

ВЛИЯНИЕ МЕХАНИЗМА ЯДЕРНОЙ ВЯЗКОСТИ НА ФОРМИРОВАНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ

Г.Д.Адеев*, В.В.Пашкевич, О.И.Сердюк*

Изучается влияние механизма ядерной вязкости на характер динамики спуска делящегося ядра с седла к разрыву и на формирование распределений осколков деления. Рассмотрение проведено в рамках диффузионной модели с использованием двух механизмов ядерной вязкости: двухтельного и "поверхностного" однотельного для расчета тензора фрикционных коэффициентов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

The Influence of Mechanism of Nuclear Viscosity on Fission Fragment Distribution Formation

G.D.Adeev, V.V.Pashkevich, O.I.Serdyuk

The influence of mechanism of nuclear viscosity on dynamics of the descent from saddle point to scission and on formation of fragment distributions is studied. The diffusion model based on the Fokker-Planck equation for the distribution function of collective variables for describing the dynamics of fission is used with the two-body and the surface one-body mechanisms of nuclear viscosity for calculating of the friction tensor.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Выяснение механизма ядерной вязкости в делении является в настоящее время одной из главных проблем в развитии динамических моделей этого процесса. Используемый уже в течение долгого времени гидродинамический двухтельный механизм^{/1,2/} обеспечивает достаточно хорошее описание многих экспериментальных данных по распределениям осколков при варьировании одного свободного параметра — коэффициента двухтельной ядерной вязкости ν_0 в интервале $(0,6 \div 2,5) \cdot 10^{-23}$ МэВ · с · фм⁻³. Теоретические оценки однотельного механизма ядерной вязкости^{/3,4/} приводят к чрезмерно большой ее величине. Поэтому в недавно предложенном^{/5/} модифицированном варианте этого механизма, который получил название "поверхностного" одно-

* Омский государственный университет

тельного, вклад в диссипацию от соударений нуклонов о поверхность ядра был существенно (почти в четыре раза, коэффициент редукции $k_s = 0,27$) уменьшен. Величина k_s получена из анализа экспериментальных данных по ширинам гигантских резонансов. Было показано ^{/6/}, что использование этого варианта механизма ядерной вязкости приводит к хорошему описанию зависимости средних кинетических энергий осколков деления от параметра $Z^2/A^{1/3}$. В недавней работе ^{/6/} k_s варьировался, и из сравнения рассчитанных и экспериментальных значений средних кинетических энергий осколков был определен интервал значений $k_s = 0,2 \div 0,5$. Представляет интерес рассмотрение многих других величин, характеризующих спуск делящегося ядра с седла к разрыву, а также параметров экспериментально наблюдаемых распределений осколков деления с использованием "поверхностного" однотельного механизма ядерной вязкости. Это позволит выяснить, как влияет механизм ядерной вязкости на формирование распределений осколков, и выявить параметры распределений, критичные к используемому механизму. Согласно результатам ^{/7/} время спуска делящегося ядра с седла к разрыву значительно больше величины, характерной для двухтельного механизма, и лучше согласуется с оценками, полученными для "поверхностного" однотельного механизма. В данной работе рассмотрение проведено в рамках диффузионной модели, основанной на уравнении Фоккера — Планка (УФП) для функции распределения коллективных переменных, которая подробно описана в наших работах ^{/8-10/}.

Основные закономерности динамики спуска с седла к разрыву при использовании двухтельного механизма вязкости были довольно подробно обсуждены в ^{/8,10/}. Типичные траектории спуска при этом механизме показаны на примере ядра ^{238}U (рис.1). В определенных в работе ^{/10/} $\{\rho, h\}$ координатах траектория на своем большом протяжении — вплоть до $\rho \approx 1,0$ — следует близко к дну долины деления, лишь затем постоянно отклоняясь от него. С увеличением коэффициента двухтельной вязкости ν_0 разрывные формы становятся все более вытянутыми. При переходе от легких к более тяжелым делящимся ядрам форма разрывных конфигураций также становится существенно более вытянутой. Это заметно сказывается на величине кулоновской энергии отталкивания будущих осколков в момент разрыва и на величине их предразрывной энергии. Для ядра Fm предразрывная кинетическая энергия в двухтельном механизме может достигать 20 МэВ, т.е. около 10% E_k .

При "поверхностном" однотельном механизме ядерной вязкости траектория спуска на всем своем протяжении "буквально" следует дну долины деления, повторяя даже его поворот в сторону больших h незадолго до точки разрыва (см. рис. 1). Вследствие такого характера динамики спуска разрывные configura-

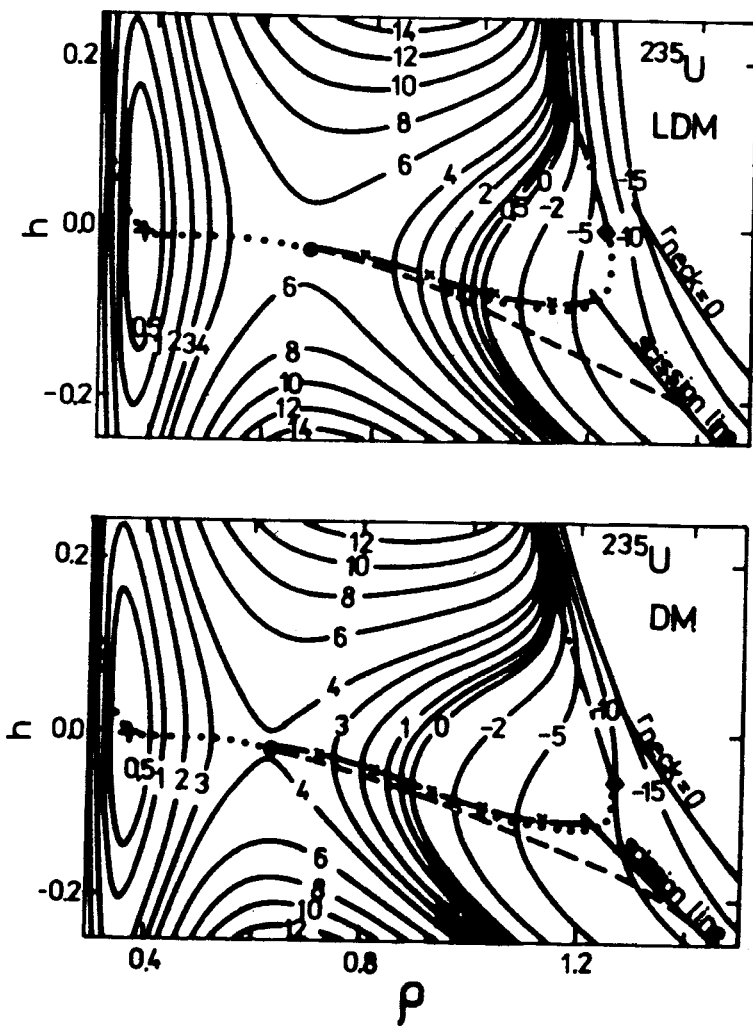


Рис. 1. Динамические траектории делящегося ядра ^{235}U на энергетической поверхности в капельной модели с параметрами Майерса-Святецкого (вверху) и модели малой капли [18] (внизу) в (ρ, h) -плоскости. Пунктирной кривой изображена траектория для двухтельного механизма ядерной вязкости ($\nu_0 = 1,5 \cdot 10^{-23}$ МэВ \cdot с \cdot фм $^{-3}$), кривой с крестиками – траектория для "поверхностного" однотельного механизма. Цифры на линиях уровня указывают значение энергии в МэВ. Точечная кривая показывает дно долины деления, штрихпунктирная – гребень между долиной деления и долиной разделения осколков. Знаками +, •, ♦ отмечены, соответственно, основное состояние, седловая точка и точка исчезновения гребня. Линии разрыва получены из условия равенства сил кулоновского отталкивания и ядерного притяжения в момент разрыва (scission line) и условия обращения радиуса шейки в нуль ($r_{\text{neck}} = 0$).

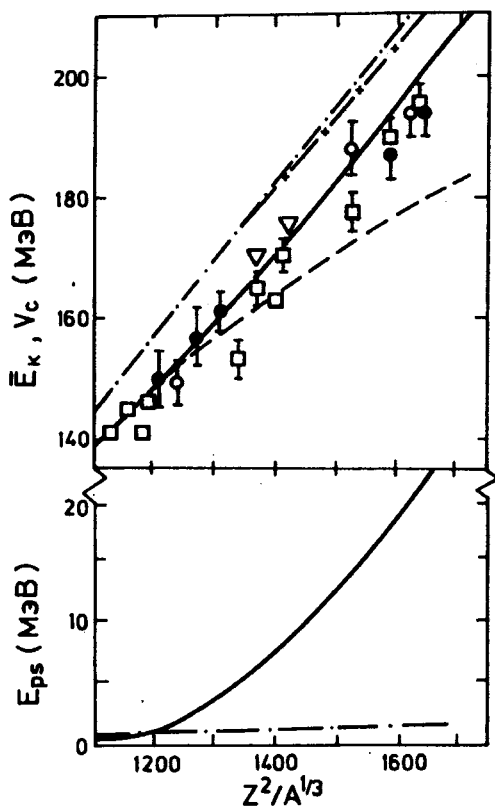


Рис. 2. Зависимости средней кинетической энергии и кулоновской энергии отталкивания осколков (вверху), предразрывной кинетической энергии осколков (внизу) от параметра $Z^2/A^{1/3}$ рассчитанные при использовании двух механизмов ядерной вязкости. Сплошные кривые соответствуют \bar{E}_k и E_{ps} для двухтельного механизма ($\nu_0 = 1,5 = 10^{-23}$ МэВ · с · фм⁻³), штрихпунктирные — тем же величинам при "поверхностном" однотельном механизме. Пунктирная кривая и кривая с крестиками показывают зависимость кулоновской энергии от $Z^2/A^{1/3}$ при двухтельном и "поверхностном" однотельном механизмах соответственно. Ссылки на экспериментальные значения \bar{E}_k даны в /1/.

ции всех делящихся ядер от Pt до Fm практически остаются одними и теми же, как это следовало из расчетов в модели жидкой капли без вязкости /11/. Кулоновская энергия отталкивания будущих осколков поэтому пропорциональна параметру $Z^2/A^{1/3}$ и из-за большой величины ядерной вязкости при этом механизме составляет практически всю величину E_k , так как предразрывная кинетическая энергия пренебрежимо мала (см. рис. 2). Однако тщательный анализ экспериментальных данных по средним кинетическим энергиям /1/ позволяет сделать вывод о том, что зависимость $\bar{E}_k(Z^2/A^{1/3})$ не прямая линия (как эта зависимость аппроксимирована в систематиках Виолы /12/), а отклоняется от нее в районе доактинидных и актинидных ядер. Это отклонение от линейной зависимости $\bar{E}_k(Z^2/A^{1/3})$ качественно описывается в теоретических расчетах с использованием двухтельного механизма ядерной вязкости. При "поверхностном" однотельном механизме ядерной вязкости, как видно из рис. 2, эта зависимость — прямая линия. Следует заметить, что этот ре-

зультат — почти одинаковая форма разрывных конфигураций для широкого диапазона делящихся ядер (от Pt до Fm) — не изменяется, если в УФП в качестве модели для расчета потенциальной энергии использовать вместо модели жидкой капли модель малой капли /13/. Наблюдается лишь небольшое различие в значениях координаты ρ в точке разрыва: $\rho_{sc} = 1,22$ в модели жидкой капли и $\rho_{sc} = 1,26$ в модели малой капли (см. рис. 1 и таблицы). Необходимо отметить, что на рис. 2 приведены рассчитанные зависимости средней кинетической энергии осколков от параметра $Z^2/A^{1/3}$ при двух использованных в расчетах механизмах вязкости, но при одной и той же линии разрыва. Изменив линию разрыва в расчетах с однотельной вязкостью, можно сделать более близкими теоретические и экспериментальные значения \bar{E}_k , но характерное поведение зависимости $\bar{E}_k(Z^2/A^{1/3})$ при этом не изменится.

Рассчитанные дисперсии массового σ_M^2 и энергетического $\sigma_{E_k}^2$ распределений при двух использованных в расчетах механизмах ядерной вязкости значительно возрастают с утяжелением делящегося ядра в хорошем качественном согласии с экспериментальными данными. Подробное обсуждение зависимостей $\sigma_M^2(Z^2/A)$ и $\sigma_{E_k}^2(Z^2/A)$ проведено в работе /14/ в случае механизма двухтельной ядерной вязкости. Для случая "поверхностного" однотельного механизма дисперсии $\sigma_{E_k}^2$ на $5 \div 10\%$, а дисперсии σ_M^2 на $10 \div 20\%$ отличаются от значений дисперсий для соответствующих ядер при двухтельном механизме вязкости. Сравнительно небольшое различие в значениях дисперсий массового и энергетического распределений при двух механизмах вязкости обусловлено существенно различными формами разрывных конфигураций вследствие характера динамики спуска, обсуждавшегося выше. Зависимость дисперсий σ_M^2 и $\sigma_{E_k}^2$ от формы разрывных конфигураций обсуждена в работах /8/, E_k

Для некоторых делящихся ядер в табл. 1 и 2 приведены величины, характеризующие динамику спуска и дисперсии зарядового распределения осколков при использовании двухтельного и "поверхностного" однотельного механизма вязкости.

Из анализа данных можно сделать следующие выводы. Существующее различие в формах разрывных конфигураций для двух механизмов вязкости могло бы привести к различным величинам дисперсий зарядового распределения σ_Z^2 , которые определяются значениями энергий изовекторных дипольных колебаний плотности в делящемся ядре непосредственно перед разрывом. Энергия изовекторных дипольных колебаний довольно чувствительна к форме делящегося ядра /15/. Поэтому можно было ожидать, что при различных механизмах вязкости будет существенно различная зависимость σ_Z^2 от массового числа A делящегося ядра. Однако это не так.

Таблица 1

Величины, характеризующие динамику спуска (значения коллективных координат в точке разрыва $\{\rho_{sc}, h_{sc}\}$, разность энергий деформации (ΔE) в седловой точке и разрыве и значения дисперсий зарядовых распределений (σ_Z^2) при двухтельном (вверху для каждого ядра) и "поверхностном" однотельном механизмах вязкости при использовании в качестве макроскопической модели — модели жидкой капли)

Ядро	ρ_{sd}	h_{sd}	ρ_{sc}	h_{sc}	σ_Z^2 (зар.ед) ²	ΔE (МэВ)
²¹⁶ Rn	0,810	-0,041	1,316	-0,153	0,44	6,8
			1,217	-0,083	0,42	5,1
²³⁰ Th	0,720	-0,027	1,335	-0,175	0,47	11,6
			1,220	-0,086	0,44	9,4
²⁴⁰ Pu	0,642	-0,016	1,380	-0,205	0,49	19,5
			1,222	-0,090	0,45	15,6
²⁴⁷ Cm	0,613	-0,013	1,400	-0,217	0,49	23,6
			1,226	-0,091	0,45	18,9
²⁵² Cf	0,583	-0,011	1,415	-0,229	0,49	28,3
			1,231	-0,093	0,46	23,1
²⁵⁸ Fm	0,558	-0,010	1,439	-0,233	0,50	33,5
			1,234	-0,094	0,47	29,2

В случае однотельного механизма, при котором форма разрывных конфигураций почти одинакова для всех делящихся ядер, σ_Z^2 с ростом A обнаруживает слабую зависимость типа $A^{2/3}$, отражающую зависимость энергии изовекторных дипольных колебаний и жесткости делящегося ядра относительно этих колебаний от A . Для двухтельного механизма форма разрывных конфигураций существенно меняется с ростом A , но она меняется таким образом, что изменение ρ и h в точке разрыва приводит пример-

То же, что в табл. 1, но с использованием модели малой капли и "поверхностного" однотельного механизма вязкости

Ядро	ρ_{sd}	h_{sd}	ρ_{sc}	h_{sc}	σ_z^2 (зар.ед.) ²	ΔE (МэВ)
²¹⁶ Rn	0,797	-0,045	1,238	-0,103	0,40	4,1
²³⁰ Th	0,674	-0,024	1,249	-0,110	0,42	9,7
²⁴⁰ Pu	0,597	-0,014	1,258	-0,116	0,44	16,0
²⁴⁷ Cm	0,563	-0,012	1,262	-0,120	0,45	21,3
²⁵² Cf	0,535	-0,010	1,266	-0,123	0,46	25,6
²⁵⁸ Fm	0,502	-0,010	1,269	-0,126	0,46	30,5

но к такой же слабой зависимости σ_z^2 от A , как и в случае однотельного механизма.

Характеристиками, очень критичными к используемому механизму вязкости, являются величины, связанные с динамикой спуска — предразрывная кинетическая энергия и время спуска с седловой точки к разрыву (см. рис. 2). К сожалению, обе эти величины являются лишь косвенно измеряемыми. Анализ экспериментальных данных по множественности нейтронов, проведенный в [7], приводит к величинам времени спуска t_{sc} порядка $(20 \div 30) \cdot 10^{-21}$ с. Наши расчеты при однотельном "поверхностном" механизме вязкости приводят к таким же значениям t_{sc} для ядер тяжелее ²³⁰Th.

Таким образом, приведенные в данной работе результаты расчетов в диффузионной модели деления величин, характеризующих динамику спуска, и параметров экспериментально наблюдаемых распределений осколков показывают, что большинство характеристик не критично по отношению к используемому механизму ядерной вязкости и только некоторые из них ($\bar{E}_k, E_{ps} \cdot t_{sc}$) зависят от выбора механизма вязкости. Детальное сравнение результатов динамических расчетов с экспериментальными данными может способствовать выяснению механизма ядерной вязкости в делении.

Авторы благодарят А.В.Игнатьюка и Г.Н.Смиренкина за полезные обсуждения и В.Г.Соловьева за постоянный интерес и внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Davies K.T.R., Sierk A.J., Nix J.R. — *Phys. Rev.*, 1976, C13, 2385.
2. Davies K.T.R. et al. — *Phys. Rev.*, 1977, C16, 1890.
3. Blocki J. et al. — *Ann. Phys.*, 1978, 113, 330.
4. Randrup J., Swiatecki W.J. — *Ann. Phys.*, 1980, 125, 193.
5. Nix J.R., Sierk A.J. Preprint LA-UR-86-698, Los Alamos, 1986.
6. Nix J.R., Sierk A.J. Preprint LA-UR-87-133, Los Alamos, 1987.
7. Hinde D.J. et al. — *Nucl. Phys.*, 1986, A452, 550.
8. Адеев Г.Д., Гончар И.И., Марченко Л.А., Писчасов Н.И. — *ЯФ*, 1986, 43, 1137.
9. Адеев Г.Д., Писчасов Н.И. — *ЯФ*, 1986, 44, 897.
10. Адеев Г.Д. и др. ОИЯИ, P4-86-552, Дубна, 1986.
11. Brack M. et al. — *Rev. Mod. Phys.*, 1972, 44, 320.
12. Viola V.E., Kwiatkowski K., Walker M. — *Phys. Rev.*, 1985, C31, 1550.
13. Myers W.D. *Droplet Model Atomic Nuclei*, N.Y., IFI/Plenum, 1977.
14. Сердюк О.И. и др. — *ЯФ*, 1987, 46, 512.
15. Адеев Г.Д., Гончар И.И., Марченко Л.А. — *ЯФ*, 1985, 42, 42.

Рукопись поступила 22 июня 1987 года.