

ОТРИЦАТЕЛЬНЫЙ НЕЙТРОННЫЙ p -РЕЗОНАНС НА ЯДРЕ ^{11}B

Л.В.Мицына, А.Б.Попов, Г.С.Самосват

Впервые в нейтронной спектроскопии получена экспериментальная оценка ширины отрицательного p -резонанса: $\Gamma_n^1 \approx 4500$ эВ для резонанса – 709 кэВ, соответствующего четвертому возбужденному состоянию ^{12}B .

1. Поставляя большую информацию о состояниях ядер, возбужденных выше энергии связи нейтрона, нейтронная спектроскопия дает скудные сведения об уровнях ниже энергии связи, соответствующих "отрицательным" нейтронным резонансам. При этом исследуются лишь s -резонансы. В настоящей работе демонстрируется, что изучение анизотро-

пии упругого рассеяния нейтронов в благоприятных случаях позволяет получать параметры отрицательных p -резонансов.

2. Как известно, сечение рассеяния вдали от резонансов слабо зависит от энергии нейтронов и определяется потенциальным рассеянием, к которому добавляются "хвосты" ближайших резонансов. Вклады же "далеких" резонансов обычно выражают в сдвигах фаз потенциального рассеяния δ_l как добавку к фазам рассеяния на твердой сфере ϕ_l ; например, в виде $\delta_l = \phi_l + \arcsin(P_l R_l^{\infty})$, где P_l — фактор проницаемости, а R_l^{∞} — подгоняемый к эксперименту параметр. Существенно, что для соседних по массе ядер как ϕ_l , так и δ_l близки: первые — по причине зависимости только от kR (k — волновое число нейтрона, R — радиус ядра), вторые — из-за суммарного вклада большого числа уровней. Для $l=0$ это подтверждается многочисленными данными по радиусам рассеяния $R_0' = R(1 - R_0^{\infty})$, а для p -нейтронов — экспериментами, где определялись R_1^{∞} или $R_1' = R(1 - 3R_1^{\infty})$ ^{1,2}.

Анализируя выражение дифференциального сечения рассеяния вблизи p -резонанса³, которое зависит от угла θ как

$$\sigma(\theta) = \frac{\sigma_s}{4\pi} [1 + \omega_1 \cos \theta + \omega_2 P_2(\cos \theta)], \quad (1)$$

можно усмотреть, что p -резонанс сильнее всего влияет на второе слагаемое в (1), отвечающее интерференции s - и p -волн.

3. На рисунке показаны экспериментальные значения параметров сечения (1) $\sigma_s(E)$ и $\omega_1(E)$, полученные методом времени пролета на реакторе ИБР-30 для углерода и бора естественного изотопного состава (ω_1 — в СИМ, E — в лабораторной системе). Методика измерений описана в работе⁴. По этим данным с помощью параметризации $\sigma(\theta)$ согласно^{3,5} при $R = 1,35A^{1/3}$ Фм и $k = 2,197 \cdot 10^{-4} A\sqrt{E}/(A + 1)$ Фм⁻¹ (E — в эВ) были определены следующие значения:

$$R_0' = 6,15 \pm 0,02 \text{ Фм для C, } R_0' = 5,94 \pm 0,06 \text{ Фм для B,} \quad (2)$$

$$R_1' = 4,29 \pm 0,21 \text{ Фм для C,} \quad (3)$$

$$R_1' = 3,02 \pm 0,17 \text{ Фм для B.} \quad (4)$$

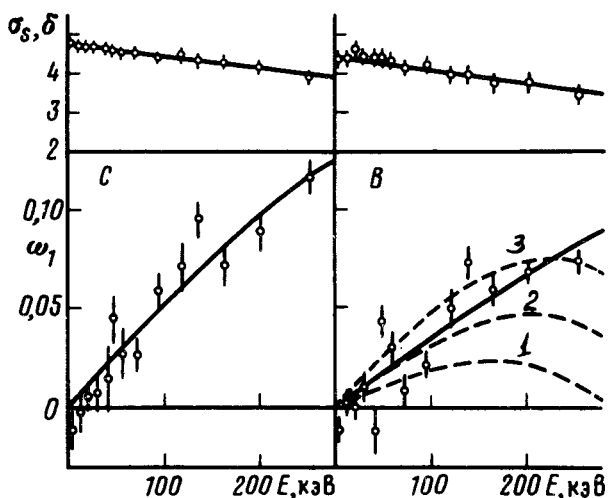
Они дают наилучшее описание эксперимента, показанное на рисунке сплошными линиями, при нулевых значениях силовых функций, характеризующих вклад резонансов в среднее сечение. Последнее оправдано тем, что в исследованном диапазоне энергий содержится лишь по одному слабому резонансу у обоих изотопов бора и ^{13}C , а из σ_s бора при энергиях 95 кэВ и выше по данным⁶ было вычтено крыло сильного s -резонанса ^{10}B с $E_0 = 370$ кэВ.

4. Как и ожидалось, у близких по массе углерода и бора почти одинаковы радиусы s -рассеяния (2), но для p -рассеяния (3) и (4) заметно отличаются. По-видимому, более "правильно" значение R_1' для углерода с его действительно далекими резонансами, а у бора ω_1 и, следовательно, R_1' "искажены" близким резонансом с $l=1$, $E_0 = 430$ кэВ. Величину этого искажения иллюстрирует пунктирная кривая 1, отличающаяся от сплошной кривой только тем, что при ее расчете отдельно учитывался вклад этого резонанса в соответствии с его параметрами из⁷. Ясно, что эксперимент требует увеличения R_1' , что и было сделано путем замены значения $R_1^{\infty} = -0,003$, дающего (4), на значение $R_1^{\infty} = -0,130$, соответствующее величине (3) для углерода и $R_1' = 4,16$ Фм для бора. Результат представлен кривой 2, которая все еще ниже большинства точек. Хорошо проходит по точкам кривая 3, для получения которой было подобрано значение $R_1' = 5,38$ Фм, теперь уже значительно большее, чем у углерода.

Однако нам представляется более предпочтительной другая интерпретация той же кривой 3. Согласно ⁸, отрицательные *p*-резонансы у изотопа ¹²C могут порождать только основное состояние ¹³C со спином и четностью 1/2⁻ и одно возбужденное 3/2⁻ с энергией 3684 кэВ, что соответствует энергиям резонансов в лабораторной системе $E_0 = -5358$ и -1367 кэВ. У ¹²B три подходящих состояния: основное 1⁺, 953 кэВ 2⁺ и 2720 кэВ 0⁺ — они соответствуют *p*-резонансам ¹¹B с $E_0 = -3676$, $+2637$ и -709 кэВ. Наша гипотеза состоит в следующем: по два указанных отрицательных резонанса с $E_0 < -1$ МэВ вместе с остальными положительными *p*-резонансами (кроме резонанса ¹¹B с $E_0 = 430$ кэВ) образуют у обоих элементов одинаковые $R_1^\infty = -0,130$, а два ближайших резонанса ¹¹B 430 кэВ и -709 кэВ, частично компенсируя друг друга, и обеспечивают ω_1 бора, наблюдаемое в эксперименте¹⁾. Тогда с учетом изотопного состава нетрудно найти наиболее подходящую приведенную нейтронную ширину отрицательного *p*-резонанса

$$\Gamma_n^1 = 4500 \text{ эВ}, \quad (5)$$

которая дает функцию $\omega_1(E)$, графически неотличимую от кривой 3 на рисунке. Значение (5) — конечно, лишь оценка, погрешность которой указать затруднительно.



Параметры дифференциального сечения (1) σ_s и ω_1 . Точки — экспериментальные значения, кривые — различные варианты их описания (см. текст)

5. Составляя примерно 3/4 от вигнеровского предела, основанного на одночастичной ширине $\gamma^2 = \hbar^2/M_n R^2$, величина (5) в 20 раз больше среднего $\langle \Gamma_n^1 \rangle = 220$ эВ по четырем положительным резонансам ¹¹B⁷, но резонанс -709 эВ — единственный со спином 0⁺ и его $g\Gamma_n^1 = 560$ эВ уже только примерно вчетверо больше $\langle g\Gamma_n^1 \rangle = 130$ эВ. Используя результаты ¹⁰, по ширине (5) уровня ¹²B 2,72 МэВ 0⁺ можно получить, что его спектроскопический фактор $S \approx 1$, тогда как по модели оболочек для этого уровня $S \approx 0,40$ ¹¹ и $0,21$ ¹⁰, а из (*d, p*-реакции — $S \approx 0,1$ ¹² и $0,21$ ¹³. Таким образом, наш результат (5) свидетельствует в пользу большей одночастичности рассматриваемого состояния ¹²B. Для разрешения этого разногласия нужны более детальные исследования — как нейтронные, так и с заряженными частицами.

Литература

1. Popov A.B., Samosat G.S. Nuclear Data for Basic and Applied Science. Proceed. Int. Conf., Santa Fe, 1985, 1, p. 621.
2. Mitsyna L.V. et al. Int. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Mito, Japan, 1988 (JINR E3-88-7, Dubna, 1988).

¹⁾ При этом мы также пренебрегаем возможным вкладом в R_1' бора механизма однопионного обмена⁹.

3. Самосват Г.С. ЭЧАЯ, 1986, 17, 713.
4. Вагов В.А. и др. ИЯИ РЗ-82-770, Дубна, 1982.
5. Nikolenko V.G., Popov A.B., Samosvat G.S. Nuclear Data for Science and Technology. Proceed. Int. Conf. , Antwerp, 1982, p. 781.
6. Garber D.I., Kinsey R.R. BNL-325, 1976, 2,
7. Mughabghab S.F., Divadeenam M., Holden N.E. Neutron Cross Sections, part A, N.Y.: Academic Press, 1981, 1.
8. Table of Isotopes. Ed. by Lederer C.M., Shirley V.C. New York, 1978.
9. Кузнецова Л.В. и др. ОИЯИ РЗ-87-114, Дубна, 1987.
10. Koehler P.E. et al. Nucl. Phys. A, 1983, 394, 221.
11. Cohen S., Kurath D. Nucl. Phys. A, 1967, 101, 1.
12. Gallmann A. et al. Phys. Rev. B, 1965, 138, 560.
13. Monahan J.E. et al. Phys. Rev. C, 1971, 3, 2192.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
20 января 1989 г.