

## ПЕРВОЕ ИЗМЕРЕНИЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ $\Sigma^-$ -АТОМОВ С ПОМОЩЬЮ КРИСТАЛЛ-ДИФРАКЦИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА

*М.П.Гурьев, А.С.Денисов, А.В.Желамков, Ю.М.Иванов, П.М.Левченко,  
В.Д.Малахов, А.А.Петрунин, Ю.П.Платонов, А.Г.Сергеев,  
А.И.Смирнов, В.М.Суворов, О.Л.Федин*

*Петербургский институт ядерной физики им.Б.П.Константинова РАН  
188350 Гатчина, Ленинградская обл., Россия*

Поступила в редакцию 5 марта 1993 г.

На протонном синхротроне ИФВЭ с помощью кристалл-дифракционного спектрометра по Кошуа измерены интенсивность и энергия  $5g-4f$ -перехода  $\Sigma^-$ - $^{12}\text{C}$ -атома. Определена масса  $\Sigma^-$ -гиперона. Получено значение  $(1197,417 \pm 0,040)$  МэВ/ $c^2$ . Оно прекрасно согласуется со значением массы, полученным из исследований распадов гиперонов, и немного расходится с экспериментом на тяжелых  $\Sigma^-$ -атомах в BNL. Продемонстрирована перспективность изучения  $\Sigma^-$ -атомов кристалл-дифракционным методом с использованием мишени, облучаемой пучком протонов высокой энергии.

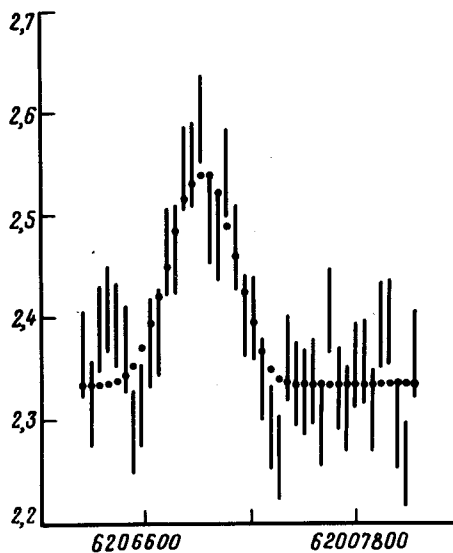
Все известные эксперименты по изучению  $\Sigma^-$ -атомов были выполнены на вторичных пучках  $K^-$ -мезонов с помощью полупроводниковых спектрометров. Экспериментальная методика основывалась на том факте, что при ядерном поглощении остановившегося в веществе  $K^-$ -мезона с заметной вероятностью ( $\approx 0,08$ ) образуется  $\Sigma^-$ -гиперон, который после замедления захватывается на атомную орбиту <sup>1</sup>. Таким методом, хотя и весьма грубо, были определены сдвиги и ширины ряда переходов для нескольких ядер <sup>2</sup>. Дальнейшее исследование сильного гиперон-ядерного взаимодействия в  $\Sigma^-$ -атомах на этом прекратилось из-за слабой интенсивности излучения и сложных фоновых условий.

Одна из возможностей обойти указанную трудность связана с использованием кристалл-дифракционной методики, в которой источником излучения служит мишень, облучаемая первичным пучком протонов высокой энергии <sup>3</sup>. Отсутствие данных по рождению медленных гиперонов очень затрудняет теоретические оценки ожидаемой интенсивности излучения, но проведенные нами измерения показали, что эта возможность реальна. Для измерений был выбран  $5g-4f$ -переход  $\Sigma^-$ - $^{12}\text{C}$ -атома, имеющий энергию  $\approx 23,4$  кэВ. В качестве реперных использованы  $K_{\alpha 1}$ -линия серебра с энергией  $\approx 22,1$  кэВ и  $K_{\alpha 2}$ -линия олова с энергией  $\approx 25,0$  кэВ. Контрольным послужило измерение  $4d-2p$ -перехода  $\pi^-$ - $^{12}\text{C}$ -атома с энергией  $\approx 24,8$  кэВ.

Эксперимент выполнен в ИФВЭ. Установка представляла фокусирующий кристалл-дифракционный спектрометр по Кошуа <sup>3</sup>. Источниками исследуемого и реперного излучения служили мишени, облучавшиеся медленно выведенным 70 ГэВ протонным пучком. Интенсивность пучка составляла в среднем около  $4 \cdot 10^{12}$  протонов за цикл работы ускорителя ( $\approx 9$  с). Мишени имели длину по пучку  $\approx 17$ , высоту  $\approx 10$  и ширину  $\approx 3$  см. Длина и высота соответствовали размерам поля зрения многощелевого коллиматора, расположенного между мишенью и изогнутым кристаллом перпендикулярно оси протонного пучка,

ширина определялась длиной поглощения рентгеновского излучения изучавшегося диапазона. Для генерации излучения  $\Sigma^- -^{12}\text{C}$ - и  $\pi^- -^{12}\text{C}$ -атомов была применена слоеная мишень из графита с плотностью  $2,1 \text{ г/см}^3$ , меди и молибдена. Слои меди и молибдена имели вспомогательное значение, повышая эффективность мишени (молибден служил для ослабления мягкого тормозного излучения, составлявшего основной источник фона, а медь – для увеличения выхода гиперонов). Генерация калибровочного рентгеновского излучения осуществлялась с помощью мишеней, содержащих олово и серебро.

Рентгеновское излучение, возбужденное в мишени, проходило через коллиматор, дифрагировало на цилиндрически изогнутой с радиусом кривизны  $5 \text{ м}$  кварцевой пластине толщиной  $1,1 \text{ мм}$ , рабочей площадью  $80 \times 80 \text{ мм}^2$  и отражающими плоскостями  $130$ , нормальными большим граням, и регистрировалось  $\text{Ge(Li)}$ -детектором. Ширина приборной линии равнялась  $14''$  (упругая квазимозаика  $12''$ , ширина приемной щели  $0,35 \text{ мм}$ ), что соответствовало энергетическому разрешению  $7,1 \text{ эВ}$  при энергии излучения  $23,4 \text{ кэВ}$ . Светосила установки при этой энергии равнялась  $\approx 2 \cdot 10^{-9}$ . Определение углового положения кристалла осуществлялось с помощью оптического интерферометра с ценой отсчета  $\approx 0,04''$ .



Левый рефлекс  $5g - 4f$ -линии  $\Sigma^- -^{12}\text{C}$ -атома. По оси абсцисс отложены показания интерферометра, по оси ординат – счет детектора, нормированный на  $10^{12}$  протонов. Вертикальными штрихами показаны экспериментальные значения с ошибкой, точками – результат фита

У всех линий из двух рефлексов (правого и левого), отвечавших симметричному относительно плоскостей кварца отражению, был измерен более интенсивный левый рефлекс (различие интенсивностей составляло около  $10\%$  и было обусловлено динамическими эффектами дифракции). Набор данных проводился чередованием измерений реперных и исследуемой линий. Результат сложения накопленной статистики для левого рефлекса  $5g - 4f$ -линии  $\Sigma^- -^{12}\text{C}$  атома показан на рисунке. Там же приведена кривая, фитирующая экспериментальные данные. При фитировании рефлексов учитывались собственные ширины линий, а для гиперонного атома была учтена также не разрешенная спектрометром тонкая структура, обусловленная магнитным мо-

ментом  $\Sigma^-$ -гиперона (вычисления показали, однако, что уширение рефлекса из-за тонкой структуры статистически не значимо). Фон при фитировании рефлексов полагался плоским.

Таблица 1

Экспериментальные результаты

Линия	$\chi^2/\nu$	Положение, о.е.	Амплитуда/ $10^{12}p$	Фон/ $10^{12}p$
$AgK_{\alpha 1}$	0,90	$6271487 \pm 6$	$14,0 \pm 0,3$	$1,71 \pm 0,05$
$\Sigma^- - C$	1,05	$6206918 \pm 22$	$0,20 \pm 0,02$	$2,33 \pm 0,01$
$\pi^- - C$	0,71	$6142425 \pm 5$	$6,1 \pm 0,2$	$2,6 \pm 0,1$
$SnK_{\alpha 2}$	1,16	$6133146 \pm 4$	$178 \pm 3$	$6,5 \pm 0,5$

В табл. 1 приведены результаты обработки: значение  $\chi^2$  на степень свободы для каждой линии, положение линии в отсчетах интерферометра (оптических единицах, сокращенно о.е.), амплитуда пика и уровень фона в счетах детектора на  $10^{12}$  упавших на мишень протонов (счет детектора определялся в интервале амплитуд, соответствовавшем фотопику дифрагировавшего излучения). Интенсивность излучения  $\Sigma^-$ -атомов оказалась примерно той же величины, что и интенсивность излучения  $K^-$ -атомов<sup>3</sup>. Различие интенсивностей линий олова и серебра связано с различным устройством мишеней.

Можно показать, что расстояние между рефлексами с высокой точностью пропорционально разности длин волн. Возможное отклонение (при отсутствии aberrаций) связано с несовпадением "нулевого" положения спектрометра, отвечающего нулевому углу дифракции, с "нулевым" положением угломерного интерферометра, отвечающим минимальной разности хода интерферирующих пучков. Это несовпадение в нашем случае составляло угол  $\alpha$ , равный  $(0,69 \pm 0,02)^\circ$ . Если учесть малость  $\alpha$  и близость углов дифракции измеренных линий, то с относительной ошибкой, меньшей  $10^{-6}$ , длину волны исследуемой линии  $\lambda_x$  можно выразить через длины волн реперных линий  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , положения рефлексов  $l_x, l_1$  и  $l_2$  (линия 1 -  $AgK_{\alpha 1}$ , линия 2 -  $SnK_{\alpha 2}$ ), приборную постоянную  $C$  и межплоскостное расстояние рабочего кристалла  $d$ :

$$\lambda_x = \lambda_1 + (\lambda_2 - \lambda_1) \frac{(l_x - l_1)}{(l_2 - l_1)} \left[ 1 + \operatorname{tg} \alpha \frac{(l_2 - l_x)}{2dC} \right].$$

Значение  $d = 1,1801 \text{ \AA}$  было найдено расчетом, значение  $C \equiv \langle (l - r)/\lambda \rangle = 4286339,7 \pm 10,7$  о.е./ $\text{\AA}$  было определено путем измерения левых ( $l$ ) и правых ( $r$ ) рефлексов рентгеновских линий серебра. Значения длин волн реперных линий были скорректированы так, чтобы отразить изменения в величинах физических констант<sup>4</sup>. Длина волны  $AgK_{\alpha 1}$ -линии была пересчитана с учетом нового значения  $X$ -единицы<sup>4</sup>, основанной на длине волны  $CuK_{\alpha 1}$ -линии, и отношения  $\lambda(CuK_{\alpha 1})/\lambda(AgK_{\alpha 1})$  из<sup>5</sup>. В результате получено значение  $\lambda(AgK_{\alpha 1}) = 0,5594193(7) \text{ \AA}$ . После этого длина волны  $SnK_{\alpha 2}$ -линии была вычислена по отношению  $\lambda(AgK_{\alpha 1})/\lambda(SnK_{\alpha 2})$ , приведенному в<sup>6</sup>, и найдена равной  $\lambda(SnK_{\alpha 1}) = 0,495062(3) \text{ \AA}$ .

С помощью представленной выше формулы и соотношения между энергией и длиной волны излучения была найдена энергия  $5g - 4f$ -перехода  $\Sigma^- - {}^{12}C$ -атома:

$$E = 23420,47 \pm 0,49 \pm 0,62 \text{ эВ.}$$

Первой указана статистическая ошибка, второй – систематическая. Среднеквадратичное значение этих двух ошибок равно  $0,79$  эВ и характеризует точность определения энергии. Соответствующая относительная ошибка равна  $34 \cdot 10^{-6}$ .

Оценка систематической ошибки основана на анализе, выполненном в <sup>7</sup>, где показано, что рефлексы от неоднородных по поверхностной яркости мишеней сдвинуты из-за апертурной абберации кристалла. Абберационные сдвиги правого и левого рефлексов линии одинаковы, поэтому при определении расстояния между ними (случай симметричного измерения) сдвиги взаимно компенсируются и систематическая ошибка мала. В нашем случае (несимметричного измерения) для оценки систематической ошибки следует взять величину максимального сдвига, равную  $\approx 60$  о.е., что приводит к ошибке  $\pm 30$  о.е., которой в энергетической шкале соответствует величина  $\pm 0,62$  эВ. Правильность оценки систематической ошибки проверяется сравнением измеренных энергий  $4d-2p$ -перехода  $\pi^- -^{12}\text{C}$ -атома при симметричном и несимметричном измерениях. Для первого случая результат опубликован в <sup>3</sup> и равен  $24828,36 \pm 0,15$  эВ. Для второго случая он был получен описанным выше способом в настоящей работе и равен  $24827,67 \pm 0,29$  эВ. Разность двух значений энергии равна  $0,69 \pm 0,33$  эВ и согласуется с приведенной выше систематической ошибкой.

Расчетная энергия  $5g-4f$ -перехода  $\Sigma^- -^{12}\text{C}$ -атома (подробно вычислительная процедура описана в <sup>8</sup>) была найдена численным интегрированием уравнения Дирака с потенциалом для ядра конечных размеров, включавшим кулоновское взаимодействие, потенциал поляризации вакуума вплоть до третьего порядка и оптический потенциал сильного гиперон-ядерного взаимодействия из <sup>2</sup>. Для описания ядерной плотности использовалось двухпараметрическое распределение Ферми, значения параметров были взяты из <sup>9</sup>. Были учтены также релятивистская поправка на приведенную массу, поправки на электронное экранирование и отдачу атома. Результаты вычислений представлены в табл.2. Погрешность расчета пренебрежимо мала по сравнению с экспериментальной ошибкой.

Таблица 2

Результаты расчета энергии излучения  $5g-4f$ -перехода  $\Sigma^- -^{12}\text{C}$ -атома с  $M_{\Sigma^-} = 1197,43 \text{ МэВ}/c^2$  и  $\mu_{\Sigma^-} = -1,157$  яд. магнетонов из <sup>10</sup> (значения вкладов для компонент перехода приведены в электронвольтах)

Вклад	$5g_{7/2} - 4f_{5/2}$	$5g_{7/2} - 4f_{7/2}$	$5g_{9/2} - 4f_{7/2}$
Кулоновское взаимодействие	23328,275	23325,686	23326,483
Аномальный магнитный момент	0,894	-1,334	-0,650
Вакуумная поляризация			
$\alpha(Z\alpha)$	92,772	92,731	92,741
$\alpha^2(Z\alpha)$	0,644	0,644	0,643
$\alpha(Z\alpha)^3$	-0,013	-0,013	-0,012
Сильное взаимодействие	0,015	0,014	0,014
Релятивистская поправка	0,111	0,111	0,111
Электронное экранирование	-0,006	-0,006	-0,006
Отдача атома	-0,023	-0,023	-0,023
Сумма	23422,669	23417,810	23419,301
взвешенная с учетом стат.весов (27 : 1 : 35) энергия			23420,720

Сравнение экспериментальной и расчетной энергий показывает их совпадение в пределах ошибки (разность равна  $-0,25 \pm 0,79$  эВ). Такое хорошее согласие прежде всего подтверждает правильность интерпретации измеренной линии как излучения  $5g - 4f$ -перехода  $\Sigma^- - {}^{12}\text{C}$ -атома.

С другой стороны, полученный результат можно использовать для нового определения массы  $\Sigma^-$ -гиперона. Новое значение находится из условия равенства измеренной и расчетной энергий  $5g - 4f$ -линии и равно:

$$M_{\Sigma^-} = 1197,417 \pm 0,040 \text{ МэВ}/c^2.$$

Относительная ошибка составляет  $34 \cdot 10^{-6}$ , что в 1,5 раза меньше ошибки массы, полученной фитом всех остальных экспериментов <sup>10</sup>. Отметим, что новое значение массы совпадает со значением, найденным из исследования распадов гиперонов с помощью пузырьковой камеры <sup>11</sup>, и на  $0,115 \pm 0,070 \text{ МэВ}/c^2$  меньше значения, полученного в эксперименте с тяжелыми  $\Sigma^-$ -атомами в BNL <sup>12</sup>.

Таким образом, в результате выполнения работы доказана возможность применения кристалл-дифракционных спектрометров для исследования излучения  $\Sigma^-$ -атомов. Очевидно, что точность определения энергии линий может быть существенно улучшена применением симметричной схемы измерения и некоторым увеличением продолжительности набора статистики, а тонкая структура линии может быть разрешена за счет использования рабочих кристаллов с меньшей квазимозаикой, обеспечивающих более высокое разрешение.

Авторы благодарны проф. А.А.Воробьеву, проф. С.С.Герштейну, проф. С.П.Денисову и А.П.Бугорскому за поддержку работы, а также И.А.Рыкову и С.А.Вавилову за помощь в измерениях.

- 
1. С.Е.Wiegand, Phys.Rev.Lett. **22**, 1235 (1969).
  2. С.J.Batty et al., Phys. Lett. **74 B**, 27 (1978).
  3. А.С.Денисов, А.В.Желамков, Ю.М.Иванов и др., Письма в ЖЭТФ **54**, 557, (1991).
  4. E.R.Cohen and B.N.Taylor, Rev. Mod. Phys. **59**, 1121 (1987).
  5. J.A.Bearden et al., Phys. Rev. **135 A**, 899 (1964).
  6. J.A.Bearden, Rev. Mod. Phys. **39**, 78 (1967).
  7. Ю.М.Иванов, Измерение массы  $K^-$ -мезона с помощью кристалл-дифракционного спектрометра рентгеновского излучения каонных атомов, диссертация, 1992, Санкт-Петербург.
  8. К.Е.Кириянов, О.Л.Федин, Препринт ЛИЯФ №1016, 1984, Ленинград.
  9. C.W.de Jager and H.de Vries, ADNDT, **14**, 479, (1974).
  10. M.Aguilar-Benitez et al., Phys. Lett. **239 B**, 1 (1990).
  11. P.Schmidt, Phys. Rev. **140 B**, 1328 (1965).
  12. K.P.Gall et al., Phys. Rev. Lett. **60**, 186 (1988).