



Ф.70

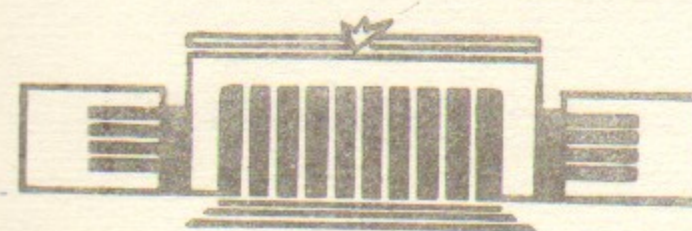
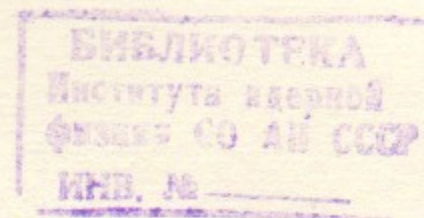
ИНСТИТУТ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ СО АН СССР

13

В. В. Фламбаум

НЕЧЕТНЫЕ ГАРМОНИКИ
В УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ
ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

ПРЕПРИНТ 84-119



НОВОСИБИРСК

НЕЧЕТНЫЕ ГАРМОНИКИ В УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ
ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

В.В. Фламбаум

А Н Н О Т А Ц И Я

Асимметрия в угловом распределении легких и тяжелых осколков может стать источником информации о прямом делении ядер (фотонами, нейтронами, заряженными частицами) и о статистических свойствах компаунд-состояний. Ее исследование может оказаться полезным для дальнейшего изучения свойств делительных каналов и поиска новых эффектов нарушения четности.

1. Нечетные гармоники в угловом распределении осколков наблюдались при делении ядер медленными поляризованными нейтронами (см., например [1-4] и теоретический обзор [5]). Исследовалась нарушающая и сохраняющая пространственную четность асимметрия в направлении вылета легкого осколка (корреляции $\delta \vec{P}_f$ и $\vec{s} [\vec{P}_n \times \vec{P}_f]$, \vec{s} , \vec{P}_n - спин и импульс нейтрона, \vec{P}_f - импульс легкого осколка). В упомянутых экспериментах энергия промежуточного состояния ядра была фиксирована с точностью $\Delta \ll D$, где D - расстояние между компаунд-резонансами с фиксированным моментом J и четностью. В случае же $\Delta \gg D$ вклад компаунд-резонансов в нечетные гармоники углового распределения оказывается подавленным [5] (более подробно см. ниже). Это обстоятельство можно использовать для выделения вклада прямого деления, идущего без промежуточной стадии компаунд-ядра (или, по крайней мере, для установки ограничения на амплитуды прямых процессов).

2. Рассмотрим в качестве примера процесс фотоделения бесспинового ядра (^{238}U , ^{232}Th , ^{240}Pu и т.п.) при энергии γ -квантов $E_\gamma \sim 5 - 10$ МэВ. Доминирующим здесь является захват фотонов с мультипольностью $E1$ и $E2$. Угловое распределение осколков формируется на стадии холодного сильнодеформированного ядра, где практически вся энергия возбуждения уходит на преодоление потенциального барьера деления. С наличием холодной стадии деления связана концепция делительных каналов, выдвинутая О.Бором.

Причины возникновения делительных каналов нетрудно понять, если представить амплитуду процесса деления в виде интеграла по траекториям в $3A$ -мерном пространстве (A - число нуклонов). Среди всей массы траекторий заметный вклад в амплитуду могут давать лишь те, для которых классическая потенциальная энергия $U(\zeta_1, \dots, \zeta_A)$ не слишком превосходит полную энергию E (вклад остальных согласно квазиклассической оценке мал). Если выделить в качестве коллективной переменной среднюю деформацию ядра, то при некотором ее значении, соответствующем делительному барьеру, условие $U \lesssim E$ однозначно определяет распределение ядерной плотности. Таким образом, все траектории, дающие заметный вклад в амплитуду деления, в области потенциального барьера имеют общий участок (с точностью до перестановки тождественных

частиц и небольших перемещений без изменения средней плотности). Исключения составляют лишь угловые переменные, характеризующие ориентацию ядра в пространстве. Потенциальная энергия от этих переменных не зависит, а кинетическая энергия вращения и связанная с ним сила Кориолиса малы (адиабатическое приближение). В таком случае амплитуда вероятности того, что ось ядра \vec{n} имеет фиксированное направление в пространстве (угловая волновая функция), зависит лишь от угловых квантовых чисел - момента ядра (J), его проекции на ось z (M) и проекции \vec{J} на ось ядра ($K = \vec{J} \cdot \vec{n}$), т.е. описывается D -функцией Вигнера $D_{MK}^J(\vec{n})$.

При делении γ -квантами с энергией $E_\gamma \lesssim 5$ МэВ открыт лишь канал с $K = 0$, соответствующий наименьшей внутренней энергии ядра на внешнем барьере деления. При захвате $E1$ -фотона момент $J = 1$, $E2 - J = 2$, а проекция момента $M = \lambda$, $\lambda = \pm 1$ - спиральность фотона. Угловая волновая функция холодного грушевидного ядра в этом случае имеет вид:

$$\Psi(\vec{n}) = A_{E1}(E) Y_{1\lambda}(\vec{n}) + A_{E2}(E) Y_{2\lambda}(\vec{n}), \quad (1)$$

где A_{E1} и A_{E2} - амплитуды перехода на холодную стадию. Мы учли, что при $K = 0$ D -функция выражается через $Y_{\ell m}$.

За барьером траектории движения расходятся. Однако, если разрыв ядра происходит быстро (по сравнению с временем оборота ядра), угловая волновая функция не успевает измениться, и угловое распределение осколков пропорционально $|\Psi|^2$.

$$W(\vec{n}) \sim |A_{E1}|^2 |Y_{1\lambda}|^2 + |A_{E2}|^2 |Y_{2\lambda}|^2 + (A_{E1}^* A_{E2} + A_{E2}^* A_{E1}) Y_{1\lambda}^* Y_{2\lambda} \quad (2)$$

Заметим, что для существования делительных каналов нет необходимости в том, чтобы холодное состояние ядра было квази-стационарным состоянием (резонансом). Нужно лишь, чтобы холодному ядру соответствовал участок траектории с достаточно большим действием ($\Delta S > 1$) для исключения "неправильных" траекторий.

Если учесть каналы с $K = 1$ и $K = 2$, существенные при $E_\gamma > 5$ МэВ, выражение для углового распределения осколков в системе их центра масс приобретает вид:

$$W(\vec{n}) = P + Q \cdot \cos \theta$$

$$P = a + b \sin^2 \theta + c \sin^2 2\theta$$

$$Q = d + e \sin^2 \theta$$

$$a = \frac{3}{4} |A_{11}|^2 + \frac{5}{4} |A_{21}|^2$$

(3)

$$b = \frac{3}{4} |A_{10}|^2 - \frac{3}{8} |A_{11}|^2 - \frac{5}{8} |A_{21}|^2 + \frac{5}{8} |A_{22}|^2$$

$$c = \frac{15}{16} |A_{20}|^2 - \frac{5}{8} |A_{21}|^2 + \frac{5}{32} |A_{22}|^2$$

$$d = -\frac{\sqrt{15}}{2} \operatorname{Re}(A_{21}^* A_{11})$$

$$e = \operatorname{Re} \left(\frac{3\sqrt{15}}{2} A_{20}^* A_{10} + \frac{\sqrt{15}}{2} A_{21}^* A_{11} \right)$$

Здесь A_{JK} - амплитуда деления фотоном мультипольности EJ через канал K . Ее можно нормировать так, что $\int W \sin \theta d\theta = \sum_{JK} |A_{JK}|^2 = 1$. Каналы с разными K не интерферируют, т.к. они соответствуют различным внутренним состояниям ядра. Угловое распределение (3) без интерференционного слагаемого $Q \cdot \cos \theta$ приведено, например, в книге [6] ($|A_{JK}|^2 = P(JK)$ в обозначениях [6]). Угол θ здесь отсчитывается от направления движения фотона, т.е. речь идет об угловой корреляции $\vec{q} \vec{p}_f$ (\vec{q} - импульс фотона, \vec{p}_f - импульс легкого осколка). Нечетные гармоники в угловом распределении осколков появляются также благодаря интерференции $E1$ и $M1$ амплитуд, а при электроделении к ним добавляется интерференция $E1$ и $E0$.

Для монохроматических фотонов величина асимметрии

$$\alpha \approx \frac{Q}{P} \sim \frac{\operatorname{Re}(A_{E1}^* A_{E2})}{|A_{E1}|^2 + |A_{E2}|^2} \quad (4)$$

не мала, так как при $E_\gamma \sim 5$ МэВ $A_{E1} \sim A_{E2}$. Дело в том, что первый барьер деления для $J^\pi = 2^+$ (π - четность состояния) лежит ниже, чем для 1^- , что компенсирует малость $E2$ -амплитуды - см., например, [6, 7]. При больших энергиях A_{E2} в среднем меньше A_{E1} , однако малость $E2$ -амплитуды захвата можно компенсировать, используя резонансную энергетическую зависимость амплитуд деления:

$$A(E) = A_n + \sum_{\alpha} \frac{M_{\alpha} f_{\alpha}}{E - E_{\alpha} + i\Gamma_{\alpha}/2} \quad (5)$$

Здесь A_n - нерезонансная амплитуда прямого деления, M_{α} - амплитуда захвата, f_{α} - амплитуда деления, E_{α} , Γ_{α} - энер-

гия и ширина компаунд-резонанса.

3. Угловое распределение (3) не зависит от спиральности фотона λ . Однако, зависимость от λ возникает, если мы учтем слабое межнуклонное взаимодействие H_w , несохраняющее четность. Нарушающую четность амплитуду можно записать в виде:

$$\tilde{A} = \tilde{A}_n + \sum_b \frac{M_b f_b}{E - E_b + i\Gamma_b/2} + \sum_c \frac{\tilde{M}_c f_c}{E - E_c + i\Gamma_c/2} + \sum_{b,c} \frac{M_b \langle c | H_w | b \rangle f_c}{(E - E_b + i\Gamma_b/2)(E - E_c + i\Gamma_c/2)} \quad (6)$$

Здесь \tilde{A}_n - нерезонансная амплитуда, \tilde{M}_c - амплитуда захвата частицы с нарушением четности, f_b - амплитуда деления с нарушением четности. Ее появление может быть связано со смешиванием уровней противоположной четности во второй потенциальной яме или непосредственно со смешиванием вращательных состояний холодного ядра [8]. Последнее слагаемое соответствует учету смешивания компаунд-состояний разной четности ($|b\rangle$ и $|c\rangle$). Согласно \sqrt{N} -классификации [9], именно это слагаемое является наибольшим и вызывает наблюдаемые эффекты нарушения четности, рассмотренные в [10-11, 5]. Заметим, что, например, при EI-захвате A_{EI} приводит перед разрывом во вращательном состоянии I^+ , в то время как A_{EI} - в I^- .

Одним из эффектов несохранения четности является зависимость сечения фотоделения от спиральности γ -квантов λ :

$$P_\gamma = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-} = \frac{\sum_{k=0,1} 2 \operatorname{Re}(\tilde{A}_{E1}^* A_{n1} + \tilde{A}_{n1}^* A_{E1})_{\lambda=1,k}}{\sum_{k=0,1,2} (|A_{E1}|^2 + |A_{n1}|^2 + |A_{E2}|^2)_{\lambda=1,k}} \quad (7)$$

Сумма идет по каналам деления, σ_+ и σ_- - сечения для право- и левополяризованных фотонов. Максимумы P_γ лежат вблизи энергий I^+ -резонансов, в которые идет MI-захват фотона (в них возможно усиление типа M_{EI}/M_{MI}). Величина P_γ , также как и величина эффекта несохранения четности в реакции (n, f), составляет $\sim 10^{-4} + 10^{-3}$.

Другим эффектом несохранения четности является корреляция $\lambda \vec{q} \vec{p}_f$ в угловом распределении осколков. Например, интерференция основной и примесной EI-амплитуд приводит к такой добавке к угловому распределению осколков (3):

$$W_{pv} = \lambda \frac{3}{2} \operatorname{Re}(\tilde{A}_{11} A_{11}^*) \cos \theta \quad (8)$$

Напомним, что $\lambda = \pm 1$ - спиральность фотона. Относительная величина эффекта W_{pv}/W здесь также $\sim 10^{-4} + 10^{-3}$, а его максимумы лежат вблизи I^+ резонансов. Увеличение эффекта возникает также при тех энергиях, где проникаемость барьера для ядра с квантовыми числами I^+ увеличена благодаря резонансам во второй яме (возможность такого усиления для реакции (n, f) отмечена в [12]).

Корреляции P_γ и $\lambda(\vec{q} \vec{p}_f)$ появляются, конечно, и в других фотопроцессах: (γ, n), (γ, p), (γ, α) и т.п. Заметное кинематическое усиление второй корреляции здесь может возникать, если основная амплитуда соответствует испусканию медленной частицы в р-волне, а примесная - в s-волне. Разность сечений P_γ можно было бы искать и в полном сечении захвата фотонов, измеряя число прошедших через образец γ -квантов. Однако, ситуация здесь осложняется электрон-фотонным взаимодействием, приводящим к поглощению γ -квантов.

4. Как сохраняющая, так и несохраняющая четность асимметрия в угловых распределениях легких и тяжелых осколков связана с интерференцией амплитуд деления из компаунд-состояний разной четности. При делении монохроматическими частицами это не приводит к заметному ослаблению эффекта. Иная ситуация при делении ядер немонахроматическими частицами. Здесь при разбросе по энергиям $\Delta \gg D$ возникает подавление интерференционного слагаемого. Предположим, что распределение по энергии описывается нормированной на единицу функцией

$$P(E) = \frac{1}{2\sigma_i} \frac{\Delta}{(E - E_0)^2 + \Delta^2/4} \quad (9)$$

Интегрирование по энергии дает:

$$\int A_k(E) A_c^*(E) P(E) dE = A_{nk} A_{nc}^* + \sum_{\alpha, \beta} M_\alpha f_\alpha M_\beta^* f_\beta^*$$

$$\times \frac{E_\beta - E_\alpha + i(\Delta + \Gamma_\alpha/2 + \Gamma_\beta/2)}{[E_0 - E_\alpha + i(\Delta + \Gamma_\alpha)/2][E_0 - E_\beta - i(\Delta + \Gamma_\beta)/2][E_\beta - E_\alpha + i(\Gamma_\beta + \Gamma_\alpha)/2]} + \quad (10)$$

$$+ A_{ne}^* \sum_\alpha \frac{f_\alpha M_\alpha}{E_0 - E_\alpha + i(\Gamma_\alpha + \Delta)/2} + A_{nk} \sum_\beta \frac{f_\beta^* M_\beta^*}{E_0 - E_\beta - i(\Gamma_\beta + \Delta)/2}$$

Мы предполагаем, что на масштабе Δ нерезонансные амплитуды меняются мало. Индекс α соответствует амплитуде A_k , $\beta - A_e$. Предположим, что $\Delta \gg D > \Gamma$. В этом случае в интервал усреднения попадает много резонансов ($N \sim \Delta/D$). Амплитуды деления через разные компаунд-резонансы будем считать независимыми и усреднять возникающие суммы как суммы случайных чисел. Тогда квадрат резонансной амплитуды имеет величину

$$|A^{(z)}|^2 \sim \frac{M^2 f^2}{\Gamma D}; \quad M \equiv \sqrt{|M_\alpha|^2}, \quad f \equiv \sqrt{|f_\alpha|^2} \quad (11)$$

Основной вклад в эту оценку дает диагональные слагаемые ($\alpha = \beta$).

В оценку интерференции разных амплитуд основной вклад дают компаунд-резонансы $|\alpha\rangle$ и $|\beta\rangle$ с максимально близкими энергиями ($|E_\alpha - E_\beta| \sim \Gamma$). Число таких слагаемых в двойной сумме в (10) невелико ($N_r \sim \frac{\Gamma}{D} N \sim \frac{\Gamma}{D} \frac{\Delta}{D}$). Учитывая, что сумма N_r некогерентных слагаемых растет как $\sqrt{N_r}$, находим среднеквадратичную оценку резонансного вклада в интерференцию:

$$\sqrt{|A_k A_e^{(z)*}|^2} \sim \frac{M_k f_k M_e f_e}{D \sqrt{\Delta \Gamma}} \quad (12)$$

Вклад слагаемых с $|E_\alpha - E_\beta| \sim D$ оказывается в $\sqrt{D/\Gamma}$ раз меньше, а с $|E_\alpha - E_\beta| \sim \Delta$ - в $\sqrt{\Delta/\Gamma}$ раз меньше.

Взяв типичные для фотоделения цифры $\Delta \sim 100$ КэВ, $D \sim 1$ эВ, $\Gamma/D \sim 0,1$, находим, что при усреднении по энергиям возникает следующий фактор подавления вклада компаунд-резонансов в асимметрии

$$\sqrt{\frac{\Gamma}{\Delta}} \sim 10^{-3} \quad (13)$$

Таким образом, вклад прямого деления в асимметрию оказывается в $\sqrt{\frac{\Gamma}{\Delta}} \sim 10^3$ раз больше, чем в сечении деления. Может оказаться существенной также и интерференция прямой и резонансной амплитуд, вклад которой

$$\sim (|A_k| M_e f_e + |A_e| f_k M_k) / \sqrt{\Delta D} \quad (14)$$

Аналогичным образом оценивается и величина эффектов несохранения четности. В интерференции амплитуд A и \tilde{A} (см (5) и (6)) возникает тройная сумма по индексам α, β, ϵ . После интегрирования по энергии основной вклад в эту сумму дают N^2 слагаемых, у которых индексы, соответствующие уровням с одинаковыми квантовыми числами, совпадают (для $A_{EI}^* \tilde{A}_{EI}$ $\beta = \alpha$, для $\tilde{A}_{MI} A_{EI}^*$ и $\tilde{A}_{EI} A_{MI}^*$ $\epsilon = \alpha$). В выделенной таким образом двойной сумме доминирует $N_r \sim \frac{\Gamma}{D} N$ слагаемых, для которых разность энергий у уровней противоположной четности $|E_\epsilon - E_c| \sim \Gamma$. В результате находим, что резонансный вклад в усредненные эффекты нарушения четности таков:

$$P_\gamma^{(z)} \sim \frac{M_{M1}}{M_{E1}} \frac{| \langle \psi | H_w | \epsilon \rangle |}{\sqrt{\Delta \cdot \Gamma}} \sim 10^{-5} - 10^{-6} \quad (15)$$

$$\frac{W_{pV}^{(z)}}{W} \sim \sqrt{\frac{\Gamma_\epsilon(1^+)}{\Gamma_\epsilon(1^-)}} \frac{| \langle \psi | H_w | \epsilon \rangle |}{\sqrt{\Delta \cdot \Gamma}} \sim 10^{-5} - 10^{-6}$$

Необходимо отметить, что полученная таким образом среднеквадратичная оценка для коэффициента смешивания ближайших уровней противоположной четности в компаунд-ядре

$$|\alpha| \sim \frac{| \langle \psi | H_w | \epsilon \rangle |}{\sqrt{D \Gamma}} \quad (16)$$

превосходит наивную оценку $| \langle H_w \rangle | / D$ и расходится при $\Gamma \rightarrow 0$. Причина состоит в том, что основной вклад в оценку (16) дают уровни противоположной четности с $|E_\epsilon - E_c| \sim \Gamma$. Это обстоятельство может оказаться существенным, например, при оценке вклада γ -каскадов для эффектов несохранения четности в реакции (n, γ) в интегральном спектре γ -квантов.

Возникновение пропорционального $1/\sqrt{\Delta}$ фактора подавления P -четной и P -нечетной асимметрии можно интерпретировать и на языке временной картины деления [5]. При фиксированной энергии, когда $\Delta \ll D, \Gamma$, адекватным является описание процесса деления с помощью волновой функции $\psi(E) \cdot e^{-iEt}$. Такая волновая функция включает в себя части, соответствующие как начальному компаунд-ядру, так и холодной стадии. Временное разделение процесса на последовательные стадии в этом случае не имеет

смысла, так как согласно соотношению неопределенностей $st \cdot \Delta \sim \hbar$ неопределенность во времени при $\Delta < \Gamma$ оказывается больше времени жизни ядра. Если же $\Delta \gg \Gamma$, временная картина последовательных стадий деления имеет смысл, но тогда при переходе к холодной стадии "забывается" возникшее на начальной "горячей" стадии смешивание уровней компаунд-ядра противоположной четности (вызванное слабым взаимодействием или захватом из волн разной четности нейтрона ($\ell = 0$ и $\ell = 1$) или фотона ($E1$ и $E2$)). Случайность знаков амплитуд деления из разных компаунд-состояний, из-за которой возникает фактор подавления $\sqrt{D/\Delta}$, прямо связана со сложностью движения нуклонов в компаунд-ядре на языке временной картины. Поэтому изучение статистических свойств интерференционных эффектов является одним из способов исследования компаунд-ядра как примера квантовой стохастической системы.

З а к л ю ч е н и е

Исследование асимметрии в угловом распределении легких и тяжелых осколков при делении ядер поляризованными нейтронами уже позволило сделать ряд выводов:

1. Ядро перед разрывом на осколки имеет грушевидную форму, и угловые распределения формируются до разрыва ядра на осколки. Эти выводы согласуются с данными по фотоделению (см. например, обзор [7]).

2. Делительные каналы с разной четностью или моментом интерферируют в угловом распределении осколков. Это означает, что они относятся к вращательной полосе, построенной на одном и том же внутреннем состоянии холодного грушевидного ядра. Если бы внутренние состояния ядра в каналах разной четности заметно отличались, интерференционные эффекты исчезли бы при суммировании по огромному количеству конечных состояний возбужденных осколков.

3. Асимметрия возникает из-за смешивания волновых функций компаунд-состояний разной четности. Поэтому характерный масштаб ее энергетической зависимости определяется уровнями энергии и ширинами компаунд-резонансов (см. [5, 13, 14]).

4. Начальная горячая стадия не "забывается" в процессе деления, если разброс по энергии Δ не превышает расстояния между компаунд-резонансами с одинаковыми квантовыми числами.

Возникшее на начальной стадии смешивание состояний противоположной четности без потерь переносится на холодную стадию.

5. Подтверждено существование динамического усиления малых взаимодействий (например, слабого взаимодействия) в компаунд-ядре. Усиление возникает благодаря плотному спектру и стохастической внутренней структуре компаунд-состояний [15-17, 11]. Эти свойства позволяют также построить универсальную для сложных ядер \sqrt{N} -классификацию амплитуд [9] ($N \sim \Gamma_{spz} / D \sim 10^4 - 10^6$ - параметр, характеризующий сложность системы, Γ_{spz} - спектральная ширина одноквазичастичных состояний, масштаб остаточного сильного взаимодействия, перемеживающего простые состояния ядра).

Изучение нечетных гармоник при фотоделении монохроматическими γ -квантами (которые получают, например, с помощью реакций (n, γ) или (p, γ)) позволило бы проверить справедливость сделанных выводов и для этого процесса. Кроме того, эксперименты по фотоделению обычно проводят не на тех ядрах, которые использовались в нейтронных экспериментах.

Деление немонахроматическими пучками частиц позволяет изучать статистические свойства процесса (например, уменьшение дисперсии асимметрии как $\sqrt{\Gamma/\Delta}$, ноль для среднего значения). Вероятно, здесь могут проявиться и амплитуды прямого деления, минуя стадию компаунд-ядра. При фотоделении такой процесс мог бы возникнуть благодаря прямому распаду на делительную моду какого-либо гигантского резонанса (например, изоскалярного квадрупольного). Существует и другая возможность. Ядро после захвата частицы может попасть не в первый, а сразу во второй минимум потенциальной деформации. Уровни во второй яме расположены значительно реже, чем в первой. Поэтому реальной является ситуация, когда $D_1 \ll \Delta \lesssim D_2$ (D_1 и D_2 - среднее расстояние между уровнями в первой и второй яме). Интерференция между такими амплитудами, естественно, не исчезает при усреднении с масштабом Δ .

Аналогично, исследование P - нечетной асимметрии при делении немонахроматическими частицами позволяет изучать смешивание состояний разной четности во второй потенциально яме, а также прямое смешивание холодных вращательных состояний сильно-деформированного ядра слабым взаимодействием. Ожидаемая величина эффектов несохранения четности здесь $\lesssim 10^{-5}$.

Л и т е р а т у р а

1. Данилян Г.В. и др. Письма ЖЭТФ, 1977, 26, 197.
2. Андреев В.Н. и др. Письма ЖЭТФ, 1978, 27, 68.
3. Весна В.А. и др. Письма ЖЭТФ, 1980, 31, 704.
4. Петухов А.К. и др. Письма ЖЭТФ, 1980, 32, 324.
5. Сушков О.П., Фламбаум В.В. УФН, 1982, 136, 3.
6. О.Бор, Б.Моттelson. Структура атомного ядра. М.: Мир, 1977, т.2, с.118.
7. Смиренкин Г.Н., Ципенюк Ю.М.; в сб.: "Physics and Chemistry of Fission", Vienna, IAEA, 1980, v.I, p.31.
8. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум. ЯФ, 1980, 31, 55.
9. V.V. Flambaum, O.P. Sushkov. Nucl. Phys., 1984, A412, 13.
10. V.V. Flambaum, O.P. Sushkov. Phys. Lett., 1980, 94B, 277.
11. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум, ЯФ, 1981, 33, 59.
12. Budnik A.P., Rabotnov N.S. Phys. Lett., 1973, 46B, 155.
13. Г.В.Вальский и др. Препринт ЛИАФ, 796, 1982.
14. О.П.Сушков, В.В.Фламбаум. Препринт ИЯФ СО АН СССР, 83-31, 1983.
15. Haas R., Leipner L.B., Adair R.K. Phys. Rev., 1959, 116, 121.
16. Blin-Stoyle R.G. Phys. Rev., 1960, 120, 181.
17. Шапиро И.С., УФН, 1968, 95, 647.

В.В.Фламбаум

НЕЧЕТНЫЕ ГАРМОНИКИ В УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ
ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Препринт
№ 84-119

Работа поступила - 27 августа 1984 г.

Ответственный за выпуск - С.Г.Попов
Подписано к печати 13.09-84 г. МН 04529
Формат бумаги 60x90 1/16 Усл.1,0 печ.л., 0,8 учетно-изд.л.
Тираж 290 экз. Бесплатно. Заказ № 119.

Ротапринт ИЯФ СО АН СССР, г.Новосибирск, 90