1967 г. Июль *Том 92, вып. 3*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

539.172.8

ОБНАРУЖЕНИЕ ВТОРОГО СЛУЧАЯ ДВОЙНОГО ГИПЕРЯДРА

Двойные гиперядра представляют собой связанные системы барионов, в состав которых помимо нуклонов входят два Λ-гиперона. Такие системы могут возникать при захвате Ξ^--гиперонов ядрами. Попадая в ядро, Ξ^--гиперон образует две Λ-частицы в результате реакции $\Xi^- + p \rightarrow \Lambda + \Lambda + 28{,}5$ *Мэв*. Так как освобождение энергии в этой реакции невелико, Λ-частицы легко могут захватиться ядерным осколком, образуя двойное гиперядро.

Изучение двойных гиперядер представляет значительный интерес для получения сведений относительно Λ-Λ-взаимодействий. Первый случай двойного гиперядра был

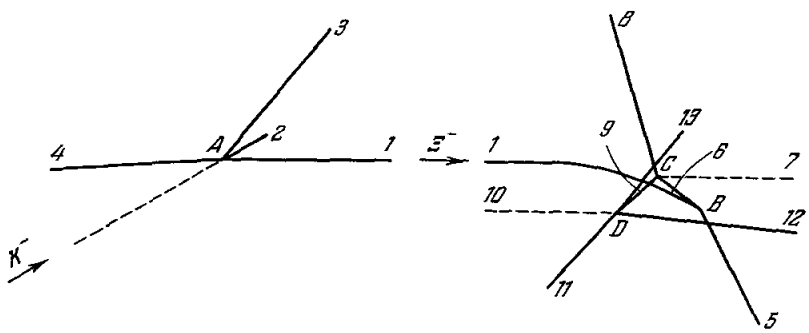

Рис. 1. Схема первого случая, в котором было обнаружено двойное гиперядро — ${}_{\Lambda\Lambda}Be^{10,\,11}$ [1].

Треки: *5* — H, *6* — ${}_{\Lambda\Lambda}Be^{10,\,11}$, *7* — π^-, *8* — H′, *9* — ${}_{\Lambda}Be^{9,\,10}$, *10* — π^-, *11* — He^4, *12* — $H^{1,2}$, *13* — He^4.

обнаружен в 1963 г. Данышем и др. [1] в стопке ядерных эмульсий, облученной K^--мезонами 1,5 *Бэв/с*. Схема этого случая приведена на рис. 1. Ξ^--гиперон (след *1*), образовавшийся в звезде *A*, возникшей от захвата K^-, останавливается и поглощается в *B*. Двойной гиперосколок (*6*) и другая заряженная частица (*5*) вылетают из звезды *B*. Захват Ξ^- происходит, по-видимому, на легком ядре (C, N, O), так как кинетическая энергия двойного гиперосколка недостаточна велика, чтобы преодолеть кулоновский барьер тяжелых ядер эмульсии. Двойной гиперосколок распадается в *C* на π^- (*7*), однозарядную частицу (*6*) и обычный гиперосколок (*9*). Последний в свою очередь распадается в *D* на π^- (*10*) и три другие заряженные частицы (*11*, *12*, *13*). Интерпретации события иные, чем образование и последующий каскадный распад двойного гиперядра, были рассмотрены и отвергнуты как несовместимые с детальным анализом случая. Два последовательных π^--мезонных распада создали благоприятную возможность для идентификации и определения энергии связи двойного гиперядра.

Энергию связи можно характеризовать следующими величинами: $B_{\Lambda\Lambda}$ — энергией отделения двух Λ и $\Delta B_{\Lambda\Lambda} = B_{\Lambda\Lambda}\,({}_{\Lambda\Lambda}X^{A}) - 2B_{\Lambda}\,({}_{\Lambda}X^{A-1})$, где B_{Λ} — энергия отделения Λ-гиперона в обычном гиперядре с тем же нуклонным ядром-остовом. $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$ дает величину дополнительной энергии связи двух Λ в двойном гиперядре по сравнению с удвоенной энергией связи Λ в обычном гиперядре.

Для случая Даныша и др. оказались возможными две интерпретации:

$$1.\quad {}_{\Lambda\Lambda}Be^{10} \longrightarrow {}_{\Lambda}Be^{9} + H^{1} + \pi^{-},$$
$$\hookrightarrow 2He^{4} + H^{1} + \pi^{-},$$
$$B_{\Lambda\Lambda} = 17.5 \pm 0,4\ \textit{Мэв},\quad \Delta B_{\Lambda\Lambda} = 4,5 \pm 0,4\ \textit{Мэв}$$
$$2.\quad {}_{\Lambda\Lambda}Be^{11} \longrightarrow {}_{\Lambda}Be^{10} + H^{1} + \pi^{-},$$
$$\hookrightarrow 2He^{4} + H^{2} + \pi^{-},$$
$$B_{\Lambda\Lambda} = 19,0 \pm 0,6\ \textit{Мэв},\quad \Delta B_{\Lambda\Lambda} = 3,2 \pm 0,6\ \textit{Мэв}.$$

Вторая трактовка события считается несколько менее вероятной на том основании, что среди случаев гиперядра ${}_{\Lambda}Be^{10}$, найденных к настоящему времени, не имеется способа распада, предполагаемого второй интерпретацией.

Анализ энергии связи найденного двойного гиперядра позволил получить некоторые сведения о Λ-Λ-взаимодействии. Из того факта, что $\Delta B_{\Lambda\Lambda} > 0$, еще нельзя делать вывод, что между двумя Λ в гиперядре действуют силы притяжения. Величина $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$, вообще говоря, не определяется только взаимодействием двух Λ. $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$ будет отлично от нуля и в случае отсутствия какого-либо Λ-Λ-взаимодействия. Это связано со следующими обстоятельствами:

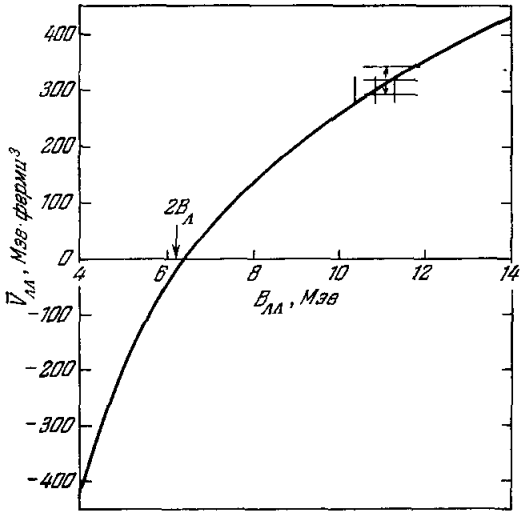

Рис. 2. Зависимость объемного интеграла Λ-Λ потенциала $\bar{V}_{\Lambda\Lambda}$ от энергии связи ${}_{\Lambda\Lambda}He^{6}$, вычисленная Далицем и Райясекараном [2].

Горизонтальные линии соответствуют значению объемного интеграла, полученному из анализа ${}_{\Lambda\Lambda}Be^{10}$ с учетом ошибок. Вертикальные линии — экспериментально найденная Праузом [30] энергия связи ${}_{\Lambda\Lambda}He^{6}$. B_{Λ} — энергия отделения Λ в ${}_{\Lambda}He^{5}$.

1. Кинетическая энергия для случая двух Λ-частиц несколько меньше удвоенной кинетической энергии для случая одной Λ, так как вторая Λ-частица движется в поле более тяжелого ядра-остова, включающего в себя помимо обычного ядра еще и Λ-частицу. Этот эффект незначительный, для ${}_{\Lambda\Lambda}He^{6}$ он дает вклад в $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$ около 0,2 *Мэв* [2].

2. Добавочная Λ-частица вызывает дополнительную деформацию ядра-остова, относительно которого движутся обе Λ. Это дает положительный вклад в $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$. Деформируемость мала в случае жесткого ядра-остова, например, для ${}_{\Lambda\Lambda}He^{6}$, где ядром-остовом является α-частица, но она может быть значительной в случае ${}_{\Lambda\Lambda}Be^{10}$.

3. Следует ожидать, что обе Λ-частицы будут находиться в S-состоянии. Принцип Паули требует тогда, чтобы спины двух Λ были антипараллельны. В обычном гиперядре спин Λ ориентирован против спина ядра-остова. При этом реализуется наибольшее число синглетных Λ-нуклонных связей, для которых Λ-N-взаимодействие сильнее. Корреляция спинов двух Λ-частиц вследствие принципа Паули будет приводить к уменьшению числа синглетных Λ-N-связей, соответственно к увеличению числа триплетных связей и, таким образом, к общему ослаблению эффективного взаимодействия Λ с ядром-остовом и отрицательному вкладу в $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$. Лишь в случае гиперядер ${}_{\Lambda\Lambda}He^{6}$, ${}_{\Lambda\Lambda}Be^{10}$ и др., где ядро-остов имеет нулевой спин, взаимодействие Λ с ядром-остовом (если не учитывать дополнительной деформируемости) можно считать таким же, как в обычных гиперядрах ${}_{\Lambda}He^{5}$, ${}_{\Lambda}Be^{9}$ и др.

Анализ энергий связи гиперядер ${}_{\Lambda\Lambda}Be^{10}$ и ${}_{\Lambda\Lambda}Be^{11}$ по оболочечной модели с целью получения сведений о Λ-Λ-взаимодействии был проведен Далицем и Райясекараном [2]. Λ-Λ-взаимодействие описывалось потенциалом гауссовой формы с радиусом действия, соответствующим двухпионному обмену (обмен одним π-мезоном между двумя Λ запрещен изотопической инвариантностью сильных взаимодействий). Результат анализа свидетельствовал, что синглетное Λ-Λ-взаимодействие является взаимодействием притяжения. При пренебрежении деформируемостью ядра-остова для объемного интеграла Λ-Λ потенциала в случае ${}_{\Lambda\Lambda}Be^{10}$ было получено значение $\bar{V}_{\Lambda\Lambda} = 322 \pm$

$\pm$ 30 *Мэв·ферми*^{3}. Близкое значение для $\overline{V}_{\Lambda\Lambda}$ получается и при интерпретации двойного гиперядра как $_{\Lambda\Lambda}Be^{11}$.

Имеется большое число других работ по теории двойных гиперядер [3–22] и мезонной теории Λ-Λ-сил [23–29].

В работах [14–19] при анализе энергии связи $_{\Lambda\Lambda}Be^{10}$ с целью получения сведений о Λ-Λ-взаимодействии использовалась α-частичная модель, в [17–22] Λ-Λ-потенциалы содержали отталкивательную стенку. Оценки величины Λ-Λ-взаимодействия, полученные по различным моделям $_{\Lambda\Lambda}Be^{10,11}$, часто оказываются противоречивыми. В некоторых случаях не исключается возможность объяснить $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$ только за счет деформируемости ядра-остова без привлечения каких-либо существенных Λ-Λ сил. Идеальную возможность для определения величины Λ-Λ-взаимодействия представляло бы гиперядро $_{\Lambda\Lambda}He^6$. В нем неопределенности, связанные с деформируемостью ядра-остова, будут незначительными.

Далиц и Райясекаран вариационным методом вычислили зависимость $\overline{V}_{\Lambda\Lambda}$ от энергии связи $B_{\Lambda\Lambda}$ ($_{\Lambda\Lambda}He^6$). Результат представлен на рис. 2.

Недавно появилось сообщение об обнаружении Праузом второго случая двойного гиперядра[30]. Это второе гиперядро оказалось как раз $_{\Lambda\Lambda}He^6$.

Гиперядро $_{\Lambda\Lambda}He^6$ было обнаружено в стопке ядерных эмульсий, облученных K^--мезонами 4—5 *Бэв*. Общее количество K^--мезонов составляло 10^6. Найденное событие показано на рис. 3. Как и в случае Даныша и др. [1], двойное гиперядро образовалось в результате захвата Ξ^- легким ядром эмульсии. При захвате Ξ^- возникло два коллинеарных осколка. Имелись лишь три возможные интерпретации этих осколков, совместимые с сохранением импульса при предположении, что захват Ξ^- произошел на легком ядре эмульсии: $_{\Lambda\Lambda}He^6$ и Li^7, $_{\Lambda\Lambda}He^8$ и Be^7, $_{\Lambda\Lambda}Li^7$ и Be^{10}. Соответствующие значения энергий связи: $B^{(1)}_{\Lambda\Lambda} = 10{,}9$ *Мэв*, $B^{(2)}_{\Lambda\Lambda} = 27{,}8$ *Мэв*, $B^{(3)}_{\Lambda\Lambda} = 32{,}0$ *Мэв*. Для двух последних случаев получаются слишком большие значения $B_{\Lambda\Lambda}$, что уже делает их маловероятными. Однако определенно они исключаются анализом распада двойного гиперосколка, который приводит к трем возможностям для двойного гиперядра: $_{\Lambda\Lambda}He^6$, $_{\Lambda\Lambda}He^5$ и $_{\Lambda\Lambda}He^7$. Таким образом, только одна интерпретация — $_{\Lambda\Lambda}He^6$ — совместима с данными по образованию и распаду. Кроме того, величины $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$ для $_{\Lambda\Lambda}He^6$, полученные из анализа процессов образования и распада, оказываются совпадающими: 4,7 $\pm$ 1,0 и 4,6 $\pm$ 0,5 *Мэв* соответственно. Окончательно все событие расшифровывалось следующим образом:

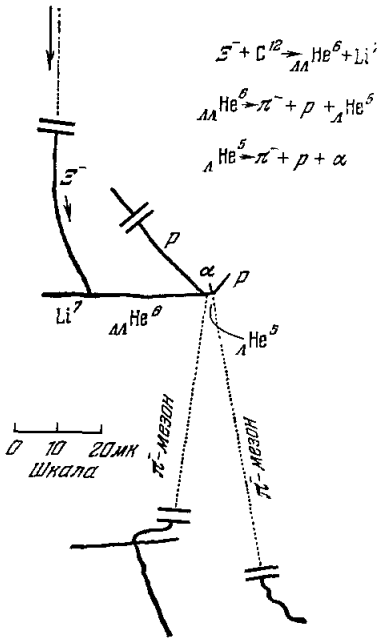

Рис. 3. Второй случай двойного гиперядра — $_{\Lambda\Lambda}He^6$, найденный Провзем [30].

Осколки от захвата Ξ^-: Li^7 и $_{\Lambda\Lambda}He^6$ — коллинеарны, продукты распада $_{\Lambda\Lambda}He^6 \to \pi^- + p + {}_{\Lambda}He^5$ и $_{\Lambda}He^5 \to \pi^- + p + \alpha$ — компланарны.

$$\Xi^- + C^{12} \to {}_{\Lambda\Lambda}He^6 + Li^7,$$
$$_{\Lambda\Lambda}He^6 \to \pi^- + p + {}_{\Lambda}He^5,$$
$$_{\Lambda}He^5 \to \pi^- + p + \alpha.$$

$\Delta B_{\Lambda\Lambda} = 4{,}6 \pm 0{,}5$ *Мэв* (среднее значение двух независимых определений $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$). Из этого значения $\Delta B_{\Lambda\Lambda}$ и хорошо известной энергии связи $_{\Lambda}He^5$ $B_{\Lambda} = 3{,}1 \pm 0{,}1$ *Мэв* следует $B_{\Lambda\Lambda}$ ($_{\Lambda\Lambda}He^6$) $= 10{,}8 \pm 0{,}5$ *Мэв*.

Если использовать результаты вычислений энергии связи $_{\Lambda\Lambda}He^6$ Далица и Райясекарана, то для объемного интеграла Λ-Λ-потенциала имеем $\overline{V}_{\Lambda\Lambda} = 298 \pm 24$ *Мэв·ферми*^{3}. Это значение близко к величине $\overline{V}_{\Lambda\Lambda}$, полученной из анализа $_{\Lambda\Lambda}Be^{10}$ по оболочечной модели (рис. 2). Приведем для сравнения значения объемных интегралов Λ-*N*-потенциалов в синглетном и триплетном состояниях $\overline{V}^c_{\Lambda N} = 380 \pm 20$ *Мэв·ферми*^{3}, $\overline{V}^m_{\Lambda N} = 180 \pm 20$ *Мэв·ферми*[36]. Обнаружение второго двойного гиперядра подтвердило существование гиперядер с двумя Λ-частицами и Λ-Λ-притяжения при низких энергиях. Однако по двум случаям еще преждевременно делать окончательные заключения о величине Λ-Λ-сил.

Изучение двойных гиперядер может также дать сведения о слабых Λ-Λ-взаимодействиях, например, о процессе $\Lambda + \Lambda \to \Sigma^- (\Sigma^0) + p\ (n)$, который будет приводить к специфическим Σ-гиперонным распадам двойных гиперядер. Ожидается [11], что для легких двойных гиперядер вероятности Σ-гиперонных и π-мезонных распадов будут одного порядка.

В. А. Филимонов

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. Danysz, K. Garbowska, J. Pniewski, T. Pniewski, J. Zakrzewski, E. R. Fletcher, J. Lemonne, P. Renard, J. Sacton, W. T. Toner, D. O'Sullivan, T. P. Shah, A. Thompson, P. Allen, Sr. M. Heeran, A. Montwill, J. E. Allen, M. J. Beniston, D. H. Davis, D. A. Garbutt, V. A. Bull, R. C. Kumar, P. V. March, Phys. Rev. Letts **11**, 29 (1963); Nucl. Phys. **49**, 121 (1963).
2. R. H. Dalitz, G. Rajasekaran, Nucl. Phys. **50**, 450 (1964).
3. S. Iwao, Nucl. Phys. **26**, 1 (1961).
4. H. Nakamura, Progr. Theor. Phys. **30**, 84 (1963).
5. R. H. Dalitz, Phys. Letts **53** (1963).
6. R. H. Dalitz, Proc. Int. Conf. on Hyperfragments, St.-Cergue, 28—30 March 1963, GERN 64—1 (1964).
7. Н. Н. Колесников, Р. В. Ведринский, ЖЭТФ **46**, 1648 (1964).
8. P. S. Damle, S. N. Biswas, Nuovo Cimento **32**, 381 (1964).
9. J. Pappademos, Phys. Rev. **134B**, 1128 (1964).
10. N. Panchapakesan, Nuovo Cimento **39**, 581 (1965).
11. В. А. Филимонов, Ядерная физика 4 (1966).
12. K. Toshitane, Progr. Theor. Phys. **35**, 65 (1966).
13. S. K. Monga, A. N. Mitra, Nuovo Cimento **42A**, 1004 (1966).
14. A. Deloff, Phys. Letts **6**, 83 (1963).
15. H. Nakamura, Phys. Letts **6**, 207 (1963).
16. A. R. Bodmer, S. Ali, Nucl. Phys. **56**, 657 (1964).
17. Y. C. Tang, R. C. Herndon, Phys. Rev. Letts **14**, 991 (1965).
18. A. R. Bodmer, S. Ali, Phys. Rev. **138B**, 644 (1965).
19. Y. C. Tang, R. C. Herndon, Phys. Rev. **138B**, 637 (1965).
20. H. Ohtsubo, Progr. Theor. Phys. **31**, 711 (1964).
21. Y. C. Tang, R. C. Herndon, E. W. Schmid, Phys. Letts **10**, 358 (1964).
22. F. Beck, U. Gutsch, Phys. Letts **14**, 133 (1965).
23. J. J. de Swart, Phys. Letts **5**, 58 (1963).
24. Y. Nogami, B. Ram, I. J. Zucker, Nucl. Phys. **60**, 45 (1964).
25. A. Deloff, J. Wrzecionko, Nuovo Cimento **34**, 1195 (1964).
26. Y. Nogami, F. G. Bloore, Phys. Rev. **133**, 514 (1964).
27. S. Bose, H. C. Khare, Nuovo Cimento **36**, 805 (1965).
28. B. W. Downs, R. J. Phillips, Nuovo Cimento **36**, 120 (1965).
29. M. Rimpault, R. Ving Mau, Nuovo Cimento **35**, 85 (1965).
30. D. J. Prowse, Phys. Rev. **17**, 782 (1966).