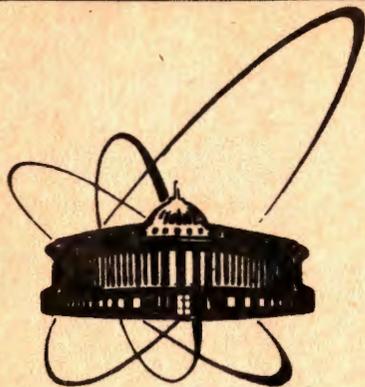


92-253



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

Р4-92-253

Е.Б.Бальбуцев, И.В.Молодцова, А.В.Унжакова

ВЛИЯНИЕ КВАНТОВЫХ ЭФФЕКТОВ  
И НЕЛОКАЛЬНОСТИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ  
НА КОЛЛЕКТИВНЫЕ  $3^-$ ,  $2^-$  И  $1^-$ -ВОЗБУЖДЕНИЯ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

1992

# 1. Введение

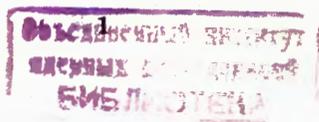
Изучение коллективных состояний отрицательной четности в рамках метода моментов функции Вигнера было начато в работах [1, 2, 3]. В работах [1, 2] были рассчитаны энергии и вероятности возбуждения электрических  $3^-$  - и магнитного  $2^-$  - резонансов в приближении резкого края ядра с поверхностным натяжением. В работе [3] те же расчеты были проделаны уже с взаимодействием Скирма ( $SKM^*$ ), что позволило наряду с изоскалярными описать также и изовекторные моды.

В данной статье предпринято исследование эффектов, связанных с нелокальностью взаимодействия, которые еще не рассматривались в рамках метода моментов. Во-первых, зависящая от скорости часть взаимодействия приводит к существенному возрастанию роли квантовых поправок к уравнению Власова, так что выводы, сделанные на основании расчетов с локальным взаимодействием [2], заметно меняются. Другая проблема заключается в определении тока. Дело в том, что из-за нелокальности взаимодействия уравнение непрерывности существенно модифицируется, позволяя учитывать обменные эффекты [4]. Простым переопределением тока можно вернуться к классическому выражению для этого уравнения. Обсуждение последствий такого шага и его целесообразности при описании состояний отрицательной четности  $3^-$ ,  $2^-$ , а также  $1^-$ , или гигантского дипольного резонанса (ГДР), составляет большую часть статьи. Продемонстрировано также влияние кулоновского взаимодействия на эти состояния. Кроме того, исследуется важный для нашего подхода методический вопрос о так называемых "вложенных" уравнениях.

## 2. Формализм

### 2.1. Проблема "вложенных" уравнений

Динамические уравнения для плотности нуклонов  $n_q(\vec{r}, t)$  (уравнение непрерывности), их средней скорости  $\vec{u}_q(\vec{r}, t)$ , тензора давлений  $P_{qij}(\vec{r}, t)$  и тензора  $P_{qijk}(\vec{r}, t)$  ( $q$  - индекс, отличающий нейтроны и протоны) в случае взаимодействия Скирма были получены в [3, 5].



Однако, строго говоря, они не могут быть использованы в методе моментов в том виде, как они там представлены. Поэтому выведем их заново. Следуя [3, 5], интегрируем по импульсам с различными весами уравнение для функции Вигнера  $f_q(\vec{r}, \vec{p}, t)$ :

$$\frac{\partial f_q}{\partial t} - \frac{2}{\hbar} \sin\left(\frac{\hbar}{2}(\nabla_r^H \cdot \nabla_p^f - \nabla_p^H \cdot \nabla_r^f)\right) (H_q)_w \cdot f_q = 0, \quad (1)$$

где  $(H_q)_w$  - Вигнер-образ самосопряженного гамильтониана  $\hat{H}_q$ . Интегрирование с единичным весом дает уравнение непрерывности

$$F(n_q) \equiv \frac{\partial n_q}{\partial t} + \text{div}(n_q \vec{u}_q + \eta n_q n_{q'} (\vec{u}_q - \vec{u}_{q'})) = 0. \quad (2)$$

Интегрирование с весом  $p_i$  приводит к уравнению для средней скорости:

$$\begin{aligned} F(u_{qi}) \equiv & n_q \frac{\partial u_{qi}}{\partial t} + u_{qi} F(n_q) + \frac{n_q}{m} \frac{\partial \tilde{U}_q}{\partial x_i} + \sum_s \frac{\partial}{\partial x_s} \left( \frac{P_{qis}}{m_q^*} \right) + \\ & + n_q \vec{u}_q \cdot \frac{\partial \vec{B}_q}{\partial x_i} + \frac{\partial C_q}{\partial x_i} \left( \sum_s P_{qss} + m n_q u_q^2 \right) + \\ & + n_q (\vec{u}_q \frac{m}{m_q^*} + \vec{B}_q) \cdot \nabla u_{qi} - \frac{\hbar^2}{4m} \Delta \left( \frac{\partial C_q}{\partial x_i} n_q \right) = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Здесь  $\frac{1}{m_q^*} = \left(\frac{1}{m} + 2C_q\right)$ ,  $m$  - масса нуклона,  $C_q = \frac{1}{4\hbar^2}(t_+ n - \frac{t_-}{2} n_q)$ ,  $n = n_n + n_p$ ,  $\vec{B}_q = -\frac{m}{2\hbar^2}(t_+ n \vec{u} - \frac{t_-}{2} n_q \vec{u}_q)$ ,  $n \vec{u} = n_n \vec{u}_n + n_p \vec{u}_p$ ,  $\tilde{U}_q = U_q + \frac{\hbar^2}{4} \Delta C_q$ ,  $\eta = \frac{m t_+}{2\hbar^2}$ ,  $t_+$  и  $t_-$  - параметры SKM\*. Выражение для самосопряженного потенциала  $U_q$  вместе с определениями  $n_q$ ,  $\vec{u}_q$ ,  $P_{qij}$  и  $P_{qijk}$  через  $f_q(\vec{r}, \vec{p}, t)$  можно найти в [3, 5].

Интегрируя (1) с весом  $p_i p_j$ , получаем уравнение для тензора давлений  $P_{qij}(\vec{r}, t)$ :

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} P_{qij} + m u_{qi} u_{qj} F(n_q) + m [u_{qi} F(u_{qj})]_{ij} + \\ & + \sum_k \frac{\partial}{\partial x_k} \left( \frac{m}{m_q^*} (P_{qijk} + P_{qij} u_{qk}) + B_{qk} P_{qij} \right) + \\ & + \left[ \sum_k P_{qjk} \left( \frac{m}{m_q^*} \frac{\partial u_{qi}}{\partial x_k} + \frac{\partial B_{qk}}{\partial x_i} \right) + m \frac{\partial C_q}{\partial x_i} \sum_k (P_{qjkk} + 2u_k P_{qkj}) \right] - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & - \frac{\hbar^2}{4} (\Delta u_{qj} + 2 \nabla u_{qj} \cdot \nabla) (n_q \frac{\partial C_q}{\partial x_i}) \Big|_{ij} - \\ & - \frac{\hbar^2}{4m} \nabla (n_q (\frac{\partial^2 \vec{B}_q}{\partial x_i \partial x_j} + 2m \vec{u}_q \frac{\partial^2 C_q}{\partial x_i \partial x_j})) = 0, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $[\dots]_{ij}$  означает симметризацию по индексам  $i, j$ .

Как видно, уравнение (3) содержит в себе целиком уравнение непрерывности (2), а в уравнение для тензора давлений входят уравнения (2) и (3), т.е. одни уравнения как бы "вложены" в другие. Казалось бы, в силу их "очевидного" равенства нулю, соответствующие члены ( $F(n_q)$  и  $F(u_{qi})$ ) в уравнениях (3) и (4) можно опустить, что и делалось во всех предыдущих работах. И это было бы безусловно правильно, если бы мы действительно решали систему уравнений (2-4) и находили такие  $n_q$ ,  $\vec{u}_q$ ,  $P_{qij}$ , при подстановке которых в уравнения (2-4) они тождественно обращались бы в нуль. Но мы этого не делаем! Суть метода моментов заключается в том, что мы интегрируем уравнения (3), (4) и др. по координатам с различными весами и находим такие  $n_q$ ,  $\vec{u}_q$ ,  $P_{qij}$  и т.д., что в нуль обращаются только эти моменты динамических уравнений, а не сами уравнения. (Лишь уравнение непрерывности решается нами точно, поскольку из него находится связь между вариацией плотности и смещениями [5].) Так что опускать "вложенные" уравнения, строго говоря, нельзя. К этому заключению можно прийти и посредством чисто формальных рассуждений. Действительно, мы развиваем подход, замечательная особенность которого состоит в том, что он позволяет написать замкнутые системы динамических уравнений для различных моментов функции Вигнера в фазовом пространстве. Эти моменты являются динамическими переменными задачи, и вывод уравнений для них совершенно однозначен: они получаются интегрированием уравнения (1) по импульсам и координатам с различными весами  $p_i p_j \dots p_k x_l x_m \dots x_n$ . При этом промежуточные результаты интегрирования по одной из переменных ( $\vec{p}$  или  $\vec{r}$ ) не представляют особого интереса. Очевидно, что с такой точки зрения ни о каком исключении "вложенных" уравнений не может быть и речи.

Насколько велика роль "вложенных" уравнений, могут показать только численные результаты, которые демонстрируются далее.

## 2.2. Проблема определения тока

Обычно ток определяется следующим образом [4]:

$$\vec{J}_q(\vec{r}, t) = \frac{1}{m} \int f_q(\vec{r}, \vec{p}, t) \vec{p} d\vec{p}, \quad (5)$$

а средняя скорость связана с ним соотношением  $\vec{u}_q = \vec{J}_q/n_q$ . Уравнение непрерывности (2) можно привести к классическому виду, модифицировав очевидным образом определение тока:

$$\vec{J}_q^* = \vec{J}_q + \eta(n_{q'}\vec{J}_q - n_q\vec{J}_{q'}) = n_q\vec{u}_q + \eta n_q n_{q'}(\vec{u}_q - \vec{u}_{q'}), \quad (6)$$

что, в свою очередь, приводит к переопределению бесконечно малых смещений, с помощью которых мы описываем движения малой амплитуды. В [5] смещения определяются как  $\vec{\xi}_q = \vec{u}_q dt = (\vec{J}_q/n_q) dt$ . Естественной модификацией будет, очевидно,  $\vec{\xi}_q^* = \vec{u}_q^* dt = (\vec{J}_q^*/n_q) dt$ . Еще одним следствием переопределения тока является новое выражение для вариации плотности:  $\delta n_q = -\text{div}(n_q \vec{\xi}_q^*)$ . Для новых смещений  $\vec{\xi}_q^*$  сохраним ту же параметризацию, что и для  $\vec{\xi}_q$ :

$$\xi_{qi}^*(\vec{r}, t) = L_{qi}(t) + \sum_s L_{qi,s} x_s + \sum_{s,k} L_{qi,sk} x_s x_k + \dots \quad (7)$$

Пользуясь соотношением  $\partial \xi_{qi}^*/\partial t \equiv \dot{\xi}_{qi}^* = \delta(J_{qi}^*/n_q)$  и формулой (6), находим вариацию скорости

$$\delta u_{qi} = [(1 + \eta n_{q'}) \dot{\xi}_{qi}^* + \eta n_{q'} \dot{\xi}_{q'i}^*] / (1 + \eta n). \quad (8)$$

Здесь мы положили равновесное значение  $u_{qi}^{(0)}$  равным нулю. Динамические уравнения для функций  $L_{qi,jk}(t)$  и  $L_{qi}(t)$  получаются интегрированием по координатам (с весами  $x_j x_k$  и 1) очевидной комбинации уравнений (3):

$$F(u_{qi}) + \eta(n_{q'} F(u_{qi}) - n_q F(u_{q'i})) = 0 \quad (9)$$

и последующим варьированием полученных соотношений. Окончательный вид уравнений оказывается достаточно громоздким, поэтому здесь не приводится. Динамические уравнения для вариаций  $\delta P_{qij}$  и  $\delta P_{qijk}$  имеют ту же структуру, что и в [3], с той лишь разницей, что теперь в них подставляются новые выражения для  $\delta u_{qi}$  и  $\delta n_q$ .

## 2.3. Квантовая поправка

В работе [1], где уравнения метода моментов анализировались с локальным взаимодействием, отмечалось, что квантовая поправка, отличающая уравнение для функции Вигнера от уравнения Больцмана-Власова, впервые появляется в динамическом уравнении для тензора  $P_{qijk}(\vec{r}, t)$ . В случае нелокального взаимодействия положение существенно меняется: квантовые поправки имеются во всех уравнениях, кроме уравнения непрерывности. Так, в уравнениях (3) и (4) это члены, имеющие множитель  $\hbar^2$ .

## 3. $3^-$ - и $2^-$ - возбуждения

В табл.1 приведены результаты расчета различными способами энергий  $3^-$  - возбуждений и их вкладов в правила сумм для двух ядер. О влиянии "вложенных" уравнений можно судить, сравнив столбцы I, где показаны старые результаты (т.е. "вложенные" уравнения исключаются), и II, где "вложенные" уравнения не исключаются. Нетрудно заметить, что в общем и целом разница между старыми и новыми числами невелика, так что коррекция решений динамических уравнений для моментов катастрофических последствий не вызвала. Наиболее чувствительными к коррекции оказались изоскалярные моды в легких ядрах, где разница в оценке энергий достигает 5%, а вероятностей - 10%.

Зависимость результатов от определения тока демонстрируется на рис. 1-3. Гигантские октупольные резонансы, как видно по рис. 1,2, мало чувствительны к изменению определения тока. Энергия изоскалярного резонанса увеличивается примерно на 5%, а его вклад в правило сумм уменьшается на 5 - 10%. Согласие с экспериментом при этом несколько ухудшается. Изменения изовекторного резонанса значительно меньше.

Более чувствительными к определению тока оказываются низколежащие моды. Так, энергия низколежащего изовекторного возбуждения возрастает примерно на 1 МэВ и его вклад в правило сумм увеличивается на ~ 7.5% в легких ядрах и на ~ 3.5% - в тяжелых.

Самые большие изменения претерпевает изоскалярная низколежащая мода (рис.3). Кривые для энергий, соответствующие раз-

столбцов показывает, что учет "вложенных" уравнений не приводит к принципиальным изменениям в результатах. Как и в случае  $3^-$  - возбуждений, более чувствительными к способу расчета оказались легкие ядра. Так, в  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{28}\text{Si}$  энергии резонансов возрастают примерно на 1.5 МэВ ( $\sim 20\%$ ) в сторону лучшего согласия с экспериментом в то время, как в  $^{208}\text{Pb}$  они совершенно не меняются. Относительно  $B(M2)$  можно заметить, что произошло их заметное перераспределение между уровнями, которому вряд ли стоит приписывать какой-то смысл ввиду их близости друг к другу. Суммарная же сила перехода, как видно, изменилась незначительно.

О влиянии определения тока на магнитные  $2^-$  - моды можно составить представление, сравнивая столбцы II и IV таблицы 2. Как видно, энергии меняются мало (1-2%).  $B(M2)$ -факторы заметно перераспределяются между уровнями (особенно в легких ядрах), оставляя суммарную силу перехода почти неизменной. Отдать предпочтение какому-либо определению тока, основываясь на этих результатах, невозможно, тем более что не учтены спиновые степени свободы, играющие доминирующую роль в токовых модах.

Расчеты показывают, что квантовая поправка совершенно не влияет ни на энергии, ни на  $B(M2)$  - факторы  $M2$ -резонанса. И это не удивительно, поскольку для его описания не нужно динамическое уравнение для тензора  $P_{qijk}$ , содержащее главную часть квантовой поправки.

Кулоновское взаимодействие влияет на свойства  $M2$ -резонанса очень слабо (столбцы II и III таблицы 2).

#### 4. Гигантский дипольный резонанс

Расчеты ГДР в рамках метода моментов с взаимодействием Скирма до сих пор не были опубликованы, хотя и проделаны почти пять лет назад, поэтому представим более подробно вывод основных формул. Согласно методу моментов для описания самых простых движений системы с мультипольностью  $\lambda = 1$  достаточно иметь уравнения движения для декартовых тензоров 1-го ранга, т.е. фактически для координат центра тяжести системы. Разумеется, движение центра масс ядра не представляет интереса, а вот относительное движение центров масс протонов и нейтронов мо-

жет быть связано с ГДР. Требуемые уравнения получаются интегрированием по координатам с единичным весом динамического уравнения для средней скорости и последующим его варьированием.

Проанализируем сначала вариант со старым определением тока, т.е. будем интегрировать и потом варьировать уравнение (3). Заметим сразу же, что при интегрировании обращается в нуль член, пропорциональный  $\hbar^2$ , т.е. квантовой поправки к ГДР не существует. Не возникает здесь, очевидно, и проблема "вложенных" уравнений. Равновесное значение  $\vec{u}_q^{(0)}$  положим равным нулю. Вспомогательная также [5], что  $\delta u_{qi} = \xi_{qi}$ , находим

$$\frac{\eta}{2} \int (\delta P_q \nabla_i n_{q'} - \delta P_{q'} \nabla_i n_q) d\vec{r} + \int \left( \frac{\eta}{2} \nabla_i P + V \nabla_i n - \frac{t_-}{4} \nabla_i \Delta n \right) \delta n_q d\vec{r} = -m \int n_q \ddot{\xi}_{qi} d\vec{r}. \quad (10)$$

Здесь

$$V = t_0(1 + x_0/2) + \frac{t_3}{24} (2\sigma(\sigma - 1)(1 + 2x_3)n_q n_{q'} n^{\sigma-2} + (\sigma + 1)n^\sigma[\sigma(1 - x_3) + 2(2 + x_3)]),$$

$\sigma$ ,  $t_0$ ,  $t_3$ ,  $x_0$ ,  $x_3$  - параметры  $SKM^*$ ,  $P_q = \sum_s P_{qss}$ ,  $P = P_q + P_{q'}$ . Смещения нуклонов считаем не зависящими от координат, как и в модели Гольдхабера-Теллера:  $\xi_{qi}(\vec{r}, t) = L_{qi}(t)$ . Требование неподвижности центра масс ядра приводит к соотношению  $\delta n_q = -\delta n_{q'}$ , из которого в свою очередь следует  $Z_q L_{qi} = -Z_{q'} L_{q'i}$ . Как видно, кроме тензора первого ранга  $\xi_{qi}$  в (10) входит также тензор второго ранга  $\delta P_{qss}$ . Он появляется здесь только из-за нелокальности взаимодействия (члены, пропорциональные  $t_+$ ,  $t_-$ ) и должен играть небольшую роль. Его вклад можно довольно точно оценить. Для этого нужно проварьировать уравнение (4), исключив из него тензор третьего ранга  $P_{qijk}$ . В результате  $\delta P_q$  выражается через  $L_{qi}$ :

$$\delta P_q = \sum_s \left( \frac{-mt_-}{2\hbar^2} \left[ \frac{1}{3} P_q \nabla_s n_q + \frac{1}{2} \nabla_s (P_q n_q) \right] + \frac{t_+}{8} \nabla_s (n_q \Delta n) - 2n_q \nabla_s U_q + \frac{\hbar^2}{2} \left[ 2 \sum_j \nabla_j n_q \cdot \nabla_j + \Delta n_q \right] \nabla_s (C_q - C_{q'}) \right) L_{qs}. \quad (11)$$

Расчеты показывают, что вклад  $\delta P_q$  пренебрежимо мал. Окончательная формула для центроида энергии ГДР имеет вид

$$E^2 = \frac{-4\pi \hbar^2}{3A m} \int \mathcal{K} \cdot \frac{\partial}{\partial r} (n + \eta n^2) r^2 dr, \quad (12)$$

где

$$\mathcal{K} = \frac{\eta}{2} \frac{\partial P}{\partial r} + V \cdot \frac{\partial n}{\partial r} - \frac{t_-}{4} \frac{\partial \Delta n}{\partial r}.$$

Мы используем приближение Томаса-Ферми для тензора давлений  $P_q(r) = const \cdot n_q(r)^{5/3}$  и Ферми-распределение для плотности с параметрами из [10]. Как видно, главные члены в подинтегральном выражении (с  $t_0$  и  $t_3$ ) содержат  $(\frac{\partial n}{\partial r})^2$ . Это означает, что интеграл имеет четко выраженный поверхностный характер и должен быть пропорционален  $R^2 = r_0^2 A^{2/3}$ , откуда следует, что  $E \sim A^{-1/6}$ .

Результаты расчета представлены на рис.4 сплошной кривой. Учет  $\delta P_q$  приводит к ничтожным изменениям в пределах толщины линии.

Формула (12) получена для старого определения тока. Чтобы вычислить энергию при новом определении тока, надо проинтегрировать по координатам с единичным весом уравнение (9) и проварьировать результат. Формула для энергии получается существенно сложнее, чем (12). Опуская члены с  $\delta P$ , имеем

$$E^2 = \frac{-4\pi \hbar^2}{3A m} \int (\mathcal{K} \cdot (1 + \eta n) - \eta \cdot (G_q + G_{q'})) \frac{\partial n}{\partial r} r^2 dr,$$

где

$$G_q = n_q \frac{\partial U_q}{\partial r} + m P_q \frac{\partial C_q}{\partial r} - \frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial n_q}{\partial r} \frac{\partial^2 C_q}{\partial r^2} - \frac{\hbar^2}{4} \frac{\partial C_q}{\partial r} \Delta n_q + \\ + \frac{1}{3} \frac{\partial}{\partial r} (P_q \cdot (1 + 2m C_q)) + \frac{1}{3} \frac{m t_-}{4 \hbar^2} P_q \frac{\partial n_{q'}}{\partial r}.$$

Результаты расчета показаны на рис.4 точечной кривой. Они, как видно, не очень сильно отличаются от предыдущих и немного лучше согласуются с экспериментальными данными.

Для расчета  $B(E1)$ -факторов мы применяем вариант теории линейного отклика, предложенный Лейном [7]; правила его использования в методе моментов описаны в [1]. Следуя изложенной там

процедуре, получаем:

$$B(E1) = \frac{9 \hbar^2 Z \cdot N}{8\pi m A} (1 + \eta \tilde{n}) \frac{1}{E} e^2 f m^2,$$

где  $\tilde{n} = \frac{1}{A} \int n^2 d\vec{r}$ .

Вклад резонанса в правило сумм получается умножением этого выражения на  $E$ . С другой стороны, вычисляя двойной коммутатор дипольного оператора  $\frac{e}{A} (N \delta_{q,p} - Z \delta_{q,n}) r Y_{1\mu}$  с гамильтонианом, находим правило сумм

$$S(E1) = \frac{9 \hbar^2 Z \cdot N}{8\pi m A} (1 + \eta \tilde{n}) e^2 f m^2,$$

которое отличается от классического множителем  $(1 + \eta \tilde{n})$ , возникающим из-за нелокальности взаимодействия (так называемый фактор усиления [8]). Как видно, изучаемый нами резонанс исчерпывает полностью правило сумм. Фактор усиления меняется от 1.25 при  $A = 20$  до 1.42 при  $A = 240$  и очень заметно улучшает согласие теории с экспериментом [9], хотя было бы лучше, если бы он был несколько меньше (менялся бы, скажем, от 1.1 до 1.3). Величина  $B(E1)$ -факторов немного меняется в зависимости от определения тока, но отдать предпочтение какому-либо из них, сравнивая теорию с экспериментом, в данном случае нельзя, так как экспериментально известны лишь полные сечения, которые пропорциональны правилу сумм, а оно от определения тока не зависит.

## 5. Заключение

Перечислим основные результаты. В рамках метода моментов рассчитаны энергии и вероятности возбуждения коллективных  $3^-$ ,  $2^-$ - состояний и гигантского дипольного резонанса с силами Скинра. На их примере исследован ряд методических проблем. Показано, что учет "вложенных" уравнений незначительно отражается на результатах расчета всех мод. Тем самым косвенно подтверждается, что изучаемые нами моменты функции Вигнера несут весьма точную информацию о самой функции.

Возникающая из-за нелокальности взаимодействия проблема определения и параметризации тока оказалась важной для описания

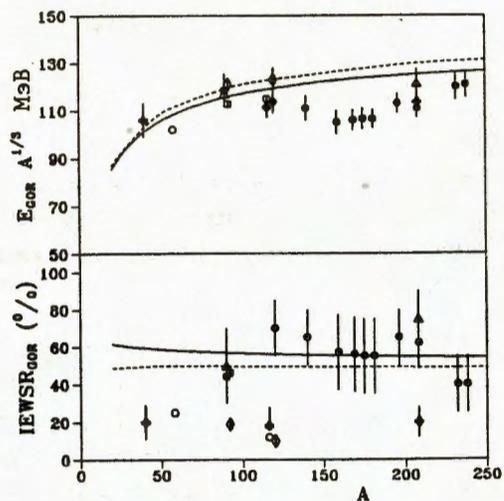


Рис. 1. Изоскалярный ГОР. Центроиды энергий (вверху) и процент исчерпания изоскалярного EWSR (внизу). Ссылки на экспериментальные данные - в работе [3]. Сплошная и точечная кривые соответствуют старому (5) и новому (6) определениям тока.

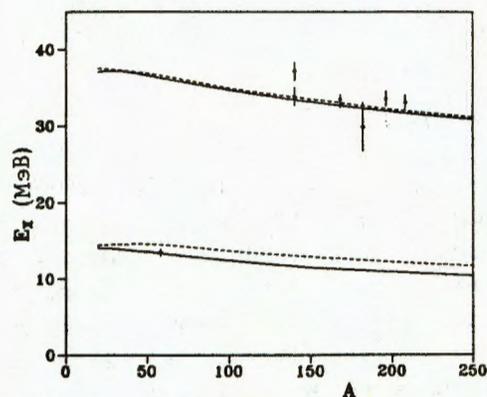


Рис.2. Центроиды энергий изовекторных  $3^-$  - возбуждений. Обозначения те же, что на рис. 1.

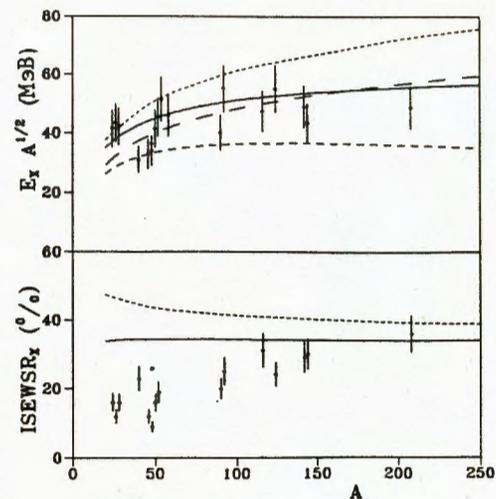


Рис. 3. Центроиды энергий изоскалярных  $3^-$  - состояний, лежащих ниже ГОР (вверху), и процент исчерпания EWSR (внизу). Сплошная и точечная кривые соответствуют старому (5) и новому (6) определениям тока. Короткий и длинный пунктир - то же без квантовой поправки.

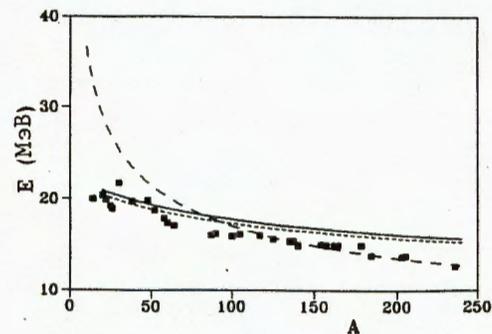


Рис. 4. Центроид гигантского дипольного резонанса. Сплошная и точечная кривые соответствуют старому (5) и новому (6) определениям тока. Пунктирная кривая - модель жидкой капли,  $E \approx 70A^{-1/3}$  МэВ. Экспериментальные данные из [11].

только низколежащего изоскалярного  $3^-$  - состояния, само существование которого обусловлено нелокальностью взаимодействия, причем старое определение тока (5) оказалось лучше. Остальные моды нечувствительны к изменению определения тока, что демонстрирует устойчивость метода к различным параметризациям тока и смещений.

Квантовая поправка слабо влияет на свойства всех возбуждений, кроме нижнего  $3^-$ , где ее роль оказалась весьма заметной. Учет кулоновского взаимодействия мало сказывается на результатах расчета всех возбуждений.

Результаты для ГДР, полученные в рамках метода моментов, представлены здесь впервые. Они неплохо согласуются с экспериментом.

### Литература

- [1] Balbutsev E.V. et al. // J. Phys. G.: Nucl. Phys., 1988, v.14, p.545.
- [2] Balbutsev E.V. et al. // Europhys. Lett., 1988, v.6(4), p.317.
- [3] Бальбуцев Е.В. и др. // ЯФ, 1991, т.53, с.670.
- [4] Engel Y.M. et al. // Nucl. Phys., 1975, v.A249, p.215.
- [5] Бальбуцев Е.В., Пиперова Й. // ЯФ, 1989, т.50, с.961.
- [6] Kohl H. et al. // Nucl. Phys., 1986, v.A459, p.265.
- [7] Lane A.M. // Nuclear Theory, Ed. Benjamin, New York, 1964.
- [8] Krivine H. et al. // Nucl. Phys., 1980, v.A336, p.155.
- [9] Berman V.L., Fultz S.C. // Rev. Mod. Phys., 1975, v.47, 3, p.713.
- [10] Bernstein A.M. // Adv. Nucl. Phys., 1969, v.3, p.325.
- [11] Бор О., Моттelson Б.Р. // Структура атомного ядра, М.: Мир, 1971, т.2.
- [12] Frey R. et al. // Phys. Lett., 1978, v.B74, p.45.
- [13] Rangachary C. et al. // Phys. Rev., 1985, v.C31, p.1656.

Рукопись поступила в издательский отдел

17 июня 1992 года.

### НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
Д1,2-86-668	Труды 8 Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.
Д3,4,17-86-747	Труды Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
Д2-87-798	Труды 8 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1987.	3 р.55 к.
Д14-87-799	Труды II Международного симпозиума по проблемам взаимодействия мюонов и пионов с веществом. Дубна, 1987	4 р.20 к.
Д17-88-95	Труды IV Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1987.	5 р.20 к.
Д17-88-681	Труды Международного совещания "Механизмы высокотемпературной сверхпроводимости". Дубна, 1988.	1 р.50 к.
Д13-88-938	Труды XIII Международного симпозиума по ядерной электронике. Варна, 1988.	4 р.30 к.
Р2-89-138	Труды семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны". Дубна, 1988.	1 р.10 к.
Д4-89-221	Труды рабочего совещания по разработке и созданию излучателя и детектора гравитационных волн. Дубна, 1988.	1 р.60 к.
Д9-89-52	Труды XI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1988 /2 тома/	14 р.35 к.
Д9-89-708	Труды II Международного совещания по циклотронам и их применению. Бехин, ЧССР, 1989.	4 р.00 к.
Д7-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986.	4 р.45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986.	7 р.10 к.

Д9-89-801	Труды Международной школы молодых ученых по проблемам ускорителей заряженных частиц. Дубна, 1988	2 р.25 к.
Д7-90-142	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1989.	7 р.00 к.
Р2-90-245	Труды II семинара "Гравитационная энергия и гравитационные волны". Дубна, 1989.	1 р.70 к.
Д19-90-457	Труды рабочего совещания по исследованию механизма радиационно-индуцированного мутагенеза и репарации ДНК. Дубна, 1990.	4 р.00 к.
Д2-90-461	Труды IX Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Дубна, 1990	5 р.26 к.
Е17-90-472	Труды Международного семинара по высокотемпературной сверхпроводимости Дубна, 1990. /на англ.яз./	2 р.60 к.
Д13-90-479	Труды Международного совещания "Твердотельные трековые детекторы ядер и их применения". Дубна, 1990.	2 р.00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:  
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного  
института ядерных исследований.

Бальбуцев Е.Б., Молодцова И.В., Р4-92-253  
Унжакова А.В.  
Влияние квантовых эффектов  
и нелокальности взаимодействия  
на коллективные  $3^-$ ,  $2^-$  и  $1^-$ -возбуждения

Метод моментов функции Вигнера применяется для расчета энергий и вероятностей возбуждения  $3^-$ ,  $2^-$  и  $1^-$ -состояний с силами Скирма. Изучаются две возможные параметризации тока, роль квантовых поправок к уравнению Власова, а также проблема так называемых "вложенных" уравнений.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1992

Перевод авторов

Balbutsev E.B., Molodtsova I.V., Р4-92-253  
Unzhakova A.V.  
Influence of Quantum Effects  
and Interaction Nonlocality on the  $3^-$ ,  $2^-$  and  $1^-$   
Excitations

The method of Wigner function moments is applied to calculate energies and excitation probabilities of  $3^-$ ,  $2^-$  and  $1^-$  states with Skyrme forces. Two possible parametrisations of currents, the role of quantum corrections to Vlasov equation and the problem of the so called "nested" equations are investigated.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1992