

# Исследование эффектов нарушения четности в легких ядрах на основе современных микроскопических моделей

*Выполнила студентка 283 группы Матвеева О.Г.*

*Научный руководитель д.ф-м.н. Чувильский Ю.М.*

# План доклада:

Механизм нарушения четности

Логика расчетов ядерных характеристик в модели оболочек без инертного кора

Принцип работы программы Antoine

Удобство применения детерминантов Слейтера к оболочечным расчетам

Расчет МЭ оператора нарушения четности

Данные предыдущих экспериментов

Особенности нарушения в ядре  $Li$

Метод расчета углового коэффициента асимметрии

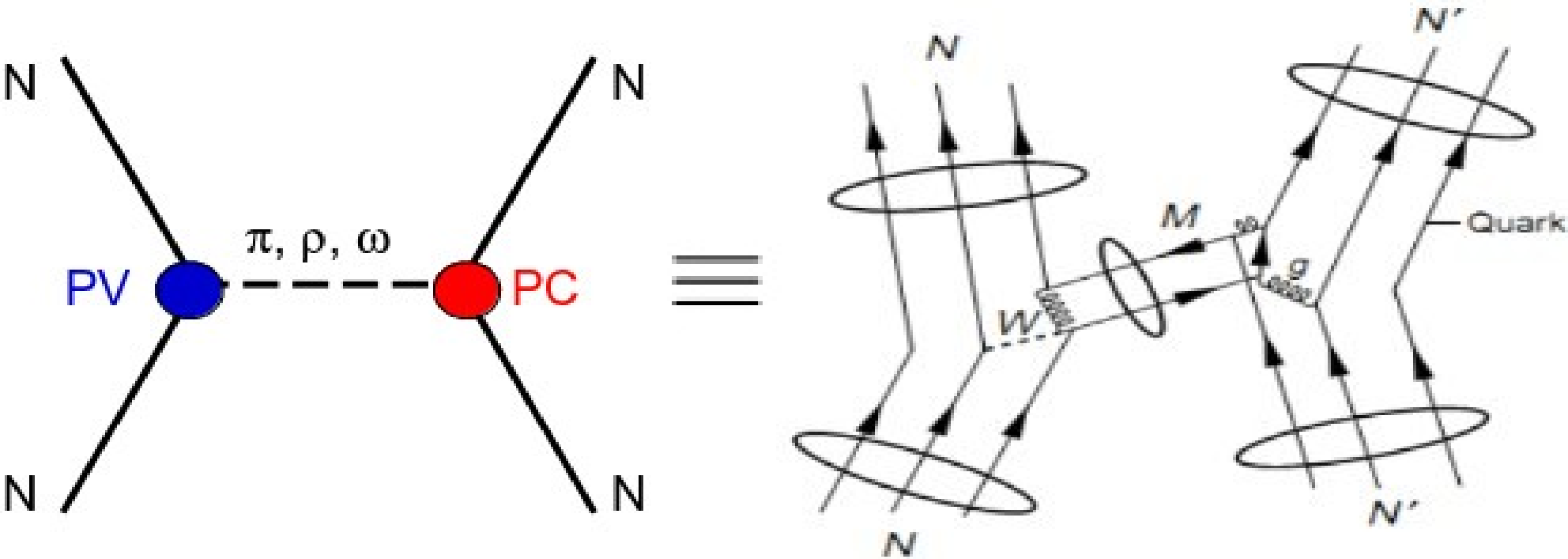
Результаты и выводы

Нарушение четности в нуклон-нуклонном взаимодействии возникает вследствие проявления слабых сил внутри одного из нуклонов, ведь из-за большой массы переносчики слабого взаимодействия могут появляться на расстояниях до  $2.5 \cdot 10^{-3}$  фм

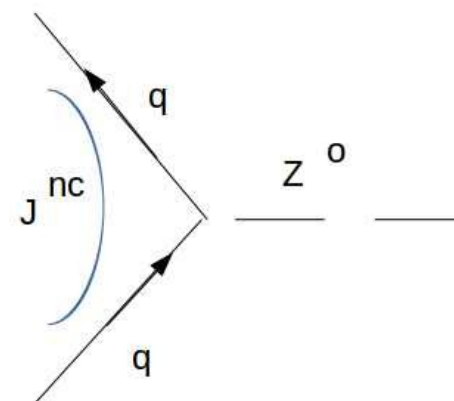
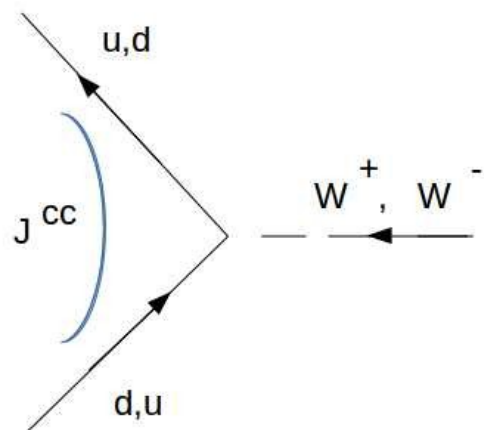
$$M_{W^\pm} = 80 \frac{\text{GeV}}{c^2} \quad \lambda_c = \frac{\hbar \cdot c}{mc^2} = \frac{197 \text{MeV} \cdot \text{fm}}{80 \text{GeV}} = 2.5 \cdot 10^{-3} \text{fm}$$

$$M_\pi = 139 \frac{\text{MeV}}{c^2} \quad \lambda_c = \frac{\hbar \cdot c}{mc^2} = \frac{197 \text{MeV} \cdot \text{fm}}{139 \text{MeV}} = 14 \text{fm}$$

Размер ядра = 2.5 fm



# Модель Вайнберга-Салама-Глэшоу



$$J_{\mu}^{cc} = \overline{\chi}_L \gamma_{\mu} \tau_{\pm} \chi_L$$

$$J_{\mu}^{nc} = J_{\mu}^3 - \sin^2(\Theta_W) J_{\mu}^e$$

$$J_{\mu}^{em} = J_{\mu}^3 + \frac{1}{2} J_{\mu}^Y$$

Базовой моделью для ab initio расчетов строения легких ядер является модель оболочек без инертного кора (NCSM)

1) строим базис функций вида:

$$\psi_i = \frac{1}{\sqrt{A!}} \begin{vmatrix} \phi_1(r_1) & \phi_1(r_2) & \dots & \phi_1(r_A) \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ \phi_A(r_1) & \phi_A(r_2) & \dots & \phi_A(r_A) \end{vmatrix}$$

$$\phi_k \equiv \phi_{nljm}(r, \sigma) = R_{nl}(r) \Sigma_{m_l, m_s} \langle l m_l \frac{1}{2} m_s | j m \rangle Y_{l, m_l}(\Theta, \phi) \chi_{\frac{1}{2}, m_s}(\sigma)$$

$$R_{nl}(r) = C_{nl} e^{-\frac{\alpha^2 r^2}{2}} r^l F(1 - n, l + \frac{3}{2}, \alpha^2 r^2)$$

2) решаем A-нуклонное уравнение:

$$C_{nl} = \frac{1}{\Gamma(l + \frac{3}{2})} \sqrt{\frac{2\Gamma(l + n + \frac{1}{2})}{\Gamma(n)}} \cdot \alpha^{l + \frac{3}{2}}, \alpha = \sqrt{\frac{M\omega}{\hbar}}$$

$$H\psi = E\psi \quad \psi = \sum c_i \psi_i \quad H = \sum_{i=1}^A \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \Delta_i\right) + \sum_{i < j}^A W(i, j)$$

3) решение эквивалентно нахождению собственных значений и функций матрицы:

$$\begin{vmatrix} \langle \phi_1 | H | \phi_1 \rangle & \dots & \langle \phi_N | H | \phi_1 \rangle \\ \vdots & & \vdots \\ \langle \phi_1 | H | \phi_N \rangle & \dots & \langle \phi_N | H | \phi_N \rangle \end{vmatrix}$$

размер  
матрицы  
составляет  
 $\sim 10^5 - 10^6$

код Antoine реализует алгоритм Ланцоша приведения матрицы к диагональному виду

$$\langle \Psi_\alpha | H | \Psi_\beta \rangle \quad | \Psi_\alpha \rangle = a_{\alpha 1}^+ \dots a_{\alpha A}^+ | 0 \rangle$$

Он работает в логике вторичного квантования

$$H = \sum_{i,j}^A \langle i | T | j \rangle a_i^+ a_j + \frac{1}{4} \sum_{i,j,k,l}^A \langle ij | W | kl \rangle a_i^+ a_j^+ a_l a_k$$

В качестве затравочного вектора берется произвольный нормированный на 1 вектор с заданным спином J

$$\beta_0 = 1$$

$$q_2 = H q_1 - (q_1^T H q_1) q_1, \beta_1 = \|q_2\|, q_2 = \frac{q_2}{\beta_1}$$

$$q_{j+1} = H q_j - (q_j^T H q_j) q_j - \beta_{j-1} q_{j-1}, \beta_j = \|q_{j+1}\|, q_{j+1} = \frac{q_{j+1}}{\beta_j}$$

На выходе программа дает набор низко лежащих векторов с таким же спином и соотвующие им энергии

По теореме Лапласа:

$$\begin{vmatrix} \phi_1(1) & \phi_2(1) & \dots & \phi_A(1) \\ \vdots & & & \\ \phi_1(A) & \phi_2(A) & \dots & \phi_A(A) \end{vmatrix} = \sum_{i,j}^A \begin{vmatrix} \phi_i(k) & \phi_j(k) \\ \phi_i(l) & \phi_j(l) \end{vmatrix} \cdot M_{i,l}$$

$$\begin{aligned} \langle \psi_{final} | V | \psi_{init} \rangle &= \langle \psi_f | \sum_{k < l}^A V(k, l) | \psi_i \rangle = \frac{A!}{2!(A-2)!} \langle \psi_f | V(k, l) | \psi_i \rangle = \\ &= \frac{1}{2!} \left\langle \begin{vmatrix} \phi_i^{final}(k) & \phi_j^{final}(k) \\ \phi_i^{final}(l) & \phi_j^{final}(l) \end{vmatrix} | V(k, l) | \begin{vmatrix} \phi_m^{init}(k) & \phi_n^{init}(k) \\ \phi_m^{init}(l) & \phi_n^{init}(l) \end{vmatrix} \right\rangle \end{aligned}$$

Такая методика применяется в расчетах матричных элементов двухчастичного оператора по состояниям, представленным в виде линейной комбинации детерминантов Слейтера с некоторыми весами

Оператор нарушения четности задан в относительных координатах.  
 Для нахождения МЭ по двухчастичным состояниям, применяется преобразование  
 Тальми-Мошинского для функций в обкладках. Явный вид потенциала НЧ:

$$\begin{aligned}
 V^{(PV)}(r) &= V_{\pi}^{(PV)} + V_v^{(PV)} \\
 V_{\pi}^{(PV)}(r) &= \frac{i}{\sqrt{2}} g_{\pi} h_{\pi} \frac{(\tau_1 \times \tau_2)^z}{2} (\sigma_1 + \sigma_2) \left[ \frac{p}{2M}, f_{\pi}(r) \right] \\
 V_v^{(PV)}(r) &= -g_{\rho} (h_{\rho}^0 \tau_1 \tau_2 + \frac{(\tau_1 + \tau_2)^z}{2} h_{\rho}^1 + \frac{3\tau_1^z \tau_2^z - \tau_1 \tau_2}{2\sqrt{6}} h_{\rho}^2) \\
 &\times ((\sigma_1 - \sigma_2) \left\{ \frac{p}{2M}, f_{\rho}(r) \right\} + i(1 + \chi_v) (\sigma_1 \times \sigma_2) \left[ \frac{p}{M}, f_{\rho}(r) \right]) \\
 &\quad + g_{\rho} h_{\rho}^1 \frac{(\tau_1 - \tau_2)^z}{2} (\sigma_1 + \sigma_2) \left\{ \frac{p}{2M}, f_{\rho}(r) \right\} \\
 &\quad - g_{\omega} (h_{\omega}^0 + \frac{(\tau_1 + \tau_2)^z}{2}) h_{\omega}^1) \\
 &\times ((\sigma_1 - \sigma_2) \left\{ \frac{p}{M}, f_{\omega}(r) \right\} + i(1 + \chi_s) (\sigma_1 \times \sigma_2) \left[ \frac{p}{M}, f_{\omega}(r) \right]) \\
 &\quad - g_{\omega} h_{\omega}^1 \frac{\tau_1 - \tau_2^z}{2} (\sigma_1 + \sigma_2) \left\{ \frac{p}{M}, f_{\omega}(r) \right\} \\
 \text{формфактор} - &\quad f_{\pi, \rho, \omega} = \frac{\exp(-m_{\pi, \rho, \omega} r)}{4\pi r}
 \end{aligned}$$

Оператор включает пространственную, спиновую и изоспиновую части.  
 Для подсчета МЭ эти подсистемы нужно разделять

В операторе присутствуют изоскалярные, изовекторные и изотензорные члены. Чтобы посчитать изоспиновую компоненту МЭ оператора, нужно разделить эти составляющие с помощью коэффициентов Клебша-Гордана:

$$\begin{aligned} \langle (\frac{1}{2} \frac{1}{2}) T' M'_T | V^{iso} | (\frac{1}{2} \frac{1}{2}) T M_T \rangle &= \frac{1}{\sqrt{2T' + 1}} (C_{TM_T 00}^{T' M'_T} \langle (\frac{1}{2} \frac{1}{2}) T' || V^{isocal} || (\frac{1}{2} \frac{1}{2}) T \rangle + \\ &+ C_{TM_T 10}^{T' M'_T} \langle (\frac{1}{2} \frac{1}{2}) T' || V^{isovect} || (\frac{1}{2} \frac{1}{2}) T \rangle + C_{TM_T 20}^{T' M'_T} \langle (\frac{1}{2} \frac{1}{2}) T' || V^{isotens} || (\frac{1}{2} \frac{1}{2}) T \rangle) \end{aligned}$$

$$(\tau_1 \tau_2) \quad (\tau_1 + \tau_2)_3 \quad (\tau_1 - \tau_2)_3 \quad (\tau_1 \times \tau_2)_3 \quad 3(\tau_1)_3(\tau_2)_3 - \tau_1 \tau_2$$

|   |                       |                       |   |   |                      |   |            |             |   |                       |                       |   |   |                      |
|---|-----------------------|-----------------------|---|---|----------------------|---|------------|-------------|---|-----------------------|-----------------------|---|---|----------------------|
| T | 0                     | 1                     | T | 0 | 1                    | T | 0          | 1           | T | 0                     | 1                     | T | 0 | 1                    |
| 0 | $\frac{\sqrt{15}}{4}$ | 0                     | 0 | 0 | 0                    | 0 | 0          | $-\sqrt{3}$ | 0 | 0                     | $-\frac{\sqrt{5}}{4}$ | 0 | 0 | 0                    |
| 1 | 0                     | $-\frac{\sqrt{5}}{4}$ | 1 | 0 | $\frac{3}{\sqrt{6}}$ | 1 | $\sqrt{3}$ | 0           | 1 | $-\frac{\sqrt{5}}{4}$ | 0                     | 1 | 0 | $\frac{\sqrt{5}}{2}$ |

В таблице 5 секторов, в каждом из которых находятся значения приведенных МЭ для различных изоспиновых операторов. Спиновые операторы считаются аналогично. Пространственная часть МЭ считается посредством представления оператора импульса в операторах рождения-уничтожения с последующим численным интегрированием формфактора с получившимися осцилляторными функциями

Области значений слабых констант, полученные из теоретических и экспериментальных данных

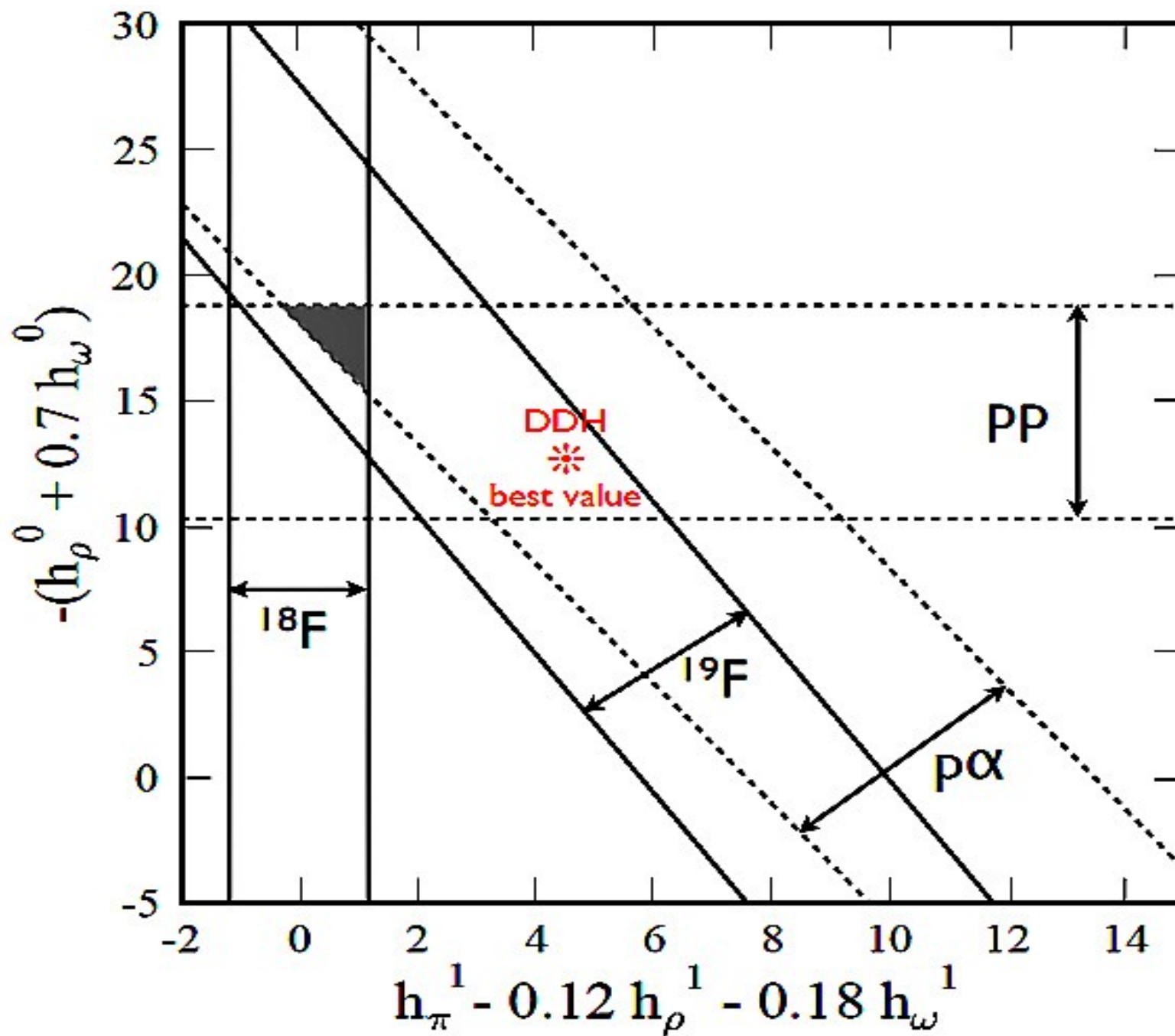


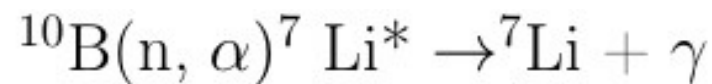
Таблица значений слабых констант,  
полученных различными группами ученых

|              | DDH<br>range             | DDH<br>“best<br>values” | DZ   | FCDH<br>range           | FCDH<br>“best<br>values” | KM    |
|--------------|--------------------------|-------------------------|------|-------------------------|--------------------------|-------|
| $f_\pi$      | $0 \rightarrow 11.4$     | 4.6                     | 1.1  | $0 \rightarrow 6.5$     | 2.7                      | 0.19  |
| $h_\rho^0$   | $-31 \rightarrow 11.4$   | -11.4                   | -8.4 | $-31 \rightarrow 11$    | -6.1                     | -1.9  |
| $h_\rho^1$   | $-0.38 \rightarrow 0$    | -0.19                   | 0.38 | $-1.1 \rightarrow 0.4$  | -0.4                     | -0.02 |
| $h_\rho^2$   | $-11.0 \rightarrow -7.6$ | -9.5                    | -6.8 | $-9.5 \rightarrow -6.1$ | -6.8                     | -3.8  |
| $h_\omega^0$ | $-10.3 \rightarrow 5.7$  | -1.9                    | -3.8 | $-10.6 \rightarrow 2.7$ | -4.9                     | -3.8  |
| $h_\omega^1$ | $-1.9 \rightarrow -0.8$  | -1.1                    | -2.2 | $-3.8 \rightarrow -1.1$ | -2.3                     | -1.0  |

# Спектре ядра

${}^7\text{Li}$

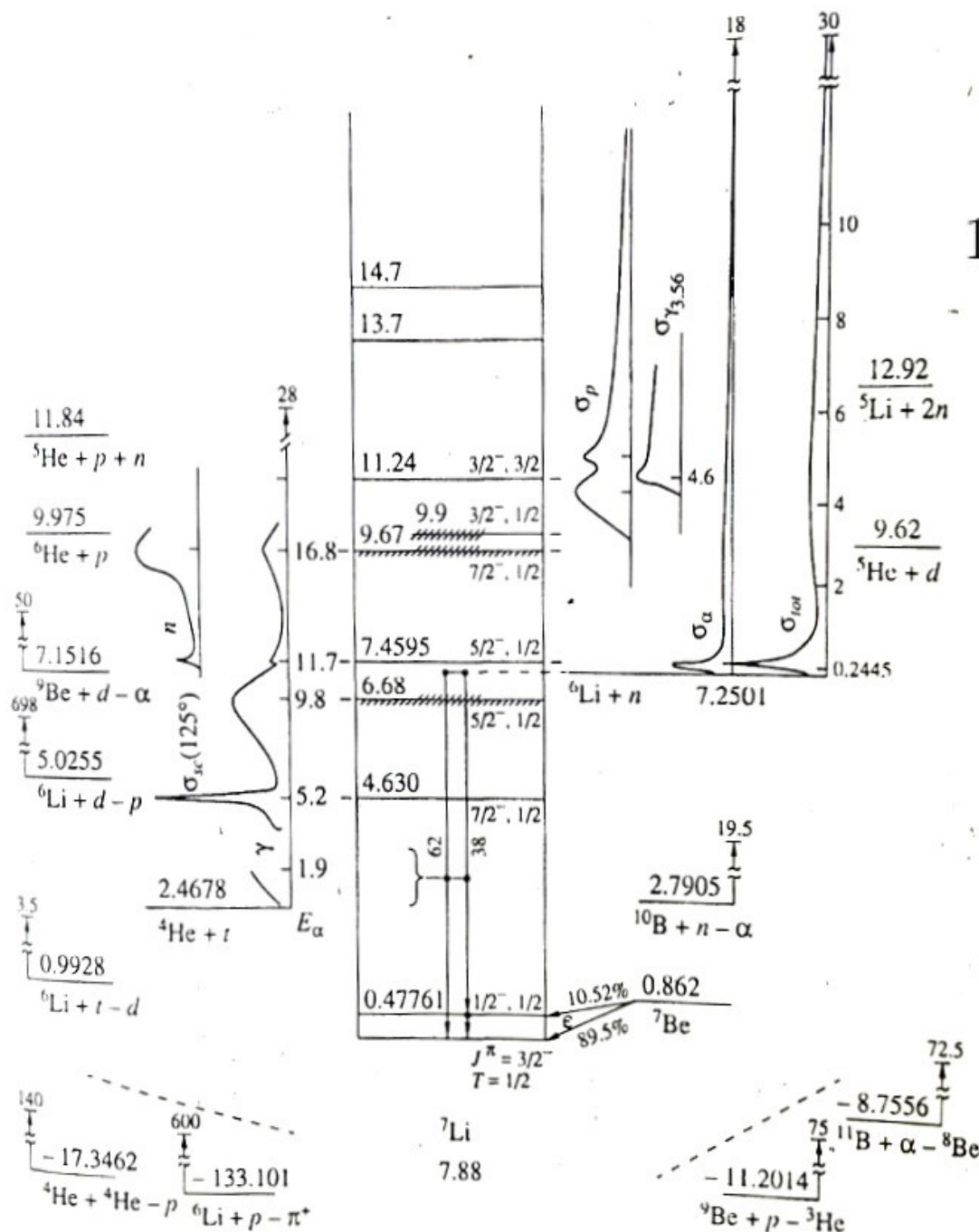
Реакция захвата тепловых поляризованных нейтронов



$$1/2^- \rightarrow 3/2^- \quad E_\gamma = 0.478\text{МэВ}$$

Эффект нарушения четности обусловлен примесями к основному и возбужденному состояниям состояний с тем же спином, но противоположной четностью, взявшимися из непрерывного Спектра

Для расчета уровней берется потенциал Daedeon16, полученный из следствий КХД с феноменологическими подгонками Он разработан группой Широкова А.М. Потенциал находится в открытом доступе, легко встраивается в Antoinе и дает хорошие значения в ядрах до  $A=16$



Расчет углового коэффициента асимметрии производится в рамках теории возмущений в силу малости эффекта НЧ по сравнению с эффектами от сильных и электромагнитных взаимодействий

$$a_{pv}^{\gamma} = a_{pv}^{\gamma}(exc.) + a_{pv}^{\gamma}(gs.)$$

Для возбужденного  
состояния:

$$a_{exc.}^{\gamma} = A_{JK}^K \sum_i \frac{\langle \Psi_{3/2-} | E1 | \Psi_{1/2+}^i \rangle \langle \Psi_{1/2+}^i | V^{PV} | \Psi_{1/2-} \rangle}{\langle \Psi_{3/2-} | M1 | \Psi_{1/2-} \rangle (E_i - E_{1/2})}$$

В настоящем исследовании i=3

Аналогично вычисляется коэффициент асимметрии основного состояния

$$T(E1) = 1.59 \cdot 10^{15} E^3 B(E1)$$

- значения обратных времен дипольных  
электрического и магнитного переходов

$$T(M1) = 1.76 \cdot 10^{13} E^3 B(M1)$$

$$\frac{\langle \Psi_{3/2-} | E1 | \Psi_{1/2+}^i \rangle}{\langle \Psi_{3/2-} | M1 | \Psi_{1/2-} \rangle} = i \cdot \sqrt{\frac{\Delta(E1)}{\Delta(M1)}} = i \cdot \sqrt{\frac{T(E1)}{T(M1)}}$$

Значения приведенных вероятностей B(E1) и B(M1) считаются в программе Antoine. Для M1-перехода расчет дал значение 4.2, что подтверждает эксперимент

## Результаты

| coefficient of angular asymmetry, $10^{-10}$ | $N^*$ |       |       |
|----------------------------------------------|-------|-------|-------|
|                                              | 3     | 4     | 5     |
| $a_{exc}^{\gamma}$                           | 8.68  | 2.70  | 3.50  |
| $a_{gs}^{\gamma}$                            | 0.02  | -0.51 | -0.46 |
| $a^{\gamma}$                                 | 8.70  | 2.19  | 3.04  |

Таким образом:

- разработан метод, позволяющий с помощью реалистического потенциала NN – взаимодействия и программного кода Antoine моделировать влияние непрерывного спектра на наблюдаемый P–нечетный эффект.

- получены значения величины угловой асимметрии вылета  $\gamma$ -кванта и матричных элементов операторов EM –переходов, а также нарушающего четность оператора. На базисе, включающем в себя компоненты вплоть до числа квантов возбуждения  $N^* = 5$  (около 200 000 элементов), расчет демонстрирует сходимость результата

- полученные в настоящем исследовании значения подтверждаются экспериментом и позволяют предполагать, что разработанная методика может быть применена для оценок качества реалистических потенциалов, применяющихся для вычислений

Спасибо за внимание!