

ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

539.14

РУБЕЖИ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ *)

Л. А. Слив

Новые изотопы. — Сверхвращающиеся ядра. — Реакции с тяжелыми ионами. — Гигантские резонансы. — Ядерные силы.

Ядерная физика, как и всякая наука, непрерывно развивается вглубь и вширь. Процесс познания сложен и труден, и всякий прорыв требует предварительного накопления большого числа фактов, их осмысливания и детального теоретического анализа.

Ядро — сложный объект, это — система, состоящая из конечного числа частиц, сильно взаимодействующих между собой. Каждое ядро характеризуется многообразием свойств, форм и состояний. В изучении таких объектов в ядерной физике накоплен большой опыт, разработаны различные методы анализа и приближенные подходы. В этом отношении ядерная физика является лабораторией, в которой на микроскопическом уровне изучаются фундаментальные законы и симметрии таких сложных систем. Полученные знания важны не только для ядерной физики, но и для всех естественных наук — от астрофизики до физики конденсированных состояний.

В настоящем обзоре мы остановимся на наиболее перспективных направлениях ядерной физики, получивших развитие в 70-е годы, но которые, по-видимому, еще шире разовьются в новом десятилетии. Прогресс, достигнутый в большинстве рассматриваемых направлений, связан с постройкой ускорителей тяжелых ионов, значительно расширивших экспериментальные возможности ядерной физики.

НОВЫЕ ИЗОТОПЫ

На заре ядерной физики бомбардировка ядер нуклонами позволила значительно увеличить количество изотопов, доступных изучению. Все, что мы узнали о ядре за истекшие пятьдесят лет, базируется на исследовании около 1600 изотопов, из которых только 300 стабильных. Но сейчас появились более мощные «снаряды»: ионы ^{238}U с энергией 8 МэВ/А и ионы ^{20}Ne с энергией 2,1 ГэВ/А. В СССР запущен ускоритель У-400 с большой интенсивностью пучка ионов, работает ускоритель на 5 ГэВ/А (^{12}C). При бомбардировке $\text{U} + \text{U}$ можно получить около 6000 различных изотопов ¹ (рис. 1) — в четыре раза больше уже исследованных.

*) Лекция, прочитанная на XV зимней школе ЛИЯФ им. Б. П. Константинова АН СССР. Ленинград, 1980.

Современная спектроскопия, использующая *on-line*-методику в сочетании с разнообразными техническими средствами, включая лазерную технику, делает доступным исследованию все большее количество изотопов. При этом одновременно определяются не только величины M , N и Z , но также спин ядра I , магнитный и квадрупольный моменты μ и Q , среднеквадратичные радиусы нейтронного r_n и протонного r_p распределений, параметр деформации β спектры, а также, α -, β - и γ -переходов.

Что может дать изучение новых изотопов? Полного ответа дать пока нельзя, но можно привести ряд примеров. Наиболее важный результат

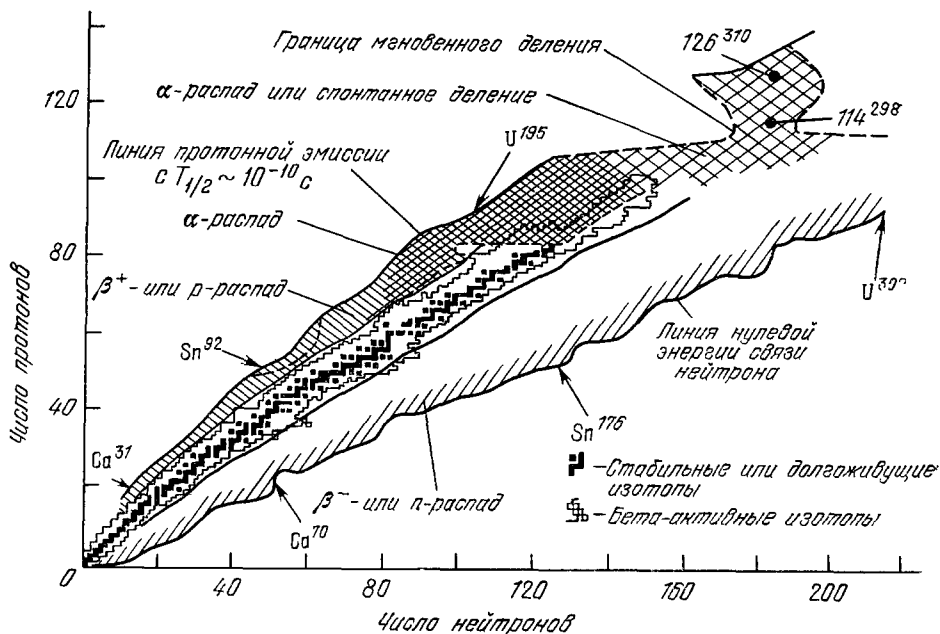


Рис. 1. Диаграмма ядерной стабильности.

Около 6000 различных изотопов можно получить в настоящее время в ядерных реакциях.

в исследовании нейтронного и протонного распределения в ядрах был получен на изотопах ^{40}Ca и ^{48}Ca . Было показано, что если в ^{40}Ca нейтронный и протонный радиусы r_n и r_p совпадают, то в ^{48}Ca $r_n - r_p \approx 0,2$ Фм. Однако насколько богаче были бы результаты, если исследовать все возможные изотопы от ^{31}Ca до ^{70}Ca . Изотопов Sn мы знаем 10 стабильных и 18 радиоактивных. А может всего быть 84 изотопа с числом нейтронов от 42 до 126. Три нейтронные оболочки с $N = 50, 82$ и 126 заполняются при заданном числе протонов $Z = 50$. Сколько новых сведений можно получить о члене симметрии в массовой формуле, об изменении формы ядра, о ядерной поверхности, имея такое количество изотопов Sn. 107 изотопов урана могут существовать, а знаем мы не более пятнадцати. На этих изотопах интересно исследовать, как меняется с ростом N барьер деления, соотношение между различными ветвями распада и другие важные величины.

А теперь остановимся на некоторых результатах, которые уже получены на экзотических ядрах. После получения из реакций изотопа ^{32}Ag и измерения β^+ -распада $^{32}\text{Ag} \rightarrow ^{32}\text{Cl}$ можно было исследовать изобарический мультиплет $A = 32, T = 2$ (табл. I)². По формуле $M(T_Z) = a + bT_Z + cT_Z^2 + dT_Z^3$ были вычислены коэффициенты a, b, c, d . В случае

Таблица I

Свойства изобарического квинтета с $A=32$

Ядро	T_z	Избыток массы, кэВ	E_x , кэВ
32	+2	$-24092,0 \pm 7,0$	0,0
32	+1	$-19231,6 \pm 1,2$	$5073,1 \pm 0,9$
32	0	$-13965,1 \pm 4,0$	$12050,0 \pm 4,0$
32	-1	$-8295,6 \pm 5,2$	$5033,0 \pm 10,0$
32	-2	$-2232,2 \pm 33,1$	0,0

$$M(T_z) = a + bT_z + cT_z^2 + dT_z^3$$

$$a = -13965,1 \pm 4,0$$

$$b = +5468,5 \pm 3,1$$

$$c = +201,5 \pm 4,8$$

$$d = +0,5 \pm 2,5$$

зарядовой независимости ядерных сил должно быть $d = 0$, а получилось $d = 0,5 \pm 2,5$ кэВ. Здесь же можно изучить сверхразрешенный β^+ -распад $^{32}\text{Ar} \rightarrow ^{32}\text{Cl}^*(I = 0^+, T = 2; 5, 033 \text{ МэВ возб.})$.

В изотопе ртути ^{185}Hg встретились с ситуацией, когда основное состояние $I = 1/2^-$ — деформированное, а изомерное $I = 13/2^+$ (176 кэВ) — сферическое. Это значит, что потенциальная яма в данном случае имеет сложный вид с двумя минимумами. К границе протонной стабильности вплотную приблизились во многих местах, несмотря на то, что сечения катастрофически падают. Так были определены изотопы $^{110}_{57}\text{J} (\Delta N = 17)$, $^{114}_{53}\text{Cs} (\Delta N = 19)$, $^{156}_{71}\text{Lu} (\Delta N = 20)$, $^{157}_{73}\text{Ta} (\Delta N = 23)$, $^{161}_{75}\text{Re} (\Delta N = 24)$, $^{183}_{77}\text{Ir} (\Delta N = 25)$ и $^{175}_{79}\text{Au} (\Delta N = 22)$, лежащие почти на границе протонной устойчивости и удаленные от стабильных ядер на число нейтронов ΔN . Ядро $^{74}_{37}\text{Rb}_{37}$ также лежит на границе устойчивости и его полупериод $T_{1/2} = 64,9 \pm 0,5$ мс. Это — самое тяжелое ядро с $N = Z$, известное сейчас. Оно интересно тем, что из анализа Ft β^+ -распада следует, что для основного состояния ^{74}Rb изоспин $T = 1$, а состояние с $T = 0$ лежит выше и распадается испусканием γ -квантов.

Важные результаты получены при изучении новых областей α -распада, особенно в ядрах с $Z > 50$, и области редкоземельных элементов. Изучение цепочек α -распадов позволяет определить массы нестабильных нуклидов с точностью ≤ 100 кэВ, а полученные времена жизни позволят уточнить теорию α -распада.

Проблема существования сверхтяжелых элементов остается интригующей. Несмотря на героические усилия, предпринятые до сих пор, экспериментально обнаружить их не удалось, хотя теория определенно указывает на возможность существования долгоживущих элементов с заполненными оболочками в районе $Z = 110-114$.

СВЕРХВРАЩАЮЩИЕСЯ ЯДРА

Другое открывшееся недавно направление и расширившее наши знания о ядре — это высокоспиновые и сверхвращающиеся состояния³ ядер. С помощью тяжелых ионов можно закрутить ядра до величины углового момента $I \approx 100$ (в ед. \hbar), при этом вращательная энергия может достигать значения $E_{\text{rot}} \approx 80$ МэВ. Ядро не может принять любое значение I . Для легких ядер основным ограничением будет требование, чтобы

центробежная энергия $I^2/2MR^2 \ll V_0$, где V_0 — глубина потенциальной ямы, R — радиус ядра. Для тяжелых ядер ограничением для I является уменьшение барьера деления до $B_f = 8$ мэВ, затем до $B_f = 0$. В результате получаем кривую рис. 2⁴. Учет оболочечных эффектов увеличивает I_{\max} до 100. Если ядро при этом будет нагретым, то испусканием нейтронов, α -частиц и γ -квантов оно охлаждается и достигает ираст-полосы *) при некотором I . γ -распад холодного вращающегося ядра наблюдается, начиная с $I \approx 60$.

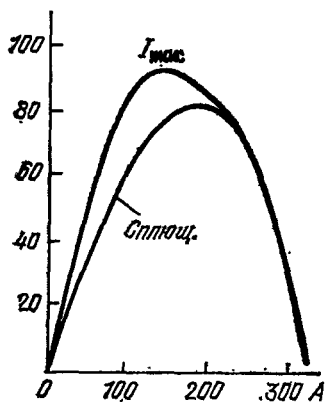


Рис. 2. Максимальный орбитальный момент I_{\max} , какой может принять ядро в зависимости от массового числа A .

Пусть мы имеем сферическое ядро. Тогда орбитальный момент ядра определяется состояниями валентных нуклонов. Однако при некотором значении I поляризованный внешними нуклонами остов начинает следовать за движением наружных нуклонов и ядро из сферического превращается в сплюснутое деформированное. Обычно такой фазовый переход имеет место при $I = 10-20$. Сказанное выше было экспериментально подтверждено на ядре $^{147}\text{Gd}_{83}$ ⁵. В основном состоянии ^{147}Gd — ядро сферическое. Был измерен квадрупольный момент Q изомерного состояния $I = 49/2^+$ (9 МэВ возб., $T_{1/2} = 510$ нс). Результат $Q_{\text{exp}} = 3,14$ бн указывает на сплюснутую деформацию с $\beta = -0,2$. Анализ показывает, что валентные частицы даже с учетом эффективного заряда не могут

дать более 1,5 бн. Значит, все ядро деформировано и его момент инерции близок к твердотельному **). Вращающееся ядро приобретает особые черты. Теперь частицы ядра движутся во вращающемся самосогласованном потенциале, полученном из гамильтониана вида

$$H\omega = H - \omega I,$$

где ω — частота вращения.

Заполнение одночастичных состояний происходит так, что частица вносит максимально допустимую добавку во вращательный момент ядра I . Чем больше I , тем больше частиц ядра находится в выстроенном состоянии. Вдоль ираст-линии будут преобладать одночастичные переходы, часто сильно заторможенные (рис. 3)⁶. Важно отметить, что, несмотря на большие вращения, квантовые оболочечные эффекты остаются существенными, и именно они приводят к нерегулярностям в величине момента инерции J и появлению изомерных состояний, так называемых ираст-«ловушек». Все это хорошо видно на спектре ^{154}Er (рис. 4)⁷, виден резкий излом при переходе от $I = 10$ к $I = 12$ и нерегулярности выше по спектру (для сравнения приведем спектр деформированного ядра ^{158}Dy). Что произойдет дальше с ростом I ? Расчеты показывают достаточно убедительно, что при $I = 40-60$ наступит новый фазовый переход и сплюснутое ядро перейдет в вытянутое или трехосное с вращением вокруг оси симметрии или всех трех осей.

Если в начальном состоянии ($I = 0$) ядро имеет вытянутую форму и вращается относительно оси, перпендикулярной к оси симметрии, то,

*) Ираст-уровни — система уровней с наименьшей при заданном спине I энергией.

***) В ^{147}Gd измерены также Q изомеров с $I = 13/2^+$, $Q = 0,73$ бн, $I = 27/2$, $Q = 1,26$ бн и $I = 59/2$, $Q = 3,8$ бн.

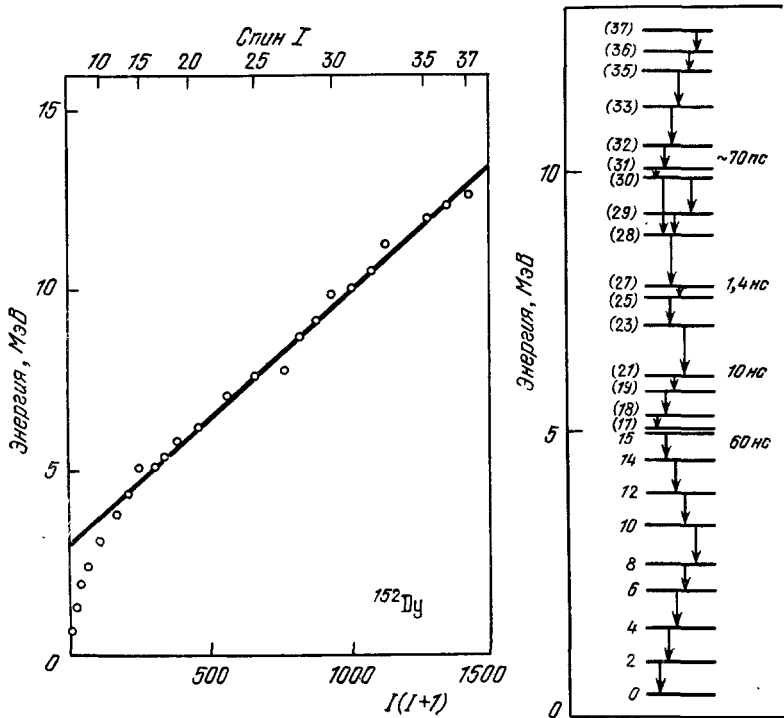


Рис. 3. Ираст-спектр диспрозия-152.

Нижние уровни соответствуют квадрупольным вибрациям относительно сферически-равновесного состояния. Для верхних уровней наблюдаются нерегулярности, связанные с выстраиванием отдельных частиц. Прямая линия соответствует сплюснутому моменту инерции J .

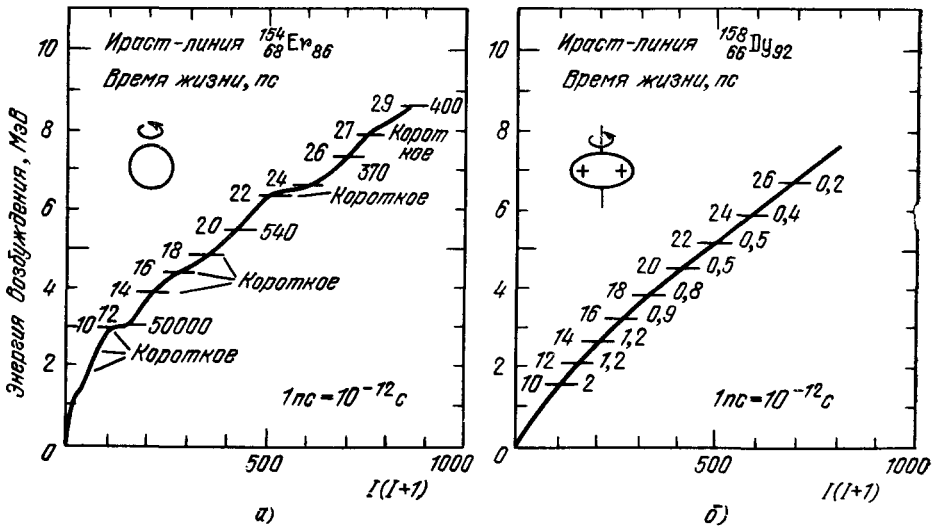


Рис. 4. Времена жизни ядер.

а) Сферическое в основном состоянии ядро ^{154}Er , которое испытывает резкие изменения формы при $I > 10$; б) вытянутое вращающееся ядро ^{158}Dy .

как известно, образуются коллективные вращательные состояния с малыми временами жизни (ср. рис. 4, б). Когда кориолисова энергия становится

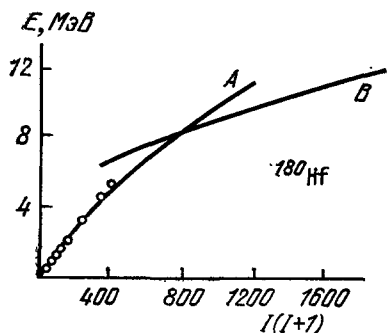


Рис. 5. Энергия возбуждения полос A и B как функция $I(I+1)$. Экспериментально известные уровни ^{180}Hf указаны светлыми кружками. Эффективные моменты инерции около точки пересечения равны 66,7 и 153 MeV^{-1} соответственно для полос A и B .

больше энергии деформации, отдельные пары нуклонов, имеющие большой одночастичный спин j , поворачиваются так, чтобы спин j прецессировал вокруг оси вращения R . Момент инерции ядра при этом возрастает и возникает новая ирраст-полоса. В результате ряда поворотов пар форма ядра из вытянутой переходит в сплюснутую, а само ядро из сверхтекучего состояния — в обычное. В некоторых ядрах такой фазовый переход происходит быстро. На рис. 5 приведены результаты расчета спектра ^{180}Hf по Хартри — Фоку — Боголюбову в рамках кренкинг-модели (HFBC) ⁸. При небольших I мы имеем обычный коллективный вращательный спектр и экспериментальные точки хорошо ложатся на теоретическую кривую. Однако при $I = 26$ основную полосу A пересекает новая полоса B , резко отличающаяся от первой по своей внутренней структуре. Ось симметрии,

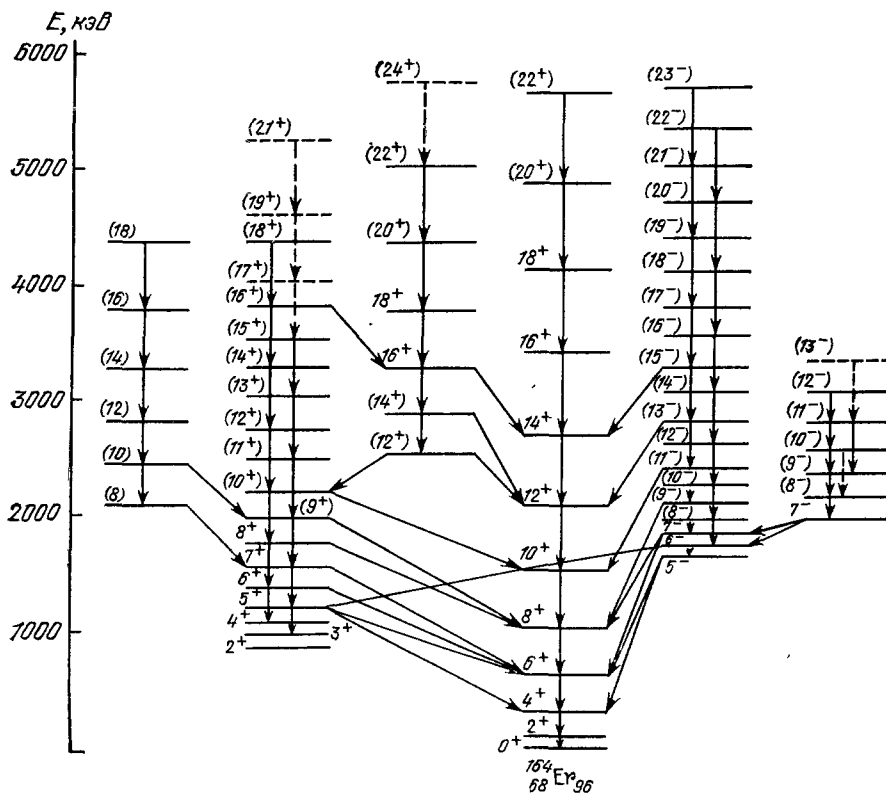


Рис. 6. Схема уровней ядра ^{164}Er .

Указаны все наблюдаемые полосы, помимо основной полосы.

которая ранее проходила вдоль оси z , теперь направлена по оси вращения (ось y). Величина щели Δ резко падает, ядро становится сплюснутым, а

момент инерции J увеличивается более чем в два раза. Дальнейшее изучение фазового перехода в ^{180}Hf и в других ядрах позволит выявить новые детали поведения ядер в критических условиях. Экспериментаторы и теоретики за шесть лет изучения сверхвращающихся ядер проделали большую работу. Было исследовано несколько десятков ядер с тем, чтобы выяснить, как выравнивание частиц вдоль оси вращения и рост I приводит к изменению баланса одночастичных и коллективных свойств в ядре и как при этом меняется форма ядра. Интересные результаты также были получены при расшифровке богатого спектра уровней, лежащих по энергии выше ирраст-полосы. Установлено существование области изомерии с большими I , в которую входят ядра с $61 \leq Z \leq 71$ и $82 \leq N \leq 88$. Большинство теоретических расчетов проведено в рамках жидкокапельной модели с учетом оболочечных поправок методом Струтинского. Для ряда ядер имеются расчеты по методам HFBC и начаты расчеты в рамках формализма описания движения частиц в зависящем от времени самосогласованном поле с учетом кориолисова взаимодействия (TDHFС) ⁹.

Значительно расширились наши возможности изучения ядерных состояний со спинами $I < 20$. На рис. 6 приведен спектр ^{164}Er — один из наиболее богатых среди известных в настоящее время. Он хорошо иллюстрирует современные экспериментальные возможности изучения γ -спектров. Кроме основной полосы, получены суперполосы — четная и нечетная, γ -полоса и еще две Υ -суперполосы. Из анализа кулоновского возбуждения определены $B(E2)$ для основной и γ -полос. Теоретический анализ спектра ^{164}Er проведен в рамках ротационно-выстраиваемой модели, и получены вполне удовлетворительные результаты.

Исследования сверхвращающихся и высокоспиновых состояний дали нам гораздо больше результатов, чем мы могли ожидать. Выявлено огромное разнообразие превращений и переходов. Между тем изучение данной области ядерной структуры только набирает силу.

РЕАКЦИИ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Перейдем теперь к самим реакциям с тяжелыми ионами. Когда ион налетает на ядро, картина протекающих процессов схематически может быть представлена следующим образом (рис. 7). При больших l происходит упругое рассеяние ионов и кулоновское возбуждение коллективных уровней. Когда ион приходит в соприкосновение с мишенью l_{grazing} , вступают в действие ядерные силы, идут неупругие процессы с возбуждением гигантских резонансов, реакции передачи и подхвата и другие «прямые» реакции. Касательные столкновения ядер позволяют наблюдать интерференцию кулоновских и ядерных сил. В результате максимум в сечении упругих столкновений будет наблюдаться вокруг так называемого rainbow angle, соответствующего меньшим параметрам столкновения b , чем при чистом кулоновском взаимодействии. При дальнейшем уменьшении параметра удара b растет контактное время, увеличиваются потери в энергии и частицах и реакция вступает в область глубоко неупругих

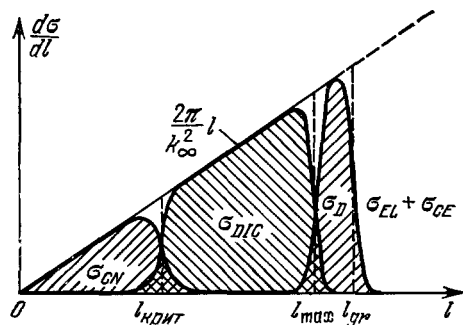


Рис. 7. Схематическая картина реакций при столкновении ионов в зависимости от относительного орбитального момента l .

реакции. При дальнейшем уменьшении параметра удара b растет контактное время, увеличиваются потери в энергии и частицах и реакция вступает в область глубоко неупругих

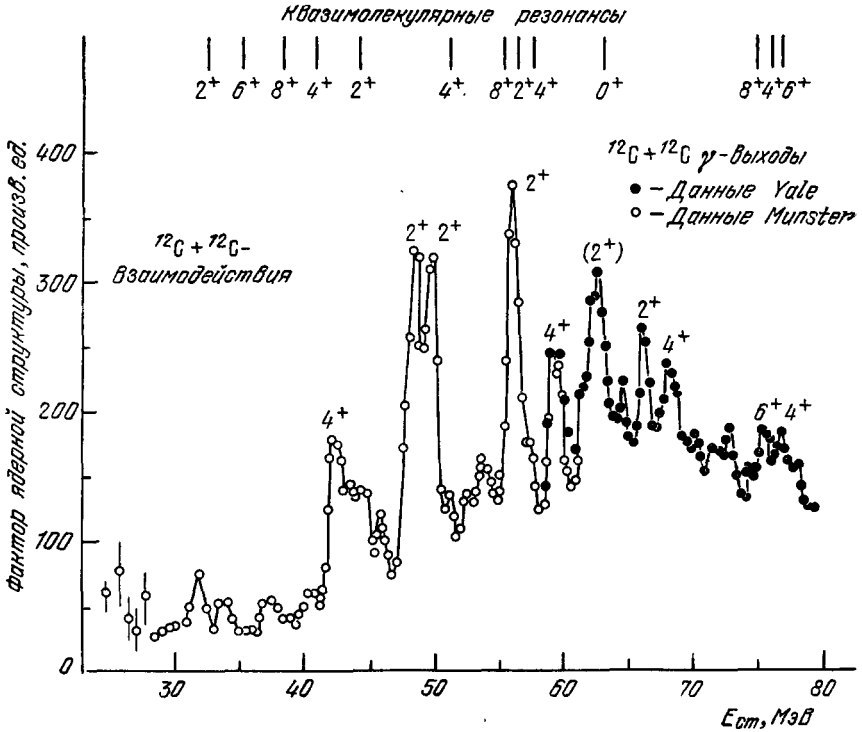


Рис. 8. Квазимолекулярные резонансы в системе $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$.
Вертикальные линии вверх — результаты теоретического расчета.

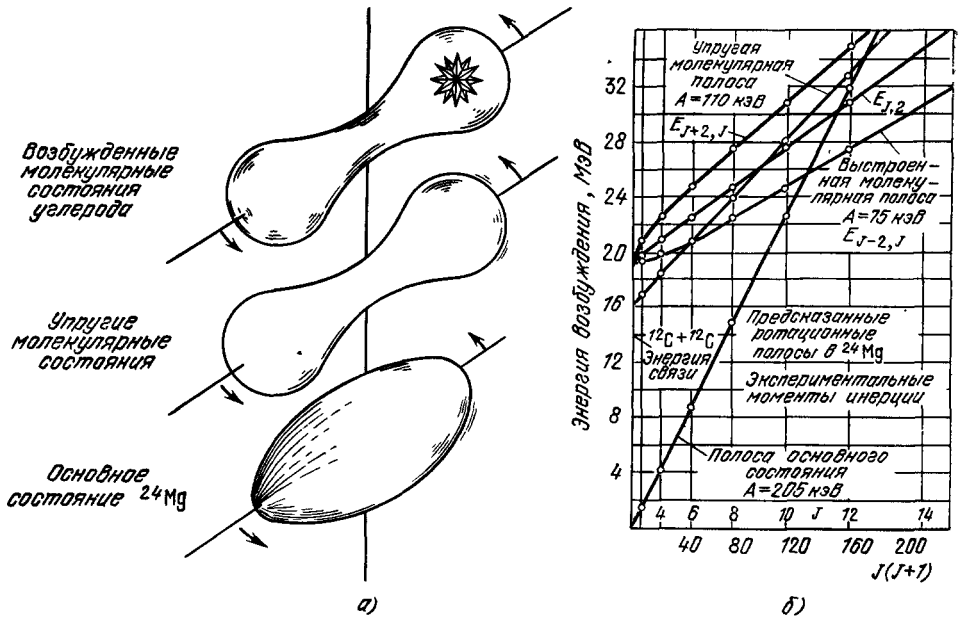


Рис. 9. а) Схематическая иллюстрация состояний $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$; б) траектории, соответствующие различным ротационным полосам.
Кривые проведены по экспериментальным точкам. Даны соответствующие моменты инерции. $A = \frac{1}{2}J(J+1)$ (на рис. б) сини обозначен через J).

процессов. Наконец, при $l < l_{crit}$ происходит слияние и образование компаунд-состояний с большим вращательным моментом I .

Теоретические подходы, использованные для описания указанных реакций, довольно разнообразны. Разработано много классических и квазиклассических приближений, основанных на использовании тех или иных $N - N$ -взаимодействий. Среди микроскопических моделей укажем в первую очередь на TDHF — расчеты глубоко неупругих процессов. Метод TDHF исходит из идеи, что среднее поле образуемое $N - N$ -взаимодействием, ответственно также и за коллективное движение. В таких расчетах нет феноменологических параметров, но в них не учитывается рассеяние на отдельных нуклонах, а также диссипация энергии. Макроскопические модели описания ядерных реакций можно разделить на динамические и статистические. Поскольку в реакции может активно участвовать много частиц, но не столь много, чтобы вполне можно было использовать термодинамические уравнения, описание их обычно представляет большие трудности. Теоретикам предстоит много поработать, чтобы достигнуть понимания процессов, происходящих при столкновении ионов.

В реакциях с тяжелыми ионами мы встречаемся с неожиданными явлениями, многие из которых еще не имеют объяснения. Именно эти явления нас сейчас и будут интересовать. Рассмотрим одну из простых реакций — образование ядерных квазимолекулярных состояний¹⁰. Впервые такие состояния наблюдались в реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ в 1960 г. В сечении реакции как функции энергии наблюдались узкие резонансы при энергии возбуждения до 40 МэВ (рис. 8). Суть явления стала ясна после 15 лет упорных исследований. Два ядра ^{12}C при определенных условиях не сливаются, а вращаются друг относительно друга, оставаясь в основном или первом возбужденном состоянии 2^+ (рис. 9). В результате образуются ротационные полосы, лежащие выше основной вращательной полосы ядра ^{24}Mg . Почему же эти уровни при таких больших энергиях возбуждения столь узкие и не размываются по другим компаунд-состояниям? Оказывается, в рассматриваемой реакции имеется узкий коридор в функции $\rho(E, I)$ (рис. 10), в котором плотность компаунд-состояний мала. Поэтому попадающие в него вращательные уровни имеют мало шансов для распада на другие возбужденные состояния. Предсказываемый теоретический спектр квазимолекулярного $^{24}\text{Mg}^*$ (рис. 8, вертикальные линии сверху) находится в полном согласии с экспериментальным спектром. Примечательно, что такой коридор, но более узкий, существует в системе $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$ и, возможно, в $^{30}\text{S} + ^{30}\text{S}$, но не существует в реакции $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ или $^{12}\text{C} + ^{13}\text{C}$. Квазимолекулярные реакции интересны еще тем, что позволяют исследовать эффективный потенциал V_{eff} между двумя ядрами, а также отдель-

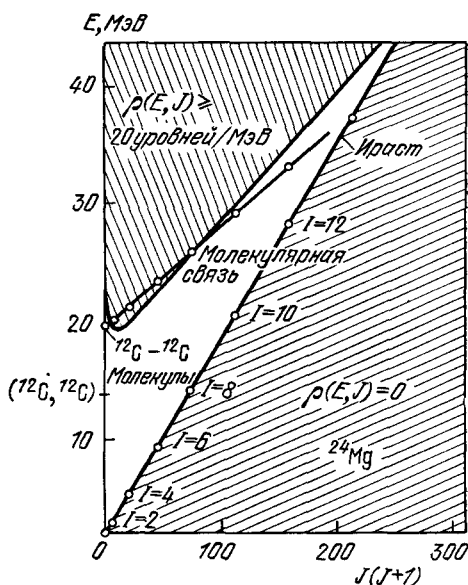


Рис. 10. Схематическая иллюстрация молекулярного резонансного «окна». Верхняя граница «окна» соответствует $\rho(E, I) \geq 20$ уровней/МэВ. По оси ординат дана энергия возбуждения ^{24}Mg .

ные неупругие каналы (p , α и др.) и их вклад в мнимую часть потенциала.

Общим наблюдаемым свойством рассматриваемых реакций является то, что даже при глубоко неупругих столкновениях нуклоны иона и мишени сохраняют свое когерентное движение, и поэтому при описании процесса столкновения следует учитывать степени свободы каждого из двух сталкивающихся ядер отдельно. Например, при бомбардировке ионами

Таблица II

Сечения вылета α -частиц $\sigma_{\text{singl}}^{\alpha}$
и полные сечения реакции $\sigma_{\text{react}}^{\text{tot}}$
при столкновении ^{12}C с ^{160}Gd

$E(^{12}\text{C}), \text{МэВ}$	$\sigma_{\text{singl}}^{\alpha}, \text{мбн}$	$\sigma_{\text{react}}^{\text{tot}}, \text{мбн}$
120	850	2260
160	1200	2600
200	2100	2800

^{197}Au (^{19}F , ^{12}B) ^{284}Tl . Реакция $^{12}\text{C} + ^{160}\text{Gd}$ заслуживает подробного описания¹¹. Она характеризуется большим сечением вылета α -частиц вперед в результате неполного слияния или развала ядра ^{12}C . Чем больше энергия иона ^{12}C , тем больше сечение реакции с вылетом α -частиц (табл. II). Интересно, что 150—600 мбн из величины σ_{singl} относятся к случаю вылета одновременно трех α -частиц, $\sigma_{3\alpha}$ (рис. 11), причем совпадения

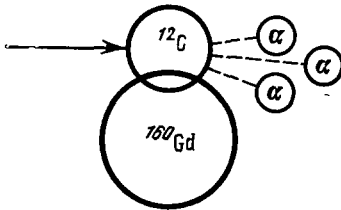


Рис. 11.

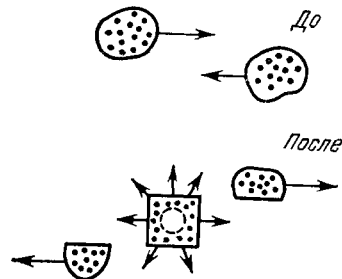


Рис. 12.

$\alpha - \gamma$ показывают, что ядро ^{160}Gd в этом случае остается слабо возбужденным. Таким образом, в данном случае мы имеем дело с квазиупругим развалом ^{12}C в переменном ядерном поле $V(\mathbf{r}, t)$. Переменное ядерное поле $V(\mathbf{r}, t)$ может быть столь сильным для быстрых ионов, что даже α -частица разваливается. В опыте $^{90}\text{Zr} + \alpha$ (35 МэВ/А)¹² наблюдали вылет вперед быстрых протонов со средней энергией $E_p^{\text{av}} \approx 40$ МэВ. Основные механизмы вылета быстрых протонов — это захват тритона, в то время как протон остается «наблюдателем», и квазиупругое расщепление α -частицы, которое можно было установить по $p-t$ -угловой корреляции.

В ЛЯР ОИЯИ изучалась реакция вылета α -частиц вперед при столкновении ионов $^{20,22}\text{Ne}$ (5—10 МэВ/А) с ядрами Ta, Au и Th¹³. Полученные спектры α -частиц содержат большую высокоэнергетическую компоненту, которая оканчивается при энергии α -частицы, соответствующей захвату остатка (Ne — ^4He) как целого на один из дискретных уровней составного ядра. При этом $E_{\alpha} \approx 140$ МэВ. Выход α -частиц вперед на два порядка

больше, чем t , и на порядок больше, чем 2D . Вклад в высокоэнергичную компоненту α -частиц могут давать несколько механизмов и для их изучения необходимо провести корреляционные опыты.

При столкновении релятивистских ионов анализ результатов показывает что участниками реакции будут те части ядер, которые приходят в непосредственное соприкосновение друг с другом (рис. 12). Оставшиеся фрагменты играют роль движущихся «наблюдателей». Столкнувшиеся части сильно нагреваются, и может образоваться сверхплотное вещество, пойти ударная волна и во всех случаях произойдет вылет быстрых нуклонов и π -мезонов в широком конусе. Все эти явления сейчас изучаются, выбирая центральные столкновения, когда интерпретация процессов более однозначна. Пока нельзя дать четкие ответы на вопрос, существуют ли сверхплотные состояния вещества и образуются ли в ядре ударные волны.

ГИГАНТСКИЕ РЕЗОНАНСЫ

Гигантские мультипольные резонансы представляют собой собственные колебания системы, нуль-звуковые волны, распространяющиеся по холодному ядру. Факт существования таких колебаний в ядре, в такой относительно малой системе, весьма примечателен. Для возникновения мультипольных гигантских резонансов необходимо создать в ядре возмущение. Тогда ядерная плотность будет функцией вида

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \rho_0 + \delta\rho(\mathbf{r}, t).$$

Разложив теперь $\delta\rho(\mathbf{r}, t)$ по сферическим волнам, получим

$$\delta\rho(\mathbf{r}, t) = \sum_{n, l, \mathbf{k}} \rho_0 \alpha_{nl}(t) j_l(k_n r) Y_{nl}(\cos\theta),$$

где j_l — сферическая функция Бесселя, θ — угол между радиус-вектором \mathbf{r} и волновым вектором колебания \mathbf{k} , α_{nl} — функция времени, n — номер обертона. Волновые векторы в шаре принимают по величине дискретный ряд значений

$$k_{nl} = \frac{\alpha_{nl}}{R} = \text{const } A^{-1/3}.$$

В результате в ядре возникнут изоскалярные колебания разной мультипольности l с частотой

$$\omega_{nl} = \frac{\pi}{\hbar} k_{nl} v_c,$$

где скорость колебаний v_c определяется коэффициентом сжимаемости $b_{\text{com}} = 15 \text{ МэВ}$ по формуле

$$v_c = \sqrt{\frac{b_{\text{com}}}{M}}.$$

Поскольку рассматриваемые колебания вбирают в себя значительную часть силы осцилляторов, они получили название гигантских резонансов. В ядре также образуются поляризационные волны, соответствующие колебаниям протонов и нейтронов в противофазе. Среди поляризационных волн в ядре давно известны электрические дипольные гигантские резонансы.

С микроскопической точки зрения гигантские мультипольные резонансы представляют собой коррелированные возбуждения типа частица — дырка, 2 частицы — 2 дырки и т. д. Существование резонансов отражает факт наличия структуры в непрерывном спектре ядер. Мультипольные гигантские резонансы были обнаружены в начале 70-х годов и очень ин-

тенсивно изучались в течение всего десятилетия. Они возбуждаются электронами, протонами, тритонами, α -частицами и ионами. Наиболее детально исследованы квадрупольные (E2) резонансы в ядрах от ^{12}C до ^{238}U . Энергия квадрупольного резонанса довольно хорошо определяется формулой

$$\hbar\omega (E2) \approx 63 A^{-1/3} \text{ МэВ},$$

и почти вся интенсивность концентрируется в одном пике шириной ~ 3 МэВ. Поэтому E2-резонанс удобен для изучения. В целом ряде ядер измерены также энергии E0, E1 и E3-резонансов. Резонансы более высокой мультипольности распределены в широкой области энергий.

Имеется много расчетов сечения возбуждения гигантских резонансов, как микроскопических, так и макроскопических. Все они в общем правильно дают положение резонансов и суммарную интенсивность, но не могут пока правильно получить ширины пиков. В табл. III приведены расчеты

Т а б л и ц а III

Сечения возбуждения $\sigma_{\text{гес}}^l$ (мбн) мультипольных гигантских резонансов

Ядро	E0	E2	E3	E4	E5	E6	E7
^{40}Ca		17	9	20	11	6	
^{56}Ni	2,0	10	9	12	12	10	7

сечений σ^l возбуждения резонансов протонами с энергией 1 ГэВ на ядрах ^{40}Ca и ^{56}Ni . Видно, что $\sigma_{\text{гес}}^l$ не малы и гигантские резонансы представляют собой важный канал неупругого рассеяния частиц на ядрах.

Особый интерес представляет распад гигантских резонансов. Распад происходит за времена 10^{-22} с. За такое время ядро не успевает термализоваться, и поэтому обычные статистические каналы будут играть малую роль. Так, гигантский квадрупольный резонанс в ^{16}O распадается с испусканием преимущественно α -частиц. Аналогичная ситуация наблюдается в экспериментах по возбуждению гигантских квадрупольных резонансов электронами в ^{40}Ca и изотопах Ni. Эти результаты должны быть подтверждены в реакциях с протонами и α -частицами. При распаде гигантских резонансов важную роль могут играть α -кластерные уровни, возбуждение которых хорошо изучено в ядрах до ^{40}Ca . Изучение различных каналов распада гигантских резонансов представляется очень важной задачей, и здесь следует ожидать получения новых результатов о структуре ядерных возбужденных состояний.

ЯДЕРНЫЕ СИЛЫ

Проблема ядерных сил существует с момента возникновения ядерной физики. Из анализа огромного экспериментального материала по рассеянию нуклонов была установлена радиальная зависимость потенциала взаимодействия $V(r)$ (рис. 13). Если учесть спиновую и изоспиновую зависимости, а также угловые соотношения (S, P, D, . . .), то для написания полного вида потенциала $V(r, \sigma, \tau)$ потребовалось бы использование около сорока параметров. Так возникли потенциалы Hamada — Johnston'a, Reid'a и др. Такое состояние не могло удовлетворить нас. В поисках физического понимания ядерных сил была развита мезонная теория сильных

взаимодействий. Было выяснено, что на относительных расстояниях больше 1 ФМ кривая (см. рис. 13) описывается виртуальным обменом $\pi^{\pm 0}$ -мезонами между нуклонами. Появление сильного притяжения (потенциальной ямы) в основном обусловлено 2π -мезонным обменом. Ситуация в данном случае аналогична возникновению молекулярных сил за счет виртуального обмена двумя квантами — так называемый дисперсионный механизм, определяемый наличием нуклонных возбужденных состояний N^* (рис. 14). Такие возбуждения вызывают возникновение ненулевых поляризации, обуславливающих появление сил притяжения. На еще меньших расстояниях ($< 0,5$ ФМ) в обмене могут участвовать другие известные мезоны, и потому ситуация становилась слишком сложной, чтобы можно было разобраться. Тогда на малых расстояниях вводили феноменологическое сильное отталкивание — так называемый «соге», и кривая (см. рис. 13), таким образом, полностью описывалась.

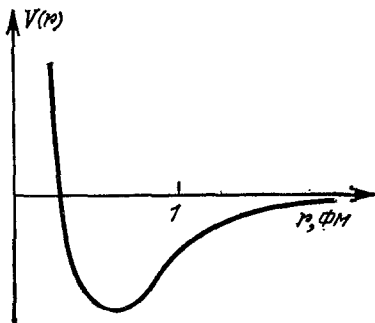


Рис. 13.

Но сейчас мы знаем, что мезоны не являются элементарными частицами, а состоят из кварк-антикварковых пар. Теперь микроскопическое описание сильных взаимодействий должно строиться на более глубоком уровне, на основе квантовой хромодинамики. Парадокс состоит в том, что в квантовой хромодинамике легче объяснить и численно получить отталкивание на малых расстояниях, чем притяжение на больших. Пове-

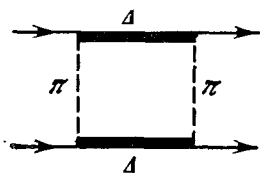


Рис. 14.

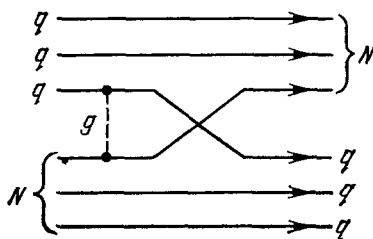


Рис. 15.

дение сил объясняется как обмен кварком и глюоном между двумя нуклонами (рис. 15). Такой обмен из-за невылетаия кварков может осуществляться, когда нуклоны подходят близко друг к другу. Что значит близко — пока неясно, и этот вопрос сейчас интенсивно обсуждается в литературе. Обмен π -мезонами в квантовой хромодинамике не исключается, только теперь это следует понимать как одновременный обмен кварк — антикварковыми парами. Возможно, что виртуальный обмен двумя глюонами, подобно обмену двумя фотонами, обуславливает появление сил типа ван дер Ваальса в ядерном взаимодействии.

Как положительный факт следует отметить разработку в настоящее время как в теории, так и в эксперименте проблем релятивистской ядерной физики. Тем самым наводится мост между физикой элементарных частиц, квантовой хромодинамикой и ядерной физикой.

Какие эффекты в ядерной физике должны объясняться кварковой моделью и какие она предсказывает? Укажем, например, на определение формфактора дейтона при больших переданных импульсах q , на глубоко-неупругие столкновения с передачей больших q , на характер рассеяния

в область, запрещенную для свободных нуклонов. Возможно, в ядре существуют процессы, где проявляются цветовые степени свободы кварков. О всем этом мы сейчас знаем мало и многого не понимаем.

Допустим, мы будем знать природу сил, действующих между двумя нуклонами. Но в ядре эти силы перенормируются, и существенно. Даже для ядерной материи пока такую перенормировку последовательно делать мы не умеем. Однако практика показывает, что для большого числа эффектов в ядре достаточно качественного понимания ситуации с взаимодействием. Тогда, написав общий вид эффективного взаимодействия с соответствующим набором параметров, можно провести вычисление этих эффектов и определить параметры. Популярным стало использование взаимодействия типа Скирма. Параметры сил Скирма определяются из расчетов методом Хартри — Фока основных свойств ядер, которые зависят только от некоторых средних характеристик взаимодействия между частицами ядра. К таким величинам относятся энергии связи, массовое распределение, одночастичные спектры и др. Но силы Скирма применимы для спиновонасыщенных систем ($I = 0$) и не пригодны для расчетов ядерных двух- и трехчастичных спектров. Попытки найти эффективное взаимодействие конечного радиуса для валентных нуклонов пока не дали удовлетворительных результатов. Однако накоплен богатый материал об эффективном взаимодействии между валентными нуклонами. В частности, довольно надежно определяются параметры центральных сил, их спиновая и изоспиновая структура. Много данных имеется относительно вклада тензорных и спин-орбитальных сил. Поэтому хотя предстоит еще большая работа, но нет сомнений, что искомое эффективное взаимодействие (в удобном для расчетов виде и физически обоснованное) будет найдено.

Из всего рассмотренного выше следует, что ядерная физика быстро развивается, и мы с большим оптимизмом можем смотреть в будущее. Конечно, возможности ядерной физики будут быстро расти, возникнут новые перспективные направления, которые сейчас трудно предсказать, и в науке о ядре будут написаны новые блестящие страницы.

Автор выражает благодарность Ю. Н. Новикову и Л. Л. Франкфурту за обсуждение и ценные замечания.

Ленинградский институт ядерной физики
им. Б. П. Константинова АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Bromley D. A.— *Physica Scripta*, 1979, v. 19, p. 204.
2. Hagberg E., Hansen P. G. et al.— *Phys. Rev. Lett.*, 1977, v. 39, p. 792.
3. Bohr A., Mottelson B. R.— *Physica Scripta*, 1974, v. 10, p. 13.
4. Cohen S., Plasil F., Swiatecki W. J.— *Ann. Phys.*, 1974, v. 82, p. 557.
5. Hausser O., Mahnke H. E., et al.— *Phys. Rev. Lett.*, 1980, v. 44, p. 132.
6. Bohr A., Mottelson B. R.— *Phys. Today*, June 1979, p. 25.
7. Bjornholm S.— In: *Proc. of Intern. Symposium on Extreme States.*— Dresden, 1980.
8. Hilton R. R., Mang H. D.— *Phys. Rev. Lett.*, 1979, v. 43, p. 1979.
9. Zelevinsky V. G. Nordita preprint, N 39.— 1979.
10. Bromley D. A.— In: *Nuclear Molecular Phenomena* — Amsterdam: North-Holland, 1978. См. также: УФН, 1980, т. 131, с. 695.
11. Siwek-Wilczynska K., van Voorthuysen E. H. et al.— *Nucl. Phys. Ser. A*, 1979, v. 330, p. 150.
12. Koontz R. W., Chagn C. C. et al.— *Phys. Rev. Lett.*, 1979, v. 43, p. 1862.
13. Borsea C., Gierelik E., Kalpakchieva R., Oganessian Yu. Ts., Penionzhkevich Yu. E.— *Phys. Lett. Ser. B* (in press).