Доклады Академии наук СССР
1955. Том 101, № 6

ФИЗИКА

В. И. ГОЛЬДАНСКИЙ, Э. З. ТАРУМОВ и В. С. ПЕНЬКИНА

ДЕЛЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР НЕЙТРОНАМИ ВЫСОКОЙ ЭНЕРГИИ

(Представлено академиком А. И. Алихановым 24 I 1955)

Совокупность данных о давлении тяжелых ядер нейтронами высокой энергии ([1]) говорит об эмиссионном характере такого деления, т. е. о том, что ему предшествует испускание делящимися ядрами большого числа нейтронов. Определенное на опыте ([2]) среднее число вторичных нейтронов, испускаемых ядрами свинца под действием нейтронов космического излучения с энергией порядка нескольких сот мегаэлектронвольт, оказалось равным $\nu \cong 8$. Представляет интерес сопоставление этого результата с наблюдениями деления тяжелых ядер. В основу такого сопоставления мы положили предположение ([11]), что эмиссионное деление происходит не ранее того момента, когда энергия связи следующего нейтрона (возрастающая по мере испускания нейтронов) становится больше критической энергии деления остаточного ядра (убывающей по мере испускания нейтронов). Исходя из такого предположения, мы рассчитали энергию связи нейтронов для ряда изотопов элементов от вольфрама до урана и критическую энергию деления для этих изотопов. Энергии связи определялись по формуле Вейцзеккера — Ферми с поправками по новым данным ([3]); критические энергии деления рассчитывались по Бору — Уилеру ([4]) или по Франкелю и Метрополису ([5]) (ниже использованы результаты расчетов по ([5])). Зная эти величины, можно определить, при каких массовых числах $A_{дел}$ остаточных ядер барьеры деления становятся ниже энергии связи нейтронов, что отвечает, согласно исходному предположению ([11]), условию начала эмиссионного деления. Сумма энергии связи $N_g = A_0 - A_{дел}$ нейтронов и критической энерии деления остаточного ядра E_f является, с изложенной точки зрения, порогом эмиссионного деления. Полная энергия, необходимая для такого деления, включает еще кинетическую энергию испускаемых нейтронов, вычислявшуюся для случая испарения нейтронов возбужденным энергией U, ядром, рассматриваемым как вырожденный ферми-газ, для которого температура $T = \alpha\sqrt{U}$, а средняя энергия нейтронов $\overline{E} = 2T$. При вычислении $\overline{E}$ учитывалось уменьшение температуры ядра в ходе испарения нейтронов, а численное значение константы α принималось равным $2{,}92/\sqrt{A}$ (для границы ферми-сферы 21 Мэв). Результаты расчетов приведены в табл. 1.

На основании данных табл. 1 мы произвели обработку результатов работ ([6-8]), а также наших результатов, излагаемых ниже.

В 1950—1951 гг. мы исследовали на синхроциклотроне Института ядерных проблем АН СССР деление ядер U^{235} и U^{238} под действием нейтронов с энергией 120 и 380 Мэв, функцию возбуждения деления Bi в интервале 120—380 Мэв и деление ядер Th, Pb, Tl, Au, Pt, W нейтронами с энергией 380 Мэв. Процессы деления наблюдались по счету импульсов от осколков деления в ионизационных камерах.

Детектором потока первичных нейтронов при определении сечений деления служил углерод, активировавшийся по реакции $C^{12}(n, 2n)C^{11}$. Сечение этой реакции принималось равным 0,022 барн при $E_n = 120$ Мэв и 0,021 барн при $E_n = 380$ Мэв ([9]); счетность детекторов определялась в специальных опытах.

Таблица 1

Изотоп	$A_{дел}$	N_g	Энергия деления, Мэв: исходн. ядра E^0_f	Энергия деления, Мэв: остаточн. ядра E_f	Энергия связи для Ng нейтронов в Мэв	Кинетич. энергия в Мэв	Полн. энергия в Мэв
$_{92}U^{235}$	(236)	0	6,3	6,3	0	0	6,3
$_{92}U^{238}$	236	2	7,1	6,6	11,8	3	21,4
$_{90}Th^{232}$	228	4	8,8	7	24	7,5	38,5
$_{83}Bi^{209}$	197	12	16	9	85	40	134
$_{82}Pb^{207}$	194	13	18	9	100	45	154
$_{81}Tl^{204}$	189	15	19	9	115	58	182
$_{79}Au^{197}$	181	16	20	9	125	64	198
$_{78}Pt^{195}$	176	19	22	10	160	86	256
$_{75}Re^{186}$	161	25	26	10	225	138	373
$_{74}W^{184}$	156	28	28	10	250	168	428

На рис. 1 приводится функция возбуждения реакции деления висмута. Данные для 84 и 270 Мэв взяты из литературы ([1]), остальные точки получены на синхроциклотроне Института ядерных проблем АН СССР: для энергии 120 Мэв — в 1950 г., причем нейтроны получались в результате реакции срыва на медной мишени из дейтронов с энергией 280 Мэв; для энергий 210; 315 и 380 Мэв — в 1951 г., причем нейтроны получались от перезарядки протонов на бериллиевой мишени, расположенной на разных радиусах.

Сводка всех данных о сечениях деления, полученных нами (без индексов), и другими авторами ([6—8]) приведена в табл. 2.

Таблица 2

Сечения деления тяжелых ядер нейтронами высокой энергии (в барнах)

E_n в Мэв	U^{235}	U^{238}	Th	Bi	Pb	Tl	Au	Pt	Re	W
84	—	1,3([8])	1([8])	0,019([8])	0,0055([8])	0,0032([8])	0,0021([8])	0,00095([8])	—	—
120	1,5	1,14	1([7])	0,036	0,020([6])	0,010([6])	0,010([6])	—	0,0017([7])	0,0011([7])
380	1,24	1,03	0,9	0,074	0,033	0,019	0,020	0,012	—	0,0038

Следуя изложенным выше представлениям об эмиссионном делении, мы можем рассматривать сечение деления каждого ядра как сечение испускания до деления $N \geqslant A_0 - A_{дел}$ нейтронов. Относя все величины сечений к сечению деления ядра U^{235}, для которого уже в исходном состоянии энергия деления меньше энергии связи нейтрона, мы можем получить среднее число нейтронов, испускаемых тяжелыми ядрами до деления. Это среднее число $\overline{N}_f$ оказывается равным 5,1 при $E_n = 84$ Мэв, равным 6 при $E_n = 120$ Мэв и равным 7,6 при $E_n = 380$ Мэв. При этом

мы не учитываем еще самого первичного нейтрона, ибо рассматриваем массовые числа исходных ядер, а не составных ядер. По существу, мы тем самым не учитываем первого столкновения нейтрона высокой энергии с одним из внутриядерных нуклонов, в результате чего один из последних, как правило, выбивается из ядра, тогда как второй нуклон дает начало внутриядерному нуклонному каскаду и возбуждению ядра, приводящему к рассматриваемой конкуренции испарения нуклонов и деления. Если в первом столкновении из ядра вылетает нейтрон, следует просто прибавить единицу к приведенным выше значениям $\overline{N}_f$. В случае же вылета протона условие выравнивания энергии деления и энергии связи нейтрона требует вылета в дальнейшем уже большего числа нейтронов, и расчеты числа испускаемых до эмиссионного деления нейтронов при условии вылета одного протона приводят к величине $\overline{N}_f$, равной 7,5 (84 Мэв) — 9 (380 Мэв). При испускании в ходе внутриядерного нуклонного каскада новых заряженных частиц эмиссионное деление оказывается уже крайне мало вероятным и может не учитываться. Однако среднее число нейтронов, испускаемых и в этих случаях (без последующего деления), не должно заметно отличаться от среднего числа нейтронов, испускаемых до деления.

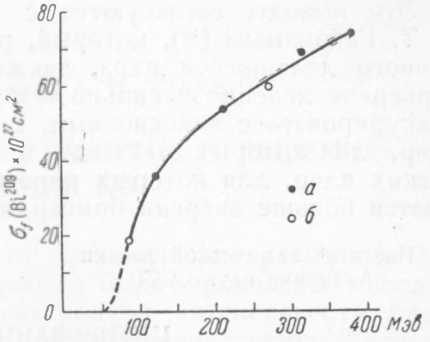


Рис. 1. *а* — наши данные; *б* — литературные данные

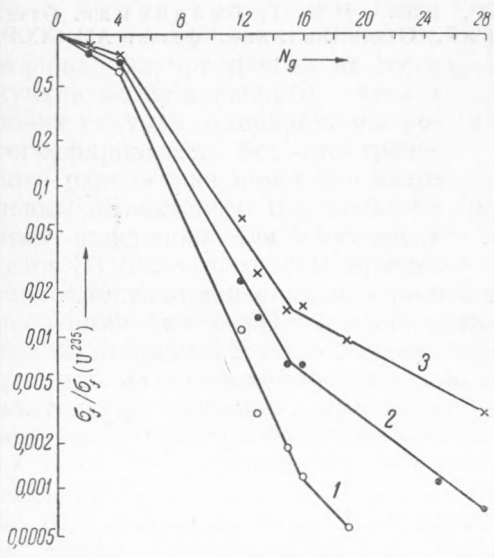


Рис. 2. *1* — 84 Мэв; *2* — 120 Мэв; *3* — 380 Мэв

Среднее число нейтронов, испускаемых тяжелыми ядрами до деления, вычисленное в вышеупомянутых предположениях, оказывается в согласии с определенным на опыте ([2]) общим средним числом вторичных нейтронов из свинца. Это согласие указывает на приблизительную правильность аппроксимации распределения вероятностей испускания разного числа нейтронов по данным о сечениях деления разных ядер. На рис. 2 представлены зависимости $\lg \sigma_f/\sigma_f(U^{235})$ от числа нейтронов, испускаемых до деления, согласно расчетам табл. 1 при разных E_n. Эти зависимости могут приближенно рассматриваться как графики распределения нейтронных «звезд» по числу «лучей».

Такое рассмотрение является, конечно, сугубо приближенным, ибо фактически деление может происходить и по смешанному барьерно-эмиссионному механизму после предварительного испускания меньшего, чем принято в табл. 1, числа нейтронов N_g. Однако уже само сопоставление сечений деления именно с величинами N_g, вычисленными на основе изложенных выше представлений, позволяет установить, как это явствует из рис. 1, наличие трех областей зависимости $\sigma_f \sim e^{-\varkappa N}$,

с разными показателями в экспоненте — меньшими для ядер от U до Th и легче Au и бо́льшими для ядер от Th до Au.

Наличие трех таких областей связано, повидимому, с тем, что для ядер от U до Th и легче Au в изученном интервале энергий деление происходит и при испускании меньшего, чем $N_g = A_0 - A_{дел}$, числа нейтронов.

Эти выводы согласуются с результатами теоретической работы Б. Т. Гейликмана ([10]), который, рассматривая термодинамику возбужденного делящегося ядра, также пришел к заключению о том, что барьерное деление из сильно возбужденного состояния может успешно конкурировать с эмиссионным, с одной стороны, для самых тяжелых ядер, для которых $\sigma_f \simeq \sigma_{геом}$ и, с другой стороны, для относительно легких ядер, для которых пороги чисто эмиссионного деления оказываются больше энергии бомбардирующих нуклонов.

Институт химической физики
Академии наук СССР

Поступило
19 I 1955

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] В. И. Гольданский, Усп. физ. наук, **40**, 233 (1950). [2] V. Cocconi-Tongiorgi, Phys. Rev., **76**, 517 (1949). [3] O. Stern, Rev. Mod. Phys., **21**, 316 (1949). [4] N. Bohr, J. Wheeler, Phys. Rev., **56**, 426 (1939). [5] S. Frankel, N. Metropolis, Phys. Rev., **72**, 914 (1947), [6] А. А. Реут, Г. И. Селиванов, В. В. Юрьев, Отчет Инст. ядерн. проблем АН СССР, 1950. [7] В. П. Джелепов, Б. М. Головин, Ю. М. Казаринов, Отчет Инст. ядерн. проблем АН СССР, 1950. [8] E. Kelly, C. Wiegand, Phys. Rev., **73**, 1135 (1948). [9] К. О. Оганесян, Отчет Инст. ядерн. проблем АН СССР, 1953. [10] Б. Т. Гейликман. Отчет АН СССР, 1950. [11] В. И. Гольданский, Отчет Инст. хим. физики АН СССР, 1950.