

УДК 539.173

УГЛОВЫЕ И СПИНОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПЕРВИЧНЫХ ФРАГМЕНТОВ ДЕЛЕНИЯ

© 2024 г. С. Г. Кадменский^{1,*}, Д. Е. Любашевский¹, А. А. Писклюков¹, Д. А. Степанов¹

¹ Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего образования Воронежский государственный университет, Воронеж, Россия

* e-mail: kadmensky@phys.vsu.ru

Поступила в редакцию 24.11.2023

После доработки 24.03.2024

Принята к публикации 29.04.2024

Рассмотрены подходы теоретических групп А. Булгака (Вашингтонский университет, Сиэтл) и Дж. Рандрапа (Национальной лаборатории Лоуренса Беркли, LBNL), продемонстрированы различные подходы к рассмотрению корреляций углов между спинами фрагментов двойного спонтанного и вынужденного низкоэнергетического деления. Проанализирована идея теоретической группы Дж. Рандрапа (LBNL) о двумерном (2D) и трехмерном (3D) спине, а также проведено сравнение полученного углового распределения для ряда ядер-актинидов $^{232}\text{Th}(n, f)$, $^{252}\text{Cf}(sf)$, $^{238}\text{U}(n, f)$ (случай двумерного спина 2D) с результатами группы А. Булгака. При построении распределения учтена особая геометрия делящегося ядра.

Ключевые слова: изгибные и извилистые моды основного состояния, холодность делящегося ядра, представление импульса, распределение спинов, корреляция спинов

DOI: 10.31857/S0367676524080134, EDN: OQFUXC

ВВЕДЕНИЕ

Недавняя статья Дж. Уилсона с соавторами [1] рассматривает генерацию спинов фрагментов двойного деления. На основе анализа уникальных экспериментальных данных, полученных на установке ALTO лаборатории ИС в Орсе (Франция) авторы пришли к выводу, что нет существенной корреляции между спинами двух фрагментов деления. Поскольку авторы предполагают, что любой спин, сгенерированный до разделения, должен приводить к сильно коррелированным спинам фрагментов, они сделали вывод, что их наблюдение подразумевает, что спины фрагментов должны генерироваться после того, как делящееся ядро разделилось на два фрагмента.

В работе Дж. Рандрапа с соавторами [2] согласны с выводом о крайне слабой корреляции спинов фрагментов. На основе феноменологической модели FREYA они заключают, что спины нескоррелированы уже до разрыва. В работе [3], используя микроскопический подход, показано, что конечные значения исходного спина определяются до испускания мгновенных нейтронов и статистических гамма-квантов и сильно коррелирует с относительным углом между спинами, близким к $2\pi/3$.

Целью настоящей работы является анализ угловой корреляции между спинами фрагментов вынужденного низкоэнергетического и спонтанного двойного деления ядер на основе теоретически полученного распределения спинов фрагментов.

АНАЛИЗ ПОДХОДА ГРУППЫ ДЖ. РАНДРАПА (НАЦИОНАЛЬНОЙ ЛАБОРАТОРИИ ЛОУРЕНСА БЕРКЛИ (LBNL))

В работе [2] рассмотрены два спина фрагментов деления, которые не могут быть независимыми поскольку должны удовлетворять закону сохранения полного спина. Действительно, вклады спинов от двух фрагментов в bending-колебание параллельны друг другу, в то время как вклады в wriggling-колебания антипараллельны друг другу. Когда учитываются только рассмотренные выше колебания коэффициент корреляции для отдельных спинов фрагмента деления определяется как

$$c(\vec{J}_L, \vec{J}_H) = \left[\langle \vec{J}_L \cdot \vec{J}_H \rangle - \langle \vec{J}_L \rangle \langle \vec{J}_H \rangle \right] / [\sigma_L \sigma_H] = -\{I_L I_H / [(I_R + I_L)(I_R + I_H)]\}^{1/2} \quad (1)$$

Эта величина, как правило, довольно мала, поскольку момент инерции для относительного движения фрагмента, I_R , обычно на порядок больше, чем у отдельных фрагментов, I_L и I_H , $I_R \gg I_L, I_H$. Таким образом, несмотря на то, что спины фрагментов сильно связаны для каждого из указанных колебаний, ожидается, что результирующие спины будут относительно независимыми. Это ожидание действительно подтверждается фактическим моделированием FREYA [2], как показано в табл. 1 и на рис. 1.

Таблица 1. Сравнение средних спинов первичных осколков деления, J_L и J_H , в работе [2] с экспериментальными данными работы [1] и результатами, полученными из распределения (3), и связанные с ними корреляционные коэффициенты связи $c(J_L, J_H)$ для четырех случаев деления: $^{235}\text{U}(n, f)$, $^{238}\text{U}(n, f)$, $^{239}\text{Pu}(n, f)$ и $^{252}\text{Cf}(sf)$, полученный с помощью FREYA с использованием либо монотонно возрастающих моментов инерции, либо моментов инерции с уточненной зависимостью

Случай деления	$^{235}\text{U}(n, f)$	$^{238}\text{U}(n, f)$	$^{239}\text{Pu}(n, f)$	$^{252}\text{Cf}(sf)$
$\bar{J}_L = \langle J_L \rangle$	4.27 (6.08)	4.43 (6.59)	4.58 (6.86)	5.08 (7.48)
$\bar{J}_H = \langle J_H \rangle$	5.66 (5.31)	5.80 (5.49)	5.93 (5.60)	6.33 (6.80)
$c(J_L, J_H)$ (%)	0.2 (-10.9)	0.2 (-10.8)	0.1 (-10.3)	0.1 (0.8)
f_1 (%)	-8.2 (-10.9)	-8.3 (-11.3)	-8.3 (-11.7)	-8.4 (-13.5)
\bar{J}_L	—	5.83	—	6.20
\bar{J}_H	—	6.35	—	7.18
$\bar{J}_{\text{exp}, L}$	—	5.41	—	6.36
$\bar{J}_{\text{exp}, H}$	—	6.04	—	6.74

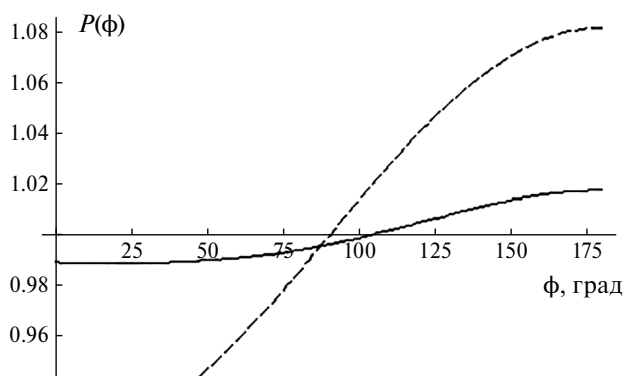


Рис. 1. Сравнение с результатами [2]. Сплошная линия — распределение $P(\phi)$ в рамках настоящей работы; пунктирная линия — распределение $P_R(\phi)$ в рамках работы [2] для $^{232}\text{Th}(n, f)$.

Величины спинов фрагментов, $J_f = |J_f|$, имеют довольно широкие распределения со средними значениями $\bar{J}_f = \langle J_f \rangle \approx 5 - 6\hbar$. Связанная с этим ковариация задается через $\sigma(\bar{J}_L, \bar{J}_H) = \langle \bar{J}_L \bar{J}_H \rangle - \bar{J}_L \cdot \bar{J}_H$, так что коэффициент корреляции величины спина равен $c(J_L, J_H) = \sigma(J_L, J_H) / [\sigma(J_L)\sigma(J_H)]$. В табл. 1 перечислены средние величины спина и коэффициент корреляции для четырех делящихся ядер, представляющих наибольший интерес. Коэффициенты корреляции, по существу, равны нулю, что указывает на то, что величины первичных спинов в значительной степени не коррелированы в соответствии с сообщенным экспериментальным выводом [1]. К сожалению, взаимная независимость двух спинов фрагментов не определена количественно в ссылке [1], поэтому сравнение невозможно.

Хотя экспериментальные данные [1] не могут дать информацию о направлениях спинов фрагментов, следует отметить, что они также в значительной степени некоррелированы и в FREYA. Степень корреляции между направлениями спинов фрагмента определяется распределением угла раскрытия между двумя спинами фрагмента, ϕ_{LH} , который задается $\cos \phi_{LH} = \frac{\bar{J}_L \bar{J}_H}{[J_L J_H]}$. Эта функция показана в рис. 1 для $^{238}\text{U}(n, f)$. Другие случаи выглядят очень похожими. Как было показано недавно, волнообразность угла раскрытия спинов фрагментов, как правило, хорошо представлена первой гармоникой, $P(\phi_{LH}) \approx 1 + f_1 \cos \phi_{LH}$. табл. 1 показывает амплитуды f_1 для четырех рассмотренных случаев. Как видно, все они довольно малы и составляют порядка 10 %.

Главным недостатком работы [2] является использование усредненной температуры фрагментов T_S . В действительности фрагменты деления имеют разную форму, и как следствие, разные температуры. Предположение о том, что формы фрагментов деления и их взаимная ориентация не играют никакой роли в их динамике, также ставится под сомнение в работах [4, 5].

АНАЛИЗ ПОДХОДА ГРУППЫ А. БУЛГАКА

В работе [3] представляется прозрачный анализ неожиданного теоретического предсказания, представленного недавно в [6, 7], а именно что направления первичных собственных спинов фрагментов сильно коррелируют, что не было получено из предыдущих исследований, будь то экспериментальные, феноменологические или микроскопические. Можно подозревать, что сложность реализации нестационарной

теории функционала плотности (TDDFT) [8] могла содержать некоторые невыявленные ошибки и впоследствии привести к ошибочному выводу в [7, 8]. Неопределенность функционалов плотности ядерной энергии (NEDF) [9] или сложность численной реализации TDDFT могут скрыть некоторые ошибочные входные данные. Можно также предположить, что эффекты долгой памяти [10] актуальны, когда коллективные скорости динамики деления даже медленнее, чем в адиабатическом приближении [7]. С другой стороны, феноменологические модели обычно полагаются на большое количество параметров и ядерных свойств, многие из которых неизвестны с достаточной точностью, если вообще известны. Как показали недавние микроскопические исследования [7], феноменологические исследования [11] ошибочно предполагают, что момент инерции тяжелого (H) фрагмента больше, чем у легкого (L) фрагмента. В работе [2] была введена специальная феноменологическая параметризация моментов инерции фрагментов. Микроскопические исследования [7] также ясно демонстрируют, что температуры фрагментов различны, и обычно тяжелые фрагменты имеют меньшую энергию возбуждения, чем легкие фрагменты, и этот аспект игнорируется в модели FREYE [2]. Интерпретация экспериментальных результатов работы [1] и недавние противоречивые теоретические и феноменологические выводы [2], а также диапазон противоречивых исходных предположений в этих подходах могут не убедить более широкую аудиторию в их надежности и могут принести большую пользу от независимого исследования.

Теоретическая модель работы [3] имеет сходство с выводом золотого правила Ферми, согласно которому вероятность перехода в единицу времени из начального состояния во все конечные состояния, допускаемые законами сохранения, представляет собой произведение квадрата среднего матричного элемента, часто принимаемого как феноменологическое значение, на такие, как константа и плотность конечных состояний, которую часто можно легко оценить. Частым педагогическим примером использования золотого правила является правило скорости β -распада нейтрона, которое показывает, что форма электронного спектра полностью определяется плотностью конечных состояний и законами сохранения энергии, импульса и углового момента.

Можно определить угол между собственными спинами фрагментов деления:

$$\phi_{LH} = \left\langle \arccos \frac{\vec{J}_L \vec{J}_H}{J_L J_H} \right\rangle, \quad (2)$$

где скобки означают квантово-механическое математическое ожидание этого комплексного оператора. Показано, что в случае собственных спинов фрагментов форма распределения $p(\phi_{LH})$ контролируется структурой доступного фазового пространства конечных собственных спинов фрагментов и их

относительным орбитальным угловым моментом, и что это распределение является только слабо зависит от механизма деления.

Единственным вкладом, необходимым для анализа, проведенного в работе [3], будет квантовая теория углового момента и лишь некоторые очень мягкие, довольно общие и гибкие предположения об индивидуальных распределениях углового момента. Поскольку все относительные собственные степени свободы спина фрагментов деления — это bending- и wriggling-колебания, настоящий анализ является более общим, чем микроскопическое рассмотрение, представленное в работе [7] и FREYA [3], где явно рассматривались только моды изгиба и извива.

В работе [3] проделаны достаточно общие рассуждения, не затрагивающие каких-либо конкретных свойств ядерных взаимодействий, о том, что в процессе распада системы с начальным спином $S_0^\pi = 0^+$ на два фрагмента их собственные спины образуют угол, очень близкий к $2\pi/3$ со значительной дисперсией — особенность, которую обычно следует ожидать, в частности, при спонтанном делении ядер. Настоящие выводы согласуются с независимыми микроскопическими расчетами без параметров и допущений. Тогда при делении ядра с очень малым начальным спином $J_0 \approx 0$ распределение собственных спинов фрагментов деления определяется главным образом статистическими факторами, а именно достаточно большим числом разрешенных конечных значений собственных спинов фрагментов деления. Диапазон разрешенных собственных спинов фрагментов деления, в частности их распределение, контролируется их собственными деформациями. В этом отношении собственные спиновые распределения фрагментов деления и их корреляции контролируются главным образом большим разрешенным конечным фазовым пространством, как и в случае многих других типов распадов, где разрешенное фазовое пространство, в частности, потому, что доля объема фазового пространства, соответствующая углы $\phi_{LH} > \pi/2$, составляет примерно 2/3 от общего разрешенного объема фазового пространства.

Главным недостатком работы является предположение о трехмерности спина не позволяющие учесть экспериментально наблюдаемого факта: спин начального ядра перпендикулярен оси деления. Авторы работы выше также признают, что сложность расчетов теории (TDDFT) может приводить к неожиданным и даже частично ошибочным результатам.

ПОСТРОЕНИЕ И АНАЛИЗ УГЛОВЫХ КОРРЕЛЯЦИЙ

Современное понимание природы появления больших значений спинов основано [12—17] на учете двух типов коллективных поперечных колебаний делящегося ядра в окрестности точки его разрыва, рассмотренных в работе [18]. К первому типу

относятся bending-колебания, связанные с поворотами в противоположные стороны вокруг некоторой оси, перпендикулярной оси симметрии делящегося ядра Z , двух сильно деформированных предфрагментов деления, соприкасающихся своими вершинами в области шейки делящегося ядра и переходящих во фрагменты деления после разрыва указанной шейки. Из-за закона сохранения полного спина делящегося ядра обусловленные bending-колебаниями спины вылетающих из делящегося ядра фрагментов удовлетворяют условию $J_{b1} = -J_{b2}$. Второй тип учитываемых поперечных колебаний делящегося ядра связан с wriggling-колебаниями, для которых повороты предфрагментов деления происходят в одну сторону вокруг оси, также перпендикулярной оси симметрии делящегося ядра, что приводит к появлению одинаково направленных и больших по величине спинов вылетающих фрагментов деления J_{w1} и J_{w2} . Компенсация отличного от нуля суммарного спина указанных предфрагментов $F_w = J_{w1} + J_{w2}$ осуществляется за счет поворота всего делящегося ядра вокруг той же оси в противоположную сторону. Это приводит к появлению относительного орбитального момента фрагментов L_w , связанного в силу закона сохранения полного спина делящегося ядра с вектором F_w соотношением $L_w = -F_w$. Оба типа поперечных колебаний дают вклады в значения спинов J_1 и J_2 вылетающих фрагментов деления, однако только wriggling-колебания фактически определяют распределение относительных орбитальных моментов L этих фрагментов. Средние значения L заметно превосходят значения спина J делящегося ядра, большая часть которого при делении переходит также в относительный орбитальный момент L , а не в спины J_1 и J_2 фрагментов деления. К сожалению, в ряде работ [12, 14, 15], ориентированных на описание природы спиновых распределений фрагментов спонтанного и низкоэнергетического деления ядер, используется неверное допущение о преобладающей роли поперечных bending-колебаний в формировании указанных распределений.

Описанию спинового распределения фрагментов деления в рамках настоящей теории, основано на представлении о холодности делящегося ядра в точке разрыва и учете нулевых поперечных колебаний делящегося ядра, принципиально отличается от подхода работ [12, 15], в которых используется допущение о заметной термализации фрагментов деления в окрестности точки разрыва делящегося ядра, когда температура T фрагментов деления превышает 1 МэВ. В этом случае из-за заметно меньшей величины энергии $\hbar\omega_b$ кванта bending-колебаний по сравнению с аналогичной энергией $\hbar\omega_w$ кванта wriggling-колебаний (например, для ядра ^{236}U $\hbar\omega_b = 0.9$ МэВ, $\hbar\omega_w = 2.3$ МэВ) главную роль в температурном распределении фрагментов деления по числу n_b и n_w квантов bending- и wriggling-колебаний начинают играть bending-колебания. Поскольку делящееся ядро остается в холодном состоянии вблизи его разрыва

на фрагменты деления, представления работ [12, 15] не реализуются, а формирование спиновых распределений фрагментов деления определяется нулевыми wriggling- и bending-колебаниями делящегося ядра с преобладающей ролью wriggling-колебаний.

В рамках настоящей работы изучена корреляция между спинами фрагментов двойного спонтанного и вынужденного низкоэнергетического деления ядер. В основе лежит распределение, описывающее зависимость значений спинов фрагментов деления J_1 и J_2 и угла ϕ [$0 \leq \phi \leq \pi$] между ними, причем при построении распределений вероятностей $P(J_1, J_2, \phi)$ для wriggling- и bending-колебаний использовались только нулевые осцилляторные волновые функции в импульсном представлении:

$$P(J_1, J_2, \phi) = \frac{2J_1 J_2}{\pi I_w \hbar \omega_w I_b \hbar \omega_b} \times \exp \left[\begin{aligned} & -J_1^2 \{a I_2^2 + b\} - J_2^2 \{a I_1^2 + b\} + \\ & + 2J_1 J_2 \cos \phi \{a I_1 I_2 - b\} \end{aligned} \right], \quad (3)$$

где $a = \frac{1}{I_b \hbar \omega_b (I_1 + I_2)^2}$; $b = \frac{1}{I_w \hbar \omega_w}$; момент инерции wriggling-колебаний I_w

$$I_w = \frac{(I_1 + I_2) I_0}{I},$$

где I_1, I_2 — моменты инерции первого и второго фрагментов соответственно; $I_0 = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} (\vec{R}_1 - \vec{R}_2)^2$; $I = I_0 + I_1 + I_2$; $R_{1,2} = r_0 A^{1/3} [1 - \beta_{1,2}^2 / (4\pi) + \sqrt{5} / (4\pi) \beta_{1,2}]$; $\beta_{1,2}$ — коэффициент квадрупольной деформации; момент инерции bending-колебаний — I_b :

$$I_b = I_1 + \left(\frac{R_1}{R_2} \right)^2 I_2,$$

где I_w — момент инерции wriggling-колебаний, I_b — момент инерции bending-колебаний; ω_w, ω_b — частоты wriggling- и bending-колебаний соответственно.

Как было сказано выше рассмотрение спонтанного и низкоэнергетического вынужденного деления ядер, а также вылетающих из него фрагментов деления должны находиться только в холодных неравновесных состояниях [19, 20]

$$\begin{aligned} P(J_{b_x}, J_{b_y}) &= P(J_{b_x}) P(J_{b_y}) = \\ &= \frac{1}{\pi I_b \hbar \omega_b} \exp \left[-\frac{(J_{b_x}^2 + J_{b_y}^2)}{I_b \hbar \omega_b} \right] \\ P(J_{w_x}, J_{w_y}) &= P(J_{w_x}) P(J_{w_y}) = \\ &= \frac{1}{\pi I_w \hbar \omega_w} \exp \left[-\frac{(J_{w_x}^2 + J_{w_y}^2)}{I_w \hbar \omega_w} \right], \end{aligned}$$

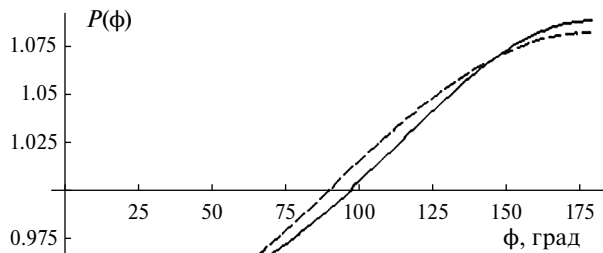


Рис. 2. Сравнение с результатами [2]. Сплошная линия — распределение $P(\phi)$ в рамках настоящей работы; пунктирная линия — распределение $P_R(\phi)$ в рамках работы [2] для $^{238}\text{U}(n, f)$.

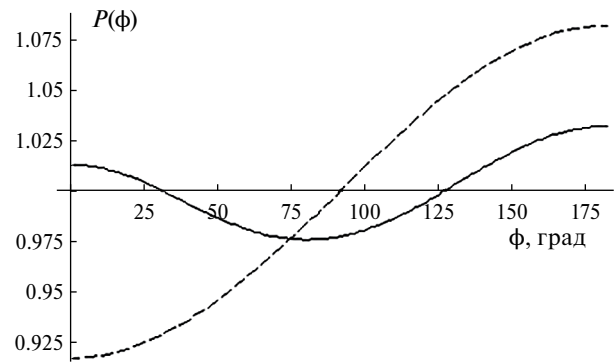


Рис. 3. Сравнение с результатами [2]. Сплошная линия — распределение $P(\phi)$ в рамках настоящей работы; пунктирная линия — распределение $P_R(\phi)$ в рамках работы [2] для $^{252}\text{Cf}(sf)$.

что позволило перейти от обобщенного параметра T_S к частотам wriggling- и bending-колебаний.

Для построения распределения использована теория [18], описывающая процесс формирования спинов фрагментов за счет возбуждения wriggling- и bending-колебаний. Аналогично работе [2], предполагается, что спин делящегося ядра перпендикулярен оси симметрии. Описанные выше положения приводят к построению двумерного спинового распределения в рамках квантовой теории деления [21, 22]. Поэтому сравнения корреляций будут проводиться с результатами работы [2]. Численно интегрируя распределение (3) по всем возможным значениям спинов, можно получить распределение по углу.

Из рис. 1—3 видно, что корреляция между спинами фрагментов крайне слаба. Для $^{232}\text{Th}(n, f)$ получена еще более слабая корреляция угла ($< 2\%$) по сравнению с работой [2] ($\approx 10\%$) (рис. 1). Для распределения и идентичны (рис. 2). Для $^{252}\text{Cf}(sf)$ наблюдается “провал” в области $\phi \in [30^\circ; 125^\circ]$, что можно объяснить формированием фрагментов, коэффициенты квадрупольной деформации β которых отрицательны (рис. 3).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, нами были рассмотрены разные теоретические подходы к изучению корреляций углов между спинами фрагментов двойного деления ядер. Определены основные особенности и различия работ [2, 3, 23—25]. Построены угловые корреляции для распределения (3) с учетом следующих теоретических положений: двумерность спинов фрагментов, перпендикулярность спина делящегося ядра, холодность ядра на протяжении всего процесса деления, использование нулевых wriggling- и bending-колебаний для распределения (3).

Установлена слабая корреляция угла между спинами фрагментов деления ($< 10\%$), что в полной мере совпадает с экспериментальными данными работы

[1]. Выполнено сравнение с результатами работы [2] и установлено, что использование идеи о двумерности спинов фрагментов деления приводит к идентичным результатам, которые были получены в работе [2].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wilson J.N., Thisse D., Lebois M. et al. // Nature. 2021. V. 590. P. 566.
2. Vogt R., Randrup J. // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127. Art. No. 062502.
3. Bulgac A. // Phys. Rev. 2022. V. 106. Art. No. 014624.
4. Bertsch G.F. // arXiv:1901.00928.2019.
5. <https://indico.in2p3.fr/event/26459>
6. Ericson T. // Adv. Phys. 1960. V. 9. P. 425.
7. Bulgac A., Abdurrahman I., Godbey K., Stetcu I. // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 128. Art. No. 022501.
8. Bulgac A., Magierski P., Roche K.J., Stetcu I. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. Art. No. 122504.
9. Salvioni G., Dobaczewski J., Barbieri C. et al. // J. Physics. G. 2020. V. 47. Art. No. 085107.
10. Marques M.A.L., Maitra N.T., Nogueira F.M.S. et al. Lecture notes in physics. V. 837. Heidelberg: Springer, 2012.
11. Talou P., Stetcu I., Jaffke P. et al. // Comput. Phys. Commun. 2021. V. 269. Art. No. 108087.
12. Wilhelmy J.B., Cheifetz E., Jared R.C. et al. // Phys. Rev. C. 1972. V. 5. P. 204.
13. Moretto L.G., Peaslee G.F., Wozniak G.F. // Nucl. Phys. A 1989. V. 502. P. 453.
14. Rasmussen J.O., Norenberg W., Mang H.J. // Nucl. Phys. A. 1969. V. 136. P. 456.
15. Shneidman T.M., Adamian G.G., Antonenko N.V. et al. // Phys. Rev. C. 2002. V. 65. No. 6. Art. No. 064302.
16. Кадменский С.Г., Любашевский Д.Е., Тумова Л.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2015. Т. 79. № 7. С. 975; Kadmeny S.G., Lubashevsky D.E., Titova L.V. // Bull. Russ. Acad Sci. 2015. V. 79. No. 7. P. 879.

17. Бунаков В.Е., Кадменский С.Г., Любашевский Д.Е. // Ядерн. физика. 2016. Т. 79. С. 198; *Bunakov V.E., Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E.* // Phys. Atom. Nucl. 2016. V. 79. P. 304.
18. *Nix J.R., Swiatecki W.J.* // Nucl. Phys. A. 1965. V. 71. P. 1.
19. Кадменский С.Г., Бунаков В.Е., Любашевский Д.Е. // Ядерн. физика. 2017. Т. 80. С. 447; *Kadmensky S.G., Bunakov V.E., Lyubashevsky D.E.* // Phys. Atom. Nucl. 2017. V. 80. P. 850.
20. Кадменский С.Г., Любашевский Д.Е. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 8. С. 1196; *Kadmensky S.G., Lyubashevsky D.E.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 8. P. 991.
21. Титова Л.В., Кадменский С.Г. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 8. С. 1190; *Titova L.V., Kadmensky S.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 8. P. 986.
22. Кадменский С.Г., Куфаев С.В., Отводенко Я.О. // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. № 9. С. 1332; *Kadmensky S.G., Kufaev S.V., Otvochenko Y.O.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. No. 9. P. 1102.
23. *Dossing T., Randrup J.* // Nucl. Phys. A. 1985. V. 433. P. 215.
24. *Randrup J.* // Phys. Rev. C. 2022. V. 106. Art. No. L051601.
25. *Vogt R., Randrup J.* // Phys. Rev. C. 2021. V. 103. Art. No. 014610.

Angular and spin distributions of primary fission fragments

S. G. Kadmensky^{1,*}, D. E. Lyubashevsky¹, A. A. Pisklyukov¹, D. A. Stepanov¹

¹*Voronezh State University, Voronezh, 394006, Russia*

**e-mail: kadmensky@phys.vsu.ru*

We consider the studies of theoretical groups of A. Bulgac (Washington University, Seattle) and J. Randrup [Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL)], demonstrated various approaches of correlations of angles between the spins of fragments of double spontaneous and low-energy fission. The idea of the theoretical group of J. Randrup (Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL)) about two-dimensional (2D) and three-dimensional (3D) spin was analyzed, results for $^{232}\text{Th}(n, f)$, $^{252}\text{Cf}(sf)$, $^{238}\text{U}(n, f)$ compared to A. Bulgacs (Washington University, Seattle) group. The special geometry of the dividing nucleus is considered.

Keywords: ground-state bending- and wriggling-modes, coldness of the fission nuclear, momentum representation, spin distributions, spin correlations