

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ЗАСЕЛЕННОСТИ РЕЗОНАНСНОГО УРОВНЯ 6^3P_1 РТУТИ В ПАРАХ РТУТИ И В СМЕСЯХ ПАРОВ РТУТИ С ИНЕРТНЫМИ ГАЗАМИ В МОДУЛИРОВАННОМ РАЗРЯДЕ

Ю. Б. Голубовский, Ю. М. Казан,
В. М. Миленин и В. И. Рыков

Методом лучеиспускания определяются концентрации атомов на резонансном уровне в неоднородной аксиальносимметричной и оптически плотной среде. Измерена по периоду заселенность резонансного уровня 6^3P_1 ртути в модулированном режиме. Модуляция концентрации резонансных атомов связана с изменением по периоду концентрации метастабилей, так как в заселении резонансного уровня существенную роль играют переходы с метастабильных уровней 6^3P_{02} ртути.

В работе проведены измерения заселенности резонансного уровня 6^3P_1 в парах ртути и в смесях ртути с инертными газами. Измерения проводились в разрядной трубке с накалимым катодом диаметром 3 см и длиной между электродами 100 см. Разрядная трубка термостатировалась, давление паров ртути составляло $p=1.2 \cdot 10^{-3}$ тор. Давление инертного газа составляло: в смеси ртуть—гелий $p=0.5$ тор, в смеси ртуть—неон $p=0.5 \div 2.5$ тор и в смеси ртуть—аргон $p=0.6 \div 2.5$ тор. Среднее значение разрядного тока равнялось $i=100 \div 200$ мА. Величины разрядного тока и давления инертного газа снизу ограничивались шумами в разряде, а сверху — появлением электрофореза. Основные измерения в модулированном режиме проводились при частотах $\nu=2 \div 5$ кГц.

Из-за возможного влияния электрофореза в осевом направлении разряда измерения проводились поперек разрядной трубки. Полагали, что в радиальном направлении электрофорез отсутствует.

Попытки измерить концентрацию атомов ртути в состоянии 6^3P_1 по поглощению линии 4358 Å оказались неудачными из-за малости величины поглощения. Заселенность атомов на резонансном уровне 6^3P_1 в наших условиях разряда на порядок меньше, чем заселенность метастабильных уровней 6^3P_{02} . Поэтому в работе использовался вариант метода лучеиспускания, учитывающий неоднородность источника и пленение резонансного излучения при выходе из разрядной трубки.

Подробное изложение предлагаемого метода будет опубликовано в следующей работе.

Поток в спектральной линии частотой ν , попадающий в спектральный прибор от области вблизи оси (рис. 1), выражается формулой

$$F(0) = \frac{N_0 h \nu A}{4\pi} \Omega' S 2RJ(0) = F_0 J(0), \quad (1)$$

где N_0 — концентрация излучающих атомов на оси, A — вероятность спонтанного излучения, $h\nu$ — энергия кванта, Ω' — телесный угол, под которым излучение от разрядного объема проходит через щель площадью S , R — радиус разрядной трубки,

$$J(0) = \frac{1}{2} \int_0^1 \varphi(x) [f(1-x) + f(1+x)] dx. \quad (2)$$

В формуле (2) $(x)=\rho/R$, $\varphi(x)$ — относительное распределение возбужденных атомов, равное единице на оси, $j(t)$ — вероятность выхода фотона из точки t за пределы разрядной трубки, $f(1)$ — вероятность выхода фотона, испущенного на оси, за пределы разрядной трубки. Эта величина вычислялась по формулам работы [1].

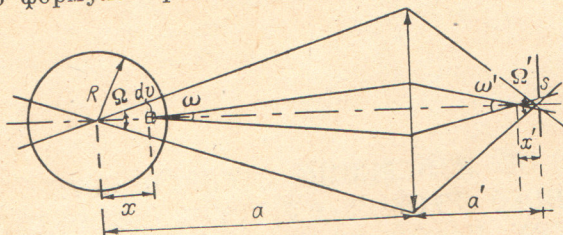


Рис. 1. К выводу формулы светового потока для неоднородного и поглощающего источника.

При записи радиального распределения по схеме, изображенной на рис. 2, поток, попадающий в спектральный прибор на высоте $y = r/R$, будет равен

$$F(y) = F_0 J(y), \quad (3)$$

где

$$J(y) = \frac{1}{2} \int_0^{\sqrt{1-y^2}} \varphi(x) [f(1-x) + f(1+x)] dx. \quad (4)$$

Переходя в (4) к интегрированию по $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, получаем

$$J(y) = \frac{1}{2} \int_y^1 \frac{\Phi(r) r dr}{\sqrt{r^2 - y^2}}, \quad (5)$$

где

$$\Phi(r) = \varphi(r) [f(1-r) + f(1+r)]. \quad (6)$$

При отсутствии самопоглощения $f(t)=1$, получаем обычное уравнение Абеля для связи между $J(y)$ и $\varphi(r)$. Решение (5) имеет вид

$$\Phi(r) = -\frac{1}{4\pi} \int_r^1 \frac{J'(y)}{\sqrt{y^2 - r^2}} dy, \quad (7)$$

где $J'(y)$ обозначает производную по y . Для решения применялся численный метод, описанный в работе [2].

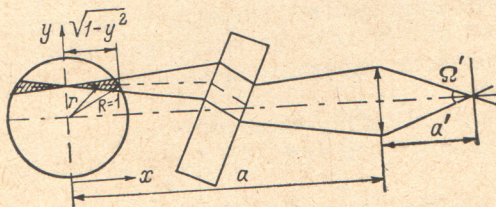


Рис. 2. К расчету радиального распределения излучающих атомов.

В эксперименте обычно измеряется непосредственно отношение $J(y)/J(0)$, что позволяет найти $\Phi(0)/J(0)$ и в конечном счете концентрацию излучающих атомов N_0 по формуле (1). При этом величина $F(0)$ измерялась в абсолютной мере путем сравнения потока в телесном угле Ω' в линии 2537 Å с потоком от градуированной водородной лампы ВСФУ-3 [3].

Для нахождения величины $J(0)$ необходимо вычислить вероятность выхода кванта с оси разряда $f(1)$. Она равна

$$f(k_0 R) = \frac{\int_0^{\infty} \varepsilon_{\nu} e^{-k_{\nu} R} d\nu}{\int_0^{\infty} \varepsilon_{\nu} d\nu}, \quad (8)$$

где k_0 — коэффициент поглощения в центре спектральной линии, R — радиус разрядной трубки.

Проведенные в исследуемых условиях разряда оценки уширения линии ртути 2537 Å, вызванные взаимодействием излучающего атома с атомами ртути и инертного газа, показали, что отклонение контура спектральной линии от доплеровского имеет место на расстояниях от центра спек-

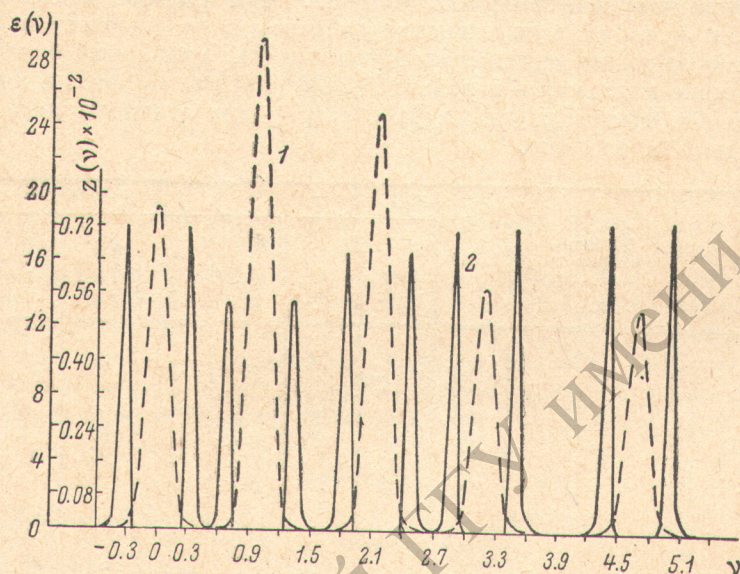


Рис. 3.

1 — сверхтонкая структура резонансной линии ртути 2537 Å, 2 — функция $z(\nu) = \varepsilon_{\nu} e^{-k_{\nu} R}$.

тральной линии, превышающих три доплеровские полуширины. Поскольку максимумы функции

$$z(\nu) = \varepsilon_{\nu} e^{-k_{\nu} R} \quad (9)$$

находятся на расстояниях, заметно меньших (рис. 3, кривая 2), то в формировании вероятности вылета фотона лорентцовское крыло не играет роли, и контур считался доплеровским.

При расчете $f(1)$ учитывалась сверхтонкая структура резонансной линии ртути 2537 Å, которая состоит из пяти неперекрывающихся компонент [4] (рис. 3, кривая 1, температура газа бралась равной 300 K).

Коэффициенты поглощения отдельных компонент относятся как интенсивности соответствующих компонент сверхтонкой структуры (последние известны из эксперимента)

$$\left. \begin{aligned} k_{01} : k_{02} : \dots : k_{05} &= \varepsilon_{01} : \varepsilon_{02} : \dots : \varepsilon_{05}, \\ k_{01} + k_{02} + \dots + k_{05} &= k_0. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Суммарный коэффициент поглощения можно рассчитать по формуле

$$k_0 = \sum_{i=1}^5 k_{0i} = \frac{\pi e^2}{mc} \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\pi} \Delta \nu_D} fN = 7.5 \cdot 10^{-13} N, \quad (11)$$

где N — полная концентрация поглощающих атомов, f — сила осциллятора соответствующего перехода, $\Delta\nu_D$ — доплеровская полуширина. Определив из (11) величину k_0 , можно из (10) вычислить коэффициент поглощения для каждой компоненты k_{0i} .

Как видно из рис. 3, зависимость $z(\nu)$ состоит из отдельных непрерывающихся максимумов. Это позволяет представить функцию $f(k_0R)$ в виде

$$f(k_0R) = \frac{\sum_{i=1}^5 \int_0^{\infty} \varepsilon_{\nu i} e^{-k_{\nu i} R} d\nu}{\sum_{i=1}^5 \varepsilon_{\nu i} d\nu} \quad (12)$$

Наряду с измерениями проводился и расчет концентрации резонансных атомов для стационарных условий. При расчете использовались измеренная функция распределения электронов по энергиям и экспериментальные значения сечений возбуждения [5]. Уравнения баланса брались в том же виде, как и в работе [6]. Результаты расчетов и измерений концентрации атомов ртути на уровне 6^3P_1 для стационарного режима сопоставлены в таблице.

Вид смеси	Давление инертного газа p , тор	i , мА	$N_{6^3P_1} \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$		$I(6^3P_1 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1})$			
			эксперимент	расчет	эксперимент	расчет	прямое возбуждение	перемешивание $6^3P_2 \rightarrow 6^3P_1 \leftarrow 6^3P_0$
Hg	0	200	0.027	0.027	16	21	15	6
	0.5	100	0.15	0.14	92	101	36	66
Hg—Ne {	2.5	100	0.24	0.28	148	206	57	149
	0.5	100	0.19	0.26	117	141	62	79
Hg—He {	0.6	200	0.29	0.14	176	100	32	68
	2	200	0.37	0.13	227	85	28	57
Hg—Ar {								

При исследовании абсолютной интенсивности линии $2537 \text{ \AA}$ и заселенности резонансного уровня 6^3P_1 в режиме модуляции удобно использовать осциллографический способ регистрации изменения параметров по периоду колебания тока. Модулированный световой сигнал от резонансной линии $2537 \text{ \AA}$, преобразованный в электрический, подавался на открытый вход одного из лучей осциллографа. На второй луч подавался сигнал, пропорциональный разрядному току. Таким образом, один луч описывает изменение по периоду интенсивности линии $2537 \text{ \AA}$, а второй — изменение разрядного тока. Если шкалу экрана осциллографа прокалибровать по эталонному источнику, то ход луча будет отображать изменения абсолютного значения интенсивности линии $2537 \text{ \AA}$ или заселенности (в другом масштабе) резонансного уровня 6^3P_1 по периоду колебания тока. Это упрощает измерение по фазам параметров разряда. На рис. 4, а, б приведены изменения по периоду концентрации атомов ртути на уровне 6^3P_1 при частоте возмущения $\nu = 2 \text{ кГц}$ и глубине модуляции разрядного тока $\beta_i = 55\%$ в парах ртути и в смеси ртуть—аргон.

В исследуемых условиях разряда, как показали расчеты, уровень 6^3P_1 разрушается в основном за счет резонансного излучения. Вероятность выхода резонансного фотона составляет 10^5 с^{-1} , что на два порядка больше частоты модуляции разрядного тока. При таком соотношении частот изменения концентрации атомов на уровне 6^3P_1 должны совпадать по фазе с колебаниями тока. Однако, как видно из рис. 4, а, изменения концентрации на уровне 6^3P_1 в парах ртути отстают от колебаний тока, а в смеси ртуть—аргон опережают ток (рис. 4, б). Это объясняется тем, что наряду с возбуждением уровня 6^3P_1 из основного состояния существен-

ную роль играет и заселенность его с метастабильных уровней 6^3P_{02} . В большей мере это проявляется в смесях ртути с инертными газами. В таблице приведены числа актов возбуждения уровня I (6^3P_1) из основного состояния и с метастабильных уровней, а также сопоставлены рассчитанные и измеренные числа квантов резонансной линии $2537 \text{ \AA}$.

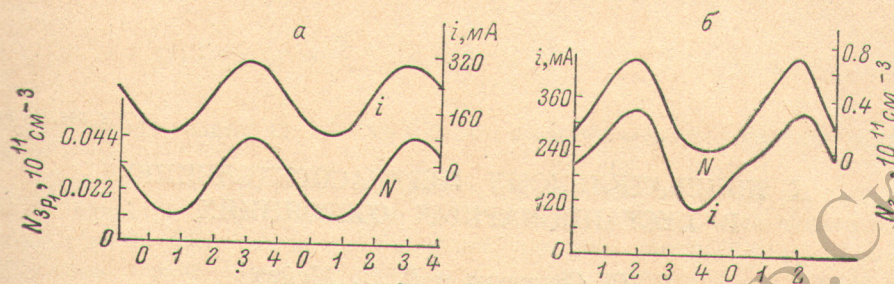


Рис. 4. Изменение по периоду концентрации N атомов ртути на резонансном уровне 6^3P_1 и разрядного тока i .

а — в парах ртути, б — в смеси ртуть—аргон.

Руководствуясь расчетными данными таблицы и результатами работ [7, 8], где исследовалась в этих же условиях модуляция концентрации метастабильных атомов ртути в состояниях 6^3P_{02} , можно сделать вывод, что фазовые изменения концентрации атомов на уровне 6^3P_1 относительно колебаний тока определяются колебаниями концентрации метастабильных атомов.

При модуляции разрядного тока частотой $\nu = 5 \text{ кГц}$ ход по периоду заселенности резонансного уровня 6^3P_1 также определяется модуляцией концентрации метастабильных атомов.

Литература

- [1] Л. М. Биберман, Н. М. Гуревич. ЖЭТФ, 20, 108, 1950.
- [2] С. П. Варшавский, А. А. Митюрева, Н. П. Пенкин. Опт. и спектр., 28, 26, 1970.
- [3] O. H. Nestor, H. N. Olsen. SIAM Rev., 2, 200, 1960.
- [4] А. Митчел, М. Земаанский. Резонансное излучение и возбужденные атомы. ОНТИ, М., 1937.
- [5] Ю. М. Каган, В. М. Миленин, В. И. Рыков. ЖТФ, 45, 1689, 1975.
- [6] Ю. М. Каган, Б. Касмалиев. Опт. и спектр., 24, 663, 1968.
- [7] Ю. М. Каган, В. М. Миленин, В. И. Рыков. ЖТФ, 45, 1725, 1975.
- [8] Ю. М. Каган, В. М. Миленин, В. И. Рыков. ЖТФ, 46, вып. 3, 1976.

Поступило в Редакцию 23 декабря 1975 г.