

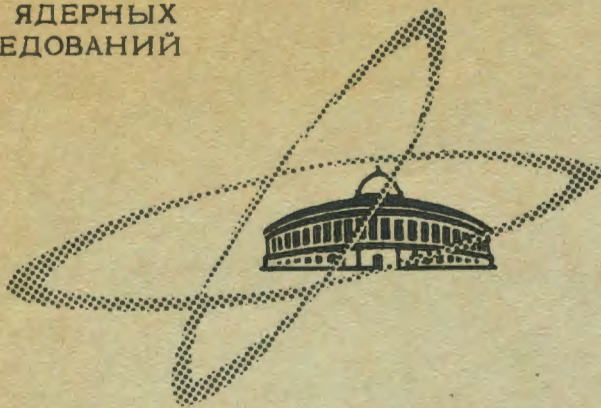
М-898

ЯФ, 1968, т. 8, в. 4, с. 716-720

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р7 - 3733



Ю.А.Музычка, В.В.Пашкевич, В.М.Струтинский

К ВОПРОСУ О СТАБИЛЬНОСТИ
СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

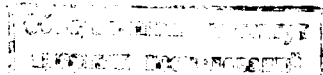
1968

P7 - 3733

Ю.А.Музычка, В.В.Пашкевич, В.М.Струтинский

К ВОПРОСУ О СТАБИЛЬНОСТИ
СВЕРХТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР

Направлено в ЯФ



7234/3 пр

Для стабильности тяжелых ядер по отношению к делению первостепенную роль играют неоднородности в энергетическом распределении нуклонов. При деформации ядра разрежения нуклонных уровней в существенной области около энергии Ферми (оболочки) сменяются сгущениями, что приводит к значительной модуляции капельной энергии деформации ядра. Возникающие оболочечные минимумы энергии деформации соответствуют стационарным деформациям ядер. Минимум при наименьшей деформации обычно соответствует основному состоянию ядра, сферического или деформированного. Существуют также значительные оболочечные эффекты и при деформациях, превышающих равновесную. Возникает второй оболочечный минимум, с которым, возможно, связаны "делящиеся изомеры". Эти оболочечные явления учитываются в методе оболочечной поправки^{/1,2,3/}, в котором вычисляются соответствующие поправки к капельной массе ядра. В расчетах используется схема одночастичных уровней. В указанных выше работах содержатся некоторые общие результаты, полученные с нильссоновской схемой, а также с приближенной схемой уровней в деформированном потенциале, полученной из модели сферического потенциала Вудса-Саксона в первом порядке теории возмущений. С помощью этой последней схемы уровней в /4/ были рассмотрены энергии деформации сверхтяжелых ядер. Ниже описываются результаты, полученные с нильссоновской моделью, рекомендованной в /5/ для области трансурановых ядер. Эти результаты сравниваются с полученными при помощи приближенной модели Вудса-Саксона.

В /5/ описывается улучшенный вариант нильссоновской модели, причем для области трансурановых ядер рекомендуются следующие значения двух основных параметров μ и κ :

для протонов - $\mu = 0,70$, $\kappa = 0,0517$,
 для нейтронов - $\mu = 0,23$, $\kappa = 0,0633$.

Параметры одни и те же для всех оболочек.

В общем виде результаты расчетов представлены на рис.1. В верхней части рисунка изображены контурные карты распределения плотности уровней протонов (слева) и нейтронов. Величина $\delta g(Z, N, \beta) = g_{shell} - \bar{g} / 3,6$ характеризует оболочечные сгущения и разрежения одночастичных уровней. На рис.1 заштрихованы те области в плоскости параметров (N, β) или (Z, β) , где величина $\delta g < 0$, т.е. оболочечная плотность уровней, меньше "однородного" значения (оболочки). Минимумы и максимумы величины δg приближенно соответствуют экстремумам оболочечной поправки к одночастичной энергии. В нижней части рис.1 приведены аналогичные контурные диаграммы для протонных (слева) и нейтронных оболочечных поправок к капельной энергии деформации. Кроме поправки к одночастичной энергии (δU), эта величина также включает в себя оболочечную поправку к "однородной" энергии парных корреляций $\delta P = P - \bar{P}$. Величина $\delta U = U - \bar{U}$, где U - обычная сумма одночастичных энергий, а \bar{U} - "однородная" одночастичная энергия. (Более подробные определения см. в /1,2,3/). Видно, что рельеф поверхности функции $\delta U + \delta P$ (как, впрочем, и одной только δU) в основном повторяет рельеф функции δg , характеризующей густоту одночастичных состояний вблизи энергии Ферми, причем минимумы поправки к энергии приблизительно соответствуют минимумам δg . Оболочечная поправка является осциллирующей функцией деформации ядра (см. рис.2). Ее амплитуда сравнительно велика - она достигает величины 5-6 Мэв и очевидно, что эта поправка вносит существенный вклад в энергию деформации. В сверхтяжелых ядрах с $\frac{Z^2}{A} \geq 45-48$ капельный порог деления, обусловленный конкуренцией сил кулоновского расталкивания и поверхностного натяжения, практически отсутствует, и здесь оболочечные эффекты в энергии деформации играют особенно важную роль. Стабильность таких ядер по отношению к делению целиком связана с оболочками в деформированном или, в случае ядер, близких к магическому ядру 114^{184} , - сферическом состоянии.

Прежде чем перейти к конкретным результатам расчетов, заметим, что распределение оболочек в использованном в данной работе варианте нильссоновской модели весьма резко отличается от других вариантов, которые рекомендуются /5/ для расчетов в области более легких ядер.

Из рис.1 видно, что, если в области актинидов ($N \approx 150$) оболочка в деформированном состоянии, с которой связана равновесная деформация ядер, возникает при деформации $\beta \sim 0,25$, то при $N \geq 164-166$ аналогичная оболочка возникает при деформации в 1,5 раза большей. Это должно приводить к заметному уменьшению стабильности таких ядер относительно деления, пока при $N \geq 176$ не возникает новая оболочка в сферическом состоянии. Так как у ядер в этой области капельный барьер деления практически отсутствует, то следует ожидать, что ядра с числом нейтронов $N > 160$ (но меньшим 176) будут неустойчивы по отношению к делению. Для других вариантов нильссоновской модели (другие значения параметра μ) переход оболочки в деформированном состоянии ($N \approx 150$) к следующей сферической ($N \approx 184$) происходит иначе. С ростом N оболочка возникает при все меньших деформациях, непрерывно переходя в сферическую. (Подробное обсуждение см. в /3,6,7/). Аналогичная картина наблюдается в области редких земель. Это различие в распределении оболочек связано с тем, что нильссоновская модель с малым $\mu = 0,23$ ближе к простому осциллятору. Действительно, распределение оболочек в деформированном трехмерном аксиально-симметричном осцилляторном потенциале качественно подобно изображенному на рис.1 для нейтронов. Подобное же распределение оболочек характерно для модели простого потенциала в виде прямоугольного ящика с бесконечно высокими стенками.

Полная энергия ядра в методе оболочечной поправки представляется в виде суммы $W(Z, N, \beta) = \bar{W} + (P + \delta U + \delta P)_p + (\bar{P} + \delta U + \delta P)_n$, где \bar{W} - капельная энергия деформации, \bar{P} - энергия спаривания для однородного распределения нуклонов, а δU и δP определены выше. Результаты расчетов энергии W и оболочечных поправок для некоторых конкретных случаев приведены на рис.2-4. Заметим, что результаты для энергии деформации могут несколько измениться при учете других деформаций, например, типа $a_4 Y_4$ и т.п., но эти изменения не будут значительными /7/.

Были проведены расчеты энергии деформации для ряда ядер с Z , близкими к 114 и N - к 184 (см. рис.3,4), которые являются наиболее ярко выраженными магическими числами в этой области. Из расчетов следует, что существует достаточно обширная область сферических ядер, "центром" которой является дважды магическое ядро 114^{298} , обладающих некоторой дополнительной энергией связи в основном сферическом состоянии и отличным от нуля барьером деления. По мере удаления от центра области (как по Z , так и по N) дополнительная энергия связи и, следовательно, барьер деления монотонно уменьшаются. При этом следует подчеркнуть, что ядро 126^{310} , которое также предполагается дважды магическим, в этом отношении ничем не выделяется среди своих соседей (см. рис.4). Проводилось сравнение результатов, полученных с нильссоновской схемой уровней и приближенной схемой уровней деформированного потенциала Вудса-Саксона. На рис.5 изображены энергии деформации для нескольких ядер, рассчитанные с помощью этих схем уровней. Согласие является достаточно хорошим, особенно при малых деформациях.

В заключение необходимо отметить, что методом, использованным в данной работе, можно получать количественные данные о периодах спонтанного деления, но для этого нужно иметь более точную схему одночастичных уровней и уточненные значения параметров, определяющих каплевую энергию деформации.

Л и т е р а т у р а

1. В.М.Струтинский, Я.Ф., 3, 614 (1966).
2. V.M.Strutinsky. Nucl.Phys. A95, 420 (1967).
3. V.M.Strutinsky. Nucl.Phys. in print (1968).
4. В.М.Струтинский, Ю.А.Музыка. Доклад на международной конференции по физике тяжелых ионов, Дубна, октябрь 1966 г. Труды конференции, вып.2.
5. C.Gustafson, I.L.Lamm, B.Nilsson, S.G.Nilsson Arkiv för Fysik 36, 613 (1967).
6. V.M. Strutinsky. Preprint IAE - 1350.
7. V.M.Strutinsky. Preprint LA-TR: 67-36.

Рукопись поступила в издательский отдел
22 февраля 1968 года.

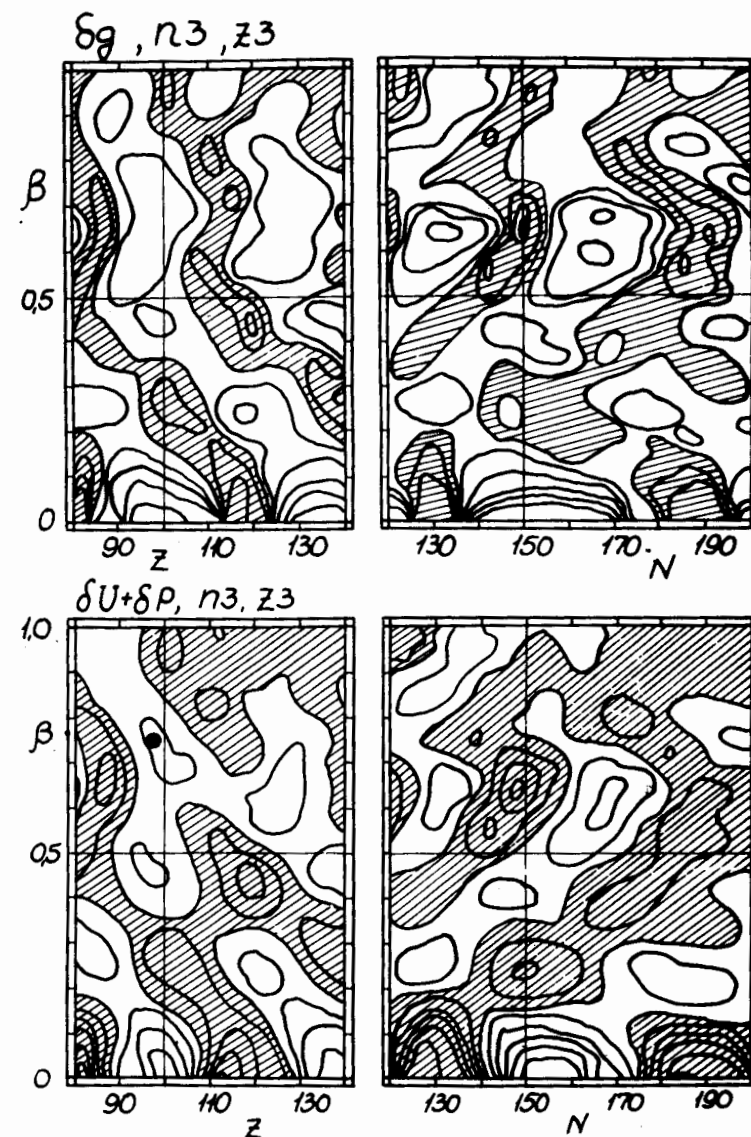


Рис.1. Контурные карты распределения оболочек (вверху) и оболочечных поправок (внизу) для нейтронов и протонов. Заштрихованы области, где соответствующие величины δg или $\delta U + \delta P < 0$. Линии уровня для оболочечных поправок проведены через 1 Мэв.

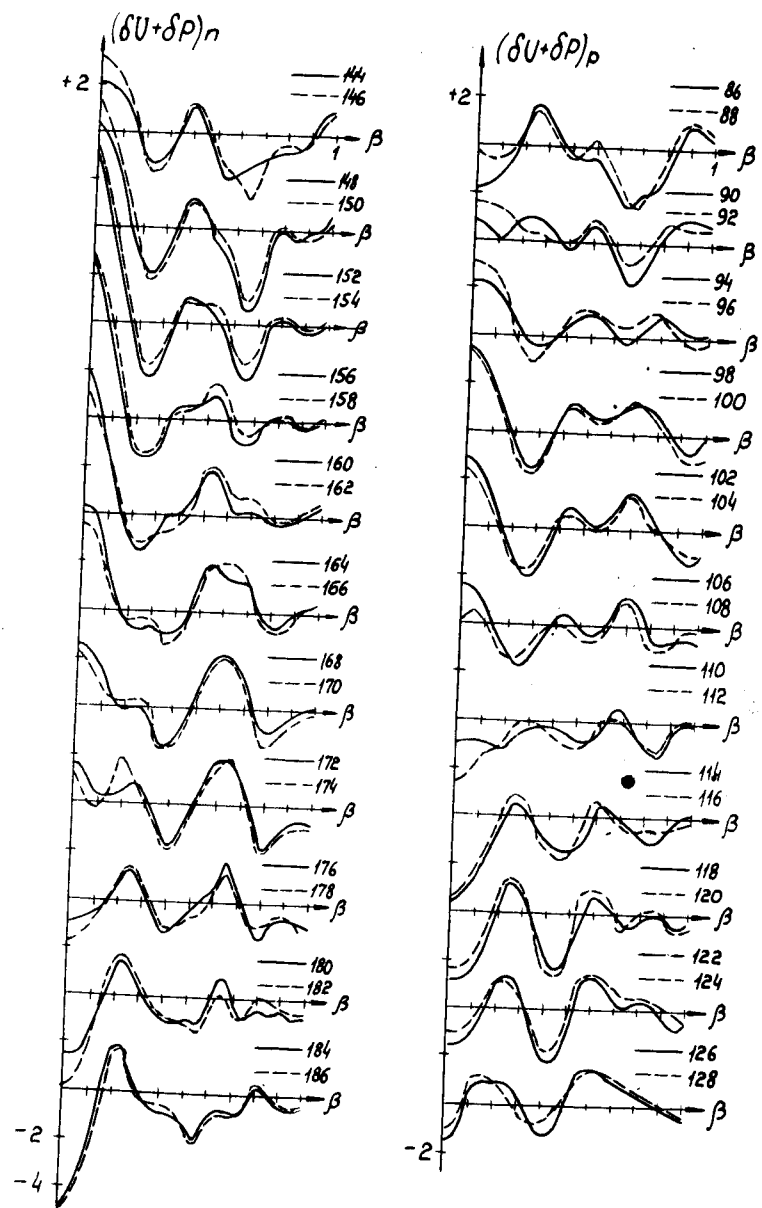


Рис.2. Нейтронные и протонные оболочечные поправки (в Мэв) для различных N и Z . Значения N и Z указаны на графиках.

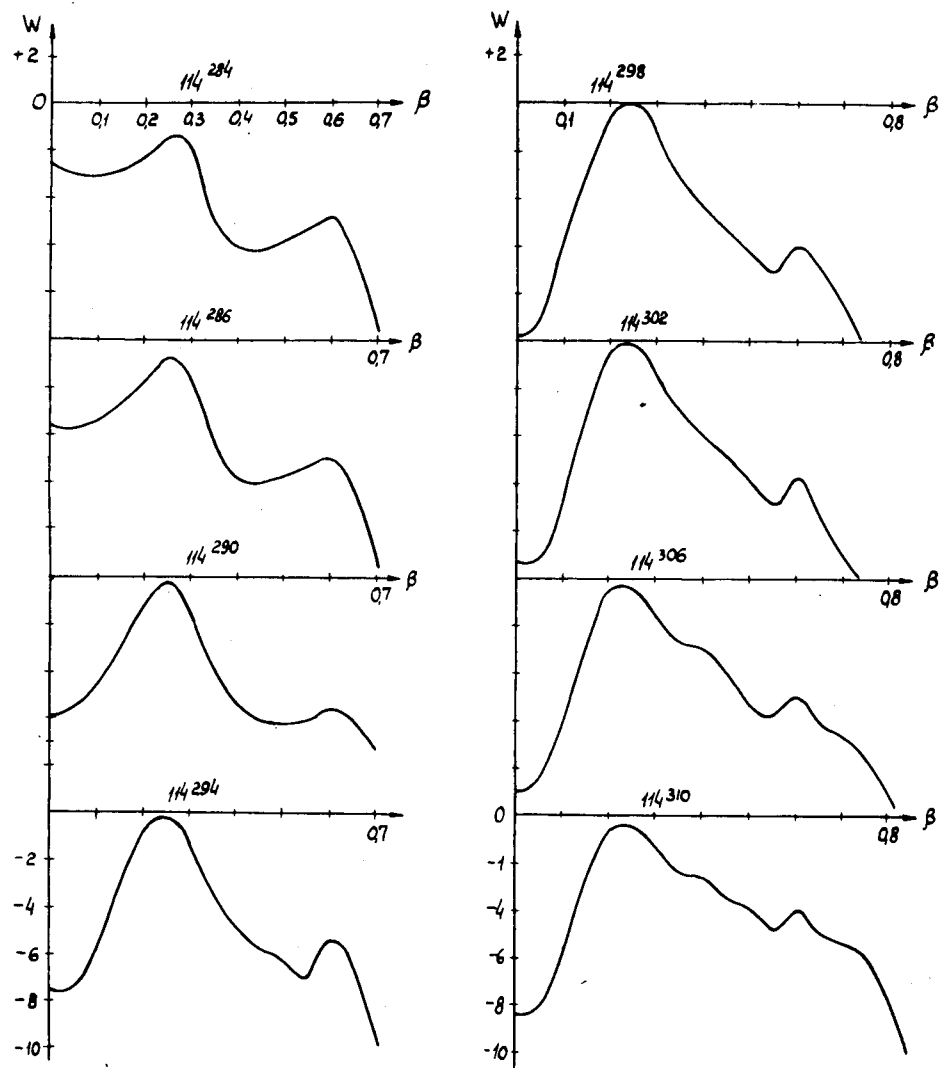


Рис.3. Энергии деформации (в Мэв) для различных изотопов 114 элемента, рассчитанные с нильssonовской моделью.

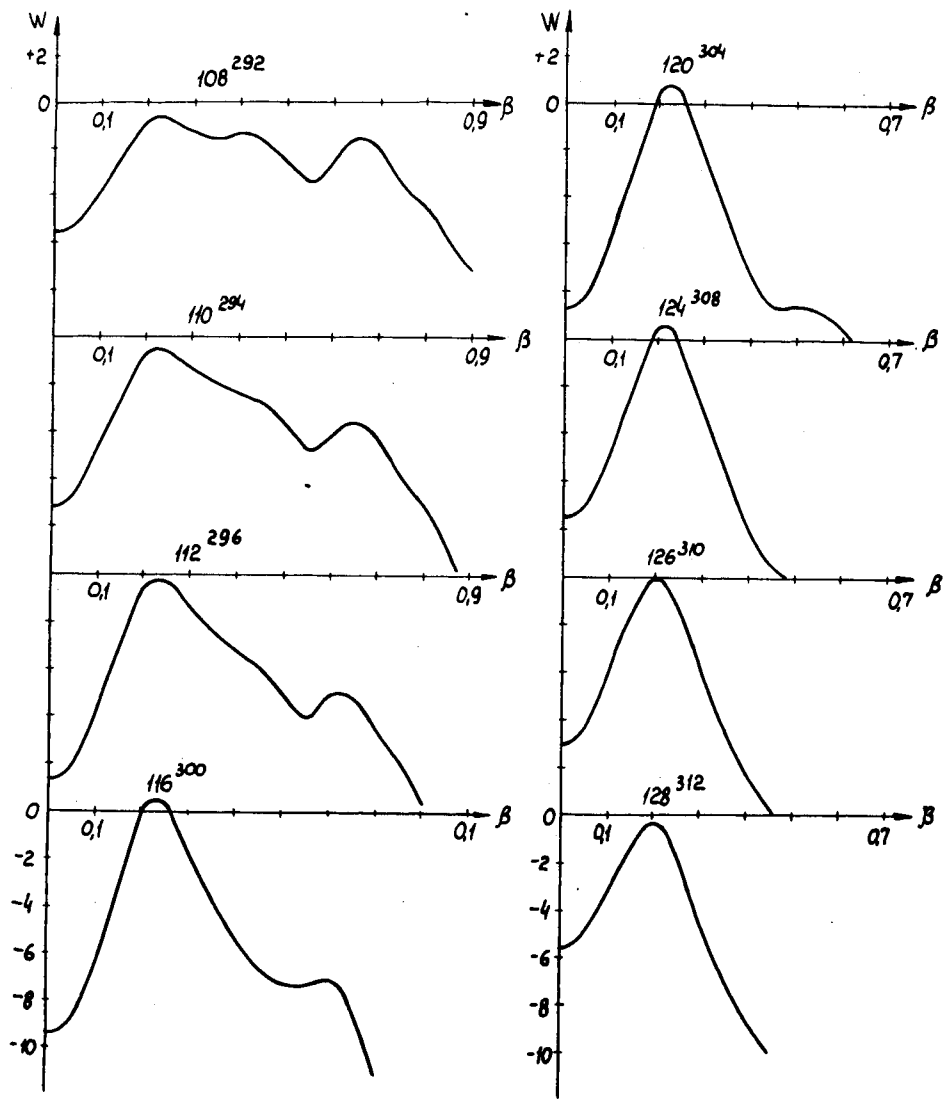


Рис.4. Энергии деформации (в Мэв) для различных ядер с 184 нейтронами, рассчитанные с нильссоновской моделью.

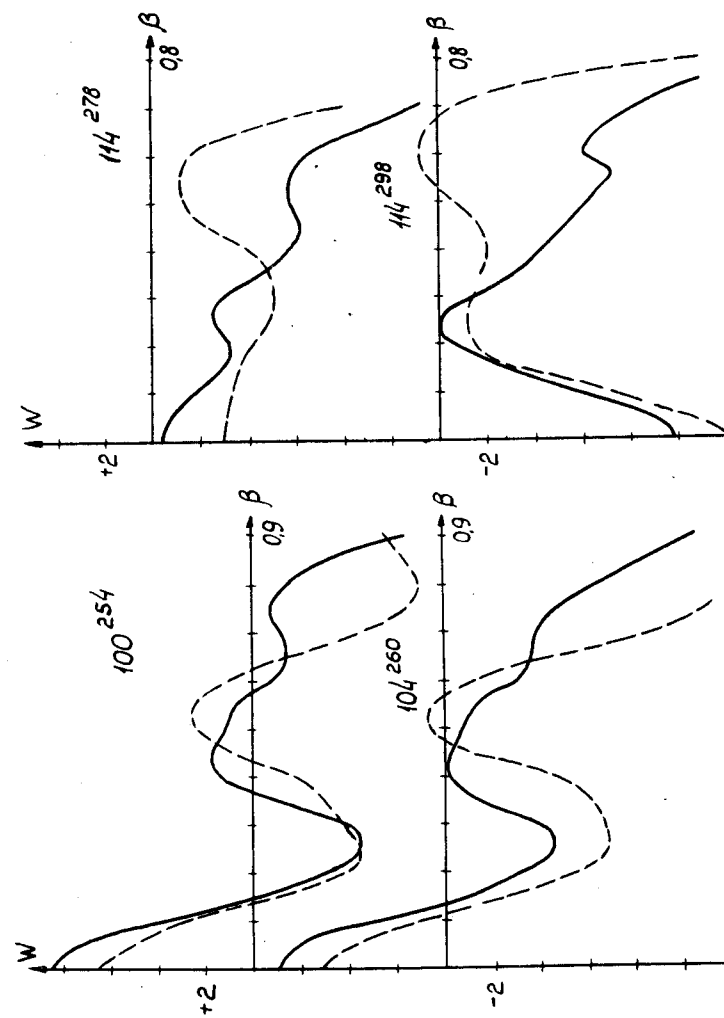


Рис.5. Энергии деформации (в Мэв) для различных ядер, рассчитанные с нильссоновской схемой уровней (сплошные кривые) и приближенной схемой уровней для деформированного потенциала Вудса-Саксона (штрихованные кривые).