Как известно, в интересующих нас ядрах деление нейтронами является надбарьерным. Хотя в рассмотренной выше модельной задаче о надбарьерном делении разность фаз рассеяния равна нулю, в реальной ситуации это, по-видимому, не так. Это видно уже из того, что движение между первым и вторым максимумом не является потенциальным из-за возбуждения компаунд-резонансов во второй потенциальной яме (гросс-структура). Эта промежуточная структура приводит к дополнительным фазам, меняющимся с энергией на масштабе "гросс-резонансов".

Сразу же после открытия нарушения четности в делении возникла проблема — почему эффект не исчезает при усреднении по громадному числу конечных состояний осколков? В работах [4-6] показано, что это происходит благодаря специфическим свойствам механизма деления — малому числу промежуточных состояний (делительных каналов) и наличию грушевидной деформации ядра перед разрывом.

Авторы работы [7] считают недостатком статей [4-6] рассмотрение конкретной динамики деления и предлагают свой подход, основанный на "общей теории ядерных реакций". В частности, они, фактически, отказываются от решения проблемы большого числа конечных состояний. Вводится фактор подавления эф-

факта N_f / N (N — полное число конечных состояний, N_f — число "скоррелированных" состояний), и затем пишется, что "анализ экспериментальных данных показывает, что $(N_f / N) = 1$ ". Заметим, что $N \sim 10^{10}$ и сам факт такой скоррелированности является наиболее удивительным в обсуждаемом явлении! Конечно, такой чисто феноменологический подход возможен, однако, помимо того, что он не дает информации о физике явления, неправильно полагать $N_f / N = 1$. Нескоррелированными являются вклады разных каналов деления. Кроме того, даже при делении через один резонанс и один делительный канал после усреднения по проекции момента начального ядра в выражении для p -нечетной асимметрии возникает фактор $(-1)^{J-I-1/2} K / (I+1/2)$ [4]; I, J — моменты начального ядра и компаунд-резонанса, K — проекция J на ось деформированного ядра. Для право-левой асимметрии аналогичный фактор имеет более громоздкий вид [5].

Литература

1. В.П. Алфименков и др. Препринт ИТЭФ № 49, 1981.
2. Г.В. Вальский и др. Препринт ЛИЯФ № 708, 1981.
3. Г.В. Вальский и др. Препринт ЛИЯФ № 796, 1982.
4. О.П. Сушков, В.В. Фламбаум ЯФ 31, 55, 1980.
5. О.П. Сушков, В.В. Фламбаум ЯФ 33, 629, 1981.
6. О.П. Сушков, В.В. Фламбаум УФН 136, 3, 1982.
7. В.Е. Бунаков, В.П. Гудков Препринт ЛИЯФ № 763, Ленинград, 1982.
8. R. Kuiken, N. J. Pattenden, H. Postma. Nucl. Phys. A190, 401, 1972.
9. Neutron Cross-sections, BNL-325, 3^d Ed., v2, 1973.
10. В.М. Лобашев и др. Доклад на сессии ОЯФ АН СССР, январь 1983.
11. Л.Н. Бондаренко, Г.В. Данилян и др. Доклад на сессии ОЯФ АН СССР, январь 1983.
12. Г.Н. Смиренкин, Ю.М. Ципенюк. В сб. "Physics and Chemistry of fission", v. 1, p. 31, IAEA, Vienna, 1980.
13. О. Бор, Б. Моттelson. Структура атомного ядра, т. 2, М., Мир, 1977.
14. M. Brack, J. Damgaard, E. S. Jensen, H. G. Pauli, V. M. Strutinsky, C. Y. Wong. Rev. Mod. Phys. 44, 320, 1972.
15. О.П. Сушков, В.В. Фламбаум. Препринт ИЯФ СО АН СССР № 83-24, Новосибирск, 1983.

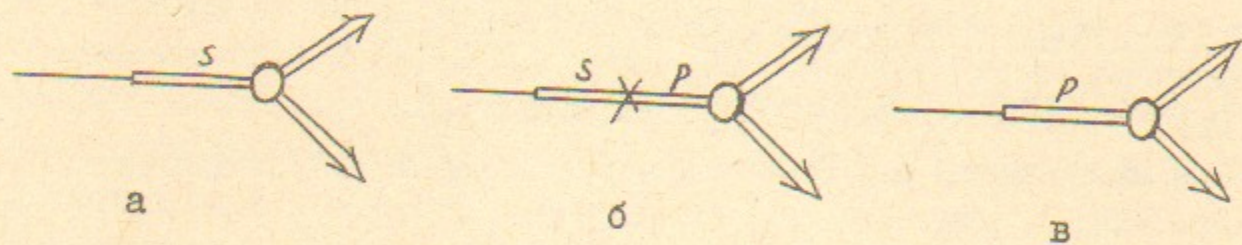


Рис.1

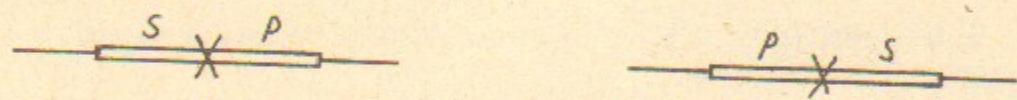


Рис.2

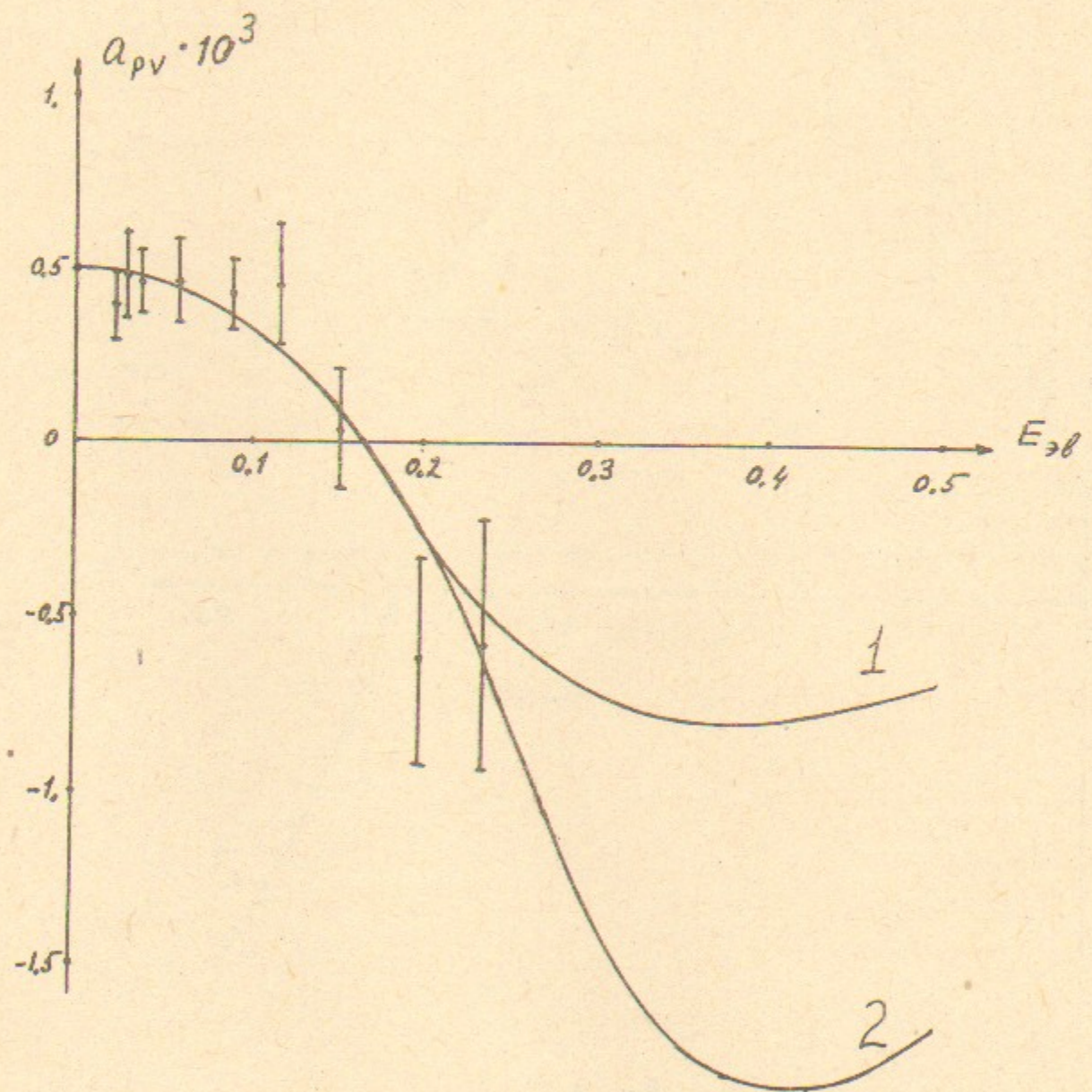


Рис.3

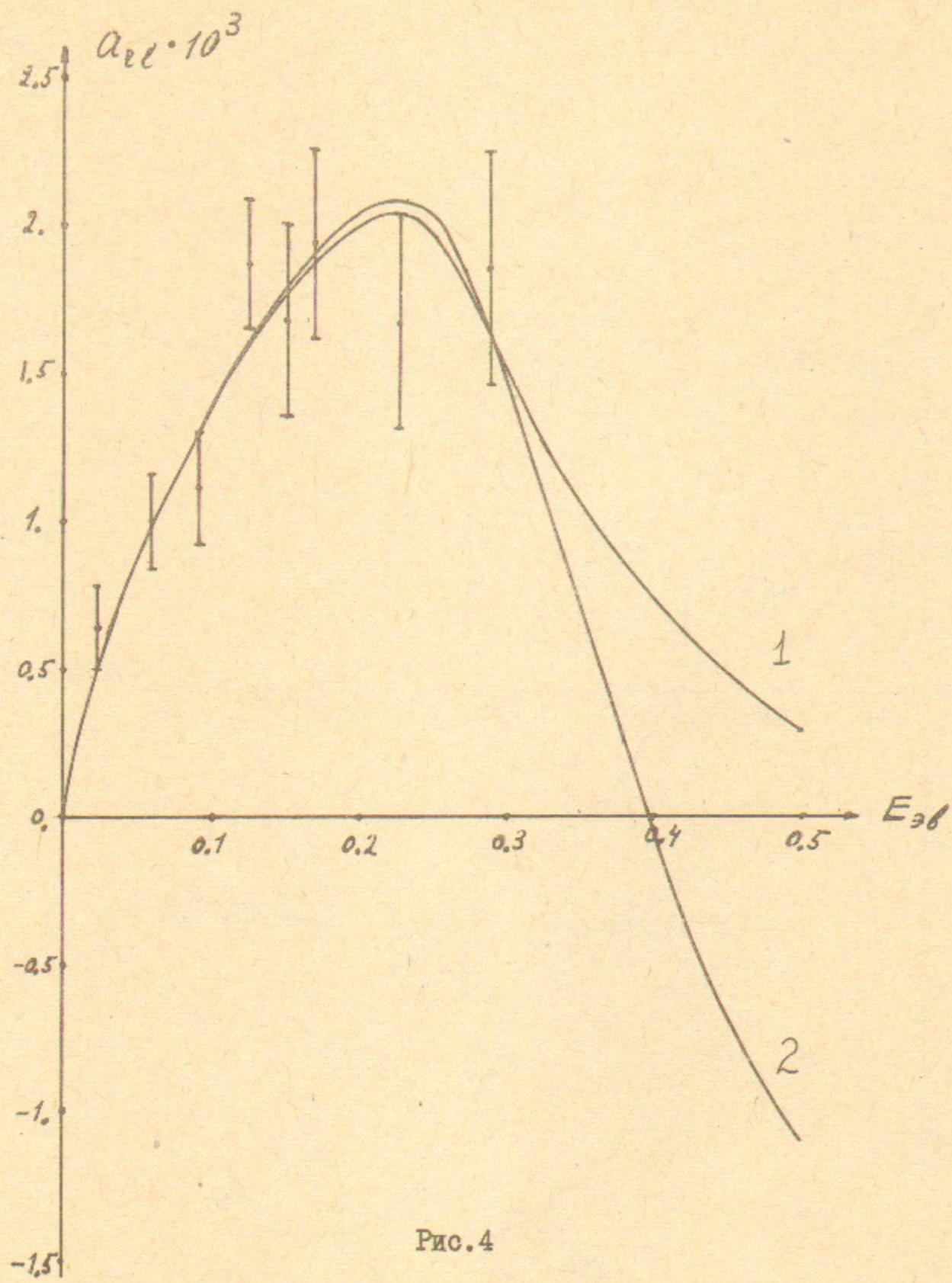


Рис. 4

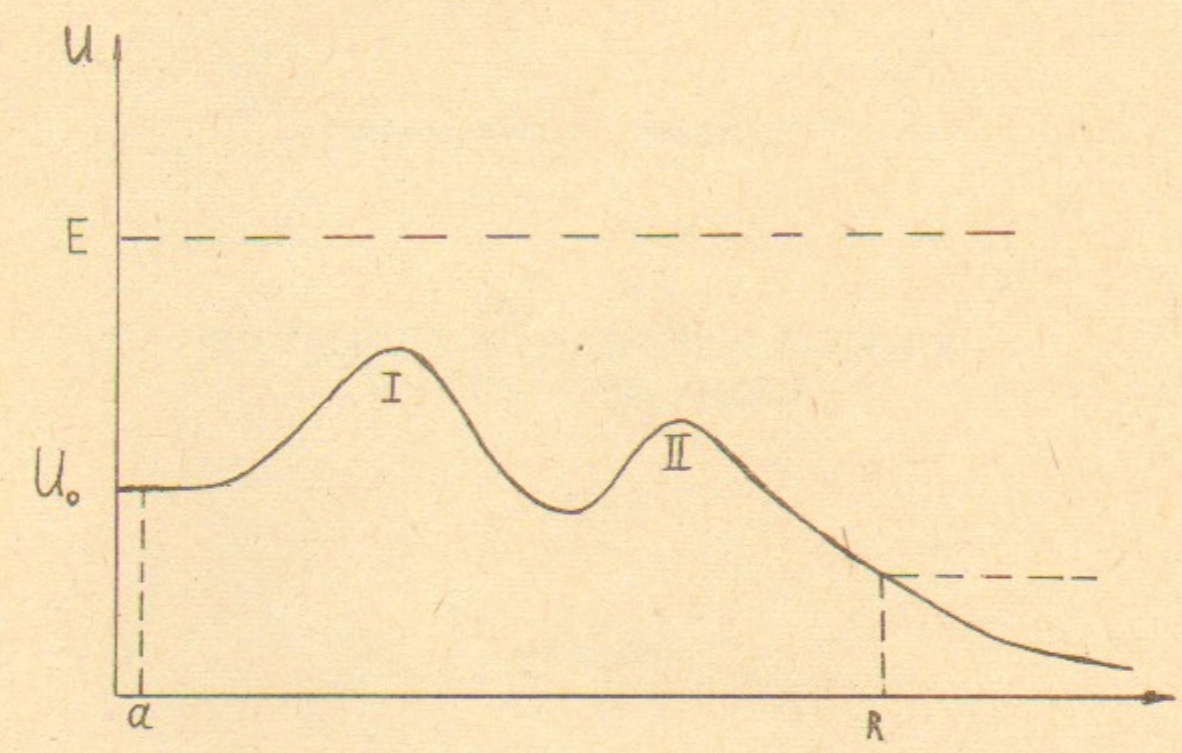


Рис. 5

О.П.Сушков, В.В.Фламбаум

К ВОПРОСУ О НЕСОХРАНИИ ЧЕТНОСТИ ПРИ
ЗАХВАТЕ НЕЙТРОНОВ ^{233}U

Препринт
№ 83- 31

Работа поступила - 20 января 1983 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 28.2-1983 г. МН 03081
Формат бумаги 60х90 1/16 Усл.1,2 печ.л., 1,0 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 31

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90