

О СВЕРХТОНКОЙ СТРУКТУРЕ КОНВЕРСИОННЫХ ЛИНИЙ

А. П. Лашко, Т. Н. Лашко

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Продолжен цикл работ по исследованию эффекта смещения конверсионных линий в ^{181}Ta . Эффект обусловлен взаимодействием электрона с магнитным моментом ядра (сверхтонкое взаимодействие) в условиях нестатистической заселенности компонент, определяемой правилами отбора по спину. Разработана методика, позволяющая измерять малые (порядка 1 эВ) смещения конверсионных линий. Впервые определена величина сверхтонкого смещения для дублета K476 - K482 в ^{181}Ta . Она составляет $4,9 \pm 2,0$ эВ и согласуется с теоретическим значением 2,6 эВ.

Введение

Эффект сверхтонкого расщепления рентгеновских уровней атома за счет взаимодействия магнитного момента ядра с током внутренней оболочки атома, обладающей одной вакансией, был предсказан Брейтом [1] в 1930 г. Лишь спустя 40 лет он был обнаружен [2, 3] в точных экспериментах, проведенных на кристалл-дифракционном спектрометре, как уширение флуоресцентных K_{α_1} -линий в европии и сурьме.

В 1977 - 1978 гг. было показано, что при К-захвате [4] и внутренней конверсии [5] возможно нестатистическое, в отличие от случая фотовозбуждения, заселение компонент сверхтонкой структуры К-уровня конечного атома. В результате возникающая рентгеновская K_{α} -линия оказывается смещенной относительно флуоресцентной на величину порядка сверхтонкого расщепления. Такое смещение довольно просто измеряется в опытах на кристалл-дифракционных спектрометрах. Первые эксперименты показали, что сдвиги рентгеновских K_{α} -линий, возбуждаемых при разрешенном К-захвате цезия [4] и при К-конверсии в празеодиме [5], находятся в хорошем согласии со смещениями, вычисленными на основе известных значений магнитных моментов ксенона и празеодима с учетом соответствующих поправок на химические, изотопические и изомерные смещения.

В работе [6] были получены выражения для смещений K_{α} -линий, сопровождающих конверсионные переходы произвольной мультипольности, что позволило по измеренному в этой же работе смещению K_{α_1} -линии ^{133}Ba , возбуждаемой в М4-переходе, определить ранее неизвестный магнитный момент возбужденного состояния 12,3 кэВ ядра ^{133}Ba .

Проведены [7 - 9] релятивистские хартри-фоковские расчеты и приведены таблицы магнитных дипольных и электрических квадрупольных сверхтонких констант К-, L_{1-3} -уровней для всех ядер с атомными номерами от $Z = 10$ до 100. Эти расчеты обладают высокой точностью ввиду максимальной простоты атомной системы (атом с одной дыркой в К-или L-оболочке), что является преимуществом данного метода по сравнению с известными методами определения моментов во внешних полях или по оптической сверхтонкой структуре.

Основной трудностью, ограничивающей применение рентгеновских кристалл-дифракционных спектрометров для измерений ядерных моментов, является необходимость выделения именно той рентгеновской линии, которая сопровождает исследуемый ядерный переход. Поэтому эксперименты проведены лишь на ядрах с простейшими схемами распада [4 - 6, 10 - 11]. Применение метода совпадений в данном случае затруднено малой светосилой кристалл-дифракционных приборов. Указанные трудности естественным образом устраняются, если измерять энергии конверсионных линий, которые испытывают те же смещения, что и рентгеновские уровни, но с противоположным знаком.

Выбор объекта исследования

Используя результаты работы [6], выражение для смещения конверсионных К-линий можно записать в виде

$$\delta E_K = -\Delta_K \frac{(I_0 - I)(I_0 + I + 1) - L(L + 1)}{2L(2I + 1)} \cdot \frac{1 - Lr/(L + 1)}{1 + r}, \quad (1)$$

где I_0 и I – спины начального и конечного состояний ядра; L – мультипольность перехода; $r = |M_{\chi_2}|^2 / |M_{\chi_1}|^2$, $|\chi_1| < |\chi_2|$; M_χ – парциальный конверсионный матричный элемент; $\chi = (l - j)(2j + 1)$, $j = |\chi| - 1/2$, $l = j \pm 1/2$, l и j – орбитальный и полный моменты электрона; Δ_K – величина сверхтонкого расщепления для К-уровня:

$$\Delta_K = \alpha E_0 \left(\frac{m_e}{m_p} \right) \mu_I \frac{2I + 1}{I} \cdot \frac{2(\alpha Z)^3}{3\gamma(2\gamma - 1)} (1 - \varepsilon_e - \varepsilon_m), \quad (2)$$

где α – постоянная тонкой структуры; Z – зарядовое число ядра; $\gamma = [1 - (\alpha Z)^2]^{1/2}$; m_e/m_p – отношение масс электрона и протона; $E_0 = m_e c^2$ – энергия покоя электрона; μ_I – магнитный момент ядра в ядерных магнетонах; ε_e и ε_m – поправки, учитывающие распределения зарядовой плотности и плотности намагниченности по объему ядра.

Знак минус перед выражением (1) возникает из-за того, что приращения энергий конверсионного электрона и рентгеновского кванта имеют противоположные знаки.

Аналогичные выражения можно записать также для смещения конверсионных L_1 - и L_2 -линий.

Сверхтонкое смещение конверсионных линий очень мало, поэтому определить его из простого сравнения энергий К-линий и γ -квантов достаточно сложно. Разработанная нами методика измерения малых смещений конверсионных линий заключается в следующем. Мы сравниваем разности энергий К-линий (ΔE_K) двух близлежащих переходов с аналогичными разностями для L-линий (ΔE_L) или γ -лучей (ΔE_γ). Так как для L-линий эффект смещения должен быть примерно на порядок меньше [7], то им можно пренебречь (или приблизительно учесть) и считать, что значение разности ($\Delta E_K - \Delta E_L$), также как и ($\Delta E_K - \Delta E_\gamma$), определяет величину относительного смещения К-линий. Этот подход позволяет в значительной степени избавиться от большинства систематических ошибок и получить достоверные результаты.

Из выражения (1) следует, что эффект сверхтонкого смещения конверсионных К-линий наиболее ярко выражен при существенном отличии величины r от единицы. При не очень высоких энергиях это имеет место для переходов М1-мультипольности. В этом случае $|M_{\chi_1}| \gg |M_{\chi_2}|$ и $r \ll 1$.

Отсюда также видно, что множитель, учитывающий зависимость сдвига конверсионных линий от спинов

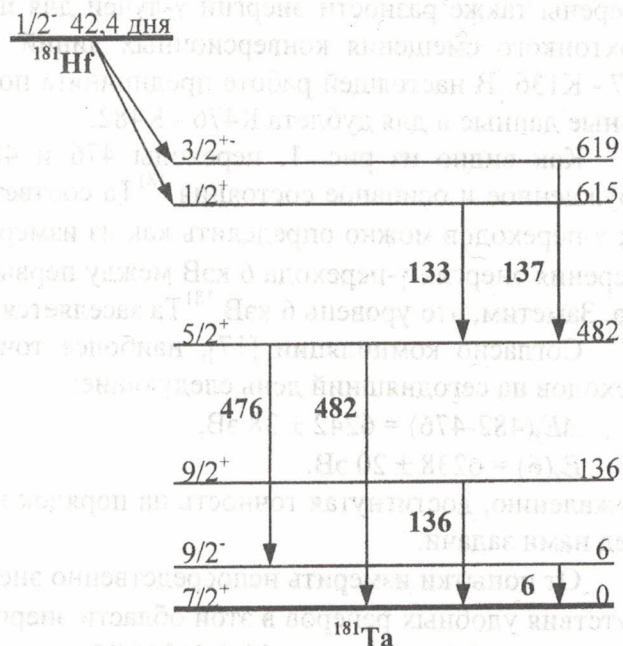


Рис. 1. Фрагмент схемы распада ^{181}Hf .

начального и конечного состояний ядра, может менять знак в зависимости от соотношений между входящими в него величинами. Сомножитель, определяющий зависимость смещения от парциальных конверсионных матричных элементов, также может менять знак в зависимости от мультипольности перехода. Так, например, при E2-переходах $|M_{\lambda_2}| \gg |M_{\lambda_1}|$, $r \gg 1$ и сомножитель меняет знак относительно сомножителя для M1-перехода.

Можно попытаться подобрать такие переходы, для которых смещения имели бы противоположные знаки и, следовательно, общее изменение разности энергий между конверсионными линиями было бы большим. Наиболее подходящими для этой цели оказались дублеты 133 - 137, 136 - 137 и 476 - 482 кэВ в ^{181}Ta . Фрагмент схемы распада ^{181}Hf представлен на рис. 1.

В табл. 1 приведены характеристики исследуемых переходов и ожидаемые сдвиги конверсионных K-, L₁- и L₂-линий, рассчитанные нами по формуле (1). Значения магнитных дипольных сверхтонких констант K-, L₁- и L₂-уровней взяты из работы [7], парциальные конверсионные матричные элементы вычислены для нас М. А. Листенгартеном по программам [12].

Таблица 1. Характеристики исследуемых переходов и ожидаемые сдвиги конверсионных K-, L₁- и L₂-линий в ^{181}Ta

Переход	I ₀	I	L	μ _i , я. м.	ΔE _K , эВ	ΔE _{L₁} , эВ	ΔE _{L₂} , эВ
133	1/2+	5/2+	E2	3.24	-0.83	-0.13	+0.053
136	9/2+	7/2+	M1	2.37	-0.76	-0.10	-0.032
137	3/2+	5/2+	M1	3.24	+1.45	+0.19	+0.062
476	5/2+	9/2-	M2	5.33	+2.01	+0.27	+0.088
482	5/2+	7/2-	E2	2.37	-0.40	-0.044	+0.022

Примечание. Характеристики переходов взяты из работы [13], небольшие примеси других мультипольностей при расчете смещений линий не учитывались.

Результаты и обсуждение

Ранее нами были выполнены измерения разности энергий K- и L-линий для переходов 133, 136 и 137 кэВ, а также разности энергий K-линий переходов 476 и 482 кэВ [14 - 15]. Измерены также разности энергий γ-лучей для переходов 133, 136 и 137 кэВ [16]. Эффект сверхтонкого смещения конверсионных линий наблюдали для дублетов K137 - K133 и K137 - K136. В настоящей работе предпринята попытка получить недостающие экспериментальные данные и для дублета K476 - K482.

Как видно из рис. 1, переходы 476 и 482 кэВ разряжают уровень 5/2⁺ в первое возбужденное и основное состояния ^{181}Ta соответственно. Следовательно, разность энергий этих γ-переходов можно определить как из измерения их энергий, так и непосредственно из измерения энергии γ-перехода 6 кэВ между первым возбужденным и основным состояниями ^{181}Ta . Заметим, что уровень 6 кэВ ^{181}Ta заселяется также и в распаде ^{181}W .

Согласно компиляции [17], наиболее точные значения энергий интересующих нас переходов на сегодняшний день следующие:

$$\Delta E_{\gamma}(482-476) = 6242 \pm 38 \text{ эВ},$$

$$E_{\gamma}(6) = 6238 \pm 20 \text{ эВ}.$$

К сожалению, достигнутая точность на порядок ниже требуемой для решения поставленной перед нами задачи.

От попытки измерить непосредственно энергию γ-перехода 6 кэВ мы отказались из-за отсутствия удобных реперов в этой области энергий. На γ-спектрометре, включающем в себя планарный HPGe-детектор GLP-36360/13 с разрешением 580 эВ на γ122 кэВ ^{57}Co и многоканальный буфер 919 SPECTRUM MASTER фирмы ORTEC, были измерены разности

энергий γ -переходов 482 и 476 кэВ в распаде ^{181}Hf . В качестве реперных использовали γ -линии 468 и 484 кэВ из распада ^{192}Ir , энергии которых известны с высокой точностью [18].

На рис. 2 приведен участок γ -спектра, содержащий линии γ 476 и γ 482 из распада ^{181}Hf , а также γ 468, γ 484 и γ 489 из распада ^{192}Ir .

Как видно из рисунка, все линии находятся достаточно близко друг от друга и в то же время хорошо разрешаются в спектре, что позволяет получить прецизионные данные об их энергиях и интенсивностях.

Обработку проводили по программам [19], в основе которых лежит метод вписывания "приборной" линии в интересующий участок спектра. Этот метод позволяет с высокой точностью определить энергии и интенсивности компонентов при несимметричной форме линий и их перекрытии. Правильность обработки контролировали посредством измерений γ -спектров на источниках с различными удельными активностями ^{181}Hf и ^{192}Ir .

Детально исследована функциональная зависимость калибровки γ -спектрометра по энергии. Установлено, что отклонение от линейности не превышает $3 \cdot 10^{-5}$ для области 295 - 612 кэВ. Чтобы свести к минимуму возможные систематические ошибки, измерения проводили сериями при различных коэффициентах усиления и разных ширинах канала (4096 и 8192 уровня квантования входного сигнала). Всего было выполнено 18 серий измерений, аналогичных представленному на рис. 2. Полученные значения разности энергий γ 476 и γ 482 кэВ хорошо согласуются между собой.

Измерения спектров электронов внутренней конверсии выполнены на магнитном β -спектрометре типа $\pi\sqrt{2}$ с железным ярмом и радиусом равновесной орбиты 50 см. Снималась зависимость скорости счета импульсов (электронов) от приложенного напряжения между источником и камерой спектрометра, при этом магнитное поле оставалось постоянным и стабилизировалось в трех точках вдоль радиуса методом ядерного магнитного резонанса. Система стабилизации обеспечивает стабильность поля спектрометра около 10^{-5} в течение суток. Высокое напряжение, подаваемое на источник, также стабилизируется с относительной точностью $5 \cdot 10^{-5}$.

Регистрация осуществлялась двумя счетчиками Гейгера - Мюллера, включенными в схему совпадений. Измерения проводились короткими сериями путем многократного сканирования по спектру в обоих направлениях. Одиночные спектры и спектры совпадений накапливались в запоминающем устройстве с последующей передачей в ЭВМ для обработки.

Разрешение спектрометра составляет 0,03 % по импульсу при телесном угле 0,07 % от 4 π . Характеристики спектрометра позволяют определять относительные интенсивности конверсионных линий с точностью до 1 % и разности энергий между ними с точностью лучше 1 эВ.

На рис. 3 приведен участок спектра электронов внутренней конверсии переходов 476 и 482 кэВ на К-оболочке ^{181}Ta . Чтобы получить примерно одинаковую статистическую точность, при наборе спектра для сильных и слабых линий использовали разные экспозиции.

Количество отсчетов

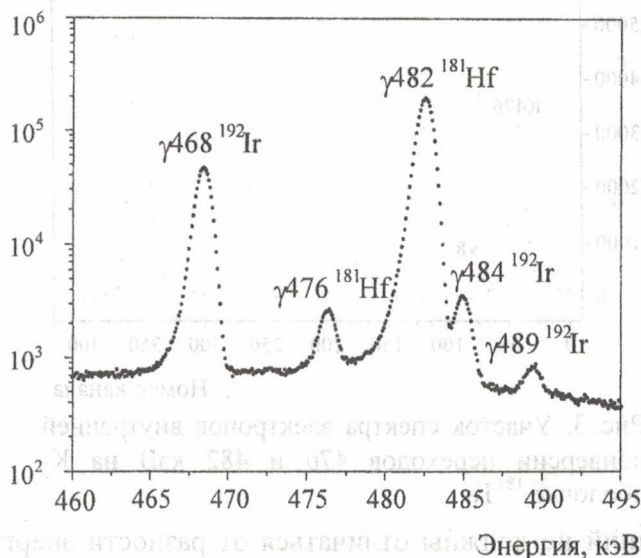


Рис. 2. Участок γ -спектра, содержащий линии γ 476 и γ 482 из распада ^{181}Hf , а также γ 468, γ 484 и γ 489 из распада ^{192}Ir .

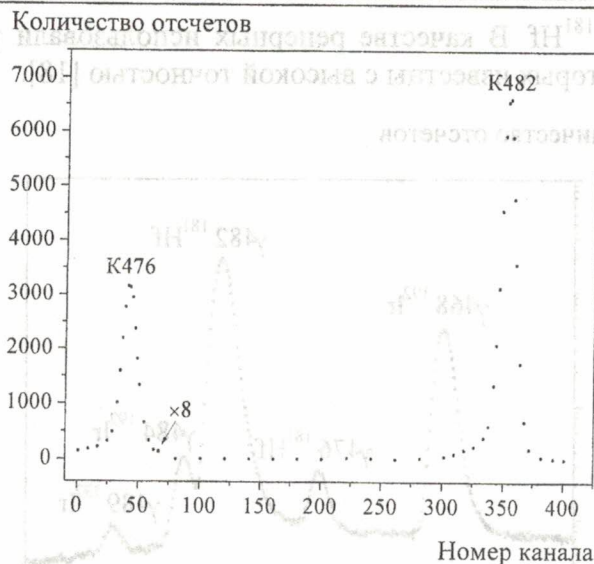


Рис. 3. Участок спектра электронов внутренней конверсии переходов 476 и 482 кэВ на К-оболочке ^{181}Ta .

Результаты измерений, совместно с данными работ [14 - 16], представлены в табл. 2. В двух последних колонках таблицы приведены экспериментальные и теоретические значения относительных смещений К- и L-линий. В качестве неопределенностей экспериментальных значений использованы либо весовая погрешность, либо погрешность разброса в зависимости от того, какая из них оказалась больше.

При определении относительного положения линий особое значение приобретает величина неконтролируемой систематической ошибки измерений. Смещения линий K133 и K136 близки по величине и имеют одинаковые знаки (см. табл. 1), поэтому разности энергий их К-

линий не должны отличаться от разности энергий их L-линий. Этот дублет использовался нами в качестве контрольного для проверки правильности методики эксперимента.

Таблица 2. Разности энергий К- и L-линий внутренней конверсии и γ -линий для некоторых близколежащих γ -переходов ^{181}Ta

Дублет	ΔE_K , эВ	Дублет	ΔE_L , ΔE_γ , эВ	Относительное смещение К-линий ($\Delta E_K - \Delta E_L$), ($\Delta E_K - \Delta E_\gamma$), эВ	
				эксперимент	теория
K136 - K133	3192,6(3)	L ₁ 136 - L ₁ 133	3193,3(5)	-0,7(6)	+0,04
		L ₃ 136 - L ₃ 133	3192,3(4)	+0,3(5)	+0,07
K137 - K133	3798,4(3)	L ₂ 137 - L ₂ 133	3794,2(20)	+4,2(20)	+2,27
		γ 137 - γ 133	3794,0(9)	+4,4(9)	+2,28
K137 - K136	605,7(3)	L ₂ 137 - L ₂ 136	601,8(21)	+3,9(21)	+2,12
		γ 137 - γ 136	601,4(9)	+4,3(9)	+2,21
K482 - K476	6217,1(13)	γ 482 - γ 476	6222,0(15)	-4,9(20)	-2,40

Из табл. 2 следует, что это различие ($\Delta E_K - \Delta E_L$) составляет $(-0,7 \pm 0,6)$ эВ для ($\Delta E_K - \Delta E_{L_1}$) и $(0,3 \pm 0,5)$ эВ для ($\Delta E_K - \Delta E_{L_3}$), среднее взвешенное значение ($\Delta E_K - \Delta E_L$) = $(-0,1 \pm 0,5)$ эВ.

Эффект наблюдается для дублетов K137 - K133, K137 - K136 и K476 - K482. Величина и знак относительных смещений конверсионных линий согласуются с теоретическими расчетами.

Заключение

Проведенные исследования убедительно свидетельствуют о том, что сверхтонкие смещения конверсионных линий уже сегодня доступны для измерений на имеющейся аппаратуре, если следовать разработанной нами методике. Учитывая достигнутую точность измерений и ожидаемые смещения в зависимости от величины магнитных моментов ядер и их порядкового номера Z, можно предположить, что наиболее благоприятные условия для исследований складываются для ядер с $Z > 70$ и магнитных моментов $\mu_I > 2$ я.м.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Breit G. Possible effects of nuclear spin on X-ray terms // Phys. Rev. - 1930. - Vol. 35. - P. 1447 - 1451.
2. Рыльников А.С., Иванов Г.А., Марушенко В.И. и др. Изотопический эффект сверхтонкого уширения рентгеновских линий // Письма в ЖЭТФ. - 1970. - Т. 12. - С. 128 - 131.
3. Рыльников А.С., Егоров А.И., Иванов Г.А. и др. Эффект сверхтонкого уширения рентгеновских линий // ЖЭТФ. - 1972. - Т. 63. - С. 53 - 62.
4. Borchert G.L., Hansen P.G., Jonson B. et al. Shifts in xenon KX-ray energies following electron-capture beta decay and the role of nuclear hyperfine structure // Phys. Lett. - 1977. - Vol. A63. - P. 15 - 18.
5. Егоров А.И., Родионов А.А., Рыльников А.С. и др. Эффект смещения рентгеновских линий, возбуждаемых при внутренней конверсии, обусловленный сверхтонким взаимодействием // Письма в ЖЭТФ. - 1978. - Т. 27. - С. 514 - 517.
6. Грушко А.И., Кирьянов К.Е., Мифтахов Н.М. и др. Эффект сверхтонкого смещения рентгеновских линий, возбуждаемых при внутренней конверсии // ЖЭТФ. - 1981. - Т. 80. - С. 120 - 126.
7. Родионов А.А., Федоров В.В., Банд И.М., Тржасковская М.Б. Расчет сверхтонкой структуры рентгеновских уровней атомов. - Л., 1988. - 31 с. - (Препр. / ЛИЯФ; № 1364).
8. Родионов А.А., Федоров В.В. Сверхтонкое смещение рентгеновских уровней, возбуждаемых при внутренней конверсии // ЖЭТФ. - 1988. - Т. 94. - С. 114 - 124.
9. Fedorov V.V., Rodionov A.A. Hyperfine displacement of atomic levels excited by internal conversion and the following X-ray cascade // Phys. Lett. A. - 1989. - Vol. 136. - P. 306 - 311.
10. Мифтахов Н.М., Рыльников А.С., Смирнов Ю.П., Федоров В.В. Всплывание дырки в электронной оболочке атома и энергия рентгеновской линии, возбуждаемой при конверсионном каскаде // Письма в ЖЭТФ. - 1984. - Т. 40. - С. 61 - 62.
11. Мифтахов Н.М., Родионов А.А., Смирнов Ю.П., Федоров В.В. Измерения магнитных моментов ядер ^{114}In , ^{123}Te , ^{125}Te , ^{133}Ba , ^{135}Ba , ^{191}Os // Вопросы точности в ядерной спектроскопии. - Вильнюс, ИФ Лит. АН, 1990. - С. 55 - 59.
12. Банд И.М., Тржасковская М.Б. Комплекс программ RAINE "Релятивистский атом. Взаимодействие электромагнитного излучения и ядра с электронами атома". - Л., 1977. - 29 с. - (Препр. / ЛИЯФ; № 300).
13. Lederer C.M., Shirley V.S. Table of isotopes. - N.Y., J. Wiley, 1978. - 1632 p.
14. Булгаков В.В., Киришук В.И., Купряшкин В.Т. и др. Исследование распада ^{181}Hf // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1988. - Т. 52, № 1. - С. 32 - 36.
15. Киришук В.И., Лашко А.П., Стрильчук Н.В., Феоктистов А.И. Эффект сверхтонкого смещения конверсионных линий в ^{181}Ta // Там же. - 1990. - Т. 54, № 9. - С. 1830 - 1832.
16. Купряшкин В.Т., Лашко А.П., Остапенко Б.В. и др. Определение разности значений энергии переходов γ_{133} , γ_{136} и γ_{137} в ^{181}Ta // Изв. РАН. Сер. физ. - 1994. - Т. 58, № 1. - С. 43 - 46.
17. Firestone R.B. and Shirley V.S. Table of Isotopes. CD ROM Edition. - Wiley Interscience, 1996.
18. Helmer R. G., Van der Leun C. Recommended standards for γ -ray energy calibration (1999) // Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. - 2000. - Vol. A450. - P. 35 - 70.
19. Булгаков В.В., Гаврилюк В.И., Лашко А.П. и др. Магнитный бета-спектрометр высокого разрешения ИЯИ АН УССР. - Киев, 1986. - 48 с. - (Препр. / АН УССР. Ин-т ядерных исслед.; КИЯИ-86-33).

ПРО НАДТОНКУ СТРУКТУРУ КОНВЕРСІЙНИХ ЛІНІЙ

А. П. Лашко, Т. М. Лашко

Продовжено цикл робіт із дослідження ефекту зсуву конверсійних ліній у ^{181}Ta . Ефект обумовлений взаємодією електрона з магнітним моментом ядра (надтонка взаємодія) в умовах нестатистичної заселеності компонент, зумовленої правилами добору по спіну. Розроблено методику, що дає змогу вимірювати малі (порядку 1 еВ) зсуви конверсійних ліній. Уперше визначено величину надтонкого зсуву для дублету K476 - K482 у ^{181}Ta . Вона становить $4,9 \pm 2,0$ еВ й узгоджується з теоретичним значенням 2,6 еВ.

ABOUT HYPERFINE STRUCTURE OF CONVERSION LINES

A. P. Lashko, T. N. Lashko

Series of works on research of conversion line shift effect in ^{181}Ta was continued. The effect is caused by the electron interaction with the magnetic moment of the nucleus (hyperfine interaction) under the condition of nonstatistical population of the components determined by the spin selection rules. The method that enables to measure small (about 1 eV) conversion line shifts was developed. The experimental value of hyperfine shift for K476 - K482 doublet in ^{181}Ta was determined for the first time. It is equal to $4,9 \pm 2,0$ eV and agrees with theoretical value of 2,6 eV.

Поступила в редакцию 26.02.03,

после доработки — 10.07.03.

Продовжено дослідження ефекту зсуву конверсійних ліній у ^{181}Ta . Ефект обумовлений взаємодією електрона з магнітним моментом ядра (гіпертонна взаємодія) в умовах нестатистичної заселеності компонентів, зумовленої правилами добору по спіну. Розроблено метод, що дає змогу вимірювати малі (порядку 1 еВ) зсуви конверсійних ліній. Уперше визначено експериментальне значення зсуву для подвійки K476 - K482 у ^{181}Ta . Воно становить $4,9 \pm 2,0$ еВ і узгоджується з теоретичним значенням 2,6 еВ.

ПРО ВПЛИВ ГІПЕРТОННОЇ ВЗАЄМОДІЇ НА ЗСУВ КОНВЕРСІЙНИХ ЛІНІЙ

А.П. Лашко, Т.Н. Лашко