

УДК 539.173

ОЦЕНКА МОМЕНТОВ ИНЕРЦИИ ФРАГМЕНТОВ ДВОЙНОГО ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР

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

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 моменты инерции фрагментов двойного деления ядер-актининов, корректная оценка которых дает возможность решить важную задачу ядерной физики, связанную с нахождением значений спинов указанных фрагментов деления. Выполнены расчеты моментов инерции в рамках твердотельной, гидродинамической и сверхтекучих моделей. Показано, что наилучшего согласия с экспериментальными данными удается достичь при использовании осцилляторного потенциала в сверхтекучей модели.

Ключевые слова: твердотельная, гидродинамическая, сверхтекучая модель моментов инерции ядер

DOI: 10.31857/S0367676524080124, EDN: OQNTQM

ВВЕДЕНИЕ

В современной физике природа появления спинов фрагментов деления ядер остается недостаточно изученной. Появляющиеся в процессе деления фрагменты обладают внутренним спином обычно шести или семи единиц, что выглядит особенно странным, учитывая нулевой или почти нулевой спин материнского ядра. В настоящее время нет экспериментальных данных, которые позволили бы однозначно выбрать одну из множества конкурирующих теорий о механизме возникновения спина фрагментов деления. Тем не менее, согласие состоит в том, что в процессе спуска ядра от седловой точки к точке разрыва происходит возбуждение коллективных колебательных мод, приводящих к появлению больших значений спина предфрагментов деления и большого относительного орбитального момента.

Анализ экспериментальных данных [1] показал, что спины фрагментов деления не коррелированы, следовательно, спины определяются только после того, как произошло деление материнского ядра на два фрагмента. В работах [2–6] демонстрируется механизм обмена нуклонами, реализованный в хорошо зарекомендовавшей себя событийной модели деления FREYA. В рамках этой модели хотя и происходит возбуждение сильно коррелированных коллективных wriggling- и bending-колебаний, однако спины каждого фрагмента в значительной степени некоррелированы. Этот факт делает недействительными рассуждения авторов работы [1]. Кроме того,

в работе [1] был сделан вывод, что средней спин фрагмента деления определяется массой фрагмента и имеет пилообразный характер для описания спинового распределения. В работах [2–6] была высказана гипотеза, что указанное поведение спинов возникает естественным образом из-за учета аналогичного поведения моментов инерции фрагментов в процессе деления. Поэтому становится крайне важным понимание природы этих моментов инерции.

Целью данной работы является проведение сравнительного анализа различных теоретических подходов в рамках квантовой теории деления [7] используемых для описания моментов инерции фрагментов деления ядер-актининов, а также установление физического природы гипотезы высказанной в работе [2] о возможности аппроксимации момента инерции фрагмента J_f формулой $J_f(A_f) = c_{\text{tot}} \cdot J_0(A_f)$, где J_0 – твердотельный момент инерции фрагмента, а коэффициент c_{tot} принимается равным 0.5.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ ДЛЯ ОЦЕНКИ МОМЕНТОВ ИНЕРЦИИ ЯДЕР

Важнейшим свойством, отличающим несферические ядра от сферических, является наличие у несферических ядер вращательных уровней энергии. В то время как общие закономерности вращательных спектров полностью определяются вращательной природой уровней, абсолютные значения вращательных энергий (т. е. величины моментов

инерции) существенно зависят от внутренней структуры ядер [8].

Предположим, что аксиально симметричное ядро медленно вращается с определённой частотой ω вокруг оси, перпендикулярной оси симметрии ядра. Момент количества движения, связанный с вращением ядра, равен

$$\hbar\sqrt{L(L+1)} = \omega J, \quad (1)$$

где J — момент инерции, L — квантовое число углового момента, \hbar — приведенная постоянная Планка и ω — угловая скорость вращения. Для нахождения момента инерции J необходимо воспользоваться определенными представлениями о внутренней структуре ядра.

В качестве предельных случаев вращательной модели ядра можно рассмотреть вращение твердого тела и потенциальное движение идеальной жидкости во вращающейся оболочке. Различие между указанными предельными случаями наглядно проявляется на примере вращения тела сферической формы. В случае модели твердого тела момент инерции при переходе к сферически симметричному случаю стремится к конечной величине — моменту инерции сферически симметричного тела (шара). В случае гидродинамической модели при вращении сферической оболочки скорость каждой точки поверхности направлена по касательной, а нормальная составляющая скорости равна нулю. Поэтому уравнениям движения идеальной гидродинамики в таком сосуде будет удовлетворять только покоящаяся жидкость, и, следовательно, момент инерции системы будет равен нулю. Если оболочка имеет несферическую форму, то нормальная составляющая скорости на поверхности отлична от нуля и жидкость будет увлекаться при вращении оболочки. При этом энергия вращения для заданной угловой скорости будет тем больше, чем больше форма оболочки отличается от сферы.

Представим ядро в виде эллипсоида вращения, длины полуосей которого равны

$$R_1 = \left(1 - \frac{1}{2}\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta\right)R, \quad R_2 = \left(1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta\right)R, \quad (2)$$

где β — параметр деформации. Если ядро рассматривается как твердое тело, то момент инерции будет равен

$$J_0 = \frac{m}{5}(R_1^2 + R_2^2) = \frac{2}{5}mR^2\left(1 + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta + \frac{25}{32\pi}\beta^2\right), \quad (3)$$

где m — масса ядра.

Определим теперь момент инерции при потенциальном движении жидкости в эллипсоидальном сосуде, имеющем форму ядра. Потенциальное движение жидкости описывается потенциалом ϕ , удовлетворяющим уравнению Лапласа: $\Delta\phi = 0$. Скорость

движения жидкости v определяется градиентом потенциала. В случае идеальной жидкости граничные условия сводятся к требованию, чтобы нормальная составляющая скорости жидкости на поверхности совпадала с нормальной составляющей скорости стенки сосуда.

Моментом инерции в гидродинамической модели ядра представляется как:

$$J = \frac{m}{5} \frac{(R_2^2 - R_1^2)^2}{R_2^2 + R_1^2}. \quad (4)$$

Используя выражения (2) для R_1 и R_2 , формулу (4) можно переписать в виде

$$J = \frac{9mR^2}{4\pi} \frac{\beta^2 \left(1 + \frac{1}{4}\sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta\right)^2}{2 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}}\beta + \frac{25}{16\pi}\beta^2}. \quad (5)$$

Отношение моментов инерции (5) и (3) в случае малых деформаций равно

$$\frac{J}{J_0} = \frac{45}{16\pi}\beta^2. \quad (6)$$

На рис. 1 изображено поле скоростей при вращении твердого тела и при потенциальном движении идеальной жидкости во вращающейся жесткой оболочке. Если в случае твердого тела вся система вращается как целое, то при вращении жесткой оболочки, заполненной идеальной жидкостью, последняя увлекается стенками только вблизи поверхности оболочки.

Рассмотрим оценку момента инерции в рамках сверхтекучей модели ядра. Если в качестве внутренних волновых функций использовать оболочечные функции независимых частиц, движущихся в несферической яме (например, в анизотропной осцилляционной яме), то получается момент инерции такой же, как и при вращении твердого тела. Это

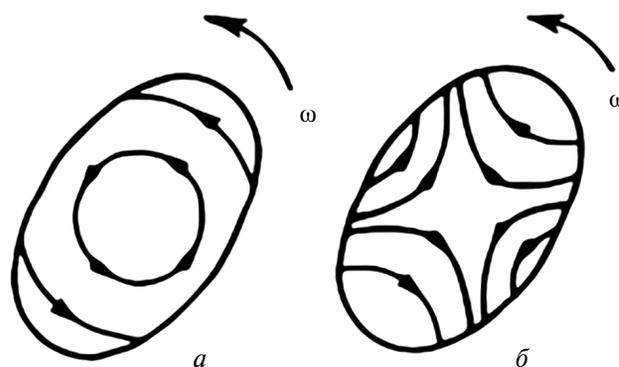


Рис. 1. Поле скоростей при вращении твердого тела (а) и при потенциальном движении идеальной жидкости во вращающейся жесткой оболочке (б).

связано с тем, что при медленном адиабатическом вращении потенциальной ямы одночастичные состояния независимых (нескоррелированных) частиц не изменяются, и, следовательно, коллективное вращение всей системы осуществляется так же, как и в случае твёрдого тела. Отклонения наблюдаемых значений моментов инерции ядер от твердотельных значений обусловлены наличием корреляции между нуклонами. Остаточное взаимодействие между нуклонами (которым пренебрегается в модели независимых частиц) приводит к корреляции между нуклонами, стремящейся замедлить коллективное вращение и уменьшить момент инерции системы. Если взаимодействие между нуклонами было бы настолько сильным, что средняя длина пробега оказалась бы малой по сравнению с размерами ядра, то применима была бы гидродинамическая модель, и коллективное движение стало бы потенциальным. Корреляция между нуклонами, обусловленная силами спаривания, учитывается сверхтекучей модели ядра. Последовательный метод расчета моментов инерции ядер на основе сверхтекучей модели развит Мигдалом в работе [9].

В сверхтекучей модели ядра так же, как и в многочастичной оболочечной модели, предполагается, что нуклоны в ядре движутся так, как предсказывает одночастичная оболочечная модель, и учитывается остаточное взаимодействие, т. е. корреляции между нуклонами. Однако учет остаточного взаимодействия в сверхтекучей модели производится совсем другими, более совершенными способами.

В сверхтекучей модели ядра предполагается, что отдельные нуклоны в ядре характеризуются такими же одночастичными состояниями, как и в модели независимых частиц. Поэтому спаривание нуклонов можно описать с помощью квантовых чисел модели независимых частиц.

Однако наиболее отчетливо существование коррелированных пар и сверхтекучесть проявляются в ядерных моментах инерции. Моменты инерции ядер в 2—3 раза меньше, чем вычисленных по формуле для момента инерции твердого тела, что является наиболее прямым указанием на сверхтекучесть ядерного вещества. Поэтому представляет собой интерес вычисление моментов инерции ядер на основе теории сверхтекучести ферми-систем. Аппарат этой теории был развит для однородных неограниченных систем [10, 11].

Проведем расчет момента инерции для осцилляторного потенциала в рамках работы [9]:

$$J = J_0 \left\{ 1 - g_1 + \frac{g_1^2 v_1^2}{v_1^2 g_1 + \ln_2 v_2} \right\} = J_0 \Phi_1(v_1). \quad (7)$$

Значения функции $\Phi_1(\chi)$ даны в табл. 1 (для $v_2 = 10$), а χ — параметр определяется выражением:

$$\chi = \frac{\epsilon_0 \beta}{\Delta p_0 R_0}, \quad (8)$$

где $\beta = \frac{2(a-b)}{a+b}$ — параметр деформации ядра, a и b — полуоси сфероид; $R_0 = \frac{a+b}{2}$; p_0 — оператор импульса частицы; ϵ_0 — энергия частицы; Δ — дефект масс.

Проведем расчет момента инерции для прямоугольной потенциальной ямы в рамках работы [9] и введем переменные $\eta = \frac{m}{l}$, $\xi = \frac{l}{l_0}$, получим:

$$J_1 = J_0 \left\{ 1 - \frac{45}{4} \int_0^1 d\xi \xi^3 \sqrt{1-\xi^2} \int_0^1 d\eta (1-\eta^2) g\left(\frac{\eta}{\xi}\right) \right\} = J_0 \Phi_2(\chi). \quad (9)$$

Значения функции $\Phi_2(\chi)$ даны в табл. 1.

Таблица 1. Значения функции $\Phi_1(\chi)$ и $\Phi_2(\chi)$, определяемые формулами работы Мигдала [8]

χ	$\Phi_1(\chi)$	$\Phi_2(\chi)$	χ	$\Phi_1(\chi)$	$\Phi_2(\chi)$
0	0	0	1.3	0.64	0.24
0.1	0.01	0.005	1.4	0.67	0.26
0.2	0.03	0.02	1.5	0.71	0.28
0.3	0.07	0.03	1.6	0.74	0.30
0.4	0.13	0.06	1.7	0.75	0.32
0.5	0.19	0.08	1.8	0.77	0.34
0.6	0.26	0.10	1.9	0.79	0.36
0.7	0.32	0.13	2.0	0.80	0.37
0.8	0.38	0.15	2.2	0.81	0.40
0.9	0.43	0.17	2.4	0.83	0.43
1.0	0.49	0.19	2.6	0.85	0.45
1.1	0.53	0.21	2.7	0.86	0.48
1.2	0.60	0.23	3.0	0.87	0.50

Приведенные в табл. 1 расчеты были выполнены для частиц одного сорта. Для сравнения же с опытом необходимо учесть оба типа ядерных частиц. Когда $Z > 20$, поверхности Ферми для нейтронов и протонов раздвигаются, и спаривание нейтронов с протонами делается невозможным. Таким образом, при $Z > 20$ имеются две жидкости — нейтронная и протонная, которые не могут обмениваться моментом количества движения, так как возбуждения в каждой из них имеют щель. Поэтому момент инерции ядра равен сумме моментов инерции нейтронов и протонов.

Обозначая через $\Phi(x)$ вычисленное выше отношение $\frac{J}{J_0} = \Phi(x)$, получим для момента инерции выражение

$$\frac{J}{J_0} = \frac{N}{A} \Phi(x_n) + \frac{Z}{A} \Phi(x_p), \quad (10)$$

где x_n и x_p — значения для нейтронов и протонов. Величины Δn и Δp , входящие в x_n и x_p , не могут

быть вычислены теоретически и должны быть взяты из эксперимента.

Из определения функции Грина можно получить

$$G_\lambda = \sum_s \frac{|\Phi_{N+1}^s, a_\lambda^+ \Phi_N^0|^2}{\varepsilon - E_s(N+1) + E_0(N) + i\delta} + \sum_s \frac{|\Phi_{N-1}^s, a_\lambda \Phi_N^0|^2}{\varepsilon + E_s(N-1) - E_0(N) - i\delta}, \quad (11)$$

где a_λ, a_λ^+ — операторы уничтожения и рождения частиц в состоянии λ . Сравнивая формулу (11) с выражением из работы Мигдала [9], получаем

$$\begin{aligned} E_0(N+1) + E_0(N) &= \Delta + \varepsilon_0, \\ E_0(N) - E_0(N-1) &= -\Delta + \varepsilon_0. \end{aligned} \quad (12)$$

Данные формулы позволяют находить Δ (МэВ) из энергии связи ядер. Более точное выражение может быть получено, если исключить из $E_0(N)$ не связанную со спариванием зависимость от N . Для этой цели составляем выражение, в котором исключены слагаемые с правой и второй производной в разложении по $N' - N$. Этому условия удовлетворяет величина

$$\frac{1}{4} [3E(N+1) - 3E(N) + E(N-1) - E(N+2)] = \Delta. \quad (13)$$

Для сравнения выражений (7) и (8) с экспериментальными моментами инерции выразим \mathfrak{K} и v_1 через наблюдаемые величины. Получаем $R_0 = R \left(1 + \frac{1}{3}\beta\right)$. Взяв $R = 1.2 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$ см, находим

$$\begin{aligned} \varepsilon_0^n &= 52 \left(\frac{M}{M_{eff}} \right) \left(\frac{N}{A} \right)^{2/3}, \quad p_0^n R = 1,9 \cdot N^{1/3}, \\ x_n &= \frac{\beta}{1 + \frac{\beta}{3} \Delta_n A^{1/3}} \left(\frac{N}{A} \right)^{1/3}. \end{aligned} \quad (14)$$

Аналогичные выражения имеют для протонов вид

$$\begin{aligned} \varepsilon_0^p &= 52 \left(\frac{M}{M_{eff}} \right) \left(\frac{Z}{A} \right)^{2/3}, \quad p_0^p R = 1,9 \cdot Z^{1/3}, \\ x_p &= \frac{\beta}{1 + \frac{\beta}{3} \Delta_p A^{1/3}} \left(\frac{Z}{A} \right)^{1/3}. \end{aligned} \quad (15)$$

Используя полученные формулы (3), (5) и (14,15), получаем значения моментов инерции ядер, нормированные на твердотельный момент инерции, представленные на рис. 2 и в табл. 2.

Как видно из рис. 2 наилучшее согласие между экспериментальными данными [12,13] и различными теоретическими подходами достигается в рамках сверхтекучей модели ядра в случае осцилляторного потенциала. Также при рассмотрении фрагментов

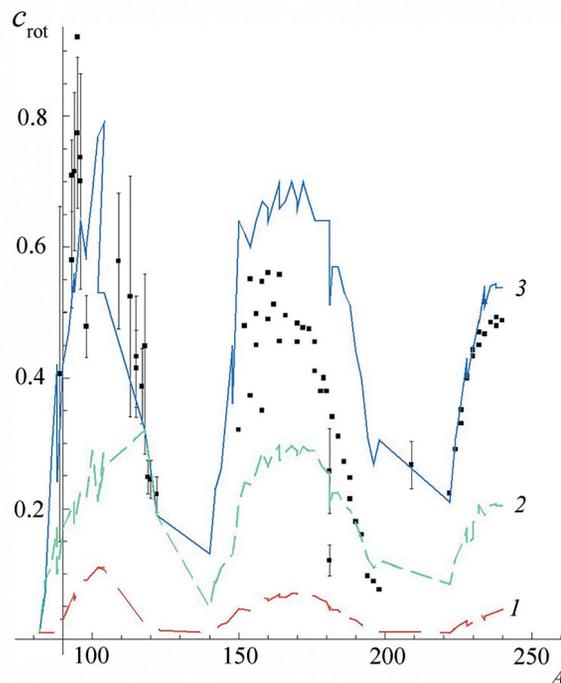


Рис. 2. Экспериментальные (квадраты) и теоретические моменты инерции c_{rot} , нормированные на твердотельные значения, в зависимости от массового числа. Расчеты теоретических значений проведены в рамках гидродинамической (1) и сверхтекучих моделей с осцилляторным потенциалом (2) и потенциалом прямоугольной ямы (3).

деления, представленных в работе [1], можно заметить пилообразную зависимость моментов инерции указанных фрагментов от массового числа, впервые обнаруженную в работе [2]. Продемонстрировано, что особенности поведения спинов фрагментов [14] возникают естественным образом из изменения моментов инерции фрагментов в процессе деления. Также находит свое подтверждение гипотеза, высказанная в работе [2], о среднем значении спина фрагмента, который масштабируется как квадратный корень из момента инерции фрагмента J_f , а J_f определяется формулой $J_f(A_f) = c_{rot} \cdot J_0(A_f)$, где коэффициент $c_{rot} \approx 0.5$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, представлено физическое обоснование выбора величины c_{rot} на основе оценки предельных случаев твердотельного и гидродинамического, а также базирующихся на сверхтекучей модели атомного ядра для осцилляторного потенциала и потенциала прямоугольной ямы моментов инерции. Как видно из рис. 2, зависимость момента инерции от массового числа фрагмента имеет пилообразный характер, а среднее значение коэффициента c_{rot} лежит в диапазоне от 0.3 до 0.7, что хорошо согласуется и раскрывает физическую природу выбора указанного

Таблица 2. Расчетные значения параметров теории и отношения моментов инерции гидродинамической модели ($J_{гид}$) и сверхтекучей модели с потенциалом прямоугольной ямы ($J_{пр}$) и осциллятором с потенциалом ($J_{осц}$) к твердотельному моменту инерции J_0 . Значения Δ_n и Δ_p , вычислены из дефектов масс

Ядро	Δ_n	Δ_p	x_n	x_p	β	$J_{осц}/J_0$	$J_{пр}/J_0$	$J_{гид}/J_0$
⁹⁴ Sr	-1.00	-1.43	-1.10	-0.68	0.24	0.45	0.18	0.05
⁹⁶ Sr	-1.08	-1.45	-1.43	-0.93	0.34	0.58	0.22	0.09
⁹⁸ Zr	-1.11	-1.73	-1.38	-0.78	0.34	0.55	0.22	0.09
¹⁰⁰ Zr	-0.90	-1.34	-1.79	-1.05	0.36	0.67	0.29	0.10
¹⁰² Zr	-0.97	-1.24	-1.71	-1.16	0.38	0.69	0.21	0.11
¹⁰⁴ Zr	-0.93	-1.27	-1.79	-1.12	0.38	0.68	0.29	0.11
¹⁰² Mo	-1.16	-1.52	-1.25	-0.85	0.33	0.55	0.21	0.08
¹⁰⁴ Mo	-1.05	-1.37	-1.56	-1.06	0.38	0.66	0.26	0.11
¹⁰⁶ Mo	-1.04	-1.47	-1.49	-0.91	0.35	0.60	0.24	0.10
¹⁰⁸ Mo	-1.06	-1.44	-1.37	-0.88	0.33	0.58	0.23	0.09
¹⁰⁸ Ru	-1.24	-1.39	-1.01	-0.80	0.29	0.45	0.17	0.06
¹¹⁰ Ru	-1.19	-1.34	1.10	0.85	-0.25	0.49	0.19	0.06
¹¹² Ru	-1.18	-1.26	1.15	0.93	-0.26	0.49	0.19	0.06
¹¹² Pd	-1.42	-1.40	0.90	0.82	-0.25	0.41	0.16	0.06
¹¹⁴ Pd	-1.36	-1.37	0.99	0.86	-0.26	0.47	0.18	0.06
¹¹⁶ Pd	-1.30	-1.35	1.03	0.86	-0.26	0.47	0.18	0.06
¹⁴⁰ Xe	-0.99	-1.22	-0.43	-0.29	0.10	0.11	0.05	0.01
¹⁴² Xe	-0.94	-1.13	-0.64	-0.45	0.14	0.23	0.09	0.02
¹⁴² Ba	-0.94	-1.24	-0.59	-0.39	0.13	0.21	0.08	0.01
¹⁴⁴ Ba	-0.92	-1.19	-0.74	-0.50	0.16	0.27	0.11	0.02
¹⁴⁶ Ba	-0.96	-1.23	-0.76	-0.51	0.17	0.31	0.12	0.03
¹⁴⁸ Ce	-1.00	-1.27	-0.84	-0.57	0.21	0.33	0.13	0.04
¹⁵⁰ Ce	-0.79	-1.03	-1.22	-0.80	0.24	0.54	0.21	0.05
¹⁵² Nd	-0.77	-1.05	-1.34	-0.86	0.26	0.56	0.21	0.05
¹⁵⁴ Nd	-0.69	-0.93	-1.55	-1.00	0.27	0.64	0.26	0.06
¹⁵² Sm	-1.12	-1.13	-1.53	-0.98	0.24	0.62	0.24	0.01
¹⁵⁴ Sm	-0.90	-0.94	-1.49	-0.94	0.23	0.60	0.24	0.04
¹⁵⁴ Gd	-1.14	-1.13	-1.52	-0.98	0.24	0.62	0.24	0.05
¹⁵⁶ Gd	-0.94	-0.98	-1.65	-1.06	0.26	0.64	0.25	0.05
¹⁵⁸ Gd	-0.88	-0.92	-1.78	-1.13	0.28	0.67	0.29	0.06
¹⁶⁰ Gd	-0.76	-0.89	-1.76	-1.11	0.28	0.66	0.26	0.06
¹⁶⁰ Dy	-0.97	-1.06	-1.71	-1.10	0.27	0.64	0.27	0.06
¹⁶² Dy	-0.83	-0.97	-1.77	-1.13	0.28	0.67	0.29	0.06
¹⁶⁴ Dy	-0.82	-0.88	-1.84	-1.17	0.30	0.70	0.30	0.07
¹⁶⁴ Er	-1.00	-1.06	-1.76	-1.13	0.28	0.66	0.27	0.06
¹⁶⁶ Er	-0.84	-0.95	-1.76	-1.13	0.29	0.67	0.29	0.06
¹⁶⁸ Er	-0.76	-0.90	-1.83	-1.16	0.30	0.70	0.30	0.07
¹⁷⁰ Er	-0.68	-0.78	-1.83	-1.16	0.30	0.67	0.29	0.07
¹⁷⁰ Yb	-0.82	-0.98	-1.76	-1.13	0.29	0.66	0.27	0.07
¹⁷² Yb	-0.69	0.94	-1.83	-1.17	0.30	0.70	0.30	0.07
¹⁷⁴ Yb	-0.67	-0.91	-1.76	-1.12	0.30	0.67	0.29	0.07
¹⁷⁶ Yb	-0.63	-0.86	-1.76	-1.11	0.30	0.67	0.29	0.07
¹⁷⁶ Hf	-0.76	-0.95	-1.69	-1.08	0.28	0.64	0.27	0.06
¹⁷⁸ Hf	-0.70	-0.87	-1.69	-1.07	0.28	0.64	0.27	0.06
¹⁸⁰ Hf	-0.68	-0.81	-1.62	-1.03	0.27	0.64	0.26	0.06

Таблица 2 (окончание)

Ядро	Δ_n	Δ_p	x_n	x_p	β	$J_{\text{осц}}/J_0$	$J_{\text{пр}}/J_0$	$J_{\text{гид}}/J_0$
^{182}W	-0.77	-0.78	-1.42	-0.90	0.23	0.57	0.22	0.04
^{184}W	-0.77	-0.84	-1.41	0.90	0.23	0.57	0.22	0.04
^{186}W	-0.77	-0.91	-1.35	-0.85	0.22	0.54	0.20	0.04
^{186}Os	-0.92	-0.96	-1.27	-0.81	0.21	0.53	0.20	0.03
^{188}Os	-0.99	-1.04	-1.21	-0.77	0.20	0.51	0.20	0.03
^{190}Os	-0.96	-1.08	-1.14	-0.72	0.19	0.45	0.18	0.03
^{192}Os	-0.88	-1.11	-1.01	-0.63	0.16	0.40	0.15	0.02
^{194}Pt	-1.02	-0.97	-0.80	-0.51	0.13	0.30	0.12	0.01
^{196}Pt	-0.95	-0.95	-0.74	-0.46	0.12	0.27	0.11	0.01
^{198}Pt	-0.93	-0.92	0.77	0.48	-0.12	0.31	0.12	0.01
^{222}Ra	-0.72	0.59	-0.66	-0.41	0.11	0.21	0.08	0.01
^{224}Ra	-0.77	1.81	-0.84	-0.52	0.14	0.31	0.12	0.02
^{226}Ra	-0.90	2.93	-0.96	-0.59	0.16	0.37	0.14	0.02
^{228}Ra	-0.88	3.78	-1.07	-0.65	0.18	0.43	0.17	0.03
^{226}Th	-0.84	-0.83	-0.90	-0.57	0.15	0.36	0.14	0.02
^{228}Th	-0.85	-0.90	-1.01	-0.63	0.17	0.40	0.15	0.03
^{230}Th	-0.75	-0.96	-1.12	-0.70	0.20	0.45	0.18	0.03
^{232}Th	-0.76	-0.97	-1.18	-0.73	0.21	0.49	0.19	0.03
^{234}Th	-0.80	-1.05	-1.29	-0.80	0.23	0.54	0.21	0.04
^{230}U	-0.79	-0.89	-1.06	-0.67	0.19	0.45	0.18	0.03
^{232}U	-0.65	-0.77	-1.18	-0.74	0.21	0.49	0.19	0.04
^{234}U	-0.70	-0.82	-1.22	-0.77	0.22	0.51	0.20	0.04
^{236}U	-0.61	-0.86	-1.28	-0.80	0.23	0.54	0.20	0.04
^{238}U	-0.62	-0.88	-1.34	-0.83	0.24	0.54	0.21	0.05
^{238}Pu	-0.56	-0.70	-1.27	-0.80	0.23	0.54	0.20	0.04
^{240}Pu	-0.59	-0.73	-1.33	-0.83	0.24	0.54	0.20	0.05

коэффициента в работе [2]. Отклонение наблюдаемых значений моментов инерции от твердотельных значений обусловлены наличием корреляций между нуклонами, причиной которых является куперовское спаривание нуклонов в рамках сверхтекучей модели атомного ядра с осциллятором потенциалом [9], который достигает наилучшего согласия с экспериментальными данными, как видно из рис. 2.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Wilson J., Thisse D., Lebois M. et al.* // Nature. 2021. V. 590. P. 566.
2. *Randrup J., Vogt R.* // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127. Art. No. 062502.
3. *Randrup J.* // Phys. Rev. C. 2022. V. 106. Art. No. L051601.
4. *Randrup J., Vogt R.* // Phys. Rev. Lett. 2021. V. 127. Art. No. 062502.
5. *Vogt R., Randrup J.* // Phys. Rev. C. 2021. V. 103. Art. No. 014610.
6. *Randrup J., Dossing T., Vogt R.* // Phys. Rev. C. 2022. V. 106. Art. No. 014609.
7. *Тимова Л.В., Кадменский С.Г.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. С. 1190; *Titova L.V., Kadmsky S.G.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. P. 986.
8. *Ситенко А.Г., Тараковский В.К.* Лекции по теории ядра. М.: Атомиздат, 1972.
9. *Мигдал А.Б.* // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. С. 249.
10. *Боголюбов Н.Н.* // ЖЭТФ. 1958. Т. 34. С. 73.
11. *Боголюбов Н.Н., Толмачев В.В., Широков Д.В.* Новый метод в теории сверхпроводимости. М.: АН СССР, 1958.
12. *Ловчиков Г.Н., Максютенко Б.П., Симаков С.П., Труфанов А.М.* Анализ экспериментальных данных о моментах инерции ядер, найденных из угловых распределений продуктов ядерных реакций. Обнинск: ФЭИ, 1983.
13. *Abu El Sheikh M. Kh.M., Okhunov A.A., Kassim H.A., Khandaker M.U.* // Chin. Phys. C. 2020. V. 44. Art. No. 114107.
14. *Кадменский С.Г., Любашевский Д.Е.* // Изв. РАН. Сер. физ. 2022. Т. 86. С. 1196; *Kadmsky S.G., Lyubashevsky D.E.* // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2022. V. 86. P. 991.

Assessment of moments of inertia of fragments of binary fission

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

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

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

The moments of inertia of fragments of binary fission of actinide nuclei are considered, the correct assessment of which makes it possible to solve an important problem in nuclear physics related to finding the values of the spins of these fission fragments. Calculations of moments of inertia were carried out within the framework of solid-state, hydrodynamic and superfluid models. It was shown that the best agreement with experimental data can be achieved when using the oscillatory potential in the superfluid model.

Keywords: solid-state, hydrodynamic, superfluid model of the moments of inertia of nuclei