

Государственный комитет по использованию атомной энергии СССР

Академия наук СССР

Академия наук УССР

Центральный научно-исследовательский институт информации
и технико-экономических исследований по атомной науке и технике

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА

*(Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике,
Киев, 18 – 22 апреля 1977 г.)*

Часть 3

Москва 1977

НЕЙТРОННАЯ ФИЗИКА (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). Ч.3. М., 1977. 300 с. (ЦНИИатоминформ).

На конференции было представлено около 300 докладов советскими и зарубежными научно-исследовательскими организациями и лабораториями. Более 200 докладов публикуются в четырех книгах. Часть докладов, поступивших на конференцию с опозданием, будет напечатана в первых выпусках сборника "Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы".

Доклады подготовлены к изданию Центром по ядерным данным Государственного комитета по использованию атомной энергии СССР.

Главный редактор Л.Н.УСАЧЕВ

Р е д к о л л е г и я:

В.П.Вертебный (зам. главного редактора), Д.А.Кардашев,
В.Н.Манохин

©

Центральный научно-исследовательский институт информации и технико-экономических исследований по атомной науке и технике (ЦНИИатоминформ), 1977

ДИСПЕРСИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР:
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ И ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПРЕДСКАЗАНИЯ

Ю. А. Лазарев

(ОИЯИ)

Поставлен вопрос о природе флуктуаций энергии осколков деления. Проанализирована совокупность экспериментальных данных о дисперсии энергетических распределений осколков деления тяжелых слабо возбужденных ядер. Найденная регулярная и сильная зависимость дисперсии от Z и энергии возбуждения делящегося ядра сравнивается с предсказаниями теории.

The question of the nature of the energy fluctuations of fission fragments is raised. Different experimental data on the variance of the energy distributions of the fragments formed as a result of fission of heavy weakly excited nuclei are analysed. The regular strong dependence of the variance on Z and the excitation energy of the fissioning nucleus is found and compared with relevant theoretical predictions.

Одним из интересных и важных вопросов физики деления является вопрос о существовании значительных флуктуаций в свойствах осколков. Буквально при открытии деления выяснилось, что в результате этого образуются осколки с широким спектром масс, зарядов, кинетических энергий, энергий возбуждения (числа нейтронов ν). Возникает вопрос: чем обусловлены эти вариации, составление, по существу, одну из главных особенностей реакции деления. Например, среднеквадратичная флуктуация полной кинетической энергии или энергии возбуждения осколков σ_E составляет по порядку величины 10-15 Мэв. Вполне понятно, что при равновесной деформации делящегося ядра не имеет такой неопределенности в энергии: она возникает лишь в результате процесса деления. Конкретно вопрос ставится так: что является первопричиной флуктуации и какие факторы являются решающими при развитии её до экспериментально наблюдаемых размеров - особенности ландшафта потенциальной энергии в седловой точке, динамика движения между седловой точкой и точкой разрыва или статистические свойства делящейся системы в точке разрыва?

Несмотря на существование значительного объема экспериментальной информации, в целом эти вопросы изучены мало. Однако

результате их решения мы можем получить ценную дополнительную информацию о механизме образования соответствующих средних величин — масс, зарядов, энергий осколков, т.е. о механизме деления и, в частности, о его динамических аспектах.

В настоящем докладе кратко рассматриваются основные результаты анализа полной совокупности экспериментальных данных о дисперсии суммарной кинетической энергии осколков $\hat{\sigma}_{E_k}^2$ и дисперсии полного числа мгновенных нейтронов деления (вполне определенно связанной с дисперсией энергии возбуждения осколков $\hat{\sigma}_{E_k}^2$)

$$\hat{\sigma}_\nu^2 = \sum_{\nu} (\nu - \bar{\nu})^2 P_\nu,$$

где $\bar{\nu}$ — среднее число нейтронов на акт деления, а P_ν — вероятность эмиссии точно ν нейтронов в одном акте деления. Рассмотрение проводится для тяжелых ядер с $90 \leq Z \leq 102$ и $230 \leq A \leq 258$ при двух значениях энергии возбуждения: $E^* = 0$ (спонтанное деление) и $E^* \approx 6,5$ МэВ (деление тепловыми нейтронами). Сводку численных данных и ссылки на оригинальную литературу можно найти в работе [1]. Здесь мы обсудим лишь главные черты зависимости $\hat{\sigma}_{E_k}^2$ и $\hat{\sigma}_\nu^2$ от основных параметров делящегося ядра: A , Z , E^* и параметра делимости X .

Систематики значений $\hat{\sigma}_{E_k}^2$ и $\hat{\sigma}_\nu^2$ представлены на рис. 1 и рис. 2 соответственно. Отсюда следует, во-первых, что обе величины подвержены существенным изменениям. Так, при переходе от $^{229}\text{Th}(n, f)$ к $^{255}\text{Fm}(n, f)$ величина $\hat{\sigma}_{E_k}^2$ возрастает в 4 раза, в то время как средняя кинетическая энергия осколков увеличивается всего на 30%. Аналогично $\hat{\sigma}_\nu^2$ при переходе от спонтанного деления ^{238}U ($\bar{\nu} = 1,98$) к спонтанному делению $^{252}\text{102}$ ($\bar{\nu} = 4,15$) возрастает в 5 раз, что существенно превышает масштаб изменения $\bar{\nu}$. Во-вторых, из рис. 1 и 2 следует, что как $\hat{\sigma}_{E_k}^2$, так и $\hat{\sigma}_\nu^2$ в гораздо большей степени зависят от Z , чем от полного числа нуклонов A в делящемся ядре. Чтобы проследить эту зависимость более детально, усредним значения $\hat{\sigma}_{E_k}^2$ и $\hat{\sigma}_\nu^2$ по A для каждого данного Z , отдельно для случаев спонтанного и вынужденного деления. В результате на рис. 3 видно, что Z -зависимости дисперсий выражены необычайно резко и по характеру в целом напоминают экспоненты. Лишь в области $Z = 94 \div 96$ наблюдается "аномалия": Z -зависимость дисперсии существенно замедляется и на границах этой области кривые испытывают двойной перегиб. По-видимому, эта аномалия и ответственна за установившееся в литературе [2] мнение о слабой (Z, A, E^*)-зависимости $\hat{\sigma}_{E_k}^2$ и $\hat{\sigma}_\nu^2$.

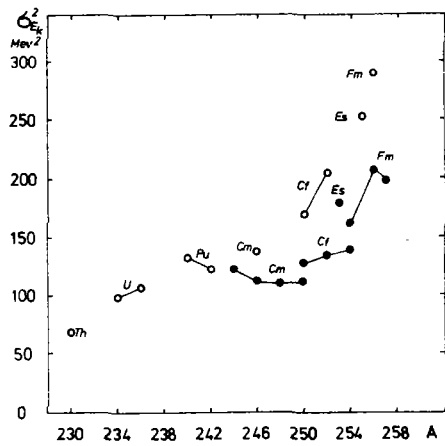


Рис. 1. Зависимость дисперсии суммарной кинетической энергии осколков $\sigma_{E_k}^2$ от Z и A делящегося ядра:
 ● - спонтанное деление; ○ - деление тепловыми нейтронами

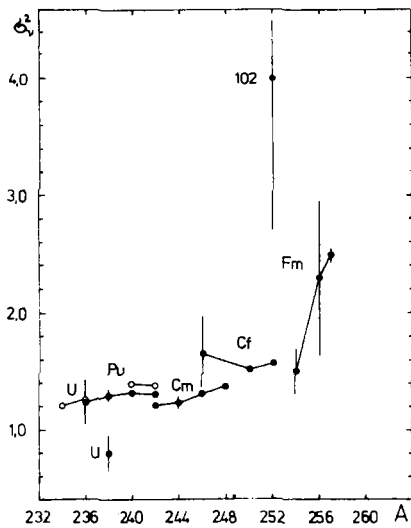


Рис. 2. Зависимость дисперсии полного числа нейтронов деления σ_{ν}^2 от Z и A делящегося ядра. Обозначения - см. рис. 1

Отметим также и тот факт, что кривые для $\hat{\sigma}_{E_k}^2$ и $\hat{\sigma}_V^2$ совершенно подобны и для спонтанного, и для вынужденного деления. Количественное сравнение $\hat{\sigma}_{E_k}^2$ с величиной $(\hat{\sigma}_V^2 - 1/12)E_0^2$, где E_0 — энергия, затрачиваемая в среднем на эмиссию одного нейтрона из осколка, показывает, что их отношение примерно постоянно. Это видно на рис. 4, где нанесена величина $E = \sqrt{\hat{\sigma}_{E_k}^2 / (\hat{\sigma}_V^2 - 1/12)}$, равная в среднем $9,7 \pm 0,7$ МэВ, что значительно превышает энергию E_0 , необходимую для отделения нейтрона от осколка. Соответственно разность между $\hat{\sigma}_{E_k}^2$ и дисперсией полной энергии возбуждения $\hat{\sigma}_{E_x}^2$, определенной Терреллом [2] как $(\hat{\sigma}_V^2 - 1/12)E_0^2$, составляет в среднем около 70 МэВ^2 , т.е. мы приходим к неравенству $\hat{\sigma}_{E_k}^2 > \hat{\sigma}_{E_x}^2$. Тогда можно поставить вопрос о балансе флуктуаций энергии, вытекающем непосредственно из закона сохранения энергии. Этот баланс согласуется, если, учитывая дисперсию полного энерговыделения $\hat{\sigma}_Q^2$, принять дисперсию распределения полной энергии γ -квантов деления равной по порядку величины 30 МэВ^2 . Хотя подобная оценка и близка к полученной в литературе (26 МэВ^2 для $^{235}\text{U}(n, f)$ [3]), такая величина $\hat{\sigma}_{E_x}^2$ представляется большой, поэтому для более тщательного подведения баланса флуктуаций энергии осколков представляет интерес прямое экспериментальное определение $\hat{\sigma}_{E_x}^2$.

Поскольку (Z, A) -зависимости $\hat{\sigma}_{E_k}^2$ и $\hat{\sigma}_V^2$ подобны, а их отношение практически постоянно для всех тяжелых ядер, то в первом приближении можно рассматривать изменения какой-либо одной из этих двух величин, например $\hat{\sigma}_{E_k}^2$, дополняя при необходимости её зависимость от того или иного параметра результатами измерения дисперсии числа нейтронов $(\hat{\sigma}_V^2 - 1/12)E_0^2 = \hat{\sigma}_{E_x}^2$. На рис. 5 таким образом построена зависимость дисперсии энергетического распределения осколков $\hat{\sigma}_E^2 = \hat{\sigma}_{E_k}^2 \cong \hat{\sigma}_{E_x}^2$ от параметра делимости X для $E^* = 0$ и $E^* \cong 6,5$ МэВ. Здесь видно, что увеличение X на 15% в обоих случаях приводит к многократному усилению флуктуаций энергии осколков деления; лишь в области $X = 0,78 \div 0,81$ наблюдается ослабление зависимости. Аналогичный вид имеет зависимость от кулоновского параметра $Z^2/A^{1/3}$.

Неожиданным является заметное увеличение $\hat{\sigma}_E^2$ (в среднем на 40%) при переходе от подбарьерного к надбарьерному делению. Разность $\Delta \hat{\sigma}_E^2$, связанная с этим переходом, может составлять $40-60 \text{ МэВ}^2$; по-видимому, она растет с ростом Z , однако в области $Z = 94 \div 96$ снова наблюдается "аномалия": при $Z = 94$ величина $\Delta \hat{\sigma}_E^2$ минимальна и составляет $5-10 \text{ МэВ}^2$.

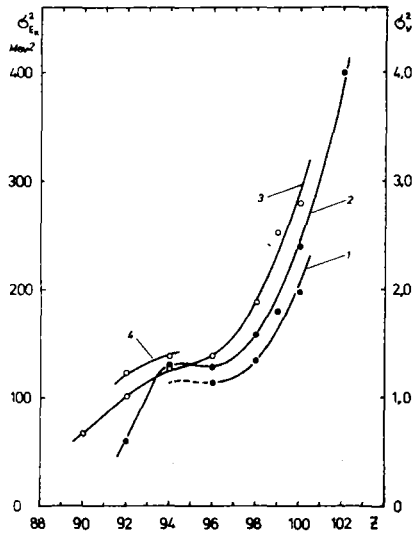


Рис. 3. Сравнение Z-зависимостей дисперсии суммарной кинетической энергии осколков $G_{E_k}^2$ (кривые 1 и 3) и дисперсии полного числа нейтронов G_n^2 (кривые 2 и 4).

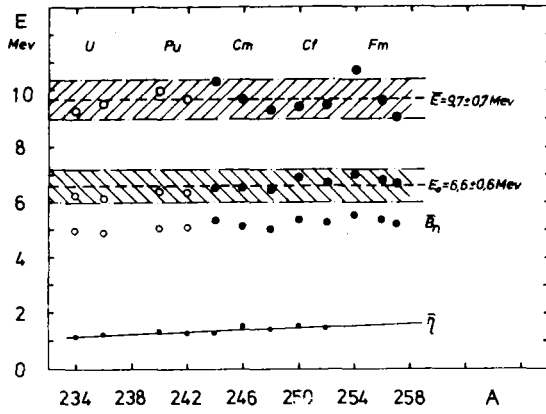


Рис. 4. Зависимость величины $E = \sqrt{G_{E_k}^2 / (G_n^2 - 442)}$ от Z и A делящегося ядра.

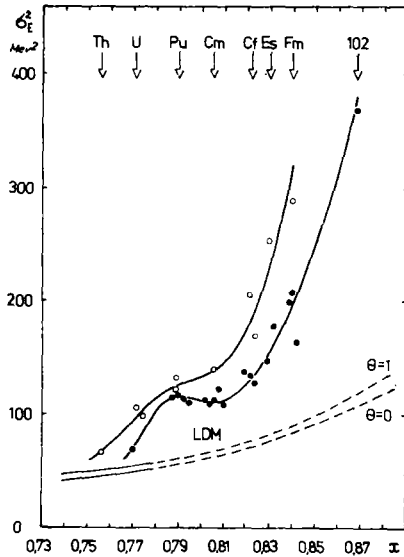


Рис.5. Зависимость дисперсии энергетических распределений осколков от параметра делимости ядра x ; закрытые символы - спонтанное деление, открытые - деление тепловыми нейтронами. В нижней части рисунка - результаты расчета σ_E^2 по динамической модели жидкой капли [4].

Теперь обратимся к сравнению экспериментальных данных с предсказаниями теории. Отметим сразу, что в настоящее время не существует строгой и последовательной теории, способной количественно описать столь сложные характеристики процесса деления, каковыми являются флуктуации энергий осколков.

Наиболее детальные предсказания σ_E^2 для полного рассматриваемого нами диапазона Z и A делящихся ядер дает динамическая модель жидкой капли, развитая Никсом [4]. Результаты этих расчетов показаны на рис.5 для двух значений температуры делящегося ядра в седловой точке $\theta=0$ и $\theta=1$ МэВ. Сравнение на рис.5 достаточно наглядно показывает, что модель жидкой капли приводит к существенно заниженным значениям дисперсии, не позволяя даже качественно описать резкий рост σ_E^2 с увеличением x , "аномалии" при $x=0,78 \pm 0,01$ и заметное увеличение при переходе от подбарьерного к надбарьерному делению. Таким

образом, игнорируя существование оболочечных эффектов, модель жидкой капли, наряду со многими другими важными чертами процесса деления тяжелых ядер, не позволяет объяснить и существование значительных флуктуаций энергии осколков. Попытка учета оболочечных эффектов в рамках динамической модели жидкой капли [4], сделанная Хассе [5], также не привела к прогрессу в описании энергетических распределений.

Альтернативой динамической модели жидкой капли является статистическая теория деления, в рамках которой Фонгом [6] было получено следующее выражение для дисперсии суммарной кинетической энергии осколков при фиксированном отношении их масс и зарядов:

$$\sigma_{E_k}^2 = \text{constant} (Z_1 \cdot Z_2)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{E}{a_1 + a_2} \right)^{\frac{1}{4}} \left(1 - \frac{9}{8} \frac{1}{\sqrt{(a_1 + a_2)E}} \right) \text{МэВ}, \quad (1)$$

где E - полная внутренняя энергия возбуждения системы двух взаимодействующих и находящихся в тепловом равновесии осколков; a_1 и a_2 - параметры плотности уровней в модели ферми-газа.

Ряд заключений, сделанных Фонгом на основе формулы (1), в частности вывод о преимущественной зависимости $\sigma_{E_k}^2$ от Z делящегося ядра, качественно согласуется с экспериментом, однако абсолютная величина $\sigma_{E_k}^2$, рассчитанная им для $^{235}\text{U}(n, f)$, оказывается сильно заниженной. Кроме того, зависимость σ_{E_k} от Z в формуле (1) в явной форме выражена лишь фактором $(Z_1 \cdot Z_2)^{\frac{1}{2}}$. Если этим она и исчерпывается, то вряд ли можно согласовать формулу (1) с экспериментом: зависимость $\sigma_{E_k}^2$ от Z скорее всего гораздо сильнее, чем $\sigma_{E_k}^2 \propto Z^2$ (см. рис. 3). Для более определенного выяснения возможностей статистической теории, на наш взгляд, представляет значительный интерес проведение подробных расчетов $\sigma_{E_k}^2$ для широкого круга ядер с использованием современных ядерных данных, методов вычисления потенциальной энергии и плотности уровней сильнодеформированных ядер и т.д. Подобные расчеты никогда не были проведены.

Для расчета энергетических распределений осколков использовался также ряд других моделей [7 - 10], общей чертой которых является применение дополнительных по сравнению с [4, 6] приближений и введение в расчет тех или иных параметров, определяемых прямо из эксперимента. Расчеты по этим моделям приводят, как правило, к существенно заниженным значениям ширины энергетических распределений, и ни одна из них не обнаруживает необходимо сильной зависимости дисперсии от Z делящегося ядра. На-

пример, авторами [8] для дисперсии полной энергии возбуждения $U_1 + U_2$ индивидуальной пары осколков было получено выражение

$$\sigma_{(U_1+U_2)}^2 = \sigma_{E_K}^2 = \sigma_{U_1}^2 + \sigma_{U_2}^2 = 2(\bar{U}_1' + \bar{U}_2')t_0, \quad (2)$$

где $\bar{U}' = \bar{U} - \Delta$; Δ - энергия спаривания, а t_0 - средняя начальная температура осколков деления. Несмотря на то, что в этих расчетах значения \bar{U}_1 , \bar{U}_2 и t_0 брались непосредственно из эксперимента, согласие рассчитанных величин $\sigma_{(U_1+U_2)}^2$ с экспериментальными является неудовлетворительным; также и вопрос о пропорциональности $\sigma_U^2 \propto \bar{U}$ представляется весьма спорным [1].

Итак, сравнение экспериментальных данных с теоретическими предсказаниями показывает, что последние не дают удовлетворительного описания наблюдаемых на опыте закономерностей, оставляя открытым вопрос о первопричинах возникновения флуктуаций в энергиях осколков, а следовательно, и о причинах существенного изменения амплитуды флуктуаций при вариациях Z , E^* и A делящегося ядра. Вместе с тем любая теория или модель, претендующая на количественную интерпретацию последней стадии процесса деления, должна воспроизводить не только положение средних масс, зарядов и энергий осколков, но также и дисперсию их распределений, и качество этого воспроизведения может служить одним из существенных критериев реальности описания.

Литература

1. Lazarev Yu. A. - Atomic Energy Review, 1977, v. 15, No. 1.
2. Terrell J. - Phys. Rev., 1957, v. 108, No. 3, p. 783.
3. Ширяев Б. М. - ЖЭТФ, 1962, т. 43, в. 6, с. 2150.
4. Nix J. R. - Nucl. Phys., 1969, v. A130, No. 2, p. 241.
5. Hasse R. W. - Phys. Rev., 1971, v. 4C, No. 2, p. 572.
6. Fong P. - Statistical Theory of Nuclear Fission, Gordon and Breach, New York, 1969.
7. Erba E., Facchini U., Saetta-Menichella E. - Nucl. Phys., 1966, v. 84, No. 3, p. 595.
8. Facchini U., Saetta-Menichella E. - Journal of Physics A: Math., Nucl., Gen., 1974, v. 7, No. 8, p. 975.
9. Schmitt H. W. - Physics and Chemistry of Fission, Vienna, IAEA, 1969, p. 67.
10. Wilkins B. D., Steinberg E. P., Chasman R. R. - Phys. Rev., 1976, v. 14C, No. 5, p. 1832.