

СПИНОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ФРАГМЕНТОВ ДВОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР С УЧЕТОМ BENDING- И WRIGGLING- КОЛЕБАНИЙ

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

Поступила в редакцию 09.12.2023 г.; после доработки 09.12.2023 г.; принята к публикации 09.12.2023 г.

Проведено теоретическое описание природы спинового распределения (СР) фрагментов низкоэнергетического вынужденного и спонтанного двойного деления ядер. Для двух деформированных предфрагментов деления установлен механизм накачки больших значений их относительных орбитальных моментов L и спинов J , обусловленный совместным влиянием wriggling- и bending-колебаний, и впервые получены аналитические формулы для описания СР в рамках такого механизма. Подчеркивается, что для этого механизма ядро в процессе деления остается “холодным”, в то время как в статистической модели оно нагревается до температур ≈ 1 МэВ. Сравнение рассчитанных СР для вынужденного двойного деления ядер-актинидов $^{232}\text{Th}(n, f)$ и $^{238}\text{U}(n, f)$ с имеющимися экспериментальными данными показало разумное согласие как по величине средних значений спинов, так и по пилообразной форме зависимости СР от массового числа фрагментов, что подтверждает надежность механизма накачки больших значений спинов деформированных фрагментов деления. Для спонтанного двойного деления ядра $^{252}\text{Cf}(s, f)$ указаны возможные причины расхождения теоретических СР с экспериментом.

DOI: 10.31857/S0044002724030182, EDN: IVOFUK

1. ВВЕДЕНИЕ

Описание угловых и спиновых распределений (СР) первичных фрагментов низкоэнергетического двойного деления ядер в квантовой теории деления [1–4] связано с несколькими важнейшими характеристиками динамики указанного деления.

Появление больших по сравнению со спином J ($\approx 1\hbar$) делящегося ядра значений спинов J_1 и J_2 ($\approx 5–7\hbar$) легкого и тяжелого фрагментов двойного деления ядер, обнаружено более 60 лет назад. Однако до сих пор не существует единой теории, которая смогла бы в полной мере объяснить возникновение данного феномена.

Экспериментально обнаружено, что фрагменты двойного деления ядер вылетают преимущественно под углами $\theta_1 = 0^\circ$ и $\theta_1 = 180^\circ$ к оси симметрии системы делящегося ядра. Модель О. Бора [5] о классическом движении фрагментов делящегося ядра вдоль прямой линии, совпадающей с осью симметрии делящейся системы, позволяет объяснить наблюдаемую экспериментально анизотропию разлета фрагментов. Однако классическое рассмотрение такого разлета приходит в противоречие с принципами квантовой механики, согласно которой отклонения угла $\Delta\theta$ вылета частицы от оси симметрии и изменения относительного орбитального момента ΔL фрагментов делящегося ядра связаны соотношением [6, 7] $\Delta\theta\Delta L \approx 1$, справедливое для

наблюдаемых $\Delta\theta = 1$. Тогда величина максимального относительного орбитального момента L_m определяется как

$$L_m = 1/\Delta\theta \gg 1,$$

что демонстрирует появление большого относительного орбитального момента делящегося ядра.

Для объяснения возникновения большого L_m необходимо рассмотреть два вида поперечных колебаний делящегося ядра в окрестности точки его разрыва [8]. Первый тип таких колебаний wriggling (извивные) колебания, в которых повороты предфрагментов деления происходят в одну сторону вокруг некоторой оси, перпендикулярной оси симметрии делящегося ядра. Второй тип — bending (изгибные) колебания. Они характеризуют повороты предфрагментов деления в противоположные стороны вокруг оси, также перпендикулярной оси симметрии делящегося ядра. Компенсация отличного от нуля суммарного спина указанных предфрагментов осуществляется за счет поворота всего делящегося ядра вокруг той же оси в противоположную сторону. Это приводит к появлению относительного орбитального момента фрагментов

$$L = (J_{w1} + J_{w2}).$$

Именно wriggling-колебания фактически определяют распределение орбитальных моментов L этих фрагментов.

Целью настоящей работы является описание формирования спинов и их распределений в двойном

¹⁾ Воронежский государственный университет, Россия.

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

низкоэнергетическом и спонтанном делениях ядер с учетом основных теоретических представлений о природе рассматриваемого процесса и современных экспериментальных данных.

2. ПОСТРОЕНИЕ СПИНОВЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ФРАГМЕНТОВ

Поведение делящегося ядра в седловой точке определяет процесс формирования спинов, который можно описать в приближении гармонического осциллятора. Спины фрагментов, формирующихся при низкоэнергетическом вынужденном и спонтанном двойном делении, в фазовом пространстве связаны только с распределением в импульсном представлении [9]. В таком подходе не учитываются силы упругости, что позволяет упростить аналитические расчеты.

Спонтанное и вынужденное низкоэнергетическое деление деформированных ядер описывается при использовании идеи переходных делительных состояний (ПДС) Бора [5] делящегося ядра, которые строятся с учетом сохранения направления оси симметрии делящегося ядра на всех стадиях его внутренних коллективных деформационных движений. Поскольку рассматриваемые виды деления ядер реализуются в случаях, когда энергия возбуждения делящегося ядра E_{exp} заметно меньше высот внутреннего и внешнего барьеров деления, наибольшая вероятность такого деления имеет место, если энергии ПДС имеют значения, близкие к E_{exp} . Это соответствует отсутствию нуклонных многоквaziчастичных мод возбуждения делящегося ядра и его холодности на всех стадиях коллективного деформационного движения вплоть до точки разрыва. В делящемся ядре появляются [3] только “входные” низколежащие коллективные возбуждения нуклонных степеней свободы, для которых отсутствует динамическое усиление взаимодействия Кориолиса. Это противоречит предположениям статистической модели [10], считающей, что неадиабатический спуск с внешнего барьера приводит к тому, что в точке разрыва ядро находится в состоянии термодинамического равновесия с температурой $T_{\text{стат}} \approx 1$ МэВ.

Поскольку для спонтанного и низкоэнергетического вынужденного деления делящееся ядро и вылетающие из него фрагменты в окрестности точки разрыва указанного ядра должны находиться в холодных неравновесных состояниях [3], то при построении их СР необходимо учитывать только нулевые осцилляторные волновые функции в импульсном представлении [8, 11] вдоль осей (Y). Распределение вероятностей спинов двух независимых колебаний можно представить как произведение распределений этих колебаний [11]:

$$P(J_{k_x}, J_{k_y}) \equiv P(J_{k_x})P(J_{k_y}) = \frac{1}{\pi I_k \hbar \omega_k} \exp \left[-\frac{J_{k_x}^2 + J_{k_y}^2}{I_k \hbar \omega_k} \right], \quad (1)$$

где индекс $k = w, b$ соответствует типу колебаний (wiggling или bending), I_k — момент инерции этих колебаний, частоты ω_k колебаний определяются классическими формулами $\omega_k = \sqrt{\frac{K_k}{M_k}}$, а энергии рассматриваемых нулевых колебаний равны $\hbar \omega_w = 2.5$ МэВ; $\hbar \omega_b = 0.9$ МэВ [8]. Поскольку квадрат спина имеет размерность $\hbar^2$, моменты инерции — г см² $\equiv \hbar^2$ МэВ⁻¹, показатель экспоненты в (1) безразмерен.

Момент инерции wiggling-колебаний I_w введен в [12–14] как

$$I_w = \frac{(I_1 + I_2)I_0}{I}, \quad (2a)$$

где I_1 (I_2) — моменты инерции каждого фрагмента,

$$I_0 = \frac{M_1 M_2}{M_1 + M_2} (R_1 + R_2 + d)^2 -$$

момент инерции делящегося ядра, $d \approx 4$ Фм; $I = I_0 + I_1 + I_2$ — суммарный момент инерции.

В модели твердого тела:

$$I_{1,2} \equiv I_{i,\text{rigit}} = \frac{M_i}{5} \sum R_i^2,$$

M_i — масса каждого фрагмента деления,

$$R_i = r_0 A^{1/3} [1 - \beta_i^2/4\pi + \beta_i \sqrt{5/4\pi}],$$

β_i — параметр квадрупольной деформации. Нами $I_{1,2}$ определены в рамках сверхтекучей модели ядра [15] и значительно отличаются от своих твердотельных аналогов $I_i = (0.5-0.7)I_{\text{rigit}}$, а для фрагментов деления, близких к “магическим” ядрам, $I_i = (0.2-0.3)I_{\text{rigit}}$.

В [12–14] момент инерции bending-колебаний — I_b — сильно отличается от аналогичных значений, полученных в [8, 16] и определяется как

$$I_b = \frac{I_1 I_2}{I_1 + I_2}. \quad (26)$$

Поскольку в [12–14] не приведено строгих физических обоснований такого определения I_b , мы используем для I_b определение, сделанное в [16]:

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

Рассчитанные по формулам (2a), (2b) значения моментов инерции wiggling- и bending-колебаний для вынужденного двойного деления ядер $^{232}\text{Th}(n, f)$ и $^{238}\text{U}(n, f)$, а также спонтанного деления ядра $^{252}\text{Cf}(s, f)$ приведены в табл. 1–3.

Используя связь спинов $\mathbf{J}_k$ ($k = w, b$) и моментов инерции [12–14, 16], найдем связь проекций спинов

Таблица 1. Моменты инерции wriggling- и bending-колебаний фрагментов двойного деления ^{232}Th и сравнение средних значений $\bar{J}$ фрагментов деления (7) с экспериментальными [17]

^{232}Th				
Фрагмент	$\bar{J}_w, \hbar^2$ МэВ $^{-1}$	$\bar{J}_b, \hbar^2$ МэВ $^{-1}$	$\bar{J}, \hbar$	$\bar{J}_{\text{exp}}, \hbar$
Ge-8	35.86	27.28	4.83	4.10
Ge-84	36.08	30.66	5.14	3.92
Se-84	35.92	29.19	5.02	3.85
Se-86	35.49	31.76	5.26	4.26
Se-88	35.56	33.60	5.44	4.41
Kr-88	33.97	26.45	4.86	4.75
Kr-90	35.23	34.46	5.55	4.72
Kr-92	35.37	37.32	5.80	5.10
Kr-94	35.34	40.67	6.09	6.02
Sr-92	33.01	27.26	5.01	4.05
Sr-94	22.83	24.53	5.59	4.44
Sr-96	23.26	27.07	5.90	5.52
Sr-98	23.52	28.05	6.04	6.01
Zr-98	23.49	27.75	6.01	6.40
Zr-100	23.88	28.81	6.17	6.07
Sn-130	24.49	23.32	4.64	3.29
Sn-132	24.15	23.21	4.67	3.64
Te-132	24.07	23.29	4.67	3.38
Te-134	23.70	23.48	4.73	3.44
Te-136	23.42	23.58	4.77	4.83
Te-138	22.87	23.99	4.85	4.74
Xe-138	23.00	23.84	4.84	4.53
Xe-140	35.03	42.82	7.56	7.70
Xe-142	35.29	44.91	7.78	7.60
Ba-142	35.27	44.43	7.74	5.87
Ba-144	35.53	46.12	7.93	7.49
Ba-146	35.46	47.45	8.08	7.03
Ce-148	36.03	48.59	8.24	7.70
Ce-150	36.27	50.64	8.44	8.74

J_{k_x} (J_{k_y}) с проекциями спинов $\mathbf{J}_i$ ($i = 1, 2$) фрагментов на оси X и Y , перпендикулярные оси симметрии Z делящегося ядра:

$$J_{ix(y)} = \frac{I_i}{I_1 + I_2} J_{w_{x(y)}} + (-1)^{i+1} J_{b_{x(y)}}. \quad (3a)$$

Как следует из (3a), проекции спинов wriggling-колебаний на оси X и Y определяются суммой проекций спинов фрагментов, т.е.

$$J_{w_{x(y)}} = J_{1x(y)} + J_{2x(y)}. \quad (3б)$$

Таблица 2. Моменты инерции wriggling- и bending-колебаний фрагментов двойного деления ^{238}U и сравнение средних значений $\bar{J}$ фрагментов деления (7) с экспериментальными [17]

^{238}U				
Фрагмент	$\bar{J}_w, \hbar^2$ МэВ $^{-1}$	$\bar{J}_b, \hbar^2$ МэВ $^{-1}$	$\bar{J}, \hbar$	$\bar{J}_{\text{exp}}, \hbar$
Ge-82	27.59	37.96	4.67	4.41
Se-84	29.55	37.99	4.51	3.98
Se-86	31.59	38.05	5.22	4.88
Se-88	33.42	38.08	4.20	4.72
Kr-88	26.31	36.47	4.70	4.37
Kr-90	34.07	37.86	4.91	4.76
Kr-92	37.34	37.58	5.18	5.21
Kr-94	40.01	37.86	5.52	5.27
Sr-94	38.71	37.54	5.36	4.76
Sr-96	42.08	37.81	5.67	5.11
Sr-98	43.44	37.63	5.81	6.08
Zr-98	43.34	37.44	5.79	5.98
Zr-100	45.30	37.28	6.11	6.14
Zr-102	29.87	25.01	5.74	6.12
Zr-104	30.73	25.23	5.834	5.71
Mo-102	29.11	24.62	5.64	7.87
Mo-104	30.58	25.26	5.70	6.53
Sn-130	24.49	25.71	4.78	3.46
Sn-132	24.28	25.44	4.83	3.75
Sn-134	24.39	25.15	4.06	4.65
Te-132	24.17	25.55	4.87	3.56
Te-134	24.21	25.33	4.74	4.26
Te-136	24.24	25.11	5.21	5.82
Te-138	24.35	24.82	5.27	5.60
Xe-138	24.43	24.74	5.32	5.62
Xe-140	42.81	37.29	7.20	7.41
Xe-142	44.53	37.76	7.31	7.53
Ba-142	44.31	37.56	7.28	7.02
Ba-144	45.85	37.86	7.84	7.94
Ba-146	47.52	37.43	7.36	7.60
Ba-148	50.11	37.89	7.40	6.10
Ce-148	49.23	37.73	7.21	7.24
Ce-150	51.04	38.05	7.40	9.01

Проекции спинов bending-колебаний $J_{b_{x(y)}}$ определяются при использовании (3a) и (3б) соотношениями

$$J_{b_{x(y)}} = J_{1x(y)} - \frac{I_i}{I_1 + I_2} J_{w_{x(y)}} = \frac{I_2 J_{1x(y)} - I_1 J_{2x(y)}}{I_1 + I_2}. \quad (3в)$$

Распределение вероятностей спинов двух независи-

Таблица 3. Моменты инерции wriggling- и bending-колебаний фрагментов двойного деления ^{252}Cf и сравнение средних значений $\bar{J}$ фрагментов деления (7) с экспериментальными [17]

^{252}Cf				
Фрагмент	$\bar{J}_w, \hbar^2$ МэВ $^{-1}$	$\bar{J}_b, \hbar^2$ МэВ $^{-1}$	$\bar{J}, \hbar$	$\bar{J}_{\text{exp}}, \hbar$
Sr-94	38.94	42.76	5.98	4.74
Sr-96	42.12	43.07	6.23	5.92
Sr-98	43.22	42.93	6.23	6.89
Zr-98	42.90	42.86	6.25	6.22
Zr-100	44.37	42.82	6.40	5.76
Zr-102	45.69	42.61	6.62	5.84
Zr-104	46.94	42.18	6.73	5.34
Mo-102	44.15	42.20	6.17	5.96
Mo-104	46.49	42.44	6.54	6.22
Mo-106	47.29	41.58	6.65	5.42
Mo-108	47.33	41.25	5.81	6.13
Ru-108	45.67	40.83	6.26	6.47
Ru-110	30.23	36.68	5.08	7.23
Ru-112	30.92	36.06	5.39	6.77
Pd-112	22.53	24.32	5.42	7.26
Pd-114	23.39	24.03	5.00	7.37
Pd-116	33.10	34.97	4.98	8.55
Sn-130	33.47	25.81	4.98	3.46
Sn-132	28.38	27.20	4.76	3.95
Te-134	37.12	24.61	5.01	4.08
Te-136	38.36	24.24	6.27	5.67
Xe-138	38.38	24.03	6.33	5.43
Xe-140	58.31	36.06	6.12	7.11
Xe-142	60.26	36.68	6.31	6.35
Ba-142	46.59	40.88	6.30	6.04
Ba-144	48.14	41.25	8.09	8.11
Ba-146	48.77	41.58	7.12	7.58
Ce-148	50.05	42.18	7.25	7.56
Ce-150	51.65	42.61	8.67	9.12
Nd-152	53.08	42.74	8.08	8.94
Nd-154	53.92	42.93	8.91	10.91

мых колебаний ($k = w, b$) согласно (1) можно представить как произведение распределений вероятностей каждого из этих колебаний:

$$P(J_{w_{x(y)}}, J_{b_{x(y)}}) = P(J_{w_{x(y)}})P(J_{b_{x(y)}}). \quad (4a)$$

Перейдем в (4a) к распределениям по проекциям спинов фрагментов $i = 1, 2$, используя (1) и (3):

$$P(J_{1x}, J_{2x}, J_{1y}, J_{2y}) = \frac{1}{\pi^2 I_w \hbar \omega_w I_b \hbar \omega_b} \times \\ \times \exp \left[- \left\{ \frac{J_{w_x}^2 + J_{w_y}^2}{I_w \hbar \omega_w} + \frac{J_{b_x}^2 + J_{b_y}^2}{I_b \hbar \omega_b} \right\} \right] \times \\ \times \left| \frac{\partial(J_{w_x}, J_{b_x}, J_{w_y}, J_{b_y})}{\partial(J_{1x}, J_{2x}, J_{1y}, J_{2y})} \right| = \frac{1}{\pi^2 I_w \hbar \omega_w I_b \hbar \omega_b} \times \\ \times \exp \left[- \frac{1}{I_w \hbar \omega_w} \{ (J_{1x} + J_{2x})^2 + (J_{1y} + J_{2y})^2 \} - \right. \\ \left. - \frac{1}{I_b \hbar \omega_b (I_1 + I_2)^2} \{ (I_2 J_{1x} - I_1 J_{2x})^2 + \right. \\ \left. + (I_2 J_{1y} - I_1 J_{2y})^2 \} \right]. \quad (4b)$$

В сферических координатах распределение (4b) зависит от угла φ между спинами фрагментов деления ($0 \leq \varphi \leq \pi$) и имеет вид

$$P(J_1, J_2, \varphi) = \frac{2J_1 J_2}{\pi I_w \hbar \omega_w I_b \hbar \omega_b} \times \\ \times \exp \left[- \frac{J_1^2 (\alpha I_2^2 + \beta) - J_2^2 (\alpha I_1^2 + \beta)}{+ 2J_1 J_2 \cos \varphi (\alpha J_1 J_2 - \beta)} \right], \quad (5)$$

где $\alpha = \frac{1}{I_b \hbar \omega_b (I_1 + I_2)^2}$, $\beta = \frac{1}{I_w \hbar \omega_w}$.

Суммируя (4b) по проекциям спинов второго (первого) фрагмента, перейдя в сферические координаты и интегрируя по азимутальному углу, получим вероятность $P(J_i)$ СР для каждого фрагмента деления $i = 1, 2$:

$$P(J_i) = 2J_i d_i \exp[-J_i^2 d_i], \quad (6)$$

где $d_i = \frac{I_i^2 I_w \hbar \omega_w}{(I_1 + I_2)^2} + I_b \hbar \omega_b$ рассчитаны с моментами инерции фрагментов в сверхтекучей модели ядра [15].

Используя (6), можно получить выражения для средних значений спинов фрагментов:

$$\bar{J}_i = \int_0^\infty P(J_i) J_i dJ_i = \\ = \int_0^\infty 2J_i^2 d_i \exp[-J_i^2 d_i] dJ_i = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\pi}{d_i}}. \quad (7)$$

Рассчитанные в соответствии с (7) средние значения спинов фрагментов $\bar{J}_i$ для всех рассматриваемых реакций деления приведены в табл. 1–3.

3. СОПОСТАВЛЕНИЕ СР С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ЗНАЧЕНИЯМИ

В [17] в рамках статистической модели, при учете независимости образующихся фрагментов деления, была проведена гладкая параметризация полученных экспериментальных СР, в качестве главных параметров которой используются твердотельные моменты инерции фрагментов I_{rigid} и их температура $T_{\text{стат}}$.

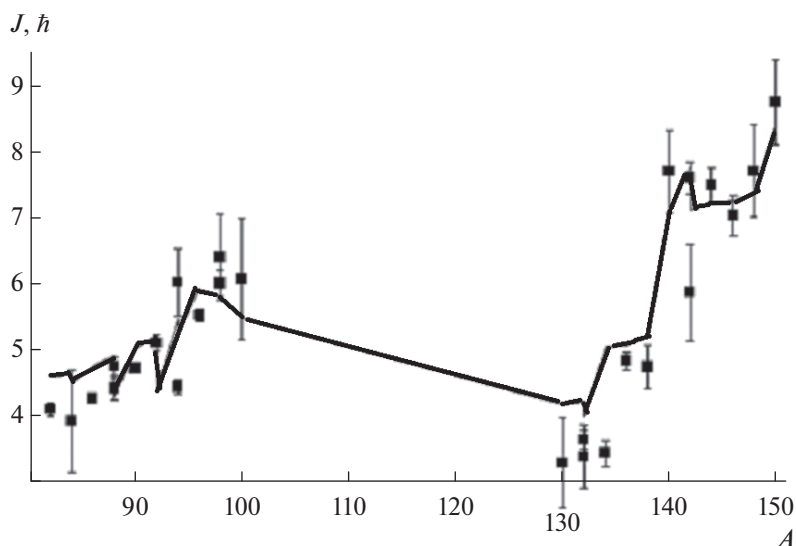


Рис. 1. Сравнение экспериментальных СР средних спинов фрагментов $\bar{J}$ в зависимости от их атомного номера для двойного деления ^{232}Th [17] (черные квадраты с ошибками) и рассчитанных по (7) СР (сплошная кривая) при значениях $\hbar\omega_w = 2.5$ МэВ; $\hbar\omega_b = 0.9$ МэВ.

В этой модели не учитывается корреляция между спинами фрагментов деления и предполагается сферичность фрагментов, которая кажется логичной для области A , близкой к магическим ядрам, но вызывает сомнения для фрагментов с другими A .

Мы провели расчет средних значений спинов $\bar{J}_i$ (7) и сравнение их распределений в зависимости от A деформированных фрагментов деления с экспериментальными данными [17] в рамках изложенного выше механизма накачки больших значений спинов этих фрагментов. СР рассчитанных $\bar{J}_i$ в зависимости от их массового числа A представлены на рис. 1–3.

Как видно из рис. 1, 2, найденные $\bar{J}_i$ фрагментов вынужденного двойного деления ядер $^{232}\text{Th}(n, f)$ и $^{238}\text{U}(n, f)$ продемонстрировали разумное согласие с экспериментальными данными. В случае спонтанного деления ядра $^{252}\text{Cf}(s, f)$ наблюдается (рис. 3) значительное рассогласование $\bar{J}_i$ для фрагментов ^{110}Ru , ^{112}Ru , $^{112-116}\text{Pd}$. Указанное рассогласование может быть связано, по крайней мере, с двумя факторами: с необходимостью более точного определения моментов инерции для указанных фрагментов [18] и учета зависимости энергии рассматриваемых колебаний для различных пар фрагментов [16].

В [17] был сделан вывод, что экспериментальные зависимости СР $\bar{J}_i$ от массового числа фрагмента A имеют пилообразный характер. В нашем подходе пилообразный характер зависимости спина от массового числа возникает естественным образом в силу изменения моментов инерции фрагментов при делении (табл. 1–3). Показанная сильная связь между моментами инерции фрагментов деления и значениями их СР предполагает, что измерения последних могут предоставить уникальную экспериментальную информацию о делящейся системе в процессе деле-

ния, что, в свою очередь, будет полезно для дальнейшего развития квантовой теории деления.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследована природа формирования средних спинов и их распределений деформированных фрагментов вынужденного и спонтанного низкоэнергетического двойного деления ядер и впервые получены аналитические формулы для расчета СР. При построении СР фрагментов были учтены следующие теоретические представления: холодность делящегося ядра в точке его разрыва; учет поперечных wriggling- и bending-колебаний ядра; появление больших относительных орбитальных моментов системы делящегося ядра; учет закона сохранения полного момента количества движения. Использованы волновые функции нулевых wriggling- и bending-колебаний фрагментов деления в импульсном представлении, а их моменты инерции определены в рамках сверхтекучей модели ядра с учетом квадрупольной деформации каждого фрагмента [15].

Рассчитанные СР в рамках предложенных нами теоретических допущений успешно описывают экспериментальные средние значения спинов фрагментов для низкоэнергетического вынужденного деления, в том числе, пилообразный характер зависимости экспериментальных средних спинов от массового числа A фрагмента. Отмеченное рассогласование в случае спонтанного деления ядра $^{252}\text{Cf}(s, f)$ может быть связано с необходимостью более корректного определения моментов инерции фрагментов [18] и учетом зависимости энергии колебаний для различных пар фрагментов [16].

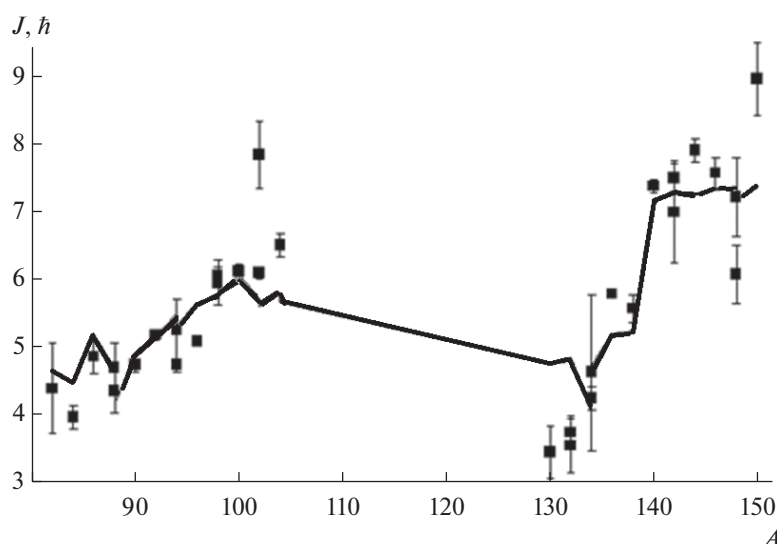


Рис. 2. То же, что и на рис. 1, но для двойного деления ^{238}U .

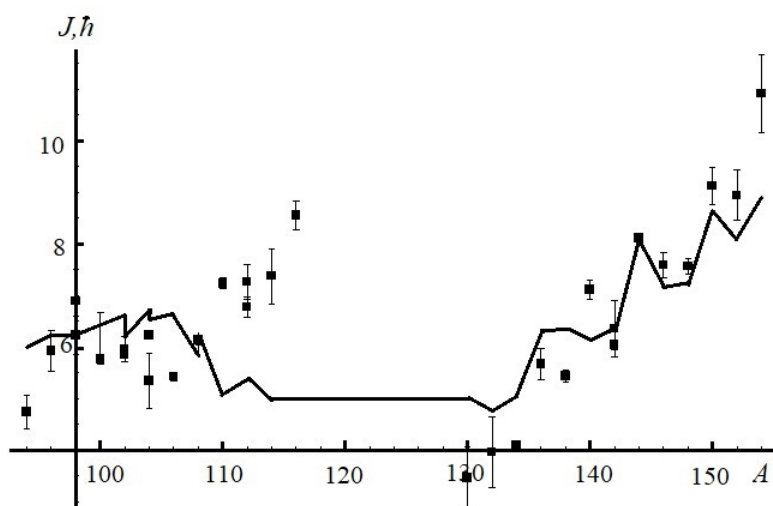


Рис. 3. То же, что и на рис. 1, но для спонтанного деления ^{252}Cf .

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. С. Г. Кадменский, ЯФ **65**, 1424, 1833 (2002) [Phys. At. Nucl. **65**, 1390, 1785 (2002)].
2. С. Г. Кадменский, Л. В. Родионова, ЯФ **66**, 1259 (2003) [Phys. At. Nucl. **66**, 1219 (2003)].
3. С. Г. Кадменский, ЯФ **68**, 2030 (2005) [Phys. At. Nucl. **68**, 1968 (2005)].
4. С. Г. Кадменский, ЯФ **71**, 1220 (2008) [Phys. At. Nucl. **71**, 1193 (2008)].
5. A. Bohr and B. Mottelson, Nuclear Structure (New York, Amsterdam, 1969, 1975), Vol. 1, 2.
6. В. Е. Бунаков, С. Г. Кадменский, Изв. РАН. Сер. физ. **71**, 360 (2007) [Bull. Russ. Acad. Sci.: Phys. **71**, 346 (2007)].
7. P. Carruthers and M. M. Nieto, Rev. Mod. Phys. **40**, 411 (1968).
8. J. R. Nix and W. J. Swiatecki, Nucl. Phys. A **71**, 1 (1965).
9. L. G. Moretto and R. P. Schmitt, Phys. Rev. C **21**, 204 (1980).
10. P. Fong, Statistical Theory of Nuclear Fission (Gordon and Beach, New York, 1969).
11. С. Г. Кадменский, В. Е. Бунаков, Д. Е. Любашевский, ЯФ **80**, 447 (2017) [Phys. At. Nucl. **80**, 850 (2017)].
12. J. Randrup, T. Døssing, and R. Vogt, Phys. Rev. C **106**, 014609 (2022).
13. R. Vogt and J. Randrup, Phys. Rev. C **103**, 014610 (2021).
14. J. Randrup and R. Vogt, Phys. Rev. Lett. **127**, 062502 (2021).

15. А. Б. Мигдал, ЖЭТФ **37**, 249 (1959).
16. Т. М. Shneidman, G. G. Adamian, N. V. Antonenko, S. P. Ivanova, R. V. Jolos, and W. Scheid, Phys. Rev. C **65**, 064302 (2002).
17. J. Wilson et al., Nature **590**, 566 (2021).
18. Г. Н. Ловчиков, Б. П. Максютенко, С. П. Симанков, А. М. Труфанов, Препринт ФЭИ-1458 (Обнинск, 1983).

SPIN DISTRIBUTION OF DOUBLE NUCLEAR FISSION WITH ACCOUNT FOR BENDING- AND WRIGGLING- MODES

S. G. Kadmsky¹⁾, D. E. Lyubashevsky¹⁾, D. A. Stepanov¹⁾, A. A. Pisklyukov¹⁾

¹⁾*Voronezh State University, Russia*

A theoretical description of the nature of the spin distribution (CP) of fragments of low-energy induced and spontaneous double fission of nuclei is carried out. For two deformed fission prefragments, a mechanism for pumping large values of their relative orbital momenta L and spins J , due to the combined influence of bending and wriggling vibrations, has been established, and analytical formulas for describing CP within the framework of such a mechanism have been obtained for the first time. It is emphasized that for this mechanism, the nucleus remains “cold” in the fission process, while in the statistical model it heats up to temperatures 1 MeV. A comparison of the calculated CP for forced double fission of actinide nuclei and with the available experimental data showed reasonable agreement both in terms of the magnitude of the average spin values and in the sawtooth shape of the dependence of CP on the atomic number of fragments, which confirms the reliability of the pumping mechanism of large spin values of deformed fission fragments. For spontaneous double fission of the nucleus, possible reasons for the discrepancy between the theoretical CP and the experiment are indicated.