

УГЛОВАЯ АНИЗОТРОПИЯ И СПИН ЯДРА-МИШЕНИ В РЕАКЦИЯХ (n, f)

Г.Н.Смиренкин, Д.Л.Шпак, Ю.Б.Остапенко, Б.И.Фурсов

Одним из факторов, определяющих угловую анизотропию деления, является выстроенность угловых моментов составного ядра \mathcal{J} относительно выделенного направления в пространстве – пучка бомбардирующих частиц. Хаотическое распределение спинов ядер-мишеней должно приводить к уменьшению угловой анизотропии деления. Эффект спина сильно зависит от распределения K -проекции полного углового момента составного ядра \mathcal{J} на ось симметрии [1]. В случае статистического распределения K [2]

$$\phi(K) \sim \exp[-K^2/2K_0^2] \quad (1)$$

коэффициент угловой анизотропии приближенно может быть представлен квазиклассическим выражением [1,3]:

$$A = \frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)} - 1 \approx \frac{L}{4K_0^2} \left[1 + \frac{L - 2I_0(I_0 + 1)}{18K_0^2} \right], \quad (2)$$

где $L = \overline{\ell(\ell + 1)}$ – средний квадрат передаваемого ядру углового момента, I_0 – спин ядра-мишени, $K_0^2 = \overline{K^2}$.

Первые попытки обнаружить влияние спина на угловую анизотропию разлета осколков были предприняты в реакции деления $U^{233}(5/2^+)$, $U^{235}(7/2^-)$ и $Pu^{239}(1/2^+)$ быстрыми нейтронами с энергией несколько Мегаэлектронвольт [4]. Наблюдаемый эффект оказался противоположного знака. Этот факт позднее [5] был понят как результат зависимости момента инерции $J_{эфф}(K_0^2 \sim J_{эфф})$ от Z^2/A делящегося ядра. Исследования деления одинаковых составных ядер в реакциях (n, f) , (d, f) , (α, f) [6] показали, что эффект спина при значительных возбуждениях в седловой точке (5 – 20 Мэв) очень мал. Однако, вблизи порога деления в сложных реакциях типа (d, pf) спиновые различия указанных выше ядер проявляются вполне отчетливо [7–10] и в полном соответствии с очевидными следствиями теории: тем сильнее, чем больше I_0 и, для одного и того же составного ядра, – чем меньше орбитальный угловой момент ℓ , вносимый бомбардирующей частицей.

Настоящая работа представляет собой новую попытку обнаружить эффект спина в реакции (n, f) . Исследовались ядра-мишени U^{233} , U^{235} , и Pu^{239} . Измерения производились на электростатическом генераторе преимущественно в области низких энергий нейтронов E_n , где, согласно [7–10], можно было ожидать более четкого проявления исследуемого эффекта. Кроме того, при низких возбуждениях $J_{эфф}$ существенно меньше твердотельного значения, благодаря чему можно рассчитывать на уменьшение роли побочного эффекта, связанного с зависимостью $J_{эфф}$ от Z^2/A . Для измерений угловых распределений осколков $W(\theta)$ применялись стеклянные детекторы. Методика измерений и обработка экспериментальных данных описана в работах [11].

Результаты измерений угловой анизотропии деления изображены на рис. 1. Из сравнения с другими данными [4, 12, 13] видно, что результаты настоящей работы существенно уточняют картину энергетической зависимости угловой анизотропии деления исследовавшихся ядер при низких E_n . В работах [4] в рассмотренном диапазоне E_n измерено всего по одной точке. В работе [12], где более подробно изучен низкоэнергетический участок E_n для всех трех ядер, значение A для U^{233} и Pu^{239} при $E_n \leq 0,5$ Мэв, по-видимому, занижены в 1,5 – 2 раза. В пользу этого вывода, весьма важного для обсуждения спиновой зависимости угловой анизотропии деления, свидетельствуют результаты работы [13] по Pu^{239} (n, f), которые хорошо согласуются с результатами настоящего эксперимента.

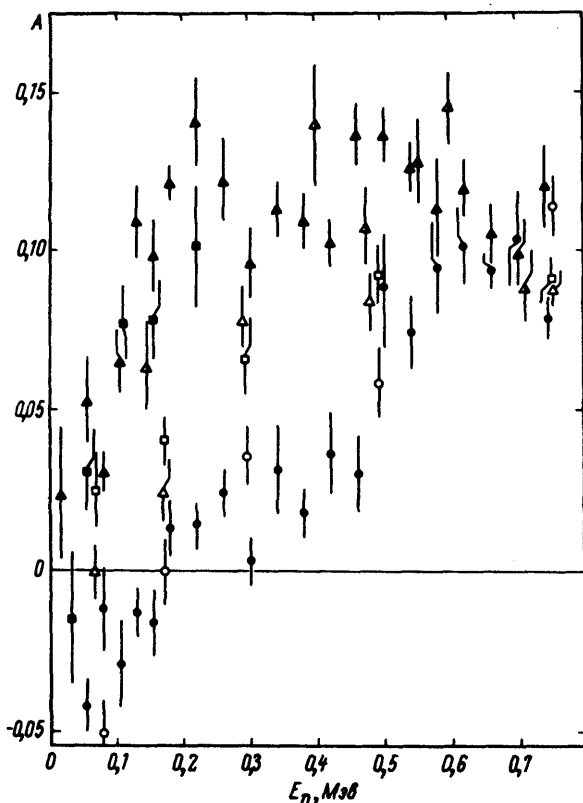


Рис. 1. Угловая анизотропия деления как функция энергии нейтронов: квадраты — U^{233} , кружки U^{235} , треугольники — Pu^{239} ; светлые значки — [12], зачерненные наполовину — [13], зачерненные — настоящая работа

Поведение наблюдающихся зависимостей $A(E_n)$ на первый взгляд кажется странным. С одной стороны, значительное расщепление данных для U^{235} и Pu^{239} при низких E_n , казалось бы, естественно связать с разницей спинов. С другой стороны, почему тогда значения A для U^{233} и Pu^{239} , спины которых также отличаются существенно, совпадают в пределах сравнительно небольших экспериментальных ошибок?

Это кажущееся несоответствие, также как и отмечавшиеся выше отсутствие эффекта спина при высоких возбуждениях [6] и наличие его при низких [7-10], могут быть объяснены с помощью выражения (2). Член в скобках, содержащий I_0 , при любом соотношении ℓ и I_0 существенен только, когда невелико K_0^2 , т. е. при низких возбуждениях. На рис. 2 изображены рассчитанные по формуле (2) зависимости A от K_0^2 для трех значений спина $1/2, 5/2, 7/2$ и $E_n = 0,2$ Мэв ($L = 1,66$). Характер кривых $A(K_0^2, I_0, L)$ в интересующем нас диапазоне $E_n < 0,7$ Мэв ($L < 3,5$) одинаков, изменяется лишь масштаб угловой анизотропии. Несколько более точные модификации формулы (2) рассматриваются в [3, 14]. Небольшая разница между ними и (2) несущественна для целей настоящего анализа.

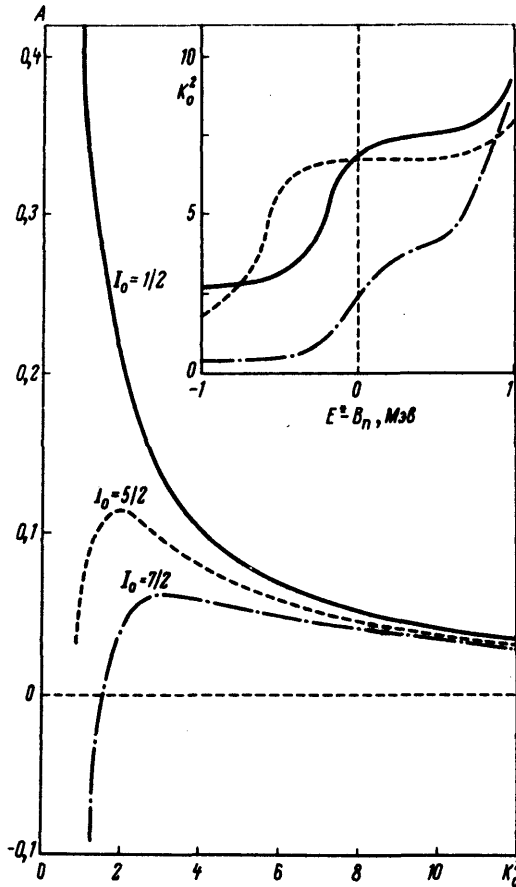


Рис. 2. Зависимость угловой анизотропии деления от K_0^2 и спина ядра-мишени I_0 . На вставке — зависимость K_0^2 от энергии возбуждения составных ядер, отсчитываемой от энергии связи нейтрона: пунктирная — U^{234} штрих-пунктирная — U^{236} , сплошная Pu^{240}

Из приведенных на рис. 2 кривых вытекает, что эффект спина с ростом K_0^2 быстро исчезает и становится трудно наблюдаемым уже при $K_0^2 \geq 5$. Отсутствие заметной разницы в величине угловой анизотропии для U^{233} и Pu^{239} , таким образом, требует предположения, что для рассматриваемых E_n у состав-

ных ядер U^{234} и Pu^{240} значения K_0^2 достаточно велики и близки. Из экспериментальных данных о K_0^2 , известных из исследований реакции $U^{233}(d, pf)$ и $Pu^{239}(d, pf)$ [9,15] и приведенных на вставке к рис. 2, следует, что значения K_0^2 для составных ядер U^{234} и Pu^{240} при энергиях возбуждения составного ядра E^* , превосходящих энергию связи нейтрона $B_n(E_n = E^* - B_n > 0)$, соответствуют этому предположению. Значительное отклонение данных для ядра-мишени U^{235} при $E_n < 0,6$ Мэв показывает, что в этой области энергий у U^{236} K_0^2 меньше, чем у U^{234} и Pu^{240} . По величине A , которая проходит через нуль при $E_n = 0,1 + 0,2$ Мэв можно оценить K_0^2 1,5 + 2,5. Эта оценка находится в разумном согласии с кривой для U^{236} на вставке к рис. 2, изученной с помощью реакции $U^{234}(t, pf)$ [9]. Рост K_0^2 для U^{236} при $E^* - B_n > 0,5$ Мэв резко уменьшает роль спина, что проявляется в исчезновении разницы A для $U^{235}(n, f)$ и $Pu^{239}(n, f)$.

Таким образом, на основе анализа простого соотношения (2) можно, по крайней мере, качественно истолковать главные черты наблюдающейся зависимости угловой анизотропии деления от спина ядра-мишени.

С одной стороны, этот результат несколько неожидан, поскольку формула (2) получена в рамках допущения о статистическом распределении K , тогда как при реализующихся возбуждениях в переходном состоянии $\sim 1,5$ Мэв можно было бы ожидать заметных отступлений от (1). С другой стороны, хорошо известно [9, 16], что использование (1) при анализе дифференциальных сечений (d, pf) - и (t, pf) -реакций ведет к разумному согласию с экспериментом как для формы $W(\theta)$, так и для величины K_0^2 (см. вставку к рис. 2) даже внутри энергетической щели четно-четных делящихся ядер вплоть до нижайшего переходного состояния $K^\pi = 0^+$. Этот факт удивителен, однако значение его для теории деления определить трудно, поскольку, как показано в [9], существующие экспериментальные данные можно также описать, предполагая разумный дискретный набор переходных состояний $K^\pi (J > K)$. Очевидно, что эта альтернатива заслуживает специального изучения.

Институт радиофизики
и электроники

Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
6 апреля 1970 г.

Литература

- [1] R.V.Leachman, E.Sanman. Ann. Phys., 18, 274, 1962.
- [2] В.М.Струтинский. АЭ, 2, 508, 1957.
- [3] J.J.Griffin. Phys. Rev., 127, 1248, 1962.
- [4] J.E.Simmons, R.L.Henkel. Phys. Rev., 120, 198, 1960; L.Blumberg, R.V.Leachman. Phys. Rev., 116, 102, 1959.
- [5] J.E.Simmons, R.B.Perkins, R.L.Henkel. Phys. Rev., 137, B809, 1965.
- [6] R.V.Leachman, L.Blumberg. Phys. Rev., 137, B814, 1965.
- [7] H.J. Specht, J.S.Fraser, J.C.D.Milton. Phys. Rev. Lett., 17, 1187, 1966.
- [8] R.Vandenbosch, K.Wolf, J.Unik, C.Stephan, J.R.Huizenga. Phys. Rev. Lett., 19, 1138, 1967.
- [9] H.C.Britt, F.A.Richey, W.S.Hall. Phys. Rev., 175, 1525, 1968.
- [10] В.М.Струтинский. ЯФ, 1, 588, 1965.

- [11] Д.Л.Шпак, Д.Н.Степанов, Г.Н.Смиренкин. ЯФ, 9, 940, 1969; Д.Л.Шпак, Б.И.Фурсов, Г.Н.Смиренкин. ЯФ, II, вып. 6, 1970.
- [12] В.Г.Нестеров, Г.Н.Смиренкин, Д.Л.Шпак. ЯФ, 4, 399, 1966.
- [13] J.R.Huizenga, A.N. Behkami, J.W.Meadows, E.D.Klema. Phys. Rev., 174, 4, 1539, 1968.
- [14] W.R.Gibbs, J.J.Griffin. Phys. Rev., 137, B807, 1965.
- [15] H.C.Britt, W.R.Gibbs, J.J.Griffin, R.H.Stokes. Phys. Rev., 139, B354, 1965.
-