

M-898

27/V-69

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна.



P7 - 4435

Ю.А.Музыка

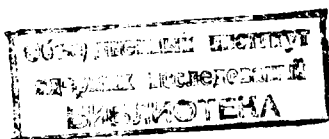
ОБ АЛЬФА-РАСПАДЕ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

P7 - 4435

Ю.А.Музыка

ОБ АЛЬФА-РАСПАДЕ СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Направлено в ЯФ



7810/2 нр.

Для оценки времени жизни сверхтяжелых ядер относительно α - распада можно воспользоваться имеющейся систематикой. В случае четно-четных ядер, которые рассматриваются в данной работе, полуэмпирическая формула, определяющая зависимость периода полураспада для ядра с атомным номером Z от энергии α -распада Q_α , имеет вид ^{/1/}:

$$\log T_{1/2}^\alpha \text{ (сек)} = (2,11329 Z - 48,9879) Q_\alpha^{-1/2} - (0,39 Z + 16,9543) \quad (1)$$

Значения энергии α -распада можно получить из результатов расчета масс сверхтяжелых ядер. В настоящее время единственным методом расчета масс ядер, позволяющим в принципе получать достаточно точные результаты, является использование капельной формулы для масс ядер с оболочечной поправкой, получаемой по методу Струтинского ^{/2/}. Согласно этому методу, оболочечная поправка к массе ядра состоит из двух частей - протонной и нейтронной и каждая из них рассчитывается с помощью соответствующей схемы одночастичных уровней.

Естественно, что получаемые этим методом величины оболочечных поправок зависят от используемой схемы одночастичных уровней и это обстоятельство весьма существенно осложняет ситуацию с предсказанием свойств сверхтяжелых ядер. Так как параметры одночастичного по-

тенциала для этой области в настоящее время неизвестны, то невозможно получить надежные однозначные результаты для масс и барьеров деления этих ядер.

Влияние параметров одночастичного потенциала на результаты расчета барьеров деления рассматривалось в работах /3,4/. Значения высоты барьера деления, получаемые с различными схемами одночастичных уровней, отличаются на несколько Мэв, что делает невозможным в настоящее время сколько-нибудь надежное предсказание периодов спонтанного деления.

Энергия α -распада Q_α определяется разностью масс двух ядер, отличающихся по Z и по N всего на две единицы. Поэтому можно было бы надеяться, что значения Q_α будут получаться близкими, даже если величины масс ядер значительно изменятся при переходе от одной схемы уровней к другой. Однако расчеты, результаты которых приведены ниже, показывают, что это не так.

По определению, энергия α -распада равна:

$$Q_\alpha = M(Z, N) - M(Z-2, N-2) - M_\alpha,$$

где $M(Z, N)$ - масса ядра с Z протонами и N нейтронами, а M_α - масса α -частицы. Учитывая, что

$$M(Z, N) = M_k(Z, N) + \delta M(Z, N),$$

где M_k - капельное значение массы, а δM - оболочечная поправка, и обозначая

$$M_k(Z, N) - M_k(Z-2, N-2) - M_\alpha \equiv Q_k(Z, N)$$

$$\delta M(Z, N) - \delta M(Z-2, N-2) \equiv \delta Q(Z, N),$$

получим

$$Q_\alpha(Z, N) = Q_k(Z, N) + \delta Q(Z, N),$$

где Q_k - капельная энергия α -распада, а δQ - оболочечная поправка к ней.

Так как оболочечная поправка к массе состоит из протонной и нейтронной частей ^{x)}:

$$\delta M(Z, N) = \delta M_p(Z) + \delta M_n(N),$$

то и оболочечная поправка к энергии α -распада также равна сумме протонной и нейтронной поправок

$$\delta Q(Z, N) = \delta Q_p(Z) + \delta Q_n(N),$$

где $\delta Q_p(Z) = \delta M_p(Z) - \delta M_p(Z-2)$ и $\delta Q_n(N) = \delta M_n(N) - \delta M_n(N-2)$.

Протонная и нейтронная поправки к массе пропорциональны плотности нуклонных состояний вблизи энергии Ферми ^{/2/} и поэтому являются осциллирующими функциями Z и N соответственно. В окрестности магических чисел эти поправки отрицательны и для магических чисел $Z = Z_{\text{маг}}$ и $N = N_{\text{маг}}$ их абсолютная величина имеет максимальное значение.

Следовательно, в некоторой окрестности $Z_{\text{маг}}$ при $Z \leq Z_{\text{маг}}$ протонная оболочечная поправка к массе $\delta M_p(Z)$ убывает с ростом Z (растет ее абсолютная величина), а при $Z > Z_{\text{маг}}$ она возрастает. Поэтому при $Z \leq Z_{\text{маг}}$ протонная оболочечная поправка к энергии α -распада $\delta Q_p(Z)$ отрицательна, а при $Z > Z_{\text{маг}}$ - положительна. Аналогично и нейтронная поправка $\delta Q_n(N) < 0$ при $N \leq N_{\text{маг}}$ и $\delta Q_n(N) > 0$

^{x)} Оболочечные поправки к массе являются также функциями деформации ядра. Но так как рассматриваемые сверхтяжелые ядра должны быть сферическими, то мы ограничиваемся нулевой деформацией.

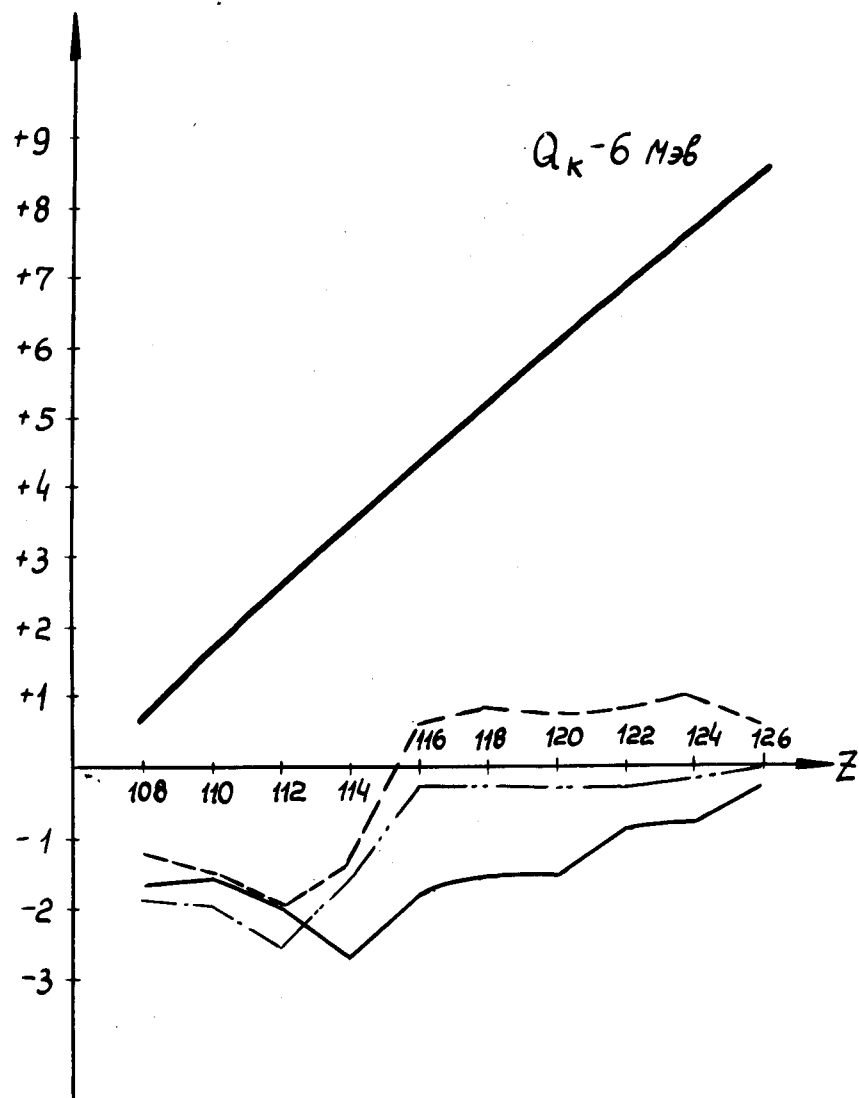


Рис. 1. Значения капельной энергии α -распада Q_k и оболочечных поправок к ней δQ для чётно-чётных ядер, содержащих 184 нейтрона. Сплошной линией изображены значения δQ , полученные со схемой Роста, штрихованной - схемой Немировского и Чепурнова, штрих-пунктирной - схемой Нильссона.

$N > N_{\text{маг}}$. Следовательно, при $Z \leq Z_{\text{маг}}$ и $N \leq N_{\text{маг}}$ оболочечные эффекты уменьшают энергию α -распада Q_α и тем самым "тормозят" α -распад, а при $Z > Z_{\text{маг}}$ и $N > N_{\text{маг}}$ оболочечные эффекты увеличивают Q_α и "ускоряют" α -распад.

Для расчета капельной энергии α -распада $Q_k(Z, N)$ был использован вариант полуэмпирической массовой формулы, предложенный Майерсом и Святецким ^{/5/}.

$$M_k(Z, N) = M_n N + M_p Z - a_1 \left[1 - k \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right] A + a_2 \left[1 - k \left(\frac{N-Z}{A} \right)^2 \right] A^{2/3} + c_3 \frac{Z^2}{A^{1/3}} + c_4 \frac{Z^2}{A} - \frac{11}{A^{1/2}} \quad (2)$$

Параметры a_1 , a_2 , c_3 , и k подбираются из условия наилучшего согласия рассчитанных значений масс ядер с экспериментальными. Естественно, что получающиеся при этом величины параметров весьма существенно зависят от метода вычисления оболочечных поправок к массам ядер. Майерс и Святецкий ^{/6/} приводят следующие значения параметров, входящих в капельную формулу для масс: $a_1 = 15,494$ мэв, $a_2 = 17,944$ мэв; $k = 1,7828$; $c_3 = 0,7053$ мэв. Эти величины были получены с оболочечными поправками, рассчитанными по грубой феноменологической формуле. Для получения достаточно точных значений энергий α -распада, а тем более масс сверхтяжелых ядер, необходимо заново определить эти параметры, используя оболочечные поправки, получаемые по методу Струтинского. Такая работа проводится в настоящее время. Однако для предварительной оценки энергии α -распада сверхтяжелых ядер и для выяснения вопроса о влиянии параметров одночастичного потенциала на результаты расчета величин Q_α можно воспользоваться значениями параметров, приведенными выше, что и было сделано в данной работе.

Значения капельной энергии α -распада для ядер с $N = 184$ и различными Z представлены на рис. 1. Для удобства на графике изобра-

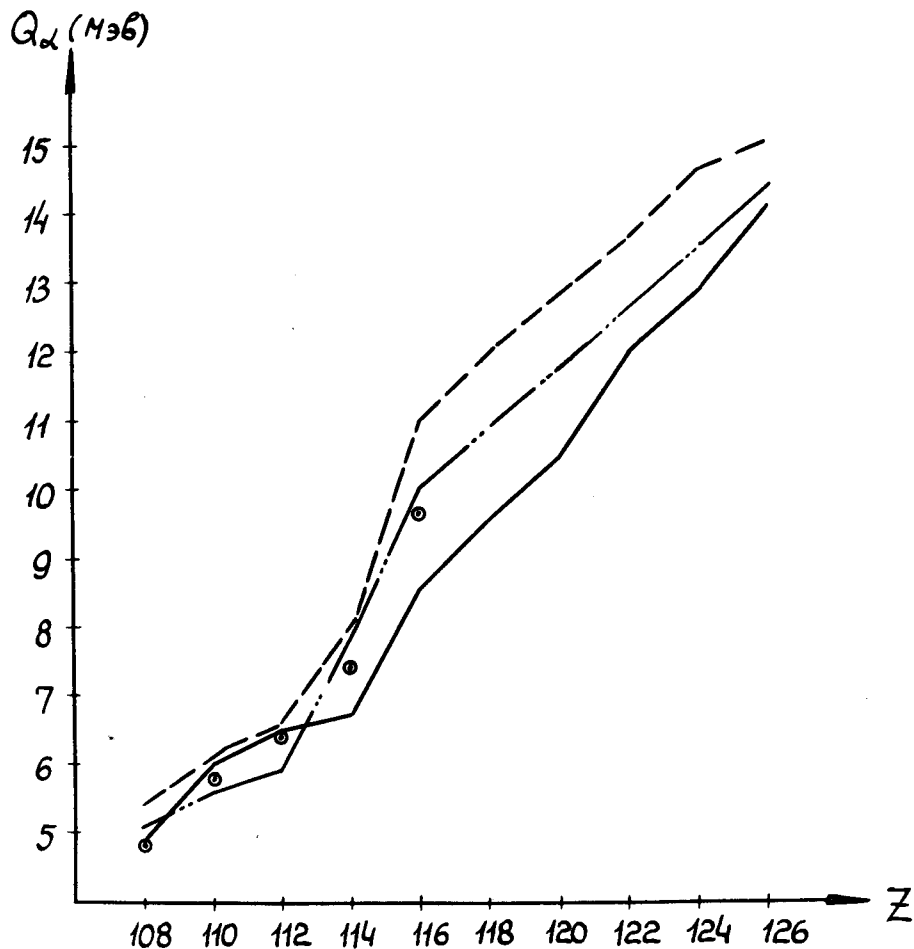


Рис.2. Значения энергии α -распада для четно-четных ядер, содержащих 184 нейтрона. Сплошная линия получена со схемой Роста, штрихованная - схемой Немировского и Чепурнова, штрих-пунктирная - схемой Нильссона. Точками изображены значения Q_α , полученные в работе ^{10/}.

ражена зависимость от Z величины Q_k - 6 мэв. Величина Q_k практически линейно растет с ростом Z , причем уже для $Z = 116$ $Q_k > 10$ мэв, что соответствует временам жизни, меньшим 0,1 сек. Поэтому эти ядра будут жить достаточно долго, только если оболочечная поправка к энергии α -распада δQ будет для них отрицательной и большой по абсолютной величине.

При расчетах оболочечных поправок были использованы уровни потенциала Вудса-Саксона с параметрами, предлагаемыми Ростом ^{17/} и Немировским и Чепурновым ^{18/}, а также схемы Нильссона с параметрами μ и κ , равными:

$$\text{для протонов } \mu = 0,70, \quad \kappa = 00,0517,$$

$$\text{для нейтронов } \mu = 0,23, \quad \kappa = 0,0633.$$

Значения параметров потенциала Вудса-Саксона для ядра 114^{298} приведены в таблице 1.

Таблица 1

	a 10^{-13} см	r_0 10^{-13} см	λ	v_0 Мэв	r_{s0} 10^{-13} см	a 10^{-13} см	r_0 10^{-13} см	λ	v_0 Мэв	r_{s0} 10^{-13} см
1. Рост	0,7	1,275	17,8	60,5	0,932	0,7	1,347	31,5	40,6	1,28
2. Неми- ровский и Чепур- нов	0,63	1,24	35	61,2	1,24	0,63	1,24	35	45,4	1,24

Результаты расчета оболочечных поправок к энергии α -распада для ядер, содержащих 184 нейтрона, приведены на рис. 1. С помощью полученных значений капельной энергии α -распада Q_k и оболочечных поправок к ней δQ были найдены энергии α -распада Q_α (рис. 2).

Зная величины Q_α с помощью формулы (1) можно определить периоды полураспада сверхтяжелых ядер. Найденные таким образом значения десятичного логарифма периода α -распада, выраженного в сек, представлены на рис. 3.

Приведенные данные показывают, что результаты расчета оболочечных поправок δQ и, следовательно, энергий α -распада Q_α и периодов полураспада существенно изменяются при переходе от одной схемы одночастичных уровней к другой. Для некоторых ядер значения периодов полураспада, получаемые с разными схемами уровней, отличаются на 6-8 порядков. Особенно резко выделяются результаты, полученные со схемой Роста для ядер с $Z \geq 114$. Оболочечная поправка к энергии α -распада $\delta Q(Z, N)$ в этом случае, будучи отрицательной, сохраняет большую величину (больше 1,5 мэв) вплоть до $Z = 120$, что приводит к значительному увеличению периодов полураспада. Связано это с тем, что в протонной схеме одночастичных уровней потенциала Вудса-Саксона с параметрами Роста магическим числом протонов является $Z_{\text{маг.}} = 120$, а в двух других случаях $Z_{\text{маг.}} = 114$ ^{x)}. Обычно магичность связывают с наличием щели в одночастичном спектре. Число протонов Z (или нейтронов N) считается магическим, если при этом значении Z (или N) заполняется уровень, от которого следующий отделен достаточно большим промежутком. При этом молчаливо обходится вопрос о том, какой промежуток можно считать "достаточно большим". Для ядер с $Z \leq 82$ и $N \leq 126$ здесь никакой проблемы нет, т.к. магические числа очень четко проявились в экспериментальных данных о различных свойствах ядер и от оболочечной модели требовалось только качественное объяснение существующих магических чисел. Но для сверхтяжелых ядер до сих пор нет никаких экспериментальных данных и поэтому высказывания о свойствах этих ядер, основанные на наличии

^{x)} Магическим числом нейтронов во всех рассмотренных случаях является $N = 184$.

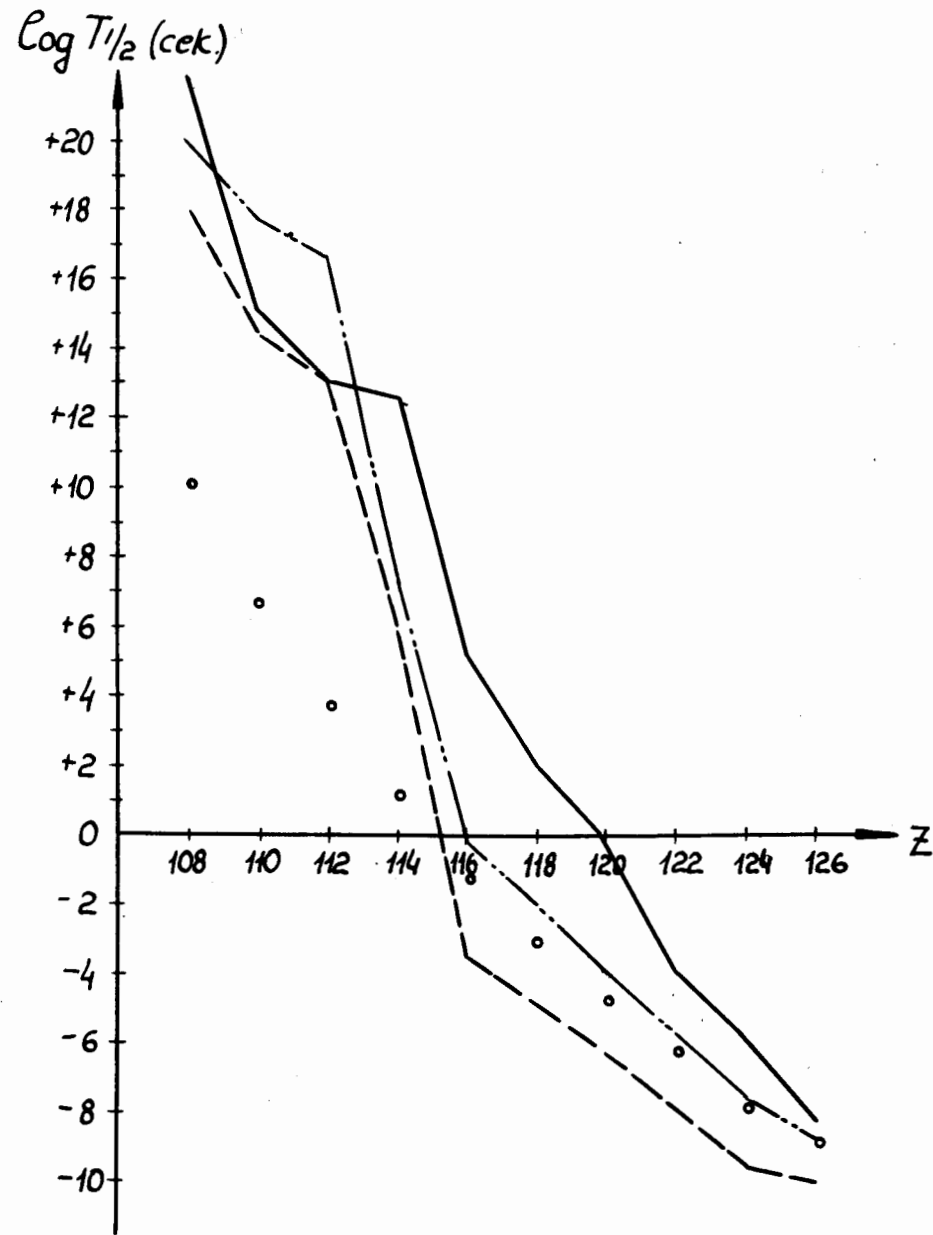


Рис.3. Значения $\log T_{1/2}^\alpha$ (сек) для ядер с 184 нейтронами. Сплошная линия получена со схемой Роста, штрихованная - схемой Немировского и Чепурнова, штрих-пунктирная - схемой Нильссона. Точками изображены значения $\log T_{1/2}^\alpha$, соответствующие энергии α -распада, равной капельной энергии Q_k .

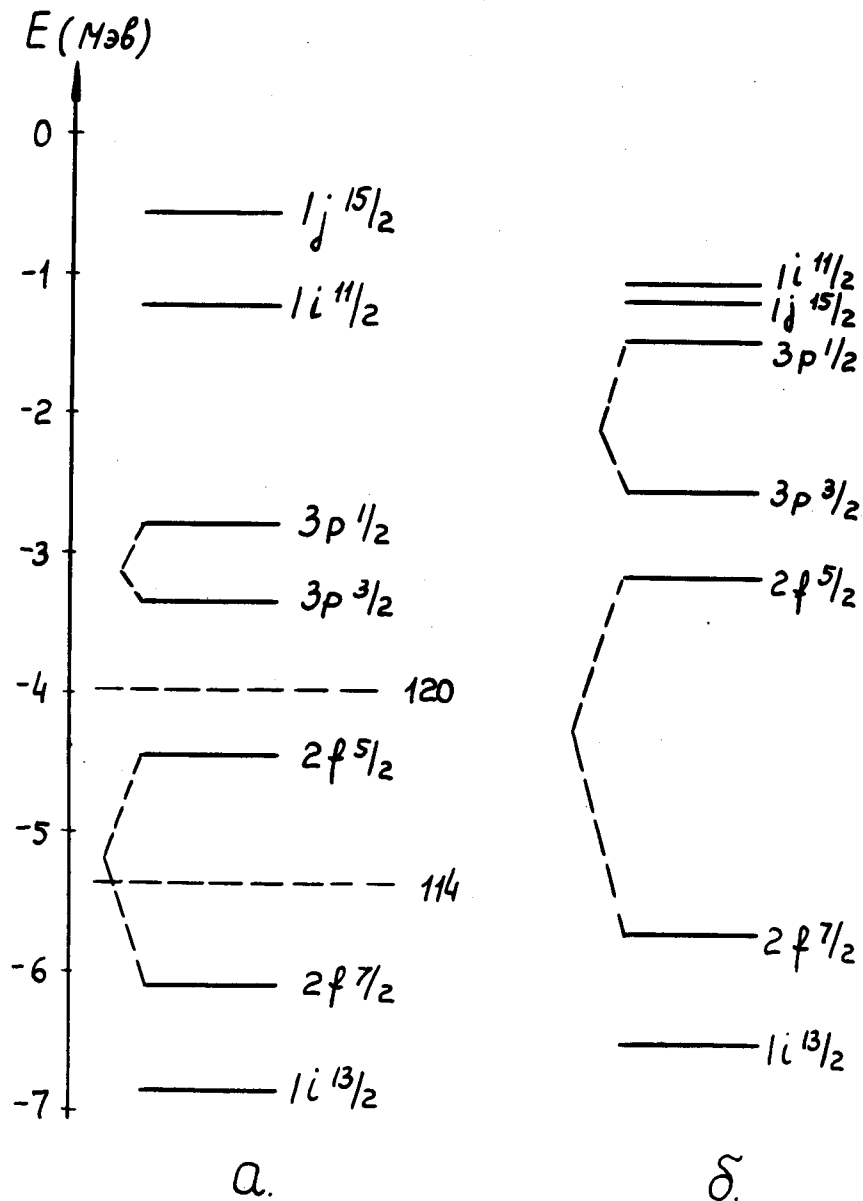


Рис.4. Протонные уровни потенциала Вудса-Саксона для ядра 114^{208} с параметрами Роста (а) и Немировского и Чепурнова (б).

"достаточно большой" или наоборот "недостаточно большой" щели в одночастичном спектре можно рассматривать только как правдоподобные рассуждения.

При использовании метода Струтинского подобная проблема не возникает. Все величины, определяющие стабильность ядер (массы, барьеры деления), вычисляются с помощью определенной стандартной процедуры и нет необходимости привлекать понятие магичности для выяснения вопроса о стабильности сверхтяжелых ядер. Более того, с помощью этого метода магические числа получают естественные объяснения. В окрестности магических чисел протонов и нейтронов соответствующие оболочечные поправки к массе $\delta M_p(Z)$ и $\delta M_n(N)$ отрицательны и их абсолютная величина максимальна при $Z = Z_{\text{маг.}}$ и $N = N_{\text{маг.}}$.

Знак и величина оболочечных поправок определяются плотностью одночастичных состояний вблизи энергии Ферми. Малая плотность одночастичных состояний, необходимая для магичности, может быть обусловлена не только щелью в одночастичном спектре, но и наличием уровней с малым j . Этим и объясняется тот факт, что в протонной схеме уровней потенциала Вудса-Саксона с параметрами Роста магическим числом является $Z = 120$, а не $Z = 114$, несмотря на то, что щель во втором случае больше, чем в первом (см. рис. 4). Существенным обстоятельством здесь является то, что уровень $1i\ 11/2$ отделен от уровня $2f\ 5/2$ промежутком большим 3 мэв и внутри этого промежутка есть всего 2 уровня - $3p\ 3/2$ и $3p\ 1/2$, на которых могут поместиться только 6 протонов. Такое распределение уровней в протонной схеме Роста является также причиной того, что протонная оболочечная поправка к массе $\delta M_p(Z)$ медленно растет при $Z > 120$ и поэтому протонная оболочечная поправка к энергии α -распада $\delta Q_p(Z)$ мала при $120 < Z < 128$:
 $\delta Q_p(122) = 0,1$ мэв; $\delta Q_p(124) = 0,2$ мэв, $\delta Q_p(126) = 0,5$ мэв;
 $\delta Q_p(128) = 1,3$ мэв.

Благодаря тому, что в случае схемы Роста протонная оболочечная поправка к массе минимальна при $Z = 120$ и медленно растет при $Z < 128$, значения $\log T_{1/2}^{\alpha}$ для ядер с $Z \geq 114$, полученные со схемой Роста, оказываются существенно больше, чем в двух других случаях (рис.3).

Существуют ли какие-либо соображения, позволяющие отдать предпочтение одной из рассмотренных схем одночастичных уровней? Очевидно, ни один из существующих наборов параметров одночастичного потенциала не совпадает с "истинным" набором для области сверхтяжелых ядер. Однако существует одно обстоятельство, которое позволяет считать значения параметров, найденные Ростом, более правдоподобными.

Из данных, полученных при изучении реакции $^{208}\text{Pb}(\alpha, t)^{209}\text{Bi}$, установлено [9], что для ядра ^{209}Bi спин-орбитальное расщепление $2f7/2 - 2f5/2$ равно 1,9. Для области сверхтяжелых ядер эта величина должна быть меньше. И в протонной схеме Роста для ядра $^{114}^{293}$ промежуток $2f7/2 - 2f5/2$ действительно равен 1,6 мэв. В случае же схем Нильссона и Немировского и Чепурнова он больше 2 Мэв (см. рис.4).

В таблице 2 приведены значения $\log T_{1/2}^{\alpha}$ для ряда сверхтяжелых ядер, полученные со схемой Роста. Из этих данных видно, что время

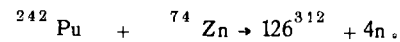
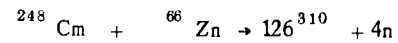
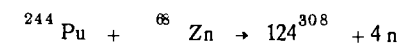
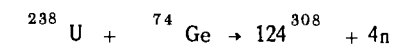
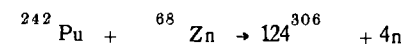
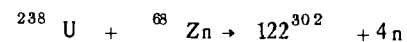
Таблица 2

Значения $\log T_{1/2}^{\alpha}$ (сек), полученные со схемой Роста

N	Z	108	110	112	114	116	118	120	122	124	126
178	12	8	6,6	5,6	1	-1,7	-3,7	-6,8	-8,4	-10,5	
180	14,1	9,5	7,9	7,7	1,8	-1,2	-2,9	-6,2	-7,8	-10	
182	17,4	12,1	10,3	10	3,2	0	-1,8	-5,5	-6,9	-9,2	
184	22,0	15,1	13	12,7	5,1	2	0	-4	-5,8	-8,2	

жизни ядер с $Z > 114$ будет определяться α -распадом, который весьма существенно сокращает размеры области сверхтяжелых ядер со стороны больших значений Z . Столь быстрое уменьшение периодов полураспада с ростом Z вызвано быстрым ростом величины капельной энергии α -распада Q_k . На рис. 3 точками изображены значения $\log T_{1/2}^{\alpha}$, соответствующие энергии α -распада $Q_{\alpha} = Q_k$. Как уже указывалось выше, при расчете значений капельной энергии α -распада были использованы далеко не оптимальные значения параметров, входящих в полуэмпирическую формулу для масс ядер. Естественно, что при использовании более точных значений параметров результаты расчета величины Q_k изменятся, однако, трудно ожидать, что это изменение превысит 0,5 мэв.

Полученные значения периодов α -распада подтверждают сделанный ранее вывод [4] о том, что проникновение в область сверхтяжелых ядер может быть осуществлено с помощью реакций, в которых синтезируются ядра с $Z = 120-126$ и N , близкими к 184. Например:



Ядра, получающиеся в этих реакциях, имеют малое время жизни относительно α -распада. Однако по мере испускания α -частиц значения $T_{1/2}^{\alpha}$ быстро возрастают, причем даже после испускания двух-трех α -частиц ядра все еще будут обладать достаточно большим барьером

деления ^{13/}. Естественно, что это обстоятельство может затруднить идентификацию получаемых сверхтяжелых ядер.

Л и т е р а т у р а

1. V.E.Viola, G.T.Seaborg. J . Inorg. Nucl. Chem., 28, 741 (1966).
2. В.М. Стругинский. ЯФ 3, 614 (1966). Nucl. Phys., A95, 420 (1967).
3. Ю.А. Музычка. Препринт ОИЯИ Р7-4133, Дубна 1968.
4. Yu.A.Muzychka. Phys. Letters 28B, 539 (1969).
5. W.D.Myers, W.J.Swiatecki. Nucl. Phys., 81,1 (1966).
6. W.D.Myers, W.J.Swiatecki. Arkiv för Fysik 36, 593 (1967).
7. E.Rost. Phys. Letters 26B, 184 (1968).
8. В.А. Чепурнов. ЯФ 6, 955 (1967).
9. J. S.Lilley, N.Stein. Phys. Rev. Letters 19, 709 (1967).
10. S.G.Nillson. Preprint UCRL-18355.

Рукопись поступила в издательский отдел
18 апреля 1969 года.