

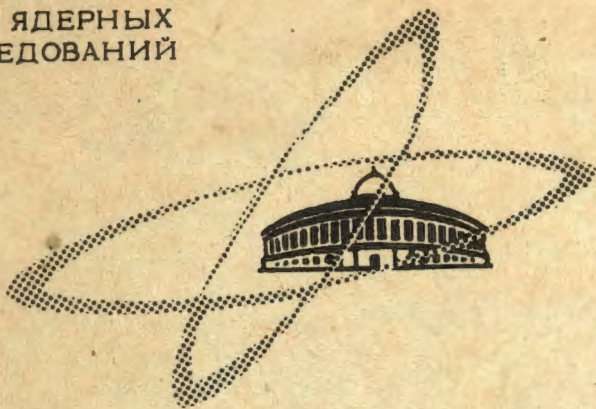
12/VIII - 68

ФР-951

ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 3925



В.И. Фурман, А.Б. Попов

О ВЛИЯНИИ ДЕФОРМАЦИИ ЯДЕР  
НА ПЛОТНОСТЬ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ  
В РЕДКОЗЕМЕЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

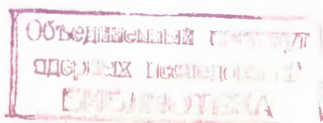
ЛАБОРАТОРИЯ НЕЙТРОННОЙ ФИЗИКИ

1968

В.И. Фурман, А.Б. Попов

О ВЛИЯНИИ ДЕФОРМАЦИИ ЯДЕР  
НА ПЛОТНОСТЬ НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ  
В РЕДКОЗЕМЕЛЬНОЙ ОБЛАСТИ

Направлено в ЯФ



4349/2 up

К настоящему времени накоплена обширная информация о плотности высоковозбужденных состояний, источником которой являются, в основном, данные о нейтронных резонансах. Эти данные неоднократно подвергались анализу на основе статистической модели (СМ) ядра <sup>/1,2/</sup>, что позволило изучить общий характер зависимости параметров этой модели от атомного веса. Результаты недавней работы <sup>/3/</sup> так же, как и <sup>/1,2/</sup>, свидетельствуют о том, что зависимость от атомного веса  $A$  параметра СМ  $a$  ( $a$  пропорционально плотности одночастичных состояний вблизи поверхности Ферми) соответствует представлению о ядре, как о газе слабозаимодействующих фермионов ( $a$  в среднем пропорционально атомному весу), тогда как резкие провалы в зависимости  $a$  от  $A$ , соответствующие магическим числам, убедительно доказывают существование оболочечных эффектов. В работе <sup>/4/</sup> обращает на себя внимание максимум в зависимости  $a$  от  $A$  в районе  $A \approx 150$ . Этот максимум также хорошо виден на рис. 2 работы <sup>/3/</sup>. Он особенно четко проявляется в зависимости  $a$  от числа нейтронов  $N$ , где максимум расположен около  $N \approx 90$ . В последнее время в ЛНФ ОИЯИ получены новые данные <sup>/5/</sup> о плотностях нейтрон-

ных резонансов для ядер, расположенных в этой области ( $A \approx 150$ ). На рис. 1 показана зависимость  $\alpha(N)$ , полученная по результатам работ /3,4,5/. Значения параметра  $\alpha$ , взятые из работ /4,5/, изображены треугольниками, приведенные в работе /3/ - кружками. Можно отметить хорошее согласие результатов работ /3,4,5/, особенно в том отношении, что подтверждается вывод о существовании максимума при  $N \approx 90$ .

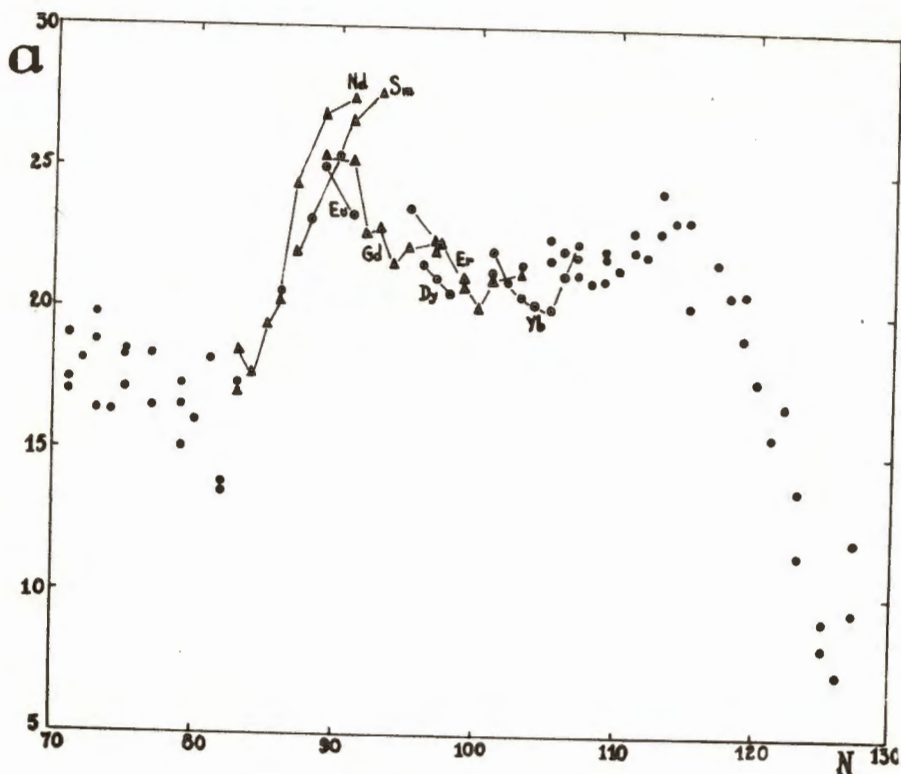


Рис. 1. Зависимость экспериментальных значений параметра плотности уровней  $\alpha$  (в единицах  $\text{Мэв}^{-1}$ ) от числа нейтронов  $N$ .

Если наличие минимумов в зависимости  $\alpha(A)$  качественно объясняется эффектом заполнения оболочек сферических ядер <sup>/6/</sup>, то существование максимума около  $A \approx 150$  не укладывается в рамки этого объяснения.

Настоящая работа посвящена обсуждению реальности существования указанного максимума в  $\alpha(A)$ , а также попытке объяснить его только на основе заполнения конкретной схемы <sup>/7/</sup> одночастичных состояний деформированных ядер.

2. Поскольку мы интересуемся детальным ходом зависимости  $\alpha(A)$ , то для дальнейшего анализа полезно напомнить методику получения параметров СМ из экспериментальных данных. Ядро рассматривается как газ слабо взаимодействующих фермионов, состоящий из независимых друг от друга протонной и нейтронной систем. Такой подход приводит к следующему выражению для плотности ядерных уровней <sup>/1/</sup>:

$$\rho(U, J) = \frac{(2J+1) \exp \left[ 2(aU)^{1/2} - \frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2} \right]}{24 \sqrt{2} a^{1/4} U^{5/4} \sigma^3}, \quad (1)$$

где

$$\sigma^2 = \frac{6}{\pi^2} \langle m^2 \rangle (aU)^{1/2}, \quad (2)$$

$\langle m^2 \rangle$  - средний квадрат проекции полного момента оболочечных состояний вблизи поверхности Ферми,

$U$  - эффективная энергия возбуждения ядра.

Для нейтронных резонансов

$$U = V_n = \begin{cases} \Delta_p + \Delta_n & \text{для чётно-чётного составного} \\ & \text{ядра} \\ \Delta_p & \text{чётно-нечётного} \\ \Delta_n & \text{нечётно-чётного} \\ 0 & \text{нечётно-нечётного} \end{cases}$$

где  $V_n$  - энергия связи нейтрона, а  $\Delta_p$  и  $\Delta_n$  - энергии спаривания протонов и нейтронов (всё для компаунд-ядра).

Параметр  $a$  с точностью до множителя является плотностью одно-частичных состояний вблизи поверхности Ферми.

$$a = \frac{\pi^2}{6} g(\mu) \quad (4)$$

Используя выражения (1) и (2) и полагая, что  $\langle m^2 \rangle = 0,24 A^{2/2}$ , как это принято в [3], можно по наблюдаемым плотностям нейтронных резонансов вычислить параметр  $a_{\text{эксп.}}$  и, следовательно,  $g_{\text{эксп.}}$ . При захвате

$S$  - нейтронов ядром со спином  $I$  образуются состояния  $I \pm 1/2$  с чётностью, равной чётности основного состояния ядра мишени. Предполагая равную вероятность для обоих значений чётностей уровней, мы используем следующую связь экспериментальной и теоретической плотностей:

$$\rho_{\text{эксп.}} = \frac{1}{2} \sum_{J=I-1/2}^{J=I+1/2} \rho(U, J) \quad (5)$$

Из формул (1), (2) и (3) видно, что на абсолютную величину  $a$  влияют, главным образом, использованные оценки  $\Delta_p$ ,  $\Delta_n$  и  $\langle m^2 \rangle$ , а также

точность определения энергии связи. Зависимость от величины спина довольно слабая, поэтому в дальнейшем мы ее не обсуждаем. Используемая модель для плотности уровней учитывает спаривание феноменологически, что, вообще говоря, не последовательно. Однако последовательная микроскопическая теория типа  $SM$  для сверхтекучего ядра<sup>/8/</sup> не имеет пока количественного характера, поэтому мы ограничиваемся феноменологическим учётом спаривания, имея, однако, в виду, что  $\Delta_p$  и  $\Delta_n$  связаны с корреляционными функциями ("щелями") протонов и нейтронов в основном состоянии сверхтекучих ядер<sup>/9/</sup>. Качественно эта связь такова: чем больше щель, тем больше соответствующая  $\Delta_{p(n)}$ . С другой стороны, качественно корреляционная функция пропорциональна плотности одночастичных состояний около поверхности Ферми. Таким образом, из (1) видно, что вычисление параметра  $a_{\text{эксп.}}$  должно быть взаимосогласовано с оценками величин  $\Delta_p$  и  $\Delta_n$ . Такой процедуры вычисления  $\Delta_p$  и  $\Delta_n$  в настоящее время нет, поэтому в качестве величин  $\Delta$  мы используем результаты расчётов работ<sup>/10/</sup> и<sup>/11/</sup>.

3. Несмотря на отмеченную неопределённость учёта спаривания, значения параметра  $a$  извлекаются достаточно надёжно. Косвенным доказательством этого является плавность изменения  $a(N)$  для чётно-чётных и чётно-нечётных изотопов, а также совпадения значений  $a$  для нечётно-нечётных ядер с соответствующими величинами для соседних чётных изотопов. Нами были проведены вычисления параметра  $a$  с использованием значений  $\Delta_p$  и  $\Delta_n$  из работ<sup>/10,11/</sup> в области атомных весов  $140 < A < 180$ . Результаты показывают, что неопределённость в абсолютных величинах  $a$ , связанная со способом получения  $\Delta$ , не превышает

в области максимума  $A \approx 150$  1-2 единиц  $M_{эв}^{-1}$ . При этом важно заметить, что форма функции  $a(N)$  не зависит от способа получения  $\Delta$ , а превышение значений в максимуме  $a(A)$  при  $A \approx 150$  достигает 5-6 единиц  $M_{эв}^{-1}$  по сравнению со значениями  $a$  вне максимума ( $A \approx 160+180$ ).

Как уже было отмечено, на величину  $a$  влияет также оценка  $\langle m^2 \rangle$ . В работе <sup>/3/</sup> показано, что наиболее обоснованной является величина

$$\langle m^2 \rangle = 0,24 A^{2/3} \quad (6)$$

Такая оценка  $\langle m^2 \rangle$  приводит к некоторому общему увеличению значений  $a$  по сравнению с результатами предшествующих работ <sup>/1,2/</sup>, где использовалось  $\langle m^2 \rangle = 0,14 A^{2/3}$ . Параметр  $\sigma^2$ , вычисленный с использованием (2) и (6), дает только усредненную зависимость  $\sigma^2(A)$ . На самом деле  $\sigma^2$  осциллирует около этих средних значений, что, как показали расчеты, с использованием  $\langle m^2 \rangle(A)$  из <sup>/3/</sup> может приводить к изменению параметра максимум на 1 единицу  $M_{эв}^{-1}$ .

4. Итак, можно считать, что из экспериментальных данных действительно вытекает существование максимума в зависимости  $a(N)$  около  $N \approx 90$ . Интересно отметить, что относительная глубина провала, отсчитанная от среднего хода зависимости  $a(N)$ , соответствующего магическому числу  $N = 82$ , значительно меньше относительной высоты максимума около  $N \approx 90$ .

При рассмотрении вопроса о возможной интерпретации обсуждаемого максимума обращает на себя внимание корреляция зависимости  $a(A)$  с относительным ходом так называемой "оболочечной поправки" к полной энергии ядра,  $dU_{обол.}(A)$ , вычисленной в работе Струтинского <sup>/9/</sup>. В



этой работе установлена важная роль оболочечной поправки в формировании равновесной деформации ядер, а также отмечена чёткая корреляция этой величины с оболочечной плотностью уровней  $g_{\text{обол.}}$ . Поскольку в зависимости  $dU_{\text{обол.}}(A)$  в работе <sup>/9/</sup> имеется максимум при  $A \approx 150$ , чему несомненно должен соответствовать максимум в зависимости  $g_{\text{обол.}}$ , мы предприняли попытку объяснить положение и относительный ход

$\alpha_{\text{эксп.}}(N)$  указанной зависимостью  $g_{\text{обол.}}(N)$ , используя для конкретных ядер схему одночастичных уровней в деформированной потенциальной яме, разработанную в Дубне <sup>/7/</sup>.

Заметим также, что в работе <sup>/3/</sup> была уже сделана попытка сопоставить общий ход  $g_{\text{эксп.}}$  и  $g_{\text{обол.}}$ , где  $g_{\text{обол.}}$  бралась из графиков работы Струтинского <sup>/9/</sup>. При этом наблюдалась качественная корреляция между  $g_{\text{обол.}}$  и  $g_{\text{эксп.}}$ .

Б. Как отмечалось выше, мы принимаем, что ядро состоит из двух независимых систем – протонной и нейтронной, каждая с собственным одночастичным спектром и своей равновесной деформацией. Принимаем далее, следуя <sup>/9/</sup>, что равновесная деформация ядра как целого определяется положением минимума в зависимости от деформации суммы полных поправок к энергии для протонной и нейтронной систем. Для основных состояний ядер с  $A \approx 150$  происходит резкий переход от сферической к несферической форме поверхности. Поскольку в протонной системе для обсуждаемой переходной области ( $A \approx 150$ ) идет заполнение середины оболочки, то принимается, что протонная деформация велика ( $\beta_p = 0,3$ ) и мало меняется для каждого семейства изотопов. При этом принимается также, что эффективная экспериментальная деформация ядра соответ-

ствуем деформации нейтронной системы. Определенным оправданием этому служат, например, расчёты равновесных деформаций Струтинского<sup>/9/</sup>. Последнее предположение оказывается особенно важным для переходной области в связи с сильной зависимостью равновесной деформации от числа нейтронов. Для сильно деформированных ядер (Gd, Dy, Er, Yb) величины  $\beta_p$  и  $\beta_n$  брались одинаковыми и равными экспериментальной деформации ядер. Поскольку для каждого семейства изотопов протонная система одна и та же, то более надёжно брать среднюю деформацию, соответствующую данной группе изотопов, в качестве  $\beta_p$ . К счастью, конечные результаты в этой области ядер мало зависят от выбора  $\beta_p$ . Экспериментальные равновесные деформации были взяты из работы<sup>/12/</sup>.

Как известно из СМ, плотность уровней определяется (при фиксированных  $U$  и  $\langle m^2 \rangle$ ) характером одночастичного спектра в узком интервале энергий вблизи поверхности Ферми. Размеры этого интервала порядка ядерной температуры. Аппроксимация дискретного спектра состояний непрерывной функцией - оболочечной плотностью  $g_{\text{обол}}$  - требует использования процедуры усреднения. Абсолютная величина полученной при этом плотности зависит от интервала усреднения  $\gamma$  (подробнее см.<sup>/9/</sup>). Ввиду того, что мы используем  $g_{\text{обол}}$  в рамках СМ, разумным является выбор интервала  $\gamma$  порядка ядерной температуры. Как следует из работы<sup>/1,2/</sup>, для области  $140 < A < 180$  ядерная температура мало меняется и составляет величину  $\approx 0,55$  Мэв. В конкретных вычислениях использовались интервалы  $\gamma = 0,5; 1; 2; 3$  Мэв, при этом уровень Ферми находится посередине слоев шириной  $2\gamma$ . Энергия Ферми выбиралась, как и у Струтинского<sup>/9/</sup>, равной

$$E_F = \frac{1}{2} ( E_f + E_{f+1} ) , \quad (7)$$

где  $E_f$  - энергия последнего заполненного одночастичного уровня, а  $E_{f+1}$  соответствует первому незанятому уровню.

Таким образом, процедура усреднения позволяет определить оболочечную одночастичную плотность

$$g_{\text{обол.}}(\gamma) = g_p(\beta_p, \gamma) + g_n(\beta_n, \gamma) , \quad (8)$$

где  $g_{p(n)} = \frac{n_{2\gamma}}{2\gamma}$ , а  $n_{2\gamma}$  - число уровней в интервале  $2\gamma$  на соответствующей протонной или нейтронной схеме.

Хотя процедура усреднения была достаточно грубой, мы надеемся, что она разумно улавливает тенденции изменения плотности одночастичных уровней в зависимости от числа нуклонов и деформации ядер. На рис. 2 плотность  $g_{\text{обол.}}$  представлена как функция числа нейтронов для различных интервалов усреднения  $\gamma$ . Из рисунка видно, что  $g_{\text{обол.}}$ , полученное с  $2\gamma = 1$  Мэв, имеет максимум при  $N = 90$ . Увеличение интервала усреднения до  $2\gamma = 2$  Мэв приводит к сглаживанию зависимости  $g_{\text{обол.}}$  от числа нейтронов, однако, максимум в  $g_{\text{обол.}}$  еще сохраняется при  $N \approx 90$ . При большом интервале усреднения ( $2\gamma = 6$  Мэв)  $g_{\text{обол.}}$  становится практически постоянной. Заметим также, что в интервале  $2\gamma = 1$  Мэв имеется 4-8 состояний, и функция  $g_{\text{обол.}}(N)$  достаточно плавная.

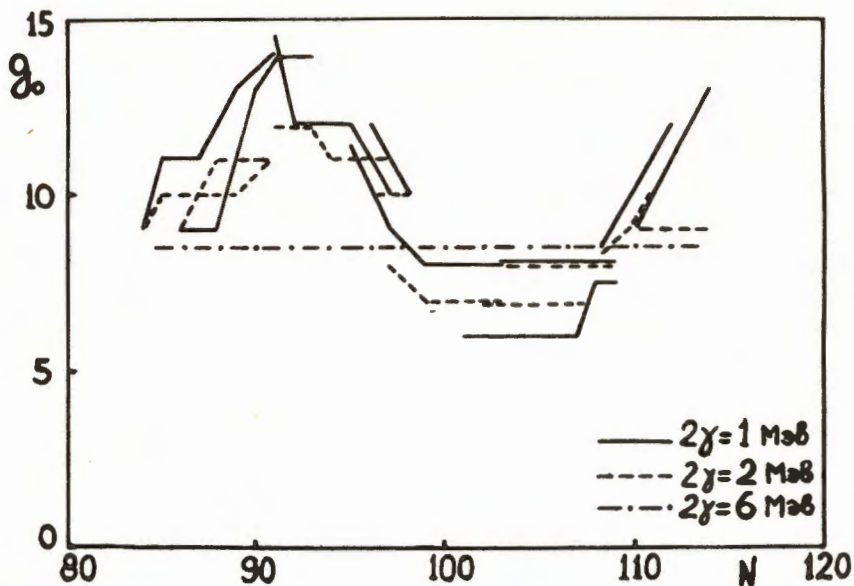


Рис. 2. Расчётная оболочечная плотность для разных интервалов усреднения  $2\gamma$ .

На рис. 3 дано сравнение зависимостей  $g_{\text{эксп.}}(N)$  и  $g_{\text{обол.}}(N)$ . Сплошные линии соединяют  $g_{\text{эксп.}}(N)$ , причём символами отмечены семейства изотопов. Пунктирные кривые показывают соответствующие  $g_{\text{обол.}}(N)$ , полученные с интервалом усреднения  $2\gamma = 1 \text{ МэВ}$ . Из рисунка видно, что имеет место корреляция в зависимостях  $g_{\text{обол.}}(N)$  и  $g_{\text{эксп.}}(N)$ , хотя систематически  $g_{\text{обол.}} < g_{\text{эксп.}}$ .

Таким образом, наличие максимума в  $\gamma_{\text{эксп.}}(N)$  в районе  $N = 90$  можно просто понять из зависимости  $\gamma_{\text{обол.}}(N)$  при должном подборе интервала усреднения. Можно сказать, что подъем  $\gamma_{\text{обол.}}$  в переходной области ( $A = 150$ ) определяется увеличением оболочечной плотности в связи с перемешиванием подоболочек при малых деформациях  $\beta = A^{-2/3}$ . Спад  $\gamma_{\text{обол.}}$  после  $A = 155$  и дальнейший ее ход определяются переходом к большим

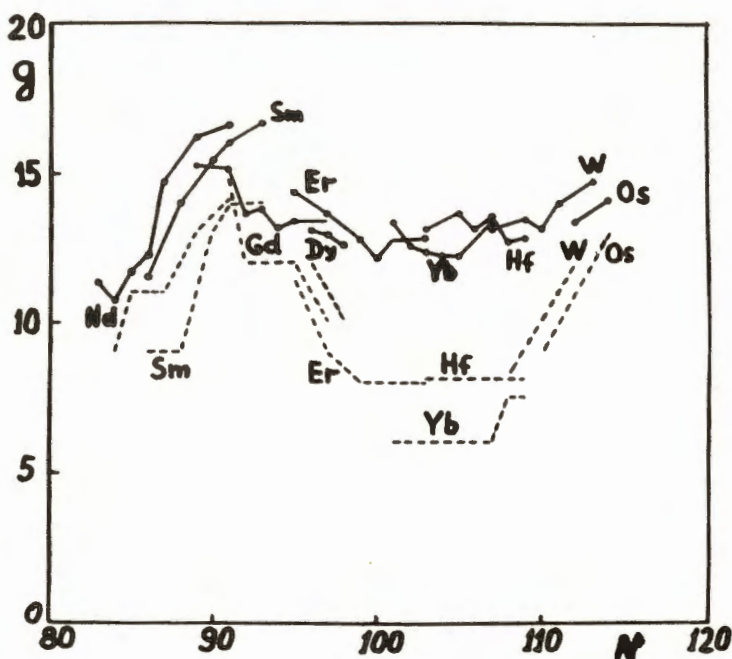


Рис. 3. Сравнение  $\gamma_{\text{эксп.}}$  (сплошные линии) с оболочечной плотностью  $\gamma_{\text{обол.}}$  (пунктирные линии), полученной с интервалом усреднения  $2\gamma_{\text{обол.}} \cdot \text{Мэв.}$

деформациям ( $\beta = A^{-1/8}$ ), приводящим к разрежениям в схеме уровней для середины нейтронной оболочки. Более детальным корреляциям в ходе  $g_{\text{эксп.}}^{(N)}$  и  $g_{\text{обол.}}^{(N)}$  нельзя придавать большего значения ввиду несовершенства оценки  $g_{\text{обол.}}^{(N)}$ .

Следует отметить, что в модели высоковозбужденных состояний деформированных ядер, предложенной Эриксоном<sup>/14/</sup>, полная плотность уровней деформированного ядра оказывается выше, чем соответствующего сферического ядра, благодаря примеси вращательных состояний, плотность же одних только одночастичных состояний деформированного ядра существенно ниже, чем соответствующего сферического ядра. Не исключено, что полученный нами результат  $g_{\text{обол.}} \leq g_{\text{эксп.}}$  может быть связан с отмеченным выше эффектом, тем более, что максимальное расхождение  $g_{\text{обол.}}$  и  $g_{\text{эксп.}}$  наблюдается для ядер элементов середины редкоземельной области, где деформации большие.

В работе<sup>/13/</sup> приведена зависимость одночастичной плотности уровней около поверхности Ферми от атомного веса, полученная Камероном из масс ядер<sup>/15/</sup>. Обращает на себя внимание согласие  $g_{\text{обол.}}$ , полученного нами с интервалом усреднения  $2\gamma = 1$  Мэв, с одночастичной плотностью, рассчитанной Камероном. Как видно из рис. 4, удовлетворительное согласие наблюдается в области  $140 \leq A \leq 180$ . Расхождение при  $A > 180$  связано с тем, что в этой области ядер температура возрастает до величины  $\approx 1$  Мэв, так что более разумно использовать интервал усреднения  $2\gamma = 2$  Мэв, что приведет к понижению  $g_{\text{обол.}}$  и улучшит согласие с результатами Камерона.

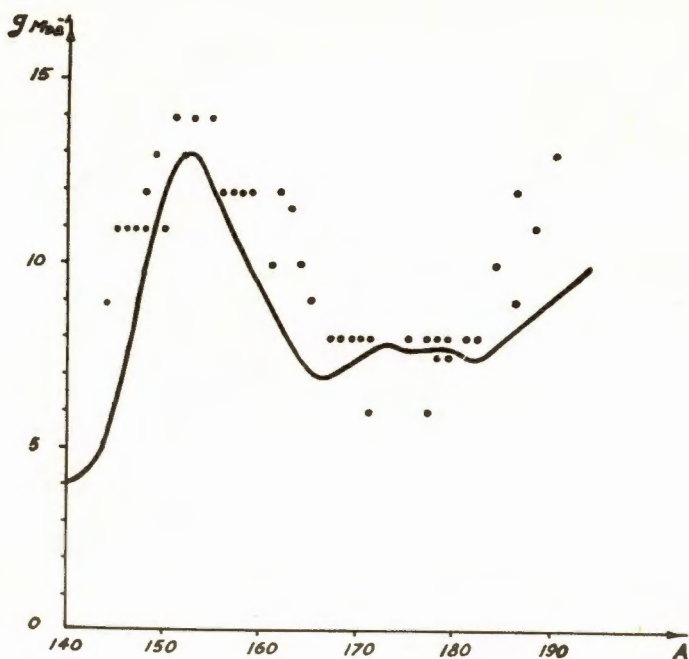


Рис. 4. Плотность одночастичных уровней вблизи поверхности Ферми. Кривая построена по расчётам Камерона, точки - данные настоящей работы.

В работе <sup>/13/</sup> получены значения параметра  $a$  из измерения неупругого рассеяния нейтронов для неразделенных изотопов ядер редкоземельных элементов. Можно предположить, что в свете настоящей работы такие измерения на разделенных изотопах должны, по-видимому, также улавливать вариации параметра  $a$  для цепочек изотопов. Наиболее отчётливым этот эффект должен быть у изотопов Nd, Sm и Gd.

В заключение авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность Б.Калинкину, С.Ивановой, Ф.Гарееву и А.Малову за полезные дискуссии и помощь, а также Ф.Л.Шапиро за ценные замечания.

### Л и т е р а т у р а

1. А.В. Малышев. Сборник лекций. Всесоюзная летняя школа по ядерной спектроскопии при ядерных реакциях, 3-19 мая 1966 г., Обнинск.
2. A. Gilbert, A. Cameron. *Canad. J. Phys.* 43, 1446 (1965).
3. U. Facchini, E. Saetta-Menichella. *Energia Nucleare.* 15, 54 (1968).
4. Э.Н. Каржавина, Нгуен Нгуен Фонг, А.Б. Попов, А.И. Таскаев. Препринт ОИЯИ Р3-3564, Дубна 1967.
5. Э.Н. Каржавина, Нгуен Нгуен Фонг, А.Б. Попов. Препринт ОИЯИ Р3-3882, Дубна 1968.
6. T. Newton. *Canad. J. Phys.* 34, 804 (1956).
7. Ф.А. Гареев, С.П. Иванова, Б.И. Калинкин, С.К. Слепнев, Н.Г. Гинзбург. Препринт ОИЯИ Р4-3607, Дубна 1967.
8. M. Sano, S. Yamasaki, *Prog. Theor. Phys.* 29, 397 (1963).  
T. Kamhuri. *Prog. Theor. Phys.* 31, 595 (1964).  
А.В. Игнатюк, Ю.И. Шубин. Программа и тезисы докладов XVIII совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Рига, 1968 г.
9. V. Strutinsky. *Nucl. Phys.* A95 420 (1967).
10. C. Elkin, A. Cameron. *Canad. J. Phys.* 43, 1228 (1965).
11. P. E. Nemirovsky, Yu. V. Adamchuk. *Nucl. Phys.* 39, 553 (1962).
12. *Nucl. Data*, v1, N 1, Section A (1965).
13. R. O. Owens, J. H. Towle. *Nucl. Phys.* A112, 337 (1968).
14. T. Ericson. *Advan. Phys.* 9, 425 (1960).
15. A. Cameron. *Canad. J. Phys.* 36, 1040 (1958).

Рукопись поступила в издательский отдел

17 июня 1968 года.