

ОБРАЗОВАНИЕ ЛЕГКИХ ЯДЕР
В РЕАКЦИИ ДЕЛЕНИЯ
ИЗОТОПОВ УРАНА
ТЕПЛОВЫМИ НЕЙТРОНАМИ

А. А. Воробьев, В. Т. Грачев, И. А. Кондуров,
А. М. Никитин, Д. М. Селивестров

ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ ИМ. А. Ф. ИОФФЕ

А Н Н О Т А Ц И Я

В статье рассмотрены результаты экспериментального исследования легких ядер, образующихся в процессе тройного деления изотопов урана тепловыми нейтронами. Описана экспериментальная установка. Приводятся данные по выходам и энергетическим спектрам изотопов водорода, гелия, лития и бериллия. Эти результаты сопоставляются с теоретическими данными и с экспериментальными, полученными при делении под действием быстрых протонов.

A B S T R A C T

In this paper, the results of an experimental study of light nuclei produced in the process of thermal neutron—induced ternary fission of uranium isotopes are considered. The experimental installation is described. The data on the yield and energy spectra of hydrogen, helium lithium and beryllium isotopes are presented. These results are compared with theory and experimental data obtained from fast neutron induced fission.

ВВЕДЕНИЕ

Совокупность имеющихся экспериментальных данных согласуется с предположением о том, что процесс тройного деления не отличается от процесса двойного деления на всех стадиях деления вплоть до момента разрыва шейки делящегося ядра [1]. Этот вывод сделан на основании результатов исследования деления, сопровождаемого испусканием α -частиц (α -деление). В некоторых работах [2, 3] показано, что массовые распределения осколков, образующихся в двойном делении и в α -делении, подобны. Далее, было установлено, что вероятность α -деления, как и кинетическая энергия осколков в двойном делении, не зависит от энергии возбуждения делящегося ядра [4]. Оба эти величины, по-видимому, определяются конфигурацией ядра в момент деления, и эта конфигурация не зависит от энергии возбуждения. Наконец, можно провести параллель между зависимостью углового распределения α -частиц от отношения масс осколков и аналогичной зависимостью среднего числа нейтронов, испускаемых осколками в двойном делении [5].

Таким образом, исследование двойного и тройного делений — исследование различных выходных каналов одного и того же процесса. При этом, очевидно, три частицы несут существенно больше информации о заключительной стадии деления, чем две. С этим обстоятельством связывается надежда на достижение прогресса в понимании поведения делящегося ядра после прохождения седловой точки. В частности, для построения теории деления необходима информация о кинетической энергии осколков в момент разрыва шейки. Если, например, будет показано, что эта энергия существенно больше 1 Мэв , то это означает неприменимость статистического подхода к теории деления [6], в котором требуется установление термодинамического равновесия в момент, непосредственно предшествующий разделению.

Однако извлечение информации о делящемся ядре из наблюдаемых характеристик тройного деления оказалось не простой задачей. В настоящее время сделаны многочисленные попытки [7—12] определить начальные, т. е. в момент разделения ядра, энергии трех осколков по наблюдаемым конечным угловым и энергетическим распределениям, не прибегая к какой-либо конкретной модели образования α -частицы и используя лишь предположение, что α -частица образуется в момент разрыва шейки в пространстве между двумя осколками. Процедура такого определения сводится к тому, что сначала задаются начальные распределения координат и скоростей

частиц с небольшим числом свободных параметров (например, средняя энергия тяжелых осколков и средняя энергия α -частиц). Затем решается задача разлета трех тел под действием взаимного кулоновского отталкивания, и свободные параметры подбираются из условия оптимального согласия расчетных и экспериментальных конечных угловых и энергетических распределений частиц. К сожалению, при этом согласие с экспериментальными данными может получиться при различных наборах начальных условий. Правда, пока детальное сравнение было проведено в основном для наиболее изученного процесса — деления с испусканием α -частиц. Ситуация может улучшиться с привлечением новых экспериментальных данных, в частности, по делению с образованием других легких ядер.

Изучение деления с образованием легких ядер представляет и самостоятельный интерес, поскольку в этом процессе легкие ядра образуются в совершенно необычных условиях максимальной деформации ядер, в условиях, которые не реализуются в других ядерных реакциях. С появлением новых методов идентификации частиц резко возросли возможности исследования тройного деления. Было показано, что в процессе деления образуются не только α -частицы, но и другие изотопы гелия и водорода, а также литий, бериллий и более тяжелые элементы [13—16]. В работе [11] было показано, что угловые распределения ядер ^3H , ^6He , а также лития и бериллия подобны угловому распределению α -частиц. Это означает, что все легкие ядра образуются в процессе тройного деления аналогично α -частицам.

В данной работе исследовался изотопный состав и энергетические спектры легких ядер, образующихся в процессе деления ^{235}U и ^{233}U тепловыми нейтронами.

ЭКСПЕРИМЕНТ

В большинстве исследований для идентификации частиц использовались $\Delta E - E$ -телескопы из полупроводниковых детекторов. Этим методом можно разделить изотопы водорода и гелия, однако разрешения по массам недостаточно для изотопного деления лития, бериллия и более тяжелых элементов, образующихся в низкоэнергетическом делении. Более того, большая толщина входного окна телескопов позволяет измерять лишь высокоэнергетическую часть спектра частиц. В данном эксперименте используется масс-спектрометр, в котором одновременно измеряются следующие параметры частицы: $B\rho$, v , E , $\Delta E/\Delta x$. Преимущество масс-спектрометра по сравнению с телескопами заключается в лучшем разрешении по массам и меньшей толщине входного окна.

Существенной частью спектрометра является магнитный анализатор с двойной фокусировкой, состоящий из четырех квадрупольных линз ($Q1$ и $Q2$, рис. 1). Линзы обеспечивают две фокальные плоскости на расстоянии 6 и 12 м от мишени, помещенной в поток реакторных нейтронов $10^{13} \text{ см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Энергия частиц измеряется Si(Au)-

детектором, расположенным во второй фокальной плоскости. Быстрый сигнал с этого детектора используется как стоп-сигнал для время-амплитудного преобразователя. Старт-сигнал получается следующим образом. В первой фокальной плоскости помещается Al-фольга толщиной $0,15 \text{ мГ/см}^2$, и вторичные электроны, образующиеся при прохождении частицы через фольгу и ускоренные до энергии 20 кэв , регистрируются двумя сцинтилляционными счетчиками, включенными в схему совпадений. В некоторых опытах перед E-детектором помещался ΔE -детектор, в качестве которого используется плоская ионизационная камера с сеткой. Частицы вводятся в камеру параллельно электродам. Толщина чувствительного слоя камеры составляет 50 мм . Камера наполняется смесью аргона и метана ($99\% \text{ Ar} + 1\% \text{ CH}_4$) при давлении $40\text{—}100 \text{ торр}$. От остального объема вакуумной системы спектрометра камера отделяется коллодиевой пленкой толщиной, эквивалентной по поглощению $0,35 \text{ мГ/см}^2 \text{ Al}$. Энергетическое разрешение ΔE -детектора дано на рис. 2. Основные параметры масс-спектрометра приведены в табл. 1. Указанные значения $E_{\text{мин}}$ в значительной степени определяются явлениями рассеяния и перезарядки заряженных частиц в алюминиевой фольге, находящейся в первом фокусе магнитного анализатора, о чем подробнее будет сказано ниже. Скорость счета α -частиц

Таблица 1

Основные параметры магнитно-пролетного масс-спектрометра

Параметр	Значение	Примечание
Энергетическое разрешение $\Delta E/E$	0,7%	Для α -частиц ^{244}Cm $E_{\alpha} = 5,806 \text{ Мэв}$
Временное разрешение $\Delta T/T$	0,5%	Для α -частиц ^{244}Cm $T_{\alpha} = 360 \text{ нсек}$
Разрешение магнитного анализатора $\Delta B\phi/B\phi$	2,5—5%	При использовании мишеней диаметром $5\text{—}10 \text{ мм}$ и детектора диаметром 10 мм
Разрешение по массам $\Delta M/M$	1%	С учетом разрешения магнитного анализатора
Телесный угол Ω	$1 \cdot 10^{-4} \text{ стер}$	С коллиматорами, исключающими прямую видимость зоны реактора
Энергетический порог регистрации $E_{\text{мин}}$	2 Мэв 4—5 Мэв	Для изотопов H, He Для изотопов Li, Be

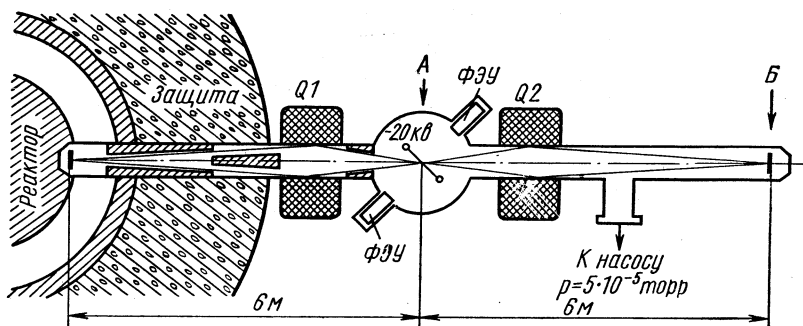


Рис. 1. Схема спектрометра.

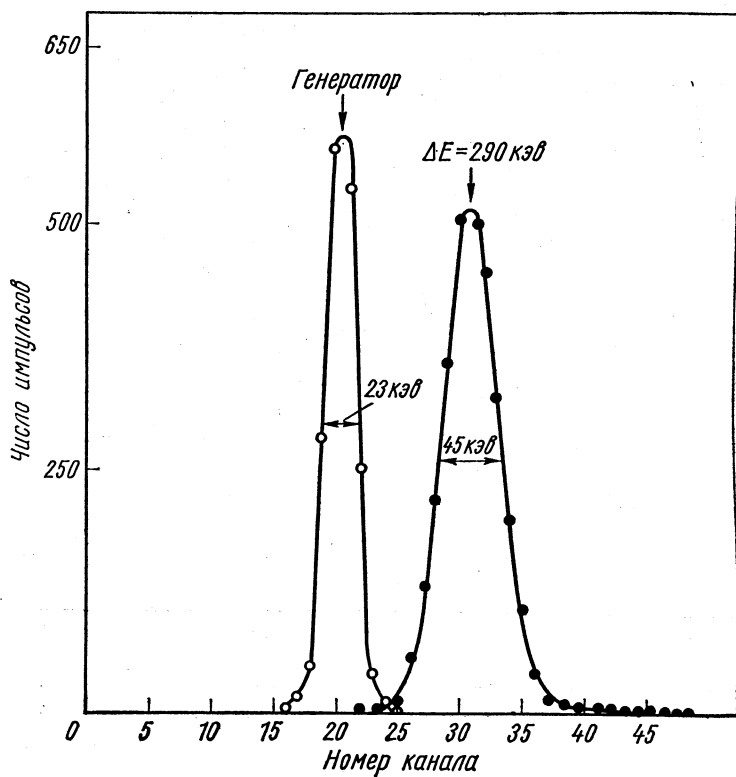


Рис. 2. Спектр импульсов с ΔE -детектора от α -частиц ^{244}Cm . Давление газа 50 торр.

в максимуме энергетического распределения $n_a = 15 \text{ сек}^{-1}$ при использовании мишени $^{233}\text{U}_3\text{O}_8$ весом 0,6 мг. В различных экспериментах используются мишени толщиной от 0,09 до 4 мг/см². В некоторых опытах мишени закрываются Al-фольгой толщиной 4,1 мг/см² для полного поглощения осколков деления. Измерения проводятся в различных режимах. В однопараметрическом режиме измеряется энергетический спектр с E-детектора при $V_r = \text{const}$ (рис. 3). В этом случае можно разделять только изотопы ^4He , ^6He , ^3H , ^2H и ^1H . Двухпараметрический анализ возможен в трех вариан-

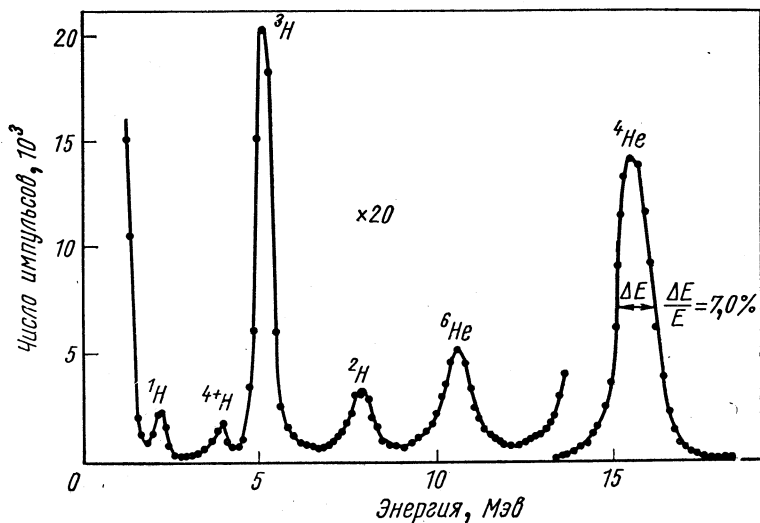


Рис. 3. Энергетический спектр с полупроводникового детектора, $V_r = \text{const}$; $E_{\text{He}} = 16 \text{ МэВ}$.

тах: $E-T$, $E-\Delta E$, $T-\Delta E$. На рис. 4 приведен двухпараметрический спектр $T-E$, полученный в отсутствие ΔE -детектора. В трехпараметрическом анализе $T-E-\Delta E$ при фиксированном значении V_r вся информация записывается на магнитную ленту, после чего с помощью ЭВМ можно вывести на печать любой двухмерный спектр при определенном значении третьего параметра. Пример такого $T-\Delta E$ -спектра показан на рис. 5. Поскольку разрешение по массам определяется точностью в измерении E и T , а разрешение $\Delta E/\Delta x$ служит только для отождествления заряда частицы, то окончательно массовый спектр регистрируемых частиц определяется по $E-T$ -измерениям.

Калибровка спектрометра выполнена с использованием в качестве реперов ядер ^3H и ^4He из реакции $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ ($E_{\text{H}} = 2,73 \text{ МэВ}$, $E_{\alpha} = 2,05 \text{ МэВ}$), а также α -частиц ^{244}Cm ($E_{\alpha} = 5,806 \text{ МэВ}$). Контрольные опыты показали, что телесный угол спектрометра остается не-

изменным во всем измеряемом диапазоне $V\rho$. Результаты измерения различными методами спектра α -частиц в случае деления ^{235}U тепловыми нейтронами приведены на рис. 6. Сравнение показывает, что измерение с помощью магнитно-пролетного масс-спектрометра не вносит каких-либо систематических погрешностей.

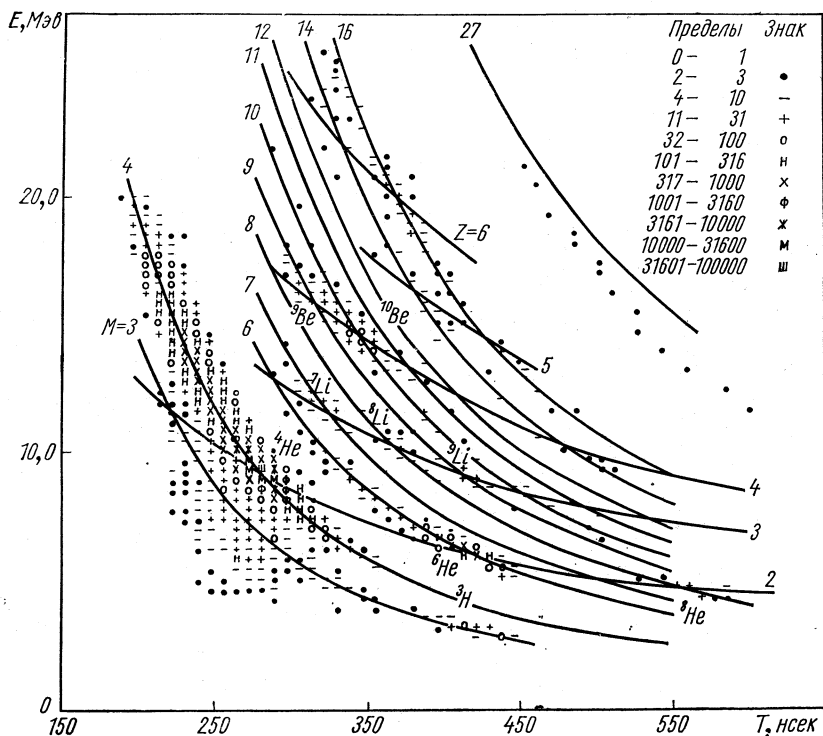


Рис. 4. Двухпараметрический $E - T$ -спектр, $V\rho = \text{const}$, $E_{\text{He}} = 9 \text{ Мэв}$.
Сплошными линиями указаны расчетные значения энергии и времени пролета для частиц с заданной массой и зарядом.

При измерении спектров многозарядных частиц возникает необходимость введения некоторых поправок, и этот вопрос был детально исследован. Выход изотопов определяется по отношению к выходу α -частиц:

$$\frac{Y_x}{Y_\alpha} = \frac{N_x}{N_\alpha} \cdot \frac{1}{K_x} \cdot \frac{\varepsilon_\alpha}{\varepsilon_x},$$

где Y_x — выход изотопа x на энергетический интервал 1 Мэв при $V\rho = \text{const}$; N_x — число зарегистрированных частиц; K_x — фак-

тор, учитывающий различие в выделяемых магнитным спектрометром энергетических интервалах:

$$K_x = \frac{M_\alpha}{M_x} \left(\frac{Z_x}{Z_\alpha} \right)^2;$$

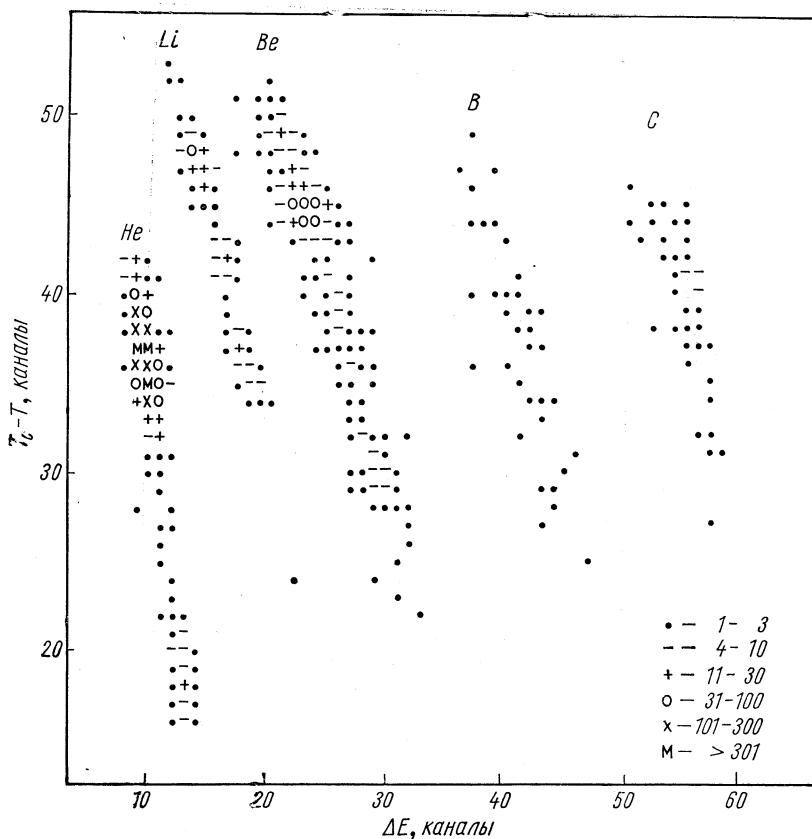


Рис. 5. Двухпараметрический $T-\Delta E$ -спектр ($B\rho = \text{const}$, $E_{\text{He}} = 8 \text{ Мэв}$; давление 50 торр ; T_0 — измеряемый интервал).

ϵ_x — эффективность регистрации изотопа x . Величина ϵ_x определяется в основном тремя факторами:

$$\epsilon_x = \epsilon_x^0 \epsilon_x^c \epsilon_x^i.$$

Здесь ϵ_x^0 — эффективность старт-детектора. Сравнением результатов, полученных в однопараметрическом E и двухпараметрическом $E-T$ -анализе, было показано, что ϵ_x^0 является функцией параметра Z^2M/E , определяющего величину удельной ионизации $\Delta E/\Delta x$. Зависимость ϵ_x^0 от Z^2M/E приведена на рис. 7. Фактор

ϵ_x^c учитывает уменьшение скорости счета в результате кулоновского рассеяния частиц в старт-детекторе. Фактор ϵ_x^c — функция параметра Z/E , и эта функция определена экспериментально в однопараметрическом анализе с использованием частиц ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$ и ${}^3\text{H}$ (рис. 8). Поправки, обусловленные факторами ϵ_x^0 и ϵ_x^c , обычно не-

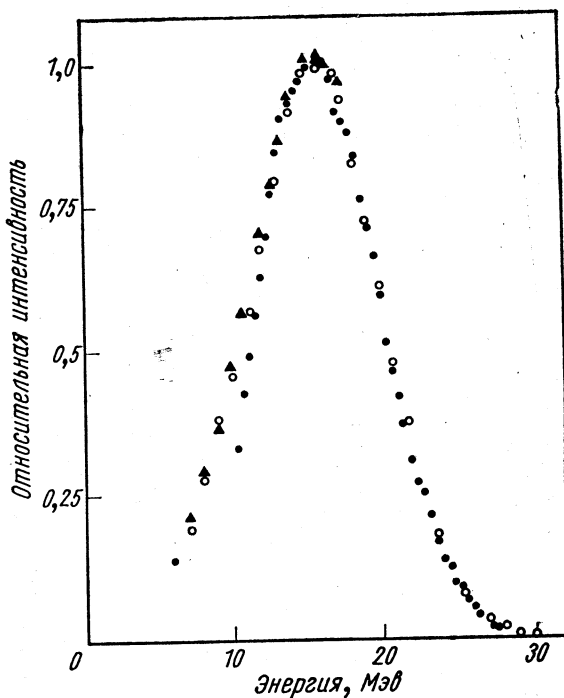


Рис. 6. Сравнение энергетических спектров ядер ${}^4\text{He}$ при делении ${}^{235}\text{U}$ тепловыми нейтронами. Измерения выполнены различными методами:

○ — данные, полученные в настоящей работе с магнитным анализатором; ▲ — данные работы [18], ΔE — метод; \triangle E — детектор — газонаполненный пропорциональный счетчик; ● — данные работы [14], ΔE — метод; ΔE — детектор — полупроводниковый счетчик толщиной 50 $\mu\text{м}$.

велики и надежно определяются экспериментально. Поэтому неопределенности, возникающие при введении этих поправок, не превышают нескольких процентов. Фактор ϵ_x^i связан с зарядовым распределением частиц, испускаемых из мишени, а также с изменением заряда частиц при прохождении старт-детектора. $\epsilon_x^i = (\Phi_x^i)^2$, где Φ_x^i — вероятность того, что частица $x(Z, M)$ будет иметь заряд i после прохождения алюминиевой фольги. Величины Φ_x^i взяты из работы [19]. Правильность введения поправки на перезарядку ионов проверена следующим образом. Выходы изотопа ${}^{10}\text{Be}$ с энергией 6 — 10 МэВ определены регистрацией ионов ${}^{10}\text{Be}^{+4}$ и ${}^{10}\text{Be}^{+3}$. Резуль-

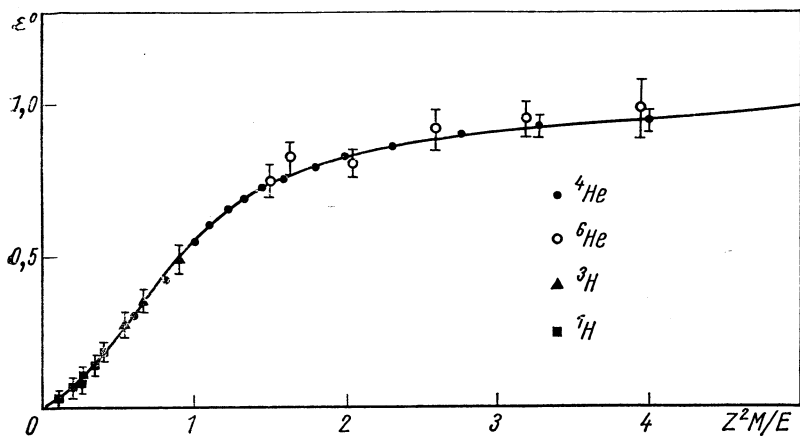


Рис. 7. Эффективность регистрации старт-детектора для различных частиц:

Z —заряд частицы; M —масса, а. е. м.; E —энергия, Мэв.

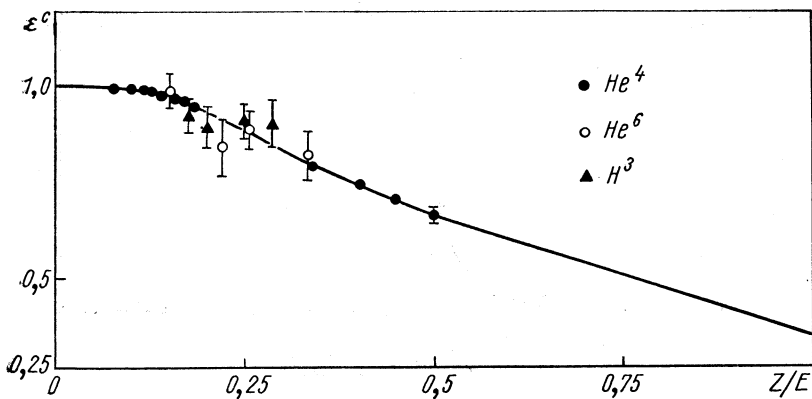


Рис. 8. Поправка на рассеяние в старт-детекторе для различных частиц.

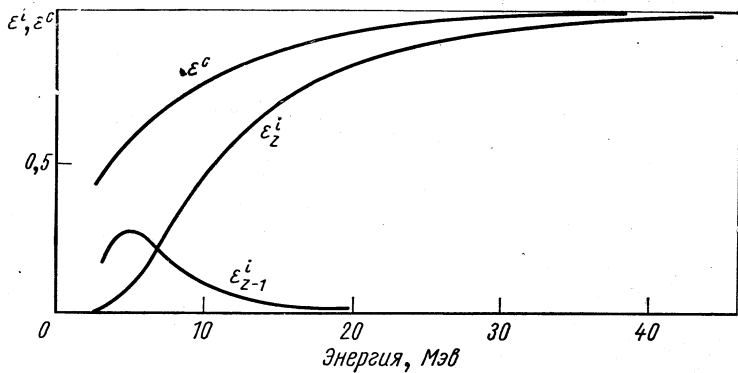


Рис. 9. Влияние рассеяния и перезарядки ядер ^{10}Be на эффективность регистрации.

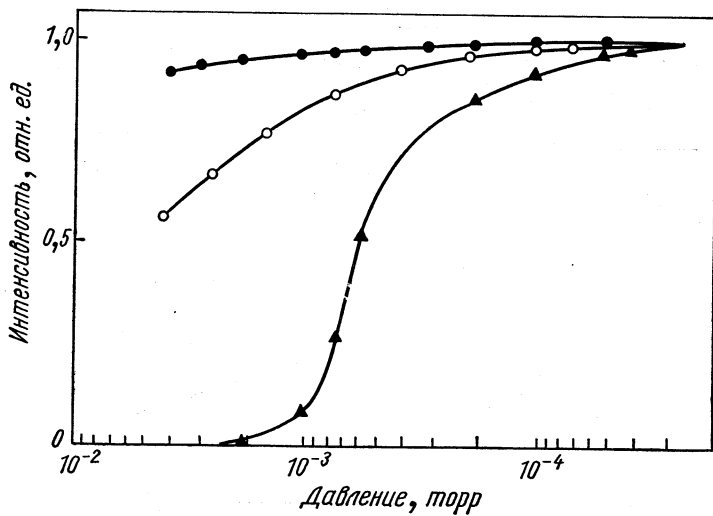


Рис. 10. Зависимость скорости счета продуктов реакции $^6\text{Li}(n,^3\text{H})^4\text{He}$ от давления остаточного газа в вакуумной камере спектрометра.

таты измерений совпали с погрешностью 10%. Значения всех поправочных коэффициентов в случае определения выхода ^{10}Be приведены на рис. 9.

Исследовалась зависимость скорости счета ионов $^3\text{H}^4\text{He}^{++}$, $^4\text{He}^+$ от давления остаточного газа в вакуумной камере спектрометра (рис. 10). Наблюдаемое уменьшение скорости счета вызвано рассеянием частиц в случае ^3H и $^4\text{He}^{++}$ и явлением перезарядки в случае $^4\text{He}^+$. Давление $3 \cdot 10^{-5}$ *торр* оказалось достаточно низким, чтобы исключить влияние атомных столкновений в газе на эффективность регистрации спектрометра. Этот вывод подтверждается также измерением выходов ядер ^7Li и ^{10}Be при делении.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Энергетические спектры изотопов ^2H , ^3H , ^4He , ^6He , ^7Li , ^8Li , ^{10}Be , образующихся в процессе деления ^{234}U после захвата нейтронов ядрами ^{233}U , приведены на рис. 11 и 12. Сплошными линиями на этих спектрах показаны результаты аппроксимации экспериментальных данных нормальными распределениями. Спектр протонов не был получен из-за неопределенности в вычитании фона от (n, p) -реакции в подложке мишени, который весьма существен при энергии протонов до 10 *Мэв*. Наблюдается также некоторый вклад в спектр ^4He от (n, α) -реакций (см. рис. 11). При определении остальных изотопов вклад фоновых реакций несуществен. Энергетические спектры легких ядер, образующихся при делении ^{236}U , подобны спектрам, изображенным на рис. 11, 12. Параметры аппроксимации экспериментальных результатов нормальными распределениями (наиболее вероятная энергия $E_{\text{макс}}$ и полная ширина на половине высоты ПШПВ) приведены в табл. 2, 3. Там же для сравнения приведены данные, полученные другими авторами в случае низкоэнергетического деления ^{236}U , ^{240}Pu , ^{252}Cf . Все указанные погрешности в определении $E_{\text{макс}}$ и ПШПВ являются статистическими. Только в слу-

Таблица 2

Значения наиболее вероятных энергий частиц, образующихся при делении различных ядер, *Мэв*

Частица	^{234}U [20]	^{236}U (настоящая работа)	^{236}U [14]	^{240}Pu [21]	^{252}Cf [13]
^1H	—	—	$8,6 \pm 0,3$	$8,4 \pm 0,15$	$7,8 \pm 0,8$
^2H	$8,4 \pm 0,15$	$8,6 \pm 0,15$	$7,9 \pm 0,3$	$8,2 \pm 0,3$	$8,0 \pm 0,5$
^3H	$8,4 \pm 0,15$	$8,2 \pm 0,1$	$8,6 \pm 0,3$	$8,2 \pm 0,15$	$8,0 \pm 0,3$
^4He	$16,3 \pm 0,1$	$15,9 \pm 0,1$	$15,7 \pm 0,3$	$16,0 \pm 0,1$	$16,0 \pm 0,2$
^6He	$11,5 \pm 0,2$	$11,1 \pm 0,2$	$12,0 \pm 0,5$	$11,8 \pm 0,4$	$12,0 \pm 0,5$
^8He	$9,7 \pm 0,25$	$10,2 \pm 0,2$	—	$< 12,0$	$10,2 \pm 1,0$
^7Li	$15,8 \pm 0,25$	$14,8 \pm 0,9$	—	—	—
^8Li	$14,4 \pm 0,5$	$13,2 \pm 0,9$	—	—	—
^{10}Be	$17,0 \pm 0,4$	$17,5 \pm 0,6$	—	—	—

чае спектров ядер ${}^4\text{He}$ (измерение с магнитно-пролетным масс-спектрометром) погрешность в величинах $E_{\text{макс}}$ и ПШПВ определяется в основном калибровочной точностью спектрометра, равной ± 100 кэв. В табл. 4 представлены экстраполированные выходы различных легких ядер. Экстраполированные выходы определяются как пло-

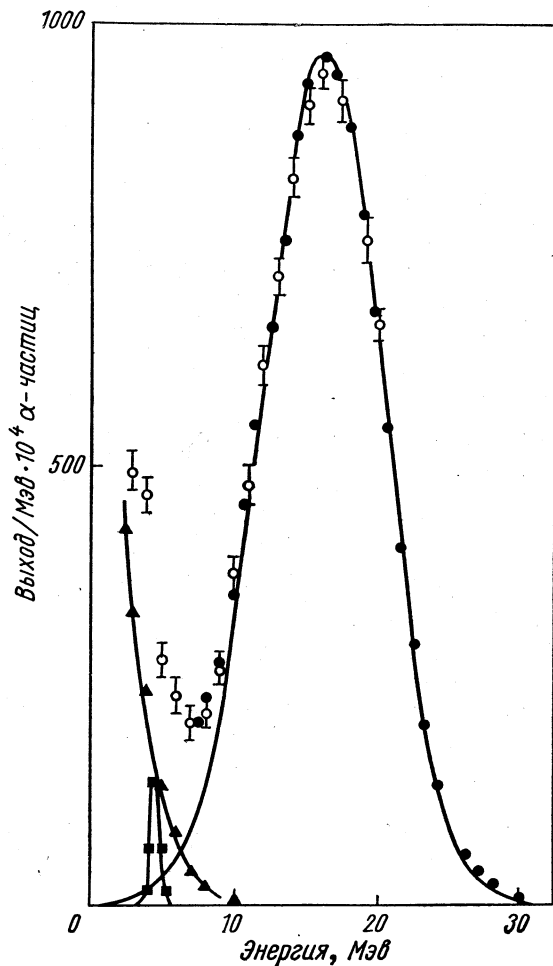


Рис. 11. Энергетический спектр ядер ${}^4\text{He}$ из деления ${}^{233}\text{U}$ нейтронами:

● — мишень U_2O_8 толщиной $1,2 \text{ мг/см}^2$, закрыта фольгой толщиной $4,1 \text{ мг/см}^2$. Спектр скорректирован на поглощение энергии α -частиц в мишени и Al фольге; ○ — мишень толщиной $0,09 \text{ мг/см}^2$, Al фольга толщиной $0,15 \text{ мг/см}^2$. Спектр получен без вычитания фона; ▲ — фон от (n, α) -реакции, нормированный на спектр ${}^4\text{He}$, полученный с $0,09 \text{ мг/см}^2$ мишенью; ■ — спектр естественной α -активности, полученный в отсутствие нейтронного потока.

щади под гауссовыми кривыми и нормируются на экстраполированный выход ядер ${}^4\text{He}$. Выход изотопа ${}^3\text{He}$ оказался очень малым. Для определения его была проведена специальная серия опытов с улучшенной формой линии магнитного анализатора. Дело в том, что

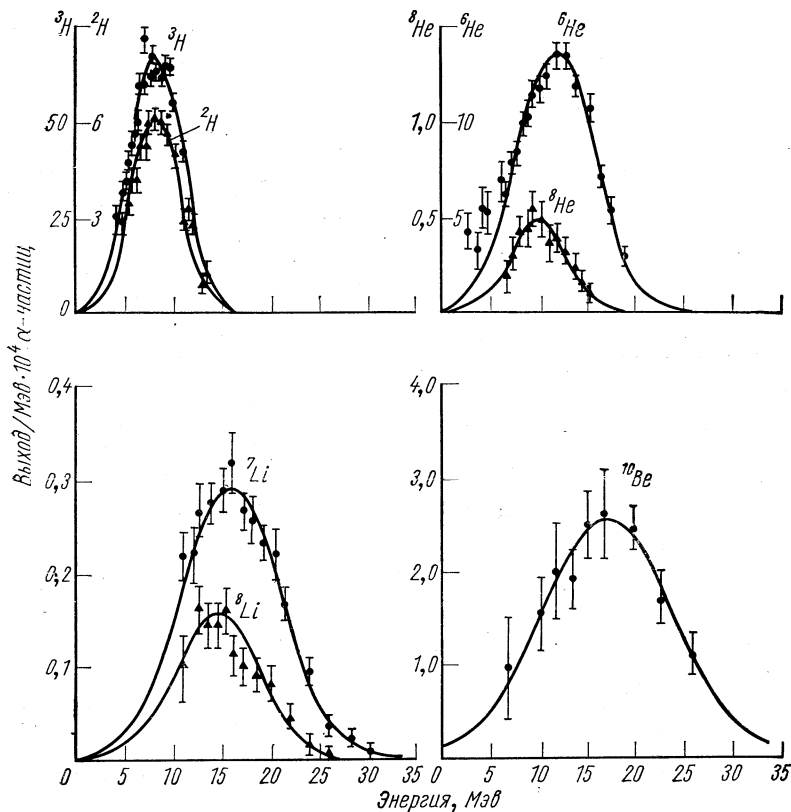


Рис. 12. Энергетические спектры изотопов водорода, гелия и бериллия, образующиеся в делении ${}^{233}\text{U}$ нейтронами:

спектр ${}^{10}\text{Be}$ и часть спектра ${}^6\text{He}$ ниже 7 Мэв измерены с мишенью толщиной 0,09 мг/см², закрытой Al фольгой 0,15 мг/см². Остальные спектры получены мишенью толщиной 1,2 мг/см², из U_3O_8 и Al фольгой толщиной 4,1 мг/см². Спектры скорректированы на поглощение энергии частиц в мишени и Al фольге.

форма линии фокусирующих систем, состоящих из квадрупольных линз, имеет «хвост» в высокоэнергетической части, который и затрудняет выделение слабой линии ${}^3\text{He}$ на фоне высокоинтенсивной линии ${}^4\text{He}$ (см. рис. 4). Для уменьшения этого хвоста используется мишень диаметром 6 мм, а также проводится специальное дифференцирование. Высокая скорость счета достигается за счет толщины мишени (6 мг/см² ${}^{235}\text{U}_3\text{O}_8$). Принятые меры позволяют уменьшить величину этого хвоста в несколько десятков раз. Было зарегистри.

Т а б л и ц а 3

Значения ширины энергетических распределений частиц, образующихся при делении различных ядер (Мэв)

Частица	^{234}U [20]	^{238}U (настоящая работа)	^{238}U [14]	^{240}Pu [21]	^{252}Cf [13]
^1H	—	—	$6,9 \pm 0,5$	$7,2 \pm 0,3$	$6,8 \pm 1,6$
^2H	$6,3 \pm 0,3$	$7,1 \pm 0,2$	$7,0 \pm 1,0$	$7,2 \pm 0,5$	$7,2 \pm 1,0$
^3H	$6,5 \pm 0,3$	$6,5 \pm 0,2$	$6,7 \pm 0,6$	$7,6 \pm 0,4$	$6,2 \pm 0,6$
^4He	$9,7 \pm 0,15$	$9,8 \pm 0,1$	$9,8 \pm 0,4$	$10,6 \pm 0,2$	$10,2 \pm 0,4$
^6He	$9,5 \pm 0,3$	$11,2 \pm 0,2$	$8,7 \pm 0,7$	$10,6 \pm 0,6$	$8,0 \pm 1,0$
^8He	$6,9 \pm 0,5$	$6,8 \pm 0,4$	—	$>9,0$	$8,0 \pm 2,0$
^7Li	$12,1 \pm 0,4$	$13,0 \pm 1,0$	—	—	—
^8Li	$10,6 \pm 0,8$	$12,1 \pm 1,3$	—	—	—
^{10}Be	$15,7 \pm 0,9$	$15,2 \pm 0,9$	—	—	—

Т а б л и ц а 4

Экстраполированные выходы частиц, образующихся при делении ядер

Частица	^{234}U [20]	^{238}U (настоящая работа)	^{238}U [14, 22]	^{240}Pu [21]	^{240}Pu [23]	^{252}Cf [13]
^1H	—	—	115 ± 15	190 ± 10	—	175 ± 30
^2H	41 ± 2	50 ± 2	50 ± 10	50 ± 10	—	68 ± 3
^3H	460 ± 20	720 ± 30	630 ± 50	680 ± 30	—	846 ± 28
^4He	—	$\leq 0,01$	—	—	—	—
^5He	10^4	10^4	10^9	10^4	10^4	10^4
^6He	137 ± 6	198 ± 8	>110	190 ± 20	250	263 ± 18
^8He	$3,6 \pm 0,4$	$6,0 \pm 0,4$	—	$8,0 \pm 2,0$	—	$9,0 \pm 1,2$
^6Li	$\leq 0,05$	$\leq 0,05$	—	—	—	—
^7Li	$3,7 \pm 0,2$	$4,4 \pm 0,6$	—	—	—	—
^8Li	$1,8 \pm 0,2$	$2,6 \pm 0,3$	—	—	—	—
^9Li	$3,6 \pm 0,5$	$3,8 \pm 1,0$	—	—	—	—
ΣLi	9,1	10,8	12 ± 2	—	15	$13,2 \pm 1,0$
^7Be	$\leq 0,01$	$\leq 0,01$	—	—	—	—
^9Be	$3,7 \pm 0,8$	$3,2 \pm 0,5$	—	—	—	—
^{10}Be	43 ± 3	37 ± 3	—	—	—	—
^{11}Be	—	$\leq 1,4$	—	—	—	—
ΣBe	46,7	40,2	37 ± 4	—	58,5	$20,1 \pm 2,0$

ровано более 10^6 α -частиц, но это позволяет установить только верхний предел вероятности образования ^3He . В случае выхода изотопа ^6Li используется $T-E-\Delta E$ -метод при одном значении V_0 , соответствующем энергии ядер ^6Li , образующихся в мишени, 17 Мэв. На 430 ядер ^7Li зарегистрировано шесть ядер ^6Li . Максимум в ожидаемом энергетическом спектре ^6Li приходится на область 16—18 Мэв.

В настоящей работе выходы всех изотопов измерены по отношению к выходу α -частиц. Чтобы определить абсолютный выход (точнее, выход по отношению к числу двойных делений), можно воспользоваться вероятностью α -эмиссии на деление α/F , найденной в других экспериментах. Знание абсолютных выходов различных изотопов важно при сравнительном изучении тройного деления различных тяжелых ядер. С другой стороны, величину α/F можно определить

на основании полученных результатов, если воспользоваться данными по радиохимическому выходу трития для случая деления ^{233}U и ^{235}U тепловыми нейтронами: $F/{}^3\text{H} = (1,05 \pm 0,09) \cdot 10^4$ (^{235}U) [24]; $F^3/\text{H} = (1,10 \pm 0,07) \cdot 10^4$ (^{233}U) [25]. Воспользовавшись полученными данными по выходу трития ${}^3\text{H}/\alpha$, можно определить величины F/α : $F/\alpha = 760 \pm 80$ (^{235}U); $F/\alpha = 510 \pm 35$ (^{233}U).

В специальной серии экспериментов сделана попытка обнаружить изотоп ^{10}He среди продуктов деления ^{235}U тепловыми нейтронами [26]. Поскольку в настоящее время не существует теории, объясняющей вероятность образования легких ядер в делении, то в нашем распоряжении для предсказания выхода ^{10}He была только единственная возможность — экстраполяция выходов изотопов ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{He}$, ${}^8\text{He}$. Такая экстраполяция приводит к следующему результату: интенсивность ^{10}He должна составлять примерно 0,02 интенсивности ${}^8\text{He}$. В режиме $T-E-\Delta$ -измерений зарегистрировано 2500 ядер ${}^8\text{He}$ и ни одного события, которое можно отождествить с испусканием ядра ^{10}He . Полученный результат, по-видимому, следует расценивать как свидетельство против существования ядер неустойчивого изотопа ^{10}He (подробнее (см. работу [26]).

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как видно из табл. 2—4, энергетические спектры легких частиц практически не зависят от Z^2/A делящегося ядра, и этот факт требует объяснения, тем более что наибольшее наблюдаемое различие в спектрах ядер ${}^4\text{He}$ относится к делению двух соседних ядер ^{234}U и ^{236}U . Выходы легких ядер, образующихся при делении ^{234}U и ^{236}U , также обнаруживают различия, вместе с тем наблюдается увеличение выхода с ростом Z^2/A делящегося ядра.

Из полученных результатов следует отметить малую величину выхода нейтроннодефицитных изотопов (${}^3\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$). Пока что этот эффект не получил удовлетворительного объяснения. В связи с этим интересно сравнить относительные выходы легких ядер в тройном делении с выходом тех же ядер, образующихся при бомбардировке ^{238}U протонами с энергией $5,5 \text{ ГэВ}$ [27] (табл. 5). Как видно, в последнем случае выход изотопов ${}^3\text{He}$, ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Be}$ достаточно велик. Казалось бы, это сравнение дает основание считать низкоэнергетическое деление «аномальным» (в смысле образования нейтроннодефицитных ядер) и искать объяснение этой аномалии, например, в обогащении нейтронами шейки делящегося ядра. Однако такой вывод был бы преждевременным. Действительно, экспериментальные данные [26] показывают, что энергетические спектры и угловые распределения нейтроннодефицитных ядер, образующихся при бомбардировке ^{238}U с энергией $5,5 \text{ ГэВ}$ протонами, резко отличаются от аналогичных характеристик остальных изотопов: увеличен выход по направлению падающего пучка, энергетические спектры более плавно убывают с энергией. Можно предположить, что и в этом случае нейтроннодефицитные ядра образуются лишь, когда в ядре в ре-

зультате развития каскада осталась аномально большая энергия возбуждения (и импульс), или что ядра типа ${}^3\text{He}$ образуются в результате неупругого взаимодействия каскадных протонов с «первичными» более тяжелыми кластерами (в данном случае ${}^4\text{He}$).

Таблица 5

Сравнение выходов некоторых легких ядер, образующихся в различных процессах

Способ получения легких ядер	${}^3\text{He}$	${}^4\text{He}$	${}^6\text{He}$	${}^8\text{He}$	${}^6\text{Li}$	${}^7\text{Li}$	${}^8\text{Li}$	${}^9\text{Li}$	${}^7\text{Be}$	${}^9\text{Be}$	${}^{10}\text{Be}$	${}^{11}\text{Be}$
Деление ${}^{238}\text{U}$ (настоящая работа)	$\leq 0,01$	10^4	198	6,0	$\leq 0,05$	4,4	2,6	3,8	$\leq 0,01$	3,2	37	$\leq 1,4$
Реакция ${}^{238}\text{U} + p$ [27] $E_p = 5,5 \text{ ГэВ}$	1600	10^4	234	11,3	196	440	132	40	47	130	147	13

Примечание. Все выходы на 10^4 α -частиц.

С получением данных о вероятности образования легких ядер в процессе тройного деления появляются новые возможности проверки моделей тройного деления. Образование легкого ядра связано с затратой определенного количества энергии. Поэтому конкретная модель тройного деления должна прежде всего указать источник этой энергии. Согласно модели, предложенной в 1963 г. Халперном [28], легкие ядра образуются за счет энергии, связанной с деформацией делящегося ядра. Величина этой энергии принимается равной энергии $E_{\text{дв}}^*$ возбуждения осколков двойного деления. В свою очередь, $E_{\text{дв}}^*$ определяется из сравнения кинетической энергии осколков с дефектом масс, а также из опытов по измерению количества нейтронов, испускаемых осколками. Опыт показывает, что $E_{\text{дв}}^*$ можно аппроксимировать распределением Гаусса, причем параметры распределения оказываются зависящими от отношения масс осколков. Согласно работе [29], в случае деления ${}^{235}\text{U}$ тепловыми нейтронами $E_{\text{дв}}^*$ и $\sigma(E_{\text{дв}}^*)$ — для наиболее вероятного отношения масс соответственно равны $(24 \pm 8,5) \text{ МэВ}$. Оценку энергии, необходимой на образование легкого ядра X , Халперн проводит следующим образом. Два осколка L и H , находящиеся в основных состояниях, помещают на расстоянии друг от друга, выбираемом из условия равенства потенциальной энергии осколков полной кинетической энергии. Затем вычисляется работа E_{RX} , которую необходимо затратить, чтобы отделить легкое ядро X от одного из осколков и поместить его между осколками на линии, соединяющей центры осколков. Далее к величине E_{RX} необходимо добавить кинетическую энергию легкой частицы K_X , а также энергию деформации — возбуждения $E_{\text{тр}}^*$ осколков при тройном делении. Полученная таким образом величина $E_X = E_{RX} + K_X + E_{\text{тр}}^*$ может быть сопоставлена с энергией $E_{\text{дв}}^*$. Вычисленные значения E_{RX} приведены в табл. 6. Величина K_X обычно мала ($1-3 \text{ МэВ}$) и при оценках ее можно при-

нять для всех ядер одинаковой, например, $K_X = 2 \text{ Мэв}$. Что касается $E_{\text{тр}}^*$, то эта величина определена только для случая деления с испусканием α -частиц. Оказалось, что энергия возбуждения осколков в случае тройного деления лишь ненамного меньше энергии возбуждения осколков в двойном делении. Разница составляет $6 \pm \pm 2 \text{ Мэв}$ [30]. В работе [31] показано, что число нейтронов деления с испусканием ^4He , ^3H и ^1H практически одинаково. Ничего не известно о величине $E_{\text{тр}}^*$ при делении с испусканием других частиц. Остается предположить, что она примерно одинакова во всех слу-

Т а б л и ц а 6

Оценка вероятности образования легких ядер в случае деления ^{238}U

Частица	Энергия образования частицы, по Халперну, $E_{RX}, \text{Мэв}^*$	Наблюдаемый выход на деление**	Число актов деления, в которых энергия деформации достаточно для образования легкого ядра
^3H	25	$0,95 \cdot 10^{-4}$	$3 \cdot 10^{-3}$
^4He	27	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$
^6He	33	$2,6 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-4}$
^8He	44	$0,8 \cdot 10^{-6}$	10^{-6}
^7Li	48	$6 \cdot 10^{-7}$	10^{-7}
^9Li	53	$5 \cdot 10^{-7}$	$< 10^{-8}$
^{10}Be	55	$4,5 \cdot 10^{-6}$	$< 10^{-9}$

* Значения E_{RX} определены для случая образования частицы из тяжелого осколка.

** Для определения выходов частиц на деление использовано значение вероятности образования трития на акт деления $^3\text{H}/F = (0,95 \pm 0,09) \cdot 10^{-4}$ [24].

чаях и $E_{\text{тр}}^* \approx 20 \text{ Мэв}$. Принимая теперь в качестве распределения $E_{\text{дв}}^*$ гауссово с параметрами, приведенными выше, можно вычислить вероятность того, что в процессе двойного деления энергия деформации осколков превышает величину E_X . В табл. 6 приведены определенные таким образом вероятности. Сравнение с наблюдаемыми выходами приводит к заключению, что энергия деформации осколков, образующихся в делении, недостаточна для образования легких ядер с $Z \geq 4$. Утверждение, что не только энергия деформации возбуждения определяет вероятность тройного деления, следует также из того факта, что не наблюдается значительного увеличения вероятности тройного деления [3] для симметричного деления. Но если энергия деформации осколков недостаточна для образования легких ядер, то приходится предположить, что в момент разделения осколки обладают довольно большой кинетической энергией (30—40 Мэв) и легкие ядра образуются в основном за счет этой энергии. В таком предположении наибольшей кинетической энергией в момент после разделения обладают осколки, образующиеся в двойном делении. Величина этой энергии должна убывать с ростом E_X . Наблюдаемые энергетические и угловые распределения частиц в тройном делении вполне согласуются с таким предположением [32].

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Д. М. Каминкеру за постоянный интерес к работе и сотрудникам измерительного центра Лаборатории нейтронных исследований и реакторного отдела за помощь в проведении измерений.

ЛИТЕРАТУРА

1. Feather N. Proc. Second Symp. on the Physics and Chemistry of Fission, Vienna, July 1969, Vienna, IAEA, 1970, p. 83.
2. Schmitt H. W. e. a. Phys. Rev. Lett., 1962, **9**, 427.
3. Asghar M. e. a. Nucl. Phys., 1970, **A145**, 657.
4. Loveland W. D., Fairhall A. W., Halpern J. Phys. Rev., 1967, **163**, 1315; Драпчинский А. В. и др. «Атомная энергия», 1964, **16**, 144.
5. Fraenkel Z., Thompson S. G. Phys. Rev. Lett., 1964, **13**, 438.
6. Fong P. Phys. Rev., 1956, **102**, 434.
7. Гейликман Б. Т., Хлебников Г. И. «Атомная энергия», 1965, **18**, 218.
8. Boneh Y., Fraenkel Z., Neberzahl I. Phys. Rev., 1967, **156**, 1305.
9. Андреев В. Н., Недопекин В. Г., Рогов В. И. «Ядерная физика», 1968, **8**, 38.
10. Blocki J., Krogulski T. Nucl. Phys., 1968, **A122**, 417.
11. Raisbeck G. M., Thomas T. D. Phys. Rev., 1968, **172**, 1272.
12. Воробьев А. А. и др. Препринт ФТИ-215, Ленинград, 1969.
13. Cooper S. W., Cerпу J., Gatti R. S. Phys. Rev., 1967, **154**, 1193.
14. Dakowski M. e. a. Phys. Lett., 1967, **25B**, 213.
15. Андреев В. Н., Недопекин В. Г., Рогов В. И. «Ядерная физика», 1969, **9**, 23.
16. Gazit Y., Nardi E., Katsoff S. Phys. Rev., 1970, **1C**, 2101.
17. Воробьев А. А. и др. «Атомная энергия», 1969, **27**, 31.
18. Schwaszczewska J. e. a. Acta Phys. Polon., 1968, **34**, 173.
19. Northcliffe L. C. Ann. Rev. Nucl. Sci., 1963, **13**, 67.
20. Vorobiev A. A. e. a. Phys. Lett., 1969, **30B**, 832.
21. Krogulski T. e. a. Nucl. Phys., 1969, **A128**, 219.
22. Blocki J. e. a. Nucl. Phys., 1969, **A127**, 495.
23. Андреев В. Н., Недопекин В. Г., Рогов В. И. «Ядерная физика», 1969, **9**, 23.
24. Sloth E. N. e. a. J. Inorg. Nucl. Chem., 1962, **24**, 337.
25. Horrocks D. L., White E. B. Nucl. Phys., 1960, **A151**, 65.
26. Воробьев А. А. и др. Препринт ФТИ-232, Ленинград, 1969.
27. Poskanzer A. M., Butler G. W., Hyde E. K. UCRL-18996, 1970.
28. Halpern I. CERN, Report 1963, unpublished.
29. Schmitt H. W., Neiler J. H., Walter E. J. Phys. Rev., 1966, **141**, 1146.
30. Feather N. Phys. Rev., 1968, **170**, 1118.
31. Blocki J. e. a. Proc. Second Symp. on the Physics and Chemistry of Fission, Vienna, July 1969, Vienna, IAEA, p. 115.
32. Nardi E., Boneh Y., Fraenkel Z. Proc. Second Symp. on the Physics and Chemistry of Fission, Vienna, July 1969, Vienna, IAEA, 1970, 143.