

S. Mrozowski.

## O nadsubtelnej budowie pasm wodorku rtęci.

*Sur la structure hyperfine des bandes d'hydrure de mercure.*

### Sommaire.

L'étude de la structure hyperfine de la raie de résonance du mercure  $2537 \text{ \AA}$ <sup>1)</sup> nous a suggéré l'idée, que les raies des bandes émises par les combinaisons du mercure pourraient présenter une structure analogue. Nous avons étudié à cet effet les bandes suivantes dues à l'hydrure de mercure: 4017, 4219, 4394 et 4520  $\text{\AA}$ .

L'appareillage employé est montré dans la fig. 1, où *B* est un spectrographe à optique en verre de dispersion moyenne, *A* un interféromètre de Lummer-Gehrcke et *L* un arc de mercure à basse pression brûlant dans une atmosphère d'hydrogène à pression partielle de 1 à 2 mm. Cet arc est une source lumineuse dans le spectre de laquelle les bandes d'hydrure de mercure apparaissent avec une grande intensité.

Les franges d'interférence données par la plaque de Lummer-Gehrcke étaient focalisées à l'aide d'un objectif achromatique *D* sur la fente du spectrographe. Nous avons employé deux plaques de Lummer-Gehrcke en quartz d'épaisseur 3,92 et 6,888 mm et de longueurs respectives 13 et 20 cm en n'utilisant que la composante horizontale (parallèle à la plaque) du rayonnement de l'arc (prisme de Glan *N*). Un arrangement spécial, décrit dans l'article précédent<sup>2)</sup>, assurait une constance suffisante de la température à  $\pm 0,06^\circ \text{C}$  près. On déviait une partie de la lumière de l'arc *L*, à l'aide du prisme *P*, sur la fente du monochromateur *M* afin de pouvoir contrôler visuellement l'intensité des bandes pendant les expositions.

On voit dans la fig. 2 deux photographies obtenus de cette manière (agrandies 3 fois environ). Vu la faible dispersion du spectrographe certaines

<sup>1)</sup> S. Mrozowski, Bull. International de l'Académie Polonaise, 489, Juin, 1931; v. aussi une note préliminaire dans Nature, 127, 890, 1931.

<sup>2)</sup> S. Rafałowski, Acta Physica Polonica, I, 117, 1932.

raies voisines n'ont pas pu être séparées. Les flèches dans la fig. 2 indiquent celles des raies, qui ne coïncident pas avec d'autres raies (voir les tables de H u l t h é n <sup>1)</sup>). On remarque au moins deux composantes dans chaque raie; les raies plus intenses semblent en posséder quatre.

La distribution des intensités dans un groupe de composantes (qui forme une des raies observées par H u l t h é n) est montrée d'une manière qualitative dans la fig. 3. Seules les dernières raies de chaque bande (designées par des points dans la fig. 2) ne donnent pas de franges d'interférence et, par conséquent ne peuvent pas accuser une structure hyperfine; elles sont très flous, ce qui est dû probablement à l'instabilité de la molécule *HgH* à ses états supérieurs de rotation et d'oscillation. Ceci semble aussi être la cause de la diminution progressive de la netteté des raies qu'on observe en passant vers les bandes de grande longueur d'onde.

Nous donnons dans le tableau II les numéros d'ordre des raies dont la structure hyperfine a pu être étudiée malgré la petite dispersion du spectrographe. Dans la colonne 1 se trouvent les raies faibles à deux composantes, dans la colonne 2 les doublets présentant les traces d'une troisième composante (de grande fréquence), dans la colonne 3 les raies à trois composantes bien séparées et enfin dans la colonne 4 les raies qui permettent de déceler les traces d'une quatrième composante. Ces différences dans la structure hyperfine des diverses raies proviennent probablement de la faible intensité de certaines raies et du temps de pose dont la durée pouvait être insuffisante pour bien mettre en évidence la structure complète des raies (comme dans la fig. 3). Les distances entre les composantes  $\Delta\lambda$  évaluées, d'après des mesures au comparateur (en tenant compte des variations avec la longueur d'onde de la dispersion de la plaque de L u m m e r - G e h r c k e) sont données en mÅ dans le tableau III. Les valeurs  $\Delta\nu$  sont à peu près indépendantes du numéro d'ordre de la raie et égales à 0,1 cm<sup>-1</sup>. Certaines variations régulières en fonction du numéro d'ordre nous semblent dues à des erreurs accidentelles des mesures vu la largeur des composantes.

La structure observée ne saurait être un effet d'isotopie; nous donnons dans le tableau I les valeurs de  $\Delta\lambda$  que nous avons calculées pour la molécule *HgH* d'après des formules bien connues (*A* et *B* du texte polonais) en admettant l'existence de 2 isotopes de mercure de masses atomiques 198 et 204 (on sait qu'il existe 6 isotopes de masses comprises entre ces valeurs); les valeurs calculées ne concordent pas avec les valeurs observées.

<sup>1)</sup> E. H u l t h é n. ZS. f. Physik 32, 32, 1925.

Nous sommes donc en présence d'un phénomène tout à fait nouveau, causé probablement par la multiplicité des niveaux électroniques de la molécule  $HgH$  (constance de  $\Delta\nu$ ).\*) Cette multiplicité pourrait être liée au moment magnétique du noyau de l'atome d'hydrogène et des deux isotopes du mercure 199 et 201, dont les noyaux ont des moments magnétiques  $1/2$  et  $3/2$  comme nous l'avons montré dans un travail antérieur <sup>1)</sup>. Il se pourrait aussi que ce phénomène est dû à de petites différences dans la structure du champ électrique entourant les noyaux des divers isotopes de mercure. Ce fait qui apparait d'une façon très nette dans le cas de la raie  $2537 \text{ \AA}$  <sup>1)</sup> devrait donner les valeurs  $\Delta\nu$  dans le cas de la molécule  $HgH$  du même ordre de grandeur que celles de la raie  $2537 \text{ \AA}$ .

La nature du phénomène observé ne pourra être élucidée que par une suite d'études plus approfondies des bandes  $HgH$  et des bandes d'autres molécules biatomiques.

*Laboratoire de Physique de la Société des Sciences et des Lettres de Varsovie.*

Manuscrit reçu le 22 octobre 1931.

Jak to autor niniejszej pracy wykazał<sup>2)</sup>, skomplikowana budowa linii rezonansowej rtęci  $2537 \text{ \AA}$  jest spowodowana przez zjawisko izotopowe szczególnego rodzaju (różność pól elektrycznych wewnętrznych izotopów rtęci), na które nakłada się rozszczepienie linii pochodzące od obecności momentu magnetycznego jądra. Ponieważ jest to pierwszy przypadek, w którym udało się stwierdzić wpływ złożonego składu izotopowego rtęci (6 izotopów) na zjawiska optyczne, zdawało się rzeczą interesującą sprawdzenie, czy analogiczne zjawisko nie występuje również w widmach pasmowych związków rtęci. W tym celu poddane zostało zbadaniu widmo wodorku rtęci, ze względu na łatwość oraz znaczne natężenie, z jakim daje się ono wzbudzić. Również pasma wodorku rtęci odpowiednie są do badań ze względu na dość znaczne odstępstwa pomiędzy poszczególnymi liniami w pasmach.

\*) R. Rydberg (ZS. f. Phys. 73, 74, 1931) a observé dernièrement dans les bandes (2,1) et (3,2) du même système une structure analogue. Il la considère comme un effet normal d'isotopie. E. Hulthén (Nature, 129, 56, 1932) a cherché à montrer que la structure des raies que j'ai trouvée a également la même origine; ses vues ne nous semblent pas s'accorder bien avec l'expérience (v. mon article dans „Nature“ sous presse). (Note ajoutée à la correction).

<sup>1)</sup> S. Mrozowski, l. c.

<sup>2)</sup> S. Mrozowski, Biul. Pol. Akad. Um. Czerwiec, 489, 1931, a także Nature, 127, 890, 1931.

Jak wiadomo, izotopy o masach  $M$  i  $M + \Delta M$  związane z atomami o masie  $m$ , dają widma pasmowe o liniach przesuniętych względem siebie o odstęp  $\Delta\nu$ , które obliczone być mogą ze wzorów <sup>1)</sup>:

$$\Delta r = \delta \cdot \left( \frac{r}{2} r_{osc} \pm r_{rot} \right) (A), \quad \text{gdzie} \quad \delta = \frac{\Delta M}{M + \Delta M + m} \cdot \frac{m}{M} (B).$$

Mulliken <sup>2)</sup> zwrócił uwagę na fakt, że w przypadku wodorków metali ciężkich zjawisko izotopowe jest bardzo trudne do zaobserwowania, ze względu na bardzo małą wartość odstępów  $\Delta r$  (t. j. współczynnika  $\delta$ ). Jedynie w przypadku wodorku miedzi udało mu się wykazać, że dwójkowa budowa linii znaleziona przez Frerichsa <sup>3)</sup>, jest właśnie poszukiwanym zjawiskiem izotopowego rozszczepienia, co niedługo później potwierdzone zostało przez badania Frerichsa i Meckego <sup>4)</sup>. W przypadku badanym otrzymuje się jednak np. dla wodorków izotopów rtęci 200 i 201  $\delta = 2,5 \cdot 10^{-5}$ , co jest liczbą 20 razy mniejszą od wartości  $\delta$  dla wodorku miedzi. Ponieważ rtęć zawiera 6 izotopów w stosunkowo większych ilościach, więc liczba ta zwiększa się dla skrajnych izotopów 198 i 204 do  $\delta = 1,5 \cdot 10^{-4}$ , co wskazuje już na możliwość wykrycia zjawiska izotopowego za pośrednictwem stwierdzenia anormalnego rozszerzenia linii pasm cząsteczki  $HgH$ . W tabelicy I przedstawione są szerokości różnych linii pasm badanych 4520, 4394, 4219 i 4017 Å, obliczone na podstawie wzoru (A) przy założeniu  $\delta = 1,5 \cdot 10^{-4}$ . Oznaczenia poszczególnych linii zaczerpnięte zostały z dokładnych tablic Hulthéna <sup>5)</sup>, przy uwzględnieniu poprawek i uzupełnień Kapuścińskiego i Eymers <sup>6)</sup>.

TABLICA I.

Pasmo	Nr. linii	Szerokość w mÅ
4520	$Q_2 8$	34
4394	$Q_2 15$	13
	$Q_2 16$	11
	$Q_2 14$	5
4219	$Q_2 18$	1
	$Q_2 22$	9
	$Q_2 20$	14

<sup>1)</sup> Patrz np. R. Mecke, Handb. d. Physik XXI, 595, 1929.

<sup>2)</sup> R. Mulliken, Nature 113, 489, 1924.

<sup>3)</sup> R. Frerichs, ZS. f. Physik, 20, 170, 1923.

<sup>4)</sup> R. Frerichs i R. Mecke, Die Naturwissenschaften, 12, 812, 1924.

<sup>5)</sup> E. Hulthén, ZS. f. Physik 32, 32, 1925.

<sup>6)</sup> W. Kapuściński i J. G. Eymers, ZS. f. Physik 54, 246, 1929.

W dotychczasowych badaniach okazało się, że linje pasm wodoru rtęci, za wyjątkiem najdalszych linii pasm, na których te ostatnie się urywają, są pojedyncze i zupełnie ostre. Trzeba więc było zastosować aparaturę posiadającą większą zdolność rozdzielczą od przeciętnych dużych siatek dyfrakcyjnych. Z tego też powodu w charakterze przyrządu o bardzo wielkiej zdolności rozdzielczej użyta została płytka Lummera - Gehrckego skrzyżowana ze spektrografem szklanym średniej wielkości. Na fig. 1 przedstawione jest ostateczne ustawienie aparatury. Światło łuku rtęciowego niskoprężnego *L* po przejściu przez soczewkę *C* oraz pryzmat *G* pada na wyżej wspomnianą płytkę Lummera - Gehrckego *A*. Zapomocą soczewki achromatycznej *D* o ogniskowej 35 cm rzucono obraz linii interferencyjnych, powstałych w płytce, na szczelinę spektrografu *B*; monochromator *M* w połączeniu z pryzmatem *P* pozwalał na sprawdzanie wizualne stałości warunków emisji łuku podczas trwania poszczególnych ekspozycji.

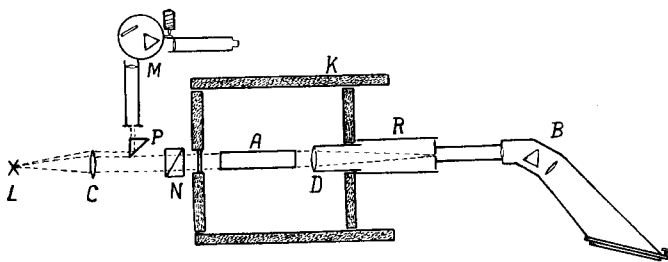


Fig. 1.

Łuk rtęciowy palił się w atmosferze wodorowej, przyczem wodór był wprowadzany do aparatury próżniowej zapomocą rurki platynowo-palladowej. Zgodnie z wynikami ilościowych badań Sołtana<sup>1)</sup> nad natężeniem emisji pasm wodoru rtęci w wyładowaniach oscylacyjnych wysokiego napięcia, natężenie pasm było największe przy dodatku wodoru wynoszącym 1 do 2 mm sł. rtęci oraz przy możliwie słabem chłodzeniu łuku (duża gęstość pary rtęci). Łuk palił się przy około 5 amperach; co pewien czas trzeba było dopuszczać nieco świeżego wodoru, ze względu na występujące zjawisko absorpcji („clean up“).

Z powodu stosunkowo długich czasów ekspozycji musiało być zastosowane urządzenie zapewniające płytce Lummera dostateczną stałość temperatury. Urządzenie to, składające się z pudła korkowego *K* ogrzewanego prądem elektrycznym oraz termometru o skali pozwalającej odczytać 0,02° C, zostało skonstruowane przez p. Rafałowskiego i opisane szczegółowo w poprzedzającej pracy<sup>2)</sup>. Osłona

1) A. Sołtan, Spraw. i Prace P. T. F. z. 7, 69, 1926.

2) S. Rafałowski, Acta Phys. Pol., I, 117, 1932.

z czarnego papieru *R* miała na celu nie tylko ochronę szczeliny spektrografu przed promieniowaniem rozproszonym, lecz służyła także do tłumienia wahań temperatury, spowodowanych przewodnictwem rury metalowej, na której osadzona była soczewka *D*. Płytki *Lumera* użyte były to dwie płytki kwarcowe *Hilgera* o grubościach 3,92 i 6,888 mm, długościach zaś 13 i 20 cm, przyczem ze względu na większą zdolność rozdzielczą płytki dłuższej ta ostatnia przeważnie była używana do badań, płytka zaś krótsza służyła jedynie do celów kontroli. Ze względu na większą świetlność oraz większą nieco zdolność rozdzielczą wydzielano zapomocą nikola *N* składową równoległą do powierzchni płytki (wektor elektryczny) promieniowania łuku rtęciowego.

Już pierwsze zdjęcia, otrzymane zapomocą soczewki achromatycznej stosunkowo krótkoogniskowej (15 cm), wykazały, że linje pasm wodorku rtęci są niezwykle rozmażane i szerokie (0,03—0,04 Å) w przeciwieństwie do linii rtęciowych, które dawały obrazy interferencyjne zupełnie ostre (0,01 Å). Ze względu na znaczną szerokość szczeliny spektrografu (0,05—0,07 mm) oraz małą stosunkowo dyspersję spektrografu musiała być zachowana specjalna ostrożność przy interpretowaniu wyników, ponieważ obrazy interferencyjne różnych linii mogły się ze sobą nakładać i dawać pozorne rozszerzenia, które zostały zaobserwowane. Dlatego też zostały wedle tablic *Hulthéna* (l. c.) wyszukane linje, które nie posiadają w najbliższym sąsiedztwie innych linii; okazało się to możliwem jedynie w obszarach daleko od krawędzi pasm położonych, i do tych obszarów odnosić się będą dalej opisane obserwacje. Jednakowoż i te linje wykazały bardzo znaczne rozszerzenia; że nie jest to spowodowane zjawiskiem izotopowego rozszczepienia widać z tablicy I, która żąda, by szerokości linii w pasmie 4219 Å były najmniejsze, gdy tymczasem te ostatnie okazały się we wszystkich pasmach jednakowe.

Ponieważ znalezione anormalne rozszerzenia linii przedstawiały zjawisko nowe i nieoczekiwane, przystąpiłem do dokładniejszych badań w tym kierunku, używając doskonałej soczewki achromatycznej *Hilgera* ( $f=35$  cm) oraz utrzymując temperaturę na stałym poziomie w sposób bardzo staranny. Maksymalne wahanie temperatury podczas trwania sześciogodzinnych ekspozycji nie przenosiły  $\pm 0,06^{\circ}C$ ; wahania te były powodowane przez wahania temperatury pokojowej oraz wahania napięcia w obwodzie prądu grzejącego, których nie można było uniknąć. Wpływ ich był kompensowany częściowo w ten sposób, że po pewnem wychyleniu termometru zmieniano temperaturę nadając wychylenie przeciwne i po krótkim czasie powracano do temperatury normalnej. Wahania temperatury płytki *Lumera* były wskutek tego zapewne znacznie zredukowane.

Na fig. 2 przedstawione są powiększenia zdjęć w powyższy sposób otrzymanych; zapomocą strzałek zostały oznaczone niektóre z pośród linii, które wedle tablic Hult h é n a są pojedyncze i nie posiadają w najbliższem sąsiedztwie innych linii. Punkty interferencyjne nie są zbyt łatwo widoczne z tego względu, że przy powiększaniu w stosunku do zdjęcia pierwotnego kontrasty uległy zmniejszeniu. Pomimo, że zdolność rozdzielcza płytki L u m m e r a nie mogła być całkowicie wykorzystana ze względu na wahania temperatury, widocznem jest, że każda linja rozpada się przynajmniej na dwie składowe. Najmocniejsze linje posiadają trzy składowe, których stosunek natężeń przedstawiony jest w sposób jakościowy na wykresie (fig. 3); występują również ślady czwartej składowej (? na fig. 3), istnienie jej nie jest jednak zupełnie pewne.

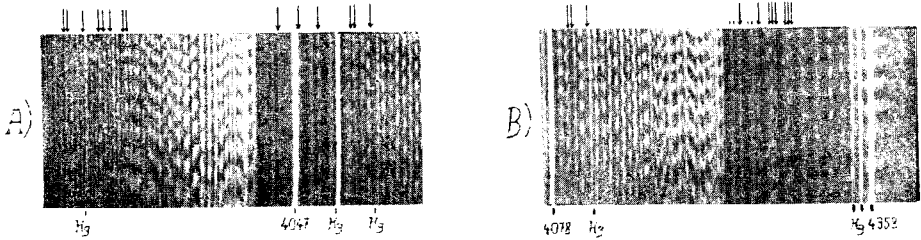


Fig. 2.

Zapewne jedynie wskutek różnicy w zaczernieniach niektóre słabe linje wykazują tylko dwie składowe; mocniejsze linje mają po trzy składowe, wreszcie w kilku bardzo mocnych występują ślady czwartej składowej.

Ani jednej linji nie znaleziono takiej, któraby posiadała budowę pojedynczą. Tablica II zawiera wykaz wszystkich zbadanych linii: w kolumnie 1 znajdują się linje, których budowa dwójkowa nie ulega wątpliwości, w kolumnie 2 — linje o budowie dwójkowej ze słabemi śladami składowej trzeciej (krótkofalowej); w kolumnie 3 — linje o niewątpliwiej budowie trójkowej, wreszcie w kolumnie 4 — linje wykazujące słabe ślady składowej czwartej (długofalowej). Linje oznaczone zapomocą gwiazdki posiadają strukturę zamazaną, co częściowo pochodzi zapewne od obecności pokładu ciągłego (bardzo silne rozszerzenie linii). Niektóre blisko siebie leżące linje mogły być uwzględnione w tablicy II w tym przypadku, gdy obrazy interferencyjne jednych nie pokrywały się z obrazami innych (t. j. gdy były względem siebie przesunięte o połowę odległości kolejnych rzędów interferencyjnych). Pozostają jeszcze do wyliczenia następujące zauważone osobliwości:

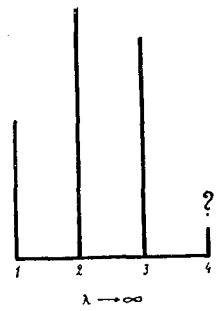


Fig. 3.

TABLICA II.

Pasmo	I.	2.	3.	4.
4520			$Q_2 8^*$	
4394			$R_1 12$	$Q_2 15$
			$R_1 13$	$Q_2 16$
			$R_2 13$	$R_2 15$
			$R_1 14^*$	
			$R_1 15$	
			$R_2 16$	
4219	$Q_2 14^*$	$P_2 21$	$Q_1 18$	$Q_2 18$
		$R_1 17$	$Q_2 15$	$Q_2 19$
		$P_2 23$	$R_2 14$	
		$R_1 20$	$P_2 22$	
		$R_2 19$	$Q_1 21$	
			$R_2 16$	
			$Q_1 22$	
			$R_2 17$	
			$R_2 18$	
			$Q_2 21$	
			$Q_2 22$	
			$Q_2 23^*$	
4017	$R_1 18$	$R_1 21$	$Q_2 17$	$Q_2 20$
	$Q_1 24$	$R_2 20$	$R_2 14$	
	$R_2 18$	$R_1 21$	$Q_2 18$	
	$R_1 20$	$R_2 21$	$R_2 15$	
			$R_2 16$	
			$R_2 17$	
			$R_1 19$	
			$R_2 19$	
			$Q_2 23$	
			$Q_2 24$	
			$Q_2 25$	
			$R_2 22^*$	
			$Q_2 26$	

Ostrość składowych każdej linii maleje przy przejściu od pasma 4017 Å do pasm dalszych w kolejności następującej: 4219, 4394, 4520 Å. Pięć linii jest tak znacznie rozszerzonych, że wogóle nie dają prążków interferencyjnych; są to linie  $R_2 9$  pasma 4520 Å oraz linie  $Q_2 17$ ,  $R_1 16$ ,  $Q_2 18$  i  $R_1 17$  pasma 4394 Å (linje te oznaczone są na fig. 2 zapomocą



kropek). Dwie ostatnie z pośród tych linii mają już na zwykłych zdjęciach (wykonanych bez płytki Lummera) przy wąskiej szczelinie spektrografu (0,01 mm) strukturę zatartą. Jak wiadomo, rozszerzenie ostatnich linii w każdym pasmie tłumaczy się nagłym zmniejszeniem się równowagi cząsteczki  $HgH$ , gdy ta ostatnia posiada zapas energii oscylacyjnej wzgl. rotacyjnej większy od pewnej wartości granicznej. Jest rzeczą ciekawą, że przedostatnie linie (jak nprz.  $R_{115}$  lub  $Q_{216}$  w pasmie 4394 Å) wykazują zupełnie normalną i ostrą strukturę (porówn. tabl. II).

Następujące pary sąsiadujących ze sobą linii dają przez nałożenie obrazów interferencyjnych pięciokrotną nadsubtelną budowę:  $Q_{119}$  i  $Q_{216}$ ,  $R_{122}$  i  $R_{221}$  (pasmo 4219 Å),  $R_{117}$  i  $Q_{123}$ ,  $P_{225}$  i  $Q_{219}$  (pasmo 4017 Å); jedna para linii  $Q_{122}$  i  $R_{116}$  (pasmo 4017 Å) daje strukturę poczwórną, linie zaś  $R_{219}$  i  $Q_{124}$  (4219 Å) dają trójkę na silnem tle ciągłym; zapewne w tym ostatnim przypadku trójkę daje linia  $R_{219}$ , zaś linia  $Q_{124}$  daje obraz zupełnie zamazany (jest to ostatnia linia gałęzi  $Q_1$  pasma 4219 Å).

Silny podkład ciągły i zamazaną budowę posiada linia  $R_{211}$  (4394 Å); jest ona około półtora razy szersza od dalej ku falom krótkim położonej linii  $R_{213}$ .

Stosunek natężenia składowej krótkofalowej (1) do natężenia dubletu środkowego (2, 3) zdaje się być (wizualne obserwacje negatywu) w pasmie 4017 Å niezależny od rodzaju gałęzi, gdy tymczasem w pasmach 4219 i 4394 Å różnica natężeń zdaje się być mniejsza dla gałęzi  $Q_2$  aniżeli  $R_2$  i  $P_2$ . Zauważone różnice mogą być jednak spowodowane błędami subiektywnej natury, ponieważ w ogólności linie gałęzi  $Q_2$  mają w badanym obszarze większe natężenie od linii gałęzi pozostałych.

TABLICA III.

Pasmo	Nr. linji	$\Delta\lambda_{12}$	$\Delta\lambda_{23}$	$\Delta\lambda_{31}$	Pasmo	Nr. linji	$\Delta\lambda_{12}$	$\Delta\lambda_{23}$	$\Delta\lambda_{31}$
4520	$Q_28$	20	20		4017	$R_{215}$	18	15	
						$R_{116}$	17	15	
4394	$Q_{216}$	19	19	22	$Q_{220}$	17	16	16,5	
	$R_{215}$	21	19		$R_{119}$	16	16		
	$R_{216}$	20	19		$R_{218}$		16		
4219	$P_{221}$		16		$R_{120}$		15		
					$R_{219}$	17	16		
	$P_{222}$		15		$R_{121}$		16		
	$Q_{219}$	16	17	18	$Q_{223}$	18	16		
	$Q_{221}$	18	16		$Q_{224}$	17	19		
	$Q_{222}$	18	18		$Q_{225}$	18	18		
	$Q_{223}$	20	17						

Odstępy składowych niektórych linii zostały wymierzone na komparatorze, poczem uwzględniając zmienność dyspersji płytki L u m e r a w badanym obszarze (w płytce dłuższej odstępy między kolejnymi rzędami zmieniają się w granicach od 0,115 do 0,085 Å) obliczone zostały różnice długości fal  $\Delta\lambda$ . Otrzymane wartości wyrażone w mÅ przedstawione są w tablicy III. Z powodu małej ostrości składowych wyniki pomiarów mogą być obarczone znaczniejszemi błędami, druga więc cyfra podanych liczb na  $\Delta\lambda$  w tablicy III jest niepewna w dość szerokich granicach. W tablicy III zauważyć można pewne regularności zmian  $\Delta\lambda$ , jak nprz.  $\Delta\lambda_{12}$  w pasmie 4219 Å lub  $\Delta\lambda_{23}$  w pasmie 4017 Å; porównując wartości  $\Delta\lambda$  w różnych pasmach, widać wyraźnie zmniejszanie się  $\Delta\lambda$  ku falom krótkim, wskutek czego obliczone wartości na  $\Delta\nu$  zdają się być wielkością stałą, przyczem odchylenia od wartości średniej, wynoszącej około 0,1 cm<sup>-1</sup>, przedstawiałyby jedynie zwyczajną dyspersję błędów pomiarowych. Mielibyśmy w takim razie do czynienia ze zjawiskiem rozszczepienia przynajmniej jednego z poziomów elektronowych cząsteczki HgH, a więc ze zjawiskiem zupełnie analogicznym do zjawiska nadsubtelnej struktury widm atomowych.<sup>1)</sup>

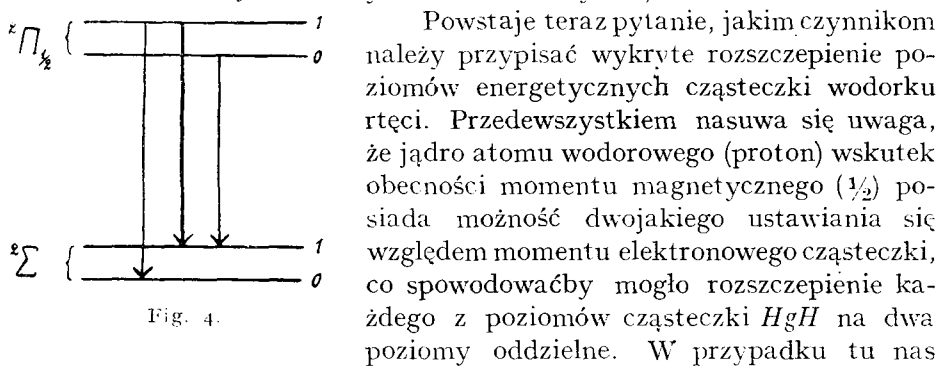


Fig. 4.

obchodzącego przejścia  ${}^2P_{1/2} \rightarrow {}^2\Sigma$  mielibyśmy podobnie jak w przypadku widma nadsubtelnej linii talu  ${}^2S_{1/2} \rightarrow {}^2P_{1/2}$  3776 Å (cząsteczka HgH posiada w sferze zewnętrznej tyleż elektronów co atom talu) trzy możliwe przejścia przedstawione na fig. 4, gdzie liczby umieszczone z prawej strony poziomów energetycznych oznaczają sumę geometryczną liczb kwantowych wewnętrznej cząsteczki HgH i magnetycznej jądra wodorowego. Z tych trzech przejść największe natężenie winna posiadać składowa środkowa (1,1), dwie pozostałe powinny być równie mocne; to ostatnie niezupełnie

<sup>1)</sup> Analogiczną strukturę linii wykrył w pasmach (2,1) i (3,2) tegoż układu R. R y d b e r g (ZS f. Phys. 73, 701, 1931) interpretując ją jako normalne zjawisko izotopowe. E. H u l t h é n (Nature 129, 56, 1932) starał się wykazać, że obserwowane przeze mnie rozszczepienia mają to samo pochodzenie, rozważania jego nie są jednak przekonujące, jak to wykazałem ostatnio (Nature, w druku). (Notatka przy korekcie).

się zgadza z faktami zaobserwowanymi, może być wyjaśnione jednak przypadkowym wzmocnieniem składowej długofalowej dzięki nałożeniu się innego widma nadsubtelnego (patrz niżej wpływ momentów magnetycznych izotopów nieparzystych rtęci).

Jak to autor niniejszej pracy wykazał<sup>1)</sup>, cztery parzyste izotopy rtęci 198, 200, 202 i 204 (stanowiące prawie 70% ogółu atomów rtęci) nie posiadają momentów magnetycznych jądrowych, im też należałoby przypisać znalezioną budowę trójkową linii pasm wodorku rtęci. Co do dwóch pozostałych izotopów 199 i 201, to posiadają one momenty magnetyczne jądrowe  $\frac{1}{2}$  i  $\frac{3}{2}$ , dawaćby więc musiały bardziej złożone widma nadsubtelne (ze względu na różne ustawienia momentów jądrowych atomu  $Hg$  i atomu  $H$ ); należałoby do nich czwarta składowa znaleziona struktury oraz inne, w powyższych badaniach zapewne niewykryte, ze względu na ich małe natężenie. Co do zmniejszania się ostrości składowych przy przejściu od pasma 4017 Å do pasm dalszych, to pochodziłoby to nie tylko od zjawiska izotopowego rozszczepienia (ponieważ wedle tablicy I największą ostrość otrzymać winniibyśmy w przypadku pasma 4219 Å), lecz również od coraz to zmniejszającej się trwałości cząsteczki  $HgH$ .

Jednakowoż nasuwa się inne jeszcze wyjaśnienie omawianego zjawiska. Jak to zostało wykazane poprzednio<sup>1)</sup>, różne izotopy rtęci (parzyste, prawdopodobnie również i nieparzyste) posiadają pola elektryczne otaczające jądra o nieco różniących się strukturach, co powoduje względne przesunięcia poziomów energetycznych różnych izotopów i daje różnice w długościach fal linii rezonansowej 2537 Å wynoszące około 0,01 Å ( $0,16 \text{ cm}^{-1}$ ). Powyższe różnice struktury pól elektrycznych powinny się również uwidocznić w widmie cząsteczki  $HgH$  i dać przesunięcia tego samego rzędu co w atomie  $Hg$ , co wystarczałoby do wyjaśnienia zauważonej struktury pasm  $HgH$  ( $0,1 \text{ cm}^{-1}$ ). Należałoby jednak uwzględnić jeszcze deformujące działanie jądra wodorowego; zakłócenie to nie powinno być bardzo znaczne, ze względu na dużą odległość od atomu rtęci, w jakiej jądro wodorowe się znajduje.

Ze względu na to, że dotychczas nie przeprowadzono żadnych badań nad nadsubtelną budową widm pasmowych, można oczekiwać odpowiedzi na poruszone zagadnienia jedynie od dalszych badań w tym kierunku, a w szczególności od badań nad innymi pasmami wodorku rtęci oraz nad widmami wodorków kadmu i cynku. Izotopy kadmu posiadają bowiem różne momenty magnetyczne, lecz nie wykazują zjawiska elektrycznego przesunięcia linii, zaś izotopy cynku zdają się posiadać jądra pod obydwooma względami o zupełnie prostej strukturze (jeśli pominiemy słabe

<sup>1)</sup> S. Mrozowski, l. c.

składowe w nadsubtelnej budowie linii atomowych cynku, znalezione przez M o h a m m a d a i S h a r m ę<sup>1)</sup>. Również w celu wyjaśnienia poruszanych zagadnień oraz oddzielenia zjawiska magnetycznego rozszczepienia od elektrycznego przesunięcia byłoby rzeczą pożądaną przeprowadzenie badań nad zjawiskiem Z e m a n a we wspomnianych widmach pasmowych.

Na zakończenie pragnę gorąco podziękować memu Kierownikowi, Panu Profesorowi C z. B i a ł o b r z e s k i e m u, za życzliwe zainteresowanie niniejszą pracą, a także wielką serdeczność, z jaką zawsze się do mnie odnosił.

*Pracownia Fizyczna Towarzystwa Naukowego Warszawskiego.*

Rękopis otrzymany dn. 22 października 1931.

---

<sup>1)</sup> W. M o h a m m a d i P. N. S h a r m a, Phil. Mag. 12, 726, 1931.