

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗ41а

Г-122

10/1-74

P4 - 10109

28/2-76

С.И.Габраков, Н.И.Пятов, Д.И.Саламов

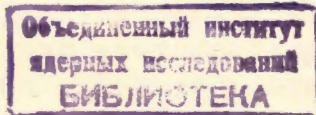
О ВЫДЕЛЕНИИ ДВИЖЕНИЯ ЦЕНТРА МАСС
ПРИ ИЗУЧЕНИИ Е1-РЕЗОНАНСА

1976

P4 - 10109

С.И.Габраков,¹ Н.И.Пятов, Д.И.Саламов²

О ЕДДЕЛЕНИИ ДВИЖЕНИЯ ЦЕНТРА МАСС
ПРИ ИЗУЧЕНИИ Е1-РЕЗОНАНСА



¹ Физический факультет Софийского университета, НРБ.

² Институт физики АН АзССР, Баку.

Габраков С.И., Пятов Н.И., Саламов Д.И.
О выделении движения центра масс при изучении
E1 -резонанса

Исследованы эффекты выделения движения центра масс в задаче о гигантском дипольном резонансе. Сравниваются результаты различных модельных подходов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Gabrakov S.I., Pyatov N.I., Salamov D.I.
Concerning the Center-of-Mass Motion
in the Study of the Giant Resonance

The center-of-mass (c.m.) motion effects in the giant dipole resonance are investigated. For that purpose the translation-invariant microscopic model of l^{-} excitations has been developed, which allows one to separate explicitly the c.m. motion. A single parameter of the isovector force is estimated from experimental energies of E1-resonance state. The calculated different integrated cross sections for the dipole photon absorption agree well with experimental data in the region $90 \leq A \leq 150$. The results obtained are compared with those in the model of Petersen and Veje^{/13/} which, as is shown, does not allow one to restore the broken translational invariance in the case of arbitrary nuclear potential, in spite of using an additional parameter. It occurs that the integrated cross sections in the translation-invariant model agree well with those calculated in the model without separation of the c.m. motion, provided that the kinematic effective charges are used. The separation of the zero energy state as suggested in ref.^{/13/} leads to quantitative disagreement with the results of the translation-invariant model.

1. Введение

К настоящему времени проведено большое количество микроскопических расчетов характеристик гигантского дипольного резонанса в ядрах. Характерным для подавляющего большинства работ является нарушение трансляционной инвариантности, возникающее при замене истинных межнуклонных сил суммой одночастичных потенциалов и остаточных взаимодействий в трансляционно-инвариантной форме, либо при использовании оболочечного базиса. Это приводит к тому, что движение центра масс /ц.м./ многочастичной системы смешивается с состояниями внутреннего движения нуклонов. Поэтому возникает проблема отделения нефизических /"духовых"/ эффектов, связанных с движением ц.м. Иногда, в качестве "духового" выделяют состояние с необычно низкой или даже отрицательной энергией возбуждения /см., например, ^{/1-3/}/. Предлагались различные методы отделения нефизических эффектов движения ц.м. Так, при описании дипольного фотопоглощения ядер правильное сечение можно получить, введя кинематические заряды - eZ/A и eN/A соответственно для нейтронов и протонов^{/4/}. В работе^{/5/} метод эффективных зарядов был обобщен на случай вычисления матричных элементов произвольных операторов в оболочечном базисе. Однако при этом невозможно явно выделить в спектре возбуждений "духовые" состояния.

Предлагались также другие методы отделения движения ц.м. /специально приспособленные для использования осцилляторных потенциалов и волновых функций,

либо приближенные в случае произвольных потенциалов /6,7/. Во всех этих работах разрабатывались методы правильного описания внутреннего движения нуклонов при использовании оболочечного базиса, либо гамильтонианов с нарушенной трансляционной симметрией. В работе Таулеса /8/ было показано, что при использовании трансляционно-инвариантных гамильтонианов правильное выделение движения ц.м., как бесщелевой моды в спектре возбуждений, можно провести в простейшем приближении метода случайной фазы /СФ/. В общем случае движение ц.м. можно отделять, применяя метод обобщенной матрицы плотности /9/. Однако при этом необходимо согласование остаточных взаимодействий с потенциалом, что отмечалось также в работах /10-12/.

Точное согласование остаточных взаимодействий с произвольно выбранным оболочечным потенциалом представляет собой чрезвычайно трудную задачу. В работе /13/ был предложен метод выделения "духового" I^- состояния путем введения простых сепарабельных дипольных сил, константа которых выбирается из условия появления в спектре возбуждений состояния с нулевой энергией. Это состояние и объявляется "духовым", хотя используемый гамильтониан может и не иметь правильной трансляционной симметрии. В работе /14/ было показано, что в случае произвольного оболочечного потенциала /не осцилляторного/ такой метод не обеспечивает сохранения полного импульса ядра, а выделяемое состояние, вообще говоря, не описывает движения ц.м.

В свете всего сказанного представляется предпочтительным использовать в качестве исходных трансляционно-инвариантные гамильтонианы. В работах /15/ был предложен приближенный метод восстановления любой нарушенной симметрии одночастичных /квазичастичных/ гамильтонианов с помощью сепарабельных эффективных взаимодействий, согласованных с формой потенциала. Этот метод оказался простым в практических приложениях и в настоящей работе используется для исследования эффектов движения ц.м. в задаче о гигантском дипольном резонансе.

2. Трансляционно-инвариантная модель

Для описания I^- возбуждений ядер используем сформулированную в работах /14,15/ трансляционно-инвариантную микроскопическую модель. Для сферических ядер модельный гамильтониан имеет вид:

$$H = H^0 + h + W, \quad /1/$$

$$H^0 = \sum_{jm} \epsilon_j a_{jm}^+ a_{jm}, \quad /2/$$

$$h = -\frac{1}{2\gamma} [H^0, \vec{P}]^+ [H^0, \vec{P}], \quad /3/$$

$$W = \frac{3\chi}{2\pi} \left(\frac{NZ}{A}\right)^2 [\vec{R}_n - \vec{R}_p]^2. \quad /4/$$

Здесь H^0 - одночастичный гамильтониан с произвольным оболочечным потенциалом /обозначения стандартные/. Трансляционная инвариантность H^0 восстанавливается в приближении СФ с помощью кинематических корреляций h , согласование которых с H^0 достигается выбором параметра γ в виде среднего по основному состоянию типа Хартри-Фока

$$\gamma = \frac{1}{3} \langle 0 | [\vec{P}, [H^0, \vec{P}]] | 0 \rangle, \quad /5/$$

где \vec{P} - полный импульс ядра. Физический смысл введения h заключается в компенсации /в гармоническом приближении/ потенциала локализации ц.м., неявно содержащегося в H^0 :

$$V_R = \frac{1}{2\hbar^2} \gamma R^2,$$

где $\vec{R} = (1/A) \sum_{k=1}^A \vec{r}_k$ - вектор-радиус ц.м. Очевидно, величина γ имеет смысл параметра жесткости потенциала локализации ц.м.

Гамильтониан /1/ содержит также трансляционно-инвариантные дипольные изовекторные силы / $\tau_z^{(1)}$.

$\tau_z^{(2)}$ - часть W со свободным параметром χ , который

выбирается из экспериментальных энергий E1-резонанса; \vec{R}_n и \vec{R}_p обозначают координаты ц.м. соответственно нейтронов и протонов. Физически взаимодействия /4/ соответствуют когерентным дипольным колебаниям нейтронов относительно протонов, причем ц.м. ядра остается в покое.

В идейном плане рассматриваемая модель соответствует хорошо известным макроскопическим моделям E1-резонанса.

В методе СФ гамильтониан /1/ приводится к форме /14, 15/

$$H = \vec{P}^2 / (2mA) + \sum_k \sum_{\mu=-1}^{+1} \omega_k Q_k^+(\mu) Q_k(\mu) \quad /6/$$

с явно выделенным движением ц.м. /массы всех нуклонов полагаются одинаковыми/. Фононные операторы $Q_k^+(\mu)$, определенные в работах /14, 15/, описывают внутреннее I⁻ возбуждения ядра с энергией ω_k *. Последние являются решениями следующего уравнения:

$$\omega_k^2 \{ M(\omega_k) [\frac{3}{4\chi} + \frac{Z^2}{A^2} \mathcal{F}_n(\omega_k) + \frac{N^2}{A^2} \mathcal{F}_p(\omega_k)] - \omega_k^2 [\frac{Z}{A} \mathcal{F}_n(\omega_k) - \frac{N}{A} \mathcal{F}_p(\omega_k)]^2 \} = 0, \quad /7/$$

$$M(\omega_k) = \sum_{\tau=n,p} \sum_{jj'}^{(\tau)} \frac{(\epsilon_{j'} - \epsilon_j)^3 (n_j - n_{j'}) (j' \| \vec{r} Y_1 \| j)^2}{(\epsilon_{j'} - \epsilon_j)^2 - \omega_k^2}, \quad /8/$$

$$\mathcal{F}_\tau(\omega_k) = \sum_{jj'}^{(\tau)} \frac{(\epsilon_{j'} - \epsilon_j) (n_j - n_{j'}) (j' \| \vec{r} Y_1 \| j)^2}{(\epsilon_{j'} - \epsilon_j)^2 - \omega_k^2}, \quad /9/$$

* Фононные операторы коммутируют с \vec{P} и \vec{R} , следовательно, внутренние возбуждения не содержат "духовых" примесей движения ц.м.

где n_j - числа заполнения состояний, $(j' \| \vec{r} Y_1 \| j)$ - приведенные матричные элементы дипольного оператора. В уравнении /7/ явно выделено решение $\omega_k = 0$, соответствующее движению ц.м.

С целью выявления эффектов движения ц.м. сравним расчеты в трансляционно-инвариантной модели с результатами модели Петерсена и Вейе /13/ с нарушенной симметрией. В модели используется смесь изоскалярных и изовекторных дипольных сил:

$$W = \frac{1}{2} \sum_{i,i'}^A \{ \chi_0 + 4\chi \frac{\vec{t}_i \vec{t}_{i'}}{t_i t_{i'}} \} \sum_{\mu} r_{i\mu} Y_{1\mu}^+(i) r_{i'\mu} Y_{1\mu}(i'). \quad /10/$$

В методе СФ уравнение для энергий $\tilde{\omega}_k$ в этой модели имеет вид:

$$1 + \frac{1}{3} (\chi_0 + \chi) [\mathcal{F}_n(\tilde{\omega}_k) + \mathcal{F}_p(\tilde{\omega}_k)] + \frac{4}{9} \chi_0 \chi \mathcal{F}_n(\tilde{\omega}_k) \mathcal{F}_p(\tilde{\omega}_k) = 0. \quad /11/$$

Силовые параметры χ_0 и χ выбираются так, чтобы в спектре I⁻ возбуждений появилось состояние с $\tilde{\omega}_k = 0$ и правильно описывалась энергия E1-резонанса. Выделение состояния с $\tilde{\omega}_k = 0$ соответствует появлению некоторого интеграла движения. Используя формализм, развитый в работах /14, 15/, можно явно записать интеграл движения в модели Петерсена и Вейе /в приближении СФ/:

$$\mathcal{P}(\mu) = \sum_{\tau=n,p} b_\tau \sum_{jj'}^{(\tau)} \frac{(j' \| \vec{p} \| j) (n_j - n_{j'})}{(\epsilon_{j'} - \epsilon_j)^2} \times [A_{jj'}^+(\mu) + (-1)^\mu A_{jj'}(-\mu)], \quad /12/$$

где $A_{j,j}^+$ определены через операторы рождения квази-частиц /частично-дырочных пар/:

$$A_{j,j}^+(\mu) = \sqrt{\frac{3}{2j+1}} \sum C_{jm}^{j'm'} a_{j,m}^+ a_{j,-m}^+ (-1)^{j-m} \quad /13/$$

а величины b_j представляют собой коэффициенты нормировки частично-дырочных амплитуд в состоянии с $\tilde{\omega}_k = 0$. Сравнение /12/ с видом оператора импульса

$$P_\mu = \frac{1}{2\sqrt{3}} \sum (j' || p || j) (n_i - n_j) [A_{j,j}^+(\mu) + (-1)^\mu A_{j,j}^+(-\mu)] \quad /14/$$

показывает, что они совпадают только в случае использования осцилляторного потенциала, когда $|c_j - c_j'| = \hbar\omega_0$. Следовательно, в случае использования любого реалистического оболочечного потенциала состояние с $\tilde{\omega}_k = 0$ в модели /13/ не соответствует движению ц.м., хотя и может содержать в себе значительную долю "духового" состояния. Полученный результат представляется очевидным, поскольку в случае произвольного потенциала простой вариацией параметров χ_0 и χ нельзя восстановить нарушенной симметрии исходного гамильтониана.

3. Расчеты и обсуждение результатов

Численные расчеты были проведены для изотопов Zr, Sn, Nd и Sm в области $90 \leq A \leq 150$. Использовался одночастичный потенциал Саксона-Вудса /16/. Одночастичный базис включал все дискретные и квазистационарные состояния в интервале энергий от -30 до +10 МэВ. Сплошной спектр не учитывался. Вычисления проводились в нескольких вариантах: в трансляционно-инвариантной модели, в модели /13/ при фиксированном значении параметра χ , а также при значении параметра $\chi_0 = 0$ /в этом случае "духовое" состояние не отделяется/. Значение параметра

$$\chi = 300 A^{-5/3} \text{ МэВ Фм}^{-2} \quad /15/$$

было найдено из условия, чтобы энергии I^- возбуждений с максимальными значениями $V(E1)$ лежали в области экспериментального максимума E1-резонанса /17-21/. В модели /13/ значения параметра χ_0 извлекались из условия отделения состояния с $\tilde{\omega}=0$. Полученное отношение параметров - χ / χ_0 показано на рис. 1. Видно, что отношение нерегулярно зависит от A, т.е. χ_0 является специфическим параметром для каждого ядра. Расчеты показали также, что интеграл перекрытия "духового" состояния и состояния с $\tilde{\omega}=0$ в модели /13/ равен примерно 0,9, т.е. существенное различие радиальной зависимости дипольных сил /10/ и кинематических корреляций /3/* не мешает сильному перекрытию этих состояний.

В случае, когда $\chi_0 = 0$, "духовое" состояние распределяется по многим I^- возбуждениям, причем ни одно состояние не содержит более 30-40% примеси "духа". На рис. 2 показано распределение "духового" состояния по спектру возбуждений, усредненное по энергетическому интервалу $\lambda\omega = 1$ МэВ. Видно, что "духовое" состояние локализуется в области энергетического интервала $\hbar\omega_0$ между ядерными оболочками, а примеси "духа" в области E1-резонанса относительно невелики.

В табл. 1 приведены вычисленные в трех вариантах значения энергии и $V(E1)$ I^- состояний в максимуме гигантского резонанса. Оказалось, что поправки к энергиям, связанные с выделением ц.м., являются небольшими, хотя значения $V(E1)$ могут меняться в широких пределах.

В табл. 2 приведены вычисленные интегральные сечения фотовозбуждения ядер

$$\sigma_n = \int E^n \sigma(E) dE = \frac{16\pi^3}{9\hbar^2 c} \sum \omega_k^{n+1} V(E1, 0 \rightarrow 1)_k \quad /16/$$

Расчеты показали, что сечения, вычисленные в трансляционно-инвариантной модели и в случае $\chi_0 = 0$ /без выделения ц.м., но с эффективными зарядами/ хорошо

* Напомним, что радиальная зависимость /3/ определяется градиентом потенциала, т.е. для потенциалов конечной глубины кинематические корреляции имеют существенно поверхностный характер /15/.

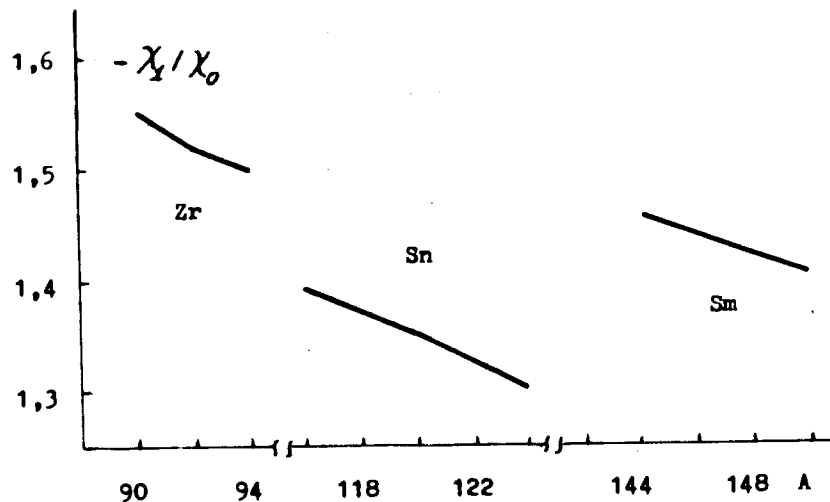


Рис. 1. Отношение параметров $-\chi_1/\chi_0$ в различных ядрах при фиксированном значении χ /уравнение /15//.

согласуются между собой. Искусственное выделение движения ц.м. по рецепту /13/ ухудшает это согласие, что наиболее заметно для сечения σ_{-2} .

Отметим, что все вычисленные сечения хорошо согласуются с экспериментальными данными.

Таким образом, если нас интересуют интегральные характеристики E1-резонанса, то можно не отделять "духовое" состояние, введя кинематические эффективные заряды. При этом обеспечивается правильное описание интегрального сечения σ_0 , а "духовые" эффекты в других сечениях оказываются небольшими. Однако в каждом отдельном I^- возбуждении "духовые" эффекты не отделяются. Искусственное отделение "духа" по рецепту /13/, помимо введения нового параметра для каждого ядра, приводит к количественному ухудшению результатов.

Аналогичная ситуация возникает и тогда, когда гамльтоннан содержит какие-либо изоскалярные притягивающие дипольные силы, не согласованные с потенциалом. Такие взаимодействия сдвигают одно из I^- -воз-

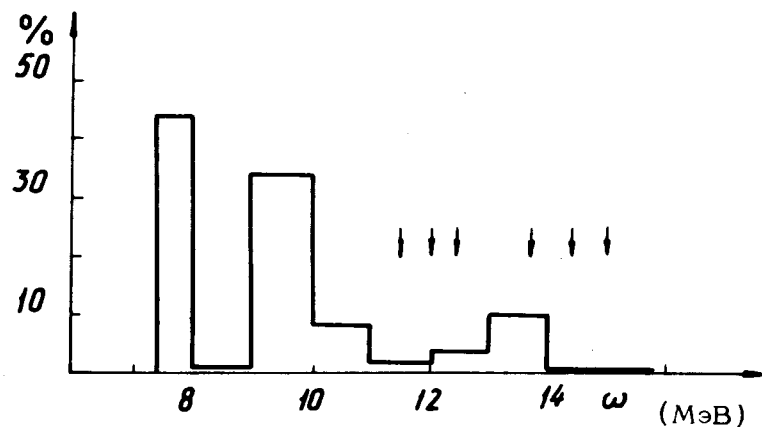
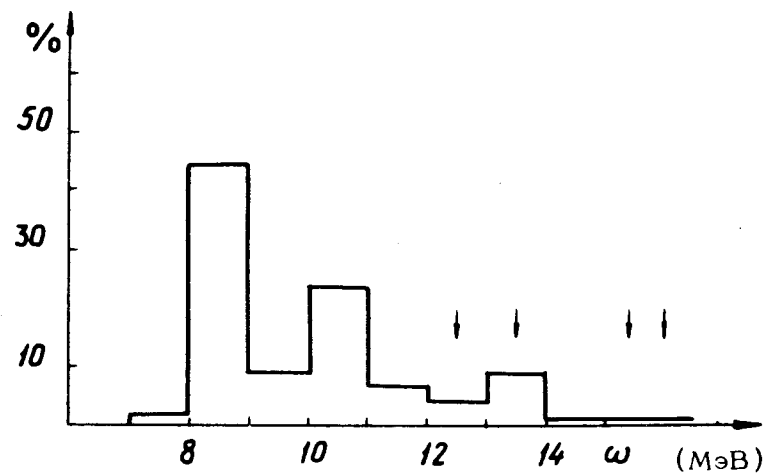


Рис. 2. Распределение "духового" состояния в случае $\chi_0=0$ по спектру I^- возбуждений в ядрах ^{116}Sn /вверху/ и ^{148}Sm /внизу/. Стрелками показано положение состояний, формирующих E1-резонанс.

Таблица I

Характеристики Γ^- возбуждений в области ЕП-резонанса, вычисленные в различных моделях при значении параметра $\chi = 300 \text{ А}^{-5/3} \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^{-2}$

Ядро	ω_{κ} , МэВ			$B(E1, 0 \rightarrow 1)$, $e^2 \text{ Фм}^2$		
	1)	2)	3)	1)	2)	3)
^{90}Zr	14,00	13,79	14,88	1,52	1,47	1,41
	15,94	15,92	15,93	10,77	10,80	9,00
	16,76	16,63	16,75	4,73	4,23	3,63
	17,94	17,85	17,93	1,59	2,03	2,79
^{94}Zr	13,93	13,77	13,87	2,45	2,01	1,50
	14,88	14,73	14,86	1,23	2,33	2,34
	15,71	15,67	15,71	12,05	12,23	11,01
	16,69	16,54	16,68	3,02	1,91	2,27
^{120}Sn	17,92	17,83	17,91	1,11	1,59	2,07
	12,40	12,28	12,36	3,20	2,75	2,37
	12,84	12,64	12,81	1,14	1,52	1,34
	13,45	13,10	13,31	1,88	1,68	1,19
^{148}Sm	15,31	15,05	15,30	14,27	15,57	13,58
	15,98	15,97	15,98	3,68	4,26	6,50
	11,50	11,40	11,49	2,45	2,19	3,71
	11,67	11,66	11,67	0,93	0,54	1,64
^{148}Sm	11,88	11,75	11,85	0,05	1,35	0,09
	12,08	12,00	12,05	1,83	1,13	1,14
	12,46	12,40	12,46	3,51	4,02	3,12
	13,73	13,54	13,65	3,50	3,20	2,31
^{148}Sm	14,39	14,35	14,39	1,53	2,96	1,61
	15,04	14,98	15,04	21,70	21,00	20,00
	17,45	17,37	17,44	0,63	0,81	1,13

Примечание: 1) без выделения движения ц.м. ($\chi_0 = 0$);
 2) в трансляционно-инвариантной модели;
 3) при неправильном выделении движения ц.м. по рецепту работы /13/.

буждений вниз по энергии, причем это возбуждение сильно перекрывается с состоянием, описывающим движение ц.м. /см., например, $^{2,3/}$ /. Правильное выделение движения ц.м. требует не простой подгонки параметра взаимодействия, чтобы получить состояние с нулевой энергией, а согласования остаточных взаимодействий с оболочечным потенциалом.

Таблица 2

Интегральные сечения фотозвозбуждения ядер, вычисленные в различных моделях при значении параметра $\chi = 300 \text{ А}^{-5/3} \text{ МэВ} \cdot \text{Фм}^{-2}$

Ядро	σ_{-2} , $\mu\text{б}^2/\text{МэВ}$			σ_{-1} , $\mu\text{б}^2$			σ_0 , $\text{МэВ} \cdot \delta$			σ_{+2} , $\text{МэВ}^3 \delta$		
	1)	2)	3)	1)	2)	3)	1)	2)	3)	1)	2)	3)
^{90}Zr	5,5	5,5	5,5	85	85	84	1,33	1,33	1,30	339	339	328
^{92}Zr	5,7	5,6	6,0	86	86	89	1,33	1,33	1,34	331	330	329
^{94}Zr	5,8	5,8	6,4	87	88	93	1,34	1,34	1,39	324	322	330
^{116}Sn	8,2	8,1	9,6	117	117	133	1,74	1,74	1,91	411	410	435
^{118}Sn	8,4	8,3	9,4	119	118	130	1,75	1,75	1,88	411	404	436
^{120}Sn	8,6	8,4	9,2	121	120	127	1,76	1,76	1,82	408	399	421
^{124}Sn	9,0	8,4	9,6	125	120	130	1,80	1,80	1,84	408	396	420
^{148}Nd	12,4	12,1	11,5	164	162	153	2,25	2,25	2,11	460	454	437
^{144}Sm	11,9	11,7	11,3	162	161	154	2,28	2,28	2,15	484	482	463
^{148}Sm	12,4	12,4	11,5	165	158	156	2,28	2,28	2,16	470	463	449

примечание: 1) без выделения движения ц.м. ($\chi_0 = 0$);

2) в трансляционно-инвариантной модели;

3) при неправильном выделении движения ц.м. по рецепту работы /13/.

Литература

1. G.E.Brown, M.Bolsterli. Phys.Rev.Lett., 3, 472 (1959).
2. В.В.Балашов, В.Г.Шевченко, Н.П.Юдин. ЖЭТФ, 41, 1929 (1961).
3. V.Gillet, N.Vihn Mau. Nucl.Phys., 54, 321 (1964); V.Gillet, E.A.Sanderson. Nucl.Phys., 54, 472 (1964); V.Gillet, A.M.Green, E.A.Sanderson. Nucl.Phys., 88, 321 (1966).
4. J.M.Blatt, V.F.Weisskopf. Theoretical Nuclear Physics (J.Wiley and Sons, N.Y., 1952).
5. S.Gartenhaus, C.Schwartz. Phys.Rev., 108, 482 (1957).
6. J.P.Elliot, T.H.R.Skyrme.Proc.Roy.Soc., A232, 561 (1955).
7. D.J.Palumbo. Nucl.Phys., A99,100 (1967).
8. D.J.Thouless.Nucl.Phys., 22, 78 (1961).
9. С.Т.Беляев, В.Г.Зелевинский. ЯФ, 16, 1195 (1972).
10. D.H.E.Gross.Phys.Lett., 30B, 16 (1969).
11. В.Л.Бирбраир. Phys.Lett., 46B, 152 (1973).
12. С.А.Фаянс, В.А.Ходель. Письма в ЖЭТФ, 17, 633 (1973).
13. D.F.Petersen, C.J.Veje. Phys.Lett., 24B, 449 (1967).
14. Н.И.Пятов. Материалы XI зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. ч.1, стр.151, Ленинград, 1976.
15. Н.И.Пятов. ОИЯИ, P4-8208 и P4-8380, Дубна, 1974.
16. Н.Ю.Шурикова. ОИЯИ, P5-3712, Дубна, 1968.
17. В.Л.Berman et al. Phys. Rev., 162, 1098 (1967).

18. A.Lepretre et al. Nucl.Phys., A175, 609 (1971).
19. S.C.Fultz et al. Phys.Rev., 186, 1255 (1969).
20. A.Lepretre et al. Nucl.Phys., A219,39 (1974).
21. P.Carlos et al. Nucl. Phys., A172, 437 (1971).
22. P.Carlos et al. Nucl.Phys., A225, 171 (1974).

Рукопись поступила в издательский отдел
15 сентября 1976 года.

Редколлегия журнала ЭЧАЯ сообщает, что вышел в свет журнал "Физика элементарных частиц и атомного ядра", том 7, вып. 3. Подписаться на журнал можно в агентствах и отделениях "Союзпечати", в отделениях связи, а также у общественных распространителей.