

Насколько хорошо выполняется это правило, видно из таблицы, в которой приведены экспериментально известные значения температуры плавления и половины критической температуры ряда веществ в порядке возрастания критического давления от 12,8 ат. (водород) до 46 ат. (метан).

Вещество	$T_{пл}$	$\frac{1}{2} T_k$
Водород	16	16,5
Неон	24,4	22,5
Азот	63	63
Окись углерода	68	67,2
Метан	91	95

Правило половины до настоящего времени не было известно. Важно отметить, что оно получено без привлечения сведений о виде потенциала межмолекулярного взаимодействия в кристаллах, который во многих случаях недостаточно хорошо известен, а при использовании в методе самосогласованного поля лишь некоторого правдоподобного предположения об обрезании интеграла от этого потенциала на малых расстояниях в случае жидкости и газа.

Теоретически установленное правило половины аналогично эмпирически найденному правилу Гульдберга, согласно которому абсолютные температуры кипения под атмосферным давлением составляют приблизительно $\frac{2}{3}$ критических [4]. Методом

самосогласованного поля можно обосновать, что это правило выполняется лучше для тех веществ, у которых меньше критические давления (это обстоятельство эмпирически не было замечено, хотя в его справедливости легко убедиться).

Правило половины и правило Гульдберга позволяют по температуре плавления (или кипения) оценивать критическую температуру тел. Выполнение с большой точностью правила половины на опыте указывает на плодотворность правильного применения метода самосогласованного поля в теории многих частиц и особенно в теории твердого тела.

Выражаю благодарность акад. Н. Н. Боголюбову за обсуждение полученного результата.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В., Ландау Л., Леонтович М., Фок В. ЖЭТФ, 16, 246, 1946.
2. Тябликов С. В. ЖЭТФ, 20, 16, 1950.
3. Широков М. Ф. ЖЭТФ, 24, 601, 1953.
4. Партингтон Дж., Раковский А. В. Курс химической термодинамики. М., Гостехиздат, 1932.

Поступила в редакцию
25. 5 1965 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 539.165

Н. Н. КОЛЕСНИКОВ, А. П. КРЫЛОВА СИСТЕМАТИКА ПОЛНЫХ ПЕРИОДОВ β -РАСПАДА

Как было отмечено ранее [1], логарифмы полных периодов τ (включающих переходы на всевозможные энергетически дозволенные уровни конечного ядра) β -распада (и аналогично электронного захвата) тяжелых ядер ($Z > 86$) всех типов четности убывают линейно с ростом логарифма величины $|Z - Z_{\beta-}|$, где $Z_{\beta-}$ — значение Z того фиктивного изобара, который находится на границе β -стабильности (соответствующей $Q_{\beta-} = 0$). Эта закономерность является общей для всех не слишком легких β^- - и β^+ -активных ядер ($A > 90$) при не слишком малых $|Z - Z_{\beta\pm}|$, где $Z_{\beta\pm}$ обозначает Z фик-

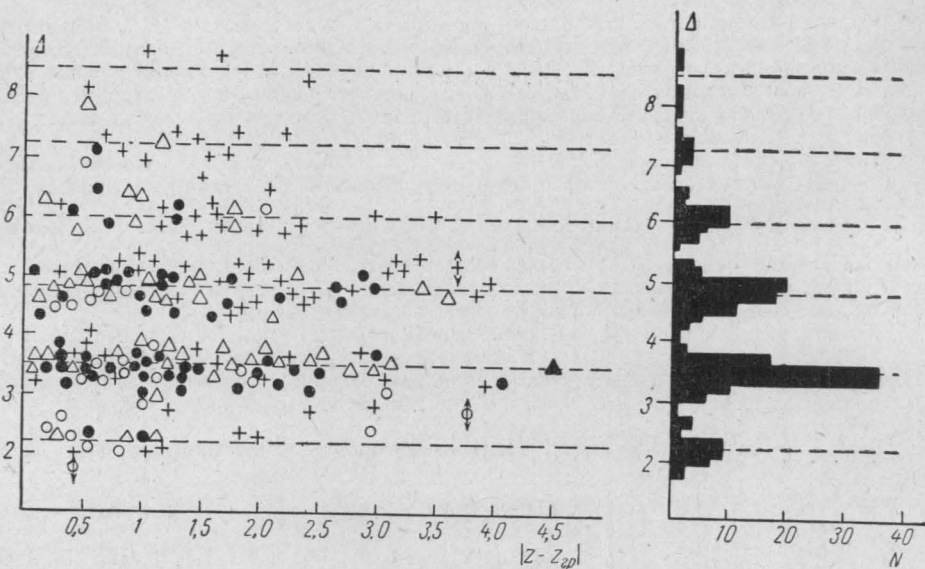
тивного ядра, находящегося на границе энергетической возможности β^- - или соответственно β^+ -распада.

Полные периоды β^- или β^+ -распада более чем 250 исследованных нами ядер с $A > 90$ описываются простой эмпирической формулой:

$$\lg \tau = -(2\gamma + 2,4) \lg |Z - Z_{гр}| + 2,2 + 1,3n, \quad (1)$$

где $\gamma = \sqrt{1 - \alpha^2 Z^2}$ для β^- -распада и $\gamma = 1$ для β^+ -распада; n — одно из целых чисел от 0 до 5, причем, чаще всего $n = 1$ или 2.

Рисунок иллюстрирует соответствие формулы (1) с имеющимися экспериментальными данными. По вертикали откладывались значения $\Delta = \lg \tau_{\text{эксп}} + 2(\gamma + 1,2) \lg |Z - Z_{гр}|$, а по горизонтали — значения $|Z - Z_{гр}|$. В правой части рисунка показано, какое число экспериментальных точек N имеет те или иные значения Δ . Экспериментальные значения τ брались из таблиц [2] с добавлением позднейших результатов [3] и введением поправок при наличии нескольких типов распада [1, 4]. Значения $Z_{гр}$ были



Зависимость $\Delta = \lg \tau - 2(\gamma + 1,2) \lg |Z - Z_{гр}|$ от $|Z - Z_{гр}|$. \circ — Z — чет, N — чет; $\Delta - Z$ — чет; N — нечет; \bullet — Z — нечет. N — чет; $+$ — Z — нечет,

N — нечет; \circ — ненадежные данные

вычислены на основании экспериментальных данных по энергиям β -распада [2]. Для ядер с $Z > 86$ они приведены в [2]; результаты вычисления $Z_{гр}$ для остальных областей приведены в таблице. В некоторых случаях определение $Z_{гр}$ может быть произведено лишь приближенно (в таблице отмечены звездочками) путем линейной интерполяции. Возможно, с этим связан дополнительный разброс по отношению к пунктирным прямым, проведенным (в соответствии с (1)) на рис. 1. Разброс особенно велик у ядер с N от 67 до 70 и у ядер с $Z < 41$. На рис. 1 не были нанесены ядра, β -распад которых сопровождается пересечением магических чисел $N = 50, 82, 126$, а также $N = 88-90$, и тех областей, для которых не удалось определить $Z_{гр}$.

Отмеченные выше закономерности получают объяснение, если сделать предположение о том, что при достаточно больших энергиях β -распада открывается возможность разрешенных переходов на возбужденные уровни конечного ядра (если переход на основной уровень был запрещен). Эти переходы играют главную роль в определении полного периода β -распада, если отношение их энергии к разности энергий основных состояний не сильно отличается от единицы. В этом случае, в соответствии с теорией β -распада, $\lg \tau \approx c - 2(\gamma + 1,2) \lg Q_{\beta\mp}$, причем константа c , зависящая от величины ядерного матричного элемента, должна быть одинаковой для однотипных переходов. С другой стороны, систематика энергий β -распада [5] указывает на линейный рост $Q_{\beta-}$ с увеличением $|Z - Z_{гр}|$, с примерно одинаковым коэффициентом пропорциональности для всех ядер с $A > 90$. Отсюда понятна линейная зависимость $\lg \tau$ от $|Z - Z_{гр}|$. Менее очевидным является вытекающее из рис. 1 близкое совпадение средних ядерных мат-

Принятые значения $Z_{гр}$

Тип четности исходного ядра	Границы областей								
	$35 < Z < 41$ $50 \leq N \leq 56$	$40 < Z < 50$ $N \geq 56$	$Z > 50$ $N < 82$	$82 \leq N < 88$	$Z < 66$ $N > 88$	$66 < Z < 76$	$Z > 76$ $N < 126$	$Z > 86$	
Z_{β^-}	Zч. Nч.	$0,388A + 3,2^*$	$0,366A + 5,2$	$0,343 A + 7,1$	$0,487A - 11,95^*$	—	$0,361A + 6,4^*$	—	см [2]
	Zч. Nн.	$0,45 A - 1,8^*$	$0,368A + 6,6$	$0,3165A + 12,2$	$0,487A - 11,95^*$	$0,3 A + 16,7^*$	$0,374A + 5,1^*$	$0,275A + 24,7^*$	—
	Zн. Nн.	$0,5 A - 5,7^*$	$0,367A + 6,9$	$0,342 A + 9,1$	$0,487A - 10,4^*$	$0,33 A + 11,8^*$	$0,368A + 6,2^*$	$0,275A + 24,55^*$	—
	Zн. Nн.	$0,466A - 1,6^*$	$0,37 A + 8,0$	$0,3185A + 13,9$	$0,487A - 9,2^*$	$0,313A + 15,6^*$	$0,368A + 7,25^*$	$0,275A + 25,7^*$	—
Z_{β^+}	Zч. Nч.	—	—	—	—	—	—	—	—
	Zч. Nн.	$0,385A + 6,6$	$0,333A + 12,2$	—	—	—	—	—	—
	Zн. Nч.	$0,371A + 7,9$	$0,333A + 11,8$	—	—	—	—	—	—
	Zн. Nн.	$0,364A + 6,5$	$0,33 A + 10,6$	—	—	—	—	—	—
Значение n^*	$n=1,$ реже 2 и 3	$n=1,$ реже 0,2	$n=1,$ реже 2,3	—	$n=2,$ реже 0,1	$n=1,$ реже 2,3	$n=2,$ реже 0,1	$n=1,$ реже 2,3	

* При этом для четно-четных ядер $n=1$, а нечетно-нечетные обычно ложатся на линии, соответствующие наибольшим возможным для данной области значениям n .

ричных элементов (проявляющихся в полных периодах β -распада) для ядер различных типов четности и различных областей массовых чисел, тем более, что среди рассмотренных ядер имеются как деформированные, так и сферически симметричные.

ЛИТЕРАТУРА

1. Колесников Н. Н., Крылова А. П., Кандыбаров В. К. «Изв. АН СССР», сер. физическая, 27, № 1, 132, 1963.
2. Strominger D., Hollander J. M., Seaborg G. T. Rev. Mod. Phys., 30, 585, 1958.
3. Lessler R. L., Michel N. Phys. Rev., 118, 263, 1960; Asano F. A. Et al. Phys. Rev. Lett. 5, 228, 1960; Takahashi K., Morinaga H., Nucl. Phys., 15, 664, 1960, Sikkeland T., Et al. Nucl. Sci. Abstr., 14, 883, 1960.
4. Колесников Н. Н., Колесникова М. М. «Изв. вузов», физика, № 2, 48, 1960.
5. Way K., Wood M. Phys. Rev., 92, 120, 1954; Suess H., Jensen J., Arkiv f. Fys., 5, 577, 1952; Zeldes H., Nucl. Phys., 7, 27, 1958; Колесников Н. Н. ЖЭТФ, 30, 989, 1956.

Поступила в редакцию
13. 6 1965 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 539.17

В. К. ДОЛИНОВ, Ю. В. МЕЛИКОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕАКЦИЙ (d, α) И (p, α) НА ЯДРАХ Be^9

Изучение реакций на легких ядрах с участием сложных частиц таких, как дейтроны, α -частицы и т. д., представляет интерес, в частности, для исследования проблемы ассоциирования нуклонов. В настоящей работе излагаются результаты исследований реакций (d, α) и (p, α) на ядрах Be^9 .

Дейтронами и протонами, ускоренными на циклотроне НИИЯФ МГУ до энергий 12,4 и 6,2 Мэв, бомбардировалась бериллиевая мишень толщиной 130 мкг/см² на золотой подложке. Алюминиевые фольги, помещаемые перед мишенью на пути пучка частиц, позволяли изменять их энергию. Регистрация α -частиц производилась поверхностно-барьерными полупроводниковыми детекторами. Условия эксперимента были аналогичны описанным в работах [1] и [2]. Кроме того, для определения абсолютных значений дифференциальных сечений измерялось сечение упругого рассеяния протонов и дейтронов на золоте под углом 25°.

На рис. 1 представлены угловые распределения α -частиц из реакции $\text{Be}^9(d, \alpha)\text{Li}^7$, соответствующих образованию конечного ядра Li^7 в основном, первом (0,48 Мэв) и втором (4,63 Мэв) возбужденных состояниях, при энергиях дейтронов 11,4 и 12,4 Мэв. Функции возбуждения для указанных групп α -частиц, полученные под несколькими углами, приведены на рис. 2. Нужно отметить достаточно плавный ход кривых возбуждения и относительно слабую зависимость формы угловых распределений от энергии налетающих частиц. На рис. 3 изображены угловые распределения α -частиц из реакции $\text{Be}^9(p, \alpha)\text{Li}^6$, соответствующих основному и первому возбужденному (2,18 Мэв) состояниям ядра Li^6 . Указанные на рисунках ошибки обусловлены статистикой и операцией вычитания фона. Абсолютные значения дифференциальных сечений определены с точностью $\pm 20\%$. Результаты теоретического анализа полученных данных будут сообщены в дальнейшем.

Авторы благодарны А. Ф. Тулинову за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф. «Ядерная физика», 2, вып. 1, 64, 1965.
2. Долинов В. К., Меликов Ю. В., Тулинов А. Ф. ЖЭТФ, 2, вып. 3, 120, 1965.

Поступила в редакцию
20. 10 1965 г.

НИИЯФ