

СПЕКТР ПОГЛОЩЕНИЯ АТОМОВ In В ОБЛАСТИ 110—150 нм;
 КОНСТАНТЫ $s^2p-sp(^3P)np$ -ПЕРЕХОДОВ.
 СОПОСТАВЛЕНИЕ СО СПЕКТРАМИ АЛЮМИНИЯ И ТАЛЛИЯ

Б. Е. Крылов и М. Г. Козлов

В спектре поглощения атомов индия в области 110—150 нм наблюдались переходы из внешней заполненной s^2 подоболочки: $s^2p-sp(^3P)np$. Измерены длины волн двадцати одной линии поглощения. По линиям с разрешенными контурами получены значения абсолютных сил осцилляторов и определены времена жизни верхних состояний. Указана идентификация двух интенсивных серий. Сопоставление результатов, полученных по спектру индия, с имеющимися сведениями по алюминию и таллию показало, что изменение спектров этих атомов в области $s^2p-spnp$ -переходов обусловлено в значительной степени изменением типа связи моментов в конфигурациях spp' .

В ближней ВУФ области спектра от первой границы ионизации атомов индия 214.27 до 160 нм проводились измерения сечений фотопоглощения [1, 2]. В этой области в спектре поглощения индия наблюдаются переходы из основного состояния атомов $5s^25p^2P_{1/2, 3/2}$ на уровни конфигурации $5s5p^2$. Вследствие автоионизации уровни sp^2 и соответственно линии s^2p-sp^2 значительно уширены; это позволило разрешить контуры линий и определить по контурам значения сил осцилляторов, полуширину линий и параметры асимметрии.

В области 30—400 нм Коннередом [3] на фоне синхротронного излучения наблюдались интенсивные переходы из $4d^{10}$ подоболочки и большое число двухэлектронных переходов. Были выполнены измерения длин волн и проведена идентификация линий. В работе отмечался интересный эффект наложения конфигураций.

Промежуточная область 100—160 нм оставалась наименее исследованной. Здесь сведения о спектре поглощения индия ограничивались работой [4], в которой сообщались длины волн девяти переходов $s^2p-spnp$.

В данной работе продолжено изучение переходов из s^2 внешней заполненной подоболочки. Регистрация спектров велась в области 110—150 нм, где располагаются переходы $5s^25p-5s5p(^3P)np$, ($n \geq 6$). Особый интерес представляло получение контуров широких автоионизационных линий и сопоставление их с контурами, полученными при исследованиях $s^2p-spnp$ -переходов в атомах алюминия [5] и таллия [6].

Спектры регистрировались на экспериментальной установке, описание которой было дано в работе [7]. Для получения столба исследуемых паров использовалась вакуумная печь накаливания типа печи Кинга, которая являлась составной частью вакуумного двухметрового спектрографа. Установка не имеет оптических окон. Пары индия просвечивались излучением СВЧ разряда в аргоне или криптоне. Регистрация спектров велась на пленке УФ-4, нечувствительной к длинноволновому излучению видимой области спектра. Максимальные температуры составляли 1100° С. Спектральное разрешение — 0.01 нм.

В табл. 1 приведены длины волн линий поглощения, наблюдавшихся при достигнутых в наших условиях значениях $Nl_{эфф.} = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$. В этот список вошли и все те линии, о которых сообщалось в работе [4]. Иден-

Таблица 1

λ , нм	Переход	n^*
138.46	${}^2P_{3/2}^0 - 5s5p ({}^3P_0) 6p (0, {}^3/2)_{3/2}$	2.77
138.17		
136.16		
135.86		
134.06		
133.72	${}^2P_{3/2}^0 - 5s5p ({}^3P_0) 6p (0, {}^3/2)_{3/2}$	2.77
133.34		
132.35		
131.95		
129.74		
128.55	${}^2P_{3/2}^0 - 5s5p ({}^3P_1) 6p (1, {}^3/2)_{3/2}$	2.78
125.47		
125.18		
123.26		
123.02		
122.06	${}^2P_{3/2}^0 - ({}^3P_0) 7p (0, {}^3/2)_{3/2}$	3.75
121.29		
118.91		
117.25		
116.67		
115.21	${}^2P_{3/2}^0 - ({}^3P_1) 9p (1, {}^3/2)_{3/2}$	5.84

тификация указана для линий двух серий, которые выделяются в спектре высокой интенсивностью и широкими асимметричными контурами (минимумы поглощения располагаются с длинноволновой стороны от максимумов). Анализ квантового дефекта показывает, что одна из серий сходится к пределу $sp {}^3P_0$, другая к $sp {}^3P_1$, и обе соответствуют переходам с нижнего основного уровня ${}^2P_{3/2}^0$. Правильность такой интерпретации подтверждает сопоставление со спектром поглощения таллия [6], где также выделялись две серии линий большими силами осцилляторов переходов, шириной и характерной асимметрией контуров (такого же типа, что в рассматриваемых сериях индия). Они имели близкие значения квантового дефекта и сходились к тем же пределам 3P_0 и 3P_1 . Вопрос о том, с какого основного уровня наблюдаются переходы, в таллии не стоит, поскольку заселяется только нижнее состояние ${}^2P_{3/2}^0$. На основании указанного соответствия между спектрами индия и таллия в данной работе для интенсивных серий принята та же идентификация, что в работе [6], хотя (J, j) тип связи в конфигурациях индия spp' выполняется хуже, чем в таллии.

При температуре 1100°C примерно 14% атомов индия, согласно бальмановскому заселению уровней, находятся в верхнем основном состоянии, поэтому в полученных нами спектрах присутствуют переходы с уровня ${}^2P_{3/2}^0$. В табл. 1 указан один из таких переходов — линия 138.17 нм. Пара линий 138.17 и 134.06 нм представляет переходы с разных основных уровней на общий верхний $5s5p ({}^3P_0) 6p (0, {}^3/2)_{3/2}$. Линия 138.17 нм выглядит в спектре значительно слабее линии 134.06 нм; надежно выделить контур линии 138.17 нм не удалось, но полученная оценка силы осциллятора этой линии показала, что она близка значению силы осциллятора линии 134.06 нм, приведенному в табл. 2.

Значительную часть линий, указанных в табл. 1, однозначно идентифицировать трудно; для этого необходимо иметь большее число линий в спектре, т. е. необходимы съемки при более высоких значениях $Nl_{\text{эфф}}$. При недостаточном количестве линий легко, например, спутать переходы с разных основных уровней, так как расщепление основного состояния и расщепление уровней иона $sp {}^3P_{0,1,2}$ близки по величине. Так, в работе [4] линии 131.95, 121.30, 117.25 нм в отличие от идентификации,

Т а б л и ц а 2

	λ , нм	Переход	Γ , нм	σ_{\max} , Мб	$f_{\text{абс.}}$
Al	139.780	${}^2P_{1/2}^0 - 3s3p4p \quad {}^2D_{3/2}$ ${}^2P_{3/2}^0 - 3s3p4p \quad {}^2D_{5/2}$	1.6	40	0.038
In	134.06	${}^2P_{1/2}^0 - 5s5p6p \quad (0, {}^3/2)_{3/2}$	0.06 ± 0.02	60 ± 10	0.004 ± 0.001
	131.95	${}^2P_{1/2}^0 - 5s5p6p \quad (1, {}^3/2)_{3/2}$	0.35 ± 0.05	42 ± 8	0.013 ± 0.003
Tl	118.88	${}^2P_{1/2}^0 - 6s6p7p \quad (0, {}^3/2)_{3/2}$	0.10	32	0.0034
	114.16	${}^2P_{1/2}^0 - 6s6p7p \quad (1, {}^3/2)_{3/2}$	0.125	41.5	0.0062

Примечание. Данные для Al взяты из [5].

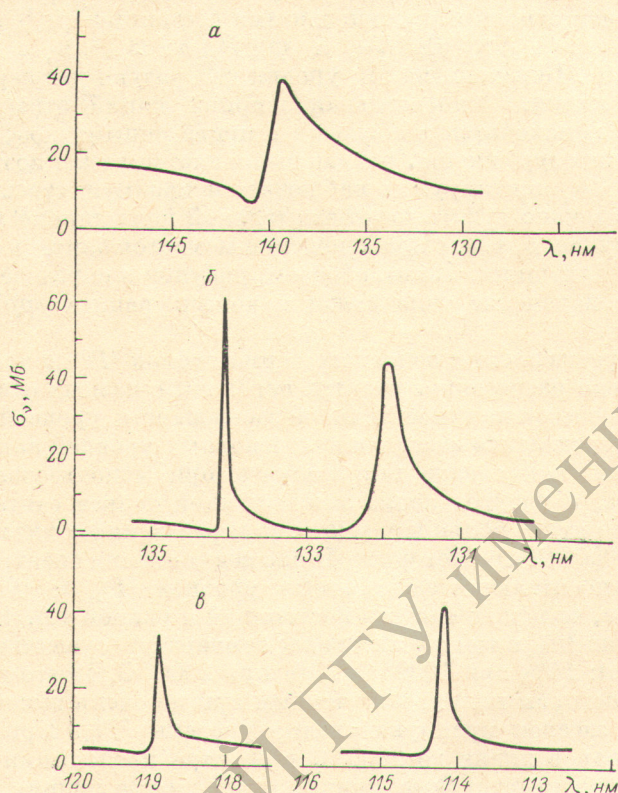
приведенной в табл. 1, рассматривались как переходы с уровня ${}^2P_{1/2}^0$; считалось, что это первые линии серии, сходящейся к пределу $sp \quad {}^3P_2$. Поведение квантового дефекта сильно не противоречило такому рассмотрению, эффективные квантовые числа n^* получались следующие: 2.73; 3.74; 4.69. В данной работе наблюдалась следующая линия этой серии — 115.21 нм, для нее, если оставаться на точке зрения работы [4], получается $n^* = 5.61$, что уже указывает на то, что состояние иона $sp \quad {}^3P_2$ в качестве предела сходимости серии выбрано неправильно. В этом же убеждает сопоставление со спектром таллия.

На рисунке, б представлен результат измерения сечений поглощения в пределах контуров двух самых интенсивных линий полученного спектра (это первые линии серий, указанных в табл. 1). Другие линии, попадающие в тот же интервал длин волн, на рисунке не показаны. Длинноволновое крыло линии 131.95 нм перекрывается в спектре с контуром линии 132.35 нм; оно было достроено на основании известного выражения, описывающего контур автоионизационной линии [8]. При этом линия 132.35 нм рассматривалась как переход с уровня ${}^2P_{1/2}^0$ (такой вывод был сделан в результате сопоставления со спектром таллия, в котором аналогичной линии не наблюдается), т. е. считалось, что верхние уровни переходов 131.95 и 132.35 нм значительно разнесены по энергии и не взаимодействуют. Погрешность измерения сечений в районе максимумов поглощения составляет 20%. Сечение континуума, взаимодействующего с уровнями $6p \quad (0, {}^3/2)_{3/2}$ и $6p \quad (1, {}^3/2)_{3/2}$, которое можно получить по рисунку, следует рассматривать как оценку; сечение невзаимодействующего континуума на рисунке не показано. В табл. 2 приведены значения констант, полученных по контурам линий.

Полученные в данной работе сведения о спектре I^3 атомов индия были сопоставлены с имеющимися сведениями о $s^2p - spnp$ -переходах в атомах Al [5] и Tl [6], это дало возможность проследить изменение характеристик $s^2p - sp \quad ({}^3P) \quad np$ -переходов в подгруппе алюминия при увеличении атомного номера. В результате был сделан вывод о том, что основные изменения в спектрах, обусловленных переходами $s^2p - spnp$, связаны с изменением типа связи моментов в конфигурациях spp' — от LS в алюминии к Jj в таллии — и с изменением величины расщепления основного термина ${}^2p^0$.

Наиболее отчетливо при сопоставлении переходов $s^2p - sp \quad ({}^3P) \quad np$ в Al, In, Tl прослеживается изменение линий с большой автоионизационной полушириной. Серии таких линий наблюдаются в спектрах всех трех атомов, отличаются большими силами осцилляторов и в значительной степени определяют характер всего спектра в рассматриваемых областях. Рисунок дает представление об этих сериях: на нем показаны первые линии серий. В спектре поглощения алюминия наблюдается только одна серия интенсивных линий с большой автоионизационной полушириной. На рисунке, а изображен контур первой линии этой серии. Анализ спектра

алюминия, выполненный в работе [5], показал, что каждая линия данной серии есть результат наложения трех переходов: $s^2p \ ^2P_{1/2, 3/2}^0 - spnp \ ^2D_{3/2, 5/2}$. Чтобы определить вклад отдельных переходов, можно воспользоваться расчетом относительных сил осцилляторов в LS -связи, которая хорошо выполняется в конфигурациях spp' алюминия. Такой расчет показывает, что силы осцилляторов переходов $^2P_{3/2}^0 - ^2D_{3/2}$, $^2P_{1/2}^0 - ^2D_{3/2}$ и $^2P_{3/2}^0 - ^2D_{5/2}$ относятся соответственно как 1 : 10 : 9. Поэтому можно считать, что основной вклад в наблюдаемые в спектре алюминия широкие линии дают два по-



Первые линии интенсивных автоионизационных серий, наблюдаемых в области $s^2p - sp(^3P)np$ -переходов в спектрах поглощения алюминия (а), индия (б) и таллия (в). Результаты, приведенные на рисунке, а, взяты из работы [5], абсолютная шкала сечений получена по данным работ [6, 7].

следних перехода, а какой из них дает преимущественный вклад, решает заселенность основных уровней. Тот факт, что контуры линий $^2P_{1/2}^0 - ^2D_{3/2}$ и $^2P_{3/2}^0 - ^2D_{5/2}$ не разделены в спектре, а дают общий контур, свидетельствует о том, что расстояние между основными уровнями (112 см^{-1}) и расщепление уровней $spnp \ ^2D_{3/2, 5/2}$ малы по сравнению с полушириной линий $^2P_{1/2}^0 - ^2D_{3/2}$ и $^2P_{3/2}^0 - ^2D_{5/2}$ и что полуширины этих линий близки по величине.

Таким образом, в алюминии из уровней конфигурации spp' сильно уширены вследствие взаимодействия с фотоионизационным континуумом только уровни $^2D_{3/2}$ и $^2D_{5/2}$. Переходы на эти уровни $^2P_{1/2}^0 - np \ ^2D_{3/2}$ и $^2P_{3/2}^0 - np \ ^2D_{5/2}$ имеют большие силы осцилляторов и образуют две серии интенсивных широких линий — по одной с каждого основного уровня, которые в спектре сливаются в одну.

В спектрах индия и таллия ситуация меняется в том смысле, что среди переходов с нижнего основного уровня $^2P_{1/2}^0$ появляется по две серии широких интенсивных линий с таким же типом асимметрии, как в алюминии (см. рисунок, б и в). Это означает, что возросло число уровней конфигурации spp' , сильно взаимодействующих с фотоионизационными континуумами, состояния которых остаются такими же, как в алюминии: $\epsilon s \ ^2S_{1/2}$

и $\epsilon d^2 D_{3/2}$. Проведенные ранее исследования sp^2 конфигураций индия и таллия показали, что сильное взаимодействие следует ожидать только с континуумом $\epsilon d^2 D_{3/2}$ [2, 6]. При этом в случае LS -связи в spp' конфигурациях, как показывает анализ спектра алюминия, сильно уширяется только уровень ${}^2D_{3/2}$. Поэтому причину увеличения числа широких автоионизационных линий в спектрах индия и таллия следует искать в отступлении типа связи моментов в конфигурациях spp' от LS .

Действительно, в конфигурациях spp' таллия реализуется тип связи, близкий к Jj . Расчет показывает, что при переходе в конфигурациях spp' от LS к Jj -связи основными компонентами состояния $sp({}^3P)np{}^2D_{3/2}$ становятся два: $sp({}^3P_0)np(0, {}^3/2)_{3/2}$ и $sp({}^3P_1)np(1, {}^3/2)_{3/2}$ с коэффициентами 0.53 и 0.67. Переходы на эти уровни и образуют две серии широких интенсивных линий. Относительная ширина линий этих двух серий (см. рисунок, в) находится в согласии с приведенными коэффициентами. В конфигурациях spp' индия Jj -связь выполняется хуже, поэтому взаимодействие с $\epsilon d^2 D_{3/2}$ континуумом наблюдается преимущественно у одного уровня, о чем можно судить по относительной полуширине линий, показанных на рисунке, б, т. е. схема сложения моментов ближе к той, которая реализуется в алюминии. Таким образом, рисунок в определенном смысле иллюстрирует изменение типа связи в конфигурациях spp' алюминия, индия, таллия.

Величина расщепления основного терма атомов ${}^2P^0$ не только определяет, на сколько разнесены в спектре переходы с разных основных уровней, но и сказывается на относительной заселенности уровней ${}^2P_{1/2}^0$ и ${}^2P_{3/2}^0$. В работе [5] определение заселенности основных уровней алюминия было затруднено, так как спектр был получен при использовании техники флеш-пиролиза, и распределение заселенностей нельзя считать больцмановским. Но в случае больцмановского распределения в интервале температур 1000—2000° С, при которых обычно ведут съемки спектров в вакуумных печах, относительная заселенность уровней ${}^2P_{3/2}^0$ и ${}^2P_{1/2}^0$ алюминия меняется слабо, ее можно считать постоянной и равной 1.8. В индии заселенность уровня ${}^2P_{3/2}^0$ в том же интервале температур существенно зависит от температуры: 14% при 1000° С, 33% при 2000° С. Поэтому рисунок, б относится к спектрам индия, полученным при не очень высоких температурах, когда заселен преимущественно уровень ${}^2P_{1/2}^0$. При повышении температуры паров индия до 2000° С в спектре поглощения должны появиться широкие интенсивные линии, аналогичные линиям ${}^2P_{3/2}^0 - np{}^2D_{3/2}$ в алюминии. Но учитывая заселенность уровня ${}^2P_{3/2}^0$ в индии и результаты расчета сил осцилляторов переходов ${}^2P_{1/2}^0 - {}^2D_{3/2}$ и ${}^2P_{3/2}^0 - {}^2D_{3/2}$, можно ожидать, что интенсивность их будет в несколько раз меньше, чем интенсивность линий, указанных на рисунке, б. В таллии, если пары создаются в вакуумных печах, заселяется только нижний основной уровень ${}^2P_{1/2}^0$, поэтому рисунок, в относится к широкому интервалу температур.

В табл. 2 приведены константы, полученные по контурам линий, представленных на рисунке. Указаны полуширина линий Γ , сечение в максимуме поглощения линий σ_{\max} и абсолютные силы осцилляторов.

Сопоставление спектров алюминия, индия и таллия дает возможность предсказать некоторые черты спектра галлия в области $s^2p - sp({}^3P)np$ -переходов. Расщепление основных уровней галлия составляет 826.24 см⁻¹, в интервале температур 1000—2000° С оба уровня заселены примерно одинаково. Тип связи моментов в spp' конфигурациях галлия ближе к LS , чем в индии. Поэтому, прослеживая изменение спектров по рисунку, можно предполагать, что переходы с уровня ${}^2P_{1/2}^0$ дадут только одну серию сильно уширенных интенсивных линий, сходящуюся к пределу $sp{}^3P_1$. Еще одну серию таких линий, сходящуюся к пределу $sp{}^3P_2$, дадут переходы с уровня ${}^2P_{3/2}^0$. Интенсивность линий ${}^2P_{1/2}^0 - {}^2D_{3/2}$ и ${}^2P_{3/2}^0 - {}^2D_{3/2}$ будет примерно одинакова, так как заселенности нижних уровней и расчетные силы осцилляторов этих переходов близки по величине. Табл. 2 позволяет оценить полуширину первых линий в рассматриваемых сериях галлия. Сравнение возможного значения полуширины линий с величиной расщеп-

ления основного термина показывает, что контуры линий ${}^2P_{1/2}^0 - {}^2D_{3/2}$ и ${}^2P_{3/2}^0 - {}^2D_{5/2}$ будут перекрываться лишь частично. Табл. 2 позволяет оценить также силы осцилляторов первых линий в сериях, они должны быть близки значению 0.02.

В заключение авторы выражают благодарность А. В. Логинову за помощь в проведении расчетов.

Литература

- [1] G. V. Mar. Proc. Phys. Soc., 87, 547, 1966.
- [2] М. Г. Козлов, Г. П. Старцев. Опт. и спектр., 24, 8, 1968.
- [3] J. P. Connerade. Proc. Roy. Soc. Lond., A350, 47, 1976.
- [4] W. R. S. Garton. Proc. Phys. Soc., A, 67, 468, 1954.
- [5] R. A. Roig. J. Phys. B., 8, 2939, 1975.
- [6] Б. Е. Крылов, М. Г. Козлов. Опт. и спектр., 47, в. 5, 1979.
- [7] М. Г. Козлов, Б. Е. Крылов, В. Н. Николаев. Ж. прикл. спектр., 19, 1136, 1973.
- [8] U. Fano. Phys. Rev., 124, 1866, 1961.
- [9] J. L. Kohl, W. H. Parkinson. Astroph. J., 184, 641, 1973.

Поступило в Редакцию 23 апреля 1979 г.

