

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



П-997

4854/2-76

6/411-76

P4 - 10023

Н.И.Пятов, С.И.Габраков, Д.И.Саламов

ЭФФЕКТЫ НАРУШЕНИЯ
ГАЛИЛЕЕВОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ СПАРИВАНИЯ

1976

P4 - 10023

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

ЭФФЕКТЫ НАРУШЕНИЯ
ГАЛИЛЕЕВОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ СПАРИВАНИЯ

Направлено в ЯФ

¹ Физический факультет Софийского университета.

² Институт физики АН АзССР, Баку.

S u m m a r y

The conventional pairing interactions are not invariant under the Galilean transformations, thus affecting the integrated cross section for the dipole photon absorption. The contribution of the pairing field to different integrated cross sections is shown to be noticeable in heavy nuclei. Having in mind that the experimental integrated cross sections exceed the classical mean value $0.06 NZ/A$ even in closed shell nuclei we believe that this effect cannot be associated with the pairing force. Therefore, the method is suggested to restore the broken Galilean invariance of the pairing field by means of pairing interactions with the angular momentum and parity 1^- . The method is selfconsistent in RPA therefore no additional parameters are introduced. The physical interpretation of the new pairing interactions as restoring the quasiparticle mass is given (e.g., quasiparticles in BCS ground state have an effective mass m^*m , see eq. (20) and Fig.1). Some other effects associated with the Galilean invariant pairing interactions are discussed. From qualitative arguments it is concluded that the Galilean invariant pairing interactions should not affect noticeably both the maximum energy of the giant resonance and the integrated cross sections. As in the case of gauge invariant pairing discussed by Belyaev, one might expect the appearance of the coherent pairing fluctuations (1^- excitations) below the two-quasiparticle boundary.

© 1976 Объединенный институт ядерных исследований Дубна

1. ВВЕДЕНИЕ

Известно, что парные корреляции, когда учитываются только взаимодействия пар на вырожденных орбитах с моментом и четностью 0^+ , не обладают свойством градиентной инвариантности. Беляевым было показано^{/1/}, что градиентная инвариантность парных взаимодействий имеет принципиальное значение для получения гидродинамического предела момента инерции ядер. В работе^{/2/} на основе требований градиентной инвариантности предложен метод "обогащения" парных взаимодействий и изучены следствия его для 0^+ возбуждений в ядрах. В частности, было показано, что градиентно-инвариантные парные силы генерируют новую ветвь 0^+ возбуждений - когерентные флуктуации спаривания.

С другой стороны, замечено, что использование парных взаимодействий с нарушенной симметрией приводит к заметным эффектам в сечениях дипольного фотопоглощения ядер. Например, в работе^{/3/} обнаружено, что включение парных взаимодействий в приближении диагональной щели (т.е. когда в расчетах частично-дырочный спектр просто заменяется двухквазичастичным) приводит к некоторому возрастанию интегрального сечения, а также энергии максимума $E1$ -резонанса. Если сохранять неизменной энергию $E1$ -резонанса, то требуется, следовательно, перенормировать константу изовекторных сил при включении парных корреляций. Заметим, что в работе^{/3/} расчеты были проведены только для изотопов Sn, в которых парные

силы действуют только между нейтронами, и связанный с ними эффект в интегральном сечении относительно мал из-за кинематических эффективных зарядов. Можно ожидать, что в тех ядрах, где парные силы действуют как между нейтронами, так и между протонами, соответствующие эффекты в сечении дипольного фотопоглощения окажутся более заметными.

В связи с этим отметим, что экспериментальные сечения дипольного фотопоглощения оказываются систематически выше (примерно на 20%) классического предела $0,06(NZ/A) \text{ МэВ} \cdot \text{барн}^{1/4-7/}$. Поэтому представляется важным, что парные взаимодействия с нарушенной симметрией могут приводить к заметному увеличению сечения дипольного фотопоглощения. Однако это был бы слишком легкий способ объяснения наблюдаемого экспериментального эффекта. Дело в том, что превышение классического предела наблюдается и в дважды магических ядрах (например, в ^{208}Pb), где вовсе нет парных взаимодействий в основном состоянии. Поэтому следует считать, что получаемые эффекты парных взаимодействий не являются физическими и связаны только с нарушением свойства их градиентной инвариантности.

В данной работе показано, что восстановление градиентной, точнее говоря, в данном случае галилеевой инвариантности парных взаимодействий позволяет избежать нефизических эффектов в сечении дипольного фотопоглощения и перенормировки параметра извекторных сил.

2. ЭФФЕКТЫ НАРУШЕНИЯ ГАЛИЛЕЕВОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ ПАРНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ

Прежде всего заметим, что в задаче дипольного фотопоглощения нас интересует не общая градиентная инвариантность парных взаимодействий, а более частное свойство их галилеевой инвариантности. Действительно, интегральное сечение дипольного фотопоглощения имеет вид:

$$\sigma_0 = \frac{8\pi^3}{9hc} \sum_{\mu} \langle 0 | [\mathcal{M}(E1, \mu)^{\dagger}, [H - \frac{\vec{P}^2}{2mA}, \mathcal{M}(E1, \mu)]] | 0 \rangle, \quad (1)$$

где H - ядерный гамильтониан, а $\mathcal{M}(E1, \mu)$ - дипольный оператор (пропорционален сумме координат протонов, если H обладает свойством трансляционной инвариантности; в противном случае $\mathcal{M}(E1, \mu)$ содержит также координаты нейтронов и кинематические заряды eN/A и $-eZ/A$ соответственно для протонов и нейтронов). Из уравнения (1) следует, что парные взаимодействия дают вклад в σ_0 только тогда, когда они не коммутируют с координатой центра масс (ц.м.), т.е. не обладают свойством галилеевой инвариантности.

Чтобы показать, какого порядка оказываются эффекты, связанные с нарушением галилеевой инвариантности спаривания, рассмотрим простую модель гигантского резонанса, предложенную в работе ^{/8/}. Обычно учет парных корреляций в задаче о $E1$ -резонансе сводится к замене частично-дырочного спектра на квази-частичный (см., напр., ^{/3/}). Поэтому в качестве исходного выберем трансляционно-инвариантный гамильтониан (для случая сферического ядра):

$$H = H^0 + h + W_1, \quad (2)$$

$$H^0 = \sum_{r=n,p} (H_{\epsilon_r} + H_{\Delta_r}), \quad (3)$$

$$h = -\frac{1}{2\gamma} [H^0, \vec{P}]^{\dagger} [H^0, \vec{P}], \quad (4)$$

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

$$W_1 = \frac{3\chi_1}{2\pi} \left(\frac{NZ}{A} \right)^2 [\vec{R}_n - \vec{R}_p]^2. \quad (6)$$

Здесь H_{ϵ_r} - одночастичный гамильтониан (с произвольным оболочечным потенциалом):

$$H_{\epsilon_r} = \sum_{jm} \binom{r}{j} \epsilon_j a_{jm}^{\dagger} a_{jm}, \quad (7)$$

а H_{Δ_r} представляет собой статическое парное поле, аппроксимирующее парные взаимодействия^{/9/}

$$H_{\Delta_r} = -\frac{\Delta_r}{2} [\Gamma_r^+ + \Gamma_r^-], \quad \Gamma_r = \sum_{jm}^{(r)} (-1)^{j-m} a_{j-m} a_{jm}, \quad (8)$$

где Δ_r - энергетическая щель. В уравнениях (4)-(6) P - полный импульс ядра, \vec{R}_r - координаты центра масс нейтронов или протонов, χ_1 - параметр изовекторных сил. Сепарабельные кинематические корреляции h приближенно восстанавливают трансляционную инвариантность H^0 (см. обсуждение в работах^{/8,10/}), у имеет смысл параметра жесткости потенциала локализации ц.м. В приближении метода случайной фазы (СФ) уравнение для спектра Γ^- возбуждений дано в работе^{/8/}. Здесь мы обсудим только эффекты, связанные с парным полем.

Прямые вычисления показывают, что среднее значение двойного коммутатора

$$\langle 0 | [P, [H_{\Delta_r}, P]] | 0 \rangle = 0, \quad (9)$$

т.е. в приближении, когда основное состояние описывается квазичастичным вакуумом, парное поле является трансляционно-инвариантным. Введем координатную функцию

$$\mathcal{F}_\mu = \sum_{k=1}^A r_k Y_{1\mu}(\theta_k, \phi_k), \quad (10)$$

пропорциональную координате ц.м., и вычислим среднее значение двойного коммутатора:

$$\begin{aligned} \beta_r &= \langle 0 | [\mathcal{F}_\mu^+, [H_{\Delta_r}, \mathcal{F}_\mu]] | 0 \rangle = \\ &= \frac{\Delta_r^2}{3} \sum_{jj'}^{(r)} \frac{E_{jj'}}{E_j E_{j'}} (j' \| r \vec{Y}_1 \| j)^2. \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь $E_j = \sqrt{\Delta_r^2 + \epsilon_j^2}$ - квазичастичные энергии, $E_{jj'} = E_j + E_{j'}$, $(j' \| r \vec{Y}_1 \| j)$ - приведенные матричные элементы дипольного оператора, суммирование ве-

дется по состояниям одного сорта нуклонов. Уравнение (11) представляет собой макроскопическую меру нарушения галилеевой инвариантности парного поля. Как видно из уравнения (1), вклад парного поля в интегральное сечение фотовозбуждения будет определяться величиной β_r :

$$\delta\sigma_0 = \frac{2\pi^3}{3} \frac{e^2}{\hbar c} \left[\left(\frac{N}{A}\right)^2 \beta_p + \left(\frac{Z}{A}\right)^2 \beta_n \right]. \quad (12)$$

В табл. 1 приведены результаты расчета для нескольких ядер характеристик $E1$ -резонанса с гамилтонианом (2). Приведены параметры энергетической щели, значения параметра изовекторных сил, энергии $E1$ -резонанса (1^- состояния с максимальным значением $B(E1)$) и различные интегральные сечения

$$\begin{aligned} \sigma_n &= \int E^n \sigma(E) dE = \\ &= \frac{16\pi^3}{9\hbar c} \sum_i \omega_i^{n+1} B(E1, 0 \rightarrow 1)_i. \end{aligned} \quad (13)$$

Из приведенных данных видно, что включение парных взаимодействий с нарушенной галилеевой инвариантностью приводит к заметному сдвигу энергии $E1$ -резонанса. Для получения той же энергии $E1$ -резонанса, что и без парных корреляций, требуется перенормировка (уменьшение) константы изовекторных сил χ_1 на 15-30% (в различных ядрах). В ядрах Zr и Sn , где действуют парные силы только между нейтронами, превышение σ_0 по сравнению с классическим пределом оказывается небольшим, что и отмечалось в работе^{/3/}. Для сравнения в таблице приведены также результаты расчета из этой работы, которые хорошо согласуются с полученными нами. Однако вклад парных взаимодействий заметно возрастает в ^{144}Sm , и, особенно, в ^{150}Sm , где спаривание возникает как между протонами, так и между нейтронами. При этом меняется не только σ_0 , но и другие интегральные сечения (особенно σ_{+2}). Отметим, что расчеты, проведенные без учета парных корреляций, хорошо согласуются с экспериментальными

Таблица I

Изменение характеристик E1-резонанса при включении парных корреляций с нарушенной галилеевой инвариантностью

Ядро	Δ_n , МэВ	Δ_p , МэВ	$\chi_1 A^{5/3}$, МэВ·фм ⁻²	$\omega(E_1)$, МэВ	σ_{-2} , мб/МэВ	σ_{-1} , мб	σ_0 , МэВ·б	σ_{+2} , МэВ ³ ·б
⁹² Zr	0	0	300	15,8	5,6	86	1,34	330
	0,82	0	300	{15,6 17,1}	5,6	87	1,35	363
¹²⁰ Sn	0	0	300	15,1	8,4	120	1,76	399
	1,36	0	300	15,7	8,3	125	1,52	498
	1,36	0	250	15,4	9,2	131	1,52	457
	≠ 0	0		14,8 x	9,0	127	1,85	403
¹⁴⁴ Sm	0	0	300	15,1	11,7	161	2,27	482
	0	1,25	300	15,4	12,3	175	2,63	593
	0	1,25	250	15,1	13,5	184	2,63	545
¹⁵⁰ Sm	0	0	300	14,5	11,7	160	2,29	455
	1,43	1,13	300	15,9	11,5	175	2,92	750
	1,43	1,13	250	15,4	13,8	196	2,52	704

x/ Результаты расчета по теории конечных ферми-систем с учетом парных корреляций /3/.

данными/6,7,11/. Включение парных корреляций и соответствующая перенормировка χ_1 с целью сохранения неизменной энергии E1-резонанса заметно ухудшает согласие с экспериментальными значениями σ_{-2} и σ_{-1} (значения σ_0 не зависят от χ_1).

Таким образом, эффекты, связанные с нарушением галилеевой инвариантности парных корреляций, являются заметными, особенно в ядрах, находящихся вдали от замкнутых оболочек. Поскольку вклад парных взаимодействий в σ_0 и значительную перенормировку изовекторных сил, действующих в канале частица-дырка, мы считаем нефизическими, то возникает вопрос о восстановлении нарушенной симметрии парного поля.

3. ВОССТАНОВЛЕНИЕ ГАЛИЛЕЕВОЙ ИНВАРИАНТНОСТИ ПАРНОГО ПОЛЯ

Восстановление градиентной инвариантности парных взаимодействий можно провести, следуя общему методу, развитому Беляевым^{/2/}. Здесь, однако, мы используем более простой метод приближенного восстановления нарушенной симметрии, предложенный в работах/10,12/. В приближении СФ сепарабельные силы, восстанавливающие галилееву инвариантность парного поля, имеют вид (отдельно для нейтронов и протонов):

$$h_{\Delta_T} = -\frac{1}{2\beta_T} \sum_{\mu=-1}^{+1} [H_{\Delta_T}, \mathcal{F}_{\mu}]^{\dagger} \cdot [H_{\Delta_T}, \mathcal{F}_{\mu}], \quad (14)$$

$$[H_{\Delta_T}, \mathcal{F}_{\mu}] = \Delta_T \sum_{j'm', j''m''}^{(r)} (j'm'|rY_{1\mu}|j''m'') \times \\ \times [(-1)^{j-m} a_{j'm'}^{\dagger} a_{j-m}^{\dagger} + (-1)^{j''-m''} a_{j''m''}^{\dagger} a_{j''-m''}^{\dagger}]. \quad (15)$$

Величина β_T дана уравнением (11). Из уравнений (14) и (15) видно, что восстанавливающие симметрию силы представляют собой взаимодействия пар с моментом и четностью 1⁻. Фактическим параметром взаимодействий является величина Δ_T (или обычная константа

парных взаимодействий G_r). Поскольку кинетическая энергия ядра является природным "нарушителем" галилеевой инвариантности, то взаимодействия $h_{\Delta r}$ не приводят к новой ветви "духовых" состояний.

Рассмотрим несколько следствий учета взаимодействий $h_{\Delta r}$. В работе^{/10/} было получено соотношение между одночастичными матричными элементами импульса и дипольного оператора без учета восстанавливающих сил:

$$(u_j v_j - u_j v_j) (j' || \vec{p} || j) = i \frac{m}{\hbar} \sqrt{\frac{4\pi}{3}} E_{jj'} \times \\ \times (u_j v_j + u_j v_j) (j' || r Y_1 || j). \quad (16)$$

При использовании галилеево-инвариантных парных сил это соотношение должно быть исправлено

$$(j' || \vec{p} || j) = i \frac{m}{\hbar} \sqrt{\frac{4\pi}{3}} (c_{j'} - c_j) (j' || r Y_1 || j) \quad (17)$$

и теперь, очевидно, не зависит от парных взаимодействий.

Приведем правило сумм для этих матричных элементов

$$\sum_{jj'}^{(r)} (v_j^2 - v_{j'}^2) (j' || r Y_1 || j) (j || \vec{p} || j') = \\ = -3 \sum_{jm}^{(r)} v_j^2 (jm | [p_\mu, r Y_{1\mu}^*] | jm) = 3\hbar \sqrt{\frac{3}{4\pi}} N_r, \quad (18)$$

которое также не зависит от парных взаимодействий (N_r - число частиц определенного сорта).

Мы уже указывали, что величина β_r представляет собой вклад парного поля в интегральное сечение σ_0 . Теперь дадим несколько иную ее физическую интерпретацию. С этой целью, как и в работах^{/10,12/}, разложим коммутатор $[h_{\Delta r}, \mathcal{F}_\mu]$ по полному набору операторов \vec{P}, \vec{R} и фоновых операторов Q_i^+ и Q_i (коммутирующих с \vec{P} и \vec{R}) внутренних 1^- возбуждений. Выделим затем ту часть взаимодействия $h_{\Delta r}$, которая не коммутирует

с координатой \vec{R} (или \mathcal{F}_μ). Простые вычисления дают

$$h_{\Delta r}(\vec{P}) = -\frac{2\pi}{3} \frac{\beta_r}{\hbar^2 A} \vec{P}^2. \quad (19)$$

Это слагаемое восстанавливающих сил как раз и компенсирует в приближении метода СФ ту часть парных взаимодействий, которая нарушает галилееву инвариантность. Если включить слагаемое $h_{\Delta r}$ в кинетическую энергию, то квазичастицам в состоянии Бардина-Купера-Шриффера можно приписать эффективную массу m^* , определенную уравнением

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{m} \left[1 + \frac{4\pi}{3} \frac{m}{\hbar^2 A} \sum_r \beta_r \right]. \quad (20)$$

Подчеркнем, что эффективная масса у квазичастиц не является физической, а появляется только в результате нарушения галилеевой инвариантности парных взаимодействий. При учете парных взаимодействий с моментом 1^- квазичастицы будут иметь нормальную массу m .

На рис. 1 приведены отношения m^*/m , вычисленные для ряда ядер. В изотопах $^{92,94}\text{Zr}$, Sn (парные взаимодействия только между нейтронами) и в ^{144}Sm (парные взаимодействия только между протонами) различие между m^* и m относительно невелико. Однако в других изотопах Sm , в которых включаются также парные взаимодействия между нейтронами, различие между m^* и m становится довольно заметным.

В работах^{/8,12/} отмечалось, что величина γ (уравнение (5)) определяет энергию нулевых дипольных колебаний центра масс

$$\frac{3}{2} \hbar \omega = \frac{3}{2} \sqrt{\gamma / mA} \quad (21)$$

и входит в интегральное сечение σ_{r2} . При вычислении этой величины необходима определенная осторожность в замене матричных элементов $(j' || \vec{p} || j)$ на $(j' || r Y_1 || j)$. Если использовать соотношение (16), то оказывается, что при включении парных корреляций величина γ резко возрастает (см. рис. 2), что в действительности связано только с нарушением галилеевой инвариантности

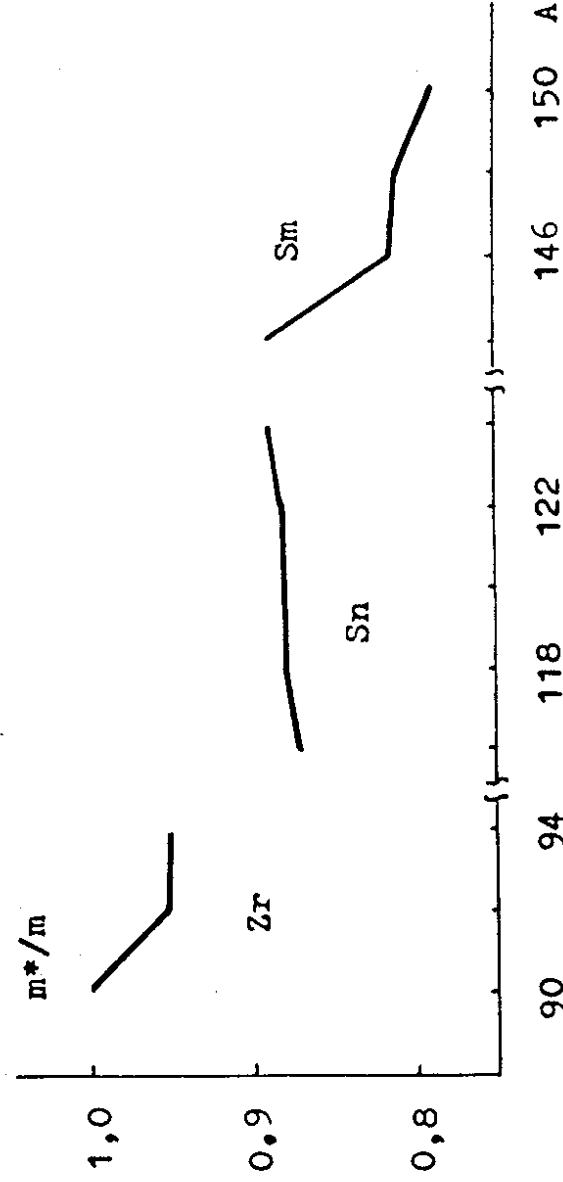


Рис. 1. Эффективная масса квазичастиц, связанная с нарушением галилеевой инвариантности спаривания.

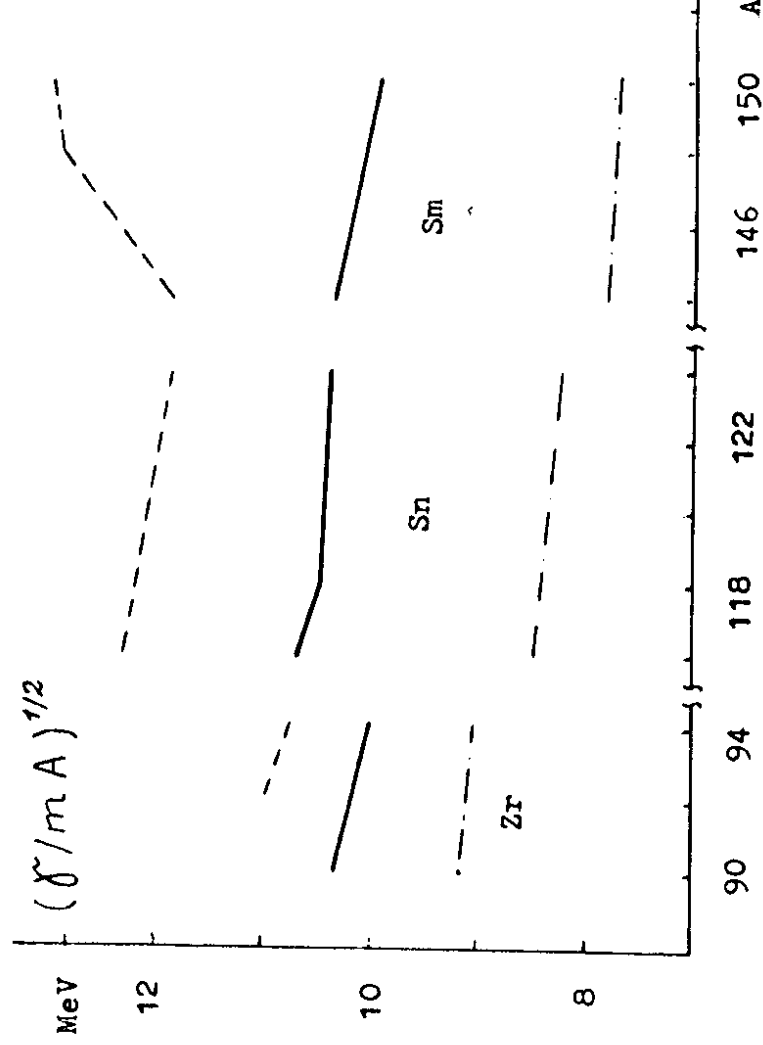


Рис. 2. "Осцилляторная" частота потенциала Саксона-Вудса. Обозначения: - - - - - без сла- ривания; - - - - - при включении спаривания с неправильным соотношением галилеевой инвариантности (16).

спаривания. Как следует из уравнения (9), парные корреляции не должны в приближении СФ влиять на величину γ , что и получается, если использовать правильное соотношение (17). Этот вывод является важным, поскольку при использовании произвольного оболочечного потенциала энергия E1-резонанса хорошо описывается простой макроскопической формулой

$$\omega^2(E1) = \gamma/mA + \frac{3}{\pi} \frac{\hbar^2}{m} \frac{NZ}{A} \chi_1, \quad (22)$$

которая является точной в случае осцилляторного потенциала^{8/}. Отсюда следует, что при включении галилеево-инвариантных парных взаимодействий (т.е. при учете парных взаимодействий с моментом 1^-) изовекторные дипольные силы не должны перенормироваться.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Исходя из гипотезы галилеевой инвариантности парных взаимодействий, мы восстановили часть этих взаимодействий с моментом 1^- (без нарушения свойств парных корреляций в основном состоянии). При этом не привлекаются никакие новые параметры. Учет этих взаимодействий позволяет сохранить классический предел интегрального сечения σ_0 дипольного фотопоглощения ядер, поскольку мы считаем, что наблюдаемое в эксперименте превышение носит более фундаментальный характер (см., напр., обсуждение в работе^{13/}).

Можно также ожидать, что как и в случае, обсуждавшемся в работе Беляева^{2/}, взаимодействия $\hbar\Delta_7$ приведут к появлению ниже порога двухквартичных возбуждений новой ветви 1^- когерентных флуктуаций спаривания.

В заключение один из авторов (Н.П.) выражает глубокую благодарность С.Т.Беляеву за плодотворное обсуждение затронутой в данной работе проблемы.

ЛИТЕРАТУРА

1. S.T.Belyaev. Selected Topics in Nuclear Theory, ed.by F.Janouch. IAEA, Vienna, 1963, p. 291.
2. С.Т.Беляев. ЯФ, 4, 936 (1966).
3. И.Н.Борзов, С.П.Камерджиев. Препринт ФЭИ-580, Обнинск, 1975.
4. P.Carlos et al. Nucl.Phys., A172, 437 (1971).
5. A.Veyssiere et al. Nucl.Phys., A159, 561 (1970).
6. A.Lepretre et al. Nucl.Phys., A219, 39 (1974).
7. P.Carlos et al. Nucl. Phys., A225, 171 (1974).
8. Н.И.Пятов. Материалы XI зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Ч. 1, стр. 151, Ленинград, 1976.
9. Н.Н.Боголюбов. Препринт ОИЯИ, Р-511, Дубна, 1960.
10. Н.И.Пятов. ОИЯИ, Р4-8208, Дубна, 1974.
11. V.L.Berman et al. Phys.Rev., 162, 1098 (1967).
12. Н.И.Пятов. Материалы X зимней школы ЛИЯФ по физике ядра и элементарных частиц. Ч. 1, стр. 232, Ленинград, 1975.
13. V.Shevchenko, N.Yudin. Atomic Energy Review, 3, No. 3, 3 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
5 августа 1976 года.