

П-222

13/VI. 69

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р4 - 4383



В. В. Пашкевич

"ОБОЛОЧКИ" В ЯДРАХ С $Z > 80$

1. Оболочечная поправка

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1969

P4 - 4383

В.В.Пашкевич

"ОБОЛОЧКИ" В ЯДРАХ С $Z > 80$

1.Оболочечная поправка

7822/2 пр.

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

1. В в е д е н и е .

Учет оболочечной поправки к капельной энергии ядра важен при вычислении энергии ядра и связанных с ней величин: равновесных деформаций, масс ядер, барьеров деления и т.п. Метод вычисления оболочечной поправки, предложенный в /1/, предполагает известной одночастичную схему уровней. Первые вычисления, проведенные со схемой Нильссона, показали, что основные черты в поведении оболочечной поправки в зависимости от числа нуклонов и деформации воспроизводятся достаточно надежно и не зависят от детальных особенностей используемой схемы /2/. Это позволило использовать в качестве одночастичной схемы простую модель, в которой в качестве нулевого приближения берутся уровни в сферическом потенциале Саксона-Вудса, а расщепление уровней учитывается в линейном по деформации приближении. Очевидны пути улучшения этой модели. С этой целью был разработан эффективный метод вычисления одночастичных уровней в деформированном потенциале типа Саксона-Вудса, работающей при любой деформации ядра /3/. В данной работе приводятся результаты расчетов оболочечной поправки в ядрах с $N > 100$ и $Z > 70$. В качестве одночастичной схемы использовались уровни в эллиптически-деформированном потенциале типа Саксона-Вудса /3/.

2. Потенциал

Расчет проводился при трех значениях массового числа: $A = 204$ ($Z = 86$), $A = 235$ ($Z = 92$) и $A = 298$ ($Z = 114$). Параметры потенциала выбирались,

согласно работам Немировского и Чепурнова /4,5/, за тем исключением, что параметр спин-орбитального расщепления для протонов был уменьшен на 10% по сравнению с /5/ x). При вычислении протонного спектра к ядерному потенциалу добавлялся кулоновский потенциал равномерно заряженного эллипсоида с резкой границей, уравнение поверхности которого совпадало с уравнением для границы ядра (2). Метод вычисления кулоновского потенциала при любой форме поверхности ядра описан в /6/.

Согласие с экспериментальными данными по положению одночастичных уровней в ^{235}U несколько улучшается, если немного изменить форму эквипотенциальных поверхностей вблизи границы ядра.

Суть изменения состоит в следующем.

Пусть потенциал имеет вид

$$V(rz) = V_0 / [1 + \exp(\Phi(rz)/a)], \quad (1)$$

где r и z - цилиндрические координаты точки внутри ядра и a - полуширина поверхностного слоя. Тогда уравнение

$$\Phi(rz) = 0 \quad (2)$$

представляет собой границу ядра, т.е. эквипотенциальную поверхность, на которой потенциал принимает значение $0,5 V_0$. При этом направление наибольшего изменения потенциала определяется направлением $\vec{\nabla}\Phi(rz)$, а величина градиента определяет толщину поверхностного слоя.

Так как при обычном выборе $\Phi(rz)$ /3/

$$\Phi(rz) = (\sqrt{\omega_x^2 r^2 + \omega_z^2 z^2}) / \omega_0 - R_0$$

x) Выбор параметров проводился совместно с Л.А. Маловым на основе экспериментальных данных по положению одночастичных уровней в ядре ^{235}U .

$|\vec{\nabla}\Phi|$ не постоянен вдоль границы ядра (2), то толщина поверхностного слоя будет различной в различных точках поверхности. При отсутствии прямых экспериментальных данных о неравномерности толщины поверхностного слоя x) и ввиду приблизительного постоянства толщины поверхностного слоя по всем ядрам периодической системы кажется естественным потребовать, чтобы толщина поверхностного слоя не зависела от точки на поверхности ядра.

Приближенно такого постоянства можно достичь, определив потенциал как

$$V = V_0 / [1 + \exp(\Psi(rz)/a)], \quad (3)$$

где

$$\Psi(rz) = \Phi(rz) / |\vec{\nabla}\Phi(rz)|.$$

Тогда уравнение поверхности ядра

$$\Psi(rz) = 0$$

сводится к предыдущему (2), а модуль градиента Ψ на поверхности ядра равен 1. При этом предполагается, что Φ выбрано так, что $|\vec{\nabla}\Phi|$ не обращается в нуль вблизи поверхности ядра. Если, на расстоянии порядка (2-3) a от поверхности ядра по направлению градиента $\Psi(rz)$ модуль $\vec{\nabla}\Psi(rz)$ остается приблизительно равным 1, то поставленную задачу можно считать выполненной, так как тогда с той же точностью эквипотенциали будут эквидистантны вблизи границы ядра, а при больших отклонениях от границы производная от потенциала V по Ψ мала и поведение Ψ не имеет решающего значения.

Например, если Φ выбрана в виде (2), то соответствующее значение Ψ будет иметь вид:

x) Интересная с этой точки зрения экспериментальная работа Бу /7/ дает скорее информацию о неопределенности положения границы ядра в силу нулевых колебаний поверхности ядра, а не о толщине поверхностного слоя.

$$\Psi = (\sqrt{\omega_x^2 r^2 + \omega_z^2 z^2} - \omega_0 R_0) \sqrt{(\omega_x^2 r^2 + \omega_z^2 z^2) / (\omega_x^4 r^2 + \omega_z^4 z^2)}.$$

3. Обсуждение результатов

Метод вычисления оболочечной поправки описан в [1,2]. Топографические карты, представляющие оболочечную поправку $\delta U + \delta P$ в зависимости от числа нуклонов $Z(N)$ и деформации ϵ , даны на рис. 1-3 (использовался потенциал (3)) и рис. 4-6 (использовался потенциал (1)). Рисунки различаются значениями A и Z , при которых рассчитывалась используемая одночастичная схема. Отчетливо проявляются сферические оболочки в протонной карте при $Z = 82$ (рис. 1,2 и 4,5) и $Z = 114$ (рис. 3 и 6) и в нейтронной карте при $N = 126$ (рис. 1,2 и 4,5) и 184 (рис. 3 и 6). Минимумы в рельефе нейтронной оболочечной поправки глубже протонных. Как показано в работах Ю.А. Музычки [8,9], при другом выборе параметров одночастичного потенциала значение протонного магического числа $Z = 114$ может измениться. Например, набор параметров Роста [10] приводит к значениям $Z = 122-124$. В районе равновесных деформаций значения протонной оболочечной поправки отрицательны для $Z > 96$, увеличиваясь по абсолютной величине с ростом Z до конца физически интересной области. У нейтронов поправка отрицательная при $140 \leq N \leq 166$ с глубоким минимумом (менее - 2 Мэв) для $N = 152$.

Второй минимум в оболочечной поправке отчетливо локализован областью значений: $80 \leq Z \leq 92$ и двумя областями N : $110 \leq N \leq 126$ и $136 \leq N \leq 156$. Для ядер с N и Z из указанных областей вклад нейтронной и протонной поправок когерентен и проявление минимума в энергии деформации зависит от капельной жесткости в этой области.

Возможно проявление второго минимума в энергии деформации в несколько более широкой области ядер. Имеются в виду ядра, в которых в протонной (нейтронной) системе оболочечная поправка мала по абсо-

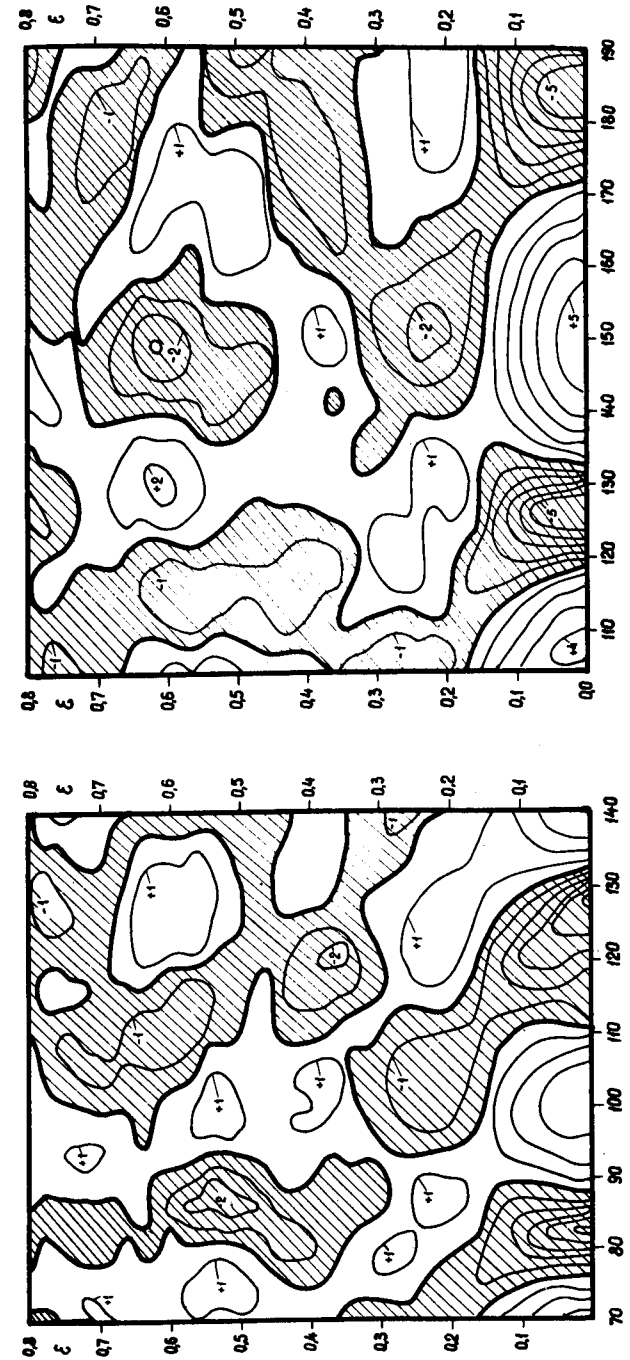


Рис.1. Оболочечная поправка для протонов (слева) и нейтронов (справа) в зависимости от числа нуклонов (горизонтальная ось) и деформации (вертикальная ось). Линии равного уровня проведены через 1 Мэв. Области, в которых оболочечная поправка отрицательна, заштрихованы. Одночастичная схема вычислялась при $A=204$ и $Z=86$ и потенциале (3).

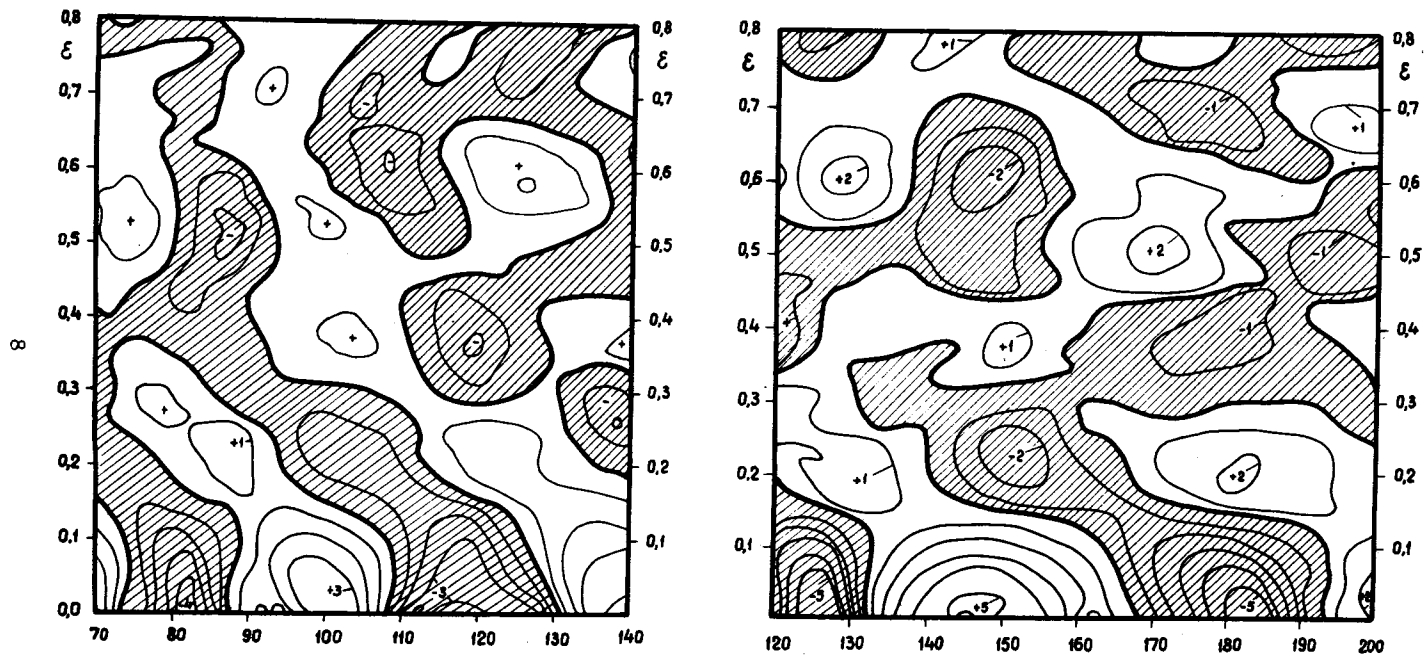


Рис.2. То же, что и на рис. 1 при $A=235$, $Z = 92$.

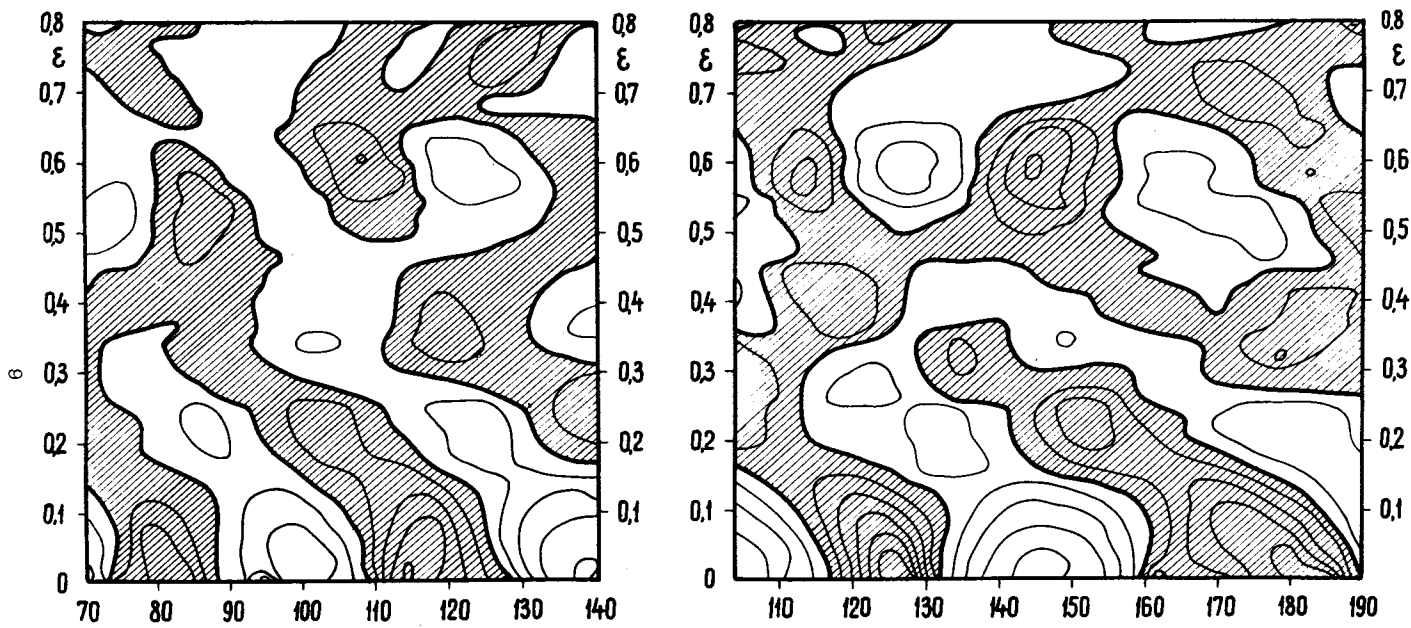


Рис.3. То же, что и на рис. 1 при $A=298$, $Z = 114$.

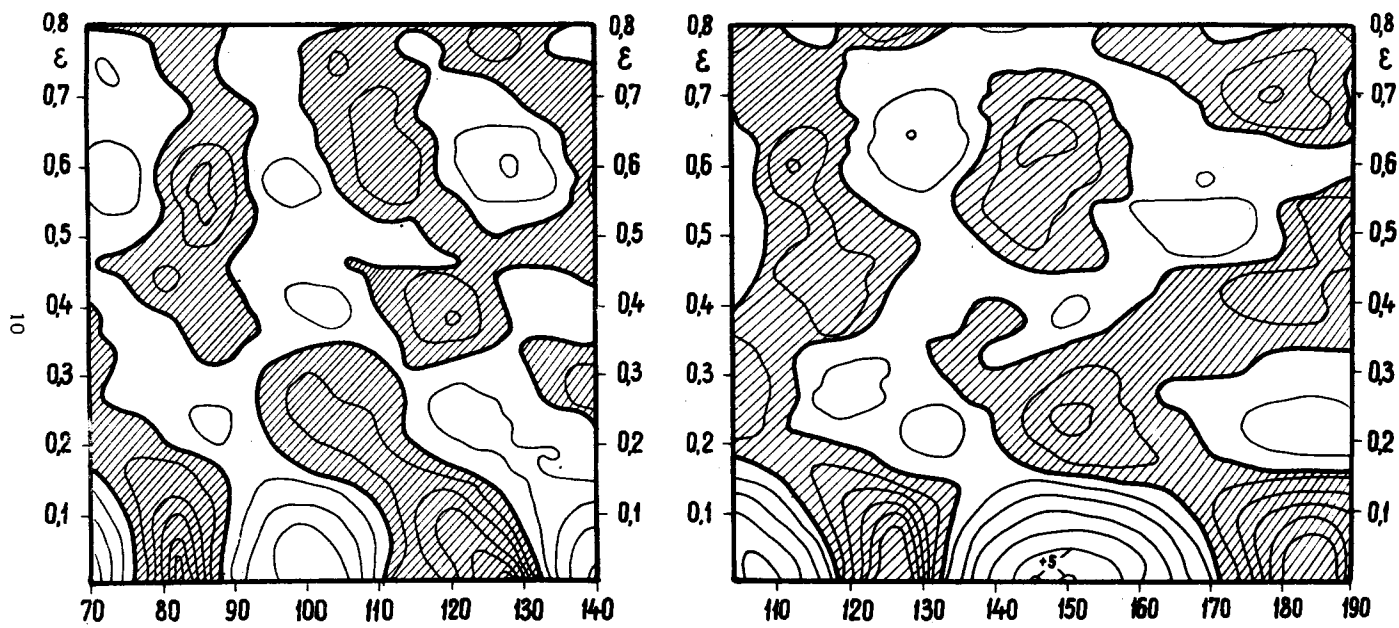


Рис.4. То же, что и на рис. 1, потенциал был выбран в форме (1).

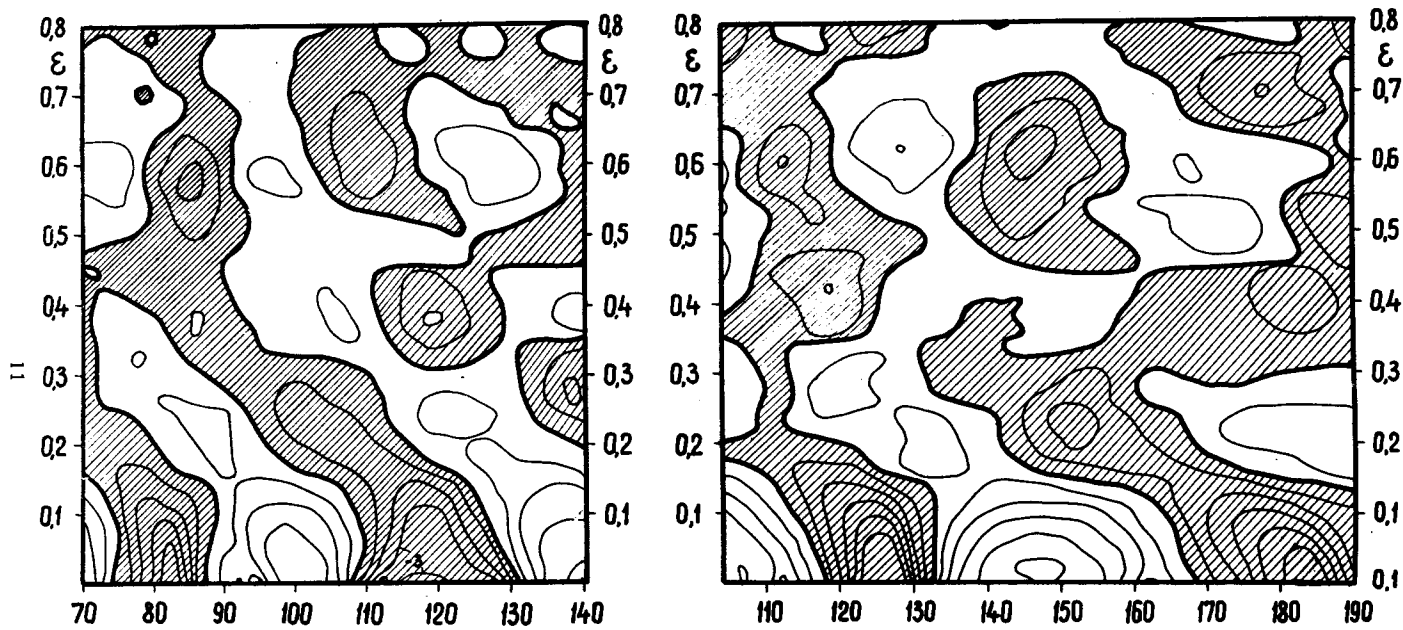


Рис.5. То же, что и на рис. 4 при $A=235$, $Z = 92$.

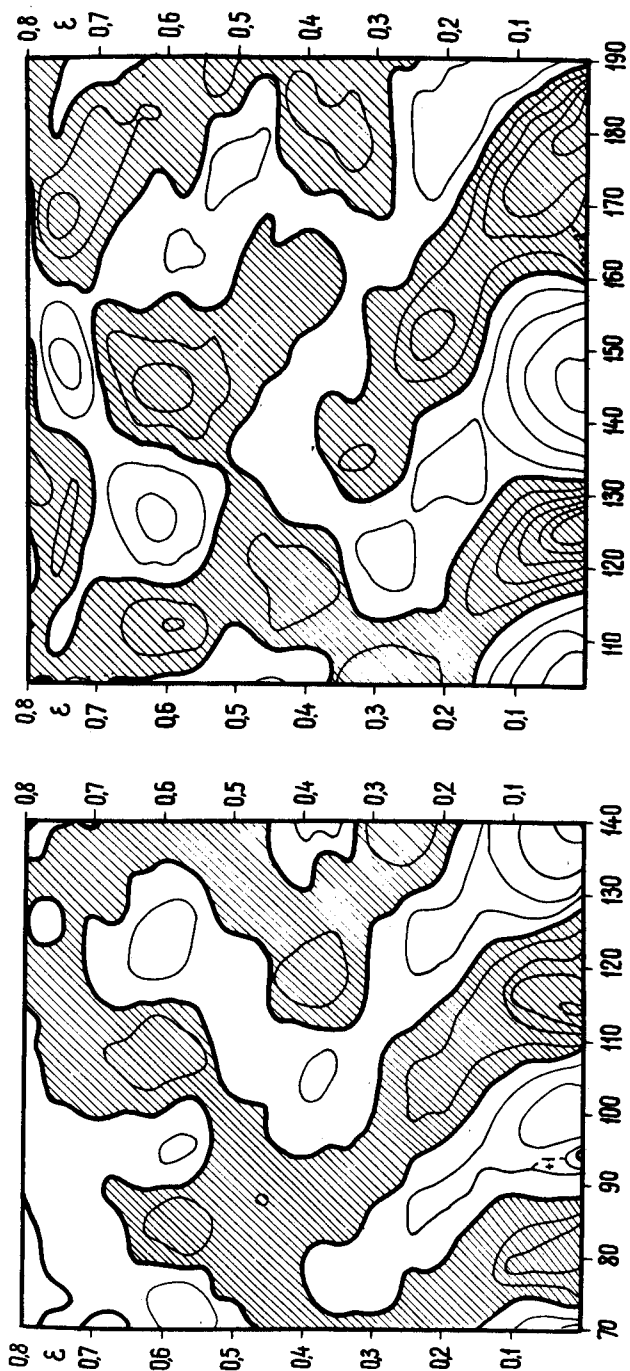


Рис.6. То же, что и на рис. 4 при $A=298$, $Z = 114$.

лютой величине, а в нейтронной (протонной) системе наблюдается ярко выраженный второй минимум. Например, при $\epsilon = 0,60$ и $94 \leq Z \leq 98$ протонная поправка не превосходит 0,6 Мэв, а нейтронная поправка для ядер с $144 \leq N \leq 150$ менее -2Мэв. Подробное обсуждение наиболее интересной с физической точки зрения энергии деформации

$$W = W + \sum_{p,n} (\delta U + P)$$

будет дано в последующей работе. В качестве иллюстрации на рис. 7-9 приведены только энергии деформации ядер с N и Z в области с центром в $Z=86$ и $N=118$, демонстрирующие исчезновение второго минимума при отходе от ядра ^{204}Rn , в котором он проявляется наиболее четко. Особенностью второго минимума в ядрах в районе ^{204}Rn является их большая ширина по деформации, что должно проявиться в плотности уровней во второй яме.

Автор сердечно благодарен В.М. Струтинскому, который принимал участие в первоначальной стадии данной работы. Вклад В.М. Струтинского трудно переоценить. Автор признателен В.Г. Соловьеву за внимание к работе, Ю.А. Музычке за полезные дискуссии и Л.А. Малову за помощь в подборе параметров одночастичного потенциала.

Л и т е р а т у р а

1. В.М. Струтинский. Ядерная физика, 9, 614 (1966).
V.M.Strutinsky. Nucl. Phys., A95, 420 (1967).
2. V.M.Strutinsky. Nucl. Phys., A122, 1 (1968).
3. В.В. Пашкевич, В.М. Струтинский. Ядерная физика, 9, 56 (1969).
4. П.Э. Немировский, В.А. Чепурнов. Ядерная физика, 9, 998 (1966).
5. В.А. Чепурнов. Ядерная физика, 7, 1199 (1968).
6. V.M.Strutinsky, N.Ya.Lyaschenko, N.A.Popov. Nucl. Phys., 46, 639 (1963).
7. C.S.Wu. Proceedings of the International Conference on Hyperline Structure and Nuclear Radiation, Asilomar, 1967.

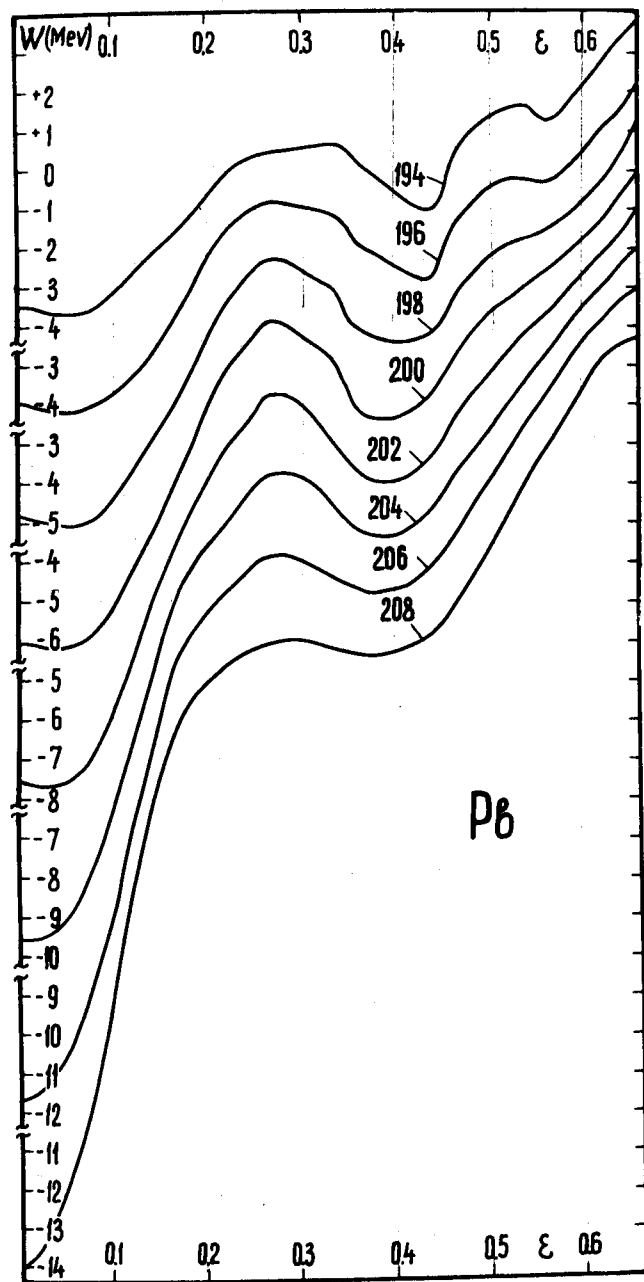


Рис.7. Энергия деформации изотопов Рb в зависимости от деформации ϵ . Значения A даны на рисунке.

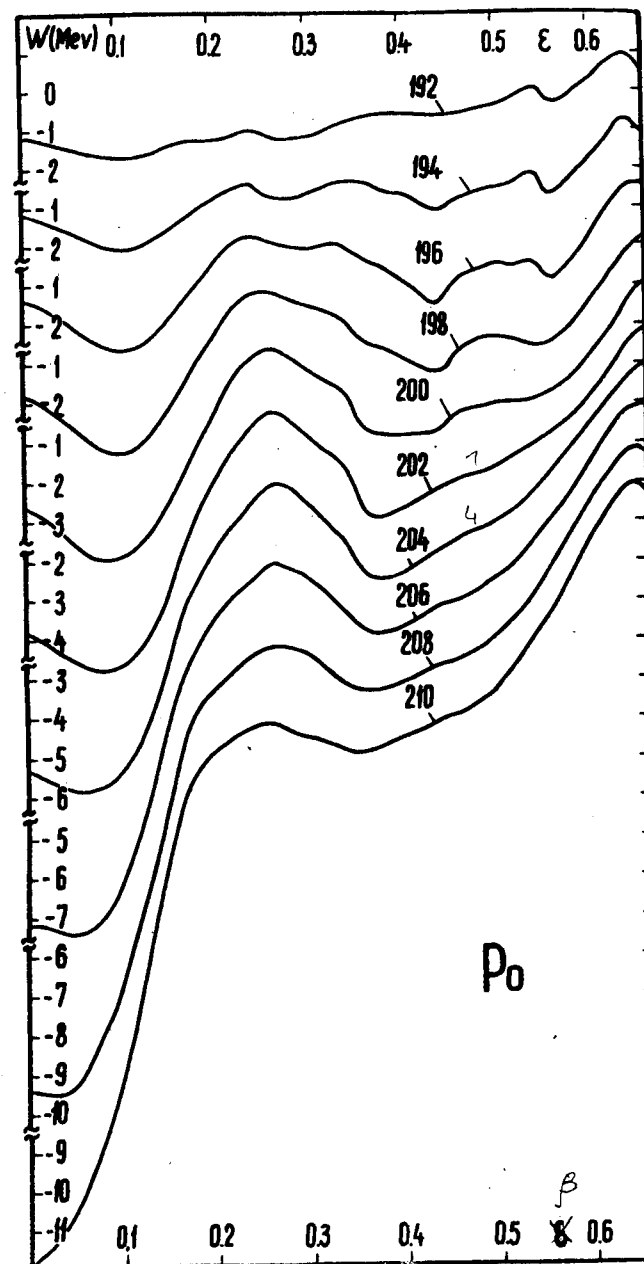


Рис.8. То же, что и на рис. 7 для изотопов Po

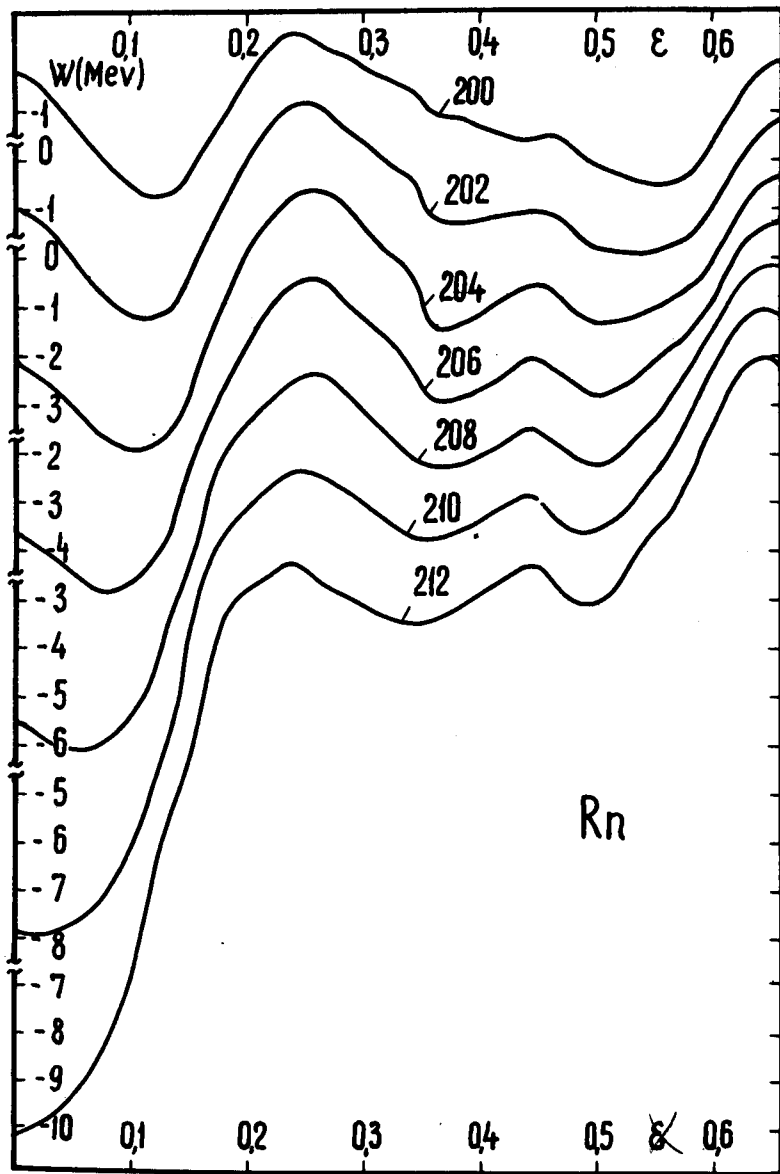


Рис.9. То же, что и на рис. 7 для изотопов Rn

8. Ю.А. Музычка. Препринт ОИЯИ, P7-4133 (1968).
9. Ю.А.Музычка. Preprint JINR, E7-4141 (1968).
10. E.Rost. Phys. Letters, 26B, 184 (1968).

Рукопись поступила в издательский отдел
4 апреля 1969 года.