

СЗН. 30

М-34

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

20/11-72

P3 - 6239



А. Матеева, Н. Янева

ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

ПРОМЕЖУТОЧНАЯ СТРУКТУРА
В СЕЧЕНИИ ДЕЛЕНИЯ ^{235}U И ^{239}Pu
НАДТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

1971

РЗ - 6239

А. Матеева, Н. Янева

ПРОМЕЖУТОЧНАЯ СТРУКТУРА
В СЕЧЕНИИ ДЕЛЕНИЯ ^{235}U И ^{239}Pu
НА ДТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Советский институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Анализ сечений деления, усредненных по энергетическим интервалам, которые содержат довольно большое число резонансов, можно проводить, применяя автокорреляционную технику /1/. При этом выявляется периодичность в ходе сечения деления ^{235}U и ^{239}Pu /2,3/. Объяснить такую периодичность обычными портер-томасовскими флуктуациями резонансных параметров невозможно. Попытки привлечь к этому гипотезу Струтинского о существовании второго минимума в зависимости потенциальной энергии ядра от его деформации /4/ привели к предлагаемому анализу усредненных сечений деления ^{235}U и ^{239}Pu нейтронами с энергией до ≈ 2000 эв.

Если две потенциальные ямы достаточно глубоки и внутренняя энергия возбуждения во второй яме относительно невелика, в ней могут существовать возбужденные состояния составного ядра /5,6/. Назовем, согласно /5/, возбужденные состояния составного ядра во второй потенциальной яме состояниями второго типа, а возбужденные состояния составного ядра в первой яме - состояниями первого типа. Плотность состояний второго типа значительно меньше плотности обычных резонансных состояний (из-за меньшей глубины потенциальной ямы), а вероятность деления с такого состояния больше (так для деления в этом случае существует только второй барьер).

Спектр переходных состояний делящихся ядер при критической деформации представлен в /5/. Деление ^{235}U и ^{239}Pu нейтронами с $l=0$ проис-

ходит через ограниченное число каналов. В ^{235}U канал $K=0$, $J^\pi = 3^-$ лежит на 0,7 Мэв ниже энергии связи, а каналы с $K=1$, $J^\pi = 3^-, 4^-$ - подбарьерные. Для ^{239}Pu канал $K=0$, $J^\pi = 0^+$ лежит на 1,6 Мэв ниже энергии связи, а канал $K=1$, $J^\pi = 1^+$ незначительно превышает энергию связи. Деление через второй канал является подбарьерным. Можно предположить, что в ядрах ^{235}U и ^{239}Pu в тех каналах, которые частично открыты для деления, проявятся уровни второго типа и соответственно в сечении деления будет наблюдаться гросс-структура.

Нами был проведен анализ сечения деления ^{235}U и ^{239}Pu в области неразрешенных резонансов на основе представления о том, что в экспериментально наблюдаемое сечение дают вклад эти две системы уровней. Уровни первого и второго типа взаимодействуют между собой, что приводит к модуляции делительной ширины индивидуальных резонансов.

Объяснение структуры в подбарьерном делении на основе представления о двух взаимодействующих между собой системах уровней дано в [5,6,7]. Мы использовали предложенные в работе [7] выражения:

$$\sqrt{E} \sigma(E) = c g \sum_i \frac{\Gamma_{onj} \hat{\Gamma}_{ji}}{(E_j - E)^2 + \frac{1}{4} (\hat{\Gamma}_j)^2}, \quad 1.$$

$$\hat{\Gamma}_{ji} = \Gamma_{ji} + \sum_k \frac{\Gamma_{jk} A_{kj}}{(E_k - E)^2 + \frac{1}{4} \Gamma_{jk}^2}, \quad 2.$$

$$\hat{\Gamma}_j = \Gamma_{nj} + \Gamma_{\gamma j} + \hat{\Gamma}_{ji}. \quad 3.$$

Здесь $c = 6.52 \cdot 10^5$ (барн·эв $^{1/2}$); $A_{kj} = H_{kj} H_{jk}$ - квадрат элемента матрицы взаимодействия между двумя ямами; g - спиновый статистический фактор; Γ_{nj} , $\Gamma_{\gamma j}$, Γ_{ji} - нейтронная, радиационная и делительная ширины уровней в первой яме; Γ_{jk} - делительная ширина уровней во второй яме; E_j и E_k - местоположения уровней в первой и во второй ямах соответственно.

В рамках этой модели сечение деления представляется суммой членов брейт-вигнеровского вида, соответствующих уровням первого типа, делительная ширина каждого уровня модулируется за счет взаимодействия с уровнями второго типа.

Была исследована возможность определения параметров уровней второго типа путем подгонки выражения (1) к экспериментально наблюдаемому сечению.

Процедура подгонки осуществлялась следующим образом. Предполагается, что расстояния между уровнями второго типа распределены по закону Вигнера, а распределение делительных ширин этих уровней является χ^2 распределением с числом степеней свободы $\nu = 1$. В рассматриваемом энергетическом интервале находится определенное число k уровней второго типа. Находим k псевдослучайных чисел, подчиняющихся распределению Вигнера, и k псевдослучайных чисел, подчиняющихся распределению Портера-Томаса. Считая первые k - числа расстояниями между уровнями и вторые k - числа делительными ширинами этих уровней, рассчитываем сечение деления согласно выражению (1). Параметры индивидуальных резонансов принимаем равными их средним значениям, определенным в /8/. Полученные таким образом, а также экспериментально значения усредняются по энергетическим интервалам w и вычисляется сумма квадратов отклонений расчетных средних сечений от экспериментально наблюдаемых. При расчете сечения учитывается эффект разрешения в предположении, что функция разрешения гауссовская с полушириной 70 мксек /9/.

Эта процедура проводится для разных значений величины A_{kj} , а также в предположении, что уровни второго типа имеют определенное значение спина.

Такой анализ был применен к сечению деления ^{235}U /10/ и ^{239}Pu /11/ в области энергии нейтронов от 0 до 2000 эв. Интервал усреднения w равнялся 60 эв. Эта величина и величина полного анализируемого интервала ≈ 2000 эв подбирались таким образом, чтобы при наличии разрешения 40-55 нсек/м в интервал w входило достаточно большое число экспериментальных точек (не меньше трех).

Результаты проведенного анализа можно суммировать следующим образом.

^{239}Pu . Сечение деления в области энергии нейтронов до 2000 эв можно описать выражением типа (1) в предположении, что спин уровней второго типа равен 1. Значение величины A_{kj} , соответствующее наилучшей подгонке, равно 40 эв. Местоположения уровней второго типа $E_i = 98; 265; 531; 1017; 1394; 1897; 2232$ эв, их делительные ширины $\Gamma_{fi} = 9,87; 1,10; 8,36; 10,78; 7,71; 11,21; 14,42$ эв.

Среднее значение расстояния между уровнями равно 318 эв, а средняя делительная ширина - 7,02 эв. На рис. 1 показано сравнение хода усредненных сечений, рассчитанных из экспериментального (а), и построенного по указанной процедуре сечения в предположении, что спин уровней второго типа равен 0^+ (б) и в предположении, что спин уровней второго типа равен 1^+ (в).

Полученные нами местоположения уровней второго типа хорошо совпадают с энергиями периодических повышений, появляющихся в сечении деления ^{239}Pu , измеренного с высоким разрешением и мишенью, охлажденной до температуры жидкого азота /12/. Большинство из них совпадают и с результатами подобного анализа, краткое сообщение о котором приведено в /13/. Полученные нами делительные ширины ниже, а величина матричного элемента связи уровней первого и второго типа выше приведенной в /13/. Сравнение этих результатов с нашими, однако, затрудняется тем, что в этой работе применена интерпретация gross-структуры по Вигману /6/.

^{235}U . Сечение деления U^{235} в области энергии нейтронов до 2000 эв удалось описать в рамках предлагаемой модели в предположении, что уровни второго типа проявляются в обоих спиновых состояниях составного ядра, полученного при захвате s -нейтронов ядром ^{235}U . Наилучшая подгонка осуществляется при значении $A_{kj} = 15$ эв. Местоположения уровней второго типа $E_i = 179; 287; 526; 700; 807; 970; 1214; 1472; 1788; 2002$ эв и их делительные ширины $\Gamma_{fi} = 12,0; 15,5; 84,0; 9,0; 18,6; 10,9; 130,0; 92,0; 78,0; 59,0$ эв. Среднее расстояние между уровнями равно 204 эв и средняя делительная ширина 50,9 эв. На рис. 2 приведено сравнение хода усредненных сечений, рассчитанных из

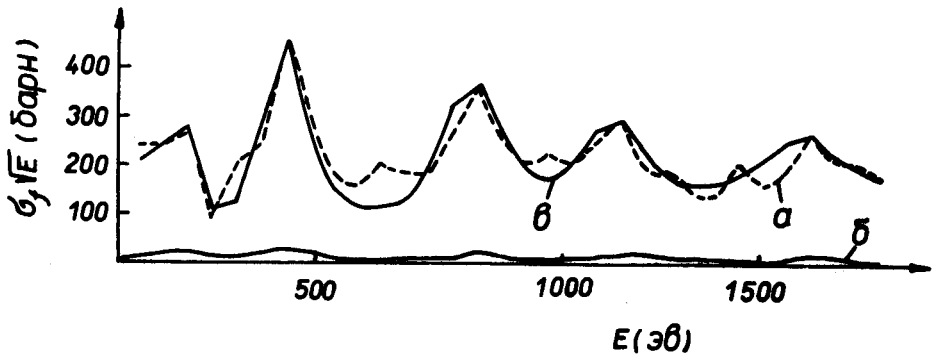


Рис. 1

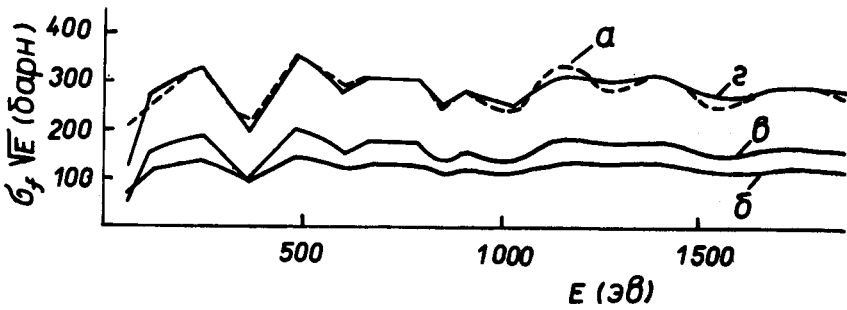


Рис. 2

экспериментального сечения (а) и из построенного по указанной процедуре в предположении, что уровни второго типа проявляются только в состоянии составного ядра со спином 3^- (б), что уровни второго типа проявляются только в состоянии составного ядра со спином 4^- (в) и что уровни второго типа проявляются в обоих спиновых состояниях составного ядра (г).

Полученная нами делительная ширина уровней второго типа согласуется с оценками этой величины, приведенными в /14/.

В заключение авторы выражают глубокую признательность профессору Ф.Л. Шапиро за плодотворные обсуждения и К. Сентирмай за помощь при расчетах.

Литература

1. P.Egelstaff. J.Nucl. Energy 7 (1958) 35.
2. E.Migneco, J.V.Theobald. Phys.Lett. 27B, 7.
3. B.H.Patrick, G.D.James. Phys.Lett. 28B, 24.
4. V.M.Strutinsky. Nucl.Phys. A 112 (1968) 1, A 95 (1967) 420.
5. J.E.Lynn. "The Theory of Neutron Resonance reactions" Clarendon Press, Oxford, 1968.
6. H.Wiegmann. Z.Phys. 214 (1968) 7.
7. P.G.Perez, G. de Saussure and M.N.Moore. Phys. and Chem. of Fission, Vienna, 1969, IAEA, SM-122/12.
8. Ю.В. Рябов, Со Дон Сик, Н. Чиков, Н. Янева. ЯФ, т. 13, вып. 3, 1971.
9. В.В. Голяков и др. Сообщение ОИЯИ, 3-5736, Дубна, 1971.
10. Ю.В. Рябов, Со Дон Сик, Н. Чиков, Н. Янева. Ат. эн., т. 24, вып. 4, 1968.
11. Ю.В. Рябов, Со Дон Сик, Н. Чиков, Н. Янева. Англо-советский семинар по ядерным данным для реакторов, Дубна, июнь, 1968.
12. J.Blons, Ch.Egermann et A.Michaudon, C.R.Acad. Sc., Paris t 267 (1968) 901.
13. Yasuyuki Kikucki Trans. Am.Nucl.Soc. 13, No. 1, 1970.
14. А.Г.Белов, Ю.П.Гаигрский, Б.Далхсурен, А.М.Кучер. Препринт ОИЯИ, Р7-5497, Дубна, 1971.

Рукопись поступила в издательский отдел
9 июня 1971 года.