

СПЕКТР ДЕЙТРОНОВ ИЗ РЕАКЦИИ РАСЩЕПЛЕНИЯ ЯДЕР ${}^3\text{He}$ ПУЧКОМ АЛЬФА-ЧАСТИЦ

*О.Ф.Немец, А.М.Ясногородский, В.В.Осташко,
О.М.Поворозник, В.Н.Урин*

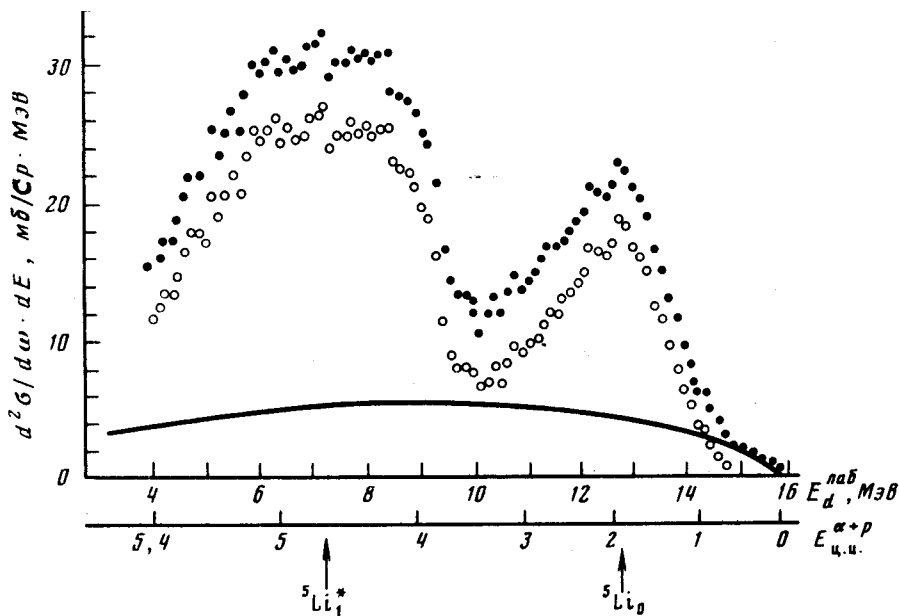
В спектре дейтронов из реакции ${}^3\text{He} + \alpha \rightarrow d + p + \alpha$ при $E_\alpha = 26,3$ МэВ наблюдаются два широких пика, соответствующих основному и первому возбужденному состояниям ядра ${}^5\text{Li}$. Получены следующие параметры этих состояний: $E_0 = 1,93 \pm 0,21$ МэВ, $\Gamma_0 = 1,9 \pm 0,25$ МэВ; $E_1 = 4,74 \pm 0,22$ МэВ, $\Gamma_1 = 1,64 \pm 0,25$ МэВ (положения и ширины уровней указаны в системе центра инерции пары ${}^4\text{He} + p$).

Вслед за обнаружением основного и первого возбужденного состояний ядра ${}^5\text{Li}$ в виде резонансов в рассеянии протонов на ${}^4\text{He}$, указания на существование этих несвязанных (квазистационарных) состояний ${}^5\text{Li}$, нестабильных по отношению к распаду с вылетом протона и α -частицы, были получены в ряде ядерных реакций, в которых ядро ${}^5\text{Li}$ образуется в конечном состоянии (см. библиографию в ¹). В отличие от основного состояния ${}^5\text{Li}_0$, для которого данные относительно положения и ширины, полученные из различных процессов, примерно согласуются между собой, для первого возбужденного состояния в различных работах указываются значения энергии возбуждения от $2,3 \pm 0,5$ до $10,2 \pm 0,28$ МэВ и полуширины от $1,49 \pm 0,61$ до $9,0 \pm 1,5$ МэВ.

В настоящей работе впервые уровни ядра ${}^5\text{Li}$ наблюдались в спектре дейтронов из реакции ${}^3\text{He} (\alpha, d){}^5\text{Li}$. Эксперимент проводился с пучком α -частиц из циклотрона У-120 ИЯИ

АН УССР. Пучок коллимировался системой круглых диафрагм до углового разброса не более $5 \cdot 10^{-3}$ рад. В вакуумной камере размещалась цилиндрическая газовая мишень диаметром 50 мм, снабженная входным патрубком длиной 100 мм. Окна для входа и выхода пучка и продуктов ядерных реакций изготовлялись из никелевой фольги толщиной 2 мкм либо алюминиевой фольги толщиной 8 мкм. Мишень наполнялась газом ^3He (обогащение 98%) до давления 200 тор. При необходимости газ дополнительно мог быть очищен от примесей в ловушке из активированного угля, охлаждаемой жидким азотом.

Продукты ядерных реакций регистрировались и идентифицировались с помощью кремниевых полупроводниковых телескопов (толщина спектрометра ΔE 50 мкм, спектрометра E — до 4 мм). Телескопы коллимировались системой прямоугольных щелей, которые обеспечивали угловой раcтвор $\pm 0,4^\circ$. Энергетическое разрешение телескопа для дейтронов составляло ~ 140 кэВ; это значение получено с рабочей газовой мишенью (которая наполнялась атмосферным газом до давления 50 тор и бомбардировалась пучком дейтронов с энергией 13,6 МэВ) и включает разброс в пучке, собственное разрешение спектрометра и разброс, связанный с конечным угловым раствором телескопа. События с каждого телескопа записывались в память ЭВМ М6000 в виде двумерной матрицы $\Delta E \times (\Delta E + E)$ размерности 32×128 каналов. Дальнейшие подробности эксперимента можно найти в работе ².



Спектр дейтронов из реакции $^3\text{He}(\alpha, d)^5\text{Li}$, $\theta_{\text{лаб}} = 15^\circ$. Темные точки — экспериментальные значения; кривая — распределение для прямого развала (в предположении, что матричный элемент является константой), нормированное по высокоэнергетическому "хвосту" спектра в области 15 — 15,6 МэВ; светлые точки — результат вычитания. Точность абсолютизации 10%

В дейтронном спектре (рисунок) наблюдаются две широкие группы, соответствующие основному и первому возбужденному состояниям ядра ^5Li . Для энергетической калибровки дейтронного спектра в области энергий от 4,8 до 12,5 МэВ и для контроля эффективности регистрации низкоэнергетической части спектра использовалось упругое рассеяние $^3\text{He}(d, d)^3\text{He}$ при $E_d = 13,47$ МэВ (энергия дейтронов в центре газовой мишени);

полученное в области углов $\theta_{\text{лаб.}} = 14 - 70^\circ$ дифференциальное сечение $d^{-3}\text{He}$ рассеяния сравнилось с результатами других авторов³ при близких энергиях. Благодаря применению такой калибровки исключалась необходимость введения поправок на ионизационные потери и страгглинг в газе, выходной фольге и детекторе ΔE для восстановления истинного спектра, особенно в его низкоэнергетической части.

Положение квазистационарных состояний ядра ${}^5\text{Li}$ на шкале $E_{\text{ц.и.}}^{a+p}$, рис. 1, определялось с использованием выражения⁴:

$$E_{\text{ц.и.}}^{a+p} = Q + \frac{M_3 E_a}{M_3 + M_a} - \frac{M_p + M_d + M_a}{M_p + M_a} \times$$

$$\times \left\{ E_d^{\text{лаб}}(\theta) - 2 \frac{[M_d M_a E_a E_d^{\text{лаб}}(\theta)]^{1/2}}{M_3 + M_a} \cos \theta_{\text{лаб}} + \frac{M_d M_a E_a}{(M_3 + M_a)^2} \right\},$$

где M_i — массы соответствующих ядер, $\theta_{\text{лаб}}$ — лабораторный угол, $Q = M_3 - M_p - M_d$, E_a — лабораторная энергия частиц пучка.

Поскольку входящее в это выражение значение энергии частиц пучка в центре газовой мишени E_a существенно для определения положения уровней ${}^5\text{Li}$, в настоящей работе значение E_a находилось экспериментально с точностью не хуже 1% путем сравнения кинематических кривых $E_p(\theta)$ для реакций ${}^3\text{He}(a, p_{0,1}){}^6\text{Li}$ и ${}^1\text{H}(a, p)$, которые регистрировались одновременно с дейтронами в процессе эксперимента: лабораторные углы $\theta_{0,1}^*$, при которых происходит пересечение этих кривых, довольно резко зависят от энергии a -частиц.

Согласно результатам настоящей работы, при аппроксимации спектра дейтронов двумя группами, имеющими гауссовское распределение, основное состояние ядра ${}^5\text{Li}$ расположено при $(E_{\text{ц.и.}}^{a+p})_0 = 1,93 \pm 0,21$ МэВ и имеет полуширину в системе ЦИ ${}^4\text{He} + p$ $\Gamma_0 = 1,9 \pm 0,25$ МэВ. Если широкую группу в низкоэнергетической части спектра дейтронов, занимающую в лабораторной системе интервал энергий от 4 до 9,5 МэВ, отождествлять с первым возбужденным состоянием ядра ${}^5\text{Li}_1$, то ему следует приписать положение $(E_{\text{ц.и.}}^{a+p})_1 = 4,74 \pm 0,22$ МэВ, что соответствует энергии возбуждения в ядре ${}^5\text{Li}$ $E_1 = 2,82 \pm 0,35$ МэВ, при полуширине $\Gamma_1 = 1,64 \pm 0,25$ МэВ. Параметры первого возбужденного состояния ${}^5\text{Li}$, полученные в настоящей работе, значительно отличаются от результатов фазового анализа свободного pa -рассеяния. Возможно, это связано с обсуждаемым в последние годы влиянием поля третьей частицы⁵, в данном случае — дейтрона.

Литература

1. Aizenberg-Selove F. Nucl. Phys., 1979, A320, 1.
2. Белявенко В.С., Лашко А.В., Немец О.Ф. и др. Препринт КИЯИ-79-16, Киев, 1979.
3. King T.R., Smythe R. Nucl. Phys., 1972, A183, 657.
4. Ohlsen G.G. Nucl. Instr. and Meth., 1965, 37, 240.
5. Bercowitz E.H. Nucl. Phys., 1964, 60, 555; Bertfeld W., Burgmer W., Eichner H. et al. Z. Phys., 1977, A282, 365.