

1 СБОРНИК

**ЕНСИБИЛИЗИРОВАННАЯ
ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ**

**СМЕСЕЙ
ПАРОВ
МЕТАЛЛОВ**

РИГА-1968

СЕНСИБИЛИЗИРОВАННАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ СМЕСЕЙ ПАРОВ МЕТАЛЛОВ

1 СБОРНИК



РИГА 1968

Сборник посвящен
50-летию Советской власти в
Латвии и 50-летию Латвийско-
го ордена Трудового Красного
Знамени Государственного уни-
верситета имени П. Стучки.

1

В сборник включены главным образом статьи об экспериментальных исследованиях, выполненных в Проблемной лаборатории спектроскопии ЛГУ им. П. Стучки в 1967/68 гг. Работы посвящены изучению физики элементарных процессов при столкновениях атомов и измерению эффективных поперечных сечений взаимодействия атомов с атомами. Все исследования произведены методом сенсibilизированной флуоресценции смеси паров металлов.

Сборник предназначен для студентов вузов и аспирантов специализирующихся в области оптики и спектроскопии, физики плазмы, квантовой электроники, а также может быть использован научными работниками этих специальностей.

Э.К.Крауля.

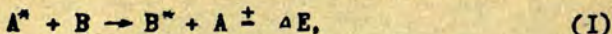
ОБ ИССЛЕДОВАНИЯХ СЕНСИБИЛИЗИРОВАННОЙ
ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ СМЕСЕЙ ПАРОВ МЕТАЛЛОВ в ПРОБЛЕМНОЙ
ЛАБОРАТОРИИ СПЕКТРОСКОПИИ ЛАТВИЙСКОГО
ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА им. П. СТУЧКИ.

Первые эксперименты по сенсibilизированной флуоресценции смесей паров металлов произведены немецкими учеными Франком и Карио в 1922-23 годах /1-3/. Потом, в течение нескольких лет, ставились опыты по сенсibilизированной флуоресценции разных смесей паров металлов; в этих опытах качественно рассмотрена передача возбуждения между атомами (см. обзор в работах /4, 5/). За последние годы опять заметно усилился интерес к исследованиям сенсibilизированной флуоресценции смесей паров металлов. Это стимулирует ряд таких проблемных задач, как квантовая электроника, кинетика химических реакций, изучение верхней атмосферы и космического пространства, исследование плазмы и т. п.

Несмотря на это, в настоящее время сенсibilизированная флуоресценция еще мало изучена как теоретически так и экспериментально.

Сенсibilизированной флуоресценцией Франк /1/ назвал атомные удары, когда возбужденный атом одного типа, сталкиваясь с невозбужденными атомами другого типа, переходит без излучения в основное состояние, а другой атом переходит в возбужденное состояние. Например, если взять смесь

атомов двух типов А и В, то сенсibilизированная флуоресценция или удары второго рода является процессом вида:



где А и В обозначают сталкивающиеся атомы. Звездочкой (*) обозначены возбужденные атомы, а ΔE выражает разность энергий возбужденных состояний атомов А и В. Если возбужденное состояние атома А расположено выше, чем у атома В на величину ΔE (рис. I), тогда обозначим ΔE знаком "+", а знак "-" будет обозначать, что уровень атома В лежит выше возбужденного уровня атома А.

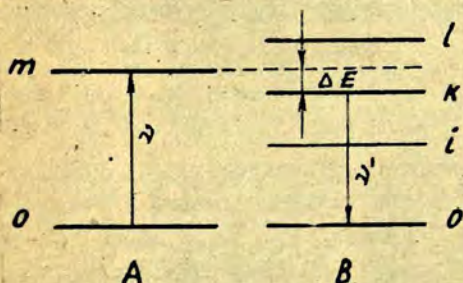


Рис. I.

Разные авторы явление, которое Франк назвал сенсibilизированной флуоресценцией, обозначают по-разному, например, "косвенное возбуждение" ("indirectly excited") /6/ и "активизированная флуоресценция" ("activated fluorescence")

/7/. В предлагаемом сборнике статей использовано название "сенсibilизированная флуоресценция".

Объектом исследований в ЛГУ им. П. Стучки является смесь паров ртути с парами натрия, таллия, индия или кадмия, а также смесь паров кадмия и цезия. Экспериментальные работы поставлены с целью изучить процессы передачи энергии возбуждения и передачи когерентности между атомами, определить эффективность этих передач и выяснить вопрос о превращении энергии возбуждения в кинетическую энергию или наоборот при столкновениях атомов. Эксперименты произведены при разных температурах в зависимости от смесей, но не превышая 1000°C , т.е. при кинетических энергиях не выше 0,1 эв, когда средняя скорость атомов не больше $(5-6) \cdot 10^4 \text{ см.сек}^{-1}$.

Экспериментальная техника.

Установка, использованная для изучения сенсibilизированной флуоресценции смесей паров металлов, схематически изображена на рис.2.

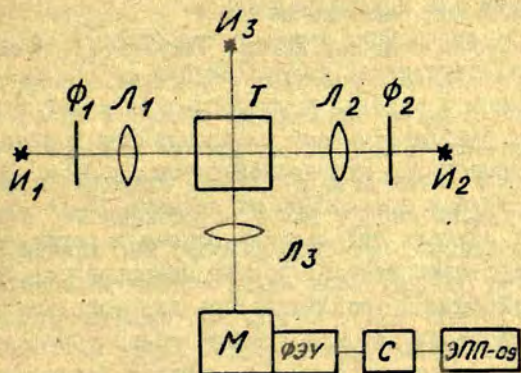


Рис.2.

Буквами I_1 , I_2 и I_3 обозначены источники света, Φ_1 и Φ_2 — фильтры, L_1 , L_2 , L_3 — линзы, T — трубка флуоресценции, M — монохроматор, $\Phi Э У$ — фотоэлектронный умножитель, $С$ — синхродетектор, $Э П - 09$ — самописец.

Свет от источников I_1 и I_2 был сконцентрирован с помощью кварцевых линз L_1 и L_2 внутри сосуда флуоресценции T . Фильтры Φ_1 и Φ_2 ставились для создания монохроматичности возбуждающего излучения. В результате поглощения монохроматического света происходило оптическое возбуждение атомов A , а в спектре испускания наблюдались спектральные линии атомов B . Свет от трубки T с линзой L_3 освещал щель монохроматора M . Регистрация излучения флуоресценции происходила фотоэлектрическим методом. Приемником излучения служил фотоэлектронный умножитель, сигнал которого усиливал синхродетектор и запись производилась самописцем типа $Э П - 09$.

В качестве источников для оптического возбуждения

атомов *A* использовались ртутные лампы марки ПРК-2 с воздушным охлаждением и наложенным магнитным полем или высокочастотные безэлектродные лампочки /8,9/.

Выделение монохроматического света происходило с интерференционными фильтрами с шириной пропускания 6 нм для линии $Hg\lambda 253,7$ нм и II-I2 нм для линии $Cd\lambda 326,1$ нм.

В измерениях поглощения применялась лампа H_3 с вольфрамовой лентой или водородная лампа.

Трубки флуоресценции имели разнообразную форму. Опыты по сенсibilизированной флуоресценции $Hg-Tl$, $Hg-In$, $Hg-Cd$ и $Hg-Zn$ выполнены в трубках двух форм-кубической и цилиндрической. Все они изготовлены из плавленого кварца. Величина ребер в трубках с кубической формы 23-30 мм. Длина цилиндрических трубок 200-400 мм, их диаметр 15-18 мм. Освещение в обоих случаях происходило близко к переднему оконку, от которого свет направлялся на монохроматор. Трубки с цилиндрической формой использовались для того, чтобы удлинить слой поглощающих атомов и более точно определить концентрацию невозбужденных атомов в сосудах флуоресценции.

Эксперименты по сенсibilизированной флуоресценции $Hg-Na$ и $Cd-Cs$ нельзя было производить в кварцевых трубках из-за взаимодействия щелочных металлов с кварцем. Поэтому в этих опытах трубки были сделаны из специального стекла, устойчивого против действия паров натрия и цезия, и имели форму сплюсненного шара (20-30 мм).

В большинстве случаев трубки флуоресценции имели два боковых отростка. В одном отростке помещался элемент *A*, во втором отростке-элемент *B*. Как трубка, так и боковые отростки нагревались отдельными печками, поэтому можно было отдельно устанавливать температуру трубки, в которой наблюдалась флуоресценция, и менять упругость паров обоих металлов, находящихся в боковых отростках. Температура самой трубки флуоресценции во всех опытах поддерживалась более высокая чем в остальных частях сосуда, чтобы предотвратить конденсацию паров металлов на оконках трубки.

Так как температура ртутного отростка во всех смесях поддерживалась более низкой, чем температура второго отрост-

ка, то в трубках флуоресценции создавался большой температурный градиент и более летучие элементы быстро перемещались из горячего отростка на более холодные места в трубке. Это особенно сильно наблюдалось при высоких температурах в работах с кадмием и цинком. Поэтому во всех этих экспериментах трубки флуоресценции были изготовлены не с двумя отростками, а с одним боковым отростком, в котором помещался металлический кадмий или цинк, а ртуть вводилась в трубку в виде паров определенной дозы.

Летучесть металлов определяла также то, были ли трубки флуоресценции отпаяны от вакуумной системы или находились при вакуумной системе и откачивались непрерывно во всё время эксперимента. Какие трубки использовались и в каких условиях они работали, об этом сказано в каждой работе отдельно. Из нашего опыта известно, что сенсibilизированная флуоресценция получается более чистой, когда трубка откачивается во время эксперимента. Поэтому во всех случаях, когда только было возможно, использовались трубки при постоянной откачке.

Ф о р м у л ы в ы ч и с л е н и я .

Формулы для вычисления абсолютных эффективных сечений получены из условия стационарности при предположении, что возбуждение атомов B происходит из-за ударов второго рода с оптически возбужденными атомами A^* по схеме (I) /10, II/.

Считаем, что атомы A находятся только в одном возбужденном состоянии m (рис. I). Тогда заселение какого-либо уровня k атома B может происходить за счет двух процессов:

- а) ударов второго рода с возбужденными атомами A ; б) каскадных переходов с более высоких уровней. Разрушение того же уровня также может происходить за счет двух процессов: а) спонтанного излучения; б) тушащих ударов с невозбужденными атомами A .

Используя следующие обозначения: $N_0(A)$, $N_0(B)$ - кон-

центрация невозбужденных атомов A и B в единице объема, $N_m(A^*)$ - концентрация возбужденных атомов A^* в m состоянии в единице объема, $N_k(B^*)$, $N_\ell(B^*)$ - концентрация возбужденных атомов B в k и ℓ состоянии в единице объема, Q_{ok} - эффективное сечение прямых столкновений, Q_{ko} - эффективное сечение обратных столкновений, \bar{v} - относительная скорость сталкивающихся атомов, получаем выражения: $N_0(B) N_m(A^*) Q_{ok} \bar{v}$ количество актов возбуждения атомов B при ударах второго рода с возбужденными атомами A ; $\sum_{\ell=k+1}^{\infty} N_\ell(B^*) A_{\ell k}$ - каскадные переходы с более высоких уровней на уровень k атома B ; $N_k(B^*) \sum_{r=k-1}^0 A_{kr}$ - спонтанное излучение с уровня k ; $N_0(A) N_k(B^*) Q_{ko} \bar{v}$ - количество тушащих ударов с нормальными атомами A . При использовании этих выражений условие стационарности будет иметь такой вид:

$$\begin{aligned}
 & N_0(B) \cdot N_m(A^*) \cdot Q_{ok} \cdot \bar{v} + \sum_{\ell=k+1}^{\infty} N_\ell(B^*) A_{\ell k} = N_k(B^*) \sum_{r=k-1}^0 A_{kr} + \\
 & + N_0(A) \cdot N_k(B^*) \cdot Q_{ko} \cdot \bar{v}
 \end{aligned} \quad (2)$$

Используя соотношение для интенсивностей спектральных линий:

$$J_{ki} = N_k(B^*) \cdot A_{ki} \cdot h \nu_{ki} \quad (3)$$

и соотношение между прямыми и обратными переходами:

$$Q_{ko} = \frac{g_o}{g_k} \frac{\rho^2}{\rho'^2} Q_{ok} \quad (4)$$

где g_o , g_k - статические веса и ρ , ρ' - импульсы атомов из выражений (2), (3) и (4) получим

$$Q_{ok} = \frac{J_{ki}}{A_{ki} \cdot h \nu_{ki}} \sum_{r=k-1}^0 A_{kr} - \sum_{\ell=k+1}^{\infty} N_\ell(B^*) A_{\ell k} \quad (5)$$

$$= \frac{N_0(A) N_k(B^*) \frac{g_o}{g_k} \frac{\rho^2}{\rho'^2} \bar{v}}{N_0(B) N_m(A^*) \bar{v} - N_0(A) N_k(B^*) \frac{g_o}{g_k} \frac{\rho^2}{\rho'^2} \bar{v}}$$

По формуле (5) можно определить абсолютные эффективные сечения второго рода между атомами, но в наших экспериментальных условиях эту формулу можно еще упростить. Так как эксперименты производились при столь низких давлениях что обратные соударения второго рода атомов или тушащие удары с невозбужденными атомами типа A 10^2 - 10^3 или еще реже, чем прямые удары второго рода, то членом $N_0(A) N_k(B^*) \frac{g_o}{g_k} \frac{\rho^2}{\rho'^2} \bar{v}$

можно пренебречь и формула /5/ перепишется

$$Q_{ок} = \frac{J_{ki}}{A_{ki} h \nu_{ki}} \cdot \frac{\sum_{l=k+1}^{\infty} A_{kl}}{N_m(A^*) \cdot \bar{\nu} \cdot \alpha} - \frac{\sum_{l=k+1}^{\infty} N_l(B^*) A_{lk}}{N_0(B)} \quad (6)$$

Дополнительно в формулу (6) введен множитель α , определяющий ту часть атомов по распределению Максвелла, которая имеет энергию достаточную для возбуждения тех уровней атомов B , которые находятся выше, чем уровень m в атоме A .

$$\alpha = e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \left(\frac{\Delta E}{kT} + 1 \right) \quad (7)$$

Для уровней атомов B , лежащих ниже уровня атома A^* , α равен 1.

Каскадные переходы с более высоких уровней заметную роль играют только при возбуждении низких уровней атома B и поэтому в большинстве случаев в расчётах $Q_{ок}$ можно их не учитывать и формула для определения абсолютного эффективного сечения упрощается еще больше.

$$Q_{ок} = \frac{J_{ki} \sum_{l=k+1}^{\infty} A_{kl}}{A_{ki} \cdot h \nu_{ki} \cdot N_0(B) \cdot N_m(A^*) \cdot \bar{\nu} \cdot \alpha} \quad (8)$$

Распределение возбужденных атомов по энергетическим уровням $N_k(B)$ найдено из абсолютных интенсивностей спектральных линий J_{ki} :

$$N_k(B) = \frac{J_{ki}}{A_{ki} h \nu_{ki}} \quad (9)$$

Экспериментальные трудности и возможные ошибки.

При экспериментальном исследовании сенсibilизированной флуоресценции смесей паров металлов имеется ряд трудностей.

Слабая интенсивность многих спектральных линий является общим свойством всех смесей паров металлов. Поэтому яркость таких линий удается определить с большой ошибкой, а, например, измерить непосредственно ширину спектральных линий во многих случаях даже невозможно. По той же причине невозможно измерить степень поляризации

многих спектральных линий при сенсibilизированной флуоресценции смесей паров металлов.

Из-за малой интенсивности флуоресценции приходится поддерживать довольно большую концентрацию возбуждающих атомов А. Например, в смесях с ртутью температура ртути почти всегда была около 50°C и не ниже, хотя при более низкой температуре было бы меньше побочных явлений.

Во всех спектрах исследованных нами смесей паров металлов (кроме Cd-Cs) спектральные линии находятся в видимой и ультрафиолетовой областях спектра, поэтому для определения абсолютных интенсивностей J_{ki} в качестве эталона надо использовать как вольфрамовую ленточную лампу, так и водородную лампу. Связание результатов ламп производится при длине волны $\lambda 300,0$ нм. Все это, конечно, увеличивает погрешность результатов. Однако, эти ошибки можно оценить достаточно точно и при тщательных и многократных измерениях свести к минимуму. Труднее определить влияние диффузии излучения во многих смесях паров металлов.

Диффузия излучения может сильно изменить интенсивность резонансных спектральных линий в сенсibilизированной флуоресценции смесей паров металлов. Она имеет место как у компонента В, так и у компонента А.

В работах [12, 13, 14] показано, как диффузия излучения индия и таллия перераспределяет интенсивности линий в спектрах сенсibilизированной флуоресценции Hg-In и Hg-Tl .

Атомы индия и таллия характерны тем, что у них имеются два низких энергетических уровня — основной уровень $P_{1/2}$ и метастабильный уровень $P_{3/2}$ (см. схемы на стр. 28, 57 настоящего сборника). Соответственно имеются два перехода вниз с одного верхнего уровня. При повышении температуры (концентрации) атомов на основном уровне $P_{1/2}$, интенсивность резонансной линии уменьшается из-за диффузии излучения, а интенсивность второй линии, у которой нижний уровень $P_{3/2}$, увеличивается. Происходит перераспределение интенсивностей спектральных линий с повышением температуры (концентрации) атомов индия или таллия. Как изменяется отношение спектральных линий $\text{In } 451,1$ нм и $410,2$ нм и $\text{Tl } 535,0$ нм и $377,6$ нм

В зависимости от температуры металлов дано на рис. 3 и 4.

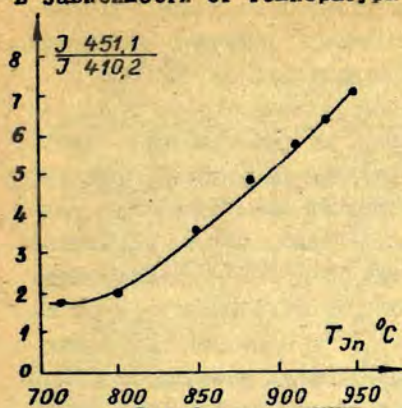


Рис. 3.

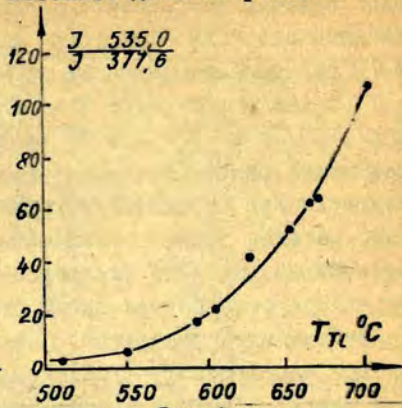


Рис. 4.

Из рисунков видно, что диффузия излучения индия почти отсутствует при температуре индия 750°C , а в случае таллия при температуре 450°C . Только при таких низких температурах не удастся наблюдать полный спектр sensibilizированной флуоресценции $Hg-Zn$ и $Hg-Tl$, и поэтому наши опыты проводились при более высоких температурах, когда уже имеет место диффузия излучения. Чтобы исключить искажение, которое несет диффузия излучения при определении заселенности какого-либо верхнего уровня, приняты во внимание переходы с этого уровня на оба низкие уровня $P_{1/2}$ и $P_{3/2}$ /14, 15/.

В случаях sensibilizированной флуоресценции $Hg-Zn$ и $Hg-Tl$ можно измерить обе спектральные линии, которые кобчатся на уровнях $P_{1/2}$ и $P_{3/2}$ и таким образом определить роль диффузии излучения.*) При sensibilizированной флуоресценции $Hg-Cd$ и $Hg-Zn$, где имеется всего один переход вниз, невозможно непосредственно измерить влияние диффузии излучения. Поэтому эти опыты проведены при возможно более низких температурах, когда можно пренебречь диффузией излучения.

В наших экспериментальных условиях также трудно учесть диффузии излучения ртути. Сделаны попытки измерить

*) Упомянутым способом можно учесть диффузии излучения при температурах не выше $T_{Pb} 1000^\circ\text{C}$ и $T_{In} 800^\circ\text{C}$. При более высоких температурах эффективное время жизни станет таким, когда начинают появляться вторичные процессы.

ее непосредственно в работе /14/, но в большинстве случаев она оценена приблизительно по формулам из работ /16, 17/. Установлено, что диффузия излучения изменяет результат 9-10 раз при концентрации атомов ртути $(5-6) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Сверхтонкая структура спектральных линий является второй причиной, которая может сильно исказить полученные результаты. Она появляется при определении концентрации невозбужденных атомов методом полного поглощения. Например, при исследовании сенсibilизированной флуоресценции Cs - Cs /18/ сверхтонкая структура резонансных линий цезия $\lambda 852,1 \text{ нм}$ и $\lambda 894,3 \text{ нм}$ может изменить результат даже до 10 раз. На рис. 5 видно, как сверхтонкая структура этих линий изменяет ход "кривой роста". Кривая 1 определена с учетом сверхтонкой структуры (с.т.с.) линий Cs $\lambda 852,1 \text{ нм}$ и $\lambda 894,3 \text{ нм}$, а кривая 2 получена без учета сверхтонкой структуры.*) Значения $A_\lambda/\Delta\lambda_D$ в зависимости от α^2 даны в таблице 1. В таблице 2 показаны расхождения в результатах при определении $N_0(\text{Cs})$ с учетом и без учета сверхтонкой структуры спектральных линий цезия.

При определении концентрации атомов методом полного поглощения не менее важно выбрать соответствующую кри-

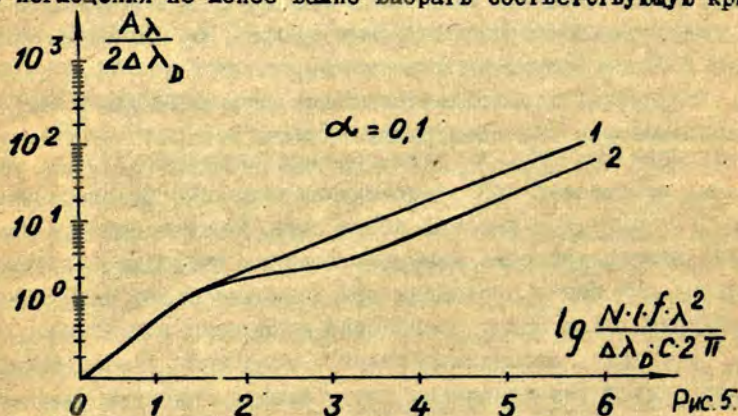


Рис. 5.

*) Авторы благодарят К. Хоффмана за представленные им уточненные данные кривой роста при учете с.т.с. цезия.

Т а б л и ц а № 1.

$\lambda, \text{Å}$	$\frac{A_{\lambda}}{\Delta \lambda_{\text{Д}}}$ (без учета с.т.с.)	$\frac{A_{\lambda}}{\Delta \lambda_{\text{Д}}}$ (с учетом с.т.с.)
0,91	0,39	0,69
3,93	1,10	1,66
14,0	1,82	2,64
70,0	2,95	4,28
131,1	3,45	5,43
495,0	5,35	8,64
2148,0	11,00	15,58

Т а б л и ц а № 2.

Температура цезия ($^{\circ}\text{C}$)	$N_0 \left(\frac{1}{\text{см}^3} \right)$ учитывая с.т.с.	$N_0 \left(\frac{1}{\text{см}^3} \right)$ неучитывая с.т.с.
130	$2,0 \cdot 10^{12}$	$1,9 \cdot 10^{13}$
135	$7,7 \cdot 10^{12}$	$2,3 \cdot 10^{13}$
140	$1,0 \cdot 10^{13}$	$2,7 \cdot 10^{13}$

вуд роста - определенное значение $\alpha = \frac{\Delta \nu_{\text{гисп.}}}{\Delta \nu_{\text{Д}}} \sqrt{\eta n^2}$.

Следует отметить, что концентрация невозбужденных атомов в экспериментах с сенсibilизированной флуоресценцией не соответствует давлению насыщенных паров /19/, и поэтому во всех смесях паров металлов концентрация атомов определялась не по давлению насыщенных паров, а измерялась непосредственно во время экспериментов.

М е т а с т а б и л ь н ы е а т о м ы компонентов А и В явно принимают участие при возбуждении разных спектральных линий, как это видно, например, из работ /18,21/. Только определить количество метастабильных атомов невозможно при столь низких концентрациях атомов, какие имеют место в наших экспериментах. Поэтому для выяснения роли

метастабильных атомов при передаче энергии изменены условия опытов—проведены эксперименты с примесями газов аргона и азота /20,21/.

Кроме экспериментальных трудностей, которые появляются при определении разных величин, возникают еще трудности по определению сущности самого явления сенсibilизированной флуоресценции. Полученные результаты указывают, что передача энергии в сенсibilизированной флуоресценции смесей паров металлов не происходит по такой простой схеме, какая была предложена в ранних работах. В работах /15,20,21/ сделана попытка указать на несколько возможных вариантов возбуждения спектральных линий в сенсibilизированной флуоресценции смесей паров металлов, но для определения истинного процесса требуется еще дальнейшая теоретическая и экспериментальная работа.

x x x

Работы по изучению сенсibilизированной флуоресценции смесей паров металлов ведутся в контакте с Ленинградским Государственным университетом им. А. А. Еданова, за что авторы выражают сердечную благодарность проф. С. Э. Фришу, проф. Н. И. Калитеевскому, ст. н. сотр. О. П. Бочковой и с. н. сотр. М. П. Чайка. Авторы благодарят Э. М. Андерсона и Э. К. Андерсона за представленные им величины сил осцилляторов. В изготовлении ламп и флуоресцентных трубок активно участвовал ст. инж. Б. Пантелеев, за что авторы выражают ему благодарность.

Л и т е р а т у р а.

1. J. F. G a n s k, Zs. f. Phys., 9, 259, 1922.
2. G. S a r i o, Zs. f. Phys., 10, 185, 1922.
3. G. S a r i o, J. F. G a n s k, Zs. f. Phys., 17, 202, 1923.
4. А. М и т ч е л л, М. З е м а н с к и й, Резонансное излучение и возбужденные атомы, ОЧТИ, 1937.
5. П. П р и н г с т е й м, Флуоресценция и фосфоресценция, ИИЛ, М., 1951.
6. S. L o g a n, Phys. Rev., 26, 573, 1925.

7. F. R a z e t t i, Nature, 118, 47, 1926.
8. М. О г р и н ь ш, Сборн. "Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов, ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.
9. Л. И. К а р т а ш е в а, Э. К. К р а у л и н я, С. Я. Л и е п а ЖПС, 8, 206, 1968.
10. С. Э. Ф р и ш, Э. К. К р а у л и н я, ДАН СССР, 101, 837, 1955.
11. С. Э. Ф р и ш, Оптические спектры атомов, М., 1963.
12. М. Л. Я н с о н, Изв. АН Латв. ССР, сер. физ. и техн. наук, 11, 7, 1967.
13. В. К. К р а у л и н я, А. Э. Л е з д и н, О. С. С а м е т и в, Abstr. Y Intern. Conf. Phys. Electr. and Atomic Collisions, p. 358, 1967.
14. А. Э. Л е з д и н ь, Э. К. К р а у л и н я, Сборн. "Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов, ЛГУ, им. П. Стучки, Рига, 1968.
15. М. Л. Я н с о н, Сборн. "Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов, ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.
16. Л. М. Б и б е р м а н, Б. А. В е к л е н к о, Физ. сборник Львовского у-та, 4(9), 99, 1958.
17. Т. Н о l s t e i n, Phys. Rev., 72, 1212, 1947.
18. Я. Ф. Ш а й м а н, Э. К. К р а у л и н я, Сборн. "Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов, ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.
19. А. Н. Н е с м е я н о в, Давление паров химических элементов, 1961.
20. М. Г. А р м а н, Э. К. К р а у л и н я, Сборн. "Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов, ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.
21. М. Л. Я н с о н, Э. К. К р а у л и н я, Сборн. "Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов, ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.



М. П. О г р и н ь ш.

ИСТОЧНИКИ СВЕТА ДЛЯ
ВОЗБУЖДЕНИЯ АТОМНОЙ РЕЗОНАНСНОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ
РТУТИ.

Источниками спектральных линий ртути являются широко применяемые ртутные лампы типа ПРК. Эти лампы применяются и для оптического возбуждения атомов ртути. Они удобные и простые в эксплуатации, но не удовлетворяют всем требованиям, предъявляемым к источникам света при оптическом возбуждении атомной резонансной флуоресценции ртути.

Лампы ПРК-2 и ПРК-4 являются источниками, которые излучают во всём объёме. Температура в лампе распределена не-



Рис. I.

равномерно, и поэтому, при больших разрядных токах резонансная линия ртути λ 253,7 нм испытывает сильное самопоглощение и наблюдается самообращённая спектральная линия.

Резонансная линия ртути λ 253,7 нм состоит в основном из пяти компонентов сверхтонкой структуры /1/. На рис. I дана фотоэлектрическая запись сверхтонкой структуры резонансной линии ртути λ 253,7 нм, если самопоглощение в самом источни-

ке невелико. Запись произведена подобно работам /2,3/ при $\Delta\lambda = 0,08$ нм.

Такой контур резонансной линии ртути для лампы ПРК-2 наблюдается только при малых токах разряда (меньше 0,5а). С увеличением тока разряда возрастает самопоглощение и появляется самообращение. На рис.2 изображён контур резонансной линии ртути $\lambda 253,7$ нм для лампы ПРК-2 при разных токах разряда: а) $i = 0,3а$, б) $i = 0,5а$, в) $i = 1,0а$, г) $i = 2,5а$ и $\Delta\lambda = 0,08$ нм. В этом случае лампа охлаждается воздухом. Если наблюдается самообращение линии, то местонахождение компонентов сверхтонкой структуры указывается стрелками.

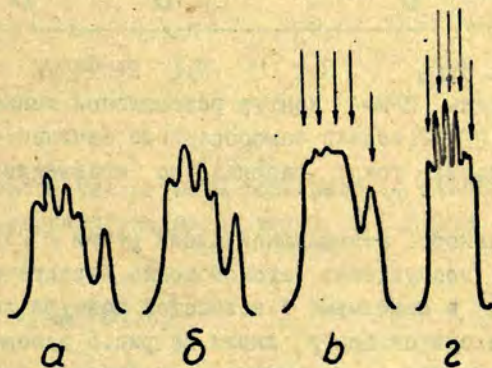


Рис.2.

Самообращение немного уменьшается, если поместить лампу в магнитном поле, которое прижимает разряд к стенке лампы. Влияние магнитного поля на контур резонансной линии ртути $\lambda 253,7$ нм для лампы ПРК-2 показано на рис.3 при $\Delta\lambda = 0,08$ нм, $i = 1,0а$ а) без магнитного поля, б) с магнитным полем.

Если не охлаждать лампу ПРК-2, самообращение и самопоглощение резонансной линии сильно возрастает и наблюдается даже при разрядных токах 0,3а.

На рис. 4 даны контуры резонансной линии ртути $\lambda 253,7$ нм для а) неохлаждённой и б) охлаждённой лампы ПРК-2 ($\Delta\lambda = 0,08$ нм, $i = 0,3а$).

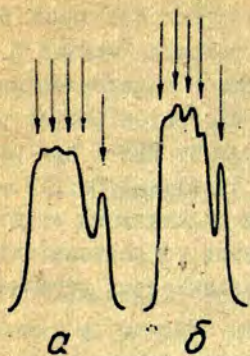


Рис. 3.

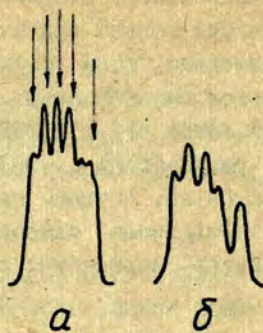


Рис. 4.

Для лампы ПРК-4 контур резонансной линии такой же, как у лампы ПРК-2, только самообращение начинается при несколько больших токах разряда по сравнению с лампой ПРК-2.

Эффективность резонансной линии ртути $\lambda 253,7$ нм для оптического возбуждения атомов можно характеризовать интенсивностью в максимуме т.е. высотой контура линии в том месте, где находится центр линии. На рис. 5 изображено изменение интенсивности максимума резонансной линии ртути $\lambda 253,7$ нм в зависимости от силы тока разряда для ламп ПРК-2, если лампа неохлажденная (1), охлажденная (2) и охлажденная с магнитным полем (3). По оси ординат отложена высота контура резонансной линии $\lambda 253,7$ нм в относительных единицах в том месте, где находится центр наиболее интенсивной компоненты сверхтонкой структуры.

Из рис. 5 видно, что при охлажденной лампе ПРК-2 самая большая интенсивность максимума достигается с разрядным током 1а. В таком же режиме лампа действует наиболее эффективно на оптическое возбуждение резонансной флуоресценции атомов ртути. Это подтверждается рис. 6, на котором дано изменение интенсивности резонансной флуоресценции паров ртути

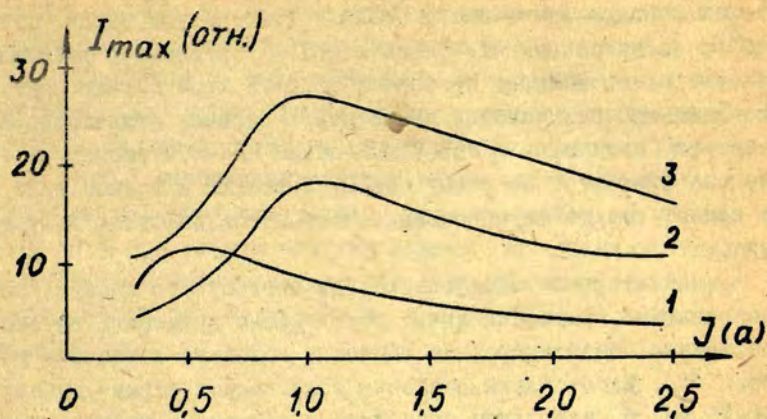


Рис. 5.

ти в зависимости от силы тока разряда охлаждённой лампы ПРК-2 при температуре паров ртути 20°C (1) и 40°C (2).

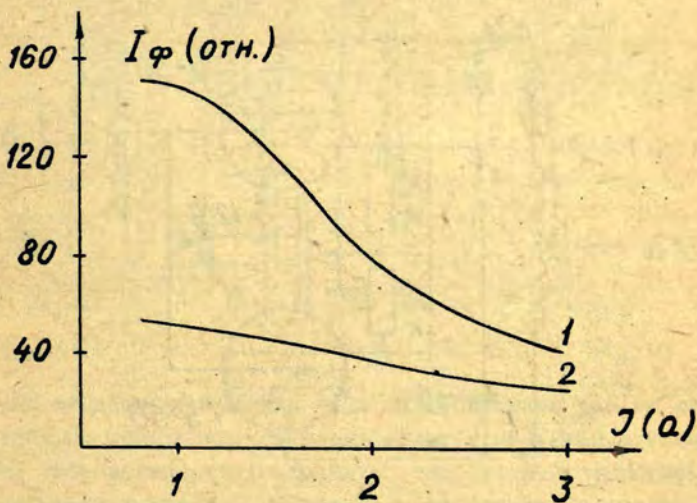


Рис. 6.

Если температура паров ртути 20°C , то самая большая интенсивность резонансной флуоресценции наблюдается при токах разряда лампы около 1a . Если температура паров ртути 40°C , то интенсивность резонансной флуоресценции уменьшается и менее зависит от тока разряда. В этом случае контур поглощения резонансной линии ртути сильнее отличается от контура излучения $\lambda 253,7\text{ нм}$ лампы ПРК-2, и атомы ртути не возбуждаются по всему объёму, а только в тонком слое, и в самом сосуде флуоресценции происходит диффузия излучения.

Значительно эффективнее для оптического возбуждения резонансной флуоресценции ртути можно применять высокочастотные безэлектродные лампочки подобные лампочкам работ /4/. Изготовлены лампочки сферической формы (диаметр $10\text{--}15\text{ мм}$) с небольшим отростком, наполненные парами ртути и аргоном. Самые лучшие результаты достигаются, если давление аргона около 2 мм рт. ст. Лампочка помещается в катушке резонансного контура высокочастотного генератора, электрическая схема которого дана на рис.7.

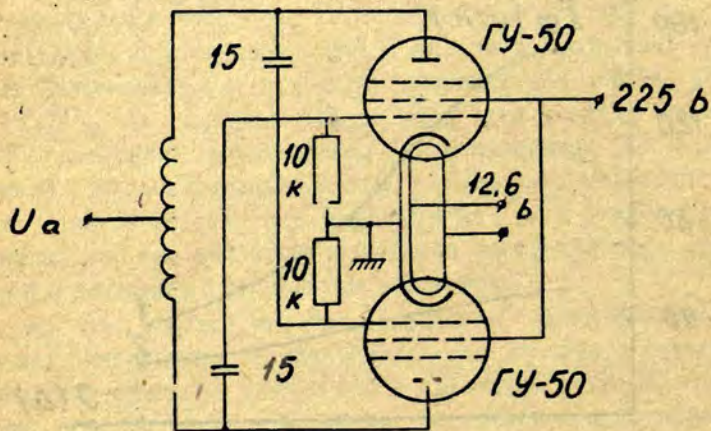


Рис.7.

Электромагнитное поле катушки вызывает в лампочках кольцевой разряд. Из-за скин-эффекта атомы возбуждаются в основном только в тонком слое около стенок лампочки. В результате уменьшается самопоглощение и увеличивается интенсивность излучения. При небольшой мощности возбуждения у резонансной линии ртути не происходит самообращения.

На рис. 8 изображены контуры резонансной линии ртути $\lambda 253,7$ нм для высокочастотной лампочки (давление аргона 2 мм рт. ст.) при разных анодных напряжениях U_a (мощностях) возбуждающего генератора, если лампочка охлаждается воздухом ($\Delta \lambda = 0,08$ нм, а) $U_a = 170$ в, б) $U_a = 250$ в, в) $U_a = 400$ в, г) $U_a = 500$ в).

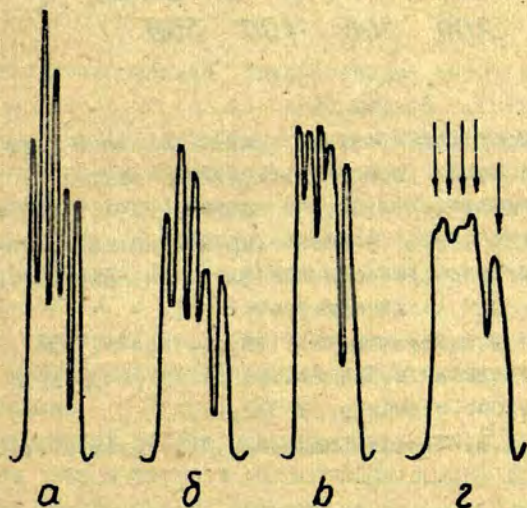


Рис. 8.

При анодном напряжении 400 в самообращение ещё не наблюдается, но происходит самопоглощение и меняются относительные интенсивности компонентов сверхтонкой структуры. При дальнейшем увеличении анодного напряжения появляется самообращение.

На рис. 9 изображено изменение интенсивности миниму-

ма резонансной линии ртути для высокочастотной лампочки в зависимости от анодного напряжения генератора (мощности возбуждения).

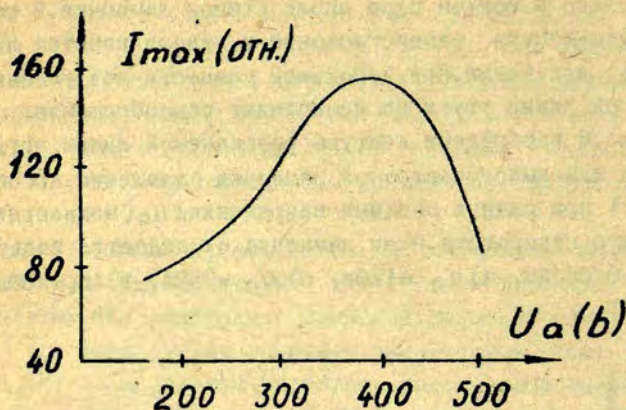


Рис.9.

Высокочастотные безэлектродные лампочки дают интенсивность максимума резонансной линии ртути λ 253,7 нм почти на порядок больше, чем лампа ПРК-2, и поэтому эти лампочки могут быть успешно применены для оптического возбуждения атомной резонансной флуоресценции ртути.

Литература.

- /1/ Н. Schüler, J. E. Keyston, Zs. f. Phys., 72, 474, 1931.
- /2/ Н. И. Калитеевский, М. П. Чайка, Вестн. ЛГУ, №4, 9, 1956.
- /3/ М. П. Чайка, Опт. и спектр., 3, 372, 1957.
- /4/ W. B. Bell, A. L. Bloom, J. Lurch, Rev. Sci. Instr., 32, 688, 1961.

А.Э.Л е з д и н ь, Э.К.К р а у л и ч а.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ВОЗБУЖДЕНИЯ
АТОМОВ ТАЛЛИЯ В СЕНСИБИЛИЗИРОВАННОЙ
ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ СМЕСИ ПАРОВ РТУТИ И ТАЛЛИЯ.

Сенсибилизированная флуоресценция смеси паров ртути и таллия является не только самой первой смесью, в которой наблюдалась передача возбуждения при атомных столкновениях /1-2/, но она является также одной из более исследованных смесей паров металлов /3-23/. Сенсибилизированная флуоресценция $Hg-Tl$ исследовалась в разных экспериментальных условиях. Эксперименты производились без примеси газов /1-14/ и с примесями благородных газов /15-17/, в отпаянных трубках /1-11, 15-17/ и при непрерывной откачке во время измерений /12-14/, при больших и малых давлениях ртути и таллия.

В настоящей работе сенсибилизированная флуоресценция смеси паров ртути и таллия наблюдалась без примесей газов при непрерывной откачке во время измерений и при разных давлениях паров ртути и таллия. Дано сравнение по отдельным вопросам с отпаянной трубкой флуоресценции.

Э к с п е р и м е н т а л ь н а я у с т а н о в к а
и м е т о д и к а и з м е р е н и й.

При наблюдений сенсибилизированной флуоресценции

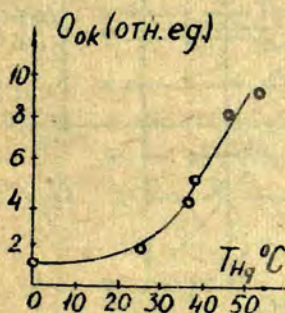
$Hg-\text{Te}$ использована экспериментальная установка, которая схематически дана в работе /24/. Трубки флуоресценции имели две формы. Одна трубка была прямоугольная $25 \times 25 \times 30$ мм, а другая имела цилиндрическую форму длиной 200 мм, диаметром 15 мм и с возбуждением в одном конце в районе длиной 20 мм. Обе трубки имели два отростка, заполненные металлической ртутью и металлическим естественным таллием.

Возбуждение ртути происходило при помощи ртутных ламп ПРК-2. Спектральная линия $\lambda 253,7 \text{ нм}$ выделялась интерференционным фильтром. При возбуждении атомов ртути полным спектром ртути никаких других изменений в спектре таллия не произошло, а только возросла интенсивность всех линий таллия пропорционально возрастанию интенсивности возбуждающей линии $Hg \lambda 253,7 \text{ нм}$. Для регистрации излучения таллия использовался монохроматор с дифракционной решеткой 1200 штрихов на мм, фотоэлектронный умножитель ФЭУ-18А, синхродетектор, и самописец ЭПМ-09М2. В качестве эталонных источников света использованы вольфрамовая ленточная лампа и водородная лампа. Для увеличения точности измерений вольфрамовой ленточной лампы измерения производились при 5-7 различных яркостных температурах в интервале от 1260°C до 1510°C .

Д и ф ф у з и я и з л у ч е н и я р т у т и .

Температура ртути в большинстве случаев измерений поддерживалась $50 \pm 2^\circ\text{C}$. Эта температура ртути в наших экспериментальных условиях соответствует наиболее эффективному возбуждению спектральных линий таллия. Поскольку при такой высокой температуре имеет место сильная диффузия излучения ртутной линии $253,7 \text{ нм}$, то необходимо ее учесть. Для этого произведены измерения при постоянной концентрации таллия ($N_{\text{Ta}}(T)$ равна $1,4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) и температуре трубки 800°C , при уменьшении только температуры ртути. Концентрация возбужденных атомов ртути $N_{\text{Bzr}}(Hg)$ определялась по излучению линии $Hg \lambda 253,7 \text{ нм}$ без поправки на диффузию. По этим данным рассчитывалось эффективное сечение Q_{eff} и стро-

ился график $Q_{ок}$ в зависимости от температуры отростка ртути. Полученный график дан на рис. I. Изменения эффективного сечения $Q_{ок}$ в зависимости от температуры отростка ртути оказались одинаковыми для всех уровней таллия и относились за счёт диффузии



за счёт диффузии $Hg \lambda 253,7nm$, ибо остальные параметры не менялись. Величина $Q_{ок}$ при температуре отростка ртути меньше $0^\circ C$ принималась за истинную. Диффузия излучения ртути при $52^\circ C$ изменяла результат в 9,3 раза.

Рис. I.

Диффузия излучения таллия и определение концентрации невозбужденных атомов таллия.

Не менее важно исследовать влияние диффузии излучения таллия, из-за которой может сильно изменяться интенсивность спектральных линий таллия.

Схема уровней таллия на рис. 2 показывает, что из всех уровней таллия, кроме состояния $D_{5/2}$, имеются два перехода вниз: один на $6^2P_{3/2}$ уровень, а второй — на $6^2P_{1/2}$ уровень. Поэтому диффузия излучения не влияет только на интенсивность линий $351,9nm$ ($6^2D_{5/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$) и $291,8nm$ ($7^2D_{5/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$). На всех остальных спектральных линиях таллия из-за диффузии излучения наблюдалось сильное перераспределение интенсивностей при повышении концентрации атомов таллия. Это видно по рис. 3, где дано изменение фотонных потоков спектральных линий $535,0nm$ и $377,6nm$ при изменении концентрации невозбужденных атомов таллия. Суммарное число фотонов $\sum I_{ki}/h\nu_{ki}$ с уровня $7^2S_{1/2}$ меняется пропорционально

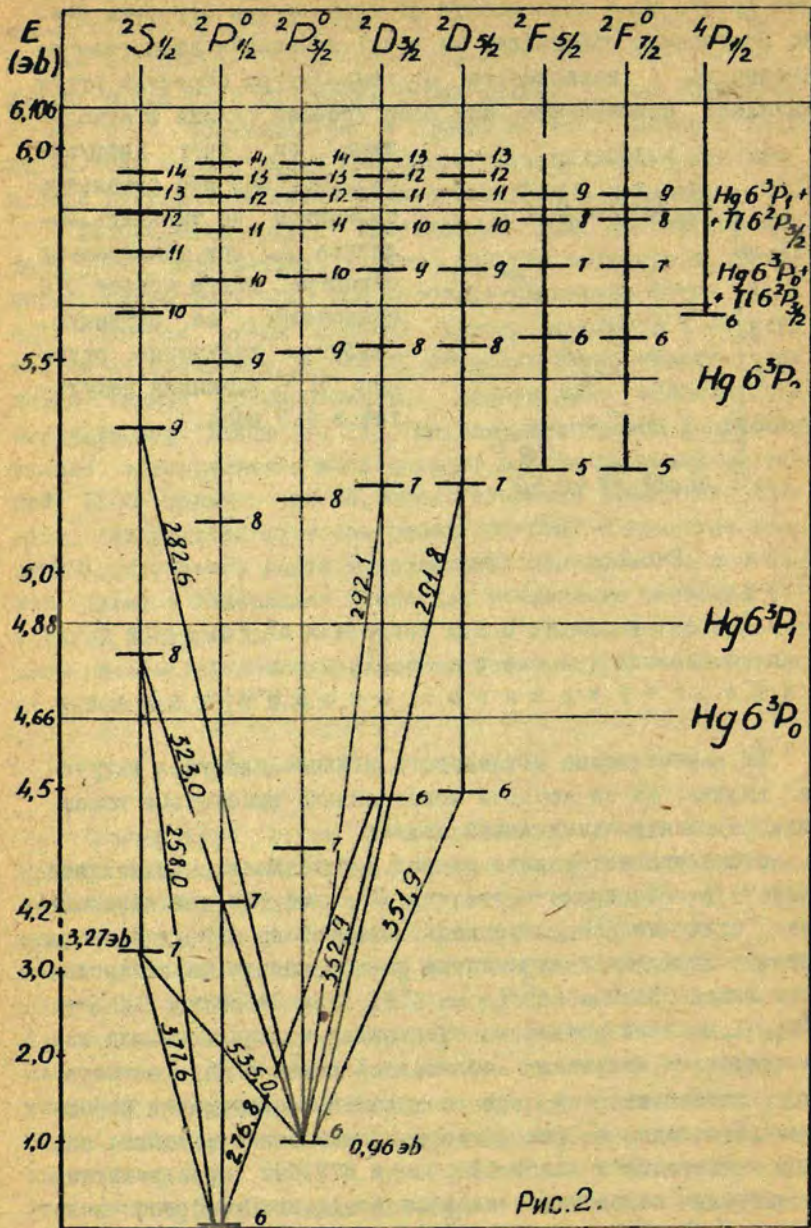


Рис. 2.

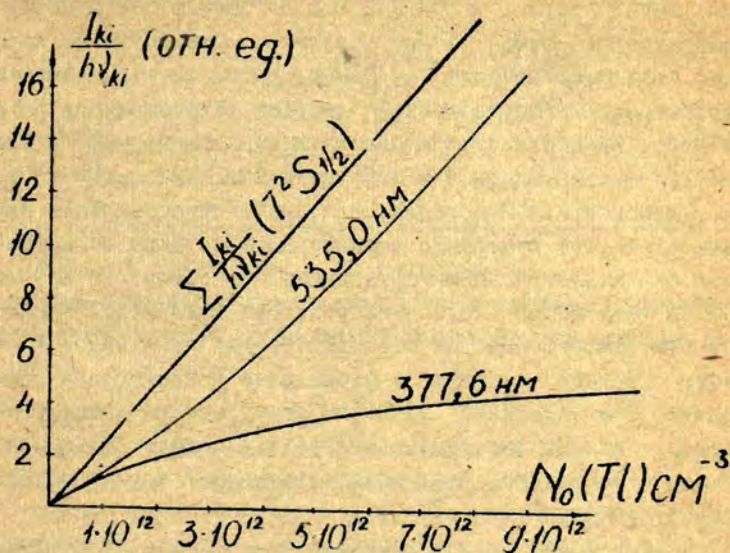


Рис. 3.

концентрации невозбужденных атомов таллия N_0 (г/л). Подобно линиям $\lambda 535,0$ и $\lambda 377,6$ нм меняется излучение с уровней $8^2 S_{1/2}$ ($\lambda 33,0$ нм, $258,0$ нм и др.), $6^2 D_{3/2}$ ($\lambda 352,9$ нм, $276,8$ нм), $7^2 D_{3/2}$ ($\lambda 292,1$ нм, $236,0$ нм и др.) и всех остальных уровней, с которых один переход идет на основной уровень таллия $6^2 P_{1/2}$. У этих пар спектральных линий перераспределение интенсивностей более или менее сильное в зависимости от сил осцилляторов. Выше сказанное справедливо в отношении трубки с откачкой до температур отртотка таллия $750-800^\circ\text{C}$. При большей температуре таллия коэффициенты поглощения линий на уровень $7^2 6^2 P_{3/2}$ приближаются к единице, и начинается перекачка излучения в ещё более высокие уровни, а также усиливается тушение флуоресценции.

Перераспределение излучения таллия вследствие диффузии излучения использовано для определения концентрации

невозбужденных атомов таллия. Для этого при помощи метода полного поглощения построен график отношения интенсивности линий таллия $\lambda 535,0$ нм и $\lambda 377,6$ нм в зависимости от концентрации атомов таллия. В нашем случае получена линейная зависимость между $I_{535,0}/I_{377,6}$ и $N_0(\tau)$ в широком диапазоне концентраций. Градуировочный график использовался в дальнейшей работе для определения концентрации $N_0(\tau)$ и главное — для непрерывного контроля за изменением $N_0(\tau)$ во время эксперимента. Необходимость такого сопоставления вызывается тем, что измерение концентрации методом полного поглощения является очень трудоемким процессом с малой точностью, отношение же интенсивностей измеряется всегда и при том намного быстрее и точнее. Отсюда появляется возможность точнее следить за изменением концентрации атомов таллия. Это особенно важно и потому, что на концентрацию атомов влияет не только температура отрезка таллия, но также температура всех остальных частей трубки флуоресценции, концентрация ртути и мощность откачки.

Кроме того, обратим внимание на то, что концентрации атомов таллия не соответствуют температурам отрезка по соотношениям, данным в работе /25/. Более того: концентрации атомов таллия при одной и той же температуре отрезка имеют разные величины в зависимости от того, производится ли откачка по трубке флуоресценции во время эксперимента или она отпаяна от вакуумной системы.

Необходимо отметить, что градуировку нужно произвести для каждой трубки и различных условий возбуждения в отдельности.

Уровень $^6\text{P}_{1/2}$ лежит на 0,96 эв выше основного уровня $^4\text{P}_{1/2}$, и поэтому заселение его в условиях сенсibilизированной флуоресценции Hg — Tl намного меньше заселения основного уровня. В таблице 1 дано, насколько уровень $^6\text{P}_{1/2}$ заселен меньше уровня $^4\text{P}_{1/2}$ по распределению Больцмана при разных температурах трубки.

От основания считать, что при флуоресценции сильно увеличилось бы заселение уровня $^6\text{P}_{1/2}$ из-за слабости возбуждения. Во всяком случае изменение заселенности состоя-

$T^{\circ}C$	κT	$N(6^2P_{3/2}) / N(6^2P_{1/2})$
700	0,0838	$1,98 \cdot 10^{-5}$
800	0,0924	$5,81 \cdot 10^{-5}$
900	0,1077	$1,50 \cdot 10^{-4}$
1000	0,1097	$3,00 \cdot 10^{-4}$

ния $6^2P_{3/2}$ не превышает одного порядка.

Кривые полного поглощения даны в таблице 2. Расчеты для участка кривой с доплеровским контуром сделаны по формуле

$$0,83 \frac{A_{\lambda}}{\Delta \lambda_D} = \frac{1}{2} \sqrt{\pi} \mathcal{E}_0 \rho \cdot S(\mathcal{E}_0 \rho)$$

где функция Ладенбурга $S(\mathcal{E}_0 \rho)$ рассчитана на БЭОМ-2 с учетом сверхтонкой структуры и изотопического сдвига линий /27/. Эти расчеты касаются 10,6 $\mathcal{E}_0 \rho$ до 1000. Результаты при больших $\mathcal{E}_0 \rho$ получены интерполяцией кривых Ван Гельда /26/ на соответствующий параметр "а" и проверены в нескольких пунктах экспериментально в условиях, где концентрация паров таллия известна.

О п р е д е л е н и е а б с о л ю т н ы х э ф ф е к т и р н ы х с е ч е н и й и к а с к а д н ы е п е р е х о д ы .

Из-за сильного перераспределения интенсивностей спектральных линий таллия вследствие диффузии излучения невозможно правильно определить абсолютные эффективные сечения $Q_{ок}$ по формуле

$$Q_{ок} = \frac{\frac{J_{ki}}{A_{ki} h \nu_{ki}} \sum_{r=0,1}^{\infty} A_{kr} - \sum_{l=0,1,11}^{\infty} N_l^2 (T^*) A_{kl}}{N_0(T^*) \cdot N_m(Hg^*) \cdot \bar{v} \cdot \Omega}$$

используя только интенсивность J_{ki} одной спектральной линии, если с данного уровня излучаются несколько спектральных линий. В таком случае необходимо суммировать число переходов, используя экспериментально определенные интенсив-

10,6 ж.л	Кривые полного поглощения; $0,83 \frac{A\lambda}{\Delta\lambda_D}$			
	$\lambda 377,6 \text{ нм}; a=0,0134$		$\lambda 535,0 \text{ нм}; a=0,0218$	
	без с.т.с.	учитывая с.т.с.	без с.т.с.	учитывая с.т.с.
2	0,158	0,190	0,158	0,186
3	0,222	0,273	0,222	0,265
5	0,343	0,428	0,343	0,410
7	0,462	0,575	0,462	0,550
10	0,610	0,785	0,610	0,750
14	0,780	1,05	0,780	0,995
20	0,980	1,44	0,980	1,35
30	1,21	2,03	1,21	1,90
50	1,42	3,00	1,41	2,70
70	1,54	3,88	1,54	3,30
100	1,65	4,95	1,65	4,00
140	1,74	5,80	1,74	4,65
200	1,85	6,60	1,85	5,30
300	2,00	7,35	2,02	5,90
500	2,20	8,20	2,28	6,50
700	2,35	8,75	2,47	6,90
1000	2,52	9,20	2,70	7,20
$1,4 \cdot 10^3$	2,60	9,90		
$2 \cdot 10^3$	2,77	10,5		
$3 \cdot 10^3$	3,00	11,4		
$5 \cdot 10^3$	3,36	12,5		
$7 \cdot 10^3$	3,70	13,2		
$10 \cdot 10^3$	4,14	13,8		

Таблица № 2.
(продолжение)

10,6 эВ	Кривые полного поглощения; 0,83 $\frac{A_\lambda}{\Delta\lambda}$	
	λ 377,6 нм; $a = 0,0134$	
	без с.т.с.	учитывая с.т.с.
1,4 · 10 ⁴	4,61	14,5
2 · 10 ⁴	5,30	15,5
3 · 10 ⁴	6,10	16,2
5 · 10 ⁴	7,70	17,5
7 · 10 ⁴	8,90	18,5
10 · 10 ⁴	10,6	20,2
1,4 · 10 ⁵	12,5	22,3
2 · 10 ⁵	15,0	26,0
3 · 10 ⁵	18,4	30,5
5 · 10 ⁵	23,8	38
7 · 10 ⁵	28,2	45
10 · 10 ⁵	34,0	53

ности всех спектральных линий с данного уровня.

В случае диффузии в формуле необходимы следующие преобразования

$$\text{вместо } \frac{J_{ki}}{A_{ki} h\nu_{ki}} \sum_{l=k+1}^{\infty} A_{lk} \text{ нужно взять } \sum_{l=k+1}^{\infty} \frac{J_{lk}}{A_{lk} h\nu_{lk}} A_{lk} = \sum_{l=k+1}^{\infty} \frac{J_{lk}}{h\nu_{lk}}.$$

Подобно преобразовывается член, относящийся к каскадным переходам, и в результате получается для определения Q_{0k} в случае диффузии, формула

$$Q_{0k} = \frac{\sum_{l=k+1}^{\infty} \frac{J_{lk}}{h\nu_{lk}}}{N_0(T_0) \cdot N_m(Hg^0) \cdot \bar{v} \cdot L}$$

Величины Q_{0k} даны в таблице 3 /14/. Они определены при учете всего потока фотонов с соответствующего уровня и не меняются в пределах температур отрезка таплия от 400 до

800°С при температуре трубки 800°С.

Т а б л и ц а № 3.

Уровень	ΔE эВ	α	$Q_{ок} \cdot 10^{16} \text{ см}^2$ при откачке
$8^2 D_{3/2, 5/2}$	-0,66	0,006	I,2
$9^2 S_{1/2}$	-0,45	0,038	I,1
$7^2 D_{5/2}$	-0,33	0,129	0,4
$7^2 D_{3/2}$	-0,32	0,134	0,6
$8^2 S_{1/2}$	+0,08	I	3,5
$6^2 D_{5/2}$	+0,40	I	7,0
$6^2 D_{3/2}$	+0,41	I	2,2
$7^2 S_{1/2}$	+1,60	I	II

Абсолютное эффективное сечение уровня $8^2 S_{1/2}$ определено с ошибкой 80%. Для более высоких уровней она еще больше, что потому, что излучение интенсивных спектральных линий возможно измерить с точностью до 5%, слабые линии с уровней $8^2 D_{3/2, 5/2}$ и $9^2 S_{1/2}$ — только до 50–100%. Основная ошибка при определении $Q_{ок}$ всё-таки появляется при определении концентрации невозбужденных атомов таллия $N_0(T)$, потому что очень сильно влияет сверхтонкая структура спектральных линий [27]. Кривые $0,83 A_{\lambda}/\Delta\lambda_D$ в зависимости от $10,6 \text{ эВ}$ даны для того, чтобы, в случае уточнения роли сверхтонкой структуры, можно было уточнить значения $Q_{ок}$.

В таблице 3 видно, что низкие уровни таллия $6^2 D_{3/2}$, $7^2 S_{1/2}$ и $7^2 S_{3/2}$ сильно заселены. Остается вопрос, какую роль при заселении этих уровней играют каскадные переходы с более высоких уровней.

Точно на этот вопрос ответить нельзя, потому что технически трудно измерить переходы с уровней $2^2 F_{3/2, 5/2}$ на $6^2 D_{3/2, 5/2}$ и с уровнем $7^2 P_{1/2, 3/2}$ на $7^2 S_{1/2}$, но используя вероятности оптических переходов таллия, рассчитанные

в работе /28/, и экспериментально полученные данные о заселенности верхних уровней, удалось определить, что в заселении уровней $6^2 D_{5/2}$, $3/2$ каскады играют ничтожную роль. Весь поток фотонов с уровней, с которых возможно попадание фотонов на $6^2 D_{3/2}$, $5/2$, составляет около 1% от потока фотонов, излучающихся с $6^2 D_{3/2}$, $5/2$, даже при участии $7^2 P_{3/2}$.

Единственный уровень, на заселение которого могут существенно влиять каскадные переходы, — это уровень $7^2 S_{1/2}$. В случае использования трубки при откачке каскады с уровней, заселение которых определено, составляют 10%. Почти всё это дают переходы с уровня $8^2 S_{1/2}$ через уровни $7^2 P_{1/2}$ и $7^2 P_{3/2}$. Однако более высокий процент могут составить каскады с уровней $7^2 P_{1/2}$ и $7^2 P_{3/2}$, но для определения их необходимо измерить интенсивности спектральных линий с длиной волны 1301,32 нм и 1151,3 нм на сильном тепловом фоне.

Участие уровня $7^2 P_{3/2}$ при возбуждении атомов таллия.

Если происходит процесс $Hg 6^3 P_1 + Tl 6^3 P_{3/2} \rightarrow Tl^* + 196^3 S_0 + \Delta E$, то хороший резонанс получается с уровнем таллия $12^2 S_{1/2}$ ($\Delta E = +0,003 \text{ эВ}$). В трубках с постоянной откачкой возбуждение уровня $12^2 S_{1/2}$ не исследовалось, но в отпаянной трубке при высокой температуре наблюдалось заселение уровней $9^2 D_{3/2}$, $D_{5/2}$, $10^2 D_{3/2}$, $5/2$, $10^2 S_{1/2}$, $11^2 S_{1/2}$, $12^2 S_{1/2}$. Только заселение их ничтожно, и каскады с них не могут увеличить значительно заселение ни одного из нижних уровней таллия.

Л и т е р а т у р а .

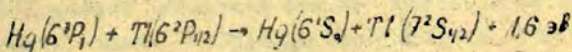
1. G. S. A g r i o, Zs. f. Phys., I^o, 185, 1922.
2. G. S. A g r i o, J. F r a n c k, Zs. f. Phys., II, 161, 1922.
3. G. S. A g r i o, J. F r a n c k, Zs. f. Phys., I7, 202, I^o23.
4. J. G. W i n a n s, F. J. D a v i s, Phys. Rev., 53, 930, 1938.
5. J. G. W i n a n s, Phys. Rev., 52, 930, 1937.
6. J. G. W i n a n s, Phys. Rev., 55, 1126, 1937.
7. R. E. S w a n s o n, R. H. M c F a r l a n d, Phys. Rev., 98, 1063, 1955.

8. E. E. Steyer, R. A. Anderson, Phys. Lett., 11, 127, 1964.
9. R. Anderson, Dr. Schricker, J. Patterson, J. Appl. Phys., 33, 2904, 1962.
10. B. C. Hudson, B. Curnutte, Phys. Rev., 148, 60, 1966.
11. B. C. Hudson, B. Curnutte, Phys. Rev., 152, 56, 1966.
12. Э. К. Крауляня, А. Э. Лездинь, Ю. А. Сялинь, Опт. и спектр., 19, 154, 1965.
13. Э. К. Крауляня, А. Э. Лездинь, Опт. и спектр., 20, 539, 1966.
14. Э. К. Крауляня, А. Э. Лездинь, Опт. и спектр., 25, 1968.
15. I. Donat, Zs. f. Phys., 29, 345, 1924.
16. S. Loria, Phys. Rev., 26, 573, 1925.
17. R. Anderson, R. H. McFarland, Phys. Rev., 119, 63, 1960.
18. R. W. Wood, D. H. Gurtne, Astrophys. J., 26, 41, 1907.
19. R. K. Waring, Nature, 121, 675, 1928.
20. R. K. Waring, Phys. Rev., 32, 435, 1948.
21. J. G. Wipans, Phys. Rev., 74, 1262, 1948.
22. J. G. Wipans, F. J. Davis, V. A. Leitzke, Phys. Rev., 57, 1079, 1940.
23. V. G. Velisulevici, Proc. Phys. Soc., 87, 543, 1966.
24. Э. К. Крауляня, Сборн. "Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов", ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1960.
25. А. Несмеянов, Давление паров химических элементов, 1961.
26. С. Э. Фриш, Оптические спектры атомов, М., 1963.
27. Э. К. Крауляня, А. Э. Лездинь, Изв. АН Латв. ССР, сер. физ. и техн. наук, №4, 7, 1966.
28. Э. М. Андерсон, Э. К. Андерсон, Р. Ф. Трусов, Опт. и спектр., 22, 861, 1967.

С.Я. Д и е п а, Э.К. Кра у л и н я.

ШИРИНА СПЕКТРАЛЬНОЙ ЛИНИИ $\text{Tl } \lambda 535,0 \text{ нм}$
СЕНСИБИЛИЗИРОВАННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ Hg-Tl .

Спектральная линия $\lambda 535,0 \text{ нм}$ возникает при переходе с уровня $7^2S_{1/2}$ на уровень $6^2P_{3/2}$. Если причиной возбуждения уровня $7^2S_{1/2}$ в сенсibilизированной флуоресценции Hg-Tl являются удары второго рода между возбужденными атомами $\text{Hg } 6^3P_1$ и невозбужденными атомами $\text{Tl } 6^2P_{3/2}$, то процесс возбуждения можно схематически записать в виде уравнения



Так как уровень $\text{Tl } 7^2S_{1/2}$ находится на 1,6 эВ ниже уровня $\text{Hg } 6^3P_1$, то при переносе энергии возбуждения избыточная потенциальная энергия должна перераспределиться на кинетическую энергию соударяющихся атомов. При этом должен выполняться закон сохранения энергии и импульса $/I/$.

Таким образом атомы ртути и таллия после соударения получают дополнительную скорость и спектральная линия $\lambda 535,0 \text{ нм}$ имеет доплеровское уширение, которое в общем случае выражается соотношением

$$\Delta \lambda = \frac{2 \lambda v_t}{c},$$

где λ — длина волны наблюдаемой линии, v_t — абсолютное значение дополнительной скорости, c — скорость света.

В случае сенсibilизированной флуоресценции паров ртути и таллия v_t равно $8,7 \cdot 10^4 \text{ см.сек}^{-1}$. Такой скорости соответствует доплеровское уширение $0,11 \text{ см}^{-1}$.

В настоящей работе измерена ширина спектральной линии $Tl\ 535$, Ом в сенсифицированной флуоресценции $Hg-Tl$ и в резонансной флуоресценции таллия. Блок-схема экспериментальной установки показана на рис. I.

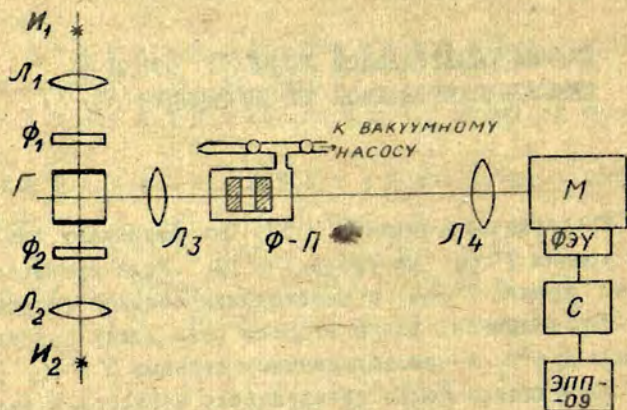


Рис. I.

Флуоресцентный сосуд Г представлял собой прямоугольную кварцевую трубку размером $20 \times 25 \times 25$ мм, отпаянную от вакуумной системы. Трубка была с одним отроском, заполненным изотопом Tl^{205} *). Пары ртути были введены в трубку в определенном количестве. Концентрация атомов ртути составляла $1,4 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

В качестве источников возбуждения I_1 и I_2 при сенсифицированной флуоресценции использовались высокочастотные безэлектродные ртутные лампочки, у которых режим питания выбран согласно работе /2/. При температурах отростка т: для начиная с 490°C (трубка флуоресценции при

*) Изотоп позволяет измерить ширину спектральной линии, не прибегая к геометрическому разложению, что повышает точность работы.

820°С) ширину линии $\lambda = 535$. Они можно было регистрировать фотоэлектрически подобно работе /3/. Для этой цели использовался фотоэлектронный умножитель (ФЭУ) и синхродетектор (С). Контур линии записывался самописце: ЭПП-09. Для измерений применялся интерферометр Фабри-Перо (Ф-П). Интерферометр помещался в барокамеру, которая откачивалась насосом РВН-20. Центральный максимум интерференционной картины фокусировался линзой (Л) на круговую диафрагму, помещенную вместо входной щели монохроматора (М).

При регистрации контура линии $\lambda = 535,0$ нм расстояние между зеркалами интерферометра было равно 0,7 см. Скорость входа воздуха в барокамеру через капилляр оставалась постоянной в пределах 3-4 интерференционных порядков, которые и использовались для измерения ширины линии. Диаметр капилляра (скорость сканирования) подбирался в соответствии с временной константой всей регистрирующей установки, которую в нашем случае определял самописец.

Линия $\lambda = 535,0$ нм была измерена также при резонансной флуоресценции таллия в той же трубке. В резонансной флуоресценции линия $\lambda = 535,0$ нм возбуждалась резонансной линией $\lambda = 377,6$ нм. Линия 377,6 нм выделялась из спектра излучения высокочастотной безэлектродной таллиевой лампочки и фильтрами УФ-6 (ϕ_1, ϕ_2). Таким образом был исключен рассеянный свет от источника возбуждения. Режим питания таллиевых изотопных лампочек выбран согласно работе /4/.

В работе использовались интерференционные зеркала с многослойным диэлектрическим покрытием. Коэффициент отражения зеркал не превышал 84% при длине волны $\lambda = 535,0$ нм. Ширина аппаратной функции определена по коэффициенту отражения и имеет значение $0,04 \text{ см}^{-1}$.

Допускалось, что контур линии флуоресценции подчиняется распределению Гаусса, что выполняется при небольшой реабсорбции. Истинное значение ширины линии получают, используя графическое соотношение Минковского и Брука /5/. Ширина линии определена с ошибкой 10 - 15%.

Вычислены различные уширения линии $\lambda = 535,0$ нм для наших экспериментальных условий и результаты собраны в таб-

Т а б л и ц а .

Вид уширения	Ширина линии (см^{-1})
Естественное уширение	$8,7 \cdot 10^{-4}$
Уширение при соударениях с невозбужденными атомами ртути	$1,0 \cdot 10^{-4}$
Уширение при соударениях с невозбужденными атомами таллия	$3,0 \cdot 10^{-4}$
Доплеровское уширение при 820°C	$3,1 \cdot 10^{-2}$
Дополнительное доплеровское уширение при ударах второго рода.	$1,1 \cdot 10^{-1}$

Из таблицы видно, что в случае сенсibilизированной флуоресценции определяющим является доплеровское уширение. Так как уширение линии, вызванное другими причинами, на два порядка меньше, то им можно пренебречь.

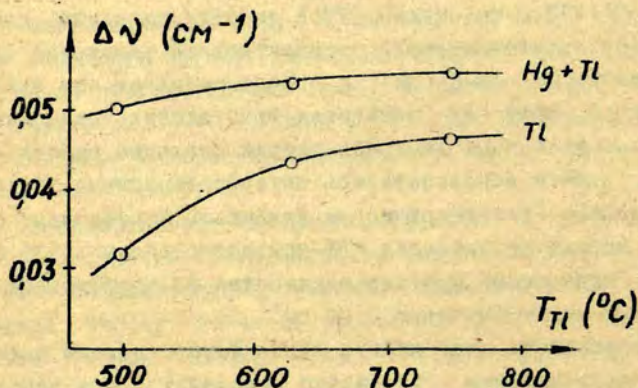


Рис. 2.

На рис. 2 показана зависимость ширины линии $Tl\ 535,0$ нм при сенсibilизированной флуоресценции Hg-Tl и резонанс-

ной флуоресценции T^2 от температуры отртотка таллия. Температура флуоресцентного объёма поддерживалась 820°C . Рост уширения линии в резонансной флуоресценции с повышением температуры таллия связан с реабсорбцией линии. Измерение концентраций на метастабильном уровне $T^2 6^2 P_{3/2}$ методом реабсорбции с одним зеркалом /6/ подтверждает это. Видно, что ширина линии в сенсбилизированной флуоресценции больше вычисленной доплеровской ширины при 820°C , но не достигает значения дополнительного доплеровского уширения, которое имело бы место, если уровень $T^1 7^2 S_{1/2}$ заселялся за счет ударов второго рода с возбужденными атомами $Hg 6^3 P_1$. Процесс заселения уровня $T^1 7^2 S_{1/2}$, наверно, более сложный и пока не выяснен.

В работе Хагена и Ритча /7/ в газовом разряде $He-Ne$ при небольших разностях энергии (ΔE составляет сотые доли электронвольта) наблюдалось уширение спектральных линий неона, если имелась избыточная потенциальная энергия, и сужение линий, когда имелся недостаток энергии возбуждения. В этом случае, наверно, имеют место удары второго рода при возбуждении атомов.

Во второй работе, которая известна в литературе по определению изменения ширины спектральной линии при ударах второго рода /8/, Разетти измерял ширину D -линии натрия при сенсбилизированной флуоресценции смеси паров металлов ртути и натрия. Из полученных качественных результатов автор сделал вывод, что в случае сенсбилизированной флуоресценции $Hg-Na$, несмотря на большую разность энергии ($2,6 \text{ эв}$), все-таки происходит перераспределение избыточной потенциальной энергии на кинетическую энергию соударяющихся партнеров. Но кажется, что наблюдаемое Разетти дополнительное уширение D -линии является не чем иным, как только результатом сильной реабсорбции.

Обратим внимание на то, что концентрация невозбужденных атомов таллия различна при резонансной и сенсбилизированной флуоресценции, и её не определяет температура отртотка таллия. При резонансной флуоресценции концентрация атомов таллия больше, чем при сенсбилизированной флу-

оресценция, хотя температура отростка таллия одинакова.

Л и т е р а т у р а .

1. А.М.Итчелл, М.Земанский, Резонансное излучение и возбужденные атомы, ОНТИ, М.-Л, 1937.
2. М.П.Огриньш, Сборн. "Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов," ЛГУ им.П.Стучка, Рига, 1968.
3. В.И.Калитеевский, М.П.Чайка, Вестник ЛГУ, 4,9, 1956.
4. Л.И.Карташева, Э.К.Крауляня, С.Я.Лиепа ИЭС, 8,206, 1968.
5. В.Минковский, Н.Вгуск, Zs.f.Phys., 95, 274, 1953.
6. С.З.Фриш, О.П.Бочкова, Вестник ЛГУ, 16, 40, 1961.
7. S.Hagen, R.Ritschl, Spectrochim.Acta, 7, 477, 1959.
8. P.Ravetti, Nature, 118, 47, 1926.

О.С.С а м е т и с, Э.К.К р а у л и н я.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СЕНСИБИЛИЗИРОВАННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ СМЕСИ ПАРОВ РТУТИ И ТАЛЛИЯ.

Поляризация флуоресценции позволяет выяснить не только многие особенности строения вещества, но может также служить источником информации о характере процессов, происходящих в излучающих системах. Чтобы подробнее изучить процесс возбуждения сенсibilизированной флуоресценции смеси паров ртути и таллия, исследовалась степень линейной поляризации излучения таллия.

Под степенью линейной поляризации ρ флуоресценции атомов понимаем, как обычно, отношение

$$\rho = \frac{J_{\parallel} - J_{\perp}}{J_{\parallel} + J_{\perp}}$$

где J_{\parallel} и J_{\perp} обозначают относительные интенсивности флуоресценции с линейной поляризацией, направленной параллельно и перпендикулярно направлению поляризации возбуждающего света. Известно, что степень поляризации ρ отлична от нуля во всех тех случаях, когда зеемановские подуровни верхнего состояния данного перехода заселены неравномерно.

В настоящей работе выбрана система направлений, подобная рис. 1, где OY — направление возбуждения, OZ — направление наблюдения, OZ' — направление оси соударения атомов, OZ'' — направление поляризации возбужденного света, а также направление приложенного магнитного поля. Угол φ характеризует отклонение оси соударения OZ' от оси OZ'' и может изме-

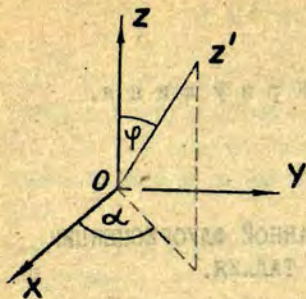


Рис. I.

няться от 0 до 90 градусов. Угол α характеризует положение проекции OZ' в плоскости XU и может принять значение от 0 до 360 градусов.

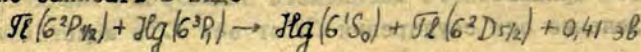
В случае сенсibilизированной флуоресценции $Hg-Tl$ интерес вызывает результат столкновений возбужденных атомов ртути с невозбужденными атомами таллия, если атомы ртути возбуждены

поляризованным светом $\lambda 253,7$ нм. Возбуждение атомов ртути поляризованным светом $\lambda 253,7$ нм, приводит к неравномерной заселенности подуровней возбужденного состояния ртути 6^3P_1 . Передается ли эта неравномерность заселения подуровней ртути атомами таллия при столкновениях или не передается, на этот вопрос ответ могут дать измерения степени поляризации P излучения таллия.

Предварительная оценка степени поляризации.

Чтобы, зная, какая будет ожидаемая степень поляризации таллия, сделана предварительная оценка ее. Для предварительной оценки использован способ, который в отличие от работ /1,2/ не так точен, но применим для любых смесей и переходов сенсibilизированной флуоресценции.

В качестве примера рассмотрим нахождение степени поляризации с экстральной линии таллия $351,9$ нм. Предположим, что возбуждение линии $Tl \lambda 351,9$ происходит в результате соударений невозбужденных атомов таллия с атомами ртути в возбужденном состоянии 6^3P_1 . Этот процесс схематически можно записать в виде



Так как излучение сенсibilизированной флуоресценции наблюдается перпендикулярно направлению возбуждающего света и перпендикулярно направлению поляризации возбуждающего света (оси квантования), то ожидаемую степень поляризации можно выразить как

$$P = \frac{\sum J_{\pi} - \sum J_{\sigma}}{\sum J_{\pi} + \sum J_{\sigma}}$$

где J_{π} и J_{σ} — относительные интенсивности π -и σ -компонентов исследуемого перехода.

Следовательно, степень поляризации P излучения λ 351,9 нм определяется величинами J_{π} и J_{σ} для перехода таллия $6^2D_{5/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$. Чтобы найти значения J_{π} и J_{σ} , необходимо сперва узнать, какие подуровни $6^2D_{5/2}$ заселяются в сенсibilизированной флуоресценции $Hg-Te$. Для этого используем рис. 2, на котором изображены магнитные или зеемановские подуровни состояний $Hg 6^1S_0$ и 6^3P_1 и $Te 6^2P_{1/2}$ и $6^2D_{5/2}$.

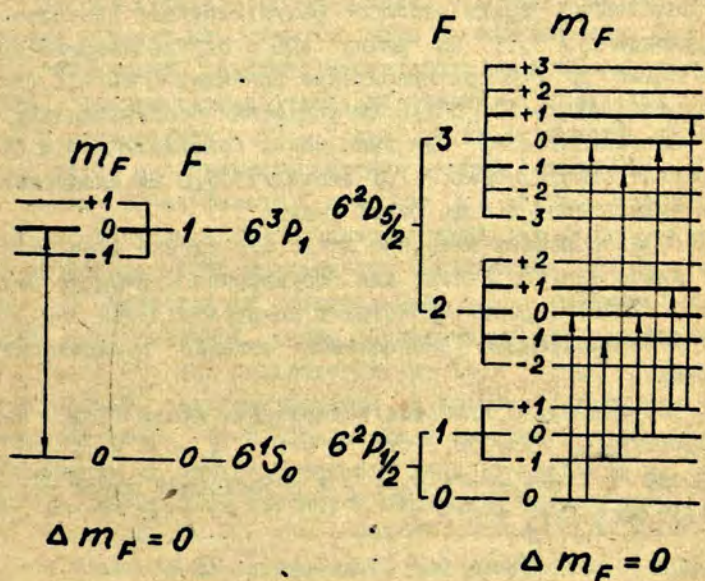


Рис. 2.

Если возбуждение ртути производится светом $\lambda 253,7$ нм, линейно - поляризованным по оси OZ , то в поглощении будут реализовываться только Π -переходы, и в возбужденном состоянии электроны будут находиться лишь на уровнях $m_F = 0$ (рис.2), где m_F - магнитное квантовое число зеемановского подуровня атома. Поскольку в свободном атоме до соударения переходы между различными магнитными подуровнями одного состояния невозможны, обратные переходы будут также соответствовать $\Delta m_F = 0$.

Предположим, что соударения между атомами ртути и таллия происходят по оси OZ и что для всей системы соударяющихся атомов имеет место закон сохранения суммы проекций моментов на эту ось, т.е. $\Delta \Sigma m_F = 0$. В таком случае в атомах таллия также будут осуществляться лишь переходы $\Delta m_F = 0$, приводящие к заполнению шести средних подуровней возбужденного состояния ${}^6D_{5/2}$ (рис.2). С этих подуровней возможны 9 Π -переходов и 16 σ -переходов, относительные интенсивности которых можно рассчитать по соотношению между J_{Π} и J_{σ} и квантовыми числами $J, F, m_F / 3, 4, 5$.

Определенная таким способом результирующая поляризация излучения \mathcal{P} $\lambda 351,9$ нм равна 40% в случае выполнения правила $\Delta m_F = 0$ и 14% при выполнении правила $\Delta m_F = 0, \pm 1$. Для спектральной линии \mathcal{R} $\lambda 352,9$ нм ожидаемая степень поляризации P составляет 14% при выполнении правила $\Delta m_F = 0$ и 0% при правиле отбора $\Delta m_F = 0, \pm 1$. У линии \mathcal{R} $\lambda 535,0$ нм ожидаемая степень поляризации всегда равна нулю.

Ещё раз обращаем внимание на то, что данные выше численные значения P получены для соударения атомов по оси OZ . Фактически соударения происходят по произвольной оси OZ' (рис.1) и следовательно наблюдаемая степень поляризации будет меньше

Экспериментально измерена поляризация линий \mathcal{R} $\lambda 351,9$ нм ($6^2D_{5/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$), \mathcal{R} $\lambda 352,9$ нм ($6^2D_{3/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$), \mathcal{R} $\lambda 535,0$ нм ($7^2S_{1/2} \rightarrow 6^2P_{3/2}$) и резонансной линии ртути $\lambda 253,7$ нм ($6^3P_1 \rightarrow 6^1S_0$).

Эксперимент.

Схема экспериментальной установки показана на рис.3:

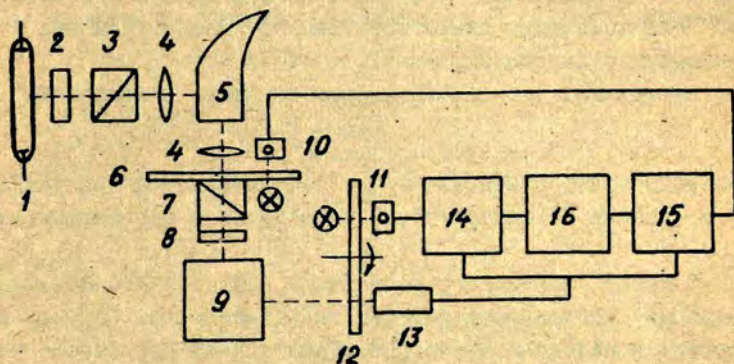


Рис.3.

Сосуд (ячейка) флуоресценции 5 стпаян от вакуумной системы и имеет два отростка. Один из них заполнен ртутью, а другой таллием. Давление паров обоих компонентов регулируется температурами отдельных печей в пределах 550° – 850°C для таллия и $50 \pm 2^{\circ}$ для ртути. Оптическое возбуждение ртути производится ртутной лампой I типа ПРК-2. Свет от лампы через фильтр 2, поляририд 3 и линзу 4 попадает в сосуд 5. Излучение сенсibilизированной флуоресценции таллия от сосуда через вращающиеся анализатор 7 и $\lambda/4$ -пластинку 8^{*)} подается на спектральный аппарат 9. Сигнал выделенной спектральной линии попадает на ФЭУ и фототок от последнего на два синхродетектора 14 и 15. Работа синхродетектора 15 синхронизируется с вращением поляриоида 7, а синхродетектора 14 – с прерыванием светового потока перед ФЭУ. Сигналы от синхродетекторов 14 и 15 подаются на самописец 16, который регистрирует отношение обоих сигналов.

^{*)} $\lambda/4$ - пластинка применялась для уменьшения поляризующего действия оптики спектрального аппарата.

Попадающий на ФЭУ монохроматический свет имеет двойную модуляцию—от вращающегося поляроида 7 и от прерывателя I2. Первая имеет глубину $\Delta J = J_{\max} - J_{\min}$. Вторая имеет усредненное значение интенсивности, т.е. $J_{\text{ср}} = (J_{\max} + J_{\min}) \cdot 1/2$. J_{\max} и J_{\min} обозначают наблюдаемые наибольшую и наименьшую интенсивности света, проходящего через поляризатор 7 в двух взаимно перпендикулярных положениях.

Измеряем экспериментальное значение поляризации

$$P_{\text{экс.}} = \frac{J_{\max} - J_{\min}}{J_{\max} + J_{\min}}$$

пропорционально отношению $\Delta J/J_{\text{ср}}$. Коэффициент пропорциональности зависит от аппаратуры и определяется экспериментально.

Влияние магнитного поля земли и магнитного фона лаборатории устранено выбором направления оси OX в лаборатории и наложением компенсирующих полей при помощи катушек Гельмгольца для осей OY и OZ. При помощи этих же катушек возможно было создать дополнительные магнитные поля в направлениях осей OY и OZ.

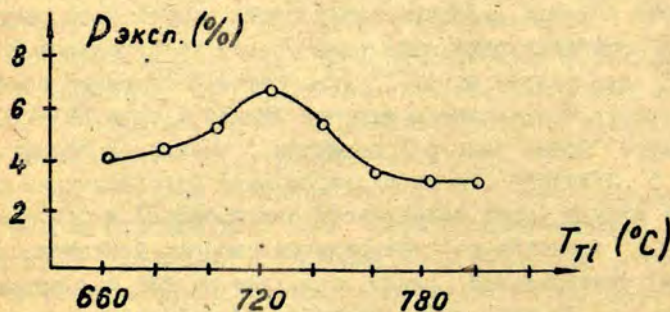


Рис. 4.

Измерена степень линейной поляризации спектральных линий таллия $\lambda 351,9\text{нм}$, $\lambda 352,9\text{нм}$, $\lambda 535,0$ и резонансной линии ртути $253,7\text{нм}$ в зависимости от температур металлов, расстояния места наблюдения от окошка возбуждения и наложения магнитных полей по осям OY и OZ.

Для линий $\text{P} \lambda 351,9 \text{ нм}$ максимальное наблюдаемое значение $R_{\text{эксп.}}$ было получено равным порядка 6-8%. Оно немонотонно зависит от температуры отрезка таллия, как видно из рис. 4.

Удаление места наблюдения от оконка возбуждения дало след степени поляризации. Зависимость $R_{\text{эксп.}}$ от расстояния

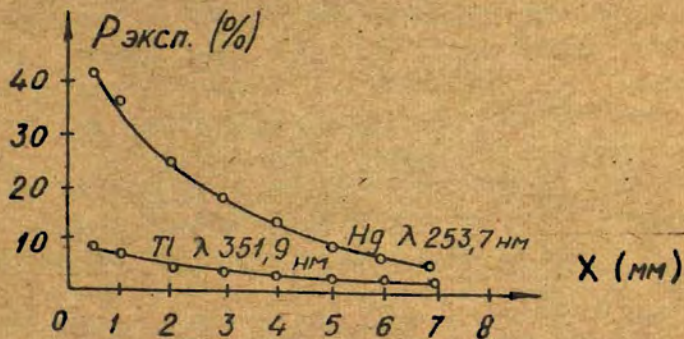


Рис. 5.

от оконка наблюдения для линий $\text{P} \lambda 351,9 \text{ нм}$ и $\text{Hg} \lambda 253,7 \text{ нм}$ показана на рис. 5. Зависимость $R_{\text{эксп.}}$ снята при температуре $T \text{ P } 720^\circ\text{C}$ и $\text{Hg } 50^\circ\text{C}$.

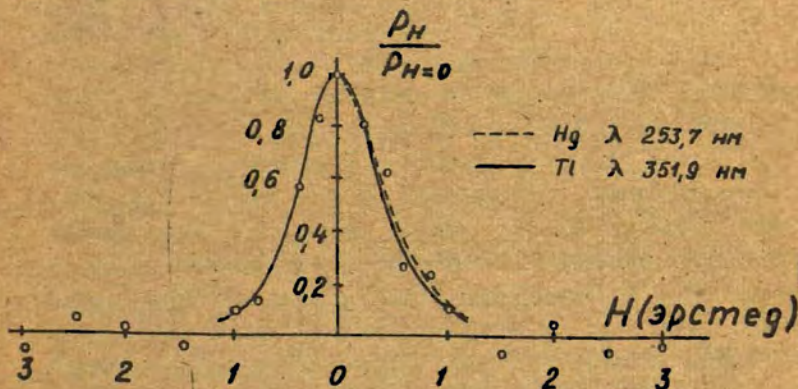


Рис. 6.

Изменение $R_{\text{эксп.}}$ в зависимости от наложенных магнитных полей в направлении ОУ дало быстрый спад $R_{\text{эксп.}}$ для линий $7\lambda 351,9$ нм с ростом интенсивности магнитного поля H (рис. 6). На вертикальной оси рис. 6 отложено отношение $R_{\text{эксп.}}$ при данном магнитном поле H к значению $R_{\text{эксп.}}$ без поля.

Изменение направления поляризации возбуждающего света по оси ОУ дало деполаризованное излучение таллия. Возбуждение флуоресценции неполяризованным светом дало уменьшение $R_{\text{эксп.}}$ на 40-50 %, но значительно увеличилось $J_{\text{ср}}$, почему и применялся во многих измерениях неполяризованный свет для возбуждения атомов ртути.

Степень поляризации \mathcal{P} $\lambda 352,9$ нм имеет подобные свойства линии \mathcal{P} $\lambda 351,9$ нм, но достигает максимальной величины порядка 2 %. Поэтому из-за малой интенсивности она не была подробно изучена.

Линия \mathcal{P} $\lambda 535,0$ нм во всех случаях была деполаризованной.

Максимальное значение $R_{\text{эксп.}}$ для резонансной флуоресценции ртути $\lambda 253,7$ нм достигало порядка 30-35%.

Обсуждение результатов.

В ряде работ (I, 6-II) экспериментальные результаты объясняются предположением, что при атомных столкновениях имеет место закон сохранения суммы проекции моментов соударяющихся атомов ($\Delta \Sigma m_f = 0$) на ось соударений ОУ'.

В нашем случае полученные результаты показывают, что при столкновениях возбужденных атомов ртути с невозбужденными атомами таллия происходит перенос выстраивания атомов. Такой перенос подтвердился при ориентации $S_{1/2}$ и P_3 уровней /1, 8, 9/. Настоящая работа подтверждает, что такой перенос имеет место и при передаче возбуждения на D_3 уровней. Однако экспериментально измеренная степень поляризации $R_{\text{эксп.}}$ для линий \mathcal{P} $\lambda 351,9$ и $352,9$ нм не дает возможности определить характер правила отбора для переноса выстраивания в сенсibilизированной флуоресценции $Hg-\mathcal{P}$. Ве-

личина $P_{\text{эксп}}$ значительно ниже теоретически ожидаемой степени поляризации не только по нашей предварительной оценке для λ 351,9 и 352,9 нм, но и по более строгим вычислениям для λ 352,9 нм /2/.

Причиной несоответствия экспериментальных и теоретических данных могут быть разные деполаризующие факторы.

Как деполаризующий фактор следует отметить диффузию излучения таллия, которая не влияет на степень поляризации линии T 351,9 нм, а поляризацию линии T' 352,9 нм может изменить /12/.

На диффузию излучения ртути λ 253,7 нм указывает спад $P_{\text{эксп}}$ для λ 351,9 нм и λ 253,7 нм при удалении места наблюдения от окошка возбуждения /рис.5/.

Некоторую роль играют, очевидно, также деполаризующие упругие соударения между атомами ртути-ртути и таллий-таллий, на что указывает явление увеличения $P_{\text{эксп}}$ при приложении магнитных полей по оси квантования. Данное явление в парах ртути и других атомов при резонансном излучении подробно изучалось в /13/.

Кроме того, разница между экспериментальными и теоретическими результатами может быть из-за изотопического состава ртути. Митчелл и Земанский /14/ указали, что поляризация излучения меньше у тех атомов, ядерный спин которых отличен от нуля. Все расчёты P согласно схеме (рис.2) проведены при предположении соударения атомов таллия с атомами ртути, квантовое число I которых нуль. Однако таких атомов в природной ртути только 69,8%. Остальные имеют $I = -1/2$ (16,8%) и $I = 3/2$ (13,42%). Атомы последних двух изотопов, сталкиваясь с атомами таллия, дают меньшую P , чем изотопы с нулевым спином и уменьшают средний результат наблюдаемой $P_{\text{эксп}}$ таллия.

Так как разные линии таллия деполаризуются по-разному, то отношение экспериментальных значений P не совпадает с соответствующим отношением теоретических оценок.

Явное несоответствие между экспериментальными и теоретически ожидаемыми результатами получили также Митчелл /15/ и Гау /1/.

У линии $\overline{F}\lambda$ 535, она ожидалась полная деполаризация излучения, и поэтому измерение ее проводилось лишь в качестве контрольного.

Особый интерес представляет эффект Ханле на сенсбилизированном компоненте таллия. Как видно из рис. 6, контур линии Ханле на $\overline{F}\lambda$ 351,9 нм в пределах ошибок совпадает с линией Ханле излучения ртути λ 253,7 нм, т.е. сенсбилизированное излучение таллия деполаризуется магнитным полем как излучение ртути, а не как резонансное излучение таллия. Данный результат хорошо совпадает с выводами /2/.

Л и т е р а т у р а.

1. W. G. O u g h n, Proc. Phys. Soc., 90, 287, 1967.
2. Г. И. Х в о с т е н к о, М. П. Ч а й к а, сборн. "Сенсбилизированная флуоресценция смесей паров металлов", ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.
3. И. И. С о б е л ь м а н, Введение в теорию атомных спектров, М, 1961.
4. С. Э. Ф р и ш, Оптические спектры атомов, М, 1963.
5. П. П. Ф е о ф и л о в, Поляризованная люминесценция атомов, молекул и кристаллов, М, 1959.
6. W. F. G a n z e n, Phys. Rev., 117, 850, 1959.
7. G. D. S h a r p m a n, L. K. G a u s e, J. H. B r o c k m a n, Can. J. Phys., 42, 535, 1964.
8. Е. Б. А л е к с а н д р о в, Опт. и спектр., 13, 751, 1962.
9. Е. Б. А л е к с а н д р о в, Опт. и спектр., 13, 453, 1962.
10. G. A. R u d o l f, T. R. C a r v e r, Phys. Rev. Lett., 15, 282, 1965.
11. R. V. P a r t r i d g e, G. W. S e r i e v, Proc. Phys. Soc., 88, 983, 1966.
12. А. Э. Л е з д и н ь, Э. К. К р а у л и н я, сборн. "Сенсбилизированная флуоресценция смесей паров металлов", ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.
13. W. H a n l e, Acta Phys. Pol., 5, 12, 1936.

14. А. М и т ч е л л, М. З е м а н с к и й, Резонансное излу-
чение и возбужденные атомы, ОНТИ, 1937.
15. А. М и т с х е л л, J. Franklin Inst., 209, 747, 1930.

Г.И.Хвостенко, М.П.Чайка.

ПОЛЯРИЗАЦИЯ СЕНСИБИЛИЗИРОВАННОЙ ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ.

Давно замечено, что при столкновениях энергия возбуждения атомов может быть передана атомам другого рода /1/. Если возбужденное состояние первого атома ориентировано (или выстроено), т.е. подсостояния с различными квантовыми числами m заселены различно, то сенсibilизированная флуоресценция может быть частично поляризованной /1, 2, 3/. В работе 2/ предложена модель таких столкновений и дана схема расчета поляризации для случая, когда оба сталкивающихся атома обладают самой простой структурой: нижние состояния имеют $J = 0$, верхние - $J = 1$.

Целью настоящей работы является распространение этой модели столкновений на более сложные атомные системы. Как и в исходной работе /2/ не учитывается обмен между собственным моментом атома и его динамическим моментом (порожденным кинетическим движением) и поэтому расчет дает завышенное значение поляризации сенсibilизированной флуоресценции, ее верхнюю границу.

Для расчета поляризации излучения принимается следующая модель: атом A^* , возбужденный поляризованным светом, обладает полным моментом J_{A^*} , налетающий на него атом находится в нормальном состоянии и обладает полным моментом J_B . После столкновения моменты обоих атомов стали соответственно J_A и J_{B^*} . Закон сохранения моментов делает справедливым равенство:

$$J_{A^*} + J_B = J_{B^*} + J_A \quad (1)$$

Кроме того, сохраняется сумма проекции моментов на направление столкновения, а поперечный момент, которым мог обладать возбужденный атом A^* , столкновением разрушается:

$$(J_{A^*})_{z'} + (J_B)_{z'} = (J_A)_{z'} + (J_{B^*})_{z'} \quad (2)$$

Направление столкновения определяется углом β относительно оси Z лабораторной системы координат (рис. I). Из

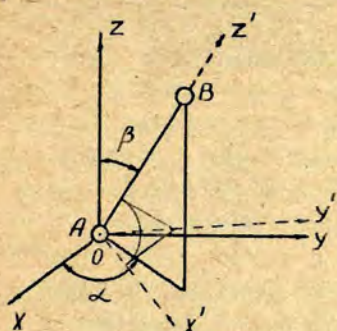


Рис. I.

дальнейшего изложения будет ясно, что результат вычислений не зависит от того, какое именно направление взято за "направление столкновения", важно лишь, чтобы эти направления были равномерно распределены по углам.

В основных чертах схема расчета поляризации состоит в следующем:

Определим вектор состояния возбужденного атома A^* в лабораторной системе координат и обозначим его через α . Система отсчета может быть выбрана произвольно, но, как всегда в таких случаях, выгоднее пользоваться такой системой, в которой вектор состояния имеет наиболее простой вид. Так например, при возбуждении линейно поляризованным светом удобно направить ось Z по направлению электрического вектора возбуждающего света. Центр лабораторной системы координат совместим с атомом A^* .

Выберем атом B , налетающий на атом A^* . Направление движения атома B составляет угол β с осью Z .

Перейдем теперь в новую систему координат $x'y'z'$, связанную с направлением столкновения, и пусть Oz' с этим направлением совпадает (рис. I). Для этого подействуем оператором вращения S на вектор состояния α :

$$\alpha' = S \alpha \quad (3)$$

Следующий этап — передача возбуждения от атома A^* атому B . Если оба атома обладают простейшей структурой, то вектор состояния атома B^* будет таким же, каким был вектор воз-

бужденного состояния атома A^* за исключением потери фазовой памяти между его компонентами. Обозначим оператор передачи возбуждения от атома A^* атому B через Φ . Смысл этого оператора для сложных атомных систем обсуждается ниже. Вектор ψ' возбужденного состояния атома B^* может быть теперь записан:

$$\psi' = \Phi \alpha' = \Phi S \alpha \quad (4)$$

Вернемся в лабораторную систему координат:

$$\psi = S^{-1} \psi' = S^{-1} \Phi S \alpha \quad (5)$$

Теперь нетрудно найти излучение возбужденной системы B^* . Наблюдаемый свет заданной поляризации ρ определится действием оператора наблюдения L_n на матрицу плотности ρ_ψ состояния B^* , образованную из компонент вектора ψ :

$$I_n = L_n \rho_\psi \quad (6)$$

Направления столкновений, если речь идет об обычных ячейках, распределены по углам равномерно. Реально наблюдаемый свет является суммой излучений атомов, испытывавших столкновения под всеми возможными углами:

$$J_n = \int_0^{2\pi} d\alpha \int_0^{\pi/2} I_n \sin \beta d\beta \quad (7)$$

Величины J_n позволяют найти поляризацию, каким бы способом она и была задана.

Рассмотрим подробнее центральный момент всей схемы расчета—определение оператора Φ , т.е. механизма передачи возбуждения атому B . С самого начала неявно было предположено, что оба сталкивающихся атома имеют каждый только два состояния—нормальное и возбужденное, связанные оптическим переходом. Это ограничение весьма близко соответствует реальным условиям, если атом A возбужден в самое низкое из возбужденных состояний; в этом случае все остальные уровни в процессе не участвуют, и их наличие можно игнорировать. Равенства (1) и (2) можно представить в виде:

$$J_n^* - J_n = f; \quad J_{B^*} - J_B = f; \quad (J_n^*)_{z'} - (J_n)_{z'} = f_z; \quad (J_{B^*})_{z'} - (J_B)_{z'} = f_z \quad (8)$$

где f —момент, равный единице. Так как новые состояния A и B^* образуются в результате векторного сложения, амплитуды

вероятностей образующихся состояний пропорциональны коэффициентам векторного сложения (коэффициентам Клебша-Гордона). Этими же коэффициентами определяются матричные элементы дипольного перехода, и им пропорциональны амплитуды вероятности состояний, образующихся при испускании и поглощении фотона. Поэтому, для расчета величину ρ в (8) мы можем считать фотоном, а процесс передачи возбуждения от атома A^* атому B представить как испускание виртуального фотона атомом A^* и поглощение этого фотона атомом B . Но по условию, в матрице плотности возбужденного состояния B^* недиагональные члены усредняются к нулю, и в штрихованной системе координат она диагональна. Таким образом, оператор Φ определяется тремя действиями: нахождением поляризации фотона, испущенного A^* , нахождением матрицы плотности состояния B^* и уничтожением недиагональных членов этой матрицы плотности.

Согласно принятой схеме следующим этапом является переход к лабораторной системе координат, что представляет известные трудности, поскольку матрица плотности состояния B^* многогранна. Однако, два последних оператора, S^{-1} и L , коммутируют, и их перестановка облегчает вычисления.

Расчет можно еще несколько упростить, если принять во внимание следующие соображения: в матрице плотности возбужденного состояния атома B^* нас интересуют только диагональные члены. Недиагональные члены получаются только в том случае, если между компонентами разложения вектора поляризации света существует фазовая связь; разложение поляризации производится на три ортогональных вектора поляризации: одного линейного, направленного вдоль Z' , и двух противоположно направленных круговых поляризации в плоскости $X'Y'$. Представив поляризацию виртуального облучающего фотона как сумму трех независимых компонентов мы тем самым предотвратим возможность появления недиагональных элементов матрицы плотности атома B^* . Теперь мы имеем право сначала вернуться в лабораторную систему координат, а затем возбудить виртуальным фотоном (с таким образом видоизмененной поляризацией) атом B . Получившаяся матрица

плотности является функцией углов между лабораторной и штрихованной системами координат. Дальнейшие вычисления-усреднение матрицы плотности по всем возможным углам и нахождение испущенного света-не представляют сложности.

Таким образом, окончательный вариант схемы расчета имеет следующий вид: сначала находится поляризация виртуального фотона, испущенного атомом A^* . Затем эта поляризация записывается в штрихованной системе координат, связанной с направлением столкновения. Полученная поляризация представляется как сумма трех собственных независимых ортогональных векторов. Затем каждый из этих векторов записывается в лабораторной системе координат и находится матрица плотности атома B^* , образовавшаяся под действием каждого из этих векторов поляризации. Полученные матрицы складываются, усредняются по всем направлениям, после чего находится поляризация испущенного света.

II Передача когерентности в отсутствие магнитного поля.

Рассмотрим применение этой схемы на примере расчета поляризации флуоресценции таллия, сенсбилизированной ртутью.

Вектор состояния атома с $J=1$ верхнего уровня и с $J=0$ нижнего^{*}), возбужденного поляризованным светом, совпадает с вектором поляризации этого света. Поэтому вектор α можно определить как вектор облучающего света.

$$\alpha = \begin{vmatrix} \alpha_+ \\ \alpha_0 \\ \alpha_- \end{vmatrix} \quad (9)$$

где α_+ - компонента с поляризацией: $-(\vec{i} + i\vec{j})$, $\alpha_0 - \vec{k}$ и $\alpha_- + (\vec{i} - i\vec{j})$; \vec{i} , \vec{j} , \vec{k} - единичные орты, совпадающие с осями x , y и z соответственно).

^{*}) Сверхтонкой структурой уровней ртути пренебрегая.

Вектор поляризации испущенного виртуального фотона совпадает с α .

Оператор перехода в штрихованную систему координат имеет вид /2/:

$$S = \begin{vmatrix} e^{-i\alpha} e^{-i\gamma} \cos^2 \frac{\beta}{2} & \sqrt{2} e^{-i\gamma} \cos \frac{\beta}{2} \sin \frac{\beta}{2} & e^{i\alpha} e^{-i\gamma} \sin^2 \frac{\beta}{2} \\ -\sqrt{2} e^{-i\alpha} \cos \frac{\beta}{2} \sin \frac{\beta}{2} & \cos^2 \frac{\beta}{2} - \sin^2 \frac{\beta}{2} & \sqrt{2} e^{i\alpha} \cos \frac{\beta}{2} \sin \frac{\beta}{2} \\ e^{-i\alpha} e^{i\gamma} \sin^2 \frac{\beta}{2} & -\sqrt{2} \cos \frac{\beta}{2} \sin \frac{\beta}{2} e^{i\gamma} & e^{i\alpha} e^{i\gamma} \cos^2 \frac{\beta}{2} \end{vmatrix} \quad (10)$$

Здесь β - угол между осями Z и Z' , α и γ - остальные два угла Эйлера. В штрихованной системе координат вектор, который мы теперь назовем b' , имеет вид:

$$b' = Sa = \begin{vmatrix} S_{11} a_+ + S_{12} a_0 + S_{13} a_- \\ S_{21} a_+ + S_{22} a_0 + S_{23} a_- \\ S_{31} a_+ + S_{32} a_0 + S_{33} a_- \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} b'_+ \\ b'_0 \\ b'_- \end{vmatrix} \quad (11)$$

Через S_{ik} здесь обозначены элементы матрицы S для сокращения записи.

В силу требования потери когерентности относительно оси столкновения вектор b распадается на три независимых вектора:

$$\begin{vmatrix} b'_+ \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} \quad \begin{vmatrix} 0 \\ b'_0 \\ 0 \end{vmatrix} \quad \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ b'_- \end{vmatrix} \quad (12)$$

Далее будем рассматривать каждый из них отдельно. Вернем каждый из них в лабораторную систему координат:

$$b_+ = S^{-1} \begin{vmatrix} b'_+ \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} b'_+ S_{11}^* \\ b'_+ S_{12}^* \\ b'_+ S_{13}^* \end{vmatrix}; \quad b_0 = S^{-1} \begin{vmatrix} 0 \\ b'_0 \\ 0 \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} b'_0 S_{21}^* \\ b'_0 S_{22}^* \\ b'_0 S_{23}^* \end{vmatrix}; \quad b_- = S^{-1} \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ b'_- \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} b'_- S_{31}^* \\ b'_- S_{32}^* \\ b'_- S_{33}^* \end{vmatrix} \quad (13)$$

Ограничимся случаем наблюдения собственных поляризаций относительно оси квантования z : σ^+ , σ^- или π . Тогда для дальнейших расчетов достаточно знания матрицы преобразования $\|D_{nn'}\|$, каждый член которой представляет относительную интенсивность наблюдаемого излучения, в поляризации n при облучении системы светом поляризации n' . Матрица преобразования рассчитывается на основании относительных вероятностей переходов между подуровнями основного и возбужденного состояний:

$n \backslash n'$	σ^+	π	σ^-	
σ^+	D_{11}	D_{10}	$D_{1,-1}$	(14)
π	D_{01}	D_{00}	$D_{0,-1}$	
σ^-	$D_{-1,1}$	$D_{-1,0}$	$D_{-1,-1}$	

При облучении атома B светом с вектором поляризации \mathbf{e} в поляризации σ^+ будет высвечиваться интенсивность (в относительных единицах):

$$|e'_+ S_{11}^*|^2 D_{11} + |e'_+ S_{12}^*|^2 D_{10} + |e'_+ S_{13}^*|^2 D_{1,-1}$$

При учёте всех компонентов вектора \mathbf{e} получатся следующие относительные интенсивности:

$$I_{\sigma^+} = |e'_+ S_{11}^*|^2 D_{11} + |e'_+ S_{12}^*|^2 D_{10} + |e'_+ S_{13}^*|^2 D_{1,-1} + \\ + |e'_0 S_{21}^*|^2 D_{11} + |e'_0 S_{22}^*|^2 D_{10} + |e'_0 S_{23}^*|^2 D_{1,-1} + \\ + |e'_- S_{31}^*|^2 D_{11} + |e'_- S_{32}^*|^2 D_{10} + |e'_- S_{33}^*|^2 D_{1,-1} \quad (15)$$

и аналогичные выражения для I_{π} и I_{σ^-} .

Найдем величину поляризации линий таллия $\lambda 2767,9 \text{ \AA}$ и $\lambda 3529,4 \text{ \AA}$ при облучении ртути светом, поляризованным линейно и поляризованным по кругу. При линейной поляризации вектор имеет вид:

$$\mathbf{a} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \alpha_+ = \alpha_- = 0$$

Компоненты вектора \mathbf{e}' выражаются просто:

$$e'_+ = S_{12} \quad e'_0 = S_{22} \quad e'_- = S_{32}$$

Усреднив по всевозможным направлениям столкновений (подставив в формулу (7)), получаем:

$$\begin{aligned}
 J_{\sigma^+} &= 2\pi \left(\frac{4}{15} D_{11} + \frac{7}{15} D_{10} + \frac{4}{15} D_{1,-1} \right) \\
 J_{\pi} &= 2\pi \left(\frac{4}{15} D_{01} + \frac{7}{15} D_{00} + \frac{4}{15} D_{0,-1} \right) \\
 J_{\sigma^-} &= 2\pi \left(\frac{4}{15} D_{-1,1} + \frac{7}{15} D_{-1,0} + \frac{4}{15} D_{-1,-1} \right)
 \end{aligned} \quad (16)$$

Матрица преобразования для двух линий таллия с учетом сверхтонкой структуры имеет вид:

$$D(\lambda 2767 \text{ \AA}) = \begin{vmatrix} 324/432 & 99/432 & 9/432 \\ 99/432 & 234/432 & 99/432 \\ 9/432 & 99/432 & 324/432 \end{vmatrix} \quad (17)$$

$$D(\lambda 3529 \text{ \AA}) = \begin{vmatrix} 189/432 & 180/432 & 63/432 \\ 180/432 & 72/432 & 180/432 \\ 63/432 & 180/432 & 189/432 \end{vmatrix}$$

Финангуевич 2767 \AA

Используя элементы этих матриц, находим поляризацию сенсibilизированной флуоресценции обеих линий таллия

$$P = \frac{J_{\pi} - \frac{1}{2}(J_{\sigma^+} + J_{\sigma^-})}{J_{\pi} + \frac{1}{2}(J_{\sigma^+} + J_{\sigma^-})} \quad (19)$$

$$P(\lambda 2767 \text{ \AA}) = 0,091 \quad P(\lambda 3529 \text{ \AA}) = 0,077$$

*)

Формула (19) для плоской поляризации в общем случае не верна: при определении интенсивности света с плоской поляризацией, перпендикулярной направлению оси квантования следует учитывать когерентность в излучении атомной системой компонентов σ^+ и σ^- . Однако когерентные члены матрицы плотности ρ_2 при усреднении по углу α исчезают, и искомую интенсивность можно определить как сумму интенсивностей σ^- -компонентов.

Поляризация этих линий при облучении ртути светом, поляризованным по кругу, находится аналогичным образом:

$$\begin{aligned}
 J_{6^+} &= 2\pi \left(\frac{2}{15} D_{11} + \frac{4}{15} D_{10} + \frac{1}{15} D_{1,-1} \right) \\
 J_{\pi} &= 2\pi \left(\frac{2}{15} D_{01} + \frac{4}{15} D_{00} + \frac{1}{15} D_{0,-1} \right) \\
 J_{6^-} &= 2\pi \left(\frac{2}{15} D_{-1,1} + \frac{4}{15} D_{-1,0} + \frac{1}{15} D_{-1,-1} \right) \quad (20) \\
 \rho &= \frac{J_{6^+} - J_{6^-}}{J_{6^+} + J_{6^-}}
 \end{aligned}$$

$$\rho(\lambda 2767 \text{ \AA}) = 0,35 \quad \rho(\lambda 3529 \text{ \AA}) = 0,15$$

Схема расчета, рассмотренная для простого случая, когда атом A обладает $J=0$ для нормального состояния и $J=1$ для возбужденного, может быть распространена на случай столкновений любых атомов следующим образом:

Представим свет, излученный системой A^* в виде двух частей — одна часть содержит поровну всех ортогональных компонентов и представляет собой изотропное излучение; вторая часть — избыток какой либо поляризации или их когерентная смесь. Первая часть при передаче возбуждения атомам B никакой ориентации им не сообщит, и возбужденные таким путем атомы B^* излучают неполяризованный свет. Вторая часть будет вести себя как рассмотренная выше атомная система A^* , и для нахождения поляризации излучения атомов B^* пригодны формулы (16) и (20). Поляризованное и неполяризованное излучение атомов B^* войдет в окончательное выражение со статическими весами, определяемыми поляризацией излучения атомов A^* .

§2 Столкновения в магнитном поле.

Рассмотренная в предыдущем параграфе модель столкновений может быть распространена на случай, когда систе-

ма находится во внешнем магнитном поле.

Выражение для интерференционного члена сенсбилизированной флуоресценции (в свете той поляризации, которую имеет облучающий свет) имеет вид:

$$J_{mm'} + J_{m'm} = \frac{\Gamma\gamma - 4\omega\Omega}{(\Gamma^2 + 4\omega^2)(\gamma^2 + 4\Omega^2)} \mathcal{K} \quad (21)$$

где в \mathcal{K} собраны все члены, не зависящие от магнитного поля. Γ, γ - обратные времена жизни, ω, Ω - ларморовские частоты атомов A и B . Коэффициент перед \mathcal{K} характеризует зависимость интерференционного члена от магнитного поля (рис.2). На рис.2 показано поведение поляризации сенс-

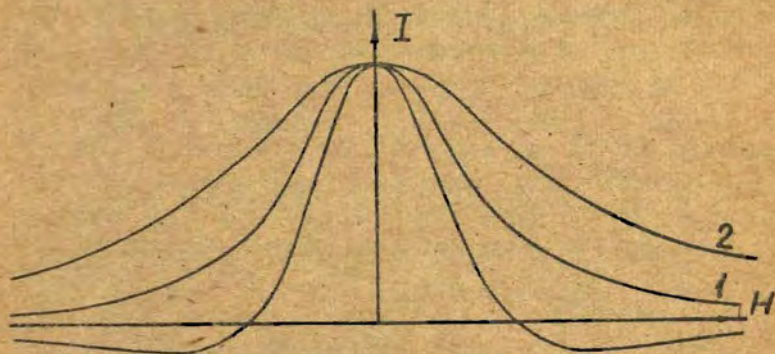


Рис.2.

билизированной флуоресценции в магнитном поле для случая $\Gamma/\gamma = 2, \omega = \Omega$. Кривые 1 и 2 на рис.2 изображают эффект Ханле в резонансном излучении атома A и атома B . Характерной особенностью этой зависимости является, во-первых, ее малая ширина - меньше ширины эффекта на любом из сталкивающихся атомов, и, во-вторых, обращение знака эффекта и связанное с этим появление минимума: кривая пересекает ось абсцисс при $H = \sqrt{\Gamma\gamma/\gamma_2}$ и при $H \rightarrow \infty$ стремится к нулю снизу. При большом отличии γ от Γ зависимость приближается к кривой Ханле для более долгоживущего из атомов A или B . Поляризация флуоресценции такая, сенсбилизированной рту-

ть, зависит от поля практически также, как поляризация излучения ртути.

Л и т е р а т у р а.

1. А. М и т ч е л л, М. З е м а н с к и й, Резонансное излучение и возбужденные атомы, ОНТИ, 1937.
2. W. G o u g h, Proc. Phys. Soc., 90, 287, 1967.
3. О. С. С а м е т и с, Э. К. К р а у л и н я, сборн. "Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов", ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.
4. С. С o h e n-Т а п п о u d j i, Ann de Phys., 7, 423, 1962.

М.Л.Янсон, Э.К.Крауляня.

СЕНСИБИЛИЗИРОВАННАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ $Hg-Zn$ с
ПРИМЕСЬЮ АЗОТА и АРГОНА.

В исследованиях сенсibilизированной флуоресценции смеси паров ртути и индия /1,2/ в основном принималось, что передача энергии происходит в результате ударов второго рода при участии возбуждённых атомов ртути в энергетическом состоянии 6^3P_1 с невозбуждёнными атомами индия $5^2P_{1/2}$, т.е. как чисто атомарный процесс столкновения. Однако, более подробное рассмотрение экспериментальных результатов приводит к мысли, что, кроме чистых атомарных соударений, какую-то роль могут играть разные молекулярные процессы, а также метастабильные состояния атомов и молекул.

Но, к сожалению, учёт этих дополнительных эффектов крайне затруднителен, потому что отсутствуют количественные данные о концентрациях и эффективных сечениях упомянутых процессов.

Чтобы подробнее изучить роль метастабильных атомов и молекул в возбуждении уровней индия при сенсibilизированной флуоресценции $Hg-Zn$, можно искусственно создать такие экспериментальные условия, в которых увеличивается роль метастабилей. С этой целью была поставлена настоящая экспериментальная работа по изучению сенсibilизированной флуоресценции $Hg-Zn$ с примесями газов азота и аргона.

Методика измерения.

Экспериментальная установка и метод измерения были

такими же, как описано в работе /3/. Трубка флуоресценции была изготовлена из кварца и имела прямоугольную форму с размерами 20x20x25 мм. Ртуть и индий находились каждый в своём отрезке, и необходимое давление их поддерживалось печками. Температура индия была равна $900^{\circ}\text{C} \pm 930^{\circ}\text{C}$, температура ртути $40^{\circ}\text{C} \pm 45^{\circ}\text{C}$, а температура трубки флуоресценции 970°C . Трубка была присоединена к вакуумной системе. Источником возбуждения в случае Hg-In-Ar использовались ртутные лампы ПРК-2, а в случае Hg-In-N_2 - высокочастотные безэлектродные ртутные лампы /4/. Для выделения возбуждающей линии $\text{Hg } \lambda 253,7$ нм, пользовались интерференционными фильтрами.

Спектр излучения регистрировался фотоэлектрически с помощью монохроматора СФД-2 и фотоэлектронного умножителя ФЭУ-18 с синхродетектором.

Давление аргона менялось в пределах $0 \div 100$ мм рт.ст., а давление азота - $0 \div 80$ мм рт.ст. При более высоких давлениях азота больше не удавалось измерить слабые спектральные линии индия.

В работе /5/ было указано на существенное влияние диффузии излучения на спектр индия в сенсibilизированной флуоресценции Hg-In , которое в основном сводилось к перераспределению интенсивностей между переходами. Эффект перераспределения интенсивностей в сильной степени зависит от изменения контура спектральных линий в присутствии аргона и азота и от заселённости уровней индия $5^2\text{P}_{3/2}$ и $5^2\text{P}_{1/2}$.

По этой причине различное изменение интенсивностей линии индия не дало возможности сделать какие-либо определённые выводы, и поэтому из измеренных абсолютных интенсивностей были подсчитаны квантовые потоки с интересующего возбуждённого уровня индия на оба ниже лежащие уровня $\text{In } 5^2\text{P}_{3/2}$ и $\text{In } 5^2\text{P}_{1/2}$. Схема расположения энергетических уровней атома индия и ртути дана на рис. I.

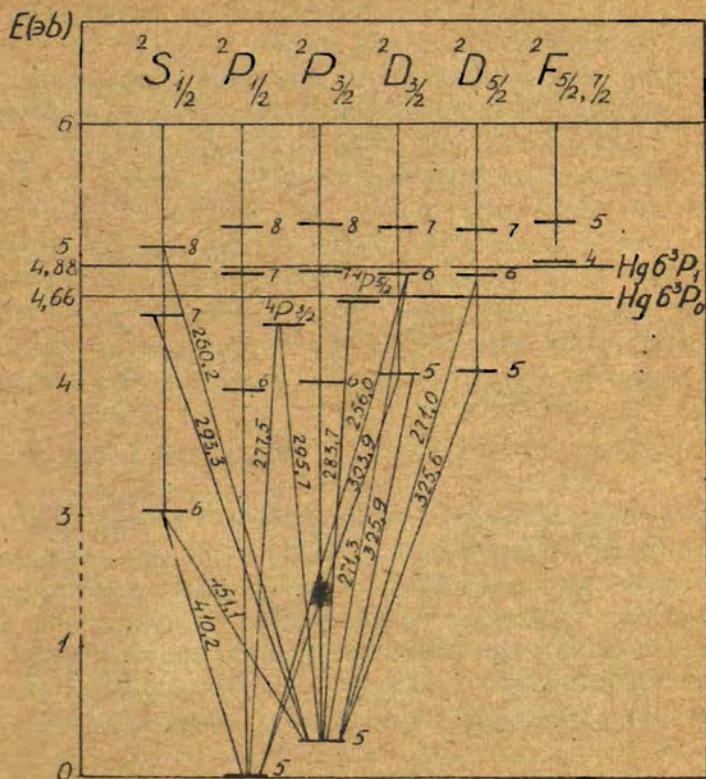


Рис. I.

Исследование сенсibilизированной флуоресценции $\text{Hg}-\text{In}$ с примесью азота.

Известно, что в присутствии азота происходит тушение резонансного уровня ртути 6^3P_1 с переходом на метастабильное состояние $\text{Hg } 6^3P_0$. Поэтому нужно было ожидать в смеси $\text{Hg}-\text{In}$ с азотом некоторое изменение энергетического

спектра сенсibilизированной флуоресценции индия, непосредственно связанного с возросшей ролью метастабильного состояния $Hg 6^3P_0$ или других состояний, в образовании которых участвует метастабильный атом $Hg 6^3P_0$.

Чтобы установить изменение концентрации метастабильных атомов $Hg 6^3P_0$, была сделана попытка измерить интенсивность "запрещенной" линии $Hg \lambda 265,6$ нм ($6^3P_0 \rightarrow 6^1S_0$). К сожалению, из-за неоднозначных литературных данных [6,7,8] о времени жизни возбужденного состояния $Hg 6^3P_0$, не было возможности определить по измеренной абсолютной интенсивности $Hg \lambda 265,6$ нм концентрацию метастабилей $Hg 6^3P_0$. Однако, появление "запрещенной" линии является доказательством достаточной населенности уровня $Hg 6^3P_0$, и её изменение свидетельствует о кинетике населения уровня ртути 6^3P_0 .

Удалось измерить линию $Hg \lambda 265,6$ нм в чистых парах ртути с примесью азота при комнатной температуре, но не удалось обнаружить появление этой линии в условиях сенсibilизированной флуоресценции $Hg-Zn-N_2$. На рис. 2 показано уменьшение интенсивности резонансной линии $Hg 253,7$ нм в чистых парах ртути в зависимости от давления азота при комнатной температуре (пунктирная кривая). Там же изображен рост интенсивности "запрещенной" линии $Hg \lambda 265,6$ нм. Качественное изменение интенсивностей подобно результатам работ [9,10].

На том же рисунке 2 видно тушение линии $Hg \lambda 253,7$ нм в сенсibilизированной флуоресценции $Hg-Zn-N_2$ (сплошная кривая). Эта кривая имеет сравнительно небольшой спад интенсивности резонансной линии $Hg \lambda 253,7$ нм, что очевидно связано с сильным перемешиванием между уровнями 6^3P_1 и 6^3P_0 при высоких температурах эксперимента и обратными переходами, которые ведут к выравниванию концентрации этих уровней.

На рис. 3 и 4 показаны изменения квантовых потоков т.е. заселение разных уровней индия, в зависимости от давления азота. Из-за слабой интенсивности не удалось опреде-

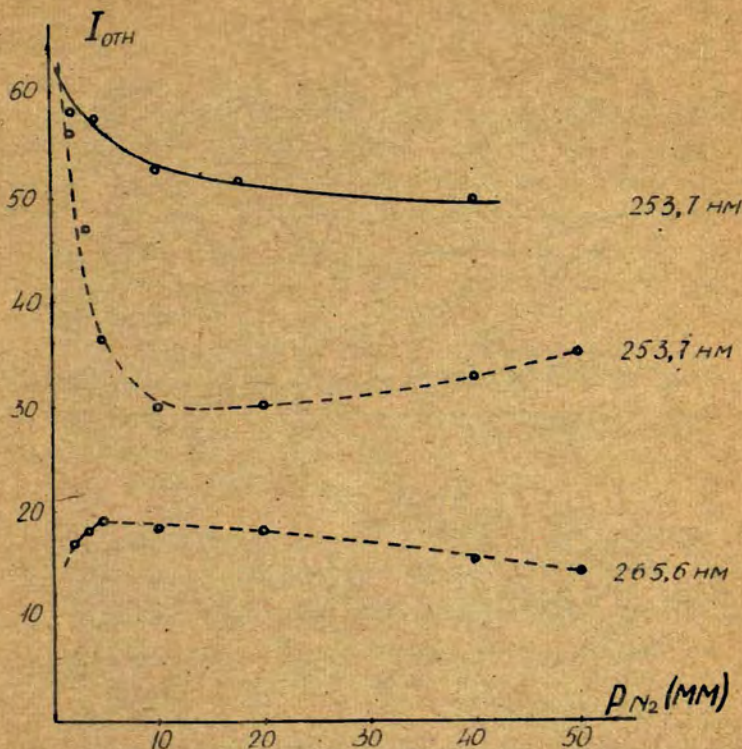


Рис.2.

лить квантовые потоки для уровня $Jn 6^2 D_{3/2}$ при более высоких давлениях азота. Но, измерение при малых давлениях азота показали, что возбуждение уровня $Jn 6^2 D_{3/2}$ имеет аналогичный ход как для уровня $6^2 D_{5/2}$.

Как видно из приведённых экспериментальных результатов, разные уровни индия заселяются по-разному в зависимости от давления азота. Уровни индия $7^2 S_{1/2}$, $6^2 S_{1/2}$, $4^2 P_{3/2}$ и $5^2 D_{3/2}$, несмотря на непрерывное уменьшение населённости уровня $Hg 6^3 P_I$, обладает дополнительным максимумом возбуждения при 2 + 4 мм рт. ст. давления азота. В то же время верх-

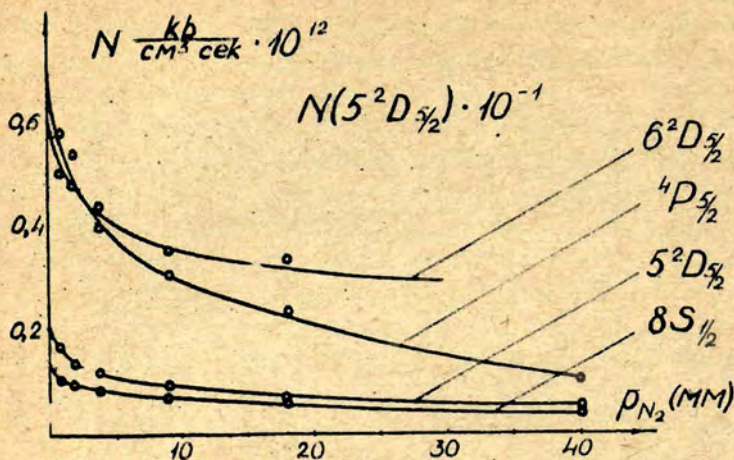


Рис. 3.

Эти уровни и для $6^2 D_{5/2}$, $8^2 S_{1/2}$ и также уровни $4 P_{5/2}$ и $5^2 D_{5/2}$ обнаруживает непрерывное уменьшение возбуждения в соответствии с уменьшением заселения уровня ртути $6^3 P_1$.

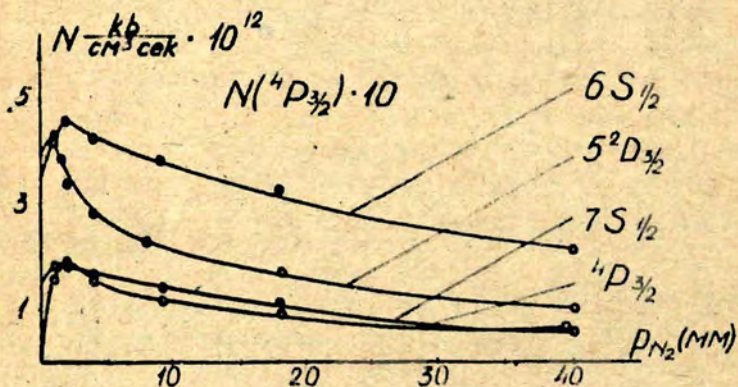


Рис. 4.

Увеличение возбуждения уровней $\text{In } 7^2S_{1/2}$ и $\text{In } 4P_{3/2}$ может быть связано с некоторым увеличением концентрации метастабильных атомов $\text{Hg } 6^3P_0$. Разность энергии возбуждения индиевых уровней $7^2S_{1/2}$ и $4P_{3/2}$ и $\text{Hg } 6^3P_0$ составляет 0,16 эв и 0,20 эв.

Особый интерес представляет весьма сильное увеличение заселения уровня $\text{In } 6^2S_{1/2}$, которое не получается от каскадных переходов с верхних уровней индия. Также маловероятно, что возбуждение происходит непосредственно от метастабильного атома $\text{Hg } 6^3P_0$ ($\Delta E = +1$ 64 эв). Поэтому, очевидно, нужно предполагать какой-то другой механизм возбуждения уровня $\text{In } 6^2S_{1/2}$.

Из работы /II/ известно, что в результате тройных соударений метастабильного атома ртути 6^3P_0 с двумя невозбужденными атомами $\text{Hg } 6^1S_0$ может с большой вероятностью образоваться метастабильная молекула ртути $\text{Hg}_2(^3O_u^-)$, энергия диссоциации которой составляет 0,7 эв. Образование молекулы $\text{Hg}_2(^3O_u^-)$ в присутствии азота может быть стимулировано, а концентрация их может быть достаточно большой из-за незначительной гибели на стенках и малой вероятности радиоактивного распада /II/. Нижнее состояние молекулы $\text{Hg}_2(^3O_u^-)$ имеет энергию около 4 эв, и находится в хорошем резонансе с уровнями индия $5^2P_{3/2}$ и $5^2P_{1/2}$ (3,98 эв и 3,94 эв). Таким образом вполне вероятно, что в результате соударения $\text{Hg}_2(^3O_u^-)$ с невозбужденными атомами индия возбуждаются уровни $\text{In } 5^2P_{3/2}$ и $5^2P_{1/2}$, которые в дальнейшем распадаются каскадными переходами на уровень $\text{In } 6^2S_{1/2}$.

И с с л е д о в а н и е с е н с и б и л и з и р о в а н н о й ф л у о р е с ц е н ц и и $\text{Hg} - \text{In}$ с п р и м е с ь ю а р г о н а .

Аргон является слабым тушителем резонансного уровня ртути 6^3P_1 , и его присутствие в смеси $\text{Hg} - \text{In}$ в основном проявляется как третья частица при соударениях и как буферный газ, мешающий диффузии метастабилей к стенкам.

При добавлении аргона наблюдалось существенное увеличение интенсивностей всех спектральных линий индия с по-

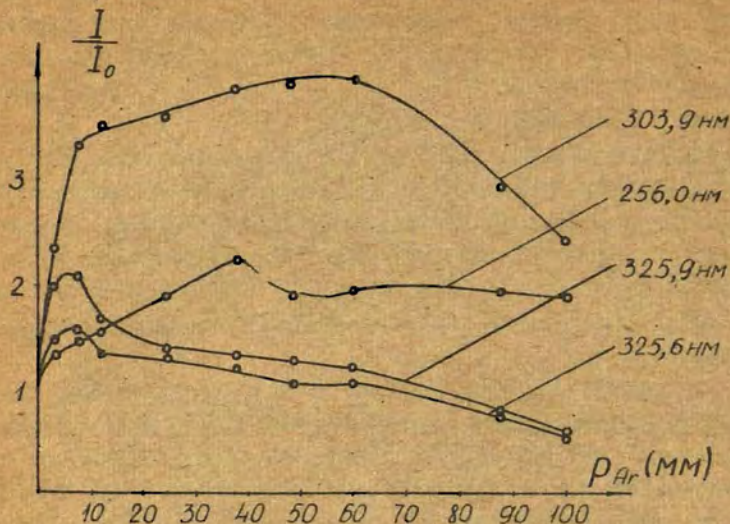


Рис. 5.

следующим спадом при больших давлениях аргона (рис. 5 и 6) Но зависимость интенсивности от давления аргона для разных линий индия различалась. При этом наблюдалось также некоторое увеличение и дальнейший спад интенсивности резонансной линии ртути λ 253,7 нм.

Разное поведение в отношении изменения интенсивности линии индия, начинающейся с одного и того же верхнего уровня, например, $J_n 5^2 D_{3/2}$ с соответствующими переходами λ 303,9 нм и λ 325,9 нм, можно объяснить изменением условий диффузии излучения в результате уширения спектральных линий. При уширении спектральных линий уменьшается эффект "перекачки" и соответственно возрастает интенсивность линии λ 303,9 нм по сравнению с λ 325,9 нм. В меньшей мере, в соответствии с оптической плотностью переходов, то же самое наблюдается для переходов индия $6^2 D_{3/2} \rightarrow 5P_{3/2, 1/2}$ и $6^2 S_{1/2} \rightarrow 5^2 P_{3/2, 1/2}$.

На рис. 7 показаны изменения квантовых потоков для уровней $J_n 6^2 S_{1/2}$, $J_n 7^2 S_{1/2}$ и $J_n 4^2 P_{3/2}$ в зависимости от

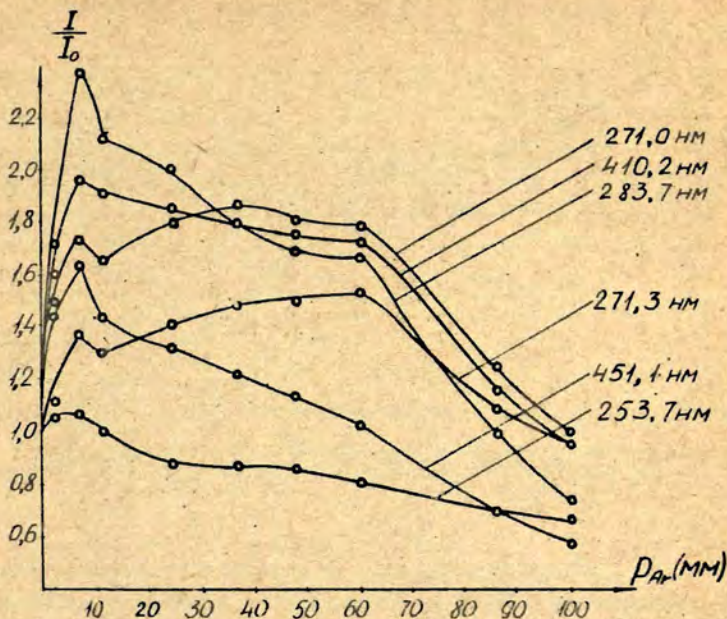


Рис. 6.

давления аргона. Ход заселения этих уровней одинаков и имеет максимум при 6 мм рт. ст. Уровни индия $6^2D_{3/2}$ и $6^2D_{5/2}$, кроме первого максимума обнаруживает также второй максимум при более высоких давлениях аргона (рис. 8). Отношение квантовых потоков с этих двух уровней, т. е. отношение эффективных сечений возбуждения уровней $\text{In } 6^2D_{3/2}$ и $\text{In } 6^2D_{5/2}$ до давления аргона 50 мм рт. ст. остаётся постоянным. Второй максимум также появляется, но он менее выражен для возбуждения уровня $\text{In } 7^2S_{1/2}$ (рис. 7). Подобная картина наблюдается для уровней $\text{In } 5^2D_{3/2}$ и $5^2D_{5/2}$ (рис. 9).

Общий максимум связан с увеличением концентрации атомов ртути на уровне $\text{Hg } 6^3P_1$, что можно объяснить лучшим перекрытием контуров линии испускания ламп ПРК-2 с уширенным контуром линии поглощения в флуоресцентном сосуде. Однако увеличение интенсивности резонансной линии

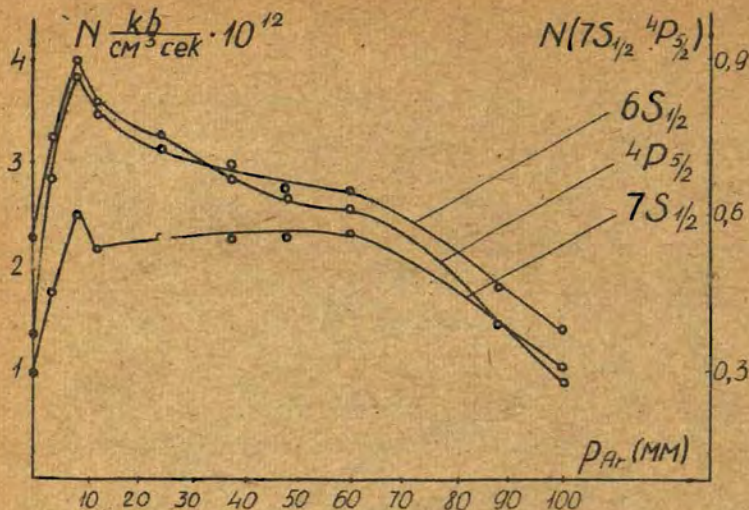


Рис.7.

ртути в присутствии аргона не является непосредственным доказательством пропорционального увеличения концентрации возбужденных атомов ртути. В работе [12] показано, что в результате уширения резонансной линии ртути аргоном увеличивается "эффективная" вероятность перехода, которая может привести к значительно меньшему увеличению концентрации возбужденных атомов $Hg\ 6^3P_I$ чем увеличение интенсивности $Hg\ \lambda\ 253,7\ nm$.

Учитывая выше сказанное и сравнивая увеличение интенсивности линии индия с незначительным увеличением интенсивности линии $Hg\ \lambda\ 253,7\ nm$, нельзя полностью объяснить наблюдаемое увеличение заселения уровней индия лишь одним изменением контура поглощения линии $Hg\ \lambda\ 253,7\ nm$.

Особый интерес представляет в нашем случае молекулярное состояние молекулы $Hg-In$, диссоциирующей на возбужденный атом ртути $Hg\ 6^3P_I$ и невозбужденный атом индия $In\ 5^2P_{1/2}$ [13, 14, 15]. Анализ экспериментальных данных о колебательных уровнях молекулы $HgIn$ позволяет сделать вы-

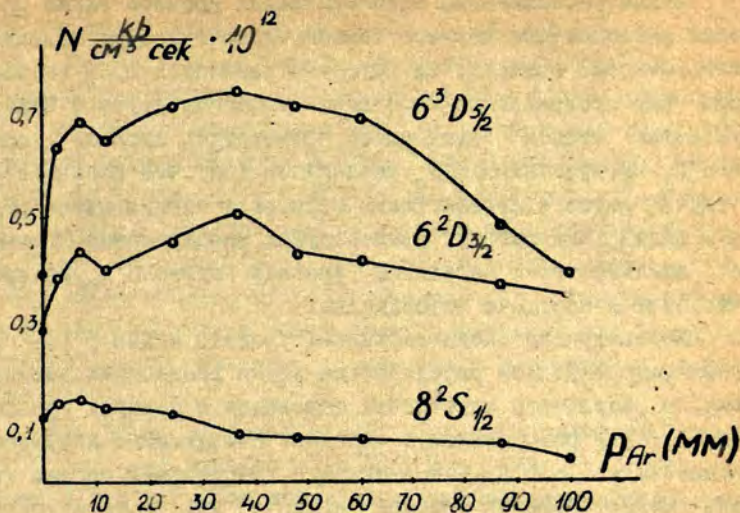


Рис. 8.

вод, что энергия диссоциации $HgJn$ составляет $0,1 \div 0,2$ эв. Поэтому вполне возможно, что в результате столкновения возбужденного атома ртути 6^3P_1 с невозбужденным атомом индия $5^2P_{1/2}$ в присутствии аргона в качестве третьей частицы стимулируется образование возбужденной молекулы $HgJn$. В дальнейшем эта молекула в результате своеобразной преддиссоциации распадается на соответствующий возбужденный атом индия и невозбужденный атом ртути.

Таким образом, возможно, что причиной одновременного увеличения возбуждения уровней индия при малых давлениях аргона является образование квазимолекулы $HgJn$.

Участие метастабильных атомов ртути и индия в сенсibilизированной флуоресценции $Hg - Jn$.

Атом индия обладает метастабильным состоянием $5^2P_{3/2}$, отстающим от основного состояния $5^2P_{1/2}$ на $0,27$ эв;

Такое расположение энергетических уровней индия подобно расположению первого колебательного уровня молекулы азота, энергия возбуждения которого равняется 0,28 эв. Поэтому при столкновении возбужденного атома ртути с невозбужденным атомом индия может происходить тушение уровня $Hg 6^3P_1$ на уровень $Hg 6^3P_0$, аналогично тому, что наблюдается в случае ртути с азотом. Таким образом, в чистых парах ртути и индия при высоких температурах эксперимента ожидается значительное население уровней ртути 6^3P_0 , которое участвует в передаче возбуждения.

Концентрация метастабильных уровней индия $5^2P_{3/2}$ во время флуоресценции определяется двумя процессами: заселением в результате оптических переходов с верхних уровней индия [5] и разрушением, в основном связанным с диффузией метастабилей $In 5^2P_{3/2}$ к стенкам. В присутствии аргона гибель метастабильных атомов индия $5^2P_{3/2}$ и также ртути 6^3P_0 на стенках сосуда уменьшается. Это особенно должно проявляться при более высоких давлениях аргона, когда концентрация атомов $Hg 6^3P_1$ уменьшается, а концентрация метастабилей $Hg 6^3P_0$ и $In 5^2P_{3/2}$ возрастает. Таким образом, при больших давлениях аргона можно ожидать дополнительное участие в возбуждении тех уровней индия, в заселении кото-

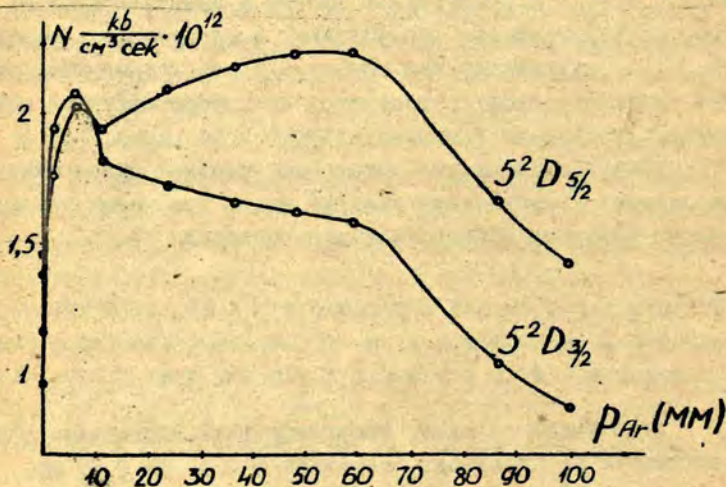


Рис. 9.

рых участвует метастабильный $\text{Jn } 5^2\text{P}_{3/2}$ и $\text{Hg } 6^3\text{P}_0$.

Таковыми уровнями являются уровни индия $6^2\text{D}_{3/2, 5/2}$ и $5^2\text{D}_{3/2, 5/2}$. Уровень $\text{Jn } 6^2\text{D}_{5/2}$ и $\text{Jn } 6^2\text{D}_{3/2}$ может возбуждаться не только соударением возбужденного атома ртути 6^3P_1 с невозбужденным атомом $\text{Jn } 5^2\text{P}_{1/2}$ (разность энергии возбуждения уровней 6^3P_1 и $6^2\text{D}_{5/2, 3/2}$ составляет $+0,04$ эв) но также в результате соударения метастабилей $\text{Hg } 6^3\text{P}_0$ и $\text{Jn } 5^2\text{P}_{3/2}$ ($\Delta E = +0,09$ эв). При относительно возрастающей роли метастабилей, второй механизм возбуждения уровней $\text{Jn } 6^2\text{D}_{5/2, 3/2}$ может стать преобладающим, на что указывает дополнительный максимум заселения в присутствии аргона (рис. 8).

Подобный дополнительный максимум обладает также $\text{Jn } 5^2\text{D}_{5/2}$ и в меньшей мере $\text{Jn } 5^2\text{D}_{3/2}$ (рис. 9). Возбуждение этих уровней может происходить, помимо возможного возбуждения молекулой $\text{Hg}_2(^3\text{O}_u)$, также каскадными переходами в уровни $\text{Jn } 4^2\text{F}_{3/2, 5/2}$. Заселение уровней $\text{Jn } 4^2\text{F}_{3/2, 5/2}$ и следовательно $\text{Jn } 5^2\text{D}_{5/2, 3/2}$ может происходить не только при участии атомов $\text{Hg } 6^3\text{P}_1$ и $\text{Jn } 5^2\text{P}_{1/2}$ ($\Delta E = -0,04$ эв), но с гораздо большим эффектом резонанса ($\Delta E = +0,01$ эв) при участии в соударении метастабилей $\text{Hg } 6^3\text{P}_0$ и $\text{Jn } 5^2\text{P}_{3/2}$.

Таким образом, дополнительный максимум возбуждения в сенсibilизированной флуоресценции $\text{Hg}-\text{Jn}$ с примесью аргона для возбуждения уровней $\text{Jn } 6^2\text{D}_{5/2, 3/2}$ и $\text{Jn } 5^2\text{D}_{5/2, 3/2}$ можно объяснить дополнительным участием в возбуждении метастабильных атомов $\text{Hg } 6^3\text{P}_0$ и $\text{Jn } 5^2\text{P}_{3/2}$. В случае примеси азота, концентрация атомов $\text{Jn } 5^2\text{P}_{3/2}$ не увеличивается, поскольку концентрация их определяется в основном соударениями между атомами индия и молекулой азота. Так как энергия возоуждения уровня $\text{Jn } 5^2\text{P}_{3/2}$ (0,27 эв) и первого колебательного уровня молекулы N_2 (0,28 эв) почти совпадает, также соударения должны быть частыми и эффективными, и распределение концентрации атомов по уровням $5^2\text{P}_{3/2}$ и $5^2\text{P}_{1/2}$ должно соответствовать больцмановскому.

Уровень $\text{Jn } 7^2\text{S}_{1/2}$, по-видимому возбуждается непосредственно от метастабильного атома $\text{Hg } 6^3\text{P}_0$. Это подтверждает

ся дополнительным максимумом возбуждения в присутствии аргона (рис. 7) и также возрастанием интенсивности возбуждения в присутствии азота (рис. 4). То же самое относится к уровню $Jn\ 4P_{3/2}$.

Следует отметить, что в присутствии азота и аргона не обнаружено прямое заселение уровня $Jn\ 4P_{5/2}$, несмотря на хороший резонанс ($\Delta E = +0,02$ эв) при соударении атомов $Hg\ 6^3P_0$ и $Jn\ 5^2P_{1/2}$. Притом, ход возбуждения уровня $Jn\ 4P_{5/2}$ с давлением азота и также аргона будто показывает, что в основном возбуждение происходит непосредственно с уровня $Hg\ 6^3P_1$. Очевидно, что такое несоответствие с эффектом резонанса связано с законами сохранения моментов количества движения.

Л и т е р а т у р а.

1. К. D о п а т, Zs.f. Physik, 29, 345, 1924.
2. J. G. W i n a n s, F. J. D a v i s, V. A. L e i t z k e, Phys. Rev., 57, 1079, 1940.
3. Э. К. К р а у л и н я, Сборн. "Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов", ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.
4. М. П. О г р и н ь ш, Сборн. "Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов", ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.
5. М. Л. Я н с о н, Изв. АН Латв. ССР, сер. физ. и техн. наук, №1, 7, 1967.
6. М. Л. Р о о л, Phys. Rev., 38, 958, 1931.
7. С а ш в о н, Phys. Rev., 40, 940, 1932.
8. J. E. M s a l d u l f, P. L. R o u, Can. J. Chem., 43, 108, 1965.
9. П. А р б и р б и ч а н у и др., Опт. и спектр., II, 289, 1961.
10. V. G. A. V e l s u l e s s u, Rev. d. Phys., 8, 471, 1963.
11. А. Ф и м с о у б р е у, Phys. Rev., 93, 1249, 1954.
12. Ф. А. У в а р о в и В. А. Ф а б р и к а н т, Опт. и спектр., 18, 562, 1965.
13. J. G. W i n a n s, F. J. D a v i s, V. A. L e i t z k e, Phys. Rev., 57, 70, 1940.

14. R. Z. Pubrick, Phys. Rev., 81, 89, 1951.

15. C. Samtaram, J. G. Winans, J. Molec. Spectrosc.,
16, 309, 1965.

ПЕРЕДАЧА ВОЗБУЖДЕНИЯ В СЕНСИБИЛИЗИРОВАННОЙ
ФЛУОРЕСЦЕНЦИИ С'ЕСИ ПАРОВ РТУТИ И ИНДИЯ.

В работе /1/ обсуждались разные возможные механизмы возбуждения уровней индия в сенсibilизированной флуоресценции Hg - In. По расположению энергетических уровней ртути и индия можно выделить следующие комбинации соударяющихся партнёров и соответствующие энергии возбуждения:

- (1) $Hg 6^3P_1 + In 5^2P_{1/2}$, энергия возбуждения 4,88 эв
- (2) $Hg 6^3P_1 + In 5^2P_{3/2}$, энергия возбуждения 5,15 эв
- (3) $Hg 6^3P_0 + In 5^2P_{1/2}$, энергия возбуждения 4,66 эв
- (4) $Hg 6^3P_0 + In 5^2P_{3/2}$, энергия возбуждения 4,93 эв
- (5) $Hg 2^3O_u + In 5^2P_{1/2}$, энергия возбуждения 4,00 эв

Таким образом в возбуждении одного и того же уровня индия могут участвовать несколько из выше приведённых механизмов. Это усложняет определения эффективных сечений передачи возбуждения, так как невозможно из экспериментально измеренных интенсивностей спектральных линий определить эффективное сечение отдельно для каждого процесса. Определение эффективных сечений усложняется ещё тем, что отсутствует точные данные о концентрациях молекул $Hg_2^3O_u$ и метастабильных атомов $Hg 6^3P_0$ и $In 5^2P_{3/2}$.

Экспериментально трудно определить населённость метастабильного уровня $In 5^2P_{3/2}$. Соотношение Больцмана даёт, что примерно при температуре эксперимента 20% из всех атомов индия должны находиться в состоянии $In 5^2P_{3/2}$, но во

время эксперимента концентрация на уровне $\text{In } 5^2\text{P}_{3/2}$ может изменяться /2/ и отличаться от бoльцмановского распределения.

Концентрацию ртутных метастабильных атомов 6^3P_0 также не удалось измерить. Однако, можно предположить, что при высокой температуре эксперимента происходит весьма сильное перемешивание между состояниями ртути 6^3P_I и 6^3P_0 . Этому ещё способствует резонанс, который образуется между состояниями ртути 6^3P_I и 6^3P_0 ($\Delta E = 0,22$ эв), с одной стороны и нижними уровнями индия $5^2\text{P}_{3/2}$ и $5^2\text{P}_{1/2}$ ($\Delta E = 0,27$ эв) с другой стороны. В настоящей работе предполагается, что концентрация метастабильных атомов $\text{Hg } 6^3\text{P}_0$ равна концентрации $\text{Hg } 6^3\text{P}_I$.

Экспериментальная установка и метод регистрации были такие же, как в работах /1-3/. Оптическое возбуждение уровня ртути 6^3P_I осуществлялось посредством высокочастотных безэлектродных ртутных лампочек. Трубка цилиндрическая, длина трубки 150 мм. Измерения проводились при непрерывной откачке диффузионным насосом.

Абсолютные эффективные сечения определены по соотношению /3/

$$Q_{\text{ок}} = \frac{J_{ki} \sum_{r=A-1}^0 A_{ki}}{A_{ki} \cdot h\nu_{ki} \cdot N(\text{In}) \cdot N(\text{Hg}^*) \cdot \nu}$$

где $N(\text{Hg}^*)$ — концентрация возбужденных атомов ртути в состоянии 6^3P_I или 6^3P_0 . $N(\text{In})$ — концентрация невозбужденных атомов индия.

Экспериментально измерялись абсолютные интенсивности J_{ki} спектральных линий индия и ртути. Для исключения влияния диффузии излучения в парах индия, использовались квантовые потоки с интересующего нас уровня на оба ниже лежащие уровня индия $5^2\text{P}_{3/2}$ и $5^2\text{P}_{1/2}$. Квантовые потоки определялись по измеренным абсолютным интенсивностям.

Методом полной абсорбции с учётом сверхтонкой структуры спектральной линии $\text{In } \lambda 410,2$ нм определялась кон-

центрация невозбужденных атомов индия. Она равнялась $(1-5) \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Ошибка измерения концентрации не превышала 30%. Во время флуоресценции контролировалась также концентрация невозбужденных атомов ртути. Она была меньше $5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. При такой концентрации атомов можно пренебречь диффузией резонансного излучения ртути. Это подтверждается результатами работы /4/. Концентрация возбужденных атомов ртути $\text{Hg } 6^3 \text{ P}_1$ определялась по абсолютной интенсивности линии $\text{Hg } \lambda 253,7 \text{ нм}$.

При выше упомянутых концентрациях индия $(1-5) \times 10^{13} \text{ см}^{-3}$ эффективные сечения возбуждения оставались постоянными в пределах ошибки измерения. Ошибка измерений при определении эффективных сечений составляла 60%. Полученные эффективные сечения приведены в таблице. В отдельных графах дана разность энергии возбуждения между уровнем индия и наиболее вероятным процессом возбуждения, который выбирался с учетом энергетического резонанса и результатов работы /1/. Для маловероятных процессов разность энергии не указана. Так как имеются экспериментальные данные о концентрациях атомов на уровнях $\text{Hg } 6^3 \text{ P}_1$ ($\text{Hg } 6^3 \text{ P}_0$) и $\text{In } 5^2 \text{ P}_{1/2}$, то эффективные сечения определены для процесса /1/. Для уровней $\text{In } 5^2 \text{ D}_{5/2}$ и $\text{In } 5^2 \text{ D}_{3/2}$ разность энергии процессов /1/ и /4/ указаны по отношению уровней $\text{In } 4^2 \text{ F}_{7/2, 5/2}$, от которых каскадным переходом заселяются уровни $\text{In } 5^2 \text{ D}_{5/2}$ и $\text{In } 5^2 \text{ D}_{3/2}$ /1/. По той же причине, разность энергии процесса /5/ для уровня $\text{In } 6^2 \text{ S}_{1/2}$ указана относительно уровней $\text{In } 6^2 \text{ P}_{3/2}$ и $\text{In } 6^2 \text{ P}_{1/2}$.

Как видно из приведенных результатов, если принимать во внимание только соударения между $\text{Hg } 6^3 \text{ P}_1$ ($\text{Hg } 6^3 \text{ P}_0$) и $\text{In } 5^2 \text{ P}_{1/2}$, то получаются весьма большие эффективные сечения и наблюдается слабый эффект резонанса относительно уровней $\text{Hg } 6^3 \text{ P}_1$ и $\text{Hg } 6^3 \text{ P}_0$. Это подтверждает мысль, высказанную в работе /1/, что в возбуждении уровней индия $5^2 \text{ D}_{5/2, 3/2}$, $6^2 \text{ D}_{5/2, 3/2}$ и $6^2 \text{ S}_{1/2}$ может участвовать не один процесс, а несколько процессов одновременно. Что касается величины эффективных сечений этих парциальных процессов, то они могут быть определены только оценочно.

Уровень индия	ΔE для процессов, эв					Q · 10 ¹⁵ см ²
	(1)	(2)	(3)	(4)	(5)	
6 ² D _{5/2}	+0,04	-	-	+0,09	-	1,8
6 ² D _{3/2}	+0,04	-	-	+0,09	-	1,1
5 ² D _{5/2}	Jn 4 ² F _{7/2, 5/2}	-	-	Jn 4 ² F _{7/2, 5/2}	-0,08	2,7
	-0,04	-	-	+0,01	-	
5 ² D _{3/2}	Jn 4 ² F _{7/2, 5/2}	-	-	Jn 4 ² F _{7/2, 5/2}	-0,08	1,9
	-0,04	-	-	+0,01	-	
8 ² S _{3/2}	-0,15	+0,12	-	-0,10	-	0,2
7 ² S _{1/2}	+0,38	-	+0,16	-	-	0,7
6 ² S _{1/2}	+1,86	-	-	-	Jn 6 ² P _{3/2, 1/2}	2,7
					+0,03	
4 ² P _{5/2}	+0,24	-	+0,02	-	-	1,9
4 ² P _{3/2}	+0,42	-	+0,20	-	-	0,35

Отношение эффективных сечений уровней индия 6²D_{5/2} и 6²D_{3/2}, которое равняется 1,6 и близко статистическим весам этих состояний, а также большое значение эффективных сечений уровня Jn 4²P_{3/2} указывают на то, что закон Винанса /5/ в данном случае не подтвердился.

Л и т е р а т у р а .

1. М.Л.Янсон, Э.К.Крауляня, Сборн. "Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов", ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.
2. М.Л.Янсон, Изв. АН Латв. ССР, сер. физ. и техн. наук, №1, 7, 1967.
3. Э.К.Крауляня, Сборн. "Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов", ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.
4. G.N.Nussbaum, F.N.Pirkle, Phys. Rev. Lett., 19, 1089, 1967.
5. J.G.Winans, Rev. Mod. Phys., 16, 175, 1944.

М.Г.А р м а н, Э.К.К р а у л и н я.

СЕНСИБИЛИЗИРОВАННАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ СМЕСЕЙ
ПАРОВ Hg-Cd и Hg-Zn.

Из ранних работ /1-4/ известно утверждение, что возбуждения высоких квантовых состояний в сенсibilизированной флуоресценции смеси паров ртути и кадмия возможно при сложении энергии поступательного движения атомов с энергией возбужденных состояний атомов ртути.

Для того, чтобы с большей определенностью установить причины возбуждения уровней кадмия при большой разности энергии ΔE в сенсibilизированной флуоресценции смеси Hg-Cd, была поставлена эта работа, а также аналогичная работа со смесью ртути и цинка.

Расположение энергетических уровней кадмия и цинка по сравнению с расположением энергетических уровней ртути показано на рис.1.

Из рис.1. видно, что уровни кадмия и цинка находятся далеко от ртутного уровня 6^3P_I . Уровень $Cd 6^3S_I$ лежит на 1,49эв выше уровня $Hg 6^3P_I$, а уровень $Zn 5^3P_I$ - на 1,73эв выше уровня $Hg 6^3P_I$. Соответственно энергия уровня $Cd 5^3P_I$ на 1,09эв меньше энергии уровня $Hg 6^3P_I$, а $Zn 4^3P_I$ на 0,88эв меньше. Ртутный уровень $Hg 6^1P_I$ находится в относительно хорошем резонансе с уровнем $Zn 5^3S_I$ ($\Delta E = 0,05эв$) и $Cd 6^3S_I$ ($\Delta E = 0,29эв$).

Э к с п е р и м е н т.

Схема установки эксперимента дана на рис.2 стр. 7



Рис. I.

настоящего сборника. Эксперименты проводились в кварцевой цилиндрической трубке длиной 400 мм с возбуждением в одном конце размером 20 мм. Использовался также флуоресцентный сосуд кубической формы 25x25x20 мм. Трубка была отпаяна от вакуумной системы при исследовании сенсibilизированной флуоресценции без примесей газов и присоединена к вакуумной системе при исследовании сенсibilизированной флуоресценции Hg-Cd и Hg-Zn с примесями аргона и азота. Трубка имела один отстойник, заполненный металлическим кадмием или цинком. Ртуть вводилась в трубку флуоресценции в виде паров определенного количества. Для оптического возбуждения использовались ртутные лампы типа ПРК-2, ртутные, кадмиевые и цинковые безэлектродные высокочастотные лампочки, а также искры Al, Ni, Cu, C, Fe. В зависимости от цели эксперимента флуоресцентный сосуд освещался или полным спектром ртутной лампы или строго выделенными линиями Hg 253,7 нм, Cd 326,1 нм, Zn 307,6 нм, а также полным спектром искр Al, Ni, Cu, C, Fe. Излучение флуоресценции регистрировалось фотоэлектрически при помощи монохроматорной части спектрофотометра ДСМ-2, фотоэлектрического ум-

пожителя ФЭУ-18 А и синхронного детектора. Запись производилась на самописце ЭПП-09.

Концентрация невозбужденных атомов $N_0(\text{Cd})$, $N_0(\text{Zn})$ и $N_0(\text{Hg})$ определялась методом полного поглощения по линиям Cd 326,1 нм, Zn 307,6 нм и Hg 253,7 нм. Для учета сверхтонкой структуры спектральных линий кадмия, цинка и ртути на электронносчетной машине БЭСМ-2 были рассчитаны значения функции Ладенбурга $S(\alpha, \rho)$ для реальных контуров резонансных линий. Исходя из этого, построены исправленные кривые Ван-Гельда, по которым определялась концентрация невозбужденных атомов. Сверхтонкая структура резонансной линии Cd 326,1 нм /5/ при $N_0(\text{Cd})$ равным 10^{14} см^{-3} уменьшает результат в 1,8 раз, сверхтонкая структура резонансной линии Zn 307,6 нм /5/ при $N_0(\text{Zn})$ равным 10^{14} см^{-3} результат уменьшает приблизительно наполовину.

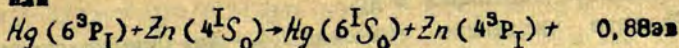
Диффузия резонансного излучения кадмия, цинка и ртути учитывалась по формулам работ /6,7/. В трубках кубической конфигурации наших размеров влияние диффузии начинает сказываться при концентрациях превышающих $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ для ртути, $4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ для кадмия и $8 \cdot 10^{14}$ для цинка.

Результаты по сенсibili-
зированной флуоресцен-
ции $\text{Hg}-\text{Cd}$ и $\text{Hg}-\text{Zn}$ без приме-
сей газов.

При освещении трубки флуоресценции одной строго выделенной линией Hg 253,7 нм в сенсibiliзированной флуоресценции кадмия или цинка наблюдалась только резонансная линия Cd 326,1 нм ($5^3\text{P}_1 \rightarrow 5^1\text{S}_0$) или Zn 307,6 нм ($4^3\text{P}_1 \rightarrow 4^1\text{S}_0$). Абсолютные интенсивности этих линий в зависимости от концентрации невозбужденных атомов кадмия (цинка) даны в таблице I. при концентрации атомов ртути, не превышающей $1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$.

Если принять, что уровень $\text{Cd} 5^3\text{P}_1$ и уровень $\text{Zn} 4^3\text{P}_1$ возбуждается в результате ударов второго рода по схеме $\text{Hg}(6^3\text{P}_1) + \text{Cd}(5^1\text{S}_0) \rightarrow \text{Hg}(6^1\text{S}_0) + \text{Cd}(5^3\text{P}_1) + 1,09 \text{ эВ}$

или



и для определения эффективных сечений соударений использовать формулу (8) из стр. II настоящего сборника, то $Q_{\text{ок}}$ для возбуждения резонансного уровня $\text{Zn } 4^3\text{P}_1$ получается равным $(2-3) \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ и постоянным в пределах concentra-

Т а б л и ц а I

Источник возбуждения	Hg-Cd		Hg-Zn	
	$N_0(\text{Cd})$ ($\frac{1}{\text{см}^3}$)	$J_{326,1}$ ($\frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{см}^3}$)	$N_0(\text{Zn})$ ($\frac{1}{\text{см}^3}$)	$J_{307,6}$ ($\frac{\text{эрг}}{\text{сек} \cdot \text{см}^3}$)
Hg 253,7нм	$3 \cdot 10^{13}$	$7,3 \cdot 10^{-4}$	$4 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{-4}$
	$6 \cdot 10^{13}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$	$8 \cdot 10^{13}$	$3,0 \cdot 10^{-4}$
	$8 \cdot 10^{13}$	$1,8 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{14}$	$4,5 \cdot 10^{-4}$
	$2 \cdot 10^{14}$	$3,6 \cdot 10^{-3}$	$3 \cdot 10^{14}$	$1,0 \cdot 10^{-3}$
	$4 \cdot 10^{14}$	$5,4 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{14}$	$2,1 \cdot 10^{-3}$
	$4 \cdot 10^{15}$	$5,4 \cdot 10^{-3}$	$2 \cdot 10^{15}$	$3,0 \cdot 10^{-3}$
	$1 \cdot 10^{16}$	$3,6 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{15}$	$3,0 \cdot 10^{-3}$
			$3 \cdot 10^{16}$	$1,5 \cdot 10^{-3}$

ции атомов цинка $4 \cdot 10^{13} - 7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. С дальнейшим увеличением концентрации невозбужденных атомов цинка величина эффективного сечения падает. Подобно этому в зависимости от концентрации атомов изменяется эффективное сечение $Q_{\text{ок}}$ для возбуждения резонансного уровня $\text{Cd } 5^3\text{P}_1$. Однако численное значение $Q_{\text{ок}}$ для Cd при концентрации невозбужденных атомов $3 \cdot 10^{13} - 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ равно $(1-3) \cdot 10^{-17} \text{ см}^2$, т.е. на порядок больше, чем в случае Hg-Zn, несмотря на то, что разность энергии ΔE у кадмия больше, чем у цинка.

Падение $Q_{\text{ок}}$ при увеличении концентрации $N_0(\text{Cd})$ или $N_0(\text{Zn})$ может быть объяснено уменьшением абсолютной интенсивности флуоресценции. Уменьшение же интенсивности может быть объяснено следующими причинами: перераспределением возбужденных атомов цинка или кадмия, а также ртути во

метастабильным уровням, процессам непосредственно тушащими резонансные состояния и др.

Большие численные значения $Q_{ок}$, которые получаются при предположении, что возбуждение уровней $Cd 5^3P_I$ или $Zn 4^3P_I$ идет за счет ударов второго рода с атомами $Hg 6^3P_I$, вызывает сомнение в правильности интерпретации экспериментальных результатов. Кроме того, о возможности прямой передачи энергии от уровня $Hg 6^3P_I$ к уровню $Cd 5^3P_I$ или $Zn 4^3P_I$ свидетельствуют данные, полученные добавками аргона и азота.

Если флуоресцентная трубка освещалась полным спектром ртутной лампы, то при концентрации невозбужденных атомов $N_0(Cd)$, превышающей $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, наблюдался видимый триплет Zd (467,8 нм, 480,0 нм, 508,6 нм), а видимый триплет Zn (468,0 нм, 472,2 нм, 481,1 нм) тоже наблюдался при освещении трубки полным спектром ртутной лампы, но при концентрации невозбужденных атомов $N_0(Zn)$, превышающей $3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Интенсивности линий видимых триплетов, как цинка, так и кадмия, с дальнейшим увеличением концентрации N_0 (что достигается повышением температуры) непрерывно растут. Кроме того, в случае кадмия наблюдался также дополнительный максимум резонансной линии $Cd 326,1 \text{ нм}$. В случае цинка дополнительный максимум резонансной линии $Zn 307,6 \text{ нм}$ не наблюдался.

Появление резонансной линии $Cd 326,1 \text{ нм}$ при больших давлениях кадмия полностью объясняется каскадными переходами из видимого триплета кадмия. Квантовый поток, даваемый видимым триплетом кадмия, почти на порядок больше квантового потока резонансной линии. Это свидетельствует о том, что происходит сильное тушение резонансного уровня $Cd 5^3P_I$. В случае смеси $Hg-Zn$ при наблюдении видимого триплета цинка резонансная линия $Zn 307,6 \text{ нм}$ не наблюдалась. Это значит, что эффект тушения резонансного состояния при смеси $Hg-Zn$ является еще более сильным, чем в случае смеси $Hg-Cd$.

Очень эффективным тушителем является водород. Это было проверено экспериментально. При добавлении в трубку флуоресценции водорода интенсивность резонансной линии

Zn 307,6 нм очень резко падает. После многих экспериментов проводился качественный анализ содержимого в флуоресцентных трубках и всегда обнаруживалось присутствие водорода.

Так как ни видимый триплет кадмия ни цинка не наблюдается при освещении монохроматическим светом Hg 253,7 нм, то возбуждение высоких уровней Cd 6^3S_1 (Zn 5^3S_1), очевидно, не происходит из-за соударений второго рода с возбужденными атомами Hg 6^3P_1 . Экспериментально установлено также, что не имеет места ступенчатый процесс возбуждения видимых триплетов кадмия и цинка.

Участие линии Hg 184,9 нм ($6^1P_1 - 6^1S_0$) при возбуждении видимого триплета Cd или Zn в наших экспериментах мало вероятно. Так как свет от лампы ПРК-2 происходит одну линзу и два окошка из плавленого кварца. Это подтверждает еще проделанный эксперимент с ртутным резонансным фильтром. При увеличении концентрации $\% (Hg)$ в резонансном фильтре интенсивность видимых триплетов не менялась.

При помощи фильтров установлено, что видимые триплеты кадмия и цинка появляются при освещении флуоресцентного сосуда светом, длина волны которого короче 230 нм. Чтобы еще больше убедиться в том, что возбуждение видимых триплетов связано не со строго выделенной линией, а с интервалом энергетического спектра, флуоресцентная трубка освещалась поочередно искрами Al , Ni , Cu , C , Fe . Во всех случаях наблюдалось высвечивание видимого триплета. Спектр коротко-

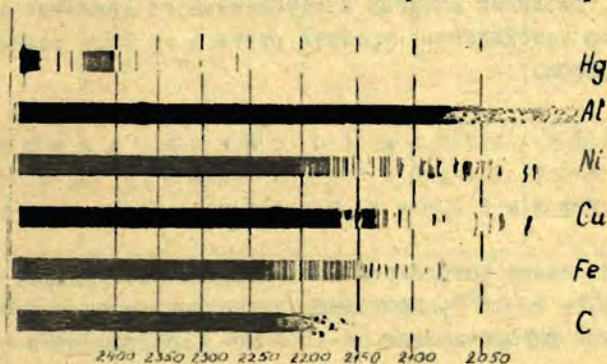


Рис. 2.

волновой области искр дан на рис.2.

Этим подтверждается, что причиной возбуждения уровня $Cd(6^3S_I)$ или $Zn(5^3S_I)$ не являются соударения с селективно-возбужденными атомами ртути, а более сложный процесс. Возможно, что возбуждение видимых триплетов идет за счет молекулярных процессов. В случае цинка молекулярные соединения могут иметь вид Zn_2 или ZnX , а в случае кадмия Cd_2 или CdX , где X-любой атом или комплекс примеси. Следует отметить, что в случае цинка примеси X должны быть связаны с присутствием Hg, так как в парах без ртути флуоресценция не наблюдалась. В случае кадмия примеси X могут быть и не связаны с ртутью, так как флуоресценция наблюдалась также в чистых парах кадмия без ртути. Следует отметить, что в чистых парах кадмия при освещении флуоресцентного сосуда искрами Al, Ni, Cu, C, Fe, а также полным спектром ртутной лампы наблюдаемая флуоресценция видимого триплета и соответствующая ему резонансная линия Cd 326,1nm, за счет каскадных переходов является такой же, как при флуоресценции в смеси Hg-Cd.

Полученные результаты свидетельствуют о том, что в сенсibilизированной флуоресценции в смесях паров Hg-Cd и Hg-Zn при более высоких концентрациях невозбужденных атомов кадмия или цинка, что соответствует высоким температурам, высокие уровни $Cd6^3S_I$ и $Zn5^3S_I$ возбуждаются не за счет сложения энергии поступательного движения атомов и энергии возбужденных уровней ртути, а за счет молекулярных процессов.

Результаты по сенсibilизированной флуоресценции Hg-Cd и Hg-Zn с примесями аргона и азота.

Для более подробного исследования возбуждения уровней $Cd5^3P_I$ и $Zn4^3P_I$ проведены эксперименты по сенсibilизированной флуоресценции Hg-Cd и Hg-Zn с примесями аргона и азота.

Трубка флуоресценции освещалась монохроматическими

Таблица № 2.

Источник возбуждения	Примесь газов	Давление газов /мм/	Hg - Cd		Hg - Zn	
			$J_{326,1}$ /отн. ед./	$J_{253,7}$ /отн. ед./	$J_{307,7}$ /отн. ед./	$J_{253,7}$ /отн. ед./
Hg 253,7 нм	Ar	0	100	100	100	100
		1	204	130	183	126
		2	262	148	218	152
		3	308	176	242	178
	N ₂	0	100	100	100	100
		1	285	78	208	82
		2	432	60	292	64
		3	558	54	365	52
Cd 326,1 нм	Ar	0	100			
		1	74			
		2	58			
		3	46			
	N ₂	0	100			
		1	70			
		2	52			
		3	42			
Zn 307,6 нм	Ar	0			100	
		1			74	
		2			56	
		3			38	
	N ₂	0			100	
		1			68	
		2			50	
		3			34	

линиями Hg 253,7 нм, Cd 326,1 нм и Zn 307,6 нм. Измеренные интенсивности резонансных линий флуоресценции в зависимости от давления аргона и азота в относительных единицах даны в таблице 2.

Таблица 2 подтверждает, что аргон является слабым тушите-

дем излучения $Hg\ 253,7\text{nm}$. Возрастание интенсивности спектральной линии $Hg\ 253,7\text{nm}$ в зависимости от давления аргона, очевидно, связано с лучшим перекрыванием контура испускания источника с контуром поглощения в флуоресцентном сосуде. Однако, возрастание интенсивности линии $Cd\ 326,1\text{nm}$ и $Zn\ 307,6\text{nm}$ в сенсibilизированной флуоресценции значительно больше, чем линии $Hg\ 253,7\text{nm}$ в резонансной флуоресценции. Это указывает на то, что эффективность возбуждения уровней $Cd\ 5^3P_1$ и $Zn\ 4^3P_1$ с повышением давления аргона растет. Это может быть связано с молекулярными или квазимолекулярными процессами, а также с уровнем $Hg\ 6^3P_0$. Из работы [8] известна возбужденная метастабильная молекула ртути $Hg_2\ (^3O_u^-)$, которая образуется в результате столкновений невозбужденных атомов ртути с метастабильными атомами $Hg\ 6^3P_0$. Известно утверждение, что вероятность образования такой молекулы сильно увеличивается, если в момент столкновения имеется третья частица, которая принимает излишек кинетической энергии. В нашем случае роль третьей частицы может выполнять аргон. Затем возбужденная метастабильная молекула $Hg_2\ (^3O_u^-)$ может передать свою энергию возбуждения атомам кадмия или цинка, которые в свою очередь возбуждаются до уровней $Cd\ 5^3P_1$ и $Zn\ 4^3P_1$. Следует отметить, что такой процесс может происходить с большой вероятностью, так как энергия нижних заселенных колебательных уровней возбужденной метастабильной молекулы $Hg_2\ (^3O_u^-)$ имеет значение $3,9-4,0\text{ эВ}$, что находится в хорошем резонансе с уровнями $Cd\ 5^3P_1$ и $Zn\ 4^3P_1$.

Так как в образовании возбужденной метастабильной молекулы $Hg_2\ (^3O_u^-)$ принимает участие метастабильный атом ртути 6^3P_0 , то при увеличении концентрации их доля возрастает интенсивность наблюдаемой флуоресценции $Cd\ 326,1\text{nm}$ и $Zn\ 307,6\text{nm}$. Азот, как известно, является эффективным тушителем атомов ртути с уровня 6^3P_1 до уровня 6^3P_0 , поэтому проведены эксперименты с добавками азота. Из таблицы 2 хорошо видно, что в зависимости от давления азота тушится уровень $Hg\ 6^3P_1$ и в то же время сильно возрастает интенсивность спектральных линий флуоресценции $Cd\ 326,1\text{nm}$ и

$Zn\ 307,6\text{нм}$. Полученные результаты подтверждают возможность заселения уровней $Cd\ 5^3P_1$ за счет молекулы $Hg_2(^3O_u^-)$.

С целью исключения ошибки за счет того, что увеличение интенсивности резонансных линий кадмия и цинка может быть связано с взаимодействием самого кадмия или цинка с аргоном или азотом, были проведены исследования резонансной флуоресценции Cd и Zn .

Из таблицы 2 видно, что при возбуждении кадмия резонансной линией $Cd\ 326,1\text{нм}$, а цинка его резонансной линией $Zn\ 307,6\text{нм}$, с увеличением давления аргона или азота интенсивность резонансной флуоресценции, как Cd , так и Zn , падает. Значит ошибки такого рода исключены. Падение интенсивности резонансной флуоресценции Cd и Zn , вероятно, связано с усилением процесса перераспределения возбужденных атомов Cd и Zn по метастабильным уровням.

Полученные результаты дают возможность предполагать следующий механизм возбуждения уровней $Cd\ 5^3P_1$ и $Zn\ 4^3P_1$ в сенсibilизированной флуоресценции $Hg-Cd$ и $Hg-Zn$: поглощая линию $Hg\ 253,7\text{нм}$, атомы ртути возбуждаются до уровня 6^3P_1 ; за счет уровня $Hg\ 6^3P_1$ возбуждается также уровень $Hg\ 6^3P_0$ /9/; метастабильные атомы $Hg\ 6^3P_0$ в результате столкновений образуют возбужденные метастабильные молекулы $Hg_2(^3O_u^-)$ или подобные им; возбужденные молекулы Hg_2 при соударениях с невозбужденными атомами кадмия или цинка возбуждают их до уровней $Cd\ 5^3P_1$ и $Zn\ 4^3P_1$ после чего высвечиваются линии $Cd\ 326,1\text{нм}$ и $Zn\ 307,6\text{нм}$.

Так как возбуждение уровней $Cd\ 5^3P_1$ и $Zn\ 4^3P_1$, очевидно, не происходит за счет атомарных ударов второго рода, то сомнительна правильность применения формул в работах /Ю, II/ для расчета эффективных сечений передачи энергии в смеси $Hg-Zn$. Даже из результатов, полученных в этих работах, можно оспаривать механизм возбуждения за счет ударов второго рода. Формула /2/ из работы /II/ справедлива в случае равенства кинетической энергии испускания и поглощения линии $307,6\text{нм}$. В случае же ударов второго рода линия испускания должна быть расширена, так как в кинетическую энергию должно переходить 0,88 эв.

Что касается уровней $Zn\ 5^3S\ I$ и $Cd\ 6^3S\ I$, то они, очевидно, также возбуждаются за счет молекулярных процессов.

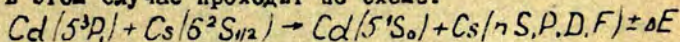
Л и т е р а т у р а .

1. G. S a g i o, Z.f. Phys., 10, 185, 1922.
2. G. S a g i o, J. F g a n k, Z.f. Phys., 17, 202, 1923.
3. А. М и т ч е л л, М. З е м а н с к и й, Резонансное излучение и возбужденные атомы, ОНТИ, Л-М, 1937.
4. Д. Х а с т е д, Физика атомных столкновений, Мир, М, 1965.
5. R. g r i x, H. K o r f e r m a n n, L a n d o l t - B ö r n - s t e i n, Chemich T a b e l l e n, 6 Auflage, Bd I/1, Berlin, 1952.
6. Л. М. Б и б е р м а н, Докторская диссертация, М., 1958.
7. Т. Н о l s t e i n, Phys. Rev., 72, 1212, 1947.
8. М с с о u b r e u., Phys. Rev., 93, 1247, 1954.
9. J. G a t z k e, J. G ö r s c h, Monatsberichte der Deutschen Akademie der Wissenschaft zu Berlin, Band 7, Heft 3, 184, 1965.
10. М. Л. С о с н и с к и й, Е. Н. М о р о з о в, Опт. и спектр., 19, 634, 1965.
11. М. Л. С о с н и с к и й, Е. Н. М о р о з о в, Опт. и спектр., 23, 658, 1967.

Я. Ф. Ш а й ц а н, Э. К. К р а у л и н я

СЕНСИБИЛИЗИРОВАННАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ СМЕСИ ПАРОВ КАДМИЯ И ЦЕЗИЯ.

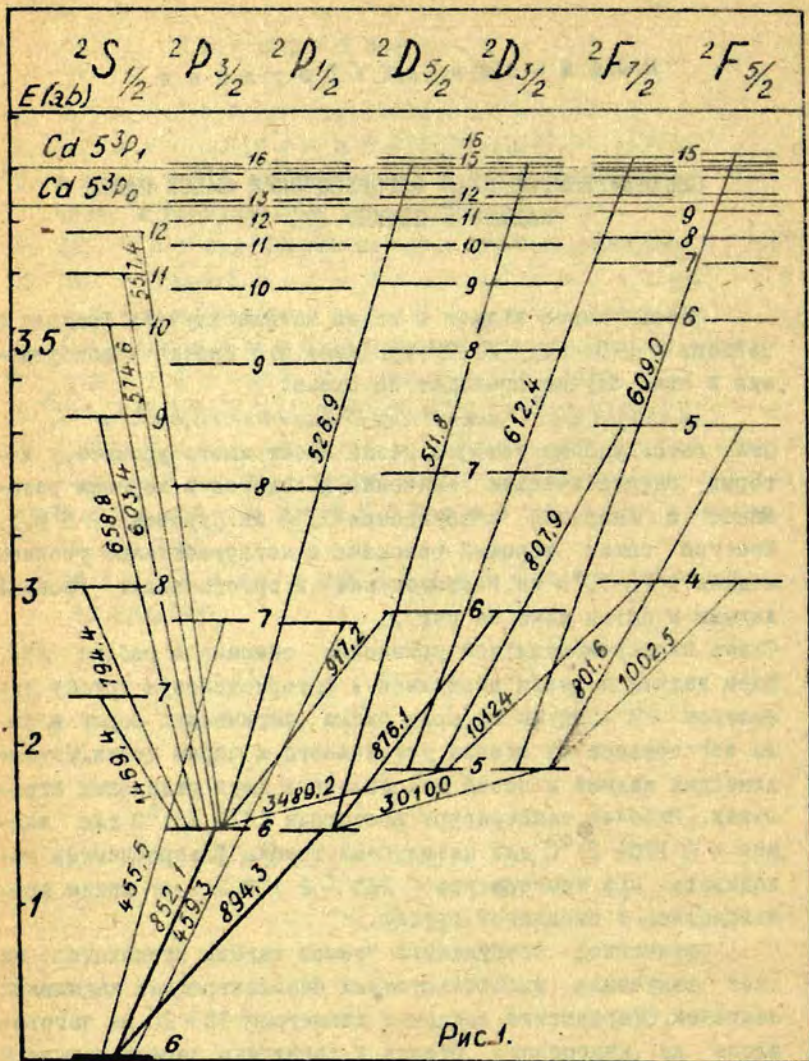
Смесь паров кадмия и цезия начали изучать Фридрих и Зейверт в 1957 году [1, 2], принимая, что передача возбуждения в этом случае проходит по схеме:



Эта смесь удобна тем, что цезий имеет много уровней, у которых энергетические значения находятся в хорошем резонансе с энергией возбуждения — 3,80 эв (уровень $Cd 5^3P_1$). Имеется также хороший резонанс с метастабильным уровнем кадмия 5^3P_0 — 3,73 эв. Расположение энергетических уровней кадмия и цезия дано на рис. 1.

Схема экспериментальной установки описана в работе [3]. Пары кадмия и цезия вводились в флуоресцентную трубку диаметром 27 — 30 мм, которая имела сферическую форму и была изготовлена из стекла устойчивого к парам цезия. Металлический кадмий и цезий находились в двух отдельных отро-стках. Рабочие температуры достигали $(270 \pm 2)^\circ\text{C}$ для кадмия и $(170 \pm 2)^\circ\text{C}$ для цезия. Сама трубка флуоресценции находилась при температуре $(285 \pm 2)^\circ\text{C}$. Эксперименты производились в отпаянной трубке.

Оптическое возбуждение паров кадмия происходило за счет излучения высокочастотных безэлектродных кадмиевых лампочек. Сферические лампочки диаметром $15 \div 20$ мм изготовлены из кварцевого стекла и заполнены парами кадмия. В лампочки вводился буферный газ — аргон, давление которого $1,5 \div 3$ мм рт. ст. Лампочки помещались в высокочастотное электромагнитное поле, создаваемое высокочастотным генера-



тором, построенным на генераторных лампах ГУ-50 /4/. Мощность генератора 70 вт. Такие источники света излучали узкие, интенсивные резонансные линии: лишённые самообращения. Абсолютная интенсивность линии кадмия λ 326,1 нм - порядка 10^5 эрг. см⁻³ сек⁻¹. Ширина резонансной линии λ 326,1 нм при давлении аргона 2 мм рт. ст. равна 0,107 см⁻¹. Линия возбуждения кадмия λ 326,1 нм выделялась интерференционными фильтрами или фильтрами УФС-2. Регистрация спектра производилась монохроматором СД - I с дифракционной решёткой 1200 штр./мм и фотоэлектронными умножителями - ФЭУ-29, 51, 62.

Абсолютные эффективные сечения определялись по формуле

$$Q_{ок} = \frac{J_{кi}}{A_{ki} h\nu_{ki}} \frac{\sum_{r=k-1}^0 A_{kr}}{N_0(Cd^*) \cdot N(Cd^*) \cdot \bar{v} \cdot \alpha} - \frac{\sum_{m=k+1}^{\infty} N_m(Cs^*) A_{mk}}{N_0(Cs) \cdot N(Cd^*) \cdot \bar{v} \cdot \alpha}$$

Для определения абсолютных интенсивностей спектральных линий цезия $J_{кi}$ применялась лампа с вольфрамовой лентой. Полученные значения абсолютных интенсивностей $J_{кi}$ и заселённости уровней цезия N_k даны в таблицах 1, 2, 3 и 4. Вероятности оптических переходов цезия A_{ki} , A_{kr} и A_{mk} взяты из работы /5/. Концентрация возбужденных атомов кадмия $N(Cd^*)$ вычислялась по эмиссии линии λ 326,1 нм и в зависимости от условий эксперимента менялась в пределах (1,5-5) $\cdot 10^7$ см⁻³. Диффузия излучения Cd^* λ 326,1 нм при данных условиях эксперимента значительной роли не играла. Концентрация невозбуждённых атомов кадмия равна $2,8 \cdot 10^{13}$ см⁻³.

Методом полного поглощения определялась концентрация невозбужденных атомов цезия $N_0(Cs)$. Для этого определялась величина полного поглощения A_{λ} и по "кривым роста", рассчитанным для спектральных линий со смешанным-доплеровским и дисперсионным контуром, вычислены концентрации атомов цезия в основном состоянии. При построении кривых, A_{λ} подсчитано путём численного интегрирования /6/, с учетом сверхтонкой структуры спектральных линий цезия λ 852,1 и λ 894,3 нм. При учёте сверхтонкой структуры главную роль играет расщепление уровня $6^2S_{1/2}(\delta) = 0,3066$ см⁻¹) с от-

Таблица № I.

D_{3/2} берия цезня.

Переход	λ _{кв} (нм)	ΔE (эВ)		J _{кв} ($\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \cdot \text{сек}}$)	N _{кв} ($\frac{1}{\text{см}^3}$)	Q _{кв} (сМ ²)	
		Cd (5 ³ P ₁)	Cs (5 ³ P ₀)			без учета каскадов	с учетом каскадов
1s ² D _{3/2} → 6s ² P _{1/2}	511,8	-0,007	-0,074	1,4	9,8 · 10 ⁵	9,1 · 10 ⁻¹⁶	9,1 · 10 ⁻¹⁶
1s ² D _{3/2}	515,4	+0,010	-0,057	1,3	7,2 · 10 ⁵	8,7 · 10 ⁻¹⁶	8,7 · 10 ⁻¹⁶
1s ² D _{3/2}	519, .	+0,031	-0,036	1,2	4,9 · 10 ⁵	7,6 · 10 ⁻¹⁶	7,6 · 10 ⁻¹⁶
1s ² D _{3/2}	525,7	+0,057	-0,010	2,2	7,0 · 10 ⁵	1,9 · 10 ⁻¹⁵	1,9 · 10 ⁻¹⁵
1s ² D _{3/2}	534,1	+0,094	+0,027	3,0	6,8 · 10 ⁵	1,9 · 10 ⁻¹⁵	1,8 · 10 ⁻¹⁵
1s ² D _{3/2}	546,6	+0,147	+0,080	3,9	6,2 · 10 ⁵	2,5 · 10 ⁻¹⁵	2,4 · 10 ⁻¹⁵
9s ² D _{3/2}	566,4	+0,226	+0,159	5,4	5,9 · 10 ⁵	3,5 · 10 ⁻¹⁵	3,3 · 10 ⁻¹⁵
8s ² D _{3/2}	601,0	+0,353	+0,286	6,5	4,6 · 10 ⁵	4,1 · 10 ⁻¹⁵	3,7 · 10 ⁻¹⁵
7s ² D _{3/2}	672,3	+0,570	+0,500	1,8	8,2 · 10 ⁴	4,1 · 10 ⁻¹⁵	2,5 · 10 ⁻¹⁵
6s ² D _{3/2}	876,1	+1,000	+0,930	6,5	2,0 · 10 ⁵	9,4 · 10 ⁻¹⁵	1,7 · 10 ⁻¹⁵

Таблица № I.
(продолжение).

$D_{5/2}$ серия цезия

Переход	λ_{ki} (нм)	ΔE (эВ)		J_{ki} ($\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \cdot \text{сек}}$)	N_k ($\frac{1}{\text{см}^3}$)	$\sigma_{\text{вк}}$ (см ²)	
		$\text{Ca}(5^3P_1)$	$\text{Ca}(5^3P_0)$			без учета каскадов	с учетом каскадов
$15^2 D_{5/2} \rightarrow 6^2 P_{3/2}$	526,9	-0,006	-0,073	1,9	$1,2 \cdot 10^6$	$1,1 \cdot 10^{-15}$	$1,1 \cdot 10^{-15}$
$14^2 D_{5/2}$	530,4	+0,009	-0,058	1,7	$7,9 \cdot 10^5$	$9,6 \cdot 10^{-16}$	$9,6 \cdot 10^{-16}$
$13^2 D_{5/2}$	535,1	+0,030	-0,037	2,0	$7,2 \cdot 10^5$	$1,1 \cdot 10^{-15}$	$1,1 \cdot 10^{-15}$
$12^2 D_{5/2}$	541,4	+0,053	-0,014	4,1	$1,1 \cdot 10^6$	$2,3 \cdot 10^{-15}$	$2,3 \cdot 10^{-15}$
$11^2 D_{5/2}$	550,3	+0,094	+0,027	4,2	$8,4 \cdot 10^5$	$2,4 \cdot 10^{-15}$	$2,3 \cdot 10^{-15}$
$10^2 D_{5/2}$	562,5	+0,147	+0,080	6,2	$8,8 \cdot 10^5$	$3,6 \cdot 10^{-15}$	$3,3 \cdot 10^{-15}$
$9^2 D_{5/2}$	584,5	+0,226	+0,158	9,9	$9,5 \cdot 10^5$	$5,6 \cdot 10^{-15}$	$5,3 \cdot 10^{-15}$
$8^2 D_{5/2}$	621,7	+0,351	+0,284	12,4	$7,7 \cdot 10^5$	$7,0 \cdot 10^{-15}$	$6,6 \cdot 10^{-15}$
$7^2 D_{5/2}$	697,3	+0,570	+0,500	3,2	$1,3 \cdot 10^5$	$6,2 \cdot 10^{-15}$	$1,7 \cdot 10^{-15}$
$6^2 D_{5/2}$	917,2	+1,000	+0,930	14,1	$3,8 \cdot 10^5$	$12,8 \cdot 10^{-15}$	$3,8 \cdot 10^{-15}$

Таблица №2.

 $F_{5/2}$ серия цезия

Переход	$\lambda_{ки}$ (нм)	ΔE (эВ)		$J_{ки}$ ($\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \cdot \text{сек}}$)	N_k ($\frac{1}{\text{см}^3}$)	$Q_{ок}$ (см ²) без учета каскадов	$Q_{ок}$ (см ²) с уче.ом каскадов
		$Cd(5^3P_1)$	$Cd(5^3P_0)$				
$15^2 F_{5/2} \rightarrow 5^2 D_{3/2}$	609,0	-0,032	-0,099	$4,6 \cdot 10^{-2}$	$2,2 \cdot 10^5$	$1,8 \cdot 10^{-16}$	$1,8 \cdot 10^{-16}$
$14^4 F_{5/2}$	617,6	-0,023	-0,090	$7,1 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^5$	$2,8 \cdot 10^{-16}$	$2,8 \cdot 10^{-16}$
$13^2 F_{5/2}$	614,9	-0,013	-0,079	$2,1 \cdot 10^{-1}$	$3,5 \cdot 10^5$	$8,1 \cdot 10^{-16}$	$8,1 \cdot 10^{-16}$
$12^2 F_{5/2}$	619,2	+0,001	-0,065	$5,1 \cdot 10^{-1}$	$6,6 \cdot 10^5$	$1,7 \cdot 10^{-15}$	$1,7 \cdot 10^{-15}$
$11^2 F_{5/2}$	625,0	+0,000	-0,047	$2,4 \cdot 10^{-1}$	$2,4 \cdot 10^5$	$7,9 \cdot 10^{-15}$	$7,6 \cdot 10^{-15}$
$10^2 F_{5/2}$	632,6	+0,044	-0,023	$5,1 \cdot 10^{-1}$	$3,7 \cdot 10^5$	$1,7 \cdot 10^{-15}$	$1,6 \cdot 10^{-15}$
$9^2 F_{5/2}$	643,2 *)	+0,076	+0,009	-----	-----	-----	-----
$8^2 F_{5/2}$	658,6	+0,121	+0,054	0,0	$3,8 \cdot 10^5$	$3,3 \cdot 10^{-15}$	$3,2 \cdot 10^{-15}$
$7^2 F_{5/2}$	682,5 *)	+0,180	+0,110	-----	-----	-----	-----
$6^2 F_{5/2}$	722,8	+0,290	+0,220	4,5	$6,5 \cdot 10^5$	$8,0 \cdot 10^{-15}$	$7,8 \cdot 10^{-15}$
$5^2 F_{5/2}$	801,5	+0,480	+0,410	5,9	$4,9 \cdot 10^5$	$1 \cdot 10^{-14}$	$9,7 \cdot 10^{-15}$

*) Перекрывается с красными линиями кадмия

Таблица № 2.
(продолжение).

$F_{7/2}$ серия цезия.

Переход	$\lambda_{ки}$ (нм)	ΔE (эВ)		$\frac{J_{ли}}{эрг}$ $\frac{см^3 \cdot сек}{см^3}$	N_k $\left(\frac{I}{см^3}\right)$	$Q_{ок}(см^2)$ без учета каскадов	$Q_{ок}(см^2)$ с учетом каскадов
		$Cd(5^3P_1)$	$Cd(5^3P_0)$				
$15^2 F_{7/2} \rightarrow 5^2 D_{5/2}$	612,	-0,033	-0,100	$6,8 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^{-16}$	$2,5 \cdot 10^{-16}$
$13^2 F_{7/2}$	618,8	-0,012	-0,079	$5,4 \cdot 10^{-1}$	$8,5 \cdot 10^5$	$2,3 \cdot 10^{-15}$	$2,3 \cdot 10^{-15}$
$12^2 F_{7/2}$	623,1	+0,001	-0,065	$7,2 \cdot 10^{-1}$	$8,7 \cdot 10^5$	$2,3 \cdot 10^{-15}$	$2,3 \cdot 10^{-15}$
$11^2 F_{7/2}$	628,8	+0,020	-0,047	$4,0 \cdot 10^{-1}$	$3,8 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^{-15}$	$1,2 \cdot 10^{-15}$
$10^2 F_{7/2}$	636,5	+0,044	-0,023	$7,4 \cdot 10^{-1}$	$5,1 \cdot 10^5$	$2,3 \cdot 10^{-15}$	$2,2 \cdot 10^{-15}$
$9^2 F_{7/2}$	647,2	+0,076	+0,009	$9,4 \cdot 10^{-1}$	$4,7 \cdot 10^5$	$2,8 \cdot 10^{-15}$	$2,7 \cdot 10^{-15}$
$8^2 F_{7/2}$	662,8	+0,121	+0,054	$9,9 \cdot 10^{-1}$	$3,4 \cdot 10^5$	$2,9 \cdot 10^{-15}$	$2,8 \cdot 10^{-15}$
$7^2 F_{7/2}$	686,5	+0,180	+0,110	1,0	$2,3 \cdot 10^5$	$2,9 \cdot 10^{-15}$	$2,6 \cdot 10^{-15}$
$6^2 F_{7/2}$	728,0	+0,290	+0,220	4,6	$6,5 \cdot 10^5$	$7,9 \cdot 10^{-15}$	$7,8 \cdot 10^{-15}$
$5^2 F_{7/2}$	807,9	+0,480	+0,410	6,3	$5,0 \cdot 10^5$	$1,0 \cdot 10^{-14}$	$1,0 \cdot 10^{-14}$

Таблица № 3.

S_{1/2} серия цезия.

Переход	λ _{кi} (нм)	ΔE (эВ)		J _{кi} ($\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \cdot \text{сек}}$)	N _к ($\frac{1}{\text{см}^3}$)	Q _к (см ²)
		Cd (5 ³ P _I)	Cd (5 ³ P ₀)			
I2 ² S _{1/2} → 6 ² P _{3/2}	557,4	+0,12	+0,05	6,3 · 10 ⁻¹	3,1 · 10 ⁵	6,4 · 10 ⁻¹⁶
II ² S _{1/2}	574,6	+0,20	+0,13	6,8 · 10 ⁻¹	2,3 · 10 ⁵	7,0 · 10 ⁻¹⁶
IO ² S _{1/2}	603,4	+0,29	+0,22	2,7 · 10 ⁻¹	5,9 · 10 ⁴	9,6 · 10 ⁻¹⁶
9 ² S _{1/2}	658,8 *)	---	---	---	---	---
8 ² S _{1/2}	794,4	+0,77	+0,72	2,0 · 10 ⁻¹	1,6 · 10 ⁴	5,0 · 10 ⁻¹⁶

*) находится в фоне линии цезия λ 658,6 нм.

Таблица № 4.

P_{3/2, 1/2} серия цезия.

Переход	λ _{кi} (нм)	ΔE (эВ)		J _{кi} ($\frac{\text{эрг}}{\text{см}^3 \cdot \text{сек}}$)	N _к ($\frac{1}{\text{см}^3}$)	N _к ∑ _{2=к-1} A _{к2}	∑ _{2=к+1} N _m A _{mк}
		Cd (5 ³ P _I)	Cd (5 ³ P ₀)				
8 ² P _{3/2} → 6 ² S _{1/2}	387,6	+0,60	+0,53	2,9 · 10 ⁻²	8,0 · 10 ³	2,7 · 10 ¹⁰	1,6 · 10 ¹¹
7 ² P _{3/2}	455,5	+1,08	+1,01	5,1 · 10 ⁻¹	4,6 · 10 ⁴	3,8 · 10 ¹¹	4,5 · 10 ¹²
6 ² P _{3/2}	852,1	+2,35	+2,28	17,5	2,2 · 10 ⁵	7,7 · 10 ¹²	2,3 · 10 ¹³
8 ² P _{1/2} → 6 ² S _{1/2}	388,7	+0,61	+0,54	3,8 · 10 ⁻²	2,7 · 10 ⁴	7,6 · 10 ¹⁰	8,4 · 10 ¹¹
7 ² P _{1/2}	459,3	+1,03	+1,03	3,4 · 10 ⁻¹	6,1 · 10 ⁴	3,7 · 10 ¹¹	2,2 · 10 ¹²
6 ² P _{1/2}	894,3	+2,42	+2,35	22,7	3,1 · 10 ⁵	10,5 · 10 ¹²	9,2 · 10 ¹²

ношением интенсивностей компонентов 9:7 /7/.

При температуре цезия (170 ± 2)⁰C получено, что концентрация атомов $N_0(Cs)$ равна $5 \cdot 10^{14} \text{ м}^{-3}$.

Относительная скорость соударяющихся атомов при (285 ± 2)⁰C равна $3,15 \cdot 10^4 \text{ см} \cdot \text{сек}^{-1}$.

Значения абсолютных эффективных сечений даны в таблицах 1, 2, 3 и 4 и изображены на рис. 2 и 3.

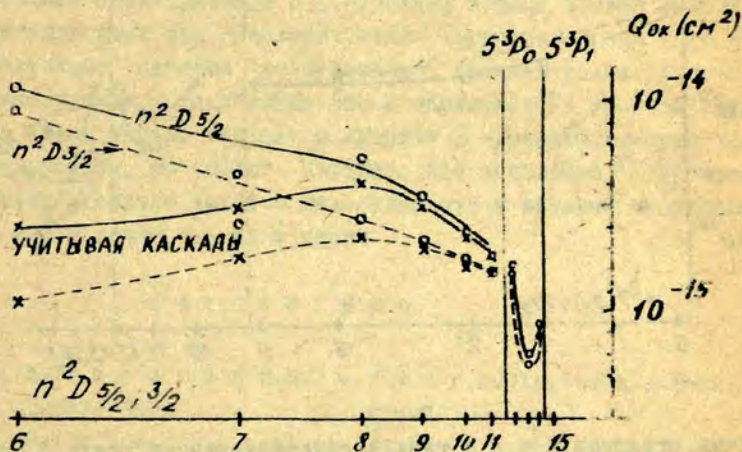


Рис. 2.

Из рисунков 2 и 3 виден эффект резонанса с уровнями кадмия 5^3P_1 и 5^3P_0 . Кроме максимума эффективных сечений вблизи терма 5^3P_1 наблюдается также максимум вблизи терма 5^3P_0 . Это указывает на то, что метастабильный уровень кадмия имеет значительную заселённость. Один из процессов заселения уровня 5^3P_0 может быть связан с явлением перераспределения возбужденных атомов кадмия по метастабильным уровням. Но поскольку заселённость уровня 5^3P_0 невозможно измерить в наших экспериментальных условиях, то абсолютные эффективные сечения вычислялись по концентрации возбужденных атомов на уровне 5^3P_1 .

В сенсibilизированной флуоресценции Cd - Cs, также как в сенсibilизированной флуоресценции Hg - Na /8, 9/, слабо заселяются уровни P-серии. Из-за этого удалось измерить

интенсивность излучений только с самых низких Р уровней цезия - 6^2P , 7^2P и 8^2P уровней. Как видно из столбцов 7 и 8 в табл. 4, низкие Р-уровни цезия заселяются за счет каскадных переходов с более высоких S и D уровней. Сравнение ве-

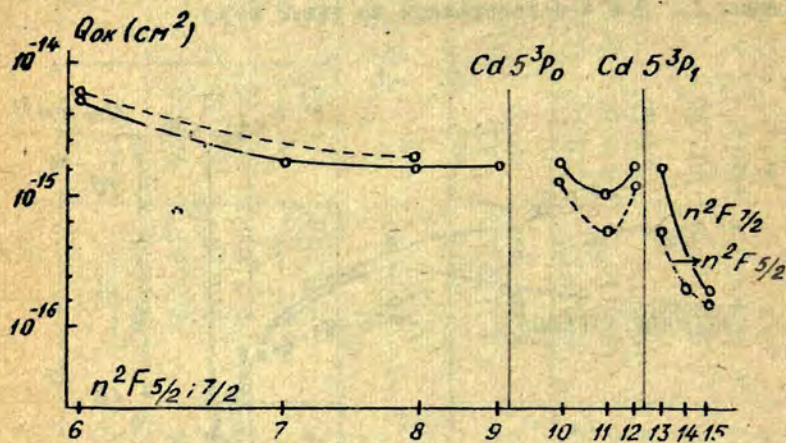


Рис. 3.

личия столбцов 7 и 8 в табл. 4 свидетельствует также о том что происходит тушение Р-уровней цезия, так как каскады с верхних уровней (столб. 8) дают большую величину, чем получено экспериментально (столб. 7).

Можно предполагать, что при этом какую-то роль играет образование молекулярных ионов цезия. В работах /10, 11/ указано, что при соударениях возбужденных и невозбужденных атомов цезия может, через возбужденную молекулу Cs_2^* , образоваться молекулярный ион цезия Cs_2^+ . Эффективные сечения образования Cs_2^+ , при использовании данных работ /11/ и /5/, получаются довольно большие, а вероятность ионизации этих возбужденных молекул цезия растёт с ростом квантовых чисел /11/.

Так как нельзя было измерить излучения селективизированной флуоресценции цезия с уровня 9^2P и выше, то было невозможно определить роль каскадов с более высоких Р-уровней на S и D-уровней. Но их роль, наверно, незначительна,

потому что заселенность высоких P -уровней мала.

Из табл. I и рис. 2 видно, что эффективные сечения D -уровней с ростом разницы энергии ΔE растут для уровней $11^2D - 8^2D$. Вообще при больших энергии ΔE величина $Q_{\text{вк}}$ получается больше. Это наводит на мысль, что заселение этих уровней цезия не происходит только за счет ударов второго рода и каскадов, а связано с более сложными процессами.

То же самое можно сказать о возбуждении $9^2F - 6^2F$ уровней цезия. Каскады с D -уровней играют весьма незначительную роль при заселении этих F -уровней. Кроме того, эффективные сечения возбуждения F уровней также растут с увеличением ΔE . Допустим, что в заселении F -уровней какую то роль играют каскады с высоких G -уровней, которые нам неизвестны, но более вероятно, что заселение F -уровней цезия связано также с молекулярными и ионными процессами в смеси паров кадмия и цезия.

Л и т е р а т у р а.

1. Н. Фридрих, R. Сеиверт, Exp. Techn. d. Phys., 5, 193, 1957.
2. Н. Фридрих, R. Сеиверт, Ann. d. Phys., 20, 215, 1957.
3. Э. К. Крауляня, сборн. "Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов, ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.
4. М. П. Огрияш, сборн., "Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов, ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968
5. Э. Э. Андерсон, Э. К. Андерсоне, М. О. Эгльзис, сборн. "Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов, ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.
6. S. Реннер, R. Каванагх, JOSA, 43, 380, 383, 385, 1953.
7. Т. Коферман, Ядерные моменты, 1960.
8. Э. К. Крауляня, Опт. и спектр., 17, 464, 1965.
9. С. Г. Раутман, А. С. Хайкин, Опт. и спектр., 18, 722, 1965.

- Ю. F. Mohler, C. B. Oesckner, J. Res. Nat. Bur. Stand.,
5, 51, 1930.
- II. А. Митчелл, М. Земацкий, Резонансное излу-
чение и возбужденные атомы, ОНТИ, М.-Л., 1937.

Э.М.Андерсон, Э.К.Андерсон,
М.О.Эглайс.

РАСЧЕТ СИЛ ОСЦИЛЛЯТОРОВ АТОМА ЦЕЗИЯ.

В работе /1/ вычислялись силы осцилляторов для атома цезия полуэмпирическим методом в нерелятивистском приближении. В настоящей работе для вычисления сил осцилляторов используются волновые функции, полученные при решении уравнений Дирака.

Для состояний с $\ell = 0; 1; 2$ волновые функции вычислялись полуэмпирическим методом, изложенным в работе /2/. Необходимые экспериментальные значения энергий взяты из /3/, а аппроксимированный потенциал Хартри из работы /4/. При вычислении волновых функций состояний с $\ell = 3$ оказалось, что этот потенциал дает лишние точки перегиба волновой функции (двойную яму правых частей уравнений), что сильно искажает волновые функции вблизи нуля. Поэтому для определения волновых функций, необходимых при вычислении сил осцилляторов для переходов $n\sigma_{j_1} \rightarrow m\sigma_{j_2}$, использовался потенциал, полученный при самосогласовании релятивистских уравнений без учета обмена /5/ для атома цезия в основном состоянии. С этим потенциалом решалась задача на собственные значения для состояний с $\ell = 2$ и 3.

В таблице 1 даны собственные значения \mathcal{E} уравнений, полученных самосогласованием основного состояния атома, которые сопоставляются с экспериментальными значениями энергии E соответствующих состояний /6/.

В таблице 2 собственные значения уравнений для $\ell = 2$ и 3 сопоставляются с экспериментальными значениями энер-

гний соответствующих состояний из /3/.

Т а б л и ц а № I.

Уровень	Е эксперимент [6]	ε Вычислено
1 S	9,64	9,69
2 S	1,53	1,50
2 p _{1/2}	1,43	1,42
2 p _{3/2}	1,34	1,33
3 S	0,300	0,310
3 p _{1/2}	0,296	0,274
3 p _{3/2}	0,295	0,256
3 d _{3/2}	0,197	0,193
3 d _{5/2}	0,194	0,189
4 S	0,616 · 10 ⁻¹	0,584 · 10 ⁻¹
4 p _{1/2}	0,477 · 10 ⁻¹	0,451 · 10 ⁻¹
4 p _{3/2}	0,447 · 10 ⁻¹	0,413 · 10 ⁻¹
4 d _{3/2}	0,209 · 10 ⁻¹	0,199 · 10 ⁻¹
4 d _{5/2}	0,201 · 10 ⁻¹	0,193 · 10 ⁻¹
5 S	0,589 · 10 ⁻²	0,732 · 10 ⁻²
5 p _{1/2}	0,482 · 10 ⁻²	0,402 · 10 ⁻²
5 p _{3/2}	0,482 · 10 ⁻²	0,356 · 10 ⁻²
6 S	0,103 · 10 ⁻²	0,835 · 10 ⁻³

[3]

Уровень	Эксперимент [3]	Вычислено	Уровень	Эксперимент [3]	Вычислено
5d _{5/2}	0,5588.10 ⁻³	0,4183.10 ⁻³	10d _{5/2}	0,6460.10 ⁻⁴	0,5819.10 ⁻⁴
6d _{5/2}	0,2917.10 ⁻³	0,2354.10 ⁻³	11d _{5/2}	0,5020.10 ⁻⁴	0,4588.10 ⁻⁴
7d _{5/2}	0,1774.10 ⁻³	0,1501.10 ⁻³	12d _{5/2}	0,4022.10 ⁻⁴	0,3710.10 ⁻⁴
8d _{5/2}	0,1191.10 ⁻³	0,1039.10 ⁻³	13d _{5/2}	0,3293.10 ⁻⁴	0,3062.10 ⁻⁴
9d _{5/2}	0,8546.10 ⁻⁴	0,7611.10 ⁻⁴	14d _{5/2}	0,2747.10 ⁻⁴	0,2569.10 ⁻⁴
10d _{5/2}	0,6428.10 ⁻⁴	0,5813.10 ⁻⁴	15d _{5/2}	0,2326.10 ⁻⁴	0,2187.10 ⁻⁴
11d _{5/2}	0,5009.10 ⁻⁴	0,4584.10 ⁻⁴	16d _{5/2}	0,1995.10 ⁻⁴	0,1884.10 ⁻⁴
12d _{5/2}	0,4014.10 ⁻⁴	0,3707.10 ⁻⁴	4f _{5/2,7/2}	0,2305.10 ⁻³	0,2281.10 ⁻³
13d _{5/2}	0,3288.10 ⁻⁴	0,3059.10 ⁻⁴	5f _{5/2}	0,1474.10 ⁻³	0,1460.10 ⁻³
14d _{5/2}	0,2742.10 ⁻⁴	0,2568.10 ⁻⁴	6f _{5/2}	0,1023.10 ⁻³	0,1014.10 ⁻³
15d _{5/2}	0,2323.10 ⁻⁴	0,2185.10 ⁻⁴	7f _{5/2}	0,7509.10 ⁻⁴	0,7451.10 ⁻⁴
16d _{5/2}	0,1993.10 ⁻⁴	0,1883.10 ⁻⁴	8f _{5/2}	0,5744.10 ⁻⁴	0,5704.10 ⁻⁴
5d _{3/2}	0,5621.10 ⁻³	0,4190.10 ⁻³	9f _{5/2}	0,4535.10 ⁻⁴	0,4501.10 ⁻⁴
6d _{3/2}	0,2931.10 ⁻³	0,2358.10 ⁻³	10f _{5/2}	0,3671.10 ⁻⁴	0,3650.10 ⁻⁴
7d _{3/2}	0,1781.10 ⁻³	0,1503.10 ⁻³	11f _{5/2}	0,3032.10 ⁻⁴	0,3016.10 ⁻⁴
8d _{3/2}	0,1195.10 ⁻³	0,1040.10 ⁻³	12f _{5/2}	0,2546.10 ⁻⁴	0,2534.10 ⁻⁴
9d _{3/2}	0,8570.10 ⁻⁴	0,7620.10 ⁻⁴			

В таблицах 3, 4, 5 даны значения сил осцилляторов без учета знака для переходов $ns_{1/2} \rightarrow mp_j$, $np_j \rightarrow md_j$, $nd_j \rightarrow mf_j$ для атома цезия. Значения f получаются следующим образом: $|f| = 0, M \cdot 10^P$, где значения P даны справа, а M — слева в каждом столбце таблиц. Например для перехода $9s_{1/2} \rightarrow 7p_{1/2}$ $M = 302$, $P = -1$ и $|f_{9s_{1/2} \rightarrow 7p_{1/2}}| = 0,302 \cdot 10^{-1} = 0,0302$.

Силы осцилляторов для обратных переходов вычисляются по формуле

$$|f_{n'l'j' \rightarrow nlj}| = \frac{2j'+1}{2j'+1} |f_{nlj \rightarrow n'l'j'}|$$

Для нахождения вероятностей переходов в сек⁻¹ можно пользоваться формулой

$$A_{nlj \rightarrow n'l'j'} = 0,5669 \cdot 10^{14} \frac{1}{\lambda^2} |f_{nlj \rightarrow n'l'j'}|$$

Таблица № 3

Абсолютные значения сил осцилляторов атома Cs для переходов $nS_{1/2} \rightarrow mP_{1/2}$

$n \backslash m$	6	7	8	9	10	11	12	13								
6	40I	0	419	-2	625	-3	192	-3	828	-4	43I	-4	264	-4	169	-4
7	206	0	53I	0	104	-I	196	-2	693	-3	327	-3	186	-3	115	-3
8	219	-I	335	0	670	0	158	-I	319	-2	116	-2	568	-3	32I	-3
9	748	-2	302	-I	470	0	811	0	213	-I	449	-2	170	-2	832	-3
10	359	-2	997	-2	394	-I	604	0	95I	0	268	-I	589	-2	224	-2
11	202	-2	472	-2	126	-I	48I	-I	740	0	109	I	334	-I	754	-2
12	126	-2	266	-2	592	-2	15I	-I	863	-I	877	0	123	I	405	-I

Таблица № 3
(Продолжение)

$n \backslash m$	14	15	16	17	18	19	20							
6	115	-4	857	-5	619	-5	48I	-5	392	-5	319	-5	270	-5
7	766	-4	55I	-4	399	-4	306	-4	242	-4	194	-4	160	-4
8	20I	-3	138	-3	969	-4	720	-4	558	-4	440	-4	357	-4
9	476	-3	305	-3	205	-3	143	-3	111	-3	858	-4	684	-4
10	111	-2	650	-3	411	-3	282	-3	205	-3	154	-3	120	-3
11	133	-2	149	-2	864	-3	557	-3	387	-3	231	-3	213	-3
12	942	-2	377	-2	191	-2	113	-2	737	-3	512	-3	375	-3

Таблица № 3
(Продолжение)Абсолютные значения сил осцилляторов атома Cs для переходов $n s_{1/2} \rightarrow m p_{3/2}$

$n \backslash m$	6	7	8	9	10	11	12	13								
6	808	0	159	-1	320	-2	118	-2	576	-3	328	-3	208	-3	140	-3
7	423	0	108	1	319	-1	715	-2	279	-2	141	-2	827	-3	530	-3
8	439	-1	711	0	136	1	460	-1	107	-1	425	-2	218	-2	128	-2
9	150	-1	567	-1	988	0	163	1	601	-1	144	-1	582	-2	300	-2
10	717	-2	183	-1	722	-1	126	1	191	1	742	-1	182	-1	741	-2
11	404	-2	858	-2	226	-1	869	-1	154	1	218	1	904	-1	226	-1
12	252	-2	480	-2	104	-1	265	-1	100	0	182	1	246	1	108	0

Таблица № 3
(Продолжение)

$n \backslash m$	14	15	16	17	18	19	20							
6	997	-4	731	-4	563	-4	485	-4	346	-4	281	-4	226	-4
7	363	-3	260	-3	196	-3	149	-3	117	-3	944	-4	756	-4
8	830	-3	571	-3	416	-3	310	-3	239	-3	190	-3	150	-3
9	178	-2	116	-2	806	-3	584	-3	439	-3	342	-3	267	-3
10	385	-2	229	-2	151	-2	105	-2	763	-3	579	-3	443	-3
11	984	-2	488	-2	295	-2	195	-2	135	-2	992	-3	741	-3
12	275	-1	115	-1	609	-2	367	-2	242	-2	171	-2	123	-2

Абсолютные значения сил осцилляторов атома Cs для переходов $np_{1/2} \rightarrow md_{3/2}$

$n \backslash m$	5	6	7	8	9	10	11	12								
6	292	0	337	0	104	0	464	-1	251	-1	155	-1	100	-1	697	-2
7	487	-1	393	0	297	0	924	-1	435	-1	252	-1	153	-1	103	-1
8	707	-2	108	0	462	0	266	0	907	-1	456	-1	250	-1	159	-1
9	244	-2	181	-1	172	0	644	0	266	0	965	-1	443	-1	257	-1
10	116	-2	655	-2	314	-1	277	0	759	0	295	0	924	-1	453	-1
11	655	-3	321	-2	118	-1	494	-1	365	0	805	0	276	0	946	-1
12	408	-3	184	-2	588	-2	185	-1	661	-1	427	0	984	0	287	0
13	274	-3	117	-2	341	-2	930	-2	250	-1	796	-1	547	0	110	1
14	194	-3	799	-3	222	-2	546	-2	127	-1	304	-1	101	0	639	0
15	142	-3	570	-3	152	-2	352	-2	745	-2	154	-1	385	-1	118	0
16	108	-3	424	-3	110	-2	244	-2	485	-2	916	-2	196	-1	455	-1
17	838	-4	324	-3	823	-3	177	-2	336	-2	597	-2	116	-1	232	-1
18	663	-4	254	-3	632	-3	133	-2	244	-2	415	-2	759	-2	137	-1
19	534	-4	202	-3	498	-3	103	-2	184	-2	303	-2	529	-2	899	-2
20	436	-4	164	-3	400	-3	810	-3	143	-2	229	-2	386	-2	627	-2

Таблица № 4
(Продолжение)

$n \backslash m$	I3	I4	I5	I6	I7	I8	I9	20
6	505 -2	378 -2	291 -2	229 -2	183 -2	149 -2	122 -2	102 -2
7	726 -2	535 -2	406 -2	317 -2	250 -2	202 -2	165 -2	137 -2
8	108 -1	778 -2	579 -2	446 -2	346 -2	277 -2	225 -2	186 -2
9	165 -1	114 -1	822 -2	620 -2	472 -2	373 -2	299 -2	246 -2
10	263 -1	171 -1	118 -1	867 -2	642 -2	500 -2	394 -2	320 -2
11	463 -1	271 -1	176 -1	124 -1	885 -2	672 -2	520 -2	416 -2
12	973 -1	478 -1	280 -1	184 -1	126 -1	922 -2	696 -2	546 -2
13	296 0	100 0	492 -1	292 -1	185 -1	130 -1	946 -2	723 -2
14	121 1	307 0	104 0	513 -1	292 -1	191 -1	133 -1	980 -2
15	732 0	132 1	322 0	109 0	515 -1	303 -1	196 -1	138 -1
16	137 0	826 0	143 1	338 0	108 0	531 -1	308 -1	202 -1
17	525 -1	154 0	919 0	152 1	335 0	112 0	541 -1	319 -1
18	267 -1	593 -1	172 0	100 1	168 1	351 0	115 0	562 -1
19	159 -1	303 -1	662 -1	189 0	112 1	179 1	358 0	119 0
20	104 -1	180 -1	338 -1	727 -1	210 0	121 1	192 1	376 0

Таблица № 4
(Продолжение)Абсолютные значения сил осцилляторов атома Cs для переходов $n\pi_{1/2} - m\sigma_{1/2}$

$n \backslash m$	5	6	7	8	9	10 ³	- II	I2
6	280 -I	952 -I	107 -I	475 -2	257 -2	158 -2	102 -2	710 -3
7	387 -2	303 -I	363 -I	105 -I	483 -2	273 -2	166 -2	111 -2
8	574 -3	848 -2	336 -I	338 -I	107 -I	515 -2	281 -2	177 -2
9	197 -3	148 -2	135 -I	483 -I	345 -I	115 -I	515 -2	294 -2
10	934 -4	539 -3	258 -2	223 -I	564 -I	385 -I	113 -I	534 -2
11	525 -4	265 -3	979 -3	417 -2	295 -I	575 -I	371 -I	117 -I
12	326 -4	152 -3	491 -3	158 -2	562 -2	344 -I	725 -I	368 -I
13	219 -4	966 -4	287 -3	797 -3	215 -2	674 -2	445 -I	804 -I
14	154 -4	657 -4	185 -3	468 -3	109 -2	261 -2	865 -2	520 -I
15	113 -4	470 -4	127 -3	303 -3	647 -3	134 -2	336 -2	102 -I
16	856 -5	348 -4	917 -4	209 -3	420 -3	792 -3	172 -2	396 -2
17	666 -5	267 -4	687 -4	152 -3	292 -3	518 -3	102 -2	204 -2
18	528 -5	209 -4	530 -4	114 -3	213 -3	361 -3	669 -3	121 -2
19	428 -5	168 -4	420 -4	889 -4	161 -3	265 -3	469 -3	800 -3
20	347 -5	135 -4	334 -4	697 -4	124 -3	198 -3	340 -3	553 -3

Таблица № 4
(Продолжение)

$n \backslash m$	I3	I4	I5	I6	I7	I8	I9	20
6	514 -3	384 -3	296 -3	233 -3	186 -3	151 -3	124 -3	104 -3
7	779 -3	572 -3	434 -3	338 -3	266 -3	215 -3	176 -3	146 -3
8	120 -2	854 -3	634 -3	486 -3	377 -3	302 -3	245 -3	202 -3
9	186 -2	128 -2	918 -3	690 -3	524 -3	414 -3	332 -3	272 -3
10	306 -2	196 -2	135 -2	980 -3	726 -3	563 -3	444 -3	359 -3
11	553 -2	319 -2	205 -2	142 -2	102 -2	768 -3	593 -3	473 -3
12	121 -1	576 -2	332 -2	215 -2	146 -2	107 -2	802 -3	627 -3
13	404 -1	126 -1	599 -2	348 -2	220 -2	153 -2	111 -2	841 -3
14	888 -1	424 -1	131 -1	628 -2	353 -2	228 -2	157 -2	115 -2
15	600 -1	967 -1	443 -1	138 -1	635 -2	367 -2	235 -2	164 -2
16	118 -1	675 -1	104 0	471 -1	140 -1	661 -2	377 -2	244 -2
17	460 -2	134 -1	753 -1	110 0	471 -1	145 -1	677 -2	392 -2
18	236 -2	522 -2	149 -1	823 -1	124 0	492 -1	149 -1	703 -2
19	142 -2	270 -2	583 -2	168 -1	918 -1	131 0	501 -1	153 -1
20	921 -3	159 -2	303 -2	616 -2	187 -1	101 0	141 0	535 -1

Абсолютные значения сил осцилляторов атома Cs^1 для переходов $n p_{3/2} \rightarrow m d_{5/2}$ (Продолжение) Таблица № 4

$n \backslash m$	5	6	7	8	9	10	11	12								
6	267	0	296	0	931	-1	419	-1	227	-1	138	-1	908	-2	681	-2
7	372	-1	317	0	289	0	916	-1	422	-1	235	-1	146	-1	977	-2
8	548	-2	875	-1	396	0	285	0	918	-1	433	-1	245	-1	155	-1
9	188	-2	147	-1	149	0	476	0	290	0	936	-1	445	-1	255	-1
10	894	-3	533	-2	266	-1	214	0	558	0	298	0	961	-1	460	-1
11	502	-3	261	-2	990	-2	396	-1	283	0	639	0	308	0	994	-1
12	513	-3	149	-2	493	-2	150	-1	532	-1	353	0	720	0	323	0
13	210	-3	950	-3	287	-2	753	-2	203	-1	673	-1	426	0	799	0
14	148	-3	646	-3	184	-2	443	-2	103	-1	259	-1	817	-1	498	0
15	109	-3	462	-3	127	-2	287	-2	609	-2	132	-1	316	-1	962	-1
16	822	-4	342	-3	912	-3	198	-2	396	-2	781	-2	161	-1	372	-1
17	639	-4	262	-3	683	-3	144	-2	275	-2	510	-2	959	-2	191	-1
18	507	-4	205	-3	526	-3	108	-2	200	-2	355	-2	627	-2	114	-1
19	411	-4	165	-3	417	-3	840	-3	152	-2	261	-2	440	-2	749	-2
20	333	-4	133	-3	331	-3	658	-3	117	-2	195	-2	318	-2	518	-2

Таблица № 4
(Продолжение)

$n \backslash m$	I3	I4	I5	I6	I7	I8	I9	I10	I11	I12	I13	I14	I15	I16	I17	I18	I19	I20
6	457	-2	342	-2	264	-2	208	-2	167	-2	136	-2	112	-2	934	-3		
7	689	-2	506	-2	385	-2	301	-2	240	-2	194	-2	158	-2	132	-2		
8	105	-1	750	-2	560	-2	431	-2	340	-2	272	-2	220	-2	182	-2		
9	163	-1	111	-1	807	-2	608	-2	472	-2	373	-2	298	-2	244	-2		
10	265	-1	170	-1	118	-1	862	-2	653	-2	506	-2	399	-2	323	-2		
11	475	-1	275	-1	178	-1	125	-1	915	-2	691	-2	534	-2	426	-2		
12	103	0	493	-1	233	-1	188	-1	132	-1	961	-2	722	-2	564	-2		
13	335	0	107	0	516	-1	302	-1	198	-1	137	-1	995	-2	757	-2		
14	882	0	350	0	112	0	543	-1	318	-1	206	-1	142	-1	104	-1		
15	573	0	963	0	371	0	119	0	571	-1	330	-1	211	-1	147	-1		
16	111	0	645	0	102	1	397	0	126	0	595	-1	339	-1	220	-1		
17	431	-1	126	0	712	0	107	1	424	0	131	0	609	-1	352	-1		
18	221	-1	489	-1	139	0	774	0	112	1	443	0	134	0	634	-1		
19	133	-1	253	-1	542	-1	156	0	826	0	118	1	450	0	138	0		
20	860	-2	149	-1	282	-1	570	-1	169	0	910	0	127	1	481	0		

Таблица № 5

Абсолютные значения сил осцилляторов атома Cs для переходов $nd_{1/2} \rightarrow -mf_{5/2}$

n/m	4	5	6	7	8	9						
5	930	0	166	0	608	-I	298	-I	172	-I	109	-I
6	110	0	716	0	178	0	789	-I	889	-I	284	-I
7	284	-I	220	0	617	0	178	0	762	-I	417	-I
8	488	-2	771	-I	322	0	568	0	167	0	764	-I
9	175	-2	128	-I	125	0	417	0	543	0	164	0
10	850	-3	468	-2	227	-I	182	0	807	0	581	0
11	487	-3	230	-2	839	-2	388	-I	244	0	593	0
12	309	-3	133	-2	416	-2	126	-I	458	-I	808	0
13	210	-3	847	-3	241	-2	630	-2	172	-I	584	-I
14	150	-3	579	-3	155	-2	367	-2	864	-2	221	-I
15	III	-3	417	-3	106	-2	237	-2	506	-2	III	-I
16	854	-4	311	-3	769	-3	168	-2	327	-2	654	-2

- 118 -

Таблица № 5
(Продолжение)

$n \backslash m$	10		11		12		13		14		15		16	
5	741	-2	529	-2	392	-2	299	-2	234	-2	187	-2	152	-2
6	153	-1	107	-1	776	-2	584	-2	452	-2	358	-2	288	-2
7	257	-1	172	-1	122	-1	896	-2	683	-2	533	-2	425	-2
8	427	-1	268	-1	182	-1	130	-1	966	-2	741	-2	583	-2
9	763	-1	432	-1	274	-1	187	-1	135	-1	101	-1	782	-2
10	163	0	765	-1	437	-1	279	-1	192	-1	139	-1	105	-1
11	523	0	163	0	770	-1	442	-1	284	-1	196	-1	143	-1
12	678	0	530	0	164	0	777	-1	447	-1	288	-1	200	-1
13	374	0	760	0	536	0	166	0	787	-1	454	-1	293	-1
14	714	-1	441	0	841	0	544	0	169	0	799	-1	461	-1
15	272	-1	848	-1	510	0	921	0	555	0	171	0	813	-1
16	187	-1	324	-1	984	-1	579	0	100	1	567	0	175	0

-611-

Абсолютные значения сил осцилляторов атома Cs для переходов $nd_{5/2} \rightarrow mf_{5/2}$

$n \backslash m$	4	5	6	7	8	9						
5	445	-1	790	-2	288	-2	141	-2	812	-3	515	-3
6	496	-2	845	-1	850	-2	352	-2	185	-2	111	-2
7	131	-2	992	-2	299	-1	829	-2	365	-2	199	-2
8	225	-3	332	-2	145	-1	276	-1	807	-2	367	-2
9	807	-4	592	-3	573	-2	188	-1	265	-1	795	-2
10	392	-4	216	-3	105	-2	841	-2	228	-1	260	-1
11	224	-4	106	-3	389	-3	156	-2	113	-1	268	-1
12	142	-4	613	-4	193	-3	586	-3	212	-2	142	-1
13	967	-5	392	-4	112	-3	292	-3	800	-3	271	-2
14	691	-5	268	-4	718	-4	171	-3	401	-3	103	-2
15	514	-5	193	-4	493	-4	110	-3	235	-3	517	-3
16	393	-5	144	-4	356	-4	758	-4	152	-3	304	-3

Таблица № 5.
(Продолжение)

$n \backslash m$		10		11		12		13		14		15		16
5	350	-3	250	-3	185	-3	141	-3	111	-3	882	-4	715	-4
6	727	-3	506	-3	368	-3	277	-3	214	-3	169	-3	137	-3
7	123	-2	820	-3	579	-3	427	-3	325	-3	254	-3	202	-3
8	205	-2	128	-2	868	-3	620	-3	461	-3	354	-3	278	-3
9	368	-2	208	-2	132	-2	899	-3	647	-3	485	-3	374	-3
10	790	-2	369	-2	210	-2	134	-2	923	-3	668	-3	503	-3
11	259	-1	792	-2	372	-2	213	-2	137	-2	944	-3	686	-3
12	306	-1	261	-1	799	-2	377	-2	216	-2	139	-2	963	-3
13	173	-1	343	-1	264	-1	809	-2	382	-2	220	-2	142	-2
14	332	-2	204	-1	379	-1	269	-1	322	-2	388	-2	224	-2
15	126	-2	394	-2	235	-1	415	-1	274	-1	338	-2	395	-2
16	639	-3	151	-2	458	-2	268	-1	451	-1	280	-1	355	-2

-121-

Абсолютные значения сил осцилляторов атома Cs для переходов $nd_{5/2} - mf_{7/2}$

$n \setminus l$	5	6	7	8	9	10						
5	158	0	576	-I	283	-I	162	-I	103	-I	700	-2
6	690	0	170	0	705	-I	370	-I	222	-I	145	-I
7	198	0	598	0	166	0	730	-I	398	-I	245	-I
8	663	-I	290	0	553	0	161	0	734	-I	409	-I
9	118	-I	115	0	376	0	530	0	159	0	735	-I
10	433	-2	210	-	168	0	457	0	520	0	156	0
11	218	-2	777	-2	313	-I	225	0	535	0	518	0
12	123	-2	385	-2	117	-I	424	-I	284	0	611	0
13	783	-3	224	-2	584	-2	160	-I	542	-I	345	0
14	536	-3	144	-2	341	-2	803	-2	206	-I	663	-I
15	385	-3	986	-3	220	-2	470	-2	103	-I	253	-I
16	288	-3	712	-3	152	-2	304	-2	608	-2	128	-I

Таблица № 5
(Продолжение)

n/m		II	I2	I3	I4	I5	I6					
5	499	-2	870	-2	289	-2	221	-2	176	-2	143	-2
6	101	-1	736	-2	554	-2	428	-2	339	-2	273	-2
7	164	-1	116	-1	854	-2	650	-2	507	-2	405	-2
8	256	-1	174	-1	124	-1	923	-2	708	-2	557	-2
9	415	-1	269	-1	180	-1	129	-1	970	-2	749	-2
10	739	-1	421	-1	269	-1	185	-1	184	-1	102	-1
11	158	0	745	-1	425	-1	273	-1	189	-1	137	-1
12	521	0	160	0	753	-1	493	-1	278	-1	193	-1
13	686	0	529	0	162	0	764	-1	440	-1	283	-1
14	408	0	759	0	537	0	164	0	777	-1	447	-1
15	788	-1	471	0	831	0	548	0	168	0	791	-1
16	302	-1	915	-1	535	0	903	0	560	0	171	0

Таблица № 6.

Переход	Эксперимент	Вычислено	Переход	Эксперимент	Вычислено
6S - 6p _{1/2}	0,392	0,401	6p _{3/2} - 9d _{5/2}	0,22 · 10 ⁻¹	0,23 · 10 ⁻¹
7p _{1/2}	0,3 · 10 ⁻²	0,41 · 10 ⁻²	10d _{5/2}	0,13 · 10 ⁻¹	0,14 · 10 ⁻¹
8p _{1/2}	0,342 · 10 ⁻³	0,625 · 10 ⁻³	11d _{5/2}	0,77 · 10 ⁻²	0,91 · 10 ⁻²
9p _{1/2}	0,943 · 10 ⁻⁴	0,192 · 10 ⁻³	12d _{5/2}	0,59 · 10 ⁻²	0,63 · 10 ⁻²
10p _{1/2}	0,514 · 10 ⁻¹	0,828 · 10 ⁻⁴	13d _{5/2}	0,44 · 10 ⁻²	0,46 · 10 ⁻²
11p _{1/2}	0,285 · 10 ⁻⁴	0,430 · 10 ⁻⁴	14d _{5/2}	0,33 · 10 ⁻²	0,34 · 10 ⁻²
6S - 6p _{3/2}	0,796	0,807	15d _{5/2}	0,21 · 10 ⁻²	0,27 · 10 ⁻²
7p _{3/2}	0,129 · 10 ⁻¹	0,158 · 10 ⁻¹	16d _{5/2}	0,155 · 10 ⁻²	0,207 · 10 ⁻²
8p _{3/2}	0,274 · 10 ⁻²	0,319 · 10 ⁻²	5d _{3/2} - 7f _{5/2}	0,36 · 10 ⁻¹	0,29 · 10 ⁻¹
9p _{3/2}	0,766 · 10 ⁻³	0,118 · 10 ⁻²			
10p _{3/2}	0,417 · 10 ⁻³	0,576 · 10 ⁻³	9f _{5/2}	0,13 · 10 ⁻¹	0,11 · 10 ⁻¹
11p _{3/2}	0,227 · 10 ⁻³	0,328 · 10 ⁻³	10f _{5/2}	0,95 · 10 ⁻²	0,74 · 10 ⁻²
12p _{3/2}	0,158 · 10 ⁻³	0,208 · 10 ⁻³	11f _{5/2}	0,49 · 10 ⁻²	0,52 · 10 ⁻²
6p _{1/2} - II S	0,18 · 10 ⁻²	0,20 · 10 ⁻²	14f _{5/2}	0,22 · 10 ⁻²	0,23 · 10 ⁻²
12 S	0,125 · 10 ⁻²	0,126 · 10 ⁻²	5d _{5/2} - 7f _{7/2}	0,34 · 10 ⁻¹	0,28 · 10 ⁻¹
6p _{3/2} - II S	0,19 · 10 ⁻²	0,20 · 10 ⁻²	8f _{7/2}	0,22 · 10 ⁻¹	0,16 · 10 ⁻¹
12 S	0,115 · 10 ⁻²	0,125 · 10 ⁻²	10f _{7/2}	0,10 · 10 ⁻¹	0,70 · 10 ⁻²
6p _{1/2} - 9d _{3/2}	0,21 · 10 ⁻¹	0,25 · 10 ⁻¹	11f _{7/2}	0,62 · 10 ⁻²	0,50 · 10 ⁻²
10d _{3/2}	0,11 · 10 ⁻¹	0,16 · 10 ⁻¹	12f _{7/2}	0,40 · 10 ⁻²	0,37 · 10 ⁻²
11d _{3/2}	0,8 · 10 ⁻²	0,10 · 10 ⁻¹	13f _{7/2}	0,30 · 10 ⁻²	0,28 · 10 ⁻²
12d _{3/2}	0,61 · 10 ⁻²	0,70 · 10 ⁻²	14f _{7/2}	0,22 · 10 ⁻²	0,22 · 10 ⁻²
13d _{3/2}	0,46 · 10 ⁻²	0,50 · 10 ⁻²			
14d _{3/2}	0,32 · 10 ⁻²	0,38 · 10 ⁻²			

где λ измеряется в нанометрах а ΔE - в обратных сантиметрах.

В таблице 6 полученные результаты сопоставляются с экспериментально полученными значениями сил осцилляторов $/7/$ для переходов $nS_{1/2} \rightarrow mP_{j'}$ и $/8/$ для переходов $6P_{j'} \rightarrow mS_{1/2}$, $nP_{j'} \rightarrow mD_{j'}$, $nF_{j'} \rightarrow mF_{j'}$. Все данные даны в атомных единицах.

Все расчеты проводились на электронно-вычислительной машине БЭСМ-4 Вычислительного центра Латвийского Государственного университета им. П. Стучки.

Поскольку в настоящее время авторами проводятся дальнейшие исследования методов определения волновых функций для вычисления оптических констант, то более подробный анализ полученных результатов в настоящей работе не проводится.

Л и т е р а т у р а.

1. Э.М.Андерсон, В.А.Зилийтис, *Опт. и спектр.*, 16, 382, 1964.
2. Э.М.Андерсон, Э.К.Андерсон, В.Ф.Трусов, *Опт. и спектр.*, 22, 861, 1967.
3. Ch. E. Moore, *Atomic Energy Levels*, Nat. Bureau of Stand., Washington, vol. III, 1958.
4. Э.М.Андерсон, Э.К.Андерсон, В.Ф.Трусов, *Опт. и спектр.*, 21, 114, 1966.
5. S. Cohen, *Phys. Rev.*, 118, 489, 1960.
6. А.Х.Вапстра, Г.И.Них, Р.Ван Лиштут, "Таблицы по ядерной спектроскопии", Атомиздат, 1960.
7. Г.С.Кватер, Т.Г.Мейстер, *Вестн. ЛГУ*, 9, 137, 1952.
8. S. Gridnev, G. Kavabov, *Proc. VIII Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases*, Beograd, 1966.

УДК 535.35

Об исследованиях сенсibilизированной флуоресценции смесей паров металлов в Проблемной лаборатории спектроскопии Латвийского Государственного университета им. П. Стучки, Э.К. Крауляня, сборн. "Сенсibilизированная флуоресценция смесей паров металлов", ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.

В работе рассказано об экспериментальной методике исследования сенсibilизированной флуоресценции $Hg - Tl$, $Hg - Zn$, $Hg - Cd$, $Hg - Zn$ и $Cd - Cs$. Описана экспериментальная установка. Даны формулы вычисления эффективных сечений. Указаны экспериментальные трудности и возможные ошибки. Табл.-2, илл.стр.-5, библиогр.-21 назв.

УДК 621.327

Источники света для возбуждения атомной резонансной флуоресценции ртути, М.П. Огриньш, сборн. "Сенсibilизированная флуоресценция смесей паров металлов", ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968г

Измерены контуры резонансной линии ртути $\lambda 253,7$ нм у промышленных ламп типа ПРК-2 и высокочастотных безэлектродных лампочек при различных токах разряда и в различных условиях. Установлено, что интенсивность резонансной линии у безэлектродных высокочастотных лампочек на порядок больше, чем у ламп ПРК-2, а самообращение меньше, поэтому возможно эффективно использовать эти лампочки для оптического возбуждения резонансной флуоресценции ртути. Илл.стр.-9, библиогр.-4 назв.

УДК 535.35

Некоторые вопросы о возбуждении атомов таллия в сенсibilизированной флуоресценции смеси паров ртути и таллия, А.Э. Лездинь, Э.К. Крауля, сборн. "Сенсibilизированная флуоресценция смесей паров металлов", ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968

В сенсibilизированной флуоресценции смеси паров ртути и таллия исследованы спектральные линии с уровней 8^2D , 7^2D , 6^2D , 9^2S , 8^2S , 7^2S . Определены эффективные сечения $Q_{ок}$ для этих уровней. $Q_{8^2S_{1/2}} = 3,5 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ (ошибка около 80%) при температурах отсotka таллия от 400 до 800 $^{\circ}$ C, трубка флуоресценции при 800 $^{\circ}$ C, при непрерывной откачке. Учтена роль диффузии Hg λ 253,7 нм и диффузии излучения таллия. Оценена роль каскадных переходов. В работе даны кривые Ван-Гельда для спектральных линий 7^2P λ 535,0 нм и λ 377,6 нм с учётом сверхтонкой структуры. Табл.-3, иллюстр.-3, библиогр.-28 назв.

УДК 535.338.3

Ширина спектральной линии 7^2P 535,0 нм в сенсibilизированной флуоресценции Hg- 7^2P , С.Я. Лица, Э.К. Крауля, Сборн. "Сенсibilизированная флуоресценция смесей паров металлов", ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.

Установлено, что ширина спектральной линии 7^2P λ 535,0 нм сенсibilизированной флуоресценции Hg- 7^2P больше, чем ширина той же линии в резонансной флуоресценции таллия. Дополнительное уширение связано с процессом заселения уровня 7^2P $7^2S_{1/2}$ в сенсibilизированной флуоресценции. Табл.-1, иллюстр.-2, библиогр.: 8 назв.

УДК 535.518

Поляризация сенсibilизированной флуоресценции смеси паров ртути и таллия, О.С. Саметис, Э.К. Крауля, сборн. "Сенсibilизированная флуоресценция смесей паров металлов", ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.

Изучена поляризация сенсibilизированной флуоресценции таллия в смеси $Hg - Tl$. Излучение Tl λ 351,9 и 352,9 нм оказалось линейно поляризованным со степенью 2-6%, а λ 535,0 нм - неполяризованным. Изучена степень поляризации излучения таллия в зависимости от плотности паров таллия, места в ячейке и приложенных внешних магнитных полей. Обсуждаются полученные результаты. Иллюстр.-6, библиогр. 15 назв.

УДК 535.5

Поляризация сенсibilизированной флуоресценции, Г.И. Хвостенко, М.П. Чайка, сборн. "Сенсibilизированная флуоресценция смесей паров металлов", ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.

Проведён расчёт поляризации сенсibilизированной флуоресценции в предположении сохранения полного момента и его проекций на направление соударения. Найдены количественные значения степени поляризации сенсibilизированного излучения таллия λ 276,7 нм и λ 352,9 нм в смеси со ртутью. Найдено выражение для определения поляризации сенсibilизированной флуоресценции в зависимости от приложенного внешнего магнитного поля (эффект Ханле). Иллюстр.-2, библиогр.-4 назв.

УДК 535.35

Сенсибилизированная флуоресценция $Hg-Zn$ с примесью азота и аргона, М. Л. Янсон, Э. К. Крауляня, сборн., "Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов", ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.

Измерены абсолютные интенсивности спектральных линий индия в сенсибилизированной флуоресценции $Hg-Zn$ в присутствии аргона и азота. Получено разное изменение возбуждения уровней индия в зависимости от давления аргона и азота. Обсуждается вопрос о передаче энергии возбуждения в результате образования $Hg_2(^3O_u^-)$ и возбуждённой молекулы $HgZn$. Указано на роль метастабилей $Hg6^3P_0$ и $Zn5^2P_{1/2}$ в возбуждении уровней индия. Иллюстр.-9, библиогр.-15 назв.

УДК 535.35

Передача возбуждения в сенсибилизированной флуоресценции смеси паров ртути и индия, М. Л. Янсон, сборн. "Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов", ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.

Определены эффективные сечения передачи возбуждения для 9 уровней индия в сенсибилизированной флуоресценции $Hg-Zn$. Эффективные сечения определены в предположении, что в возбуждении уровней индия участвуют состояния ртути 6^3P_1 и 6^3P_0 . Анализ результатов указывает на возможность участия в возбуждении уровней индия нескольких механизмов передачи энергии. Табл.-1, библиогр.-5 назв.

УДК 535.518

Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров $Hg - Cd$ и $Hg - Zn$, М. Г. Арман, Э. К. Крауляня, сборн. "Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов", ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968

Методом сенсибилизированной флуоресценции исследовалась передача энергии возбуждения между атомами ртути и цинка, а также ртути и кадмия. Сделана оценка эффективных сечений передачи возбуждения при предположении существования ударов второго рода. Прделаны эксперименты с примесями аргона и азота. Исследована флуоресценция при возбуждении ее разными источниками света. Даны предполагаемые механизмы возбуждения уровней $Zn 4^3P_1$, $Zn 5^3S_1$, $Cd 5^3P_1$, $Cd 6^3S_1$. Табл.-2, иллстр.-2, библиогр.-II назв.

УДК 535.35

Сенсибилизированная флуоресценция смеси паров кадмия и цезия, Я. Ф. Шайцан, Э. К. Крауляня, сборн. "Сенсибилизированная флуоресценция смесей паров металлов", ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.

В работе исследована сенсибилизированная флуоресценция смеси паров кадмия и цезия. Возбуждение происходит резонансной линией кадмия $\lambda 326,1$ нм, излучаемой высокочастотной безэлектродной кадмиевой лампой. Определены абсолютные интенсивности спектральных линий цезия, заселенность возбужденных уровней цезия и эффективные сечения ударов второго рода. Сечение возбуждения порядка $10^{-15} - 10^{-16}$ см². Сделана оценка роли каскадных переходов в заселении низких уровней цезия. Табл.-4, иллстр.-3, библиогр.-II назв.

УДК 539.184.01

Расчёт сил осцилляторов для атома цезия, Е.М. Андерсон, Э.К. Андерсоне, М.О. Эглайс, сборн. " Сенсibilизированная флуоресценция смесей паров металлов ", ЛГУ им. П. Стучки, Рига, 1968.

В работе даны абсолютные значения сил осцилляторов для ряда переходов в атоме цезия. Для состояний с $l = 0; 1; 2$ волновые функции вычислялись полумпирическим методом. Для определения волновых функций, необходимых при вычислении сил осцилляторов для переходов $nd_{j_1} \rightarrow mf_{j_2}$, решалась задача на собственные значения, с использованием потенциала, получаемого при самосогласовании релятивистских уравнений без учёта обмена. Табл.-6, библиогр.-8 назв.

С о д е р ж а н и е.

1. Э.К. Краулиня, Об исследованиях сенсibilизированной флуоресценции смесей паров металлов в Проблемной лаборатории спектроскопии Латвийского Государственного университета им. П. Стучки5
2. М.П. Огриньш, Источники света для возбуждения атомной резонансной флуоресценции ртути18
3. А.С. Лездинь, Э.К. Краулиня, Некоторые вопросы возбуждения атомов таллия в сенсibilизированной флуоресценции смеси паров ртути и таллия25
4. С.Я. Лепепа, Э.К. Краулиня, Ширина спектральной линии $\lambda 535,0$ нм сенсibilизированной флуоресценции $Hg - Tl$37

5. О.С.С а м е т и с, Э.К.К р а у л и н я, Поляриза-
ция сенсibilизированной флуоресценции смеси
паров ртути и таллия 43
6. Г.И.У в о с т е н к о, М.П.Ч г и к а, Поляриза-
ция сенсibilизированной флуоресценции 54
7. М.Л.Я н о о н, Э.К.К р а у л и н я, Сенсibilизи-
рованная флуоресценция $Hg-Te$ с примесью азота и
аргона 65
8. М.Л.Я н с с о н, Передача возбуждения в сенсibilи-
зированной флуоресценции смеси паров ртути и ин-
дия 80
9. М.Г.А р м а н, Э.К.К р а у л и н я, Сенсibilизи-
рованная флуоресценция смесей паров $Hg-Cd$ и $Hg-Zn$ 84
10. Я.Ф.Ш а й ц а н, Э.К.К р а у л и н я, Сенсibilизи-
рованная флуоресценция смеси паров кадмия и
цезия 95
- II. Э.М.А н д е р с о н, Э.К.А н д е р с о н, М.О.Эг-
л а й с, Расчёт сил осцилляторов атома цезия 107

С Б О Р Н И К

"СЕНСIBILИЗИРОВАННАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ СМЕСЕЙ
ПАРОВ МЕТАЛЛОВ"

Редактор: доцент Эльза Карловна КРАУЛИНЯ.

Корректор: А.Э. Лездинь.

Подписано к печати 28.10.1968 года. Зак. № 589. ЯТ26793.
Ф/б 60x84/16. Газетная. Печ. л. 8,5. Учет. н. л. 6,3. Т. 500.
Отпечатано на ротативе, г. Рига, бульв. Райниса, 19.
ЛГУ имени Петра Стучки.

ЦЕНА 20 копеек.