

нием ниж. уровня) $2p-1s$ в атомах от ^3He до ^{24}Mg ; $3d-2p$ -переходов от ^{24}Mg до ^{84}Kr ; а также переходов $4f-3d$ и $5g-4f$ в широком диапазоне элементов позволяют сформулировать особенности π^- -атома: сдвиги $1s$ -уровней отрицательны, т. е. отвечают отталкиванию пиона от ядра, сдвиги всех уровней с более высокими

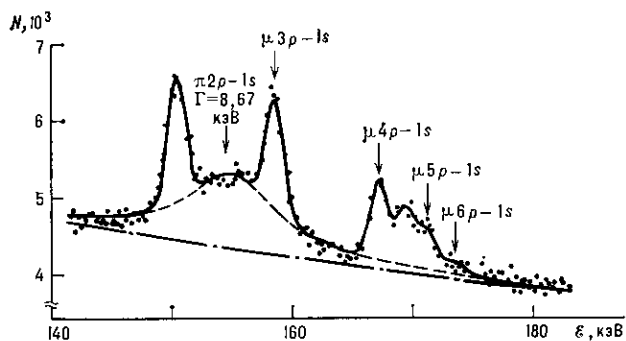


Рис. 1. Рентгеновский спектр пионного атома ^{13}O при энергиях ϵ вблизи линии $2p \rightarrow 1s$ (приняты обозначения, обычные для атомных спектров).

l положительны, т. е. соответствуют притяжению. Такое поведение описывают введением нелокального оптич. потенциала пион-ядерного взаимодействия, содержащего зависимость от скорости π^- [1, 2]. Теоретич. соображения приводят к выводу о том, что сдвиги энергии $\Delta\epsilon$ и ширины Γ состояний с орбитальным моментом l должны возрастать с ат. номером Z пропорционально $Z^{4(2l+3)/2}$, что приближённо выполняется (рис. 2). Теория, как правило, даёт хорошее

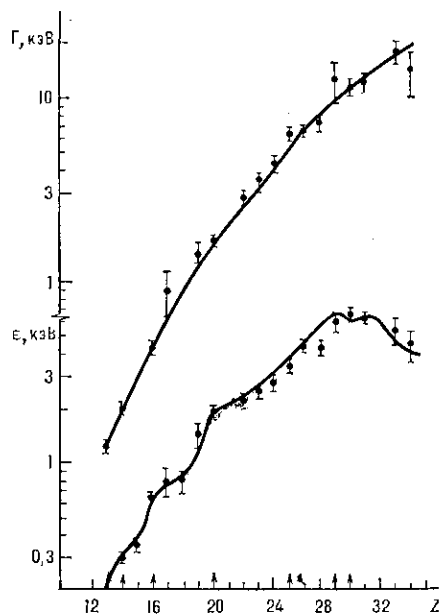


Рис. 2. Сравнение экспериментальных и теоретических значений сдвигов ϵ и ширины Γ $2p$ -уровней пионных атомов (теоретические точки соединены линиями).

описание наблюдающихся сдвигов и ширины $1s$ -, $2p$ -, $3d$ - и $4f$ -уровней, за исключением легчайших атомов и (в ряде случаев) атомов с максимальным Z , при к-ром наблюдается соответствующая линия (т. е. в атоме с Z , на 1 большим, пион просто не доходит до соответствующего состояния, т. к. захватывается ядром с более высокой орбиты). Прецизионное определение массы пиона, к-рая входит как параметр в Φ -лу для энергии уровня, по энергиям переходов $5g-4f$ и $6h-5g$, даёт значение $m_{\pi^-} = 139,568 \pm 0,002$ МэВ (см. *Пионы*).

Эксперим. изучение каонных атомов, с одной стороны, затруднено из-за меньшей интенсивности имеющих пучков медленных каонов, а с другой — облег-

чено тем, что в K^- -атомах сдвиги и уширение уровней гораздо большие, чем в π^- . Это — следствие большой интенсивности каон-нуклонного взаимодействия при низких энергиях по сравнению с пион-нуклонным. Теоретич. интерпретация эксперим. данных по каонным атомам (от H до U) затруднена наличием близкого подпорогового резонанса Λ (1405) в системе K^-p и сильным поглощением каона свободным нуклоном [2]. Наличие anomalно большого сдвига $2p$ -уровня в А. а. $K^-^4\text{He}$ указывает на возможность существования в этой системе слабосвязанного ядерного p -состояния. Точное значение массы каона, полученное из измерений рентг. спектров высоких переходов каонных атомов, $m_{K^-} = 493,664 \pm 0,018$ МэВ.

Пучки Σ -гиперонов нельзя создать вследствие очень короткого времени жизни ($1,5 \cdot 10^{-10}$ с) Σ -гиперона. Однако Σ -гиперонные атомы могут образовываться во вторичных взаимодействиях при торможении K^- в мишени. Эксперим. данные по сдвигам и ширинам уровней Σ^- -гиперонных атомов (с 1978) пока скудны (ок. 10 переходов в ядрах от C до Ba). Из расщепления атомного уровня на подуровни тонкой структуры определён магн. момент Σ^- -гиперона ($-1,48 \pm 0,37$ ядерных магнетонов).

Изучение антипротонных атомов началось в 1970, точность измерений $\Delta\epsilon$ и Γ уровней мала, что обусловлено слабой интенсивностью антипротонных пучков. Качеств. скачок в точности результатов ожидается от экспериментов на установке LEAR (ЦЕРН), к-рая даёт пучки антипротонов низкой энергии с интенсивностью 10^6 $\bar{p}/\text{с}$. Исследования антипротонных атомов, в первую очередь системы $\bar{p}p$, позволяют выяснить возможность существования квазидерных связанных состояний в системе нуклон-антинуклон (см. *Барионы* [3]). Масса антипротона из измерений рентг. спектров $m_{\bar{p}} = 938,202 \pm 0,036$ МэВ, что согласуется с массой протона. По тонкому расщеплению уровней найден магн. момент антипротона, равный $2,795 \pm 0,019$ ядерного магнетона, что также согласуется с магн. моментом протона (2,793 ядерного магнетона).

Изучение А. а. может дать информацию о поляризуемости адрона, у к-рого в сильном электр. поле на атомной орбите появляется наведённый дипольный момент, что приводит к доп. сдвигу уровня энергии. Верхняя оценка поляризуемости каона $0,02$ fm^2 .

Лит.: 1) Бакенштосс Г., Пионные атомы, пер. с англ., «УФН», 1972, т. 107, с. 405; 2) Бетти С. Дж., Экзотические атомы, «ЭЧАЯ», 1982, т. 13, с. 164; 3) Шапиро И. С., Ядра из барионов и антибарионов, «УФН», 1978, т. 125, с. 577; 4) Бархольд Э., Экзотические атомы, пер. с англ., «УФН», 1972, т. 106, с. 528. В. М. Колыбасов.

АДРОНЫ (от греч. *hadróns* — большой, сильный; термин предложен Л. Б. Окунем в 1967) — частицы, участвующие в сильном взаимодействии. К А. относятся все барионы (в т. ч. нуклоны — протон и нейтрон) и мезоны. А. обладают сохраняющимися в процессах сильного взаимодействия квантовыми числами: странностью, очарованием, красотой и др. Близкие по массе А., имеющие одинаковые значения указанных квантовых чисел, а также барионного числа и спина могут быть объединены в изотопические мультиплеты, включающие в себя А. с разл. электр. зарядами. Изотопич. мультиплеты, отличающиеся только значением странности, могут быть, в свою очередь, объединены в более обширные группы частиц — супермультиплеты группы $SU(3)$.

В свободном состоянии все А. (за исключением, возможно, протона) нестабильны. Те из них, к-рые распадаются благодаря сильному взаимодействию, имеют характерное время жизни порядка 10^{-22} — 10^{-23} с и наз. резонансами (исключение — т. н. векторные мезоны со скрытым очарованием: J/ψ , ψ' или со скрытой красотой: γ , γ' , γ'' , время жизни к-рых $\sim 10^{-20}$ с). А., распадающиеся за счёт слабого или эл.-магн. взаимодействия, условно наз. стабильными, поскольку их