

О СПЕКТРАХ ЛЕГКИХ ГИПЕРЯДЕР IP-ОБОЛОЧКИ

М. И. Козлов, В. Н. Фетисов

В данной работе развивается теория низколежащих состояний гиперядер, состоящих из Λ -гиперона в $1s$ -оболочке и нуклонов, заполняющих низшую оболочечную конфигурацию $|s^4 p^n\rangle$. Волновая функция гиперядра со спином J и изоспином T $|JT\rangle$ строится по аналогии с теорией легких ядер /1,2/ в виде суперпозиции всех допустимых для заданной конфигурации состояний системы $n + 4$ нуклонов

$$|JT\rangle = \sum_{\lambda} \alpha_{\lambda} |s(\Lambda), s^4 p^n, \lambda; JT\rangle. \quad (1)$$

Из расчетов /1,2/ известно, что ядерные силы, ответственные за расщепление вырожденных оболочечных состояний $|s^4 p^n, \lambda\rangle$, можно удовлетворительно аппроксимировать парным центральным потенциалом и одночастичным спин-орбитальным взаимодействием. Мы предполагаем справедливость такого подхода и для описания спектров гиперядер. В базисе состояний λ энергетическая матрица

$$\sum_{i=1}^n \langle \lambda' | v_{\Lambda i} | \lambda \rangle + \sum_{e < m} \langle \lambda' | v_{em} | \lambda \rangle + a \sum_{i=1}^n \langle \lambda' | \tilde{e}_i \tilde{s}_i | \lambda \rangle - E \delta_{\lambda' \lambda}, \quad (2)$$

определяющая коэффициенты смешивания α_{λ} и положения уровней E_{λ} для центральных ΛN - и NN -сил $v_{\Lambda i}$

и V_{em} и одночастичного спин-орбитального потенциала (\vec{e}_i, \vec{s}_i) зависит от известных из теории обычных ядер параметров L, K и $a/2$ и одного неизвестного параметра Δ . С помощью техники генеалогических коэффициентов /3/ можно выразить Δ через интегралы по одночастичным радиальным функциям s -гиперона и p -нуклона $u_s(r_\Lambda)$ и $u_p(r_N)$ от ΛN -потенциалов πV_ϵ

$$\Delta = F_s - F_t + \frac{1}{3}(\Phi_s - \Phi_t), \quad (3)$$

где

$$F_\epsilon = \frac{1}{4} \int_{-1}^1 dx \int_0^\infty dr_\Lambda r_\Lambda^2 \int_0^\infty dr_N r_N^2 u_s^2(r_\Lambda) u_p^2(r_N) \times \\ \times \left\{ {}^+V_\epsilon(r_N - r_\Lambda) + {}^-V_\epsilon(r_N - r_\Lambda) \right\}, \quad (4)$$

$$\Phi_\epsilon = \frac{3}{4} \int_{-1}^1 dx \int_0^\infty dr_\Lambda r_\Lambda^2 \int_0^\infty dr_N r_N^2 u_s(r_\Lambda) u_s(r_N) u_p(r_\Lambda) u_p(r_N) \times \\ \times \left\{ {}^+V_\epsilon(r_N - r_\Lambda) - {}^-V_\epsilon(r_N - r_\Lambda) \right\}, \quad (5)$$

x - косинус угла между радиус-векторами r_Λ и r_N гиперона и нуклона. Два значения индекса ϵ - s и t - соответствуют синглетному и триплетному состоянию ΛN -системы.

В случае независимости ΛN -сил от четности (индекс π) ${}^+V_\epsilon = {}^-V_\epsilon$, поэтому $\Phi_\epsilon = 0$, и тогда выражение (3) для Δ , взятое с обратным знаком, совпадает с определением Далитца /4/. В настоящее время из-за плохого знания потенциалов πV_ϵ невозможно аккуратно вычислить Δ , поэтому в ряде работ /4,5/ величина Δ оценивалась по энергии связи B_Λ гиперона в ядре с одним, заранее заданным значением спина

нуклонного остова J в разложении (1). Наши оценки Δ по экспериментальным числам V_{Δ} с учетом смешивания всех состояний λ в волновых функциях $|JT\rangle$, которые будут опубликованы в более подробной статье, показывают, что Δ не выходит за интервал $-5 \text{ Мэв} \leq$

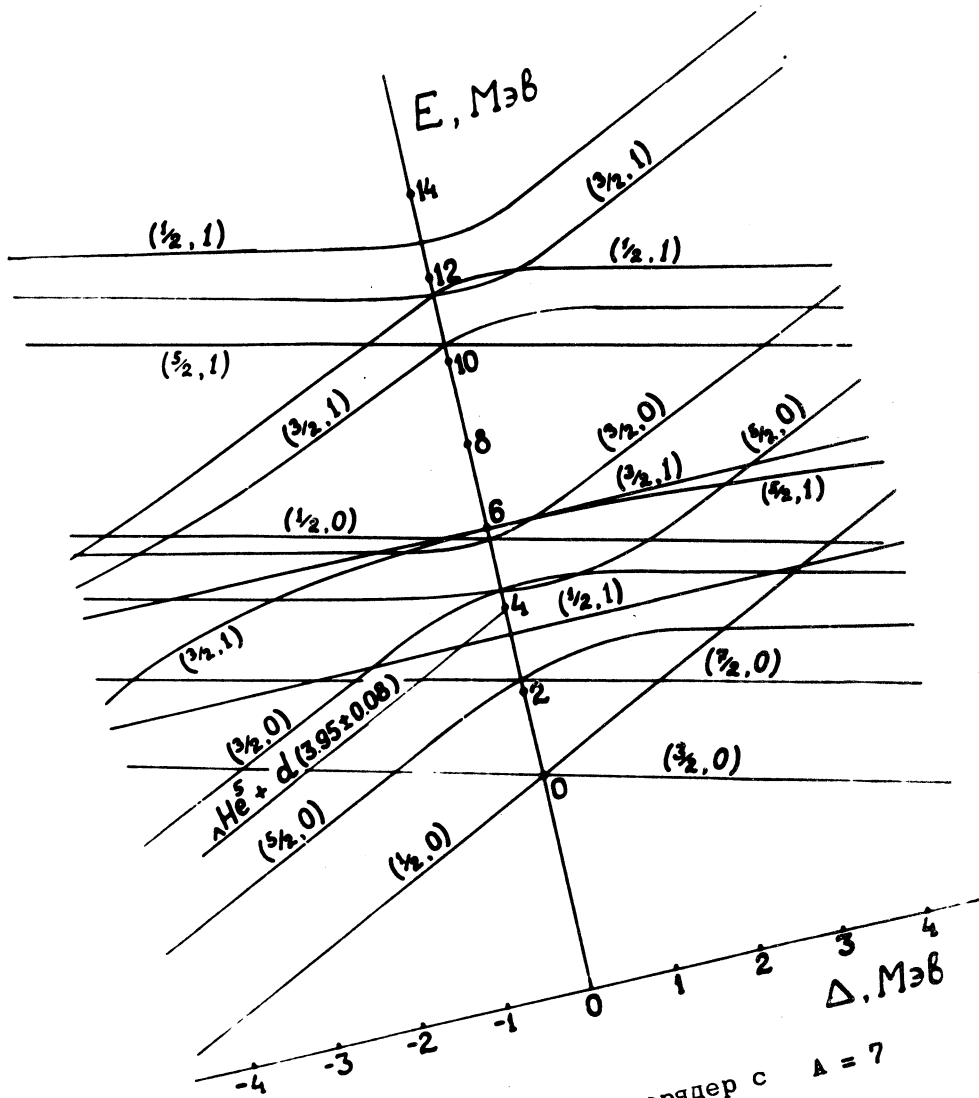
$\leq \Delta \leq 5 \text{ Мэв}$. Однако из расчетов свойств обычных ядер p -оболочки следует, что энергия связи нуклонов в ядре, по-видимому, не является надежно вычисляемой в рамках модели оболочек характеристикой /6,7/. По этой причине параметры оболочечной модели L , K и a часто находят по относительному расположению уровней /1,2/. В такой ситуации, может быть, и для гиперядер лучше определять Δ не с помощью V_{Δ} , а по относительному расположению уровней гиперядер.

Однопараметрическая структура энергетических матриц (2) позволяет исследовать картину низколежащих спектров в зависимости от Δ . На рис. 1,2,3 показаны уровни гиперядер с барионными числами 7,8 и 9, найденные путем диагонализации матриц (2). В круглых скобках приведены квантовые числа уровней — J и T . На рисунках указаны также в обозначениях Айзенберг и Лауритсена /8/ пороги состояний непрерывного спектра, на которые могут распадаться возбужденные гиперядра. При возбуждении гиперядер ниже этих порогов возможен радиационный распад состояний. С помощью значений масс ядер He^6 и Li^6 , He^7 и Li^7 , Li^8 и Be^8 , систематизированных в работе /8/, и известных из обзора /5/ величин V_{Δ} для ядер ${}_{\Lambda}Li^7$, ${}_{\Lambda}He'$, ${}_{\Lambda}Li^8$, ${}_{\Lambda}He^8$, ${}_{\Lambda}Li^9$, ${}_{\Lambda}Be^9$ получаются следующие разности энергий $E_T({}_{\Lambda}Z^A)$ между возбужденным состоянием ядра ${}_{\Lambda}Z^A$ с изоспином $T = T_0 + 1$ и основным состоянием того же ядра с изоспином T_0 :

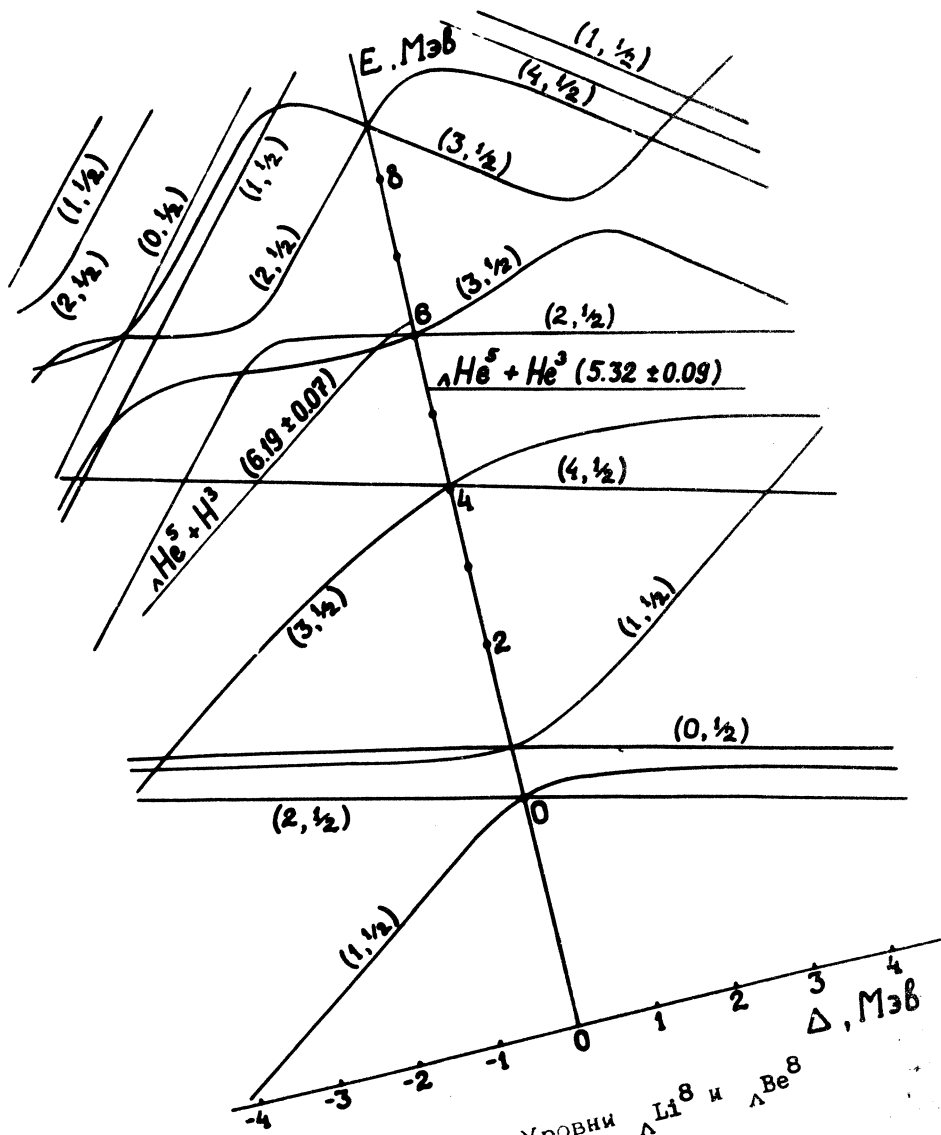
$$E_1({}_{\Lambda}Li^7) = (3,74 \pm 0,24) \text{ Мэв},$$

$$E_{3/2}({}_{\Lambda}Li^8) = (10,58 \pm 0,58) \text{ Мэв},$$

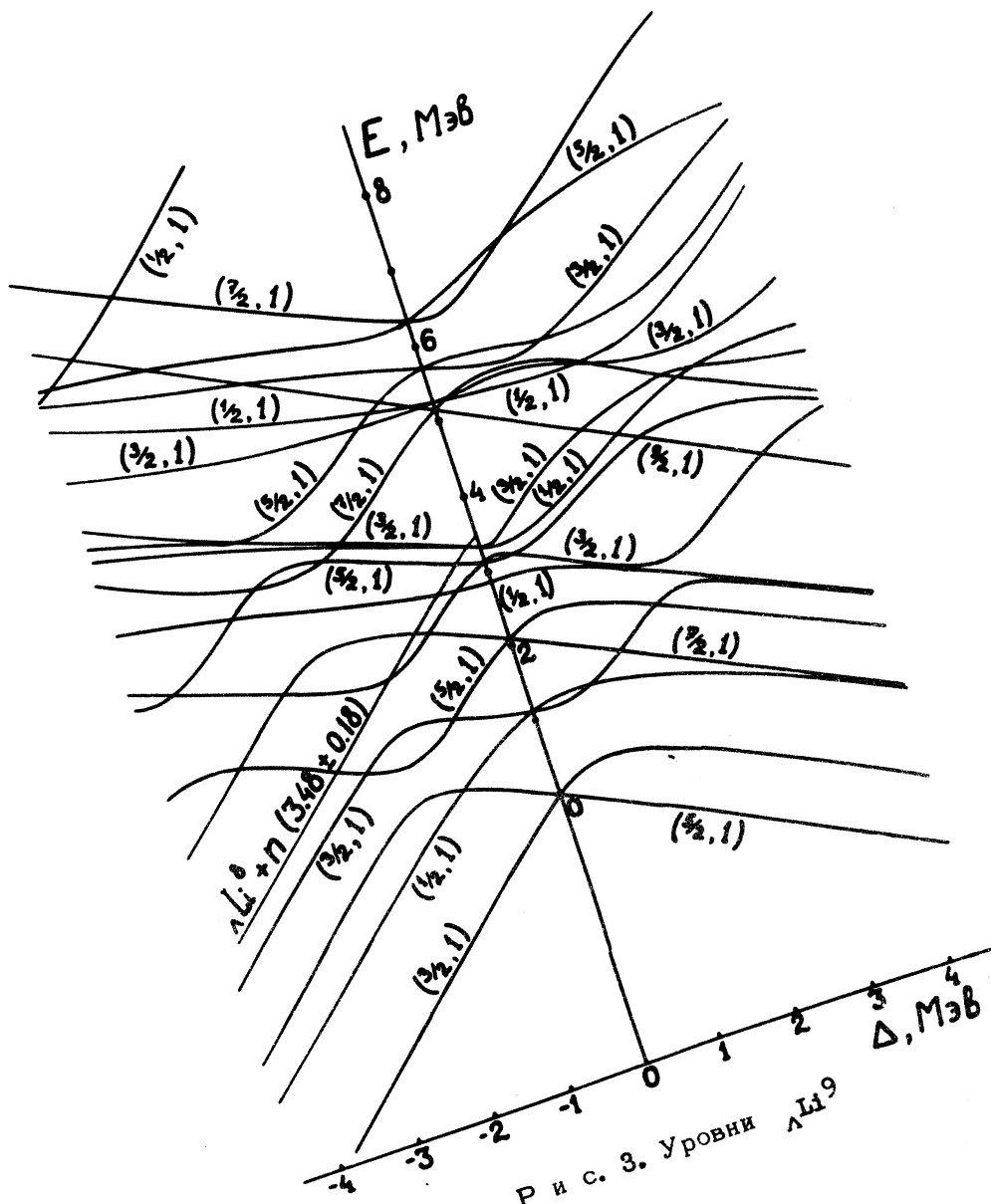
$$E_1({}_{\Lambda}Be^9) = (15 \pm 0,17) \text{ Мэв}$$



Р и с. 1. Уровни гиперядер с $A = 7$



Р и с. 2. Уровни ${}^8\text{Li}$ и ${}^8\text{Be}$



Р и с. 3. Уровни Li^9

Согласно анализу свойств s -оболочечных гиперядер /4,5/ и работам /9/ по определению спина Δ ${}^8\text{Li}$ ($J = 1$), а также рис. 2 этой работы, из которого видно, что для ${}^8\text{Li}$ только при $\Delta > 0$ реализуется $J = 2$, следует считать наиболее правдоподобными отрицательные значения Δ . Подбирая Δ по $E_T(\Delta Z^A)$, для $A = 7$ получаем $-0.6 \text{ Мэв} \leq \Delta \leq 0$, для $A = 9$ $\Delta \approx -2.0 \text{ Мэв}$ и в случае $A = 8$ $-1.5 \text{ Мэв} \leq \Delta \leq 0$. Интервал Δ для $A = 7$, возможно, не является достаточно точным, поскольку у ${}^7\text{Li}$ и ${}^7\text{He}$ наблюдается довольно широкое распределение V_Δ , вызванное, как обычно полагают /5/, существованием у этих гиперядер изомерных состояний. Картина спектра ${}^7\text{He}$ на самом деле может быть более сложной, чем на рис. 1, если у ядра ${}^6\text{He}$ действительно имеются отсутствующие в оболочечной теории низколежащие уровни в районе 3,5 Мэв /8/. Соответствующие уровни ${}^7\text{He}$ распадались бы по каналам ${}^5\text{He} + 2n$ и ${}^6\text{He} + n$ с испусканием медленных нейтронов. В связи с этим интересно уточнить положение уровней в ${}^6\text{He}$. Мы рассчитали также спектры ${}^8\text{He}$ и ${}^9\text{Be}$. У ядра ${}^9\text{Be}$ имеются два возбужденных состояния с $T = 0$, $J = 3/2$ и $5/2$ в районе 2,96 Мэв и два уровня с $T = 0$, $J = 7/2$ и $9/2$ при 9,85 Мэв. Расщепление обеих групп уровней не превышает 65 кэв на интервале $-5 \text{ Мэв} \leq \Delta \leq +5 \text{ Мэв}$. У многих состояний гиперядер с $A = 8$ и 9 в области $\Delta \sim -1.5 \text{ Мэв}$ наблюдается сильное смешивание состояний нуклонного остова со спинами $j = |J \pm \frac{1}{2}|$.

В настоящее время сформулированная выше расчетная схема применяется к описанию свойств более тяжелых гиперядер p -оболочки. Совсем недавно Ли и др. /10/ опубликовали другой вариант оболочечной теории гиперядер с одинаковыми для всех ядер параметрами модели, фиксированными по величинам V_Δ . Положение уровней и коэффициенты смешивания α_λ , вычисленные в нашей работе и работе /10/, существенно

различаются. Развитие экспериментальной гиперядерной спектроскопии будет способствовать более глубокому пониманию свойств ΔN -сил и позволит проверить модели гиперядер.

Авторы благодарят А. М. Балдина, А. Н. Бояркину, Г. Я. Коренмана, Ю. Ф. Смирнова и Р. А. Эрамжяна за интерес к работе, поддержку и полезные обсуждения, С. И. Гришанову, Н. М. Кабачника и В. Л. Коротких за помощь при диагонализации матриц на электронной машине.

Поступила в редакцию

9 февраля 1971 г.

Л и т е р а т у р а

1. D. Kurath. *Phys. Rev.*, 101, 216 (1956).
2. А. Н. Бояркина. *Изв. АН СССР*, 28, 3381 (1964).
3. Н. А. Jahn, Н. W. Wieringen. *Proc. Roy. Soc.*, A209, 502 (1952).
4. R. H. Dalitz. *Nuclear Interactions of the Hyperons*, Oxford University Press, 1965.
5. J. Pniewski. *Lectures at International School of Elementary Particle Physics*, Herceg-Novci, Yugoslavia, 1969.
6. J. P. Elliott, A. Lane. *Handbuch der Physik*, 34, 336 (1957). (имеется русский перевод в сб. "Строение атомного ядра", ИИЛ, Москва, 1959 г.).
7. S. Cohen, D. Kurath. *Nucl. Phys.*, 23, 1 (1965).
8. T. Lauritsen, F. Ajzenberg-Selove. *Nucl. Phys.*, 78, 1 (1966).

9. D. Davis, R. Levi-Setti, M. Raymond. Nucl. Phys., 41, 73 (1963), R. H. Dalitz. Nucl. Phys., 41, 78 (1963).
10. T. Y. Lee, S. T. Hsieh, C. T. Chen-Tsai. Phys. Rev., C2, 366 (1970).