

ПРОБЛЕМА α -КЛАСТЕРНЫХ УРОВНЕЙ В ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

PROBLEM OF α -CLUSTERING LEVELS IN HEAVY NUCLEI

В. Г. Кадменский, С. Г. Кадменский, С. Д. Кургалин, В. И. Фурман

Лаборатория нейтронной физики

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна*

(Поступила в редакцию 19-го октября 1981 г.)

From the optical model analysis of elastic scattering and absorption cross sections of α -particles including the (n, α) reaction induced by resonance neutrons it may be concluded that the conception of black nucleus is valid for α -particles. It was shown that the magnitudes of α -particle surface spectroscopic factors did not exceed 10^{-2} for all the known α -transitions both in spherical and deformed heavy nuclei accounting for the ambiguities of the optical model potential. The possibilities of extracting the α -particle form factors of lowlying nuclear states from α -transfer reaction data are considered. From all the data considered it is concluded that there is no evidence for the revealing of α -clustering levels in heavy nuclei.

PACS numbers: 21.10.Re

1. Введение

Назовем α -кластерным уровнем (АКУ) [1] в ядре A такое состояние, для которого α -частичный спектроскопический фактор или приведенная ширина α -распада в определенный конечный канал близки к одночастичному пределу. Считается общепринятым, что в легких ядрах ($A \leq 20$) подобные уровни существуют [2, 3].

В ряде экспериментальных [4] и теоретических [5, 6] работ появились указания на большие величины α -частичных спектроскопических факторов в тяжелых ядрах. Цель данной статьи — детально исследовать экспериментальную и теоретическую ситуацию в тяжелых ядрах с точки зрения существования АКУ.

2. Оптическая модель для α -частиц и α -кластерные уровни

Успех оптической модели (ОМ) и метода искаженных волн (МИВ) в описании широкого круга экспериментальных данных по сечениям упругого рассеяния и реакций [7, 8], а также данных по испарительным спектрам [9] α -частиц позволяет

* Address: Laboratory of Neutron Physics, Joint Institute for Nuclear Research, Head Post Office, P.O. Box 79, Moscow, USSR.

считать, что свойства оптического потенциала дают феноменологическую информацию о взаимодействии α -частиц с ядрами.

При использовании этой информации необходимо иметь в виду, что в ОМ взаимодействие α -частицы с ядром ($A \gg 4$) сводится к одночастичной задаче движения центра тяжести α -частицы во внешнем потенциальном поле $V_\alpha^{\text{опт}}(R) = V_\alpha(R) + iW_\alpha(R)$. Другими словами, принимается, что во всей области взаимодействия α -частицы с ядром A внутренняя волновая функция α -частицы не искажается, а такие многочастичные аспекты задачи, как перенормировка взаимодействия между нуклонами α -частицы, действие принципа Паули, поляризующее влияние ядра и другие, имитируются путем введения в потенциал ОМ мнимой части $W_\alpha(R)$. Можно ли аргументировать справедливость этих казалось бы чересчур упрощающих задачу допущений?

ОМ для α -частиц будет внутренне согласованной в том случае, если все экспериментальные величины, описываемые ОМ, будут определяться достаточно далекой поверхностной областью ядра A , где плотность $\rho(R) \ll \rho(0)$ и α -частица еще сохраняет свою индивидуальность. В этой области, называемой обычно кластерной [1], можно надеяться на применимость газового приближения по плотности $\rho(R)$, в рамках которого все отмеченные выше факторы, искажающие внутреннее состояние α -частицы, будут малы. Тогда для построения действительной части оптического потенциала (ОП) α -частицы $V_\alpha(R)$ в кластерной области можно уже ограничиться приближением Хартри. По-видимому, это и определяет успех теоретических ОП α -частиц, полученных на основе „фолдинг“-процедуры при использовании пустотных нуклон- α -частичных или нуклон-нуклонных потенциалов [10—12].

Как показано в работах [13—16], большая величина мнимой части ОП $W_\alpha(R)$ приводит к экспоненциальному уменьшению модуля волновой функции α -частицы при приближении ко внутренним областям ядра A со стороны больших R и как следствие этого к незначительному влиянию области $R \leq R_0$ на все рассчитываемые в ОМ наблюдаемые величины ($R_0 \simeq 9$ фм [13] и $R_0 \simeq 8$ фм [15—16] для ядер в окрестности ^{208}Pb). Данное обстоятельство и объясняет причину успеха ОМ в применении к α -частицам.

Заметим, что характер поглощения α -частиц в тяжелых ядрах физически близок к модели черного ядра [17, 18], в которой коэффициенты трансмиссии $T_L^{\text{черн}}$ имеют монотонную зависимость от энергии во всех каналах и отсутствуют нерегулярности типа гигантских оптических резонансов. Используя идеологию работы [19], величину $T_L^{\text{черн}}$ можно выразить [20, 21] через ширину α -частичного резонансного уровня Γ_L , образуемого при рассеянии α -частицы с энергией Q_c и моментом L на вещественной части оптического потенциала $V_\alpha(R)$, и через $\mathcal{Q}_L$ -энергетическое расстояние между соседними уровнями с фиксированным значением L :

$$T_L^{\text{черн}} = 2\pi\Gamma_L/\mathcal{Q}_L. \quad (1)$$

Это соотношение строго выводится в модели прямоугольной ямы или в квазиклассическом приближении [22].

Вывод о сильном поглощении α -частиц феноменологически подтверждается

результатами большого числа работ по расчетам упругого [12—18, 23—24] и неупругого [25, 26] рассеяния α -частиц. В то же время он противоречит результатам работы [11], в которой делается заключение о „слабом“ поглощении α -частиц ядрами.

Как правило, с помощью ОМ анализируются экспериментальные ситуации, где необходимо учитывать большое число орбитальных моментов α -частицы ($L_{\max} \geq 10$). Исследование реакции (n, α) на резонансных нейтронах [27] дает уникальную информацию об экспериментальных коэффициентах трансмиссии $T_{fL}^{\text{экс}}$ при фиксированных L :

$$T_{fL}^{\text{экс}} = 2\pi \bar{\Gamma}_{fL}^{I_i \pi_i} / \bar{\mathcal{D}}^{I_i \pi_i} \quad (2)$$

где $\bar{\Gamma}_{fL}^{I_i \pi_i}$ — усредненная по резонансам с данными значениями спина I_i и четности π_i парциальная ширина α -распада на фиксированное состояние f дочернего ядра. Величина $\bar{\mathcal{D}}^{I_i \pi_i}$ — среднее энергетическое расстояние между резонансными состояниями с данными $I_i^{\pi_i}$.

Как было показано в работах [20, 21], экспериментальные коэффициенты трансмиссии (2) для сферических ядер с $60 \leq A \leq 150$ хорошо согласуются с величинами $T_L^{\text{чрн}}$ (1). Для исследованных деформированных ядер ситуация аналогична [28].

Таким образом, можно констатировать, что в сечениях упругого рассеяния, а также в парциальных и полных сечениях реакций α -частицы гигантские α -частичные резонансы не проявляются, что указывает либо на отсутствие АКУ в тяжелых ядрах, либо на их большое спредирование по компаунд-состояниям.

3. Поверхностные спектроскопические факторы α -частиц для низколежащих состояний тяжелых ядер и проблема α -кластерных уровней

В предыдущем разделе была рассмотрена возможность проявления АКУ при энергиях возбуждения ядра, больших энергии связи нейтрона (B_n). Исследуем ситуацию с АКУ для основных и низколежащих состояний тяжелых ядер, используя экспериментальные данные по α -распаду и реакциям α -передачи.

Учитывая, что α -частицы сильно поглощаются во внутренней области ядра ($R \leq R_0$), полезно ввести [29, 30] в рассмотрение поверхностный спектроскопический фактор (ПСФ) α -частицы W_c :

$$W_c = \int_{R_{\text{кл}}}^{R_1} \Psi_c^2(R) dR \quad (3)$$

где в качестве $R_{\text{кл}}$ используется значение $R_{\text{кл}} = (R_A + 1,3)$ фм, которое удовлетворяет условию $R_{\text{кл}} \gtrsim R_0$. Форм-фактор α -частицы $\Psi_c(R)$ в канале c ($c = f, L$) удовлетворяет в кластерной области одночастичному уравнению Шредингера с вещественной частью ОП $V_\alpha(R)$ с граничным условием

$$\Psi_c(R) \rightarrow A_c f_c(R) \quad \text{при } R \rightarrow R_1 \quad (4)$$

причем $f_c(R)$ совпадает с нерегулярной кулоновской функцией $G_c(R)$ для $Q_c > 0$ и с кулоновской функцией Уиттекера для $Q_c < 0$. Величина A_c для $Q_c > 0$ выражается через экспериментальную α -ширину Γ_c и скорость v_c α -частицы в канале c [30]:

$$A_c = (\Gamma_c/v_c\hbar)^{1/2} \quad (5)$$

а для $Q_c < 0$ может быть получена из обработки экспериментальных сечений реакции α -передачи (см. ниже раздел 4).

Традиционно данные по α -распаду и реакциям α -передачи анализировались на языке приведенной α -ширины [31] $\gamma_c^2(R_c)$, амплитуда которой связана с функцией $\Psi_c(R)$ соотношением:

$$\gamma_c(R_c) = \sqrt{\hbar^2/2m_\alpha R_c} \Psi_c(R). \quad (6)$$

Отметим, что если величина W_c в силу интегрального определения (3) слабо зависит от выбора значения $R_{\text{кл}}$ при условии $R_{\text{кл}} \geq R_0$, то при использовании величины $\gamma_c^2(R_c)$ необходимо специально заботиться о разумном выборе радиуса R_c ввиду сильной зависимости значений γ_c^2 от R_c в подбарьерной области.

В работах [30, 32—34] были рассчитаны значения W_c для большой группы ($110 \leq A \leq 250$) тяжелых сферических и деформированных ядер в случае облегченных, полублегченных и необлегченных α -переходов из основных и низковозбужденных состояний при использовании параметров ОП из работы [24]. Оказалось, что для всех случаев величины $W_c \lesssim 10^{-2}$ и существенно меньше значений $W_c^{\text{об}} \simeq 0,3$, и $W_c^{\text{пов}} \simeq 1$, характерных для „объемных“ и „поверхностных“ α -кластерных уровней.

Аналогичный результат $\gamma_c^2(R_M) \ll [\gamma_c^2(R_M)]_{\text{одн}} = \frac{3}{2} \frac{\hbar^2}{m_\alpha R_M^2}$ для сферических ядер получается при выборе в качестве R_c точки R_M -положения внешнего максимума форм-фактора $\Psi_c(R)$. Для деформированных ядер использование величин $\gamma_c^2(R_c)$ наталкивается на существенные трудности при выборе взаимосогласованных значений радиусов R_c для различных сильно связанных каналов c .

Необходимо отметить, что в работе [6] в случае α -перехода $^{212\text{m}}\text{Po} \rightarrow ^{202}\text{Pb}$ (о.с.) было получено значение $\theta_c^2 = \frac{\gamma_c^2(R_c)}{\gamma_c^2(R_c)_{\text{одн}}} > 0,1$ и сделано заключение о кластерной природе изомерного состояния $I^\pi = (18^+)$ в ядре ^{212}Po . Эта величина θ_c^2 столь сильно отличается от значения θ_c^2 из работы [38] ($\theta_c^2 \simeq 10^{-5}$) и результата нашего расчета (см. таблицу I), что вывод работы [6] можно поставить под сомнение.

Возникает вопрос о том, сохранится ли вывод о малости ПСФ при использовании наборов параметров ОП α -частиц, отличных от наборов работы [24]. Другими словами, как скажутся дискретная и непрерывная неоднозначности в параметрах феноменологических и теоретических ОП α -частиц на величинах W_c и $\gamma_c^2(R_c)$? Действительные части всех ОП [13, 14, 24], достаточно хорошо описывающие экспериментальные данные по сечениям упругого рассеяния и сечениям реакций α -частиц ($\chi^2 \leq 2$ на одну точку), близки в области потенциального барьера ($R \geq 9,5$ фм для ^{208}Pb) и в то же время заметно отличаются в области $R \simeq 8$ фм

для ^{208}Pb . К сожалению, заметно уменьшить эти отличия путем использования теоретических ОП, построенных в рамках „фолдинг“-процедуры и удовлетворительно воспроизводящих эксперимент [10—12], не удастся в связи с наличием неоднозначностей в параметрах феноменологических нуклон-нуклонных и нуклон- α -частичных потенциалов.

Для исследования зависимости значений ПСФ от выбора параметров ОП были рассчитаны (таблица I) значения W_c для ряда α -переходов в ядрах вблизи ^{208}Pb при использовании различных феноменологических наборов ОП из работ [13, 14, 24].

ТАБЛИЦА I

Роб. ядро Доч. ядро	Q_c МэВ	$\Gamma_c^{\text{экс}}$ МэВ	$I_i^{\pi_i}$	$I_f^{\pi_f}$	L	$-\lg W_c$ $-\lg \theta_c^2(R_M)$ МэВ $R_M(\text{фм})$				
						1s	3s	5BL	6BL	8BL
$^{208}\text{Po}(\text{o.c.})$	5,24	4,99(—30)	0^+	0^+	0	3,57	3,53	3,70	3,55	3,56
$^{204}\text{Pb}(\text{o.c.})$						2,80	2,58	2,87	2,33	2,65
						8,5	8,2	8,6	7,65	8,3
$^{210}\text{Po}(\text{o.c.})$	5,44	3,82(—29)	0^+	0^+	0	3,80	3,76	3,93	3,78	3,79
$^{206}\text{Pb}(\text{o.c.})$						3,02	2,81	3,25	2,59	2,88
						8,55	8,25	8,6	7,7	8,35
$^{211}\text{Po}(\text{o.c.})$	7,64	8,15(—22)	$9/2^+$	$1/2^-$	5	4,26	4,22	4,39	4,24	4,25
$^{207}\text{Pb}(\text{o.c.})$						3,51	3,29	3,73	4,07	3,37
						8,55	8,3	8,65	7,75	8,35
$^{212}\text{Po}(\text{o.c.})$	9,00	1,52(—15)	0^+	0^+	0	2,74	2,70	2,87	2,72	2,73
$^{208}\text{Pb}(\text{o.c.})$						2,10	1,91	2,30	1,82	2,11
						8,65	8,45	8,8	8,15	8,5
$^{212}\text{Po}(0,73 \text{ МэВ})$	9,73	5,7(—14)	2^+	0^+	2	2,56	2,52	2,70	2,55	2,56
$^{208}\text{Pb}(\text{o.c.})$						1,92	1,78	2,14	1,71	1,85
						8,7	8,5	8,8	8,2	8,5
$^{212\text{m}}\text{Po}$	11,9	9,84(—24)	16^+	0^+	16	8,43	8,38	8,55	8,40	8,41
						6,71	6,05	6,91		6,34
						8,25	7,4	8,25		7,85
$^{208}\text{Pb}(\text{o.c.})$	11,9	9,84(—24)	18^+	0^+	18	6,56	6,52	6,68	6,53	6,55
						5,16		5,33		4,62
						8,15		8,05		7,65
$^{214}\text{Po}(\text{o.c.})$	7,88	2,85(—18)	0^+	0^+	0	2,59	2,55	2,72	2,57	2,58
$^{210}\text{Pb}(\text{o.c.})$						1,89	1,73	2,10	1,62	1,79
						8,65	8,45	8,8	8,1	8,5
$^{216}\text{Po}(\text{o.c.})$	6,97	2,89(—21)	0^+	0^+	0	2,69	2,65	2,83	2,68	2,69
$^{212}\text{Pb}(\text{o.c.})$						1,98	1,82	2,21	1,67	1,87
						8,65	8,4	8,75	8,05	8,5
$^{213}\text{At}(\text{o.c.})$	9,3	4,15(—15)	$9/2^-$	$9/2^-$	0	2,70	2,66	2,83	2,68	2,69
$^{209}\text{Bi}(\text{o.c.})$						2,02	1,88	2,24	1,8	1,94
						8,7	8,5	8,8	8,2	8,5

ТАБЛИЦА II

№ потенциала	1 _s	2 _s	3 _s	1 _{BL}	5 _{BL}	6 _{BL}	8 _{BL}	9 _{BL}
Параметры $V_\alpha(R)$								
$-V_0$ (МэВ)	177,3	124,7	58,8	110,9	86,89	35	92,5	94,62
r_0 (фМ)	1,342	1,38	1,454	1,464	1,449	1,518	1,384	1,364
a (фМ)	0,569	0,566	0,56	0,5	0,55	0,571	0,625	0,65

Для сравнения в таблице I приводятся величины приведенных α -ширин в одночастичных единицах $\theta_c^2 = \gamma_c^2(R_M)/[\gamma_c^2(R_M)]_{\text{одн}}$ и значения R_M . В качестве ОП были использованы такие феноменологические ОП, которые не только хорошо описывают экспериментальные данные для надбарьерных α -частиц, но и согласуются с силовыми функциями для глубокоподбарьерных α -частиц, полученными при обработке реакций (n, α) на резонансных нейтронах [35]. Параметры этих ОП представлены в таблице II. Заметим, что некоторые наборы ОП из работ [13, 14] не удовлетворяют поставленному выше критерию [35] и поэтому не включены в таблицы I и II. Для экономии места в таблице исключены наборы ОП 2_s и 1_{BL}, 9_{BL}, ввиду близости рассчитанных для них величин к аналогичным величинам, полученным для наборов 1_s и 8_{BL} соответственно.

Как видно из таблицы I, значения R_M при вариациях параметров ОП изменяются на величину до 1 фм, в то время как величины θ_c^2 меняются на фактор, не превосходящий шести. В то же время значения W_c меняются на фактор, меньший полутора.

Подобный масштаб вариаций ПСФ и θ_c^2 означает, что для широкого класса феноменологических наборов ОП абсолютные величины W_c и θ_c^2 основных и низколежащих состояний тяжелых ядер оказываются $\lesssim 10^{-2}$ от их одночастичных пределов. То-есть среди указанных состояний АКУ не проявляются так же, как и среди высоковозбужденных состояний, исследованных в предыдущем разделе.

4. Реакции α -передачи и α -кластерные уровни

В работах [36, 37] для некоторых тяжелых ядер были получены приведенные α -ширины из исследования реакций α -передачи (^{16}O , ^{12}C). При этом теоретическое сечение $(d\sigma/d\Omega)_{\text{теор}}$ рассчитывалось методом искаженных волн с α -частичным форм-фактором, совпадающим с функцией $\Psi_c(R)$ (4) при $A_c = 1$, а приведенная ширина находилась по формуле

$$[\gamma_c^2(R_c)]_{\text{пер}} = \frac{\hbar^2}{2m_\alpha R_c} \mathcal{L}_c |\Psi_c(R_c)|^2 \quad (7)$$

где

$$\mathcal{L}_c = (d\sigma/d\Omega)_{\text{экс}} / (d\sigma/d\Omega)_{\text{теор}}, \quad R_c = R_M.$$

Для α -радиоактивных ядер в окрестности ^{208}Pb величины $[\gamma_c^2(R_c)]_{\text{пер}}$ оказались [36] в хорошем согласии со значениями $[\gamma_c^2(R_c)]_{\text{рас}}$, полученными из α -распадных данных.

В то же время для ядра ^{144}Nd величина $[\gamma_c^2(R_c)]_{\text{пер}}$ получилась [37] в 5 раз меньшей, чем $[\gamma_c^2(R_c)]_{\text{рас}}$, а для ядра-мишени ^{142}Nd не удалось даже описать углового распределения реакции.

При анализе реакций $(^6\text{Li}, d)$ и $(d, ^6\text{Li})$ с использованием МИВ в приближении нулевого радиуса взаимодействия и с нормировкой $[\gamma_c^2(R_c)]_{\text{пер}}$ на $[\gamma_c^2(R_c)]_{\text{рас}}$ для ядра ^{148}Sm были получены [4, 38] следующие значения α -частичных спектроскопических факторов θ_c^2 — ^{120}Sn (0,05), ^{148}Sm (0,08), ^{208}Pb (0,01), ^{154}Sm и ^{238}U ($< 0,01$).

Для более легких ядер без использования приближения нулевого радиуса взаимодействия и нормировки на α -распадные данные в работе [39] были получены следующие величины спектроскопических факторов ^{40}Ca ($\approx 0,2$) и ^{58}Ni ($0,006 \div 0,027$). Заметим, что в работе [40] для этих же ядер из реакции $(^3\text{He}, ^7\text{Be})$ аналогичным методом были получены значения θ_c^2 — ^{40}Ca ($\approx 0,1$) и ^{58}Ni (0,01).

Для ядра ^{238}U удалось [38] добиться согласия относительных значений $(\theta_c^2)_{\text{пер}}$ с величинами относительных вероятностей α -переходов при использовании для системы $^6\text{Li} = d + \alpha$ внутренней волновой функции с квантовыми числами $N = 1$ и $L = 0$. Однако переход в этой системе к волновой функции с характеристиками $N = 0$, $L = 0$ приводит [4] к увеличению значения θ_c^2 более, чем в 20 раз. Для тяжелых ядер процедура извлечения α -частичных спектроскопических факторов на основе МИВ с конечным радиусом взаимодействия без нормировки на α -распадные данные оказывается [4] неустойчивой — величины θ_c^2 , например, для ядра ^{208}Pb резко возрастают и варьируют в интервале $0,3 \leq \theta_c^2 \leq 30$ в зависимости от выбора параметров МИВ и энергии налетающей частицы.

Важным дополнительным источником неопределенности абсолютных значений $[\gamma_c^2(R_c)]_{\text{пер}}$ является также процедура подбора глубины ямы (ППГЯ), используемая при анализе реакций α -передачи. В ППГЯ α -частичный формфактор принимается пропорциональным решению одночастичной задачи на собственные значения, причем глубина ядерного потенциала $V_\alpha(R)$ подбирается так, чтобы энергия связи α -частицы совпала с экспериментальной энергией ее отделения. В качестве дополнительного условия для фиксации глубины V_0 задается осцилляторное значение числа узлов радиальной волновой функции α -частицы.

Заметим, что этот метод восстановления формфакторов даже для нуклонов не является строгим и может приводить, как показано [41], к неверным результатам. Тем более ППГЯ вызывает возражения при получении α -частичных формфакторов.

Во-первых, как отмечалось выше, использование ОП $V_\alpha(R)$ для достаточно тяжелых ядер справедливо только в кластерной области ($R \geq R_{\text{кл}}$) и некорректно во внутренней области ядра ($R < R_{\text{кл}}$). Во-вторых, оболочечный формфактор $\Psi_c^{\text{об}}(R)$ сильно отличается от резонансной α -частичной функции $\Psi_c^{\text{обн}}(R)$ даже в случае простой оболочечной модели из-за сильной разницы в размерах α -частицы и тяжелого ядра (см. рис. 1). Учет же смешивания конфигураций и парных корреляций приводит к еще большему их различию (ср. $\Psi_c^{\text{об}}(R)$ и $\Psi_c^{\text{обн}}(R)$ на рис. 1). Наконец, необходимо подчеркнуть, что ППГЯ в общем случае приводит к нефизическим искажениям формы потенциального барьера. Действительно, если вариация

глубины потенциала V_0 изменяет число узлов резонансной функции на единицу, то искажение формы барьера невелико, и приведенная α -ширина $\gamma_c^2(R_M)$ меняется на 25—30%. В случае же сильной вариации параметра V_0 по сравнению с его феноменологическим значением форма результирующего барьера может значительно

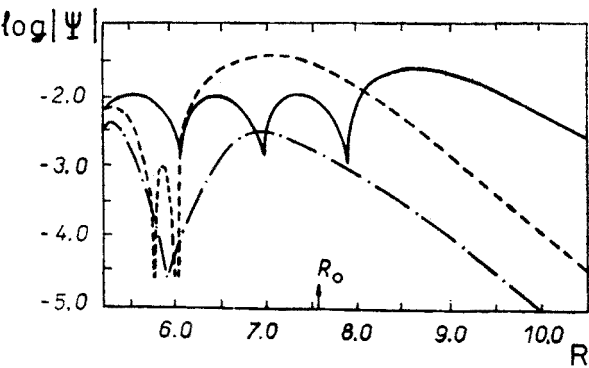


Рис. 1. Зависимость $\lg |\Psi_{\text{одн}}(R)|$ (сплошная линия), $\lg |\Psi_{\text{с}}^{\text{об}}|$ (штрихпунктир), $\lg |\Psi_{\text{с}}^{\text{св}}|$ (пунктир) от R для ядра ^{202}Rn

отличаться от „экспериментальной“, что приведет к изменению величины $\gamma_c^2(R_M)$. В таблице III представлены $\gamma_c^2(R_M)$, рассчитанные для α -перехода ^{212}Po (о.с.) $\rightarrow$ ^{208}Pb (о.с.) с потенциалами $V_{\alpha}(R)$ из работы [14] без использования и с использованием ППГЯ. Если разброс в значениях $\gamma_c^2(R_M)$ без ППГЯ оказывается внутри фактора 3, то после проведения ППГЯ он увеличивается втрое.

ТАБЛИЦА III

	5 _{BL}	6 _{BL}	8 _{BL}	9 _{BL}
$-V_0$ (МэВ)	86,89	35	92,5	94,62
$[\gamma_c^2(R_M)]$ (кэВ)	1,0	3,2	2,1	2,6
$-V_0^{\text{ППГЯ}}$ (МэВ)	127,3	118	136,1	139
$[\gamma_c^2(R_M)]_{\text{ППГЯ}}$ (кэВ)	0,40	0,087	0,72	0,84

Таким образом, аргументы, приведенные выше, приводят к выводу, что использование ППГЯ для обработки данных по α -распаду [5] и реакциям α -передачи [6, 36] представляется не совсем корректным. В работе [30] развит последовательный метод рассмотрения α -распада, не использующий, в принципе, этой процедуры. Применим указанный метод для анализа реакций α -передачи. Заметим, что, поскольку

абсолютная величина $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{теор}}$ зависит только [36] от поведения формфактора $\Psi_c(R)$ в далекой кластерной области, то значение фактора $\mathcal{L}_c = (d\sigma/d\Omega)_{\text{эксп}}/(d\sigma/d\Omega)_{\text{теор}}$ не зависит от использования ППГЯ при вычислении $(d\sigma/d\Omega)_{\text{теор}}$. Тогда, учитывая, что $\mathcal{L}_c = A_c^2$ (см. формулу (4)), имеем для α -радиоактивных ядер из (5) $(\Gamma_c)_{\text{пер}} = \mathcal{L}_c v_c$.

Для случая же не α -распадных ядер, зная величину $A_c = \mathcal{L}_c^{1/2}$, с помощью (4) и (3) можно рассчитать значение α -частичного ПСФ. Таблица IV демонстрирует близость значений $(\Gamma_c)_{\text{пер}}$, полученных указанным выше методом с использованием $\mathcal{L}_c$ из работы [36], к величинам ширины Γ_c соответствующих α -переходов.

ТАБЛИЦА IV

	Конечное состояние				
	^{212}Po (о.с.)	^{212}Po (0,73 мэВ)	^{211}Po (о.с.)	^{208}Po (о.с.)	^{213}At (о.с.)
$T_{1/2}$ (сек)	$(2,96 \pm 0,02)10^7$	$(8,0 \pm 2,4)10^{-9}$	$0,56 \pm 0,04$	$(9,14 \pm 0,06)10^7$	$(1,1 \pm 0,2)10^{-7}$
$(\gamma_c^2)_{\text{рас}}$ (кэВ)	$1,3 \pm 0,0088$	$0,89 \pm 0,27$	$0,064 \pm 0,005$	$0,33 \pm 0,0002$	$1,5 \pm 0,27$
$(\gamma_c^2)_{\text{пер}}$ (кэВ)	$1,4 \pm 0,17$	$0,84 \pm 0,072$	$0,20 \pm 0,075$	$0,39 \pm 0,23$	$1,1 \pm 0,27$
$\mathcal{L}_c$ (фМ) $^{-1}$	$1,2(-16)$	$1,7(-15)$	$2,2(-22)$	$4,7(-31)$	$2,3(-16)$
Γ_c (мэВ)	$1,5(-15)$	$5,8(-14)$	$0,82(-21)$	$5,0(-30)$	$4,2(-15)$
$(\Gamma_c)_{\text{пер}}$ (мэВ)	$1,64(-15)$	$2,41(-14)$	$2,7(-21)$	$4,9(-30)$	$3,2(-15)$

Возвращаясь к проблеме АКУ, заметим, что в работе [4] для ряда состояний ядра ^{208}Pb были получены приведенные α -ширины $[\gamma_c^2(R_c)]_{\text{пер}}$, близкие и даже превышающие одночастичный предел. Однако из-за отмеченных выше неопределенностей МИВ и ППГЯ, а также того факта, что ПСФ (3) для соседних ядер [30, 32] значительно меньше единицы, нельзя, по-видимому, интерпретировать результаты работы [4] как доказательство проявления АКУ. Отмеченное же в этой работе существенное превышение величин $[\gamma_c^2(R_c)]_{\text{пер}}$ над значением $[\gamma_c^2(R_c)]_{\text{об}}$, рассчитанным в оболочечной модели, является еще одним подтверждением важности кластерной области [1, 30] для понимания α -распада и родственных ему явлений.

5. Заключение

Проведенный выше анализ оставляет мало возможностей для существования в тяжелых ядрах АКУ. В связи с этим представляет особый интерес изучение явлений, в которых наблюдается заметный выход α -частиц и которые до сих пор не имеют последовательного теоретического описания, таких, как α -распад гигантских E2-резонансов в изотопах Ni [42] или вылет высокоэнергетических α -частиц в реакциях с тяжелыми ионами [43].

Отсутствие проявлений АКУ в тяжелых ядрах дает дополнительный стимул для выяснения вопроса о том, каков механизм возникновения АКУ в легких ядрах и почему он не работает для более тяжелых ядер.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] А. И. Базь, Материалы VII Зимней школы ЛИЯФ, ч. I, Л. 1972.
- [2] В. Г. Неудачин, Ю. Ф. Смирнов, *Нуклонные ассоциации в легких ядрах*, Наука, М. 1969.
- [3] К. Вильдермут, Я. Тан, *Единая теория ядра*, „Мир“, М. 1980.

- [4] F. D. Bechetti et al., *Phys. Rev.* **C19**, 1775 (1979).
- [5] F. Jackson-Daphne, M. Rhoades-Brown, *Ann. Phys. (USA)* **105**, 151 (1977).
- [6] F. Jackson-Daphne, M. Rhoades-Brown, *Nucl. Phys.* **A286**, 354 (1977).
- [7] G. W. Greenless, G. J. Pyle, *Phys. Rev.* **149**, 836 (1966).
- [8] A. Budzanowski et al., *Phys. Lett.* **32B**, 431 (1970); J. S. Lilley, *Phys. Rev.* **C3**, 2229 (1971).
- [9] M. Blann, *Lecture Notes in Physics*, Vol. 22, Springer-Verlag, Berlin 1973, p. 43.
- [10] C. J. Batty, E. Friedman, *Phys. Lett.* **B34**, 1 (1971).
- [11] F. Jackson-Daphne, M. Rhoades-Brown, *Nucl. Phys.* **A266**, 61 (1976).
- [12] G. R. Satchler, W. G. Love, *Phys. Rep.* **55**, 183 (1979).
- [13] G. Igo, F. Thaler, D. J. Hill, *Bull. Am. Phys. Soc.* **1**, 384 (1956).
- [14] A. R. Barnett, J. S. Lilley, *Phys. Rev.* **C9**, 2010 (1974).
- [15] R. M. DeVries, J. S. Lilley, M. A. Franey, *Phys. Rev. Lett.* **37**, 486 (1976).
- [16] Z. Gramer, *Bull. Am. Phys. Soc.* **20**, 1159 (1975).
- [17] H. Feshbach, W. Weisskopf, *Phys. Rev.* **76**, 1550 (1949).
- [18] G. H. Rawitscher, *Phys. Rev. Lett.* **14**, 150 (1964); *Nucl. Phys.* **85**, 337 (1968).
- [19] Дж. Блатт, В. Вайскопф, *Теоретическая ядерная физика*, ИЛ., М. 1954.
- [20] В. И. Фурман и др., ОИЯИ, Р4-8734, Дубна 1975.
- [21] С. Г. Кадменский и др. *ЯФ* **32**, 6 (1980).
- [22] L. D. Landau, *Phys. Zeits. Sow.* **11**, 556 (1937).
- [23] V. M. Strutinsky, *Nucl. Phys.* **68**, 221 (1965).
- [24] L. McFadden, G. R. Satchler, *Nucl. Phys.* **84**, 147 (1966).
- [25] Е. В. Инопин, *ЖЭТФ* **4**, 764 (1957).
- [26] J. S. Blair et al., *Phys. Rev.* **125**, 1625 (1962).
- [27] Ю. П. Попов, В. И. Фурман, В кн. *III школа по нейтронной физике*, ДЗ-11787, Дубна 1978, с. 390.
- [28] С. Г. Кадменский и др., Тезисы докладов XXXI совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Самарканд 1981, с. 256; *ЯФ* **35**, 823 (1982).
- [29] С. Г. Кадменский, В. И. Фурман, В. Г. Хлебостроев, С. Холан, ОИЯИ, Р4-8730, Дубна 1975.
- [30] С. Г. Кадменский, В. И. Фурман, *ЭЧАЯ* **6**, 469 (1975).
- [31] А. Лейн, Р. Томас, *Теория ядерных реакций при низких энергиях*, ИЛ., М. 1960.
- [32] К. Я. Громов и др., XV совещание по ядерной спектроскопии и теории ядра, Дубна 1978, с. 47.
- [33] С. Г. Кадменский, С. Д. Кургалин, *Изв. АН СССР, сер. физ.* **44**, 1955 (1980).
- [34] С. Г. Кадменский, С. Д. Кургалин, *Изв. вузов (физика)* **23**, 49 (1980).
- [35] С. Г. Кадменский, С. Д. Кургалин, В. И. Фурман, В. Г. Хлебостроев, *ЯФ* **32**, 6 (1980).
- [36] W. G. Davies et al., *Nucl. Phys.* **A269**, 477 (1976).
- [37] N. J. A. Rust et al., *Clustering Aspects of Nuclear Structure and Nuclear Reactions*, New York 1978, p. 718.
- [38] F. D. Bechetti, *Clustering Aspects of Nuclear Structure and Nuclear Reactions*, Vol. 37, New York 1978, p. 308.
- [39] T. Yamaya et al., *Clustering Aspects of Nuclear Structure and Nuclear Reactions*, Vol. 37, New York 1978, p. 712.
- [40] R. Steele et al., *Nucl. Phys.* **A286**, 424 (1976).
- [41] Е. Банг, В. Е. Бунаков, Ф. А. Гареев, Г. Шульц, *ЭЧАЯ* **5**, 263 (1974).
- [42] Ю. М. Волков и др., *ЯФ* **32**, 595 (1980).
- [43] E. Gerlic et al., *Z. Phys.* **A295**, 295 (1980).