

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



28/2-77

P4 - 10193

Б-911

787/2-77

Г.Г.Бунатян, Ю.С.Поль

СОСТОЯНИЯ π -АТОМОВ
И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НУКЛОНОВ В ЯДРАХ

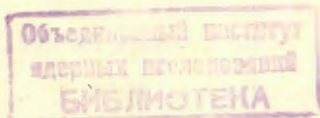
1976

P4 - 10193

Г.Г.Бунатян, Ю.С.Поль*

СОСТОЯНИЯ π -АТОМОВ
И РАСПРЕДЕЛЕНИЕ НУКЛОНОВ В ЯДРАХ

Направлено в ЯФ



* Физический институт им. П.Н.Лебедева АН СССР,
Москва.

Бунатян Г.Г., Поль Ю.С.

P4 - 10193

Состояния π -атомов и распределение нуклонов в ядрах

Анализируются результаты расчётов и экспериментальных данных энергий переходов и ширин уровней π -атомов. Изучается зависимость этих величин от влияния особенностей распределения ядерной плотности. Обсуждается возможность экспериментального наблюдения обнаруженных эффектов.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований

Дубна 1976

Bunatian G.G., Pol Yu.S.

P4 - 10193

Energies and Widths of the π -Atom States,
Distribution of Nuclons in Nuclei

The analyses of calculated and experimentally obtained data on π -atom transition energies and level widths are carried out. The dependence of these values on nuclear density distribution details is studied. The possibility of experimental observation of discovered effects is considered.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research

Dubna 1976

1. В настоящей работе мы продолжаем^{1-3/} исследование взаимодействия медленных π -мезонов с ядрами с целью изучения структуры ядра. Описание взаимодействия медленных π -мезонов с ядрами при помощи эффективного потенциала V_{ef} ^{4/} приводит к достаточно хорошему согласию с экспериментальными данными для большого числа мезоатомов^{1,5/}. Тем не менее, в ряде случаев наблюдаются заметные отличия теоретических и экспериментальных данных. Причем, как следует из^{1/}, эти различия не удается уменьшить во всех случаях, изменяя входящие в V_{ef} амплитуды пион-ядерного рассеяния в пределах 20% по сравнению со значениями, следующими из анализа πN -рассеяния. Была также обнаружена достаточно сильная зависимость энергий $E_{n\ell}$ и ширин $\Gamma_{n\ell}$ уровней π -атомов от параметров ферми-распределения. Здесь мы изучим влияние особенностей распределения ядерной плотности на положение $E_{n\ell}$ и ширину $\Gamma_{n\ell}$ уровней π -атомов. В связи с развитием экспериментальных возможностей^{6/} становятся необходимыми более точные расчеты этих величин, учитывающие структуру ядра.

2. Как известно,^{1,5/} $E_{n\ell}$ и $\Gamma_{n\ell}$ находятся из решения уравнения Клейна-Гордона

$$\left[\frac{d^2}{dr^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} - \frac{1}{1+a} \left\{ \frac{a'}{r} + \frac{a''}{2} - \left(\frac{1}{2} a' \right)^2 \frac{1}{1+a} \right\} + \frac{\beta}{1+a} \right] U_\ell = 0, \quad /1/$$

где

$$\beta(r) = [(E - V_c) - \bar{\mu}^2] + g(r) \quad /2/$$

$$g(r) = 4\pi[S_0 \rho(r) \pm S_1(\rho_N(r) - \rho_Z(r)) + i \text{Im} B_0 \rho^2(r)] \quad /3/$$

$$a(r) = a_0(r) \left(1 - \frac{\xi}{3} a_0(r)\right)^{-1} \quad /4/$$

$$a_0(r) = -4\pi[t_0 \rho(r) \pm t_1(\rho_N(r) - \rho_Z(r)) + i \text{Im} C_0 \rho^2(r)] \quad /5/$$

Здесь S , t - амплитуды πN -рассеяния^{/1,3/}. Кулоновский потенциал V_c содержит поправку, учитывающую поляризацию вакуума^{/1/}. Численное решение уравнения /1/ находилось аналогично работе^{/1/} с теми же значениями S , t , B_0 , C_0 .

Как видно из /1/-/5/, в данном подходе все результаты для $E_{n\ell}$ и $\Gamma_{n\ell}$ зависят от структуры ядра лишь через плотности нейтронов ρ_N , протонов ρ_Z и их производные. Поэтому нами предпринято изучение влияния на $E_{n\ell}$ и $\Gamma_{n\ell}$ особенностей распределения ядерной плотности, обусловленных внутренней структурой ядра.

3. Прежде всего, проанализируем качество описания экспериментальных данных для легких и средних ядер в зависимости от Z и N . На рис. 1 и 2 показаны разности экспериментальных и теоретических значений энергий переходов и ширин, построенные по данным работы^{/1/}, где, как уже отмечалось, было использовано гладкое ферми-распределение, не отражающее индивидуальных особенностей структуры ядер. Из рисунков видно, что расхождение результатов расчетов с экспериментальными данными носит нерегулярный характер и может быть связано с оболочечной структурой ядер. Так, для $N = Z$ наилучшее согласие получается для ядер с замкнутыми /под/оболочками. В случае $N \neq Z$ отметим два эффекта. Во-первых, расхождение увеличивается для ядер, у которых начинает заполняться подоболочка с ℓ большим, чем ℓ последней заполненной подоболочки. Во-вторых, с ростом разности $N-Z$ появляется дополнительное систематическое отклонение вычисленных значений от экспе-

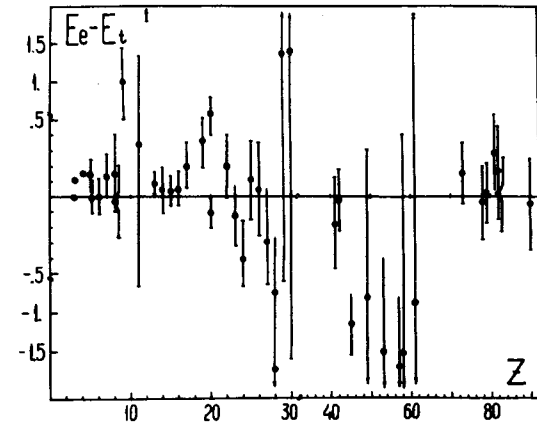


Рис. 1. Разности между экспериментальными $E_{\ell} \pm \delta E_{\ell}$ / δE_{ℓ} - экспериментальная ошибка/ и рассчитанными /1/ E_t значениями энергий переходов в π -атомах в кэВ, в зависимости от числа протонов Z .

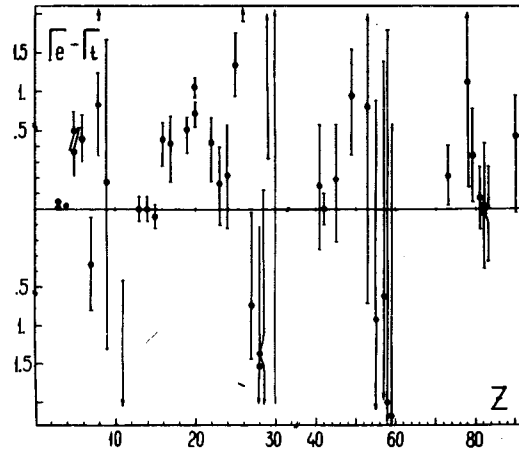


Рис. 2. Разности между экспериментальными $\Gamma_{\ell} \pm \delta \Gamma_{\ell}$ / $\delta \Gamma_{\ell}$ - экспериментальная ошибка/ и рассчитанными /1/ Γ_t значениями ширин известных переходов в π -атомах в кэВ, в зависимости от числа протонов Z .

риментальных. Расхождение экспериментальных и рассчитанных значений ширины уровней также указывает на необходимость учета особенностей в строении каждого ядра. Например, значительные отличия Γ_{nl} для α -кластерных ядер / (^{12}C , ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{32}S , ^{40}Ca), /, видимо, указывают на роль четырехнуклонного механизма поглощения пионов.

4. Из анализа современных данных по упругому рассеянию электронов можно заключить, что даже параметры феноменологического симметризованного ферми-распределения плотности ρ_{SF} ^{17/} R и b связаны с оболочечной структурой ядра, а именно: резко меняются в тех случаях, когда начинается заполнение подоболочки с большим ℓ ^{17/}. С другой стороны, модельно-независимый анализ упругого рассеяния электронов ^{18/} приводит к распределениям плотности ρ_{MIA} , содержащим радиальные вариации, различные для разных ядер. Кроме того, из анализа упругого рассеяния электронов на основе представлений об α -кластерном строении некоторых ядер ^{19/} получаются распределения плотности ρ_a , содержащие сложную зависимость от r , характерную для каждого ядра. Как ρ_{MIA} , так и ρ_a дают в равной мере полное описание упругого рассеяния электронов и достаточно хорошо определяются при этом лишь для области $r \leq 2R$. Поэтому крайне важно изучить, к каким изменениям в величинах E_{nl} и Γ_{nl} приводит замена гладкой ρ_{SF} плотностями ρ_{MIA} или ρ_a для внутренней области ядра, что будет продемонстрировано в пункте 5. С другой стороны, необходимо хотя бы качественно оценить влияние на E_{nl} и Γ_{nl} поведения плотности при $r > 2R$, что будет описано в пункте 6.

5. Результаты расчетов E_{nl} и Γ_{nl} с ρ_{SF} , ρ_{MIA} и ρ_a приведены в табл. 1 для легких и средних ядер и в табл. 2 для ядра ^{208}Pb . В этих таблицах даны значения E_{nl} и Γ_{nl} /в кэВ/ состояний π -атомов, переходы между которыми экспериментально изучены в настоящее время. В трех последних колонках табл. 1 приведены соответствующие вычисленные ΔE_1 , наблюдаемые экспериментально ΔE_{exp} и ширины Γ_{exp} . Мы приводим также

Таблица 1

ρ	1a		2p		3d		Γ_{exp}
	-B	Γ	-B	Γ	-B	Γ	
^6Li	SP	32.352	0.128	81.688	0.		
	MIA	32.330	0.125	81.687	0.		24.183 ± 0.003
^{12}C	SP	126.483	2.565	33.103	0.		
	MIA	126.486	2.568	33.103	0.		93.380 ± 0.12
^{16}O	SP	218.802	6.679	59.069	0.004		
	MIA	218.823	6.732	59.069	0.004		159.733 ± 0.25
^{24}Mg	SP	460.415	22.585	133.537	0.052	59.203	
	MIA	458.885	16.512	133.524	0.037	59.203	326.878
	$\alpha 1$	460.788	23.695	133.540	0.055	59.203	325.361 330.3
	$\alpha 2$	459.811	21.257	133.533	0.048	59.203	327.248 ± 1.0
^{28}Si	SP			182.116	0.143	80.677	
	MIA			182.122	0.150	80.677	101.439
	$\alpha 1$			182.129	0.148	80.677	101.445 101.58
	$\alpha 2$			182.102	0.128	80.677	101.452 ± 0.15
^{32}S	SP			238.303	0.306	105.477	
	MIA			238.327	0.336	105.476	132.826 ± 0.1
^{40}Ca	SP	1109.885	100.	373.878	1.410	165.070	
	MIA	1108.587	99.2	373.893	1.377	165.070	206.808 209.66 ± 0.18

Таблица 2

Зависимость положения E и ширины Γ π -атомных уровней от распределения ядерной плотности для ядра ^{208}Pb . В первой колонке указаны состояния π -атома, в следующих даны величины E и Γ в кэВ для вида плотности, указанного в первой строке.

	SF		MIA	
	- E	Γ	- E	Γ
1s	7102,722	678,524	7062,950	657,500
4s	1044,989	52,995	1044,397	53,330
4p	1416,904	78,480	1416,209	78,345
4d	1610,453	47,152	1610,333	46,943
4f	1581,270	1,015	1581,283	1,015

для сравнения данные для уровней 1s в ^{40}Ca и уровней 1s, 4s, 4p, 4d для ^{208}Pb . Поскольку нам важно выяснить, к каким изменениям приводит учет сложной зависимости плотности от r , то есть замена ρ_{SF} на ρ_{MIA} или ρ_a внутри ядра, то мы используем во всех этих расчетах для области $r > 2R$ ту же зависимость от r , что и для ρ_{SF} . Из сравнения результатов, приведенных в соответствующих строчках табл. 1, можно заключить, что различия между ρ_{SF} и ρ_{MIA} приводят к изменениям $E_{n\ell}$ и $\Gamma_{n\ell}$ от нескольких кэВ до нескольких десятков эВ. Разумеется, наибольший эффект достигается для состояний с большой энергией связи и малыми ℓ , для которых волновая функция π -мезона заметно перекрывается с ядром. Так, например, для ^{24}Mg изменение в E_{1s} составляет $\sim 1,5$ кэВ, а для E_{2p} - всего лишь ~ 14 эВ. Очень хорошо может быть прослежена зависимость от ℓ и на примере различных состояний для ^{208}Pb /см. табл. 2/. Как видно,

для выяснения зависимости $E_{n\ell}$ и $\Gamma_{n\ell}$ от детального вида ядерной плотности крайне желательно экспериментальное изучение состояний с большой энергией связи и малыми ℓ , что может быть достигнуто при наблюдении переходов в π -атомах по некруговым орбитам, а также в различных экспериментах с образованием π -атома, где пион находится в состоянии с большой энергией связи и малым $\ell^{1/2}$. Как видно из табл. 1 и 2, изменения, вызванные переходом от ρ_{SF} к ρ_{MIA} , оказываются различными для состояний с одинаковыми n, ℓ не только по абсолютной величине, но могут иметь и различные знаки. Так, например, для ядра ^{16}O энергия E_{1s} изменяется на $+20$ эВ, а для ^{24}Mg на $-1,53$ кэВ; энергия E_{2p} для ^{24}Mg меняется на -14 эВ, а для ^{40}Ca на $+15$ эВ.

Для ядер ^{24}Mg и ^{28}Si расчеты были проведены и с плотностью $\rho_a^{19/}$. Для точечных нуклонов a -кластерные модели дают распределения ядерной плотности, которую мы обозначили в таблице как ρ_{a1} . Расчеты с a -кластерной плотностью, найденной с учетом конечных размеров нуклона^{10,11/} - ρ_{a2} , также приведены в табл. 1. Расчеты как с ρ_{a1} , так и с ρ_{a2} имеют тот же характер, что и расчеты с ρ_{MIA} . Величина обсуждаемых эффектов находится на уровне достигнутых в настоящее время экспериментальных возможностей^{6/}.

б. Как было отмечено, извлекаемые из анализа упругого рассеяния электронов плотности недостаточно точно определены для больших $r \geq 2R^{11,12/}$. Чтобы получить хотя бы грубую оценку поведения плотности при больших r , представим $\rho(r)$ в виде:

$$\rho_t(r) = \begin{cases} \rho_{\text{SF}}(r), \rho_{\text{MIA}}(r) & r \leq 2R_t \\ \beta_t e^{-a_t r} & r > 2R_t \end{cases} \quad /6/$$

где β_t обеспечивает "сшивку" плотности при $r=R_t$, и проведем расчеты $E_{n\ell}$ и $\Gamma_{n\ell}$ с различными R_t, a_t , как для $\rho_{\text{SF}}(r)$, так и для $\rho_{\text{MIA}}(r)$ для ядра ^{24}Mg . Результаты

Таблица 3

Зависимость положения E и ширины Γ π -атомных уровней ядра ^{24}Mg от величин R_t и a_t /см. формулу /6// для различного вида ядерной плотности:

ρ	R_t	a_t	1s		2p		3d	
			- E	Γ	- E	Γ	- E	Γ
SF	7.	1,7462	460,415	22,585	133,537	0,052	59,203	0.
	5,6	1,7303	466,584	25,654	133,545	0,054	59,203	0.
	4,2	1,5629	466,088	24,934	133,545	0,053	59,203	0.
MIA	7.	1,7462	458,885	16,512	133,523	0,036	59,203	0.
	7.	1,0	457,385	16,140	133,514	0,036	59,203	0.
	7.	2,5	460,269	16,765	133,531	0,037	59,203	0.

приведены в табл. 3. Для случая ρ_{SF} при $R_t = 7; 5,6; 4,2$ Фм приведенные в таблице значения величины a_t обеспечивают "сшивание" производных плотности. Расчеты с различными R_t для ρ_{SF} дают нам представление о зависимости E_{nl} и Γ_{nl} от поведения ρ_{SF} при больших g . Как видно, даже большие изменения R_t /от 7 до 4,2 Фм/ приводят к изменениям E_{nl} , Γ_{nl} , не превосходящим изменений, связанных с различным поведением $\rho(r)$ внутри ядра /см. табл. 1/; для уровня 2p эффект практически отсутствует. Расчеты с ρ_{MIA} проводились при $R_t = 7$ Фм, но различными a_t , существенно отличными от значения $a_t = 1,7462$ Фм⁻¹. И в этом случае для ρ_{MIA} столь значительное изменение поведения $\rho(r)$ для больших g не приводит к эффектам, превосходящим изменения E_{nl} и Γ_{nl} , обусловленные различиями $\rho_{\text{SF}}(r)$ и $\rho_{\text{MIA}}(r)$ внутри ядра. Поэтому неопределенность в поведении $\rho(r)$ при больших g не мешает изучению эффектов, связанных с особенностями поведения $\rho(r)$ во внутренней области для различных ядер.

7. Зависимость от детального поведения плотности для упругого рассеяния π -мезонов изучалась нами в работе /3/, где использовался эффективный потенциал того

же вида. Для π -атомов такой подход не содержит кинематических и других неопределенностей, обсуждавшихся в /3/, и допускает более корректный анализ различных эффектов в распределении ядерной плотности. Как видно из табл. 1, учет тонких деталей в распределении ядерной плотности - ρ_{MIA} и ρ_a по сравнению с ρ_{SF} , не приводит в целом к лучшему описанию экспериментальных данных. Поскольку используемые нами плотности заряда извлечены из анализа упругого рассеяния электронов, упомянутое расхождение может быть отнесено, в рамках данного подхода, в первую очередь к неучитываемым здесь различиям в распределениях протонов и нейтронов. Оценки, выполненные в /1/, указывают на важность этого эффекта. Однако в рамках используемого подхода изучать отличия в поведении $\rho_Z(r)$ и $\rho_N(r)$ введением в плотности произвольной параметризации распределения плотности нейтронов $\rho_N(r)$, как это делается, например, в /13/, представляется нам нецелесообразным. Такая параметризация, проводимая специально для каждого ядра, может, разумеется, имитировать детальное описание экспериментальных данных. Для корректного изучения детальной зависимости E_{nl} и Γ_{nl} от ρ_N и ρ_Z необходим последовательный микроскопический подход к описанию взаимодействия пионов с ядрами. Для этих исследований крайне желательно иметь более обширные и более точные, нежели существующие, экспериментальные данные об уровнях и ширинах соседних π -атомов, отличающихся друг от друга на 1-2 нейтрона или протона. Дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования π -атомов позволят получить новые сведения о строении ядра, в частности, о деталях распределения нейтронов в ядрах.

Литература

1. Д.А.Арсеньев, Г.Г.Бунамян. ОИЯИ, Р4-8836, Дубна, 1975.
2. Д.А.Арсеньев, Г.Г.Бунамян. ОИЯИ, Р4-8835, Дубна, 1975.
3. Г.Г.Бунамян, Ю.С.Поль. ОИЯИ, Р4-9548, Дубна, 1976; ЯФ, 25, вып. 3, 1977.

4. M. Ericson, T. E. O. Ericson. *Ann. of Phys.*, 36, 323, 1966.
5. M. Krell, T. E. O. Ericson. *Nucl. Phys.*, B11, 521, 1969.
6. В.И. Марушенко и др. Письма в ЖЭТФ, 23, 80, 1976.
7. Ю.Н. Елдышев, В.К. Лукьянов, Ю.С. Поль. ЯФ, 16, 506, 1972; В.В. Буров и др. ОИЯИ, Е4-8029, Дубна, 1974.
8. В.В. Буров, В.К. Лукьянов, Ю.С. Поль. ОИЯИ, Р4-9556, Дубна, 1976.
9. Е.В. Инопин, В.К. Лукьянов, Ю.С. Поль. ЯФ, 19, 987, 1974; Е.В. Инопин и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 39, 55, 1975.
10. T. De Forest, J. D. Walecka. *Adv. Phys.*, 15, 1, 1966.
11. В.К. Лукьянов, Ю.С. Поль. ЭЧАЯ, 5, 955, 1974.
12. I. Sick. *Nucl. Phys.*, A218, 509, 1974.
13. Г.Д. Алхазов и др. Избранные вопросы структуры ядра. ОИЯИ, Д-9682, том. I, стр. 156, Дубна, 1976.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 октября 1976 года.