

УДК 524.354.6-33

В.С. Секержицкий¹, Ю.А. Зданевич²¹канд. физ.-мат. наук, доц., зав. каф. общей и теоретической физики

Брестского государственного университета имени А.С. Пушкина

²магистрант физико-математического факультета

Брестского государственного университета имени А.С. Пушкина

О ПИОНИЗАЦИИ ТЯЖЕЛЫХ АТОМНЫХ ЯДЕР

Проведена оценка эффективного числа отрицательных пионов в тяжелых атомных ядрах. В сильном магнитном поле число пионов в ядре с заданными значениями массового и зарядового чисел больше, чем в отсутствие поля.

Известно, что ядерные взаимодействия между нуклонами в атомных ядрах осуществляются, в основном, путем обмена π -мезонами. Это представление получило дальнейшее развитие после установления кварковой структуры нуклонов и пионов. Помимо самого факта существования атомных ядер, обмен мезонами может иметь и другие проявления в ядрах, а именно: мезон в процессе обмена некоторое (порядка 10^{-24} с) время может находиться в «свободном состоянии» как самостоятельная частица. Поэтому не исключено, что в каждый данный момент времени эффективное число пионов в ядрах может быть заметной величиной [1]. Возможно, что в ядрах имеется некоторое число пионов необменного характера, но обменные и необменные пионы в своих внешних проявлениях вряд ли различимы. Существование π^0 -мезонов, а также равного числа π^+ -мезонов и π^- -мезонов не должно сказываться на внешнем виде формулы Бете – Вайцеккера для энергии связи ядра: учет их наличия сводится к перенормировке значений численных коэффициентов в этой формуле по сравнению с тем случаем, когда в ядре имеются только нуклоны. Это фактически учтено при подгонке формулы Бете – Вайцеккера к экспериментальным значениям масс ядер. Отличия возникают при неравном числе положительных и отрицательных пионов.

Как отмечалось в [1], эти отличия невозможно устранить путем уточнения коэффициентов в формуле Бете – Вайцеккера, сохраняя при этом охват всей области от средних до самых тяжелых атомных ядер. Но систематическое отклонение формулы Бете – Вайцеккера от экспериментальных данных можно ликвидировать, допустив наличие небольшого числа отрицательных пионов в тяжелых ядрах. В ядре возможен избыток именно π^- -мезонов, потому что в изобарах со сравнительно большим числом протонов кулоновская энергия приводит к повышению энергии ядра. Стандартный вид формулы Бете – Вайцеккера для энергии связи ядра должен быть изменен путем вычитания числа пионов из числа протонов в слагаемых, связанных с кулоновской энергией и энергией асимметрии ядра, а также введением дополнительных слагаемых, связанных с числом пионов. Предлагаемая модификация данной формулы практически устраняет имеющее место расхождение с экспериментальными данными для тяжелых ($A > 200$) ядер.

Итак, согласно существующим представлениям [1; 2], в тяжелых ядрах возможно существование отрицательно заряженных пионов в качестве самостоятельного компонента. Проведем оценку массового A и зарядового Z чисел ядра, соответствующих порогу появления пионов. Используем полуэмпирическую формулу Бете – Вайцеккера, модифицированную для данной задачи в соответствии с [1; 2]. Масса ядра

$$Mc^2 = N_n m_n c^2 + N_p m_p c^2 + W. \quad (1)$$

где

$$W = -c_0 A + c_1 A^{2/3} + c_2 \frac{N_p - N_\pi}{A^{1/3}} + \frac{c_3}{A} (N_n - N_p - N_\pi)^2 + c_3' \frac{N_\pi^2}{A} + \frac{c_4}{A^3} (N_n - N_p - N_\pi)^4 + c_\pi N_\pi, \quad (2)$$

$m_n c^2$ и $m_p c^2$ – энергии покоя нейтрона и протона, W – энергия связи ядра, N_n, N_p, N_π – числа нейтронов, протонов и пионов в ядре; $c_0 = 15,75$ МэВ, $c_1 = 17,8$ МэВ, $c_2 = 0,71$ МэВ, $c_3 = 23,7$ МэВ, $c_3' \approx 17,7$ МэВ, $c_\pi \approx 11,9$ МэВ [1]; коэффициент c_4 различен в разных источниках: $c_4 = 0$ [3], $c_4 \approx 0,88$ МэВ [4], $c_4 \approx 7,7$ МэВ [2], $c_4 \approx -3,5$ МэВ [1].

Химические потенциалы компонентов ядра связаны соотношением:

$$\mu_p + \mu_\pi = \mu_n. \quad (3)$$

При этом $\mu_j = \frac{\partial M c^2}{\partial N_j}$, т.е.

$$\mu_n = m_n c^2 + \frac{2c_3}{A} (N_n - N_p - N_\pi) + \frac{4c_4}{A^3} (N_n - N_p - N_\pi)^3, \quad (4)$$

$$\mu_p = m_p c^2 + 2c_2 \frac{N_p - N_\pi}{A^{1/3}} - 2 \frac{c_3}{A} (N_n - N_p - N_\pi) - \frac{4c_4}{A^3} (N_n - N_p - N_\pi)^3, \quad (5)$$

$$\mu_\pi = -2c_2 \frac{N_p - N_\pi}{A^{1/3}} + 2 \frac{c_3}{A} (N_n - N_p - N_\pi) + \frac{4c_4}{A^3} (N_n - N_p - N_\pi)^3 + 2c_3' \frac{N_\pi}{A} + c_\pi. \quad (6)$$

Подставляя в (3) выражения для химических потенциалов, с учетом того, что $N_n + N_p = A$, $Z = N_p$, получаем в простейшем случае (при $c_4 = 0$):

$$N_\pi = \frac{c_\pi' A}{2 c_3 - c_3'} - \frac{c_3}{c_3 - c_3'} (A - 2Z), \quad (7)$$

где $c_\pi' = c_\pi + m_p c^2 - m_n c^2$ ($c_\pi' = 10,606$ МэВ). Заметим, что формула (7) существенно отличается от соответствующего выражения [1, с. 38]:

$$N_\pi = \frac{c_3}{c_3 + c_3'} (A - 2Z) - \frac{c_\pi' A}{2 c_3 + c_3'}. \quad (8)$$

Ошибка в формуле (8) связана с потерей знака в [1, с. 38] при вычислении химического потенциала пионов.

У порога рождения пионов $N_\pi = 0$ и

$$\frac{Z}{A} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{c_\pi'}{2c_3} \right) \approx 0,39. \quad (9)$$

Таким образом, в обычных «земных» условиях существование пионного конденсата возможно в тяжелых ядрах с $A > 230$.

Результаты расчетов эффективного числа пионов в тяжелых ядрах с учетом поправки к энергии асимметрии в формуле Бете – Вайцеккера для различных значений

коэффициента c_4 представлены в таблицах 1–4. Влияние значения c_4 на результаты вычислений довольно существенное.

Таблица 1. – Эффективное число π^- -мезонов в ядрах с $A > 200$ при $c_4 = 0$

	Z	N_π	N_π [1]	A	Z	N_π	N_π [1]	A	Z	N_π	N_π [1]
54	102	26	2	242	98	32	1	230	93	29	1
	101	19	4		97	24	3		92	21	2
	100	11	4		96	16	3		91	13	3
	99	3	5		95	8	4		90	5	4
48	100	29	2	236	96	34	1	224	91	32	1
	99	21	3		95	26	2		90	24	2
	98	13	3		94	18	2		89	16	3
	97	5	4		93	11	3		87	0	4

Таблица 2. – Эффективное число π^- -мезонов в ядрах с $A > 200$ при $c_4 = 0,88$ МэВ

A	Z	N_π	A	Z	N_π	A	Z	N_π
254	102	25	242	98	29	230	93	27
	101	17		97	22		92	19
	100	10		96	15		91	12
	99	2		94	0		89	0
248	100	27	236	96	32	224	91	29
	99	20		95	24		90	22
	97	4		94	17		89	14
	96	0		92	2		87	0

Таблица 3. – Эффективное число π^- -мезонов в ядрах с $A > 200$ при $c_4 = 7,7$ МэВ

A	Z	N_π	A	Z	N_π	A	Z	N_π
254	102	15	242	98	19	230	93	17
	101	9		97	13		92	12
	100	3		96	7		91	6
	99	0		95	1		90	0
248	100	17	236	96	21	224	91	19
	99	11		95	15		90	14
	98	5		94	9		89	8
	97	0		93	3		87	0

Таблица 4. – Эффективное число π^- -мезонов в ядрах с $A > 200$ при $c_4 = -3,5$ МэВ

A	Z	N_π	A	Z	N_π	A	Z	N_π
254	102	40	242	98	49	230	93	45
	101	28		97	36		92	32
	100	17		96	24		91	20
	99	8		95	14		90	10
248	100	44	236	96	55	224	91	50
	99	32		95	40		90	36
	98	21		94	28		89	24
	97	11		93	17		87	4

Видно, что ядра-изобары содержат тем больше пионов, чем больше число протонов. Данный вывод, сделанный нами на основании результатов численных расчетов, прямо противоположен результату [1], полученному из-за элементарной ошибки при ма-

тематических преобразованиях. В таблице 1 для сравнения представлены результаты, полученные нами, и результаты, приведенные в таблице 1 в [1, с. 40]: расхождения не только количественные, но и качественные.

В присутствии сильного магнитного поля с индукцией B выражение для энергии связи ядра (2) претерпевает изменения:

$$W = -c_0 A + c_1 A^{2/3} + c_2 \frac{N_p - N_\pi^2}{A^{1/3}} + \frac{c_3}{A} (N_n - N_p - N_\pi)^2 + c'_3 \frac{N_\pi^2}{A} + \frac{c_4}{A^3} (N_n - N_p - N_\pi)^4 + c_\pi N_\pi + N_\pi \mu_\pi B + c_5 B^2 N_p A^{2/3}. \quad (10)$$

Дополнительное слагаемое модифицированной формулы Бете – Вайцзеккера $\mu_\pi B$ представляет собой кинетическую энергию пионов в квантующем магнитном поле (в приближении крайнего вырождения все заряженные бозоны находятся на нулевом уровне Ландау); $\mu_\pi = e\hbar / 2m_\pi c = 2,1 \cdot 10^{-17}$ МэВ/Гс – магнетон, соответствующий пиону с массой m_π , $c_5 = 6,9 \cdot 10^{-38}$ МэВ/Гс² [5].

Несложно убедиться, что в простейшем случае (при $c_4 = 0$) в сильном магнитном поле с индукцией B у порога рождения пионов

$$\frac{Z}{A} = \frac{1}{2} \left(1 - \frac{c'_\pi + \mu_\pi B}{2c_3} \right). \quad (11)$$

Таким образом, сильное магнитное поле уменьшает пороговое значение отношения Z/A , т.е. пионы появляются в более тяжелых ядрах, чем в отсутствие поля. Заметим, что в (11) не учтена поправка $c_5 B^2 N_p A^{2/3}$ [5] к энергии связи ядра, сравнимая с другими слагаемыми (10) при $B > 10^{18}$ Гс. В столь сильных магнитных полях тяжелые ядра имеют тенденцию к делению [5], а говорить о существовании пионов в осколках деления не приходится.

Для расчёта числа пионов при влиянии магнитного поля воспользуемся формулой

$$N_\pi = \frac{A c'_\pi + \mu B}{2 c_3 - c'_3} - \frac{c_3 A - 2Z}{c_3 - c'_3}. \quad (12)$$

Таблица 5. – Влияние магнитного поля на число пионов

A	Z	N_π		A	Z	N_π	
		$B = 0$ Гс	$B = 10^{16}$ Гс			$B = 0$ Гс	$B = 10^{16}$ Гс
254	102	26	31	236	96	34	39
	101	19	24		95	26	31
	100	11	16		94	18	23
	99	3	8		93	11	15
248	100	29	34	230	93	29	34
	99	21	26		92	21	26
	98	13	18		91	13	18
	97	5	10		90	5	10
242	98	32	36	224	91	32	36
	97	24	29		90	24	29
	96	16	21		89	16	20
	95	8	13		87	0	4

Зависимости числа пионов от числа протонов при $B \neq 0$ и $B = 0$ аналогичны: ядра-изобары содержат тем больше пионов, чем больше число протонов. В то же время в магнитном поле число пионов при заданных A и Z больше.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Саакян, Г. С. Физика нейтронных звезд / Г. С. Саакян. – Дубна : Изд-во Объ-ед. ин-та ядер. исследований, 1995. – 347 с.
2. Саакян, Г. С. Явление пионизации вырожденного вещества / Г. С. Саакян, Л. Ш. Григорян // Астрофизика. – 1977. – Т. 13, вып. 2. – С. 295–311.
3. Саакян, Г. С. Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс / Г. С. Саакян. – М. : Наука, 1972. – 344 с.
4. Варганиян, Ю. Л. Нейтронобогатые ядра в Ферми-газе / Ю. Л. Варганиян, Н. К. Овакимова // Астроном. журн. – 1972. – Т. 49, вып. 2. – С. 306–315.
5. Леинсон, Л. Б. О делении ядер в сильном магнитном поле / Л. Б. Леинсон, В. Н. Ораевский // Ядер. физ. – 1978. – Т. 27, вып. 6. – С. 1457–1463.

Рукапіс паступіў у рэдакцыю 12.09.2016

Sekerzhitsky V.S., Zdanevich Ju.A. About Pionization of Heavy Atomic Nucleis

Valuation of effective quantity negative piones in heavy atomic nucleis is demonstrate. In strong magnetic field quantity of piones in nuclear from task senses pf mass and store quantities is greater, than absence of field.