

95-17



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P6-95-17

Ю.П.Гангрский, С.Г.Земляной, К.П.Маринова*,
Б.Н.Марков

ИЗМЕРЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ TlI
МЕТОДОМ ЛАЗЕРНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ
ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ

Направлено в журнал «Оптика и спектроскопия»

*Университет г.Софии (Болгария)

1995

Измерение изотопических сдвигов (ИС) и сверхтонкой структуры (СТС) линий в оптических спектрах методами лазерной спектроскопии высокого разрешения является одним из наиболее перспективных методов исследования свойств как атомных ядер, так и электронных оболочек атомов. Эти измерения позволяют определить ряд ядерных параметров (среднеквадратичный зарядовый радиус $\langle r^2 \rangle$, спин I , магнитный дипольный μ и электрический квадрупольный Q_s моменты), описывающих распределение электрического заряда в ядре. В свою очередь, если указанные параметры измерены независимыми методами (например, ядерными), то знание их помогает в идентификации уровней электронной оболочки, а также позволяет получить новую информацию об их структуре - о смесях конфигураций, о волновой функции электронов в точке ядра и т. д. Это особенно важно в случае атомов со сложным спектром уровней, теоретический расчет которого связан с большими трудностями.

Это направление исследований и является предметом данной работы, в которой представлены результаты измерений ИС и СТС для ряда уровней атомов Tl и анализ полученных данных с использованием известных ядерных параметров. Титан относится к элементам четвертой группы, у атомов которых происходит заполнение 3d оболочки. Основной терм - a^3F , электронная конфигурация его уровней - $3d^2 4s^2$ (данные о схеме уровней TlI, радиационных переходах и об источниках этих данных представлены в [1]). Уровни целого ряда термов перекрываются, и из-за их взаимодействия влияние эффектов второго порядка может быть значительным. Эти эффекты приводят к различиям в ИС для переходов на уровни одного терма с разными значениями момента электронной оболочки, к нарушениям правил интервалов между компонентами СТС. Однако в случае TlI такие эффекты исследованы сравнительно слабо. Можно отметить лишь работы [2,3], где измерялись ИС для небольшого числа переходов, и работу [4], в которой изучалась СТС ряда метастабильных состояний в атомном спектре ^{47}Tl .

В данной работе впервые проводились исследования 8 радиационных переходов между уровнями одного из низколежащих термов a^3P и двух высоколежащих y^3D^0 и z^3P^0 с перекрывающимися уровнями. Участок схемы, включающий уровни этих термов и переходы между ними, представлен на рис. 1.

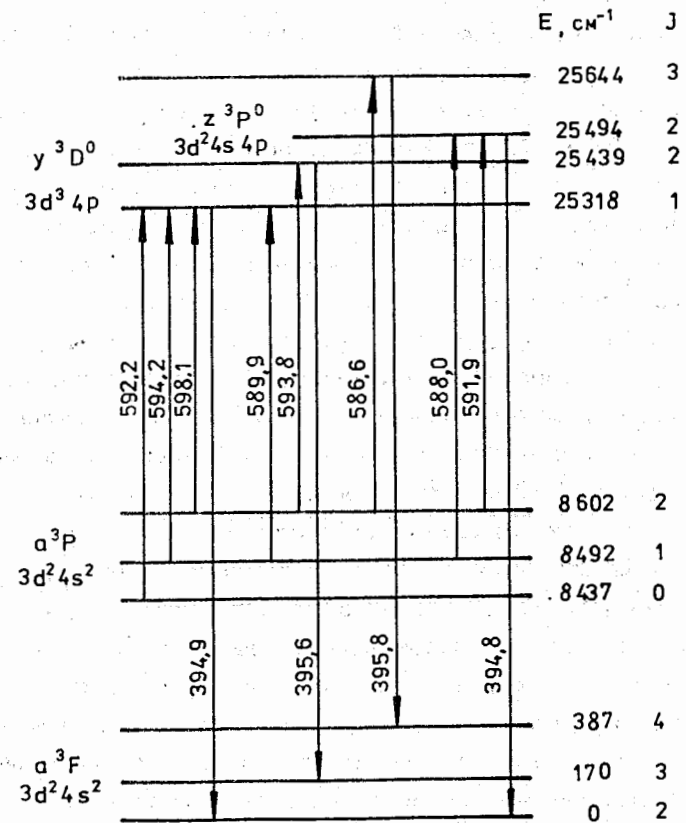
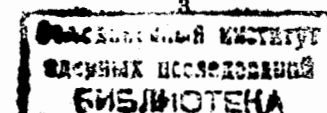


Рис. 1. Участок схемы уровней электронной оболочки атомов Tl. Цифры у переходов - длины излучения в нм.



ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ МЕТОДИКА

Для измерений ИС и СТС в оптических спектрах TiI использовался известный метод лазерной резонансной флуоресценции в параллельном пучке атомов [5]. Этот метод позволяет достигнуть высокого разрешения по частоте, вплоть до естественной ширины оптической линии. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2 (она аналогична используемой в наших предыдущих работах [6,7] по измерениям оптических спектров других элементов четвертой группы - Zr и Hf).

Лазерный луч пересекал под прямым углом атомный пучок, который формировался системой коллиматоров. Для возбуждения атомов Ti использовался кольцевой лазер на красителе (красителем являлся родамин 6Ж) с перестраиваемой длиной волны (модель 380D Spectra Physics), накачиваемый ионным аргоновым лазером непрерывного действия (модель 2030 Spectra Physics). Частота лазерного излучения автоматически сканировалась в заданном интервале частот шириной до 40 ГГц. Спонтанное световое излучение, испускаемое возбужденными атомами Ti, фокусировалось системой линз на катод фотоумножителя (ФЭУ - 136), работающего в режиме счета одиночных фотонов. При этом с помощью интерференционного фильтра для регистрации выбиралось излучение, отличное по длине волны от лазерного (оно соответствовало переходам в более низкие, чем исходное, состояние - рис.1). Это существенно снижало фон от рассеянного лазерного излучения.

Титан относится к трудно испаряемым элементам, поэтому для получения интенсивного атомного пучка образцы облучались излучением импульсного лазера на иттрий-алюминиевом гранате (типа ЛТИПЧ - 7), работающего в режиме модулированной добротности (длительность импульса излучения составляла 10 нс, частота следования 25 Гц, мощность в импульсе до 5 МВт на длине волны излучения 1,06 мкм [8]). При оптимальных условиях испарения выход составлял $\approx 10^{12}$ атомов на 1 импульс лазера при доле свободных атомов в выбранном квантовом состоянии Ti $\approx 1\%$. Регистрация импульсов с ФЭУ была синхронизирована с работой испаряющего лазера: счет резонансно-рассеянных фотонов проводился только в момент пролета сгустка атомов через сканируемое по частоте лазерное излучение. Это позволило снизить фон от свечения

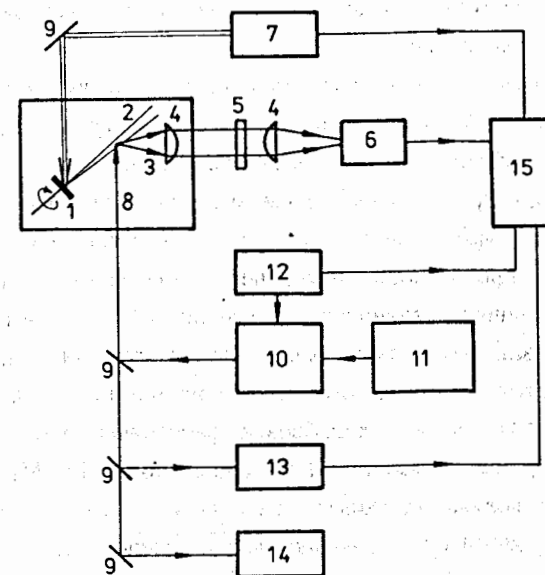


рис. 2. Схема экспериментальной установки:

- 1 - образец,
- 2 - атомный пучок,
- 3 - резонансно - рассеянное излучение,
- 4 - фокусирующие линзы,
- 5 - интерференционный фильтр,
- 6 - фотоумножитель,
- 7 - импульсный лазер,
- 8 - излучение сканируемой частоты,
- 9 - зеркала,
- 10 - лазер на красителе,
- 11 - ион - аргоновый лазер,
- 12 - блок сканирования,
- 13 - интерферометр Фабри - Перо,
- 14 - измеритель длины волны,
- 15 - персональный компьютер.

плазмы на облучаемой поверхности образца и уменьшить разброс скоростей в сгустке атомов.

Эффективность установки была такова, что одному импульсу с ФЭУ соответствовало $\approx 10^9$ атомов, вылетевших из образца. Она включала долю атомов в выбранном для возбуждения квантовом состоянии и в доплеровском контуре в пределах ширины лазерной линии, потери за счет коллимации и эффективность регистрации фотонов ФЭУ.

На опыте проводилось измерение зависимости интенсивности резонансно-рассеянного лазерного излучения от его частоты при ее сканировании в заданном диапазоне. Для настройки лазера на этот диапазон частот использовался измеритель длины волны (Burleigh WA -10), а для калибровки расстояний между линиями в спектре - интерферометр Фабри - Перо с постоянной 150 МГц. Система стабилизации позволяла удерживать начальную частоту сканирования в пределах 10 - 20 МГц в течение всего эксперимента. Измеряемые зависимости накапливались в памяти персонального компьютера IBM AT 286 с целью визуального наблюдения и контроля во время эксперимента и последующей обработки.

РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

На описанной выше установке были проведены измерения спектров резонансной лазерной флуоресценции для переходов, разрешенных правилами отбора, со всех уровней терма a^3P на все уровни терма y^3D^0 и на уровень со спином 2 терма z^3P^0 (рис.1). В этих измерениях использовались образцы металлического Ti натурального изотопного состава (^{46}Ti - 7,9%, ^{47}Ti - 7,3%, ^{48}Ti - 74,0%, ^{49}Ti - 5,5%, ^{50}Ti - 5,3%), а также обогащенные одним из изотопов в виде окислов TiO_2 .

Пример одного из измеренных спектров для образца натурального изотопного состава представлен на рис.3. В спектре наблюдаются пики, соответствующие переходам во всех изотопах Ti (одиночные для четных изотопов и состоящих из 3-х линий каждый - для нечетных). Эти линии соответствуют переходам между компонентами СТС уровней нижнего и верхнего термов с разными значениями полного момента F, равного векторной сумме спинов электронной оболочки J и ядра I ($F=I+J$). Значения J указаны на рис.1, ядерные спины I равны соответственно $5/2(^{47}\text{Ti})$ и $7/2(^{49}\text{Ti})$.

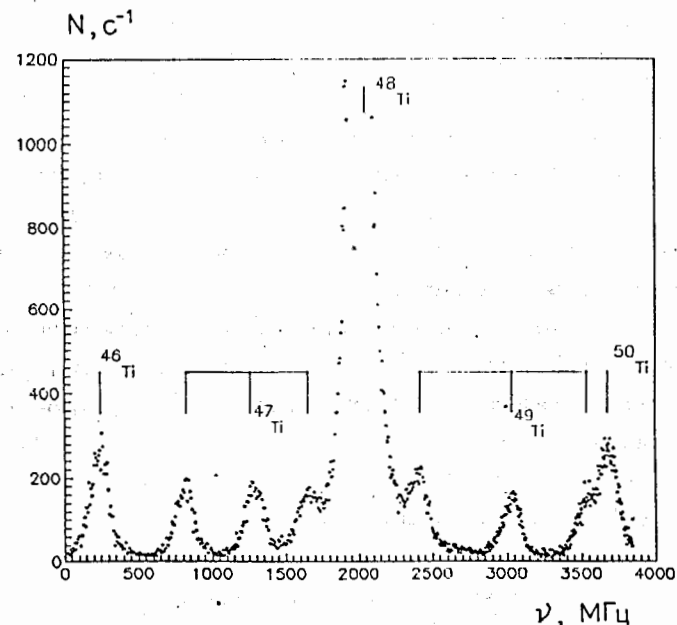


Рис.3. Спектр резонансно-рассеянного флуоресцентного излучения оптического перехода с длиной волны 586,6 нм.

Таблица 1

Значения изотопических сдвигов

J	J'	λ, нм	$\Delta\nu^{A,A'}$, МГц			
			46,48	47,48	48,49	48,50
0	1	592,2	1770(8)	846(8)	877(9)	1664(11)
1	1	594,2	1765(11)	855(5)	890(6)	1678(9)
1	2	589,9	1506(8)	721(4)	749(11)	1417(9)
2	1	598,1	1774(6)	848(5)	883(6)	1667(5)
2	2	593,8	1497(5)	719(6)	740(9)	1401(10)
2	3	586,6	1776(9)	851(11)	883(2)	1670(10)
1	2	588,0	898(8)	431(5)	444(6)	846(5)
2	2	591,9	886(10)	419(8)	436(10)	839(10)

Подобный же вид имели спектры и для других переходов. Аппаратурная ширина линий составляла ≈ 150 МГц и определялась угловой расходимостью атомного пучка в месте его взаимодействия с лазерным излучением и разбросом скоростей в выделенном интервале времени регистрации резонансно-рассеянного излучения. Идентификация линий в спектре производилась по их интенсивности, которая пропорциональна содержанию изотопа в образце, и по измерениям с образцами, обогащенными одним из изотопов.

Расстояния между линиями, принадлежащие отдельным изотопам, позволяли определить значения ИС для всех исследованных переходов. В случае нечетных изотопов ИС определялся по отношению к центру тяжести компонент СТС:

$$\Delta\nu^{A,A+1} = \frac{\sum_F (2F+1) \Delta\nu_F^{A,A+1}}{\sum_F (2F+1)}, \quad (1)$$

где $\Delta\nu_F^{A,A+1}$ - сдвиг компоненты с полным моментом F по отношению к линии четного изотопа. Полученные таким образом значения ИС представлены в таблице 1. Каждое из значений является средним из 8 - 10 независимых измерений. Погрешность значений ИС составляет 3 стандартных отклонения.

Положение каждой из компонент СТС по отношению к их центру тяжести определяется известным выражением [9]:

$$\Delta\nu_F = A \frac{C}{2} + B \frac{0,75C(C+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)}, \quad (2)$$

где $C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$, A и B - константы магнитного дипольного и электрического квадрупольного взаимодействий электронной оболочки атома с полем его ядра. Эти константы определяются величинами магнитного дипольного μ и спектроскопического электрического квадрупольного Q_s моментов, а также величинами магнитного поля $\langle H(0) \rangle$ и градиента электрического поля $\langle V_{zz}(0) \rangle$ в точке ядра:

$$A = -\frac{\mu}{I} \frac{\langle H(0) \rangle}{J}, \quad B = -e^2 Q_s \langle V_{zz}(0) \rangle \quad (3)$$

Константы A и B известны для уровней основного терма a^3F обоих нечетных изотопов Ti [10], а в случае ^{47}Ti и для уровней термов a^3P и y^3D [4]. Для уровней нижнего терма значения констант F малы, поэтому наблюдаемые в спектрах расстояния между линиями нечетных изотопов определяются СТС верхних термов y^3D^0 и z^3P^0 . Пользуясь значениями этих расстояний и выражением (2), определили константы A и B для уровней указанных верхних термов (таблица 2). При этом использовались известные значения констант для уровней нижнего терма a^3P в ^{47}Ti , а отношения этих констант для изотопов ^{47}Ti и ^{49}Ti принимались те же, что и для уровней основного терма a^3F . Полученные нами значения констант A и B уровней терма y^3D^0 для ^{47}Ti в пределах ошибок согласуются с известными [4] (для ^{49}Ti и обоих изотопов в терме z^3P^0 константы A и B измерены впервые). Для сравнения в таблице 2 приведены значения этих констант и для нижних термов.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Из таблицы 1 можно видеть большую разницу значений ИС для переходов с уровней терма a^3P на уровни термов y^3D^0 и z^3P^0 . Эта разница объясняется, очевидно, разными электронными конфигурациями уровней обоих термов (соответственно $3d^34P$ и $3d^24s4P$). Видно, что при переходах на уровни терма y^3D^0 меняется состояние обоих S -электронов.

Для переходов на уровни с разными J одного терма значения ИС близки по величине. Исключения составляют переходы на уровень с $J=2$ в терме y^3D , для которых наблюдаются пониженные значения ИС. По-видимому, в данном случае проявляется влияние близко расположенного уровня с тем же J в терме z^3P^0 (рис.1).

Представляет интерес выделить в измеренных значениях ИС вклады за счет изменения массы ядра (нормальный $\Delta\nu_{HMC}$ и специфический $\Delta\nu_{SMC}$ массовые сдвиги) и его объема (полевой сдвиг $\Delta\nu_{PC}$):

$$\Delta\nu_{ЭКСП} = \Delta\nu_{HMC} + \Delta\nu_{SMC} + \Delta\nu_{PC} \quad (4)$$

Эти величины определяются известными соотношениями [11]:

$$\Delta\nu_{\text{нмс}} = 0,5487 \frac{A - A'}{AA'} \nu, \quad (5)$$

$$\Delta\nu_{\text{смс}} = M_{\text{смс}} \frac{A - A'}{AA'} \nu, \quad (6)$$

$$\Delta\nu_{\text{пс}} = F_1 \Delta\langle r^2 \rangle, \quad (7)$$

где ν - выраженная в ГГц частота перехода, A и A' - массовые числа сравниваемых изотопов, $M_{\text{смс}}$ и F_1 - константы специфического массового и полевого сдвигов. Расчеты $M_{\text{смс}}$ и F_1 требуют детальных сведений о волновых функциях атомных уровней и о ядерных параметрах и в случае TiI, характеризующегося сложным спектром уровней, связаны с большими неопределенностями.

Однако величины $\Delta\nu_{\text{смс}}$ и $\Delta\nu_{\text{пс}}$ можно получить, пользуясь известными значениями среднеквадратичных зарядовых радиусов ядер Ti, разности которых пропорциональны полевым сдвигам. Значения зарядовых радиусов ядер Ti получены из совместного анализа спектров X-лучей мезоатомов и упругого рассеяния электронов [12]. Отношение разностей зарядовых радиусов, равное отношению полевых сдвигов для двух пар сравниваемых изотопов $^{46}\text{Ti} - ^{48}\text{Ti}$ и $^{48}\text{Ti} - ^{50}\text{Ti}$, составляет

$$\frac{\Delta\langle r^2 \rangle^{48,50}}{\Delta\langle r^2 \rangle^{46,48}} = \frac{\Delta\nu_{\text{пс}}^{48,50}}{\Delta\nu_{\text{пс}}^{46,48}} = 1,525(11). \quad (6)$$

Отношение специфических массовых сдвигов определяется отношением их массовых чисел и для тех же пар изотопов равно

$$\frac{\Delta\nu_{\text{смс}}^{48,50}}{\Delta\nu_{\text{смс}}^{46,48}} = \frac{A - A'}{AA'} \cdot \frac{A' A''}{A'' - A'} = 0,920. \quad (7)$$

Пользуясь численными значениями $\Delta\nu_{\text{нмс}}$ и указанными соотношениями $\Delta\nu_{\text{смс}}$ и $\Delta\nu_{\text{пс}}$, можно из измеренных значений ИС определить их составляющие для всех исследованных переходов. Для уменьшения ошибок значений этих составляющих использовались сглаженные значения $\Delta\nu_{\text{эксп}}$ полученные с помощью графика Кинга [13,14]. Эта процедура основана на сравнении модифицированных ИС - $\Delta\nu_{\text{мод}}$ (скорректированных на массовые числа сравниваемых изотопов) для разных переходов:

Таблица 2

Значения констант СТР

Терм.	J	E, см ⁻¹	⁴⁷ Ti		⁴⁹ Ti	
			A, МГц	B, МГц	A, МГц	B, МГц
a ³ F	2	0	-85,7033(3)	25,700(3)	-85,7261(3)	21,070(3)
a ³ P	1	8492	2,6646(1)	23,897(1)		
a ³ P	2	8602	-25,2147(1)	-47,822(1)		
y ³ D ⁰	1	25318	-140,7(9)	0,8(5,9)	-140,6(8)	0,7(9,8)
y ³ D ⁰	2	25439	-80,1(7)	10,5(4,2)	-79,8(9)	8,6(10,1)
z ³ P ⁰	2	25494	-145,8(9)	2,9(4,8)	-145,7(5)	2,4(4,0)

Таблица 3

Значения составляющих изотопического сдвига для пары изотопов ⁴⁶Ti-⁴⁸Ti

λ, нм	J → J'	Δν _{нмс} , МГц	Δν _{смс} , МГц	Δν _{пс} , МГц	F, $\frac{\text{ГГц}}{\text{ФМ}^2}$
592,2	0 → 1	250,1	1461(15)	56(9)	-0,52(11)
594,2	1 → 1	249,2	1460(16)	61(10)	-0,57(11)
589,9	1 → 2	251,4	1204(13)	50(8)	-0,46(9)
598,1	2 → 1	247,6	1464(16)	61(12)	-0,56(12)
593,8	2 → 2	249,4	1203(11)	43(7)	-0,39(8)
586,6	2 → 3	252,3	1464(15)	58(10)	-0,54(11)
588,0	1 → 2	251,9	618(7)	28(5)	-0,26(5)
591,9	2 → 2	250,2	602(10)	31(9)	-0,29(7)

$$\Delta\nu_{\text{МОД}} = (\Delta\nu_{\text{ЭКСП}} - \Delta\nu_{\text{НМС}}) \frac{\Delta A'}{A - A'} \cdot \frac{A_0 - A'_0}{A_0 A'_0} \quad (8)$$

где A_0 и A'_0 – реперная пара сравниваемых изотопов (обычно принималось $A_0 = 46$ и $A'_0 = 48$). Из выражений (4-7) следует, что $\Delta\nu_{\text{МОД}}$ для разных переходов связаны постоянным множителем, представляющим отношение констант полевых сдвигов. Поэтому имеет место линейная зависимость значений $\Delta\nu_{\text{МОД}}$ для одного перехода от $\Delta\nu_{\text{МОД}}$ для другого перехода. Анализируя эти зависимости для всех возможных пар переходов, можно улучшить точность значений ИС.

Полученные таким способом значения составляющих ИС, а также константы полевого сдвига для пары изотопов $^{46}\text{Ti} - ^{48}\text{Ti}$ представлены в таблице 3 для всех исследованных переходов. Видно, что пониженные значения ИС для перехода на уровни терма z^3P^0 и на уровень с $J=2$ в терме y^3D^0 обусловлены в основном специфическим массовым сдвигом, но и для полевого сдвига также наблюдается уменьшение значений. Это уменьшение ИС объясняется, по-видимому, влиянием релятивистских эффектов на массовый сдвиг, а также смешиванием дальних конфигураций, действующих на оператор полевого сдвига [15,16].

Эффекты второго порядка могут проявляться и в СТС атомных уровней нечетных изотопов ^{47}Ti и ^{49}Ti . В этом случае они будут приводить к изменению правила интервалов, определяемому выражением (2), а также к появлению сверхтонкой магнитной аномалии $^1\Delta^2$. Ее величина определяется из сравнения отношений констант A и магнитных моментов, отнесенных к их спинам (гиромангнитных факторов $g = \mu/I$) для пары нечетных изотопов [17]:

$$^1\Delta^2 = \frac{A_1}{A_2} \frac{g_2}{g_1} - 1 \quad (9)$$

Анализ СТС изотопов ^{47}Ti и ^{49}Ti показал, что отклонения расстояний между любыми компонентами от правил интервалов не выходит за пределы утроенной статистической ошибки ($\approx 10\text{МГц}$).

Значения сверхтонкой магнитной аномалии для ряда уровней TiI представлены в таблице 4. Для получения их использовались приведенные в таблице 2 значения констант и известные значения магнитных моментов основных состояний ядер ^{47}Ti и ^{49}Ti [18] (их отношение составляет 0,714091(7), а отношения гиромангнитных факторов 0,99973(1)). Из таблицы 4 видно очень малое значение $^1\Delta^2$

Таблица 4

Значения сверхтонкой магнитной аномалии

Уровень			$\frac{^{47}}{A(^{47}\text{Ti})}$	$\Delta, \%$
Терм.	J	E, см ⁻¹	$\frac{^{49}}{A(^{49}\text{Ti})}$	
a 3F	2	0	0,999734(5)	0,0004(10)
y $^3D^0$	1	25318	1,0007(80)	-0,1(1,0)
y $^3D^0$	2	25439	1,004(15)	-0,4(1,5)
z $^3P^0$	2	25494	1,0007(70)	-0,1(1,0)

для нижнего уровня основного терма 0,0004(10). Столь же малые значения $^1\Delta^2$ имеют место и для остальных уровней основного терма, что указывает как на идентичность распределения электрического заряда и тока в сравниваемых ядрах ^{47}Ti и ^{49}Ti , так и на слабое влияние недиагональных взаимодействий со стороны других уровней. Для уровней верхних термов это влияние может быть более значительным, однако сравнительно большие ошибки констант A не позволяют получить определенных значений $^1\Delta^2$ и судить о вкладе недиагональных взаимодействий.

Проведенные нами измерения ИС и СТС в TiI подтверждают принятые в [1] электронные конфигурации исследованных уровней. Однако необходимо отметить, что сильное взаимодействие между близко расположенными уровнями термов y^3D^0 и z^3P^0 приводит к наличию больших примесей конфигурации $3d^24s4P$ к $3d^34P$ и наоборот. Это увеличивает вклад эффектов второго порядка и вызывает заметную зависимость ИС от слага уровня электронной оболочки J. Поэтому необходимо учитывать эти эффекты при определении ядерных и атомных параметров.

В заключение авторы выражают благодарность Ю.П.Оганесяну и Ю.Э.Пениошквичу за постоянный интерес к работе.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант №94-02-06476-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. Яценко А.С. Диаграммы Гротриана нейтральных атомов, ВО "Наука", Новосибирск, 1993.
2. Azaroual E.M., Luc P., Vetter R. //Z.Phys.D, 1992, vol.24, p.161.
3. Anastassov A., Gangrsky Yu.P., Marinova K.P. e.a., //Z.Phys.D, 1994, vol.30, p.275.
4. Aydin R., Stachowska E., Johan U. e.a., //Z.Phys.D, 1990, vol.15, p.281.
5. Otten E.W. Nuclei Far from Stability, Plenum Press, New York, 1987, vol.8, p.517.
6. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Кульджанов Б.К. и др., //ЖЭТФ, 1988, т.94, с.9.
7. Анастасов А.Я., Гангрский Ю.П., Земляной С.Г. и др., //ЖЭТФ, 1994, т.105, с.250.
8. Гангрский Ю.П., Земляной С.Г., Изосимов И.Н. и др., //ПТЭ, 1990, т.1, с.168.
9. Копферман Х. Ядерные моменты, ИЛ, Москва, 1960.
10. Channappa K.H., Pendlebury J.M. //Proc. Phys. Soc., 1965, vol.86, p.1145.
11. Heulig K., Steudel A. //ADNDT, 1974, vol.14, p.613.
12. Wohlfart H.D., Shera E.B., Hohen M.B. e.a., //Phys. Rev. C, 1981, vol.23, p.533.
13. King W.H. //J. Opt. Soc., 1963, vol.53, p.638.
14. Aufmuth P., Clieves H.-P., Heulig K. e.a., //Z. Phys. A, 1978, vol.285, p.357.
15. Bauche J., Champeau R.-J. //Adv. At. Mol. Phys., 1976, vol.12, p.39.
16. Aufmuth P. //J. Phys. B, 1982, vol.15, p.3127.
17. Büttgenbach S. //Hyp. Interactions, 1984, vol.20, p.1.
18. Raghavan P. //ADNDT, 1989, vol.42, p.189.

Рукопись поступила в издательский отдел
23 января 1995 года.

Гангрский Ю.П. и др.

P6-95-17

Измерения оптических спектров TiI методом лазерной резонансной флуоресценции

Методом резонансной лазерной флуоресценции в атомном пучке проведены исследования 8 оптических переходов между уровнями нижнего термина a^3P и верхних термов y^3D^0 и z^3P^0 . Измерены изотопические сдвиги для всех стабильных изотопов Ti и сверхтонкое расщепление для изотопов ^{47}Ti и ^{49}Ti . Обнаружено большое различие изотопических сдвигов для переходов на разные термы и уменьшение их для перехода на уровень со спином 2 в терме y^3D^0 . Обсуждается влияние эффектов второго порядка на изотопические сдвиги и сверхтонкое расщепление.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г.Н.Флерова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1995

Перевод авторов

Gangrsky Yu.P. et al.

P6-95-17

Measurements of TiI Optical Spectra by Laser Resonance Fluorescence Methods

The investigations of 8 optical transitions between the levels of lower a^3P and upper terms y^3D^0 and z^3P^0 were performed in atomic Ti beam using laser resonance fluorescence method. The isotopic shifts for all stable isotopes and the constants of hyperfine splitting for ^{47}Ti and ^{49}Ti were measured. The large difference is obtained of the isotopic shifts for transitions in both upper terms and some decrease for the transition in spin level of y^3D^0 term. The influence of second order effects on the isotopic shifts and hyperfine splitting is discussed.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.