ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

Р4 - 3611

Е.Б.Бальбуцев, Р.В.Джолос

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ КОЛЛЕКТИВНЫХ СОСТОЯНИЙ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1967.

P4 - 3611

Е.Б.Бальбуцев, Р.В.Джолос

МАГНИТНЫЕ МОМЕНТЫ КОЛЛЕКТИВНЫХ СОСТОЯНИЙ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ СФЕРИЧЕСКИХ ЯДЕР

Направлено в Известия АН СССР

В в е д е н и е

В последнее время были измерены магнитные моменты большого числа чётных ядер: как деформированных, так и не принадлежащих к областям стабильной деформации [1]. Результаты, относящиеся к деформированным ядрам, анализировались в работе [2] на основе микроскопического подхода. Так как при этом существенным образом использовалась идея модели принудительного вращения, такой анализ не может быть проделан для "сферических" ядер. Их магнитные моменты могут быть вычислены, если использовать предложенный в [3] метод перехода от пар фермионных операторов к коллективным операторам. Этот метод позволяет построить оператор магнитного момента и M1 – перехода для чётных ядер в конкретной микроскопической модели. Представляет интерес также сравнить этот оператор с выражением, даваемым феноменологической коллективной моделью [4]. Это может оказаться полезным как для лучшего понимания результатов феноменологического подхода, так и для оценки различных микроскопических моделей, поскольку феноменологическая коллективная модель дает достаточно хорошее описание экспериментальных данных.

Изучаться будут следующие чётные ядра: $^{98-104}Ru$, $^{104-110}Pd$, $^{110-114}Cd$, $^{120-130}Te$, $^{126-132}Xe$, $^{130-136}Ba$.

1.

Оператор магнитного дипольного момента в представлении вторичного квантования имеет вид:

$$
\begin{aligned}
m_{1\mu} = {} & \sum_{\tau,j} g_s^{\tau} \sqrt{j_\tau (j_\tau + 1)}\, [a^+_{j_\tau} a_{j_\tau}]_{1\mu} + \\
& + \sum_{\tau j j'} (g_\ell^{\tau} - g_s^{\tau})(-)^{\ell_\tau + j'_\tau - \frac{1}{2}} \sqrt{\ell_\tau(\ell_\tau+1)(2\ell_\tau+1)(2j'_\tau+1)} \begin{Bmatrix} j_\tau & j'_\tau & 1 \\ \ell_\tau & \ell_\tau & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} [a^+_{j_\tau} a_{j'_\tau}]_{1\mu},
\end{aligned} \tag{1}
$$

где $a^+_{j_\tau}$ и a_{j_τ} – операторы рождения и уничтожения нуклонов; g_ℓ^{τ} и g_s^{τ} – орбитальное и спиновое гиромагнитные отношения нуклонов, τ – проекция изоспина. После перехода к квазичастичному базису (с помощью преобразования Боголюбова) получаем:

$$
\begin{aligned}
m_{1\mu} = {} & \sum_{\tau,j} g_s^{\tau} \sqrt{j_\tau (j_\tau + 1)}\, [\alpha^+_{j_\tau} \alpha_{j_\tau}]_{1\mu} + \\
& + \sum_{\tau j j'} (g_\ell^{\tau} - g_s^{\tau})(-)^{\ell_\tau + j_\tau + j'_\tau} \sqrt{\ell_\tau(\ell_\tau+1)(2\ell_\tau+1)} \begin{Bmatrix} j_\tau & j'_\tau & 1 \\ \ell_\tau & \ell_\tau & \frac{1}{2} \end{Bmatrix} \times \\
& \times \Big\{ (-)^{j_\tau + \frac{1}{2}} \sqrt{2j'_\tau + 1}\, (u_{j_\tau} u_{j'_\tau} + v_{j_\tau} v_{j'_\tau}) [\alpha^+_{j_\tau} \alpha_{j'_\tau}]_{1\mu} + \\
& + (-)^{j_\tau + \frac{1}{2}} \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{3}(2j_\tau+1)(2j'_\tau+1)}\, (u_{j_\tau} v_{j'_\tau} - u_{j'_\tau} v_{j_\tau}) \big([\alpha^+_{j_\tau} \alpha^+_{j'_\tau}]_{1\mu} + (-)^{\mu} [\alpha_{j_\tau} \alpha_{j'_\tau}]_{1-\mu}\big) \Big\},
\end{aligned} \tag{2}
$$

где $\alpha^+_{j_\tau}$ и α_{j_τ} –операторы рождения и уничтожения квазичастиц; u_{j_τ} и v_{j_τ} – коэффициенты преобразования Боголюбова.

Задача состоит в том, чтобы найти выражение этого оператора (для чётного ядра) через коллективные Бозе-операторы (операторы рождения и уничтожения фононов). В качестве нулевого приближения для операторов фононов воспользуемся результатами метода приближенного вторичного квантования /5/:

$$b^{(k)+}_{\mu} = \frac{1}{2}\sum_{jj'}(\psi^{k\mu}_{jj'}\,[\alpha^{+}_{j}\,\alpha^{+}_{j'}\,]_{2\mu} - \phi^{k\mu}_{jj'}\,[\alpha_{j}\,\alpha_{j'}\,]_{2-\mu}\,)\,. \qquad (3)$$

После этого, следуя [3], вычислим коммутаторы $[m_{1\mu}\,b^{+}_{\mu'}]$, $[m_{1\mu},\,b_{\mu'}]$ и представим оператор $m_{1\mu}$ в виде ряда по степеням операторов фононов. Коэффициенты этого ряда определяются из условия, что коммутационные свойства оператора $m_{1\mu}$ остаются теми же, что и в представлении квазичастиц. (Этот же математический аппарат использовался в [6,7] при вычислении квадрупольных моментов). В результате получаем:

$$m_{1\mu} = \sum_{kk'}\{\,A_{kk}[b^{(k)+}\,b^{(k')}\,]_{1\mu} + B_{kk}([b^{(k)+}\,b^{(k')+}\,]_{1\mu} + (-)^{\mu}[b^{(k')}\,b^{(k)}\,]_{1-\mu})\}$$

$$+ \sum_{kk'k_1}\{\,X_{kk'k_1}\,([b^{(k_1)+}[b^{(k)}\,b^{(k')}]_2]_{1\mu} + [[b^{(k)+}\,b^{(k')+}]_2\,b^{(k_1)}]_{1\mu}) + \qquad (4)$$

$$+ Y_{kk'k_1}\,([[b^{(k)+}\,b^{(k')+}]_2\,b^{(k_1)+}]_{1\mu} + (-)^{\mu}[\,b^{(k_1)}\,[\,b^{(k')}\,b^{(k)}\,]_2\,]_{1-\mu}\,)\,\},$$

где

$$A_{kk} = \sum_{\tau l j} g^{\tau}_{s}\sqrt{5j_{\tau}(j_{\tau}+1)\,(2j_{\tau}+1)}\,(-)^{l_{\tau}+j_{\tau}+1}\begin{Bmatrix}1 & j_{\tau} & j_{\tau}\\ l_{\tau} & 2 & 2\end{Bmatrix}(\psi^{k}_{j_{\tau}l_{\tau}}\psi^{k'}_{j_{\tau}l_{\tau}} - \phi^{k}_{j_{\tau}l_{\tau}}\phi^{k'}_{j_{\tau}l_{\tau}}) +$$

$$+ \sqrt{5}\sum_{\tau l j j'}(g^{\tau}_{\ell} - g^{\tau}_{s})\,w_{j_{\tau}j'_{\tau}}\begin{Bmatrix}1 & j_{\tau} & j'_{\tau}\\ l_{\tau} & 2 & 2\end{Bmatrix}(-)^{l_{\tau}+j_{\tau}+j'_{\tau}+\frac{1}{2}}\sqrt{(2j_{\tau}+1)(2j'_{\tau}+1)}\,(\psi^{k}_{j'_{\tau}l_{\tau}}\psi^{k'}_{j_{\tau}l_{\tau}} - \phi^{k}_{j'_{\tau}l_{\tau}}\phi^{k'}_{j_{\tau}l_{\tau}})$$

$$w_{j_{\tau}j'_{\tau}} = (-)^{\ell_{\tau}}\sqrt{\ell_{\tau}\,(\ell_{\tau}+1)(2\ell_{\tau}+1)}\begin{Bmatrix}j_{\tau} & j'_{\tau} & 1\\ \ell_{\tau} & \ell_{\tau} & \frac{1}{2}\end{Bmatrix}(u_{j_{\tau}}u_{j'_{\tau}} + v_{j_{\tau}}v_{j'_{\tau}})\,.$$

Остальные коэффициенты имеют аналогичную структуру и не выписываются из-за громоздкости.

В данном разложении опущены члены, содержащие операторы фононов в четвертой и более высоких степенях. Обоснование этому будет дано ниже.

II.

Если в (4) сохранить операторы фононов, соответствующие только первому корню секулярного уравнения (т.е. описывающие наиболее коллективное возбуждение), то по своей структуре оператор станет таким же, как в феноменологической коллективной модели [4]:

$$m_{1\mu} = g_0 I_\mu + g_1 ([[b^+ b^+]_2 b]_{1\mu} + [b^+ [b b]_2]_{1\mu}), \tag{5}$$

где $I_\mu = \sum_{\nu\nu'} \sqrt{6}\, C^{2\nu}_{2\nu',1\mu}\, b^+_\nu b_{\nu'}$ – оператор момента вращения. Расчёты показывают, что в магнитный момент первого 2^+ состояния основной вклад дает первое слагаемое, а поправка, связанная с g_1, пренебрежимо мала $(1\% \div 0{,}1\%)$. Второе слагаемое ответственно на M1-переходы. Если сравнить численные значения коэффициентов g_1, даваемые микроскопической и феноменологической моделями (см. таблицу 1), то оказывается, что $g_{1\text{микр}} \approx 10^{-1} g_{1\text{феном}}$. Отсюда для вероятностей M1- переходов между коллективными состояниями (рассматриваются только переходы между первым и вторым 2^+ состояниями) получается $w_{\text{микр}} \approx 10^{-2} w_{\text{феном}}$. А так как результаты феноменологической модели согласуются с экспериментом, то вкладом второго слагаемого в вероятности M1-переходов тоже можно пренебречь. Следовательно, в (4) все слагаемые, содержащие операторы фононов в нечётных степенях, учитывать не нужно. Аналогичные оценки можно сделать и для четырехфононных членов. Оказывается, что они вносят в магнитный момент первого 2^+ состояния и в вероятность M1-перехода между первым и вторым 2^+ состояниями такой же по порядку величины вклад, как и трехфононные члены. Отсюда следует, что в(4) достаточно оставить слагаемые, содержащие операторы фононов во второй степени.

Таким образом выявилось различие между микроскопическим и феноменологическим подходами. Если в феноменологической модели второй член в (5) важен, так как только он объясняет вероятность M1-переходов между коллективными состояниями, то при микроскопическом анализе его можно отбрасывать. В связи с этим необходимо более тщательно проанализировать двухфононное слагаемое в (4). Сохраним в нем два сорта фононов, описывающих наиболее коллективные возбуждения:

$$m_{1\mu} = \frac{1}{2}(A_{11} + A_{22})\, I_\mu + A_{12}([b^+_{(1)} b_{(2)}]_{1\mu} + [b^+_{(2)} b_{(1)}]_{1\mu}) +$$

$$+ \frac{1}{2}(A_{11} - A_{22})([b^+_{(1)} b_{(1)}]_{1\mu} - [b^+_{(2)} b_{(2)}]_{1\mu}) + 2B_{12}([b^+_{(1)} b^+_{(2)}]_{1\mu} + (-)^\mu \times$$

$$\times [b_{(2)} b_{(1)}]_{1-\mu}),$$

где

$$I_\mu = \sum_k \sqrt{6}\, [b^+_{(k)} b_{(k)}]_{1\mu}.$$

В таком приближении $m_{1\mu}$ не пропорционален оператору момента и может вызывать M1-переходы. Расчёты показывают, что вероятность M1-перехода может быть объяснена таким образом, но результаты вычислений очень чувствительны к параметрам теории. Поэтому для систематического анализа данное приближение слишком грубо. Вклад фононов, соответствующих второму корню секулярного уравнения, в магнитные моменты первых 2^+ состояний составляет 1% - 10%. (Эти оценки могут оказаться заниженными для вторых 2^+ состояний). Итак, если в феноменологической модели трехфононное слагаемое в (4) ответственно за M1-переходы, то в микроскопической модели оно может быть опущено, а для объяснения вероятностей M1-переходов достаточно учесть в двухфононном слагаемом фононы, соответствующие второму корню секулярного уравнения. Введение же разных типов фононов фактически означает учёт не только коллективных, но и одночастичных степеней свободы.

III.

В этом разделе будут рассмотрены магнитные моменты первых 2^+ коллективных состояний. Выше было показано, что поправки к магнитным моментам первых 2^+ состояний, связанные с трехфононным членом в $m_{1\mu}$, не превышают 1%, а учёт нескольких типов фононов приводит к поправкам $\approx$ 1% - 10%.

Поскольку экспериментальные ошибки в настоящее время составляют 10%-15%, то при вычислениях можно ограничиться лишь двухфононным членом в (4) и учитывать только фонон, соответствующий первому корню секулярного уравнения. Тогда

$$m_{1\mu} = A_{11} \hat{1}_{\mu} .$$

Так как оператор магнитного момента в этом приближении пропорционален оператору момента вращения, A_{11} является g_R - фактором и для вычисления магнитных моментов первых 2^+ состояний не нужно знать их волновые функции.

Но точно такое же выражение для g_R - факторов приведено без вывода в работе /5/. Однако там расчёты проведены для небольшого числа ядер и, что самое главное, эта работа была выполнена до появления экспериментальных данных по магнитным моментам коллективных состояний "сферических" ядер. Сравнение теории с экспериментом тогда не могло быть сделано. По этой причине в данном разделе основной упор делается на детальное сравнение предсказанной модели, в которой в качестве остаточных сил используются парные и квадрупольные силы, с экспериментом.

В предварительных расчётах использовались параметры из /5/ (где были вычислены g_R - факторы изотопов Sn, Te, Xe, Ba). Вклад орбитального движения протонов в $g_R (g^{\ell}_R)$ оказался приблизительно постоянным во всех ядрах. В изотопах Te, Xe и Ba часть g_R - фактора, связанная со спинами нуклонов, отрицательна. Это нетрудно понять, если учесть, что в этих ядрах нейтроны постепенно заполняют одночастичный уровень $h_{11/2}$, g - фактор которого равен $\frac{1}{11} g^s_{\text{нейтр}}$, а протоны заполняют уровень $g_{7/2}$ с g - фактором $\frac{10}{9} g^{\ell}_{\text{прот.}} - \frac{1}{9} g^s_{\text{прот.}}$. В Ru, Pd и Cd вклад в g_R, связанный со спином протонов, приблизительно постоянен и положителен (заполняется уровень $g_{9/2}$ с g -фактором $\frac{8}{9} g^{\ell}_{\text{прот}} + \frac{1}{9} g^s_{\text{прот}}$). Спиновый вклад нейтронов $g^s_{R\ \text{нейтр}}$ изменяется следующим образом: в изотопах Ru от -0,41 в ^{98}Ru до - 0,01 в ^{104}Ru; в изотопах Pd от -0,03 в ^{104}Pd до +0,01 в ^{110}Pd в изотопах Cd от +0,04 в ^{110}Cd до -0,04 в ^{114}Cd. Это также можно объяснить, обратившись к схемам одночастичных уровней. В Ru нейтроны постепенно заполняют уровни $d_{5/2}$, $s_{1/2}$, $g_{7/2}$ (спиновый g -фактор первого уровня отрицателен, а последнего - положителен). В Pd заполнен уровень $d_{5/2}$, и заполняется уровень $g_{7/2}$. Из-за парных сил нейтроны будут распределены с какой-то вероятностью по обоим уровням, следовательно, спиновый вклад нейтронов в g_R должен быть переходным между спиновыми g-факторами этих уровней. В Cd наиболее существенны вклады одночастичных уровней $g_{7/2}$, который почти заполнен, и $h_{11/2}$, который только начинает заполняться и имеет отрицательный спиновый g-фактор.

В целом значения g_R оказались выше экспериментальных в Ru, Pd и Cd и ниже в Te, Xe, Ba. Так как связанный со спином нуклонов вклад в g_R в первой группе ядер положителен, а во второй – отрицателен, то переход от $g^s_{n,p}$ для свободных нуклонов к перенормированным значениям (перенормировка вызвана поляризацией остова нуклонами в незаполненной оболочке) приближает теоретические результаты к экспериментальным для обеих групп ядер. В дальнейшем, ориентируясь на расчёты для деформированных ядер редкоземельной области [8], используются значения $g^s_{n,p}$ (эфф) = 0,6 $g^s_{n,p}$ (своб).

Кроме того, оказалось, что в Ru, Rd и Cd вклад орбитального движения протонов переоценен. В связи с этим необходимо обратить внимание на выбор констант парного взаимодействия. Еще из расчётов по деформированным ядрам [2] известно, что значение g_R чувствительно к величине разности $G_p - G_n$ и, практически, не изменяется при одновременном увеличении или уменьшении G_p и G_n. Если обратиться к результатам расчётов парных энергий в [5], используя уточненные экспериментальные данные [3], то видно, что G_p в Ru, Pd и Cd должна быть значительно увеличена по сравнению с использованной в [5]. В результате увеличивается разность $G_p - G_n$, что приводит к лучшему согласно вычисленных значений g_R с экспериментальными данными для этих ядер, так как при этом относительный вклад протонов в коллективное движение уменьшается. Насколько важен правильный выбор разности $G_p - G_n$, видно из расчёта [10], где получено для g_R в ^{144}Cd значение 1,19, что целиком обусловлено неправильным выбором G_p.

Поскольку в Ru сейчас есть экспериментальные данные уже для трех изотопов, то полученные для него результаты можно проанализировать более тщательно. Естественно ожидать, что во всех изотопах Ru вклад протонов в g_R будет приблизительно одинаков, а вклад нейтронов (благодаря выбранной схеме уровней, в которой $E_{d_{5/2}} < E_{g_{7/2}}$) растёт с ростом числа нейтронов. Эта тенденция не зависит от метода расчёта и противоречит экспериментальной. Однако из изучения схемы одночастичных нейтронных уровней в Pd с помощью реакций (d, p) и (d, t) [11] известно, что уровень $g_{7/2}$ должен находиться ниже $d_{5/2}$. Аналогичного эксперимента в Ru нет, но если сделать такое измерение в его схеме одночастичных уровней, получается экспериментально наблюдаемая тенденция: g_R – факторы убывают с ростом атомного веса.

В заключение следует отметить, что магнитные моменты оказались малочувствительными к величине константы квадруполь-квадрупольного взаимодействия.

Окончательные результаты приведены в таблице II. При расчётах использовались следующие значения парных констант: $G_p = \frac{30}{A}$ Мэв, $G_n = \frac{20}{A}$ Мэв. Для иллюстрации благоприятного влияния перенормировки g_n^s и g_p^s в таблице II сравниваются вычисленные здесь g_R – факторы для $^{122,124}Te$ с экспериментальными и вычисленными в работе /5/.

Подводя итоги, можно сказать, что расчёты в рамках микроскопической модели, учитывающей парные и квадрупольные остаточные силы, магнитных моментов коллективных состояний чётных ядер (т.е. характеристики ядер, не связанной непосредственно с квадрупольной компонентой в остаточных силах, в отличие от вероятностей E2 – переходов и квадрупольных моментов) можно согласовать с экспериментальными данными. Здесь следует подчеркнуть, что величины магнитных моментов состояний ядра могут существенным образом зависеть от присутствия в остаточных силах компонент с $I \neq 2$, при чем эта зависимость тем сильнее, чем больше энергия возбуждения состояния, чем ближе оно к двухчастичным состояниям. Тот факт, что удается согласовать экспериментальные значения g_R для первых 2^+ состояний с теоретическими, вычисленными при учёте лишь квадрупольных сил, означает, что волновая функция первого 2^+ состояния в основном определяется коллективным квадрупольным движением в ядре.

В заключение авторы благодарят участников семинара по теории ядра ЛТФ ОИЯИ за полезные обсуждения.

Литература

1. а) K. Auerbach et al. Phys. Lett. 23, 367 (1966).
   б) K. Johansson et al. Phys. Lett. 22, 297 (1966).
   в) K. Auerbach et al. Phys. Lett. 22, 229 (1967)
   г) S.K. Bhattacherjee et al. Phys. Lett. 24B, 651 (1967).
   д) S.K. Bhattacherjee et al. Phys. Rev. Lett. 18, 223 (1967).
   е) H.J. Korner, U. Ortabasi. Nucl. Phys. 70, 28 (1965).
   ж) D.E. Murnick, L. Grodzins et al. Bull. Am. Phys. Soc. 12, 528 (1967).

2. S.G. Nilsson, O. Prior, Mat. Fys. Medd. Dan. Selsk., 32, N 16, (1961).

3. S.T. Beliaev, V.G. Selevisnky, Nucl. Phys. 39, 582 (1962).

4. А.С.Давыдов, Г.Ф.Филиппов, ЖЭТФ 35, 703 (1958). Д.П.Гречухин, Nucl. Phys. 40, 422 (1963). Д.Н.Гречухин, ЯФ, 4, 691 (1966), 4, 953 (1966).

5. L.S. Kisslinger, R.A. Sorensen, Rev. Mod. Fys. 35, 853 (1963)

6. B. Sorensen, Phys. Lett. 24B, 328 (1967).

7. E.B. Balbutzev, R.V. Jolos, Contributions International Conference on Nuclear Structure, Tokyo, Japan, 1967, 4. 42, p. 87.

8. de Boer, J., Rogers J.D. Phys. Rev. Lett. 3, 304 (1963).

9. J.H. Mattauch et al. Nucl. Phys. 67, 1 (1965).

10. T. Tamure, T. Udagawa, Phys. Rev. Lett. 15, 765 (1965).

11. B. Cujec, Phys. Rev. 131, 735.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 ноября 1967 года.

Таблица 1

коэффициенты $|g_1|$, вычисленные в рамках микроскопической и феноменологической моделей

	^{100}Ru	^{102}Ru	^{104}Pd	^{108}Pd	^{114}Cd	^{122}Te	^{124}Te	^{126}Te	^{128}Te	^{130}Te
$\lvert g_1\rvert_{микр.}$	$0,24.10^{-1}$	$0,32.10^{-2}$	$1,14.10^{-3}$	$0,74.10^{-2}$	$0,56.10^{-2}$	$0,22.10^{-2}$	$0,36.10^{-2}$	$0,38.10^{-2}$	$0,42.10^{-2}$	$1,96.10^{-3}$
$\lvert g_1\rvert_{феном.}$	$0,69.10^{-1}$	$0,76.10^{-1}$	$0,63.10^{-1}$	$0,67.10^{-1}$	$0,56.10^{-1}$	$0,53.10^{-1}$	$0,50.10^{-1}$	$0,45.10^{-1}$	$0,39.10^{-1}$	$0,34.10^{-1}$

Таблица 2

g_R – факторы первых 2^+ состояний

	g_R^s нейтр	g_R^s прот	g_R^{ℓ}	g_R теор	g_R эксп	g_R /5/
^{98}Ru	0,13	0,11	0,28	0,52		
^{100}Ru	0,10	0,12	0,30	0,52	$0,55\pm0,07$ /1,а/	
^{102}Ru	0,01	0,14	0,34	0,49	$0,44\pm0,10$ /1,а/	
^{104}Ru	-0,04	0,15	0,36	0,47	$0,30\pm0,03$ /1,ж/	
^{104}Pd	-0,01	0,16	0,37	0,52		
^{106}Pd	0,02	0,15	0,36	0,53	$0,40\pm0,04$ /1,а/ $0,45\pm0,06$ /1,е/	
^{108}Pd	0,03	0,14	0,36	0,53		
^{110}Pd	0,01	0,14	0,34	0,49		
^{110}Cd	0,05	0,12	0,30	0,47		
^{112}Cd	0,02	0,12	0,31	0,45		
^{114}Cd	-0,02	0,12	0,29	0,39	$0,44\pm0,06$ /1,д/	
^{122}Te	-0,11	-0,10	0,54	0,33	$0,31\pm0,03$ /1,г/ $0,44\pm0,06$ /1,в/ $0,39\pm0,06$ /1,б/	0,17
^{124}Te	-0,13	-0,09	0,52	0,30	$0,22\pm0,05$ /1,г/	0,16