

НОВЫЙ ТИП РАСПАДА ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР, ПРОМЕЖУТОЧНЫЙ МЕЖДУ ДЕЛЕНИЕМ ЯДРА И α -РАСПАДОМ

А. Сэндулеску, Д. Н. Поенару

Институт физики и ядерной технологии, Бухарест

В. Грайнер

Институт теоретической физики, университет им. Иоганна Вольфганга Гете,
Франкфурт на Майне

В тяжелых и сверхтяжелых ядрах предсказывается новый тип распада, промежуточный между делением ядер и α -распадом. Представлены два предельных подхода, в которых рассматриваемый распад трактуется как крайне асимметричное по массам осколков деление или как испускание тяжелого кластера.

Показано, что крайне асимметричная двухтельная фрагментация, трактуемая как испускание тяжелого кластера, согласуется со сделанными ранее предсказаниями о крайне асимметричном типе деления как о новом типе распада, промежуточном между α -распадом и делением ядра. Также показано, что α -распад можно успешно рассматривать как процесс деления с различной плотностью заряда двух осколков и точно определенным отношением масс.

A new decaying mode, intermediate between nuclear fission and alpha decay, for heavy nuclei including the superheavy nuclei is predicted. Two extreme descriptions are presented: high mass-asymmetric fission and heavy cluster emission.

It is shown that the highly mass-asymmetric two-body fragmentation treated as heavy cluster emission agrees also with the previous prediction of a highly mass-asymmetric fission mode as a new decaying mode intermediate between alpha decay and nuclear fission. It is shown also that alpha decay can be treated successfully as a fission process with different charge densities of the two fragments and precisely determined mass ratio.

ВВЕДЕНИЕ

Несколько лет тому назад при исследовании влияния оболочечных эффектов на образование трансфермиевых элементов при полном слиянии двух ядер мы столкнулись с проблемой нового типа распада тяжелых ядер как промежуточного явления между α -распадом и делением ядра. Ранее было распространено убеждение, что только легкие ионы могут полностью сливаться с тяжелой мишенью и что для более тяжелых ионов ядерный потенциал стре-

мится симметризовать массы, не приводя к слиянию. Это заключение основывалось на предположении, что потенциальную энергию при столкновении двух ядер можно вычислить на основе модели жидкой капли, а оболочечные эффекты слишком малы, чтобы играть какую-нибудь роль. В противовес этому заключению в данной работе показано, что оболочечные эффекты важны.

Для тяжелых систем потенциальная энергия в модели жидкой капли в зависимости от массовой асимметрии $\eta = (A_1 - A_2)/(A_1 + A_2)$ имеет два минимума: глубокий минимум для очень асимметричной комбинации, близкой к $\eta = 1$, который приводит к слиянию легкого партнера с тяжелым, и другой плоский минимум в районе $\eta = 0$, который способствует симметризации двух осколков. Кроме того, в конфигурации касающихся осколков при $R = R_t$ полную потенциальную энергию в зависимости от η с учетом оболочечных эффектов можно рассчитать точно, поскольку массы двух сталкивающихся партнеров известны. В этом случае кроме двух минимумов, описываемых моделью жидкой капли, в потенциальной энергии проявляются также несколько новых глубоких минимумов, возникающих из-за оболочечных эффектов разделенных осколков [1]. Эти минимумы появляются не только в области каналов при $R \geq R_t$, но также и в области перекрывания с $R < R_t$, приводя к возникновению некоторых долин, так называемых долин фрагментации, которые являются стабильными как по η , так и по R [2,3]. Потенциальная энергия, рассматриваемая как функция η и R , минимизировалась по зарядовой асимметрии $\eta_z = (Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2)$ и по другим координатам, определяющим форму составной системы (рис. 1): параметру ϵ , описывающему толщину шейки, и деформациям осколков β_1 и β_2 . Хотелось бы отметить, что эти долины фрагментации существуют в основном благодаря тому, что двухцентровая оболочечная модель * приводит к существенным оболочечным эффектам в си-

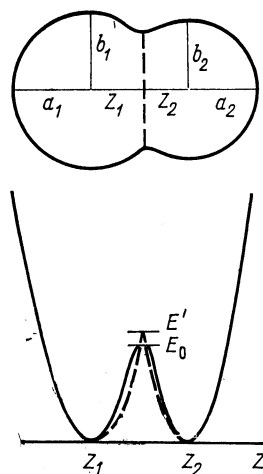


Рис. 1. Асимметричный двухцентровый потенциал вдоль оси Z и соответствующая форма ядра.

Указаны высоты барьеров, входящие в определение параметра шейки $\epsilon = E_0/E'$

* Оболочечные эффекты при спуске от седловой точки к точке разрыва четко проявляются в физически более обоснованных моделях с конечным потенциалом, что до некоторой степени может служить оправданием использования обсуждаемой авторами двухцентровой модели (см., например, работы: Brack M. e.a.— Rev. Mod. Phys., 1972, v. 44, p. 320. Pashkevich V. V.— Nucl. Phys. A, 1971, v. 169, p. 275).— Прим. ред.

стеме, состоящей из магических партнеров, не только для разделенных осколков при $R > R_t$, но также и в области перекрывания с $R < R_t$.

В принципе, конечно, мы должны рассматривать все пять коллективных координат R , η , ϵ , β_1 и β_2 , которые появляются в гамильтониане. Чтобы избежать сложности полного описания в терминах всех пяти координат, предполагаем, что слияние является внезапным процессом, по крайней мере, в отношении двух координат β_1 и β_2 , так что можем описывать первый шаг процесса только с помощью трех координат R , η и ϵ , а деление является адиабатическим процессом, позволяющим минимизацию по неявно присутствующим координатам (например, ϵ , β_1 и β_2), причем простейшее описание дается только с помощью двух координат R и η .

Таким образом, можно определить два типа долин: долину слияния $V(R, \eta, \epsilon)$ при фиксированных β_1 и β_2 и долину деления $V(R, \eta) |_{\min(\epsilon, \beta_1, \beta_2)}$, которые весьма подобны друг другу в (R, η) -плоскости, причем долина слияния является более узкой по сравнению с долиной деления.

Благодаря тому что эти долины, ясно видимые в некоторых ядрах во внешней области в конфигурации касания, продолжают также в область перекрывания, даже вплоть до вершины барьера взаимодействия, с самого начала становится очевидным, что они приведут к новым крайне асимметричным по массам пикам в массовом распределении продуктов деления тяжелых ядер, включая сверхтяжелые, т. е. к новым крайне асимметричным по массам типам деления.

В ряде работ [1—9] установлено, что долины слияния можно сопоставить с максимумами в сечениях полного слияния при различных комбинациях налетающего ядра и мишени, выбранных вблизи такой долины. Указанные работы показали, что имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные свидетельствуют в пользу существования долин слияния в потенциале [10].

В настоящей работе обсуждается возможное существование нового явления — распада, промежуточного между делением ядра и α -распадом.

В соответствии с существующими теориями, деление описывается с помощью макроскопической модели жидкой капли с микроскопическими оболочечными поправками, а α -распад описывается как кластеризация четырех нуклонов, за которой следует проникновение через ядерный и кулоновский барьер. Эти два предельных подхода можно применить для описания нового процесса, просто используя соответствующую технику описания крайне асимметричного по массам деления и испускания тяжелого кластера. Конечно, значительно более убедительным было бы описание, при котором все три типа распада: деление яд-

ра, α -распад и новый тип распада, промежуточный между ними, — получили бы единую трактовку*.

В разд. 1 новое явление представлено как крайне асимметричный тип деления [11]. На основе теории фрагментации доказано, что вследствие оболочечных эффектов в осколках в массовом распределении продуктов деления тяжелых ядер появляются новые пики, соответствующие большой массовой асимметрии. Представлены результаты вычислений для ^{252}No и ^{238}U [12].

В разд. 2 на основе теории испускания кластера, аналогичной теории α -распада, показано, что в области тяжелых ядер, начиная с $Z \geq 90$, проницаемости тяжелых кластеров в некоторых двух-тельных каналах имеют сравнимую величину или даже превосходят проницаемость в канале распада α -частицы. Это происходит из-за оболочечных эффектов в величине Q в соответствующих каналах. Вероятность образования кластера внутри ядра не рассчитана. Показано, что наиболее благоприятно испускание таких кластеров, как ^{24}Ne или ^{28}Mg в изотопах Th, ^{32}Si или ^{34}Si в изотопах U, ^{46}Ag в изотопах Pu и Cm и ^{48}Ca в изотопах Cf, Fm и No [13].

Первый шаг к единому описанию всех этих трех типов распада как асимметричного по массам деления представлен в разд. 3, в котором α -распад трактуется как процесс деления. Вследствие того что фактически используемые параметризации в моделях жидкой капли и существующие методы расчета оболочечных поправок не позволяют описать процессы с различными плотностями зарядов в осколках и при такой крайне высокой массовой асимметрии, как в α -распаде**, была использована очень простая параметризация в модели жидкой капли (две пересекающиеся сферы) и феноменологические выражения для вычисления оболочечных поправок. Показано, что такое простое рассмотрение приводит к удивительно хорошему описанию времен жизни тяжелых элементов относительно α -распада [14].

В последнем разделе собраны имеющиеся в настоящее время экспериментальные данные. Показано, что новый пик вместе с характерным пиком спонтанного деления наблюдался в подробном распределении по длине треков осколков урана, загруженного в ядерную эмульсию [15]. Аналогичные пики наблюдались в распределении диаметров треков при изучении спонтанного деления в 126-летнем урановом стекле [16]. Косвенные измерения массового распределения в делении двух изотопов нептуния при очень

* Единый подход к описанию альфа-распада, кластеризации в ядрах, деления ядер и взаимодействия тяжелых ионов развивался также в работе Шигина В. А. (Ядерная физика, 1974, т. 14, с. 695). — *Прим. ред.*

** Модель составной делящейся системы с различной зарядовой плотностью в формирующихся осколках рассматривалась также в работах: Адеев Г. Д., Филипенко Л. А., Черданцев П. А. — Ядерная физика, 1976, т. 23, с. 30; Адеев G. D., Dossing T. — Phys. Lett. B, 1977, v. 66, p. 11 при обсуждении зарядового распределения осколков деления. — *Прим. ред.*

низкой энергии возбуждения также указывают на предварительные свидетельства в пользу увеличенного выхода осколков в области масс $A_1 = 78$ [17]. Радиохимические данные, сообщенные в работах [18, 19], также указывают на относительно высокие выходы осколков деления с массами $A_1 = 66 \div 67$ и $A_2 = 171 \div 177$, проявляющиеся как «плечи» в массовом распределении продуктов деления.

В заключение отмечается, что два упомянутых выше предельных подхода в описании крайне асимметричной по массам двухтельной фрагментации (крайне асимметричный по массам тип деления и испускание тяжелого кластера) приводят к предсказанию нового явления — промежуточного типа распада между α -распадом и делением ядра. Дополнительные аргументы в пользу такого представления возникают в результате успешного описания α -распада как процесса деления.

1. АСИММЕТРИЧНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАСС ОСКОЛКОВ ДЕЛЯЩИХСЯ ЯДЕР

Для описания процесса деления далее используется теория фрагментации [20—22]. Отметим здесь только основные идеи этой теории.

Теория фрагментации описывает все двухтельные каналы, из которых составное ядро может образоваться или по которым оно может распасться. Координатами ядерной системы являются взаимное расстояние R , коллективные координаты $\alpha^{(1)}$ и $\alpha^{(2)}$, описывающие поверхность отдельных ядер, параметр шейки ε и фрагментации по массам $\eta = (A_1 - A_2)/(A_1 + A_2)$ и заряду $\eta_Z = (Z_1 - Z_2)/(Z_1 + Z_2)$. В предположении однородной плотности ядра координаты η и η_Z очевидным образом сводятся к координате, описывающей объемную асимметрию $\xi = (V_1 - V_2)/(V_1 + V_2)$. Для простоты предположим, что формы являются симметричными относительно вращения вокруг оси, проходящей через центры, и описываются только координатами квадрупольной деформации β_1 и β_2 . Взаимное расстояние R связано с безразмерной длиной ядра $\lambda = l/2R_0$, где l — длина ядра вдоль оси симметрии, а R_0 — радиус, соответствующий сферическому ядру с массой $A = A_1 + A_2$ (см. рис. 1).

Коллективный гамильтониан, зависящий от координат λ , ξ , ε , β_1 и β_2 и от канонически сопряженных импульсов, можно записать следующим образом:

$$H = T_k(p_\lambda, p_\xi, p_\varepsilon, p_{\beta_1}, p_{\beta_2}) + V(\lambda, \xi, \varepsilon, \beta_1, \beta_2). \quad (1)$$

Как уже было отмечено во введении, только две из упомянутых выше координат, а именно λ и ξ , будут использованы при описании

процесса деления. Кроме того, чтобы уменьшить объем требующих очень большого машинного времени вычислений, потенциал $V(\lambda, \xi)$ вычисляли с минимизацией энергии в модели жидкой капли (МЖК) по деформации каждого из осколков (β_1, β_2) и параметру шейки ε при фиксированных (λ, ξ) и добавлением затем оболочечных поправок и поправок на спаривание при соответствующих параметрах формы.

Оболочечные поправки вычисляли по модифицированной стандартной процедуре перенормировок [23], основанной на модели жидкой капли Майерса и Святецкого [24] с измененной константой поверхностной асимметрии [25] и одночастичных энергиях $E_v(\lambda, \xi, \varepsilon, \beta_1, \beta_2)$ асимметричной двухцентрковой оболочечной модели (АДЦОМ) [26, 27]. Модификация проводилась таким образом, чтобы оболочечные поправки для разделившихся осколков были равны сумме оболочечных поправок отдельных осколков. С этой целью каждый уровень использовался с весом, равным вероятности того, что нуклон находится в соответствующем осколке

$$P_{v_i} = \int_{\text{по осколку}} |\Psi_v|^2 dr, \quad (2)$$

и оболочечные поправки вычислялись в каждом из осколков в отдельности, считая, что они разделены плоскостью $z = 0$ в районе шейки.

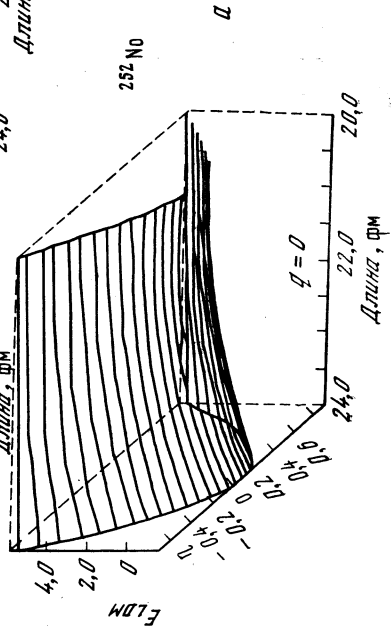
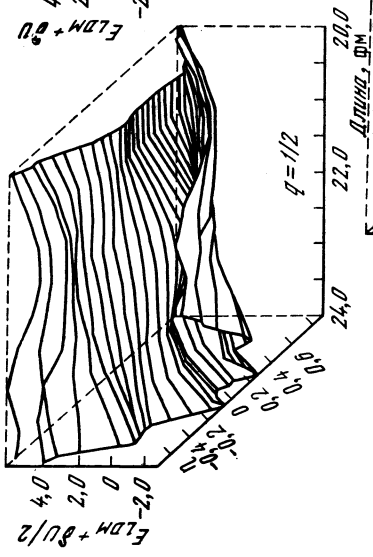
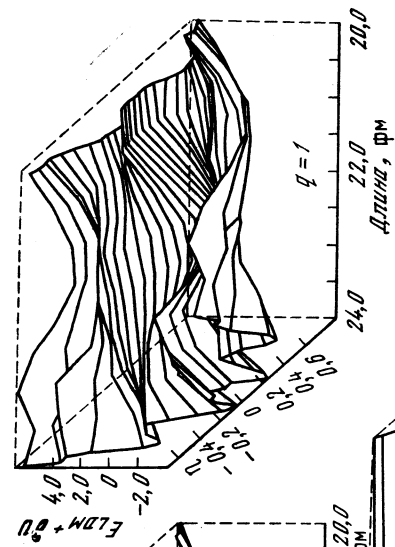
В асимптотической области, определяемой условием $R \geq R_t$, потенциальная энергия является просто суммой кулоновского взаимодействия и двух энергий связи осколков в основном состоянии:

$$V(R, \eta_1, \eta_2, \beta_1, \beta_2) = Z_1 Z_2 e^2 / R - B(A_1, Z_1, \beta_1) - B(A_2, Z_2, \beta_2). \quad (3)$$

В результате того, что в разделенных осколках двухцентрковая оболочечная модель приближается к модели Нильссона в каждом из осколков, получаем гладкое продолжение V из области перекрывания $R < R_t$ в асимптотическую область $R \geq R_t$. На рис. 2 представлены энергия в МЖК $E_{\text{LDM}}(\lambda, \eta)$ для ^{252}No , минимизированная по координатам β_1, β_2 и ε , и потенциал фрагментации

$$V^q(\lambda, \eta) = E_{\text{LDM}}(\lambda, \eta) + q\delta U(\lambda, \eta) \quad (4)$$

с полной ($q = 1$) и уменьшенной в два раза ($q = 1/2$) оболочечной поправкой в зависимости от двух рассматриваемых координат: длины ядра l в пределах $20 \leq l \leq 24$ фм и массовой асимметрии в пределах $-0,8 \leq \eta \leq 0,8$. Здесь с помощью q имитируется влияние температуры. В $E_{\text{LDM}}(\lambda, \eta)$ видна только одна долина, расположенная при $\eta = 0$; другая долина вблизи $\eta = 1$ не рассматривалась в связи с некоторыми численными трудностями, свя-



252 No

и

Длина, фм

Длина, фм

$q=1/2$

Длина, фм

$q=1$

EDM + 8U

EDM + 8U/2

EDM

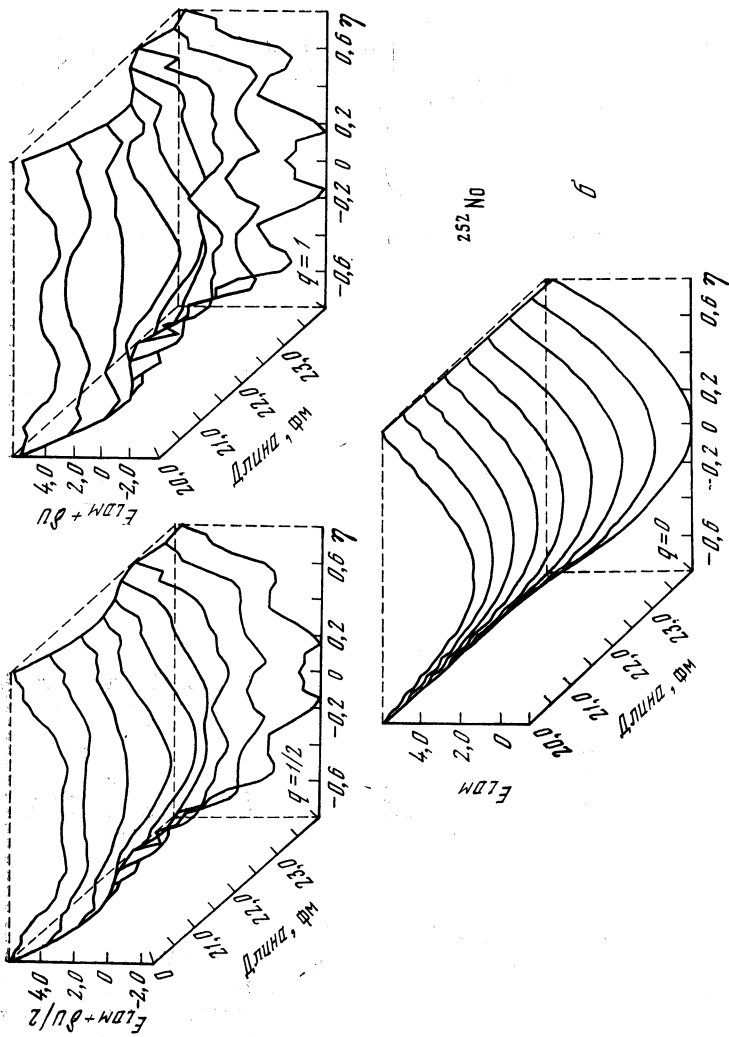


Рис. 2. Потенциал фрагментации с уменьшенной в два раза (вверху слева) и полной (вверху справа) оболочечной поправкой и энергии в МЭК (внизу) в зависимости от длины ядра L и координаты η , описывающей массовую асимметрию, видимые со стороны больших L и положительных η (а) и со стороны больших L и отрицательных η (б)

занными с моделью жидкой капли. При добавлении оболочечных поправок $\delta U(\lambda, \eta)$ эта долина расщепляется на две другие долины, в основном обязанные своим происхождением дважды магической структуре ^{132}Sn и ^{208}Pb или ^{48}Ca .

На рис. 3 тот же самый потенциал при $R < R_t$ представлен с помощью эквипотенциальных линий [12]. Ясно видны второй минимум и вторая седловая точка.

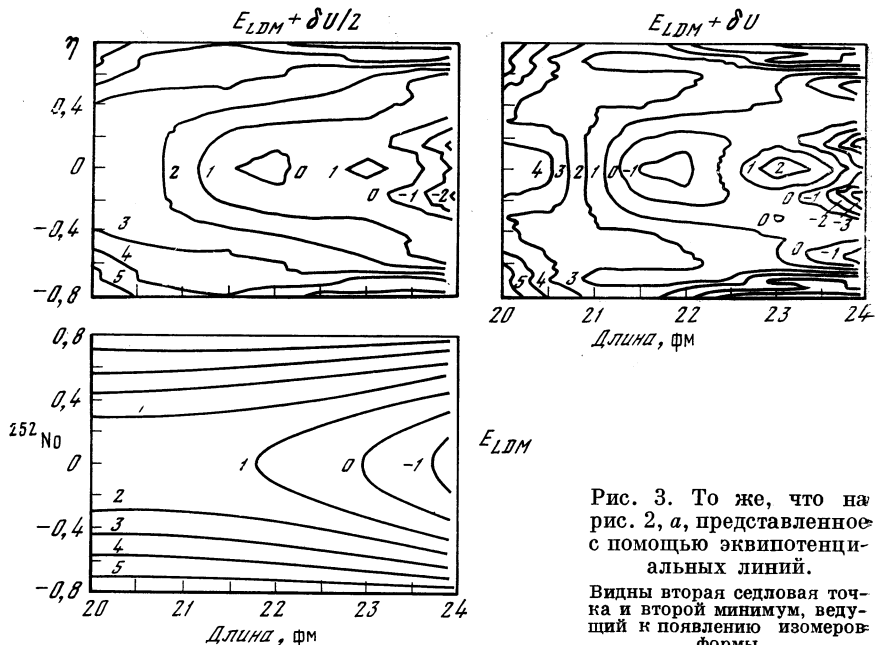


Рис. 3. То же, что на рис. 2, а, представленное с помощью эквипотенциальных линий.

Видны вторая седловая точка и второй минимум, ведущий к появлению изомеров формы

Чтобы иметь грубое представление о влиянии температуры на потенциал (а мы полагаем, что температура сглаживает оболочечные поправки), на рис. 2 и 3 изображен также потенциал фрагментации с уменьшенной в два раза оболочечной поправкой, т. е. при $q = 1/2$. Видно, что при уменьшении оболочечной поправки всего в два раза вторая долина практически исчезает.

Массовые коэффициенты $B_{\lambda\lambda}$, $B_{\xi\xi}$ и $B_{\lambda\xi}$ для двух рассматриваемых координат λ и ξ вычислялись в рамках модели принудительного движения с учетом остаточных взаимодействий типа спаривания в формализме БКШ с теми же самыми одночастичными состояниями в модели АДЦОМ, которые использовались при вы-

числении оболочечных поправок:

$$Bq_i q_j = 2\hbar^2 \sum_{\mu\nu} \left\{ \frac{\langle \mu | \partial / \partial q_i | \nu \rangle \langle \nu | \partial / \partial q_j | \mu \rangle}{\varepsilon_\mu + \varepsilon_\nu} \times \right. \\ \left. \times (u_\mu v_\nu + v_\mu u_\nu)^2 - \delta_{\mu\nu} \frac{1}{v_\nu} \frac{\partial u_\nu}{\partial q_i} \frac{1}{v_\mu} \frac{\partial u_\mu}{\partial q_j} \right\}. \quad (5)$$

В принципе следует рассматривать координаты η и R . Координата массовой асимметрии η определяется в области перекрывания с $R < R_t$ соотношением с

$$!A_i = \int_{\mathcal{V}_i} \rho_i^!(\mathbf{r}) d\mathbf{r}; \\ \rho_i^!(\mathbf{r}) = \sum_{\nu} v_\nu |\Psi_\nu(\mathbf{r})|^2, \quad i = 1, 2, \quad (6)$$

где Ψ_ν — одночастичные состояния в АДЦОМ; v_ν^2 — вероятность заполнения уровня ν парой нуклонов в модели БКШ, \mathcal{V}_i — объем i -го осколка и R — взаимное расстояние между центрами масс двух осколков:

$$R = \frac{1}{A} \sum_{\nu} v_\nu^2 \int |z| |\Psi_\nu^2(\mathbf{r})| d\mathbf{r}. \quad (7)$$

Теперь массовые коэффициенты $B_{RR}^{\lambda\lambda}$ и $B_{\eta\eta}$ для движения по R и η и массовый параметр $B_{R\eta}$, определяющий связь между ними, даются выражениями:]

$$\left. \begin{aligned} B_{RR} &= B_{\lambda\lambda} (d\lambda/dR)^2; \\ B_{\eta\eta} &= B_{\xi\xi} (d\xi/d\eta)^2; \\ B_{R\eta} &= b_{\lambda\xi} (d\lambda/dR)(d\xi/d\eta). \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

При этом предполагается, что λ — функция только R , а ξ — функция только η .

Таким образом, классический гамильтониан, представленный как функция R и η , можно записать в форме

$$H = (1/2) B_{RR} \dot{R}^2 + B_{\eta\eta} \dot{\eta}^2 + (1/2) B_{R\eta} \dot{R} \dot{\eta} + V(R, \eta). \quad (9)$$

Чтобы в вычислениях выходов продуктов деления наиболее простым способом учесть новые долины фрагментации, разделим движения по η и R , предположив, что массовый параметр $B_{R\eta}$, определяющий связь этих движений, пренебрежимо мал по сравнению с массовыми коэффициентами B_{RR} и $B_{\eta\eta}$ (т. е. $|B_{R\eta}| \ll \sqrt{B_{RR} B_{\eta\eta}}$).

Квантуя с помощью процедуры Паули и Подольского классический гамильтониан, описывающий движение по η , приходим

к следующему уравнению Шредингера:

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2\sqrt{B_{\eta\eta}}} \frac{\partial}{\partial \eta} \frac{1}{\sqrt{B_{\eta\eta}}} \frac{\partial}{\partial \eta} + V(R, \eta, \Theta) \right] \times \\ \times \Phi_R(R, \eta, \Theta) = E_R(R, \Theta) \Phi_R(R, \eta, \Theta), \quad (10)$$

где через $\Phi_R(R, \eta, \Theta)$ обозначены собственные состояния, описывающие массовую асимметрию в зависящем от температуры потенциале $V(R, \eta, \Theta)$ с Θ в качестве температуры. В практических расчетах мы будем иметь дело с $\Phi_R(\lambda, \eta, \Theta)$ и $V(\lambda, \eta, \Theta)$, считая λ параметром.

Для грубой оценки влияния температуры на выходы продуктов деления предположим, что полная оболочечная поправка сглаживается с помощью гауссовского множителя:

$$V(\lambda, \eta, \Theta) = E_{\text{LDM}}(\lambda, \eta) + \exp(-\Theta^2/\Theta_0^2) \delta U(\lambda, \eta), \quad (11)$$

где $E_{\text{LDM}}(\lambda, \eta)$ — энергия в модели жидкой капли; $\delta U(\lambda, \eta)$ — полная оболочечная поправка; Θ — температура составного ядра, связанная с энергией возбуждения E^* составного ядра соотношением

$$E^* = (A/10 \text{ МэВ}) \Theta^2, \quad (12)$$

и Θ_0 — постоянная температура, равная 1,5 МэВ, выбранная таким образом, что при энергии возбуждения $E^* > 50 \div 60$ МэВ оболочечные эффекты исчезают.

Выходы продуктов деления, нормированные на 200%, даются выражением

$$Y(A_1) = |\Psi(\lambda, \eta, \Theta)|^2 \sqrt{B_{\eta\eta}} (400/A), \quad (13)$$

где заселение состояний $\Phi_R(\lambda, \eta, \Theta)$ определяется больцмановскими числами заполнения:

$$|\Psi(\lambda, \eta, \Theta)|^2 = \sum_k \exp\left(-\frac{E_k}{\Theta}\right) |\Phi_k(\lambda, \eta, \Theta)|^2. \quad (14)$$

В последующем вычисления проводятся при фиксированной длине системы l , рассматриваемой как параметр, при котором ядро разделяется на части, т. е. параметр разделения.

На рис. 4 приведены выходы продуктов деления для ^{252}No , рассчитанные при различных энергиях возбуждения и параметре разделения l , равном 24 фм. Видно (см. рис. 4, а), что в массовом распределении появляются новые пики. Это — благодаря наличию в потенциале фрагментации долины, соответствующей $^{208}\text{Pb} + ^{48}\text{Ca}$ в дополнение к хорошо известной долине, соответствующей ^{132}Sn . Последнее доказывает важность включения в расчет долин, соответствующих другим возможным фрагментациям.

Включение в потенциал фрагментации малой энергии возбуждения $E^* = 10$ МэВ (или, что эквивалентно, температуры $\Theta = 0,66$ МэВ) показывает, что массовые распределения в основном состоянии сильно не модифицируются.

Однако включение сил трения в рамках предположения о том, что состояния движения по η $\Phi_R(\lambda, \eta, \Theta)$ возбуждаются в соответствии с больцмановскими числами заполнения при соответствующей температуре, значительно увеличивают выходы в новых пиках (см. рис. 4, б). Конечно, для более точных предсказаний необходим полный динамический расчет с учетом относительного движения. К сожалению, мы не располагаем достаточной экспериментальной информацией о процессе деления от последней седловой точки до разрыва, чтобы правильно оценить влияние трения на массовое распределение.

По сравнению с массовым распределением с $E^* = 0$ (см. рис. 4, а) при более высокой энергии возбуждения $E^* = 25$ МэВ (см. рис. 4, в) ширины главных пиков возрастают и глубина минимума при $\eta = 0$ уменьшается. Это является иллюстрацией хорошо известной экспериментальной тенденции массового распределения продуктов деления к симметризации с повышением энергии возбуждения.

Для разделения при меньшей длине ядра ($l = 23,5$ фм) вблизи второй седловой точки (см. рис. 3) новые пики даже превышают главные пики (рис. 5, а). Это демонстрирует тот факт, что новые долины фрагментации существуют вблизи барьера деления. Небольшая температура в потенциале снова слегка модифицирует массовое распределение в основном состоянии, но включение больш-

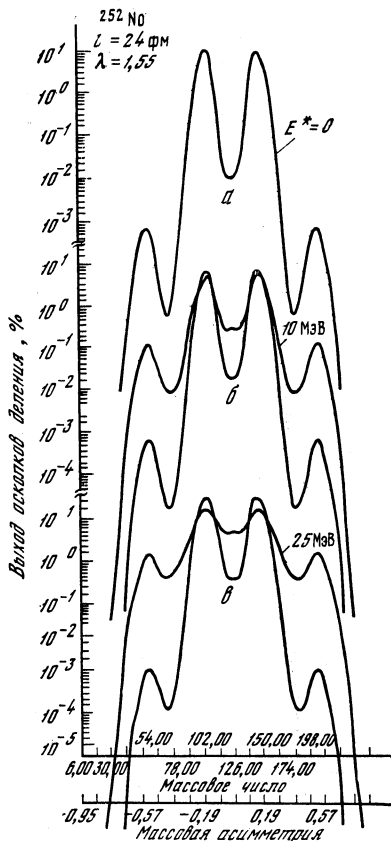


Рис. 4. Выходы продуктов деления ^{252}No (нормированные на 200%) в зависимости от массы одного из осколков или, что эквивалентно, от координаты η , описывающей массовую асимметрию, при различных энергиях возбуждения E^* и $l = 24$ фм.

При $E^* = 10$ и 25 МэВ нижние кривые — расчет для основного состояния, верхние — с больцмановскими числами заполнения состояний движения по η

мановских чисел заполнения состояний движения по η приводит к сильному возрастанию высот новых пиков (см. рис. 5, б). При более высокой энергии возбуждения $E^* = 25$ МэВ (см. рис. 5, в) новые пики проявляются как «плечи» в массовом распределении, приводя к росту полных ширин.

Для разделения в районе второй седловой точки ($l = 23$ фм) массовое распределение при нулевой температуре является очень

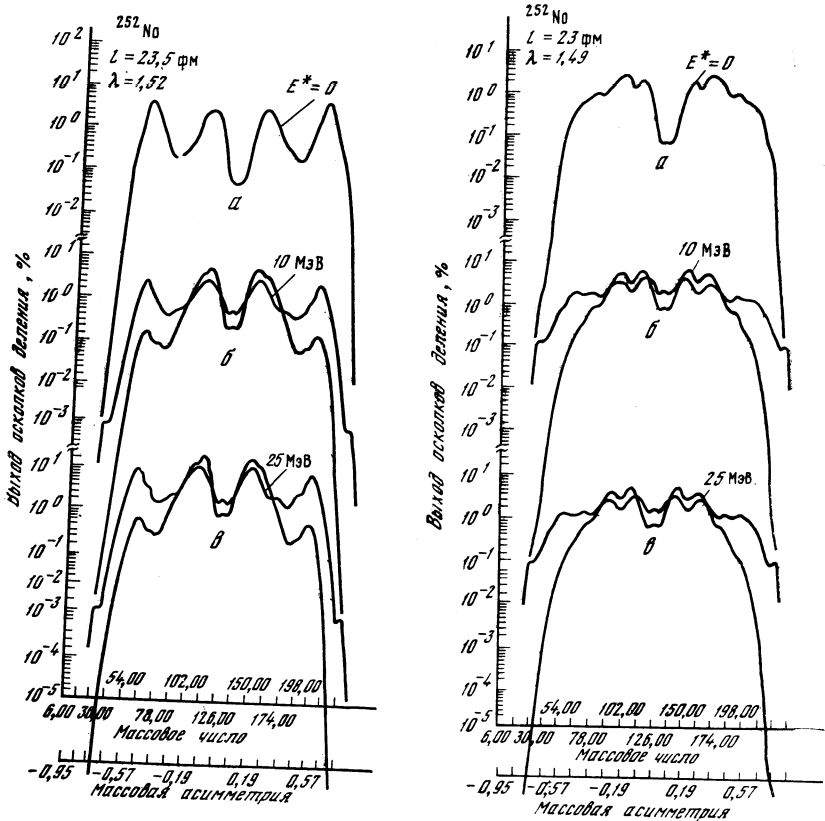


Рис. 5. То же, что на рис. 4, при $l = 23,5$ фм Рис. 6. То же, что на рис. 4, при $l = 23$ фм

плавным (рис. 6, а) с минимумом при $\eta = 0$, возникающем из-за соответствующего максимума в потенциале (см. рис. 3). При более высоких энергиях возбуждения ширины массовых распределений возрастают и глубина минимума при $\eta = 0$ уменьшается (см. рис. 6, б и в). Вся картина становится симметричной при $E^* = 50 \div 60$ МэВ.

В заключение отметим, что массовые распределения зависят до некоторой степени от феноменологических параметров, использованных в нашей теории, а именно, от длины разделения l и температуры Θ . Результаты несколько зависят также от параметра Θ_0 . Необходим подробный анализ используемой процедуры минимизации при вычислении потенциала фрагментации в зависимости от координат R и η . Во-первых, необходимо ввести силы спаривания с правильным поведением при большом удалении осколков друг от друга. Во-вторых, необходимо минимизировать потенциал фрагментации после включения оболочечных поправок и поправок на спаривание. По сравнению с используемой нами процедурой минимизации полная минимизация приведет к росту предсказываемых эффектов, увеличивая роль поправок на ядерную структуру по сравнению с ролью величин, рассчитанных в модели жидкой капли. Потенциал фрагментации также должен быть рассчитан при большем удалении осколков друг от друга, где характеристики долин стабилизируются. При вычислении массовых коэффициентов следует в формулы, полученные в модели принудительного движения, внести некоторые поправки на неадиабатичность. Для согласованности с методом, используемым при вычислении потенциала, следует учитывать влияние температуры на массовые коэффициенты. Хотелось бы отметить, что полная динамическая трактовка движения по двум координатам R и η , как и настоящее статическое рассмотрение, также будет обладать недостатками в силу того, что экспериментальная информация о динамике процесса деления является недостаточной.

Итак, со всей определенностью можно сказать, что предсказаны новые пики в массовом распределении делящихся ядер, пики, обусловленные, по существу, эффектами оболочечной структуры в потенциале.

2. ИСПУСКАНИЕ ТЯЖЕЛЫХ КЛАСТЕРОВ

Попытаемся описать ранее предсказанную крайне масс-асимметричную двухтельную фрагментацию в полной аналогии с α -распадом как процесс испускания тяжелого кластера. Предполагаем, что два осколка не возбуждены и что их взаимодействие можно описать с помощью потенциала, зависящего от взаимного расстояния между ними. В данном описании не вводился фактор, характеризующий вероятность образования кластера внутри ядра [13].

При положительных значениях Q легкий фрагмент может испускаться таким же образом, как и α -частица. В тяжелых ядрах имеются сотни возможных двухтельных фрагментаций с положительными значениями Q . Обычным аргументом против такого процесса является тот факт, что кулоновский барьер резко возрастает

с увеличением заряда испускаемой частицы и, следовательно, проникаемость через барьер очень мала.

В дальнейшем показано, что вследствие влияния оболочечных эффектов на значение Q для некоторых двухтельных фрагментаций проникаемость через барьер сравнима или даже превосходит проникаемость в α -распаде.

Для вычисления Q использовались экспериментально известные энергии связи осколков [28], а в случае отсутствия таких данных — значения, полученные на основе экстраполяционной процедуры Коменя и Кельсона [29], дающей достаточно точные значения энергии связи каждого из осколков.

Для описания ядерного взаимодействия между двумя осколками был выбран простейший известный аналитический потенциал — потенциал типа Вудса — Саксона с параметрами, определенными в рамках модели жидкой капли:

$$\left. \begin{aligned} V_N(r) &= V_0/[1 + \exp((r - R_0)/a)]; \\ V_0 &= 18 [A_1^{2/3} + A_2^{2/3} - (A_1 + A_2)^{2/3}]; \\ a &= V_0(R_1 + R_2)/(16\pi R_1 R_2 * 0,95); \\ R_i &= 1,128 A_i^{1/3} (1 - 0,786 A_i^{-2/3}), \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

где R_1 — радиус испущенного кластера; R_2 — радиус остаточного ядра; $R_t = R_1 + R_2$ — радиус касания при соответствующей фрагментации.

Для кулоновского потенциала выбираем следующее выражение, основанное на формуле для однородно-заряженной сферы:

$$V_C(r) = \begin{cases} (e^2/2)(Z_1 Z_2/R_t)(3 - r^2/R_t^2), & r \leq R_t; \\ e^2 Z_1 Z_2/r, & r > R_t. \end{cases} \quad (16)$$

Не делалось никаких попыток включить фактор, характеризующий вероятность образования кластера, что важно при прямом сравнении с экспериментом.

Результаты для тяжелых ядер представлены на рис. 7, где половина логарифма проникаемости $(1/2) \lg P$ для всех двухтельных фрагментаций с положительными значениями величины Q дана в зависимости от массы испущенного кластера при различных зарядах. Для вычисления проникаемости использовали метод ВКБ:

$$-\frac{1}{2} \lg P = \int_{R_t}^{R_{\text{out}}} \left[\frac{2\mu}{\hbar^2} (V_N(r) + V_C(r) - Q) \right]^{1/2} dr, \quad (17)$$

где внутренняя точка поворота выбрана на радиусе касания $R_t = R_1 + R_2$, а внешняя — из обычного условия

$$V_{N_1}^i(R_{\text{out}}) - V_{C_1}^i(R_{\text{out}}) - Q = 0. \quad (18)$$

Здесь μ — приведенная масса.

На рис. 7 можно легко увидеть, что для элементов с $Z \geq 90$ появляется группа кластеров с промежуточными зарядами и массами в дополнение к α -частице и более тяжелым кластерам, соответствующим «хвосту» деления ядра, рассматриваемого как двухтельная фрагментация без возбуждения осколков. Этот пик интерпретируется нами как возможное испускание тяжелого кластера.

При сравнении с α -распадом видно, что новый способ распада проявляется наиболее четко в самых тяжелых изотопах заданного элемента. В связи с этим для каждого элемента представлены результаты только для двух самых тяжелых известных изотопов со сравнительно большими временами жизни.

Для некоторых двухтельных фрагментаций, соответствующих области вблизи вершины каждого пика, проникаемости даже больше, чем для α -распада.

Так, если рассматривать только проникаемости, то можно заключить, что наиболее благоприятно испускание таких кластеров, как ^{24}Ne и ^{28}Mg из изотопов Th, ^{32}Si и ^{34}Si из изотопов U, ^{46}Ar из изотопов Pu и Cm и ^{48}Ca из изотопов Cf, Fm и No.

Так как до настоящего времени в указанных тяжелых элементах экспериментально наблюдались только α -распад и деление ядра, следует заключить, что вероятность образования таких кластеров на много порядков меньше, чем вероятность образования α -частицы. Из рис. 7 видно, что чем тяжелее элемент, тем тяжелее испускаемые кластеры и что проникаемость при испускании тяжелого кластера по отношению к проникаемости в α -распаде более или менее постоянна. Предполагая, что вероятность образования кластера резко падает с ростом массы испускаемого кластера, заключаем, что новый процесс наиболее вероятен в области ^{238}U , где испускаются изотопы Si.

Влияние энергии возбуждения на испускание тяжелого кластера можно просто оценить, предполагая, что вся энергия возбуждения ядра концентрируется в канале относительного движения, а два осколка остаются невозбужденными. Результаты для ^{238}U приведены на рис. 8, где $(1/2) \lg P$ дается в зависимости от массы испускаемых кластеров при различных зарядах и энергиях возбуждения, а именно при $E^* = 0; 8; 16$ и 24 МэВ. Из-за длинного «хвоста» потенциала, который при меньших значениях величины Q сильнее модифицирует квазиклассическую проникаемость, чем при больших значениях, достигается значительное увеличение вероятности α -распада. С другой стороны, благодаря тому, что одно-

частичные состояния над поверхностью Ферми не заняты, вероятность образования тяжелого кластера должна резко возрастать. Мы полагаем, что новый процесс будет идти наиболее благоприятно при низких энергиях возбуждения.

Следует указать на то, что новое явление возникает в основном из-за того, что в указанных каналах энергии отделения имеют

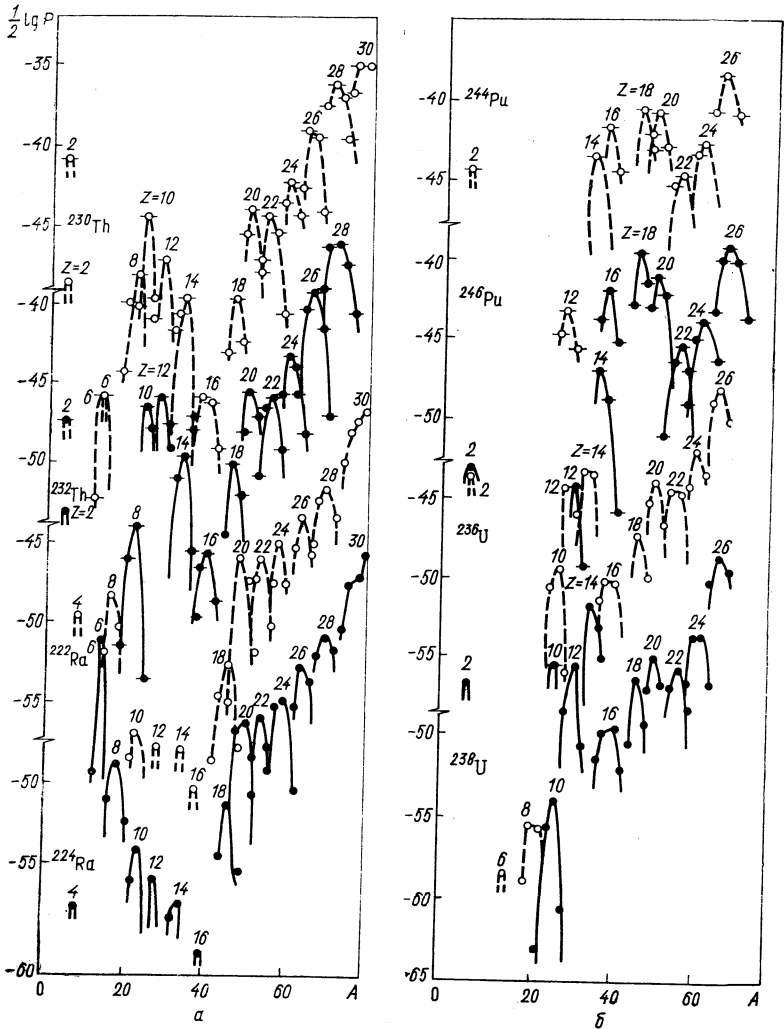
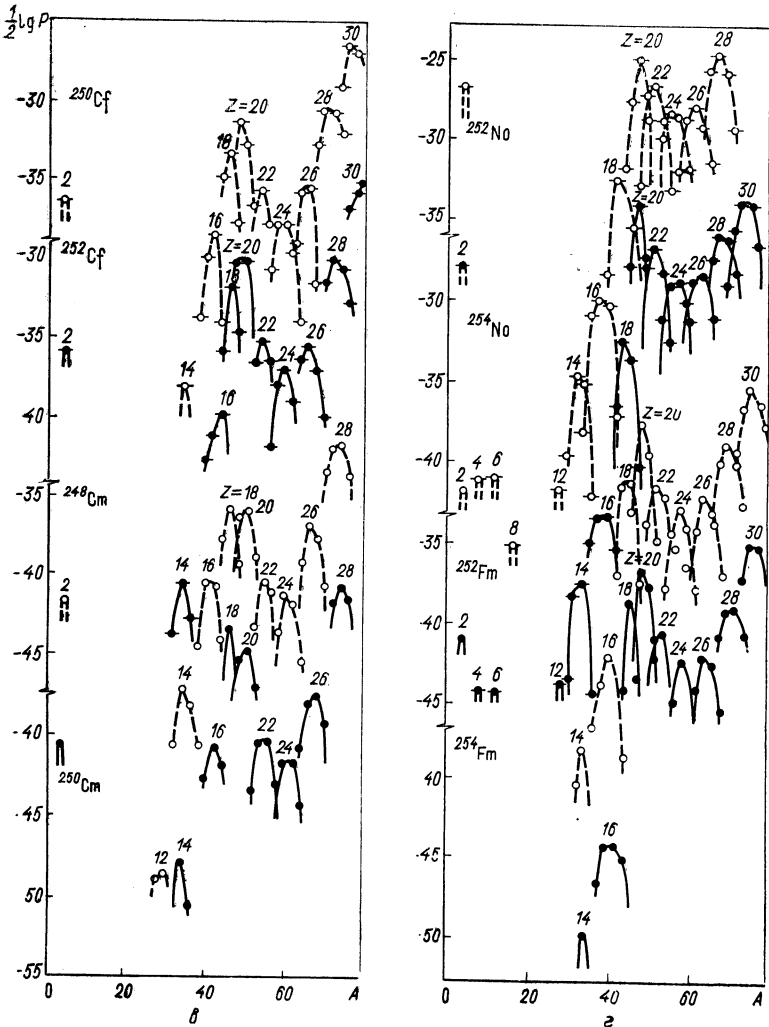


Рис. 7. Зависимость проницаемости $(1/2) \lg P$ для всех двухтелных фрагментов различных

чрезвычайно большие значения, очень близкие к вершине кулоновского барьера. При этом, если разность $V_C - Q$ становится меньше соответствующей величины в канале α -частицы, более благоприятным является испускание тяжелого кластера, чем α -частицы. Процесс также облегчается из-за того, что радиус канала возрастает с увеличением массы испускаемой частицы, что



таций с положительными значениями Q от массы испущенного кластера при зарядах

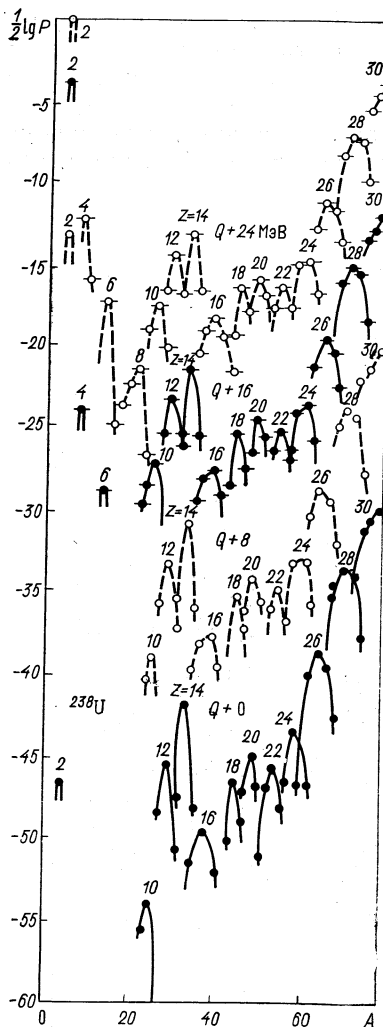


Рис. 8. То же, что на рис. 7, для ^{238}U при различных энергиях возбуждения ($E^* = 0; 8; 16$ и 24 МэВ).

Проницаемости рассчитывались в предположении, что два фрагмента не возбуждены, а вся энергия возбуждения ядра идет в канал относительного движения

уменьшает ширину кулоновского барьера, т. е. увеличивает проницаемость.

Необходимо, конечно, детальное изучение влияния различных ядерных потенциалов на проницаемость через барьер. Ядерные потенциалы, подобные тому, который был дан формулой (15), использовались в литературе для описания упругого рассеяния тяжелых ионов на ядрах. Необходимо также оценки вероятности образования кластеров. Это легко можно сделать, обобщая на более тяжелые кластеры интеграл перекрытия в R -матричной теории α -распада. Можно непосредственно применить обычную технику вычисления этих интегралов при исследовании обсуждаемого процесса, если предположить α -частичную структуру тяжелого испускаемого кластера. Может быть использована прямая численная процедура, если исходное распадающееся ядро описывается с помощью двухцентровой оболочечной модели. Такие исследования в настоящее время ведутся.

3. α -РАСПАД КАК ПРОЦЕСС ДЕЛЕНИЯ

Как уже отмечалось во введении, можно достичь значительно более убедительного описания нового процесса, если все обсуждавшиеся выше процессы распада можно было бы трактовать на едином основании. При этом подразумевается, что или α -распад должен быть описан как процесс деления, или деление — как испускание тяжелого кластера. Ясно, что деление ядра не может

рассматриваться как процесс испускания вследствие трудностей при применении реально существующих методов для вычисления при каждой двухтельной фрагментации энергии возбуждения осколков, их кинетической энергии и соответствующих барьеров. Но α -распад можно трактовать как процесс деления с очень высокой асимметрией масс осколков и с различными зарядовыми плотностями. Для этого просто применяются феноменологические методы вычисления оболочечных поправок к модели жидкой капли с очень простой параметризацией формы.

В самом деле, потенциальную энергию деформированной ядерной системы с Z протонами и N нейтронами ($N + Z = A$) можно вычислить в простой двухцентровой параметризации [14] (рис. 9): две сферы радиусов r_1 и r_2 , разделенные расстоянием r , измеряемым в единицах радиуса материнского ядра $R_0 = r_0 A^{1/3}$, где r_0 — константа радиуса ядра [30]. Предполагается также, что в течение процесса деформации, когда r возрастает от $r_t = 1 - r_2$ до $r_t = r_{1f} + r_2$, объем $V = V_1 + V_2$ сохраняется, r_2 остается постоянным и равным конечному значению радиуса α -частицы $r_2 = R_2/R_0 = (4/A)^{1/3}$. Начало координат лежит на оси симметрии Oz (см. рис. 9) и уравнение $z = z_c$ дает положение плоскости, отделяющей дочернее ядро (1) от α -частицы (2). В цилиндрических координатах уравнение поверхности ядерной системы дается выражением

$$\rho^2 = \begin{cases} r_1^2 - z^2, & z \leq z_c; \\ r_2^2 - (z - r)^2, & z > z_c. \end{cases} \quad (19)$$

При некотором расстоянии $r \leq r_t$, рассматриваемом как параметр деформации, r_1 и z_c , находятся из следующей системы уравнений:

$$\left. \begin{aligned} r_2^2 - (z_c - r)^2 &= r_1^2 - z_c^2; \\ [2r_1^3 + z_c(3r_1^2 - z_c^2)] + [z_c^3 - 3rz_c^2 - 3\{(r^2 - r_2^2)z_c + \\ &+ r_2^2(2r_2 + 3r) - r^3\}] = 4. \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

Уравнения решаются численно методом итераций Ньютона с начальным приближением:

$$r_1^{(0)} = 1; \quad z_c^{(0)} = 0,5 [(1 - r_2^2)/r + r].$$

Второе уравнение системы (20) выражает условие сохранения объема. Если $r \geq r_t$, то полагаем $r_1 = r_{1f}$, т. е. равным радиусу дочернего ядра (в единицах R_0). Из исследования столкновений тяже-

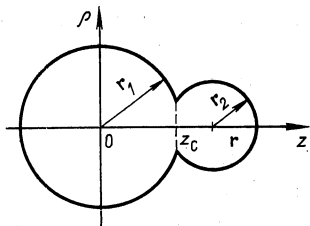


Рис. 9. Параметризация формы ядра для α -распада, рассматриваемого как процесс деления

ных ионов [31] известно, что процесс выравнивания зарядовой плотности является очень быстрым. Следовательно, зарядовые плотности ρ_{1e} и ρ_{2e} двух осколков считаются [30] равными вплоть до значения $r = r_i + 0,7(r_t - r_i)$; после этого заряд Z_2 α -осколка растет линейно с r до значения $Z_{2f} = 2$. Массовые числа двух фрагментов A_1 и A_2 пропорциональны их объемам V_1 и V_2 соответственно. Альтернативно использовали [14] модель жидкой капли Майерса и Святецкого [24, 32] и ее обобщение с заменой поверхностной энергии как сверткой плотности с взаимодействием Юкава (модель ядерных сил конечного радиуса действия — МЯСКРД) [33], так и сверткой суммы двух взаимодействий: Юкава и экспоненциального взаимодействия (Ю + Э) [34]. Обе модели (МЯСКРД и Ю + Э) обобщались должным образом на ядерные системы с различной зарядовой плотностью [30, 35, 36].

Программа для ЭВМ, описанная в [37], модифицирована для учета различной зарядовой плотности двух осколков, и аналогичная программа развита для модели Ю + Э [38].

При расчете потенциальной энергии E_d в МЖК рассчитывали только часть, зависящую от деформации:

$$E_d = E_s + E_C + E_V - E_d^\infty, \quad r < r_t, \quad (21)$$

где $E_{s,i}^0$ — поверхностная энергия, пропорциональная площади поверхности ($E_s = E_{s1} + E_{s2}$), представленная в виде простых интегральных выражений [35]. Для сферы она имеет вид]

$$\left. \begin{aligned} E_s^0 &= c_s A^{2/3}; \quad c_s = a_s (1 - \kappa_s I^2); \\ I &= (N - Z)/A. \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

Объемный вклад в энергию деформации (фактически энергия симметрии) отличен от нуля, несмотря на то, что объем сохраняется. Имеем:

$$\left. \begin{aligned} E_V &= E_{V_1} + E_{V_2}; \quad E_{V_i} = -c_{V_i} A_i; \\ c_{V_i} &= a_V (1 - \kappa_V I_i^2). \end{aligned} \right\} \quad (23)$$

Кроме собственных энергий обоих фрагментов, кулоновская энергия E_C содержит также их взаимодействие:

$$\begin{aligned} E_C &= \frac{\rho_{1e}^2}{2} \int_{V_1} d^3r_1 \int_{V_1} \frac{d^3r_2}{r_{12}} + \frac{\rho_{2e}^2}{2} \int_{V_2} d^3r_1 \int_{V_2} \frac{d^3r_2}{r_{12}} + \\ &+ \rho_{1e}\rho_{2e} \int_{V_1} d^3r_1 \int_{V_2} \frac{d^3r_2}{r_{12}}, \end{aligned} \quad (24)$$

где

$$r_{12} = |\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|.$$

Выражения для кулоновской энергии содержат двукратные интегралы. Их рассчитывают в случае аксиально-симметричных форм по симметричным формулам [39]. При этом в подынтегральных выражениях появляются эллиптические интегралы первого и второго рода.

В МЯСКРД [33] поверхностная энергия E_s была заменена потенциальной энергией E_n , полученной в результате свертки взаимодействия Юкава, из которой нужно вычесть вклад в объемную энергию E_{nV} . Для сферической формы имеем

$$E_n^0 - E_{nV}^0 = c_s A^{2/3} [1 - (a/R_0)^2 + (1 + a/R_0)^2 \exp(-2R_0/a)]. \quad (25)$$

Аналогичным образом E_s заменяется на энергию E_y , полученную сверткой взаимодействия Юкава и экспоненциального взаимодействия в модели Ю + Э [34]. Для сферы имеем

$$E_y^0 = c_s A^{2/3} \{1 - 3(a/R_0)^2 + (1 + R_0/a) \times [2 + 3a/R_0 + 3(a/R_0)^2] \exp(-2R_0/a)\}. \quad (26)$$

Для того чтобы найти энергии E_n и E_y в случае аксиально-симметричных деформированных форм, необходимо вычислить трехкратный интеграл. Как и кулоновская энергия, эти потенциальные энергии содержат член, описывающий взаимодействие. Кратные интегралы, входящие в E_s , E_C , E_n и E_y , вычислялись численно с помощью квадратурных формул Гаусса — Лежандра.

Член E_d^∞ в уравнении (21) введен из-за того, что потенциальная энергия $E_d^\infty = E_{d_1} + E_{d_2}$ двух осколков при бесконечном их удалении друг от друга ($r \rightarrow \infty$) является точкой отсчета потенциальной энергии. Конечно, $E_{d_k} = E_{s_k} + E_{C_k} + E_{V_k}$, $k = 1, 2$. При $r = r_i$ получаем теоретическое значение величины Q в реакции деления

$$E_d(r_i) = E_d^0 - E_d^\infty = Q_{\text{теор.}}$$

Для разделенных осколков ($r \geq r_i$) потенциальная энергия является просто энергией взаимодействия α -частицы и дочернего ядра, имеющих по предположению сферическую форму:

$$\left. \begin{aligned} E_d^{\text{МЖК}}(r) &= Z_1 Z_2 e^2 / R; \\ E_d^{\text{МЯСКРД}}(r) &= \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} - 4 \left(\frac{a}{r_0}\right)^2 (c_{s_1} c_{s_2})^{1/2} g_1 g_2 \frac{\exp(-R/a)}{(R/a)}; \\ E_d^{\text{Ю+Э}}(r) &= \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} - 4 \left(\frac{a}{r_0}\right)^2 (c_{s_1} c_{s_2})^{1/2} \times \\ &\times \left[g_1 g_2 \left(4 + \frac{R}{a}\right) - g_2 f_1 - g_1 f_2 \right] \frac{\exp(-R/a)}{(R/a)}. \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

В этих равенствах $R = rR_0$;

$$g_k = (R_k/a) \operatorname{ch} (R_k/a) - \operatorname{sh} (R_k/a);$$

$$f_k = (R_k/a)^2 \operatorname{sh} (R_k/a), \quad k = 1, 2.$$

Параметры моделей, определенные из требования, чтобы модели описывали большое количество ядерных данных (например, массы основных состояний, барьеры деления, упругое рассеяние и слияние тяжелых ионов и данные по упругому рассеянию электронов [34]), приведены в табл. 1.

Таблица 1
Значения параметров феноменологических моделей

Модель	r_0 , фм	a , фм	a_s , МэВ	κ_s	a_V , МэВ	κ_V
МЖК	1,2249	—	17,9439	1,7826	15,4941	1,7826
МЯСКРД	1,16	1,4	24,7	4	16,4696	2,31015
Ю + Э	1,18	0,65	21,7	3	16,012	2,04

Результаты представлены на рис. 10, где величина $Q_{\text{эксп}} - Q_{\text{теор}} = Q_{\text{попр}}$ нанесена в зависимости от числа нейтронов N для различных четно-четных изотопов Po, Ra, Th, U, Pu, Cm, Cf, Fm и No. Величина $Q_{\text{эксп}}$ является экспериментальным значением Q_α [28], а $Q_{\text{теор}}$ вычислена в МЖК, МЯСКРД и модели Ю + Э. Величина $Q_{\text{эксп}}$ отличается от кинетической энергии α -частицы E_α на малую поправку на энергии отдачи и электронного экранирования. Различие между экспериментальными и теоретическими значениями величины Q_α возникает из-за оболочечных эффектов, которые ясно видны в окрестности дважды магического дочернего ядра, соответствующего $N - 2 = 126$. Имеется также плавно меняющийся сдвиг вследствие других членов массовой формулы и деформации основного состояния, не принятых во внимание.

К сожалению, в настоящее время нет микроскопического метода для вычисления оболочечных поправок при очень большой асимметрии масс. Чтобы воспроизвести экспериментальные значения Q точно при $r = r_i$ и оставить неизменной вершину барьера, которая хорошо согласуется с экспериментальными данными [34] по барьеру слияния [30, 36], была введена феноменологическая поправочная энергия $E_{\text{попр}}(r)$, содержащая как оболочечную поправку, так и плавно меняющийся сдвиг:

$$\left. \begin{aligned} E(r) &= E_d(r) + E_{\text{попр}}(r); \\ E_{\text{попр}}(r) &= Q_{\text{попр}} [1 - V_2(r)/V_{2f}], \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

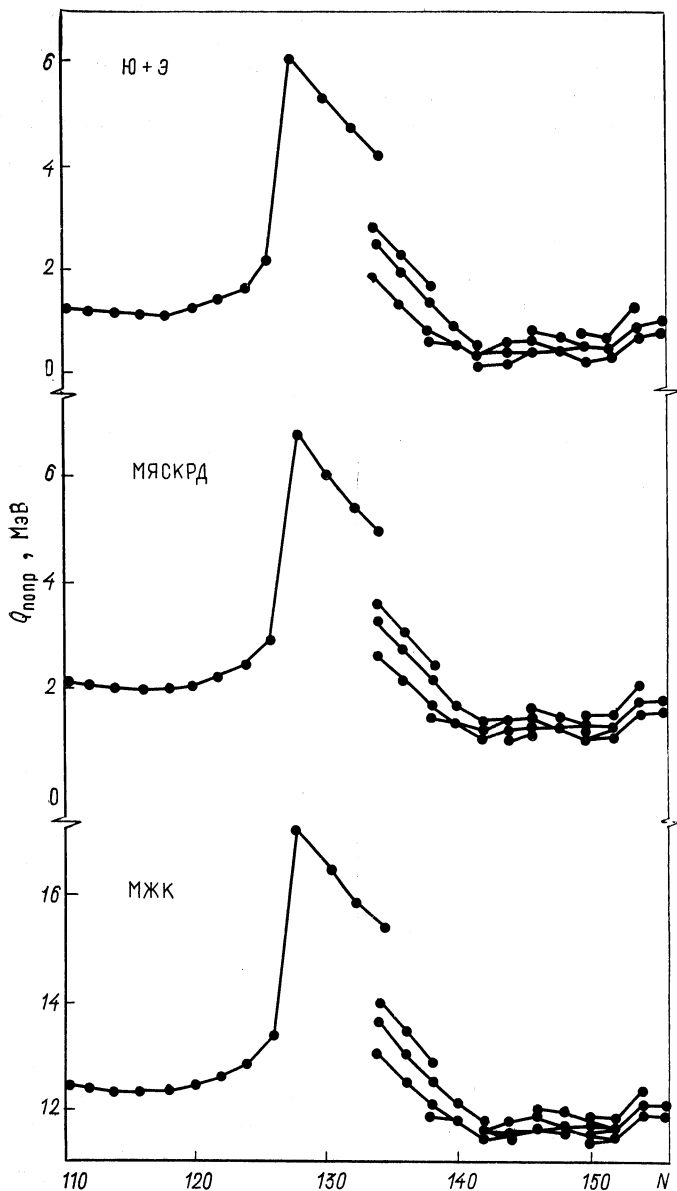
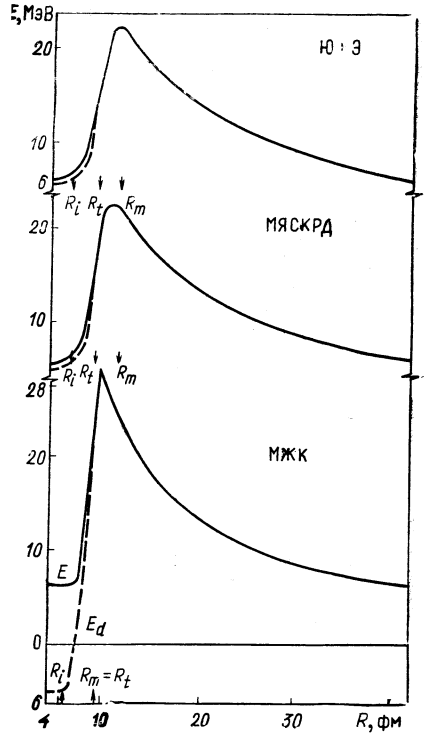
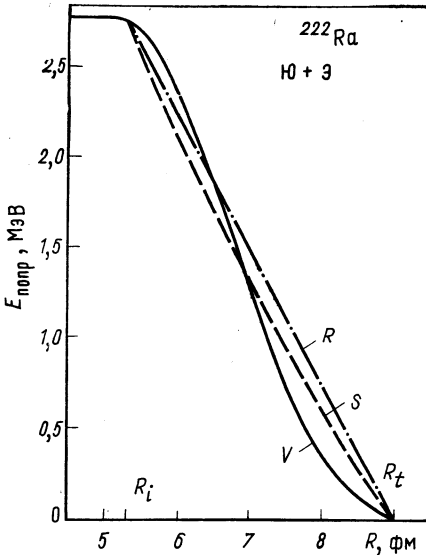


Рис. 10. Разности между экспериментальными и теоретическими значениями величины Q в зависимости от числа нейтронов N материнского ядра для различных четно-четных изотопов Po, Ra, Th, U, Pu, Cm, Cf, Fm и No

где $V_{2f} = V_2(r_i)$. Представляется разумным изменить масштаб оболочечной поправки с помощью множителя $V_2(r)/V_{2f}$, связывая ее вариации с объемными свойствами образующегося α -осколка. Другим выбором могло бы быть отношение $S_2(r)/S_{2f}$ — отношение площади поверхности малого осколка $S_2(r)$ и $S_{2f} = S_2(r_i)$ или отношение $(r - r_i)/(r_t - r_i)$, как показано на рис. 11

Рис. 11. Вариации поправочной энергии для объемного V , поверхностного S и определяемого расстоянием между осколками R масштабного параметра

Рис. 12. Потенциальная энергия двухцентровой системы $^{238}\text{Сm}$ для α -распада без (-----) и с (—) оболочечной поправкой



в модели Ю + Э на примере ^{222}Ra . В этом случае лучший выбор для масштабных множителей S_2 и r [14] привел к незначительной разнице между $\lg T_{1/2}(S_2)$ и $\lg T_{1/2}(r)$ при сравнении с $\lg T_{1/2}(V_2)$, так что было решено использовать уравнение (28).

Для α -распада ^{238}Cm потенциальные энергии ядерной системы как без, так и с поправкой изображены на рис. 12. Видно, что барьер R_m (максимум энергии взаимодействия) расположен дальше точки касания $R_t = r_t R_0$ в МЯСКРД и Ю + Э вследствие конечного радиуса ядерного взаимодействия. Выведенные из выраже-

ний (27) нелинейные уравнения

$$\left. \frac{dE_d(R)}{dR} \right|_{R=R_m} = 0$$

относительно R_m решались в случае МЯСКРД и Ю + Э численно методом итераций Ньютона и Мюллера соответственно. В МЖК при $R \geq R_t$ имеется только кулоновское взаимодействие и, следовательно, $R_m = R_t$. Вершина барьера очень острая и высокая. Из-за разных значений константы радиуса r_0 (см. табл. 1) начальное расстояние R_i различно в различных моделях.

Для α -распада, как и для деления [40], времена жизни рассчитывались с помощью соотношения

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{nP} = \frac{F}{P} = \frac{1,433 \cdot 10^{-21}}{E_{\text{кул}}} \frac{1}{P}, \quad (29)$$

где $n = \omega/(2\pi)$ — число столкновений с барьером в секунду (характерная частота коллективной моды, ведущей к α -распаду); $E_{\text{кул}} = \hbar\omega/2$ — энергия нулевых колебаний [25, 41—43], связанная с числом столкновений n , а P — вероятность прохождения через барьер. Выражая $E_{\text{кул}}$ в мегаэлектронвольтах и $T_{1/2}$ в секундах, получаем числовой коэффициент фактора F , приведенный в выражении (29).

В соответствии с квазиклассической теорией

$$P = \exp(-K), \quad K = \frac{\sqrt{2}}{\hbar} \int_{R_a}^{R_b} \{2\mu(R) [E(R) - E']\}^{1/2} dR, \quad (30)$$

где $E' = Q_{\text{эмп}} + E_{\text{кул}}$ — исходная энергия возбуждения; μ — инерционная масса, связанная с рассматриваемым процессом, равная просто приведенной массе $\mu = (A_1 A_2 / A) m$; и m — масса нуклона. После подстановки числовых значений уравнения (29) и (30) приобретают вид

$$T_{1/2} = F \exp K,$$

$$K = 0,4392 R_0 \int_{r_a}^{r_b} \{(A_1 A_2 / A) [E(r) - E']\}^{1/2} dr, \quad (31)$$

где $T_{1/2}$ выражено в секундах; R_0 — в фемтометрах, $E(r)$ и E' — в мегаэлектронвольтах. Вследствие того что при $r \in (r_i, r_f)$ $E(r)$ рассчитывается численно, нижний предел интеграла r_a находится с помощью специальной процедуры на ЭВМ как расстояние, на котором $E(r_a) = E'$. Верхний предел r_b определяется кулоновским членом энергии взаимодействия

$$r_b = Z_1 Z_2 e^2 / (R_0 E'), \quad (32)$$

так как ядерное взаимодействие исчезающе мало на больших расстояниях. Определяющий проникаемость интеграл рассчиты-

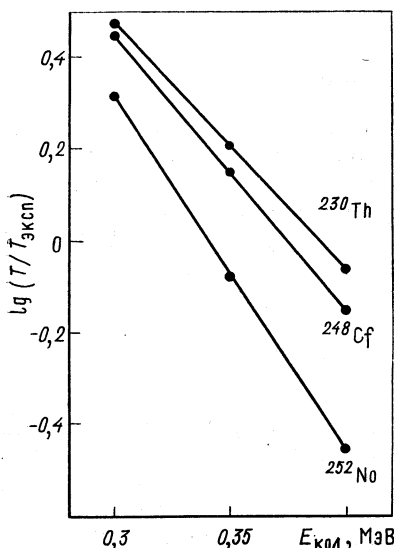


Рис. 13. Чувствительность времен жизни в МЖК к вариациям энергии нулевых колебаний

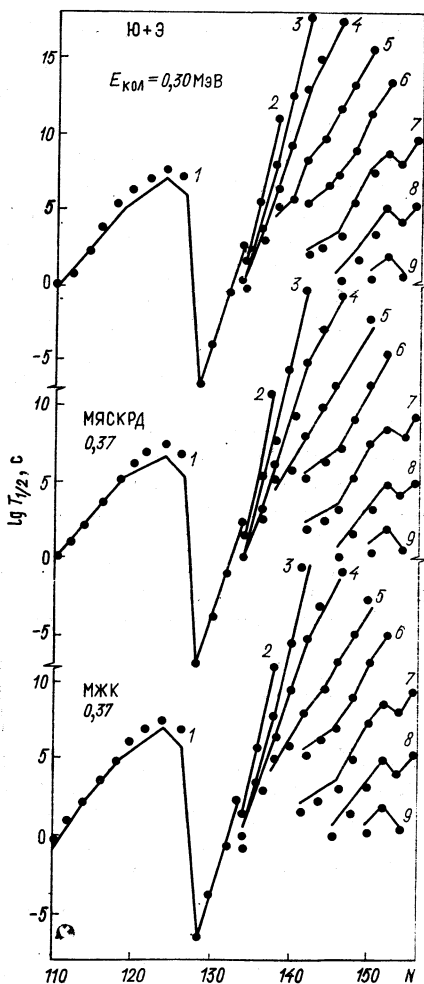


Рис. 14. Экспериментальные (точки) и теоретические (линии) времена жизни относительно α -распада для некоторых четно-четных ядер:

- 1 — Po; 2 — Ra; 3 — Th; 4 — U; 5 — Pu; 6 — Cm; 7 — Cf; 8 — Fm; 9 — No

вали; численно с помощью квадратурной формулы Гаусса — Лежандра в подинтервалах (r_a, r_m) и (r_m, r_b) .

Как видно из рис. 13, время жизни весьма чувствительно к вариациям $E_{\text{кол}}$. Для хорошего согласия с экспериментальными данными были выбраны указанные на рис. 13 значения энергии нулевых колебаний $E_{\text{кол}}$, что дает значения $F = 10^{-20,41}$ в МЖК, $10^{-20,32}$ в МЯСКРД и $\text{Ю} + \text{З}$.

На рис. 14 использованы экспериментальные времена жизни из работ [44—46] и таблиц ядерных данных (Nuclear Data Sheets, v. 5, N3, 6; v. 6, N4; v. 7, N2; v.8, N2). Там же сравниваются

экспериментальные и теоретические значения времен жизни относительно α -распада для тех же четно-четных ядер и тех же трех моделей, что и на рис. 10.

Хорошее согласие с экспериментальными результатами при изменении $T_{1/2}$ на двадцать четыре порядка означает, что процесс α -распада можно интерпретировать как крайне асимметричное деление с разными зарядовыми плотностями двух осколков и с точно определенным разделением по массам.

Мы считаем, что эти удивительно хорошие результаты являются следствием того, что один и тот же метод использовался в обеих областях — в области перекрывания до разделения на осколки и в области канала после разделения. Тем самым были решены основные трудности существующих микроскопических теорий α -распада [47—49], в которых используются два разных подхода с совершенно различными приближениями для указанных двух областей: оболочечная модель для области перекрывания и оптическая модель в области канала. Эти микроскопические теории основаны на совершенно различных механизмах процесса: кластеризация четырех нуклонов, за которой следует переход из области перекрывания в область канала.

В заключение хотелось бы отметить, что после выбора значительно более полной параметризации форм и после улучшения феноменологического метода вычисления оболочечных поправок описанные выше расчеты можно распространить на вычисление испускания тяжелых кластеров.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

В литературе нами были обнаружены некоторые экспериментальные данные, подтверждающие сделанные предсказания.

Недавно было опубликовано сообщение [15] о новом пике наряду с характерным пиком числа треков осколков спонтанного деления в детальной гистограмме, описывающей распределение треков по длине, которая получена в эксперименте с длительной экспозицией ядерной эмульсии, загруженной изотопами естественного урана. С помощью той же самой методики были получены подобные результаты по фотоделению урана вблизи порога под действием тормозного излучения и моноэнергетических фотонов (рис. 15). Новый пик, соответствующий трекам одиночных осколков, был приписан испусканию ионов промежуточной массы в районе от неона до никеля. В новых экспериментах [50], в которых ядерная эмульсия была загружена зернами UO_2 диаметром около 1 мкм и облучена тепловыми нейтронами, удалось зарегистрировать и четко отделить друг от друга треки, соответствующие одиночным и парным осколкам (рис. 16). Эти последние результаты,

по-видимому, совершенно не согласуются с нашими предсказаниями и с известными экспериментальными данными о распределении масс осколков при делении ^{238}U тепловыми нейтронами и вызывают некоторые сомнения в справедливости сообщаемых данных.

При недавнем [16] повторном определении константы распада спонтанного деления ^{238}U с использованием 126-летних урановых стекол также наблюдалось, что два пика в распределении диаметров треков подобны пикам, найденным методом ядерных эмульсий (рис. 17). Хотя образец уранового стекла, использованный

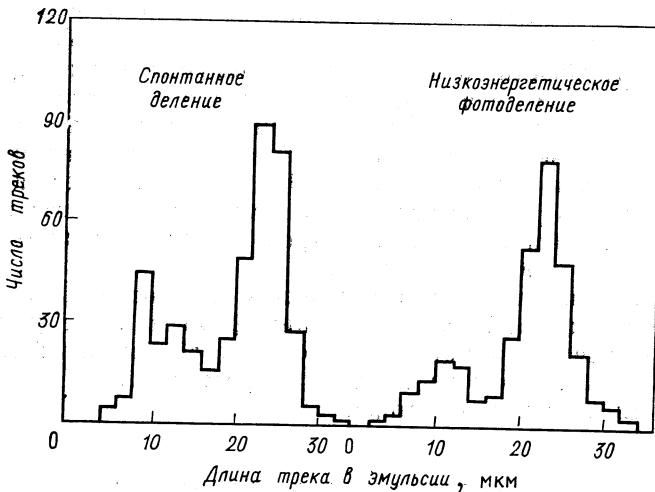


Рис. 15. Распределение длин треков, зарегистрированных в загрузенных урановых эмульсионных пластинках, в экспериментах по спонтанному делению и низкоэнергетическому фотоделению

Тилем и Герром [16], может иметь регистрирующие свойства, слегка отличные от обычных стекол, используемых в лабораторной практике, и несмотря на радиационное повреждение от ядерных осколков, встречающееся на внутренних неоднородностях стекла, возможно, что более короткие треки (меньшие диаметры) могут являться результатом нового явления, предсказанного теорией.

Новый пик можно связать также с карликовыми гало, которые давно наблюдались минералогами, и осталось неясным, что их вызывает [51].

Недавно сообщалось [48, 19] о радиохимических данных по массовым распределениям продуктов деления ^{238}U под действием реакторных нейтронов для крайне асимметричных по массам продуктов деления в области крайне малых выходов. С помощью точных радиохимических методик были определены выходы про-

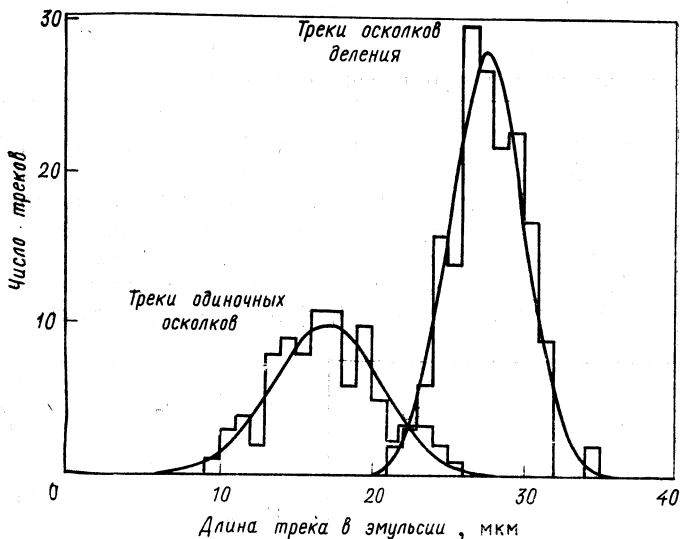


Рис. 16. Распределение длин треков одиночных осколков и треков осколков деления, зарегистрированных в эмульсионной пластинке, загруженной зернами окиси урана и облученной тепловыми нейтронами. Оба типа событий наблюдались в одной и той же просмотровой зоне. Пик с максимумом при 17 мкм соответствует идиолучевым событиям с центром в урановом зерне

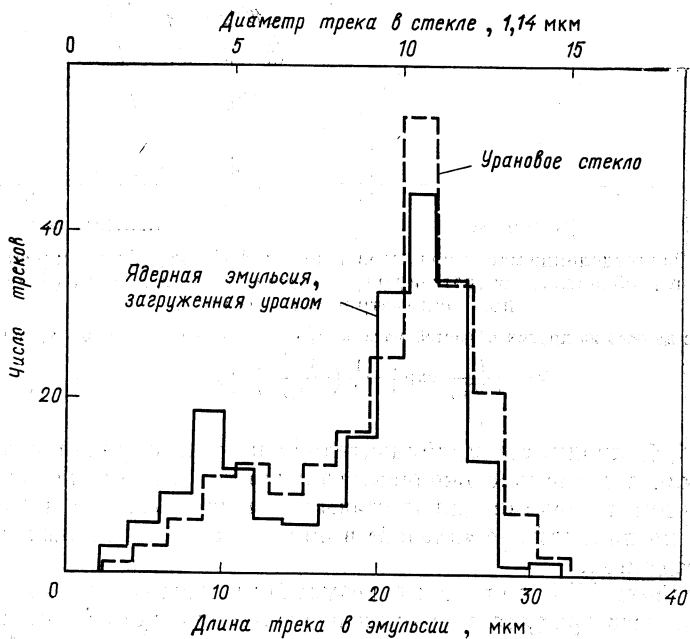


Рис. 17. Сравнение распределений диаметров треков в стекле и длин треков в эмульсии, полученных в экспериментах по спонтанному делению ^{238}U . Гистограммы нормированы на одно и то же число треков и построены таким образом, что начало отсчета и абсциссы наиболее ярко выраженных пиков совпадают

дуктов деления в массовых цепочках с $A = 66, 67, 72, 73, 77, 161, 167, 171, 172, 173, 175$ и 177 вместе с верхними пределами для выходов масс $179, 183$ и 199 по отношению к ^{99}Mo , которые были использованы для построения более полной кривой массового выхода. Выходы перечисленных массовых чисел лежат в пределах 10^{-3} — $10^{-6}\%$. Как было найдено, выходы массовых цепочек 171 — 177 со стороны тяжелых (рис. 18, а) и 66 — 67 со стороны легких

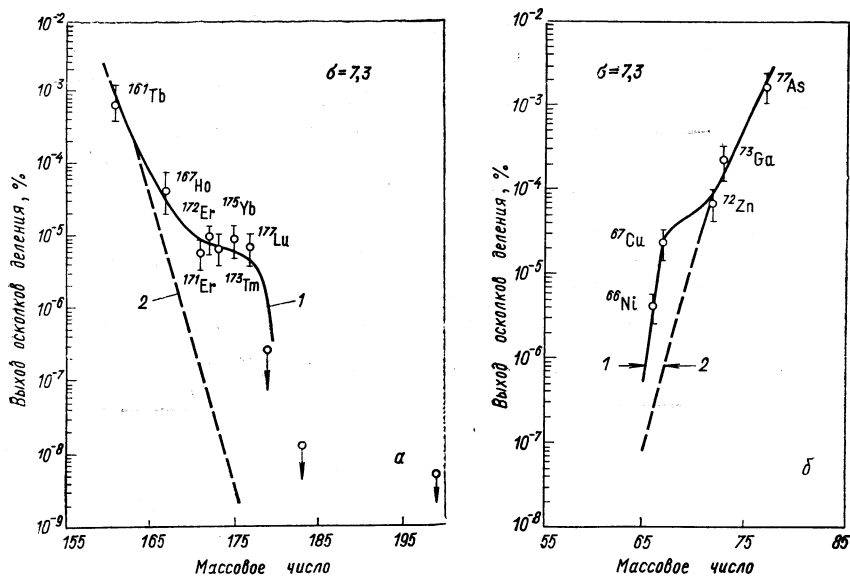


Рис. 18. Распределение масс продуктов деления ^{238}U под действием реакторных нейтронов в областях, соответствующих тяжелым (а) и легким (б) осколкам при асимметричном делении.

Известные данные из других областей масс экстраполированы с помощью уравнения

$$Y = \frac{F}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left[-\frac{1}{2} \left(\frac{A-A}{\sigma} \right)^2 \right], \quad \sigma = 7.3$$

(рис. 18, б) продуктов приблизительно на три порядка величины превосходят нормально ожидаемые значения. Эти данные совместно с верхними пределами для массовых цепочек $179, 183$ и 199 указывают на присутствие «плечей» в области асимметричных по массам продуктов.

В работе [17] приведены результаты косвенного измерения выходов масс продуктов деления изотопов нептуния ^{235}Np и ^{236}Np после испускания одного нейтрона. Деление образовавшихся ^{234}Np и ^{235}Np происходило при очень низкой средней энергии возбуждения от 4 до 5 МэВ. Выходы масс получались в результате вычитания из экспериментального массового распределения теоре-

тически экстраполированного в область более высоких энергий массового распределения, измеренного при более низкой энергии, когда возможно только деление без испускания нейтрона.

Эти данные по массовому распределению указывают на предварительные свидетельства в пользу увеличенного выхода продуктов в области масс $A_1 = 78$ (возможно, $Z = 28$ и $N = 50$).

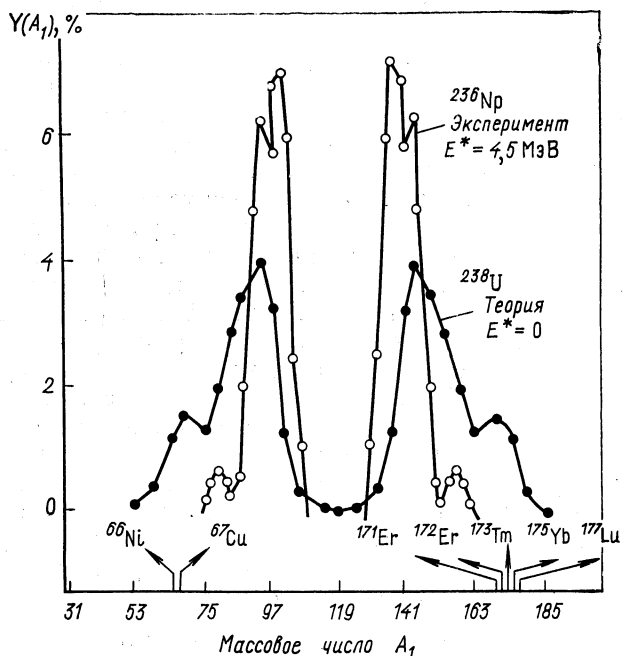


Рис. 19. Теоретически предсказанный выход продуктов деления ^{238}U при нулевой энергии возбуждения $E^* = 0$ (●) и экспериментальный выход в делении ^{236}Np при средней энергии возбуждения $E^* = 4,5$ МэВ (○) в зависимости от массы одного из продуктов.

Показано также положение «радиохимических плечей» при $A_1 = 66 \div 67$ и $A_2 = 171 \div 177$. Видно, что предсказанный выход довольно велик, составляя несколько процентов от полного выхода, в полном согласии с имеющимися в настоящее время экспериментальными данными

Теоретические результаты вместе с имеющимися в настоящее время экспериментальными данными [17—19] представлены на рис. 19. Видно, что при очень низкой энергии возбуждения делящегося ядра теоретически предсказывается высокая интенсивность крайне асимметричных по массам пиков в полном согласии с имеющимися в настоящее время данными, которые указывают на то, что интенсивности новых пиков составляют несколько процентов от интенсивности главных пиков.

Конечно, вследствие того, что в вычислениях предполагалось постоянным отношение заряда к массе, мы не в состоянии предсказать точное положение, высоту и ширину пиков, но мы можем сказать с полной определенностью, что новый минимум в потенциале фрагментации является следствием оболочечных поправок в малом осколке с $N = 50$ и $Z = 28$. Как уже упоминалось, общее поведение пиков до некоторой степени зависит от параметров нашей теории l и Θ_0 .

Однако только положение «радиохимических плечей», а не их интенсивности, которые отличаются на много порядков величины, согласуются с нашими предсказаниями. Это, вероятно, происходит из-за того, что данные по массовому распределению в делении под действием реакторных нейтронов содержат результаты деления как с испусканием, так и без испускания нейтрона и что только деление с испусканием нейтрона, происходящее при довольно низкой энергии возбуждения, может давать вклад в плечи. В самом деле, в указанном эксперименте средняя энергия возбуждения исходного ядра E_A является суммой энергии связи нейтрона B_n и средней кинетической энергии реакторных нейтронов ($E_A = B_n + T_r$). При такой энергии возбуждения вероятность испускания одного нейтрона и последующего деления дочернего ядра ($A - 1$) сравнима с вероятностью деления исходного ядра A , т. е. деление с испусканием нейтрона сравнимо с делением без испускания нейтрона. Мы считаем поэтому, что «плечи» в радиохимических данных по массовому распределению являются результатом деления дочернего ядра со средней энергией возбуждения, равной средней кинетической энергии реакторных нейтронов T_r без средней кинетической энергии испущенных нейтронов T_e :

$$E_{A-1} = E_A - B_n - T_e = T_r - T_e.$$

Это может объяснить сообщаемую в работе малую интенсивность плечей. Таким образом, следует ожидать, что в таких радиохимических измерениях плечи появляются только при энергиях составного ядра, соответствующих нескольким мегаэлектронвольтам сверх порогов деления с испусканием n нейтронов. Конечно, определенный ответ на наши предсказания могут дать новые экспериментальные данные, особенно те из них, которые получены непосредственно, например, при изучении спонтанного деления или в реакциях передач, которые приводят к делящимся ядрам с очень низкой энергией возбуждения $E^* < 5$ МэВ и в которых регистрируются оба фрагмента.

Из-за того что значение Q в крайне асимметричных по массам двухтельных каналах много меньше, чем в обычных каналах деления, следует ожидать минимального возбуждения осколков, и поэтому число испущенных нейтронов должно быть близким к нулю. Указания на обсуждаемый процесс можно получить также

в экспериментах, в которых осколки скоррелированы с числом нейтронов.

Итак, в очень тяжелых ядрах, включая область сверхтяжелых ядер, возможно, имеется *новый тип распада*, который можно интерпретировать либо как крайне *асимметричное по массам деление*, либо как *испускание тяжелого кластера*.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Săndulescu A. e.a. In: Intern. School-Seminar. Reactions of Heavy Ions with Nucleus, 1975. Dubna, 1976, p. 174.
2. Săndulescu A. e.a.— Phys. Lett. B, 1976, v. 60, p. 225.
3. Möller R., Nix J. R.— Nucl. Phys. A, 1977, v. 354, p. 354.
4. Gupta R. K., Săndulescu A., Greiner W.— Phys. Lett. B, 1977, v. 67, p. 257.
5. Gupta R. K., Săndulescu A., Greiner W.— Z. Naturforsch, 1977, Bd 32, S. 704.
6. Gupta R. K. e.a.— Z. Phys. A, 1977, Bd 283, S. 217.
7. Magda M. T., Duma M., Săndulescu A.— J. Phys. G: Nucl. Phys., 1979, v. 5, p. 961.
8. Magda M. T., Săndulescu A., Greiner W. (To be published).
9. Săndulescu A. In: Proc. Intern. School Nucl. Phys. Predeal, September, 1976. Bucharest, 1977, p. 441.
10. Magda M. T. In: Proc. Predeal Intern. School, September, 1978. Bucharest, 1979, p. 197.
11. Săndulescu A., Greiner W.— J. Phys. G: Nucl. Phys. L, 1977, v. 3, p. 189.
12. Săndulescu A. e.a.— Ibid., 1978, v. 4, p. 279.
13. Săndulescu A., Popa M., Greiner W. (To be published).
14. Poenaru D. N., Ivascu M., A. Săndulescu.— J. Phys. G: Nucl. Phys. L, 1979, v. 5, p. 169; Rev. Roum. Phys., 1979, v. 2, p. 917.
15. De Carvalho H. G. e.a. Centro Brasileiro de Pesquisas Fisicas preprint AOO13. Rio de Janeiro, 1976.
16. Thiel K., Herr W.— Earth Planet. Sci. Lett., 1976, v. 30, p. 50.
17. Epperson D. H.— Ph. D. Thesis, Duke University, USA, 1978.
18. Rao V. K. e.a.— Phys. Rev. C, 1974, v. 9, p. 1506; 1979, v. 19, p. 1372.
19. Iyer R. H. e.a. Preprint IAEA-SM/241-F16, 1979.
20. Fink H. J. e.a. In: Proc. Intern. Conf. on Reactions between Complex Nuclei, Nashville 1974. Amsterdam, North Holland, v. 2, p. 21; In: Proc. Intern. School on Nucl. Phys. Predeal, 1974, p. 75.
21. Gupta R. K.— Particles and Nucleus, 1977, v. 8, p. 717.
22. Mahrun J. A., Greiner W., Scheid W. In: Proc. Intern. School on Heavy Ion Physics. Predeal, 1978, p. 133.
23. Strutinsky V. M.— Nucl. Phys. A, 1967, v. 95, p. 420; 1968, v. 122, p. 1.
24. Myers W. D., Swiatecky W. I.— Arkiv fys., 1967, v. 36, p. 343.
25. Johansson T., Nilsson S. G., Szymansky Z.— Ann. Phys., 1970, v. 5, p. 377.
26. Maruhn J., Greiner W.— Z. Phys., 1972, Bd 251, S. 431.
27. Hahn J. Lustig J. H., Greiner W.— Z. Naturforsch. a, 1977, Bd 32, S. 219.
28. Wapstra A. H., Bos K.— Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1977, v. 19, p. 177.
29. Comay E., Kelson I.— Ibid., 1976, v. 17, p. 463, 474.
30. Poenaru D. N., Mazilu D., Ivascu M.— J. Phys. G: Nucl. Phys., 1979, v. 5, p. 1093.
31. Lefort M., Ngô C. In: Proc. Predeal Intern. School, 1978. Bucharest, 1979, p. 571.

32. Myers W. D., Swiatecki W. J.— Nucl. Phys., 1966, v. 81, p. 1
33. Krappe H. J., Nix J. R. In: Proc. Symp. on Phys. and Chem. of Fission. V. 1. Vienna, IAEA, 1974, p. 159.
34. Krappe H. J., Nix J. R., Sierk A. J.— Phys. Rev. Lett., 1979, v. 42, p. 215.
35. Poenaru D. N., Ivascu M. JPNE report, NP-3-1978. Bucharest, 1978; Rev. Roum. Phys., 1979, v. 24, p. 119.
36. Poenaru D. N. e.a.— Rev. Roum. Phys. (To be published).
37. Poenaru D. N., Ivascu M.— Comput. Phys. Commun., 1978, v. 16, p. 85.
38. Poenaru D. N., Ivascu M., Mazilu D. (To be published).
39. Davies K. T. R., Sierk A. J.— J. Comput. Phys., 1975, v. 18, p. 311.
40. Brack M. e. a.— Rev. Mod. Phys., 1972, v. 44, p. 320.
41. Mosel U., Greiner W.— Z. Phys., 1969, Bd 222, S. 261.
42. Fraser R., Greiner W.— Nucl. Phys. A, 1971, v. 177, p. 174.
43. Reinhard P. G.— Ibid., 1975, v. 252, p. 120; p. 133; 1978, v. 306, p. 19.
44. Rytz A.— Atomic Data and Nuclear Data Tables, 1973, v. 12, p. 479.
45. Walen R. J.— Compt. rend. Acad. sci. colon, 1962, v. 255, p. 1604.
46. Горбачев В. М., Замятнин Ю. С., Лбов А. А. Основные характеристики изотопов тяжелых элементов. М., Атомиздат, 1975.
47. Jackson D., Roades-Brown M.— Ann. Phys., 1977, v. 105, p. 515.
48. Кадменский С. Г., Фурман В. И.— ЭЧАЯ, 1975, т. 6, вып. 2, с. 409.
49. Думитреску О.— Там же, т. 10, вып. 2, с. 377.
50. Carvalho H. G. e. a. Private communication.
51. Gentry R. V.— Science, 1970, v. 169, p. 670; 1971, v. 173, p. 727.