CoKon0004

A KONKOLY-ALAPÍTVÁNYÚ BUDAPEST-SVÁBHEGYI M. KIR.
ASZTROFIZIKAI OBSZERVATÓRIUM CSILLAGÁSZATI ÉRTEKEZÉSEI
I. kötet. 4. füzet.

A NO ÉS CO^+ MOLEKULA $^2\Sigma - {}^2\Pi$ SÁVJAINAK ZEEMAN-EFFEKTUSA

BALÁZS JÚLIA

BUDAPEST 1935

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

CoKon0004

Sárkány Nyomda R.-T. Budapest, VI., Horn Ede-utca 9. Tel.: 221—90.
Igazgatók: Dr. Wessely Antal és Wessely József.

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

CoKon0004

Pogány és Schmid,[1] valamint Schmid[2]-nek a NO β és γ sávjain észlelt Zeeman-effektusról szóló értekezéseinek megjelenésekor a dublettsávok Zeeman-effektusának elmélete még hiányzott. Így ezen értekezések szerzői csupán a kísérleti eredmények közlésére szorítkozhattak és néhány általánosabb megjegyzésre a mágneses térnek a sávok vonalaira gyakorolt hatására vonatkozólag. Körülbelül ugyanebben az időben közölték Crawford és Almy[3] a MgH és Watson és Perkins[4] pedig a ZnH $^2\Pi$ — $^2\Sigma$ sávjain észlelt Zeeman-effektus kísérleti eredményeit.

1929-ben megjelent azonban Hill[5] dolgozata, amely a matrixmechanika felhasználásával egész általánosságban tárgyalta a mágneses tér perturbáló hatását a molekulák dublett termjeire. Hill számításainak eredménye dolgozatának (22)-es képletében van kifejezve, amely szerint

$$W_{1\,2}\,(K,\,M) = \frac{B}{2}\left[(\varepsilon_1 + \varepsilon_2) \pm \left\{(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2 + \delta^2\right\}^{1/2}\right] \quad \ldots (1)$$

ahol a betűk a következő mennyiségeket jelölik:

Legyenek a kétatomú molekula μ_1 és μ_2 tömegű magjai egymástól r távolságban. Ekkor a közös súlypontban a magokat összekötő (internukleáris) tengelyre merőleges tengely körül a molekula tehetetlenségi nyomatéka $I = \mu r^2$, ahol $\mu = 1/\ \frac{1}{\mu_1} + \frac{1}{\mu_2}$ (effektív tömeg). A $h^2/8\,\pi\,c\,I$ mennyiséget (az

[1] B. Pogány und R. Schmid: Z. S. f. Phys. *49*, 162, 1928.
[2] R. Schmid, Z. S. f. Phys. *59*, 42, 1929.
[3] F. H. Crawford and G. M. Almy, Phys. Rev. *33*, 1084, 1929.
[4] W. W. Watson and B. Perkins, Fr. Phys. Rev. *30*, 592, 1927.
[5] E. L. Hill, Phys. Rev. *34*, 1507, 1929.

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

CoKon0004

úgynevezett rotációs állandót) B-vel jelöljük. Legyen a külső mágneses tér erőssége H; e térerősséghez tartozó Lorentz-féle normál-triplett felbontását $\Delta\nu_n$-el jelölve,

$$\Delta\nu_n = \frac{e}{4\pi m c^2} H = 4.7 \,.\, 10^{-5} H \text{ (Gauss)}$$

Jelöljük a magok rotációjából származó impulzusnyomatékot N^*-gal, az elektronhéj forgásából származó impulzusnyomatékot L^*-gal, az elektronspinek eredőjét S^*-gal. Mint az elmélet kimutatja,[6] N^* és L^* eredője: K^* mindíg quantumozva van. Ezen eredőhöz tartozó $K = 2\pi / h \,.\, K^*$ quantumszámot, amely mindíg egész szám, nevezzük a továbbiakban a rotációs quantumszámnak. Quantumozottnak tekinthető K^* és S^* eredője is. Ezen eredőhöz tartozó quantumszámot a teljes impulzus quantumszámának nevezzük és J-vel jelöljük. Az elméletből következik az is, hogy valamely J értékhez K-nak mindíg két értéke tartozik:

$$J = K + {}^1/_2, \text{ ill. } J = K - {}^1/_2,$$

a szerint, hogy S^* a K^*-hoz képest parallel vagy antiparallel helyzetet vesz fel. Dublettsávok esetében ugyanis $S^* = \frac{h}{2\pi} \, {}^1/_2$.

A teljes impulzusnyomaték külső H mágneses tér jelenlétében irányquantumozást szenved. Ehhez tartozó quantumszám az M mágneses quantumszám:

$$M = J, \; (J-1) \ldots\ldots \; -(J-1), \; -J$$

Az 1. formula baloldalán a dubletterm mint K és M függvénye áll. A jobboldalon szereplő ε_1, ε_2, δ függvények jelentése pedig a következő:

Jelöljük L^* vetületét az internukleáris tengely irányára Λ^*-al. Az elmélet szerint ez mindíg quantumozva van, tehát $\Lambda^* = \frac{h}{2\pi} \Lambda$, ahol Λ mindíg egész szám. Ha Λ értéke 0, 1, 2,. . .,

[6] L. pl. E. L. Hill and J. H. van Vleck, Phys. Rev. 32. 250, 1927.

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

akkor Σ, Π Δ.... termekről beszélünk. Nyilvánvaló, hogy K legkisebb értéke épen Λ kell, hogy legyen.

Jelöljük a dublett-term két komponensének a zérus rotációhoz (vagyis $K = \Lambda$-hoz) tartozó különbségét A-val. Ezen termdifferencia és a B rotációs állandó hányadosa: $\lambda = \frac{A}{B}$ az a paraméter, amely megadja, hogy a szóbanforgó dublett-term a Hund-féle a) és b) határesetek ($\lambda = \infty$, ill. $\lambda = 0$) melyikéhez esik közelebb.

Jelöljük továbbá:

$$\beta = \frac{\Delta \nu_n}{B} \cdot \frac{M}{J(J+1)}, \text{ és}$$

$$\tau(J, M) = \left\{(2J+1)^2 (1-\beta)^2 + \Lambda^2 (\lambda+\beta)(\lambda - 4 + 5\beta)\right\}^{1/2}$$

$$\omega(J, M) = \left\{(2J+1)(1-\beta) - \Lambda^2 (\lambda+\beta) / (J+1/2)\right\}$$

akkor

$$\delta = \frac{2\Delta\nu_n}{B} \left\{\frac{(K+1/2)^2 - M^2}{(K+1/2)^2}\right\}^{1/2} \times$$

$$\times \left[\left\{\frac{\tau(K+1/2) + \omega(K+1/2)}{2\tau(K+1/2)}\right\}^{1/2} \left\{\frac{\tau(K-1/2) + \omega(K-1/2)}{2\tau(K-1/2)}\right\}^{1/2} \times \right.$$

$$\times \left\{1 - \frac{\Lambda^2}{2K(K+1)}\right\} +$$

$$+ \left\{\frac{\tau(K+1/2) + \omega(K+1/2)}{2\tau(K+1/2)}\right\}^{1/2} \left\{\frac{\tau(K-1/2) - \omega(K-1/2)}{2\tau(K-1/2)}\right\}^{1/2} \times$$

$$\times \left\{\frac{(K^2 - \Lambda)^2 \Lambda^2}{4K^2}\right\}^{1/2} -$$

$$- \frac{\tau(K+1/2) - \omega(K+1/2)}{2\tau(K+1/2)}\Bigg\}^{1/2} \left\{\frac{\tau(K-1/2) + \omega(K-1/2)}{2\tau(K-1/2)}\right\}^{1/2} \times$$

$$\left. \times \left\{\frac{[(K+1/2)^2 - \Lambda^2]\,\Lambda^2}{4(K+1)^2}\right\}^{1/2}\right]$$

CoKon0004

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

CoKon0004

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{B}\left[f\,(K+{}^1/_2, M) - \frac{B}{2}\tau\,(K+{}^1/_2, M)\right]$$

$$\varepsilon_1 = \frac{1}{B}\left[f\,(K-{}^1/_2, M) + \frac{B}{2}\tau\,(K-{}^1/_2, M)\right]$$

ahol[7]

$$f\,(K-{}^1/_2, M) = B\left\{K^2-\Lambda^2+\frac{\Delta\nu_n}{B}\cdot\frac{M\,(\Lambda+{}^1/_2)}{K^2-{}^1/_4}\right\}$$

Az 1) képletben a K_1-hez tartozó W_1-et a + jel adja, ha $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$. Ha viszont $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$, akkor W_1-nek a — jel felel meg.

Almy és Crawford bizonyították be,[8] hogy Hill formulája a MgH $^2\Pi \rightarrow \Sigma^2$ sávjának Zeemann-effektusára alkalmazható. Ez adta az impulzust jelen munka megkezdésére. Cél volt ugyanis Pogány és Schmid említett értekezéseiben foglalt tapasztalati adatoknak a Hill-féle formula alapján végzett számítások eredményével való összehasonlítása. Csakhamar kiderült azonban, hogy a számított effektus az észleltnél sok tekintetben egyszerűbb. Mint a fentiek mutatják, a képlet kiszámítása és a számított eredményeknek az észleltekkel való összehasonlítása bonyodalmas és fáradságos feladat. Nehogy az eredményekbe számítási hiba csússzék be, egyidejűleg végeztük a számítást a NO és MgH termjeire, és így a számítás minden lépése ellenőrizhető volt azáltal, hogy a MgH-re kapott eredményeink az Almy és Crawford számjaival egyezett.[9] Mivel a NO-ra számított eredmények több-kevesebb analógiát mutatnak a MgH-re számítottakkal, így mindjárt szembetűnőbb volt ez a különbség, ami a NO-nál és a MgH-nél az észlelt és számított eredmények között felmerült.

[7] Hill értekezésében a megfelelő (20-as) formulában a B faktor sajtóhiba következtében $\frac{\tau}{2}$ mellől hiányzik.

[8] G. M. Almy and F. H. Crawford, Phys. Rev. *34*, 1517, 1929.

[9] Hálás köszönetünket kell itt nyilvánítanunk Mr. Almy-val szemben, aki saját számításai egy részének rendelkezésre bocsátásával munkánkat jelentékenyen megkönnyítette.

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

CoKon0004

A számítások alapjául a következő molekuláris állandók szolgáltak:

MgH : $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$, a $^2\Pi$ termen $B = 6{,}1$ cm^{-1}, és $\lambda = 5{,}7$
NO : γ sávok, $^2\Sigma \rightarrow {}^2\Pi$, a $^2\Pi$ termen $B = 1{,}70$ és $\lambda = 73{,}0$
NO : β sávok, $^2\Pi \rightarrow {}^2\Pi$, a kezdő termen $B = 1{,}12$ és $\lambda = 28{,}6$, míg a végterm a γ sávok végtermjével azonos.

$^2\Sigma$ term Zeemann felbontása az (1) képlet szerint igen egyszerű. Ez esetben ugyanis $\Lambda = 0$, valamint $\lambda = 0$, és így

$$W_{1,2}\ (K,\ M) = B\,.\,K\,(K+1) \pm \Delta\nu_n \ldots\ldots \quad (2)$$

Ez azt jelenti, hogy a rotációs quantumszámtól, K-tól függetlenül a $^2\Sigma$ term a mágneses tér hatására két olyan komponensre bomlik, melyek mindegyike a térnélküli termtől ugyanolyan $\Delta\nu_n$-nyi, vagyis egymástól $2\,\Delta\nu_n$-nyi távolságra vannak, mind a MgH, mind a NO esetében.

A $^2\Pi$ termek felbomlása sokkal komplikáltabb. Itt B és λ helyébe a megfelelő 1,70, 1,12, 73,0, illetve 28,6 értékeket kell helyettesítenünk. Itt már nem választhatók külön a térerősséget, vagyis $\Delta\nu_n$-t nem tartalmazó tagok. A számítást $H = 28400$ Gaussra végeztük. Mint M definíciójából következik, minden J ill. K értékhez M-nek $2J+1$ értéke tartozik. Így az (1) formulában szereplő $W_{1,2}$ (K, M) kifejezés tulajdonképen $2J+1$ számú értéket jelent. Az 1 ill. 2 indexszel megkülönböztetett és egyenként $2J+1$ értéket magukba foglaló csoportok felelnek meg a dublett két komponensének. Kiválasztva már most az egyik ilyen $2J+1$ tagból álló csoportot, ezek egy bizonyos intervallumot fognak át, amelynek két határát az M szélső értékeihez, J-hez tartozó termek képezik. Viszont az $M = 0$ hipotétikus quantumszámhoz tartozó érték adja a felbontott term súlypontját. Továbbá: az 1 és 2 indexű (parallel és antiparallel spinálláshoz tartozó) csoportokban az $M_1 = 0$ és $M_2 = 0$-hoz tartozó két term különbsége játszák a Zeeman-termek szempontjából a térnélküli term dublett felbontásának szerepét. Az (1) képletből könnyen belátható, hogy ilyen szempontból elsősorban a δ^2 mennyiség jön tekintetbe. Ha ugyanis $\delta^2 = 0$, úgy az (1) képlet a következő egyszerű alakot ölti:

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

CoKon0004

		δ^2						$[\varepsilon_1-\varepsilon_2]^2$					
		K=2	K=5	K=14	K=10	K=15	K=28	K=2	K=5	K=10	K=14	K=15	K=28
MgH B=3.1	M = +J			0.025			0.013				0.057		0.122
	M = O			0.188			0.193				0.025		0.008
	M = −J			0.025			0.013				0.325		0.262
NO B=1.12	M = +J			0.568			0.33				49.21		6.65
	M = O			4.62			5.52				72.42		23.52
	M = −J			0.568			0.33				106.09		49.70
NO B=1.79	M = +J			0.224			0.11				2232.56		1195.61
	M = O			1.167	0.96		1.73				2272.43		1223.60
	M = −J			0.224			0.11				2317.46		1158.04
CO^+ B=1.52	M = +J	0.409	0.247			0.100		6177.96	5378.75	4245.82		3369.86	
	M = O	0.64	0.75			0.84		6274.22	5447.91	4309.92		3433.96	
	M = −J	0.409	0.247			0.100		6374.42	5511.57	4375.82		3498.78	

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

CoKon0004

$$(3) \ldots W(J, M) = B \left\{ (J+{}^1/_2)^2 - \Lambda^2 + \beta\,(\Lambda^2 + {}^1/_2) \right\} \pm$$

$$\pm\, {}^1/_2 \left[(2J+1)^2 (1 - \beta^2 + \Lambda^2 (\lambda + \beta)\ (\lambda - 4 + 5\beta) \right]^{1/2}$$

Ha még ebben $M = 0$,, úgy per definitionem $\beta = 0$, vagyis a mágneses teret tartalmazó tagok kiesnek, ami annyit jelent, hogy még mágneses tér esetében is a termek súlypontja változatlan marad. Összehasonlítás kedvéért álljon itt K néhány értékéhez tartozó δ értéke. (1. táblázat.)

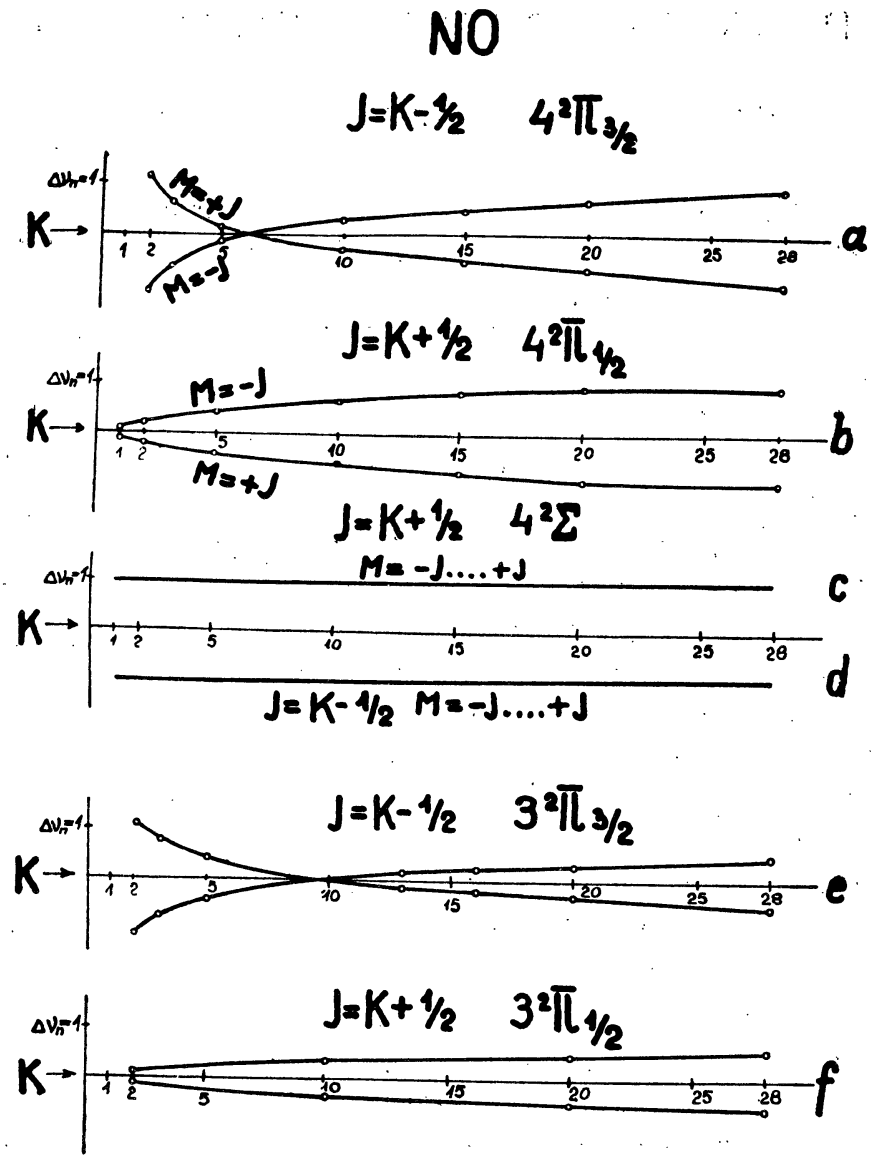
Mint látható, a δ^2 értékek többnyire igen kicsinyek, és így az (1) és (3) formula alapján számított értékek olyan kis eltéréseket mutatnak, melyek az ultraibolya spektrálvidéken fekvő NO γ és β sávok tartományában alig észlelhetők.

Az 1. ábra tünteti fel a NO két $^2\Pi$ és egy $^2\Sigma$ termjén a W_1 ill. W_2 két szélső értékének változását, mint a rotációs quantumszám függvényét. A fentiek értelmében a $^2\Sigma \pm {}^1/_2$ termek „szélessége" zérus, míg a $^2\Pi_{1/2}$ termeké előbb csökken, majd ismét nő, $^2\Pi_{3/2}$ termeké pedig monoton nő.

Ha már most a $^2\Sigma \rightarrow {}^2\Pi$ (B=1,70) átmenet Zeeman-effektusát tekintjük, úgy lehetségesek a c→e, c→f, d→e, d→f kombinációk. Ezek közül a c→e és a c→f átmenetek képezik a $^2\Sigma \rightarrow {}^2\Pi_{3/2}$ sávrendszert, míg a d→e és d→f átmenetek a $^2\Sigma \rightarrow {}^2\Pi_{1/2}$ sávrendszert. Bármelyik rendszerben bármely K értékhez tehát két Zeeman-komponens-csoport tartozik. Minden csoport 2J+1 vonalat tartalmaz. A vonalcsoportok súlypontjai a térnélküli vonalaktól jobbra—balra $\pm \Delta\nu_n$ távolságban, egymástól tehát függetlenül a rotációs quantumszámtól $2\Delta\nu_n$ távolságban vannak. Ha pedig meggondoljuk, hogy az 1 cm^{-1} távolság a 3000 Å vidéken, ahol a NO sávok vannak, csupán kb. 0,1 Å egységet jelent, ami viszont az észlelésre használt eszközök diszperzióját, kb. 2,5 Å pro lemezmillimétert tekintetbe véve kb. 0,04 mm-t ad a fényképen, akkor természetesnek kell tartanunk, hogy ezen kis intervallumon belül semmiféle struktúrát nem észlelhetünk. Legfeljebb arra számíthatunk, hogy olyan K értékeknél, ahol a két szélső, $M = \pm J$-hez tartozó term különbsége nagy, ott a tényleg észlelt vonalszélesség is nagyobb lehet. Természetesen az észlelt egyetlen színkép vonal tulajdonképen

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

CoKon0004



2J+1 komponens vonal szuperpozíciója. Egy ilyen vonalcsoporton belül fellépő intenzitás-eloszlásról az irodalomban semmi sem található ugyan, de a vonalas színképek és a szingulettsávokra számított és kísérletileg is igazolt eredményekhez analóg módon a jelen esetben várható, hogy az intenzitáseloszlás súlypontja egybeesik a vonal súlypontjával. Sőt az is valószínű, hogy az intenzitás sűrűsödni fog a termsúlypont körül. Végeredményben a számítások alapján minden térnélküli vonal helyén két többé-kevésbbé széles vonalat várhatunk, melyek egymástól $2\Delta\nu_n$ távolságra vannak. A tapasztalat tény-

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

CoKon0004

leg az, hogy minden sávvonal két komponensre bomlik a mágneses tér hatására, azonban a komponensek távolsága kisebb, mint $2\Delta\nu_n$ és csupán a $K=0$ helyre extrapolált Zeeman-felbomlás látszik elérni a teoretikus $2\Delta\nu_n$ értéket. Megállapítható még, hogy azonos, sőt még a közel azonos rotációs quantumszámú, de különböző ágakhoz tartozó sávvonalak felbomlása sem ugyanaz. Általában mind az 1 mind a 2 indexű rendszerben legnagyobb a felbomlás az R′, valamivel kisebb az R, és még kisebb a Q ágakban.

Ha már most a számított és észlelt eredmények között tapasztalt eltérés okát keressük, legkézenfekvőbbnek látszik az a feltevés, hogy a felbontásnak a rotációs quantumszámmal való csökkenését, valamint a különböző ágakban egymástól való eltérését talán annak a körülménynek lehet betudni, hogy a számítás a $^2\Sigma$ term Zeemann-felbomlását valamely körülmény elhanyagolásával a rotációs quantumszámtól függetlenül $\pm\Delta\nu_n$-nek vette. Hill idézett értekezésében tényleg elhanyagolja azt a körülményt, hogy a $^2\Sigma$ term még akkor is mutathat multiplicitást, az ú. n. ϱ-típusú dublettet, ha mágneses tér nincs jelen. A Hill-formula ezen fogyatékosságát pótolták is következőképen:[10]

Ha a parallel és antiparallel spinálláshoz tartozó két term különbségét (természetesen 0 külső mágneses tér esetében) ν_0-val jelöljük (amely ν_0 általában a rotációs quantumszámmal arányos) és rövidség okából jelöljük: $\alpha = \frac{M}{K+{}^1/_2}$, úgy

$$W_{1,2}(K, M) = \pm\frac{1}{2}\left(\nu_0^2 + 4\,\alpha\,\nu_0\,\Delta\nu_n + 4\Delta\nu_n^2\right)^{1/2} \qquad (4)$$

ahol $W_{1,2}(K, M)$ a térnélküli $W_{1,2}(K)$ termtől számítódik.

Oly $^2\Sigma$ termeknél, ahol a ϱ-típusú dublett elég nagy, mint pl. a következő molekulákban: OH, ZnH, CdH, ($\nu_0=0{,}22$, $0{,}223$ ill. $0{,}592\ cm^{-1}$) a (4) formulának a tapasztalattal való egyezését Almy[10] és Watson[11] ki is mutatták. A NO $^2\Sigma$ termjén azonban ν_0 az észlelés lehetőségén kívül marad. Még magas rotációs

[10] G. M. Almy, Phys. Rev. *35*, 1495, 1930.
[11] W. W. Watson, Phys. Rev. *36*, 1134, 1930.

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

CoKon0004

quantumszámú vonalak sem mutattak duplicitást.[12] Ebből arra következtethetünk, hogy ν_0 nagyságrendje legfeljebb 0,01 cm^{-1} körül lehet. Ebben az esetben viszont a (4) formula praktice $\pm\Delta\nu_n$-be megy át, vagyis az esetleges ϱ-típusú dublettet is figyelembe véve a (2) alapján számított eredményünk az észlelhetőség határain belül nem változott.

A vizsgálat ezen fázisba érkezvén nem maradt más hátra, mint a kísérleti adatokból kiindulva valami olyan feltevést keresni, mely a számított és mért eredmények közötti eltérést magyarázhatná. Mivel azonban Pogány és Schmid dolgozatában a NO γ-sávok 8 ága közül csupán a legerősebb 4-re vannak különböző rotációs quantumszámra adatok, de ezek is csak egy sávtól származnak, szükségesnek látszott az adatok szaporítása. Sajnos több hónapi kísérletezés után sem sikerült lényegesen jobb eredményekre jutni, mivel az intézet eszközei nem nyujthattak jobb felbontást a kérdéses spektrálvidéken. Kapóra jött azonban az a körülmény, hogy Schmidnek a chicagoi Ryerson-laboratóriumban a CO_2-sávok Zeeman-effektusát feltüntető és egy nagy Rowland-rácson készített felvételein az ionizált CO^+ molekula sávjai is megjelentek. Ezen szintén dublett-sávok termjei a molekuláris állandókat illetőleg a NO termjeihez igen közel állanak és így feltehető volt, hogy Zeeman-effektusuk is hasonló lesz, amit a tapasztalat tényleg igazolt.[13]

A CO^+-nak ú. n. üstökösfarksávjai $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$ átmenetből származnak és 4500 Å körüli spektrálvidéken találhatók, mely vidék sokkal alkalmasabb a Zeeman-effektus észlelésére, mint a NO γ-sávok 2500 Å körüli vidéke. A $^2\Sigma$ term itt sem mutat mérhető ϱ-típusú dublettet[14] és a $^2\Pi$ term állandói közel esnek a NO megfelelő állandóihoz.

NO γ, $^2\Sigma \rightarrow {}^2\Pi$, $^2\Sigma$ termen $\nu_0=0$, $^2\Pi$ termen $B=1{,}70$ cm^{-1}, $\lambda=+73$
CO^+ $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$, $^2\Sigma$ termen $\nu_0=0$, $^2\Pi$ termen $B=1{,}58$ cm^{-1}, $\lambda=-80$

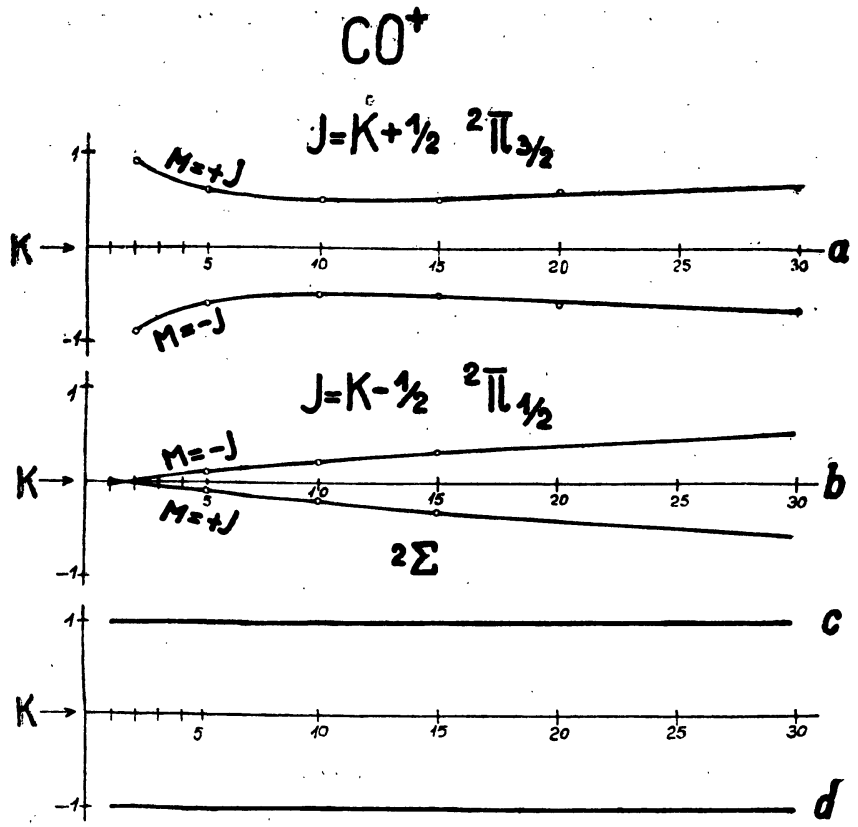
[12] L. pl. M. Guillery, Z. S. f. Phys. *42*, 121, 1927, vagy R. Schmid, u. o. *64*, 84, 1930.

[13] R. Schmid u. L. Gerő, Z. S. f. Phys.

[14] D. Corter, H. H.

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

CoKon0004



Az (1) formulában szereplő δ^2 értékek a CO^+ $^2\Pi$ nívójára vonatkozólag az 1. táblázat rovatában vannak feltüntetve. Mint látható, δ^2 itt is jóval kisebb, mint a MgH esetében és az (1) formula praktice a (3)-ba megy át. Általában, ha λ paraméter nagy, akkor rendszerint a δ értéke elhanyagolható.

Az 1. ábrához hasonlóan a 2. ábra az üstökösfarksávok termjeinek Zeeman-effektusát tünteti fel. A γ sávokkal szemben csak az a lényeges különbség, hogy mivel a CO^+ $^2\Pi$ termje invert, a $^2\Pi_{3/2}$ Zeeman-term két széle ($M = \pm J$) nem metszi egymást. Nagyobb rotációs quantumszámoknál a NO és a CO^+ Zeeman-termek „szélessége" közel egyenlő és így a számított effektus is teljesen analógnak adódik. A vonal szélessége szempontjából mindenesetre azt kell várnunk, hogy a NO sávvonalak közül azok, amelyek az átmetszés helyéhez közeleső rotációs quantumszámokhoz tartoznak, keskenyebbek lesznek, mint a többi vonalak. Sajnos az Intézetben készített felvételeken ilyen finomságok már nem észlelhetők, tekintve, hogy a vonalak átlagos szélessége az autokollimációs prizmás spektrográfoknál

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

CoKon0004

szokásos elrendezés folytán a ténylég használt 0,005, 0,007 mm résszélesség a ferde projekció miatt kb. 0,03—0,02 mm széles képet adott még a legélesebb vonalról is. Már pedig mint láttuk, a NO $^2\Pi$ termjének egész „kiszélesedése" kb. 0,5—1,0 cm^{-1} még $H \doteq 23400$ Gauss mágnestér esetében is, a lemezen tehát szintén csak 0,02—0,04 mm-t tesz ki.

Ami már most a CO^+ $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$ sávok Zeeman-effektusát illeti, teljes egyezés tapasztalható a NO γ-sávokkal. Ha u. i. a Pogány—Schmid-dolgozatban használt régebbi jelölést az internacionálisan használt újabb jelölésre átírjuk, a következő schema szerint:

régi				
P_1 (m)	$^2\Pi_{1/2}$	$^OP_{1,2}$	$(m+{}^1/_2)$	
Q_1 (m)		P_2	$(m-{}^1/_2)$	$+\ {}^PQ_{1,2}$ $(m-{}^1/_2)$
R_1 (m)		Q_2	$(m-{}^3/_2)$	$+\ {}^QR_{1,2}$ $(m-{}^3/_2)$
R'_1 (m)		R_2	$(m-{}^5/_2)$	
P_2 (m)	$^2\Pi_{3/2}$	P_1	$(m+{}^1/_2)$	
Q_2 (m)		Q_1	$(m-{}^1/_2)$	$+\ {}^QP_{1,2}$ $(m-{}^1/_2)$
R_2 (m)		R_1	$(m-{}^3/_2)$	$+\ {}^RQ_{1,2}$ $(m-{}^3/_2)$
R'_2 (m)		$^SR_{1,2}$	$(m-{}^5/_2)$	

úgy Pogány és Schmid 1. táblázatában foglalt és a 2477 Å NO γ sávokra vonatkozó mágneses vonalfelbontások teljes analógiát mutatnak Schmid és Gerő 1. táblázatában foglalt és CO^+ $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$ sávokra érvényes adatokkal mind a felbontásnak a rotációs quantumszám növekedésével kapcsolatos csökkenését, mind azt a tényt illetőleg, hogy ugyanazon rotációs quantumszám mellett a $^2\Pi_{3/2}$ rendszer és egy rendszeren belül és azonos rotációs quantumszám mellett is a felbontás a legnagyobb az R_2, ill. $^SR_2$ ágban, kisebb a $(Q_2+{}^QR_{1,2})$ ill. $(R_1+{}^RQ_{2,1})$, még kisebb a $(P_2+{}^PQ_{1,2})$ ill. $(Q_1+{}^QP_{2,1})$ és legkisebb az $^OP_{1,2}$ ill. P_1 ágakban.

A CO^+ $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$ sávvonalak Zeeman-effektusára vonatkozó adatok részben sokkal szélesebb körűek, amennyiben több sávon és többféle térerősségnél figyeltettek meg, másrészt sokkal pontosabbak mind a szerencsésebb spektrálvidék, mind a

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

CoKon0004

használt eszköz tekintetében. Azonfelül Schmid és Gerő a tekintetbejövő hibaforrásokat gondosan mérlegelik. Ilyenformán teljesen indokoltnak látszik, hogy a számított és észlelt Zeeman-felbontások közötti eltérés okát keresve, Schmid és Gerő 2. ábrájából induljunk ki. A levont következtetések egyaránt vonatkozhatnak mind a NO γ, mind a CO^+ $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$ sávokra is.

Ha a kezdőállapot rotációs quantumszámát K'-val, a végállapotét K''-vel jelöljük, úgy

$$
\begin{aligned}
K'-K'' &= +2 \ldots\ldots\ldots \text{ az } {}^SR_i \\
&= +1 \ldots\ldots\ldots \text{ az } R_i \text{ és } {}^RQ_i \\
&= 0 \ldots\ldots\ldots \text{ a } Q_i \text{ és } {}^QP_i \text{ vagy } {}^QR_i \\
&= -1 \ldots\ldots\ldots \text{ a } P_i \text{ és } {}^PQ_i \\
&= -2 \ldots\ldots\ldots \text{ az } {}^OP_i \text{ ágakban.}
\end{aligned}
$$

A Zeeman-felbontás nagyságának a különböző ágakban a fentebb vázolt szukcesszíve különböző volta, mint látható, teljesen analóg a (K'—K'') különbség értékének a különböző ágakban való alakulásával, amennyiben nagyobb (K'—K'')-höz tartozó ágakban az észlelt Zeeman-felbontásnak a számítottól való eltérését (tehát a görbék pontjainak a 2 ordináta magasságában húzott vízszintes egyenestől való távolságát) x-el jelöljük, úgy nyilvánvalóan x értéke egyrészt függ a (K'—K'') különbségtől, másrészt J-vel együtt nő. Ezenkívül még a $^2\Pi_{3/2}$ rendszerbe tartozó x-értékek körülbelül 0,2-del nagyobbak a $^2\Pi_{1/2}$ rendszer megfelelő x-einél.

Hogy az észlelt dublettfelbontások a számítottól való eltérése növekedő J-vel növekszik, azt a jelenleg tárgyalt NO γ és CO^+ $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$ sávokon kívül a CaH 7000 Å-nél fekvő $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$ sávjának P és R ágain Watson és Bender is észlelték.[15] Ugyanők tapasztalták azt is, hogy a $^2\Pi_{1/2}$ és a $^2\Pi_{3/2}$ rendszerbe tartozó sávvonalak különböző effektusokat mutatnak. Ezen CaH $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$ sáv kezdő $^2\Pi$ termjéről ismeretes, hogy rajta az ú. n. Λ-típusú dublett meglehetős nagy. A Λ-típusú dublett, mint azt az elmélet kívánja és a tapasztalat is igazolja,[16] különböző egyrészt a

[15] W. W. Watson and W. Bender, Phys. Rev. *35*, 1513, 1930.
[16] L. pl. R. S. Mulliken and A. Shristy, Phys. Rev. *38*, 87, 1931.

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

CoKon0004

$^2\Pi_{1/2}$ ill. $^2\Pi_{3/2}$ termeken, másrészt növekedő rotációs quantumszámmal természetszerűleg növekszik. Hill levezetése viszont figyelmen kívül hagyja a Λ dublett befolyását a Zeeman-termekre. Így tehát eléggé plauzibilisnek tűnik az a feltevés, hogy a CaH sávon tapasztalt eltérések a Hill-féle számítások eredményétől jórészben a Λ dublettnek tulajdoníthatók.

(A CaH sáv Zeeman-effektusával kapcsolatban észlelt bizonyos intenzitás-anomáliák azonban, amelyekhez hasonlókat sem a NO γ, sem a CO^+ $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$ sávokon nem lehet tapasztalni, a CaH molekula meglehetősen instabil voltának betudható ú. n. szétkapcsolódási jelenségekkel jól magyarázhatók.[17]

Az NO γ és CO^+ $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$ sávok esetében azonban még a Λ dublett segítésül vétele mellett sem tudunk számot adni a számított és észlelt Zeeman-effektus eltéréséről. U. i. mindkét esetben a $^2\Pi$ termen a Λ dublett jóformán mérhetetlenül kicsi. Ha a Λ dublett nagyságát a $p(J+1)$ kifejezéssel adjuk meg, úgy p értéke a következőkép adódott a szóbanforgó három esetben.

CaH .... —0.7, NO .... 0,02, CO^+ 0,003,

vagyis mind a NO, mind a CO^+ sávok esetében a dublett még elég nagy rotációs quantumszám mellett sem ér el számottevő értéket.

Az elmondottak arról látszanak meggyőzni, hogy a NO γ és a CO^+ $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$ sávjain észlelt Zeeman-effektus csak részben magyarázható meg ú. n. elsőrendű effektusokkal, amilyen a Hill-féle levezetés eredményéül adódó $2\Delta\nu_n$. Hogy azonban megvizsgálhassuk a számbajöhető másodlagos effektusokat, szükségesnek mutatkozik a tiszta empírikus adatokat úgy transzformálni, hogy azok külön-külön mutassák a szóbanforgó sávoknál szereplő három term, a $^2\Pi_{1/2}$ és a $^2\Pi_{3/2}$ kezdő, ill. a $^2\Sigma$ végállapotra vonatkozó effektusokat. Mivel a táblázat maguknak a sávvonalaknak Zeeman-effektusát tartalmazza, célszerűnek látszik úgy eljárni, ahogy a sávvonalakból a termeket szokás meghatározni, vagyis alkalmazni a kombináció-differenciaképzés

[17] W. W. Watson, Phys. Rev. *39*, 270, 1932.

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

CoKon0004

szabályait nem a vonalakra, hanem a vonalak mágneses felbontására.

A $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$ sáv kombináció-differenciái tekintetbe véve a $^2\Pi$ term invert voltát is, a következők:

$$^2\Pi_{1/2} \ldots\ldots \quad R_2(J) - Q_2(J) = {}^RQ_{2\,1}(J+1) - {}^QP_{2\,1}(J+1) = \Delta_1 T_2(J+{}^1/_2) + Z_2(J)$$

$$^SR_{2\,1}(J) - {}^RQ_{2\,1}(J) = Q_2(J+1) - P_2(J+1) = \Delta_1 T_2(J+{}^1/_2) - Z_2(J+1)$$

$$^2\Pi_{3/2} \ldots\ldots \quad R_1(J) - Q_1(J) = {}^PQ_{1\,2}(J+1) - {}^OP_{1\,2}(J+1) = \Delta_1 T_1(J+{}^1/_2) + Z_1(J)$$

$$^QR_{1\,2}(J) - {}^PQ_{1\,2}(J) = Q_1(J+1) - P_1(J+1) = \Delta_1 T_1(J+{}^1/_2) - Z_1(J+1)$$

$$^2\Sigma \ldots\ldots \quad R_1(J-1) - P_1(J+1) = {}^SR_{2\,1}(J-1) - {}^QP_{2\,1}(J+1) = \Delta_2 T_1(J)$$

$$R_2(J-1) - P_2(J+1) = {}^QR_{1\,2}(J-1) - {}^OP_{1\,2}(J+1) = \Delta_2 T_2(J)$$

Δ_1 két szomszédos, Δ_2 két olyan $T_{1\,2}(J)$ rotációs term differenciáját jelenti, amelyek a rotációs quantumszám egy, ill. két egységében különböznek. Az 1 és 2 indexű tagok különbségei a spindublettet adják, míg a Z (J) a Λ-típusú dublettet szolgáltatja.

Mivel a szóbanforgó CO^+ $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$ sávban a $^2\Sigma$ termen a ϱ-típusú dublett igen kicsi, vagyis itt $T_1(K) = T_2(K)$, azért bizonyos ágak egybeesnek és így az egymástól független kombinációk száma kisebb.

Ha a sávvonalak helyett a Zeeman-dublettek nagyságait kombináljuk egymással, úgy eredményül rotációs termdifferenciák helyett a termek Zeeman-felbontásainak, mint a rotációs quantumszám függvényeinek a differenciáit nyerjük. Az eredményt a 2. táblázatban tüntetjük fel. Mivel a kombináció-differenciák fenti definíciója értelmében az 1. és 2. ill. az 5. és 6., valamint a 9. és 10., úgyszintén a 11. és 12. oszlopban álló sorozatoknak egyenlőknek kellene lenniök, a táblázatban az ezekből vett középértékek sorozatát is megtaláljuk. A középértéktől való eltérés szolgáltatja egyben az egész eljárás pontosságának mértékét is. Viszont a 3. és 4., ill. a 7. és 8. oszlopok különb-

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

	$^2\Pi_{1/2}$				$^2\Pi_{3/2}$	
	$^sR_{21}(J) - {}^rQ_1(J)$	$Q_2(J+1) - P_2(J+1)$	Az 1. 2. oszlopok középértéke	$R_2(J) - Q(J) \equiv \equiv {}^oQ_{21}(J+1) - {}^oP_{21}(J+1)$	$^rQ_{12}(J+1) - {}^oP_{12}(J+1)$	$R_1(J) - Q_1(J)$
J	1	2	3	4	5	6
1/2						
1 1/2						
2 1/2						
3 1/2						
4 1/2				0.02		
5 1/2	0.03	0.08	0.06	0.04		
6 1/2	0.00	0.10	0.05	0 06	0.00	
7 1/2	—0 01	0.03	0.04	0.09	—0.01	0.01
8 1/2	—0.02	0.07	0 02	0.13	—0.01	0.01
9 1/2	—0.02	0.05	0.01	0.14	—0.01	0.02
10 1/2	—0.02	0.03	0.01	0.17	—0.01	0.04
11 1/2	—0.01	0 01	0.00	0.20	0.00	0.06
12 1/2	—0.01	0.01	0 00	0.21	—0.01	0.07
13 1/2	—0.01	0.00	0 00	0.22	—0.02	0.07
14 1/2	—0.02	0.00	—0.01	0.24	—0.02	0.08
15 1/2	—0 03	0.01	—0.01	0.25	—0.02	0.07
16 1/2	—0.05	0.02	—0 01	0.24	—0.03	0.06
17 1/2	—0.05	0.03	—0.01	0.24	—0.01	0.06
18 1/2	—0.06	0.03	—0 01	0.24	0.01	0.06
19 1/2	—0.04	0.04	0.00	0.24	0.03	0.06
20 1/2	—0.02	0.04	0 01	0.23	0.05	0.08
21 1/2	0.01	0.04	0.02	0.22	0.07	0.08
22 1/2	0.03	0 04	0 04	0.21	0.09	0.08
23 1/2	0.06	0 05	0.06	0.21	0 11	0.08
24 1/2		0.06	0.06	0.20		0.07
25 1/2		0.06	0.07	0.20		0.06
26 1/2		0.07	0 08	0.19		0 06
27 1/2		0.08	0.08	0.19		0.06
28 1/2		0.09	0.09	0.18		0.07
29 1/2		0 09	0.09	0.18		0 08
30 1/2		0 09	0.09	0.19		0.08
31 1/2				0.19		0.10
32 1/2				0 21		0.11
33 1/2				0.23		0.11
34 1/2				0.25		
35 1/2				0.25		
36 1/2						

ségei szolgáltatják a kombinációk fenti schemájában szereplő $Z_{1\,2}(J)$-nek megfelelő és a Zeeman-felbomlásnak a Λ-típusú dublett okozta eltéréseit.

Kisebb rotációs quantumszámnál a 3. és 4. oszlopok nagyobb mértékben térnek el egymástól, mint a 7. és 8. oszlopok,

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

CoKon0004

$^2\Pi_{3/2}$		$^2\Sigma$			
Az 5. 6. oszlopok középértéke	$^qR_{12}(J)-{}^pQ_{12}(J) \equiv Q_1(J+1) - P_1(J+1)$	$R_1(J-1) - P_1(J+1)$	$^sR_{21}(J-1) - {}^qP_{21}(J+1)$	$R_2(J-1) - P_2(J+1)$	$^qR_{12}(J-1) - {}^qP_{12}(J+1)$
7	8	9	10	11	12
		0.10	0.05	0.08	
		0.12	0.06	0.12	
0.00	0.10	0.13	0.10	0.17	0.11
0.00	0.12	0.14	0.12	0.20	0.11
0.00	0.12	0.14	0.14	0.22	0.12
0.01	0.11	0.15	0.18	0.24	0.13
0.03	0.12	0.17	0.19	0.27	0.12
0.03	0.11	0.19	0.21	0.25	0.12
0 03	0.12	0.21	0.22	0.24	0 12
0.03	0.13	0.22	0.22	0.26	0.13
0.02	0.13	0.23	0.22	0.28	0.13
0.02	0.14	0.22	0.23	0.29	0.14
0.02	0.13	0.21	0.23	0.30	0.15
0.03	0 12	0.20	0.23	0.32	0.15
0 06	0.10	0.18	0.23	0.33	0.16
0.06	0.09	0.18	0.25	0.33	0.17
0.07	0.08	0.17	0.26	0.33	0.18
0.08	0.08	0 18	0.26	0.32	0.22
0.09	0.09	0.19	0.28	0.31	
0.07	0.10	0.20	0.29	0.30	
0.06	0.12	0.20		0.28	
0.06				0.38	
0.06				0 28	
0.07				0.31	
0 08				0.34	
0.08					
0.10					
0.11					
0.11					

míg a nagyobb J-knél már a 7—8 különbség is erősebben növekszik. Ez a tapasztalat teljesen egyezik a Λ dublett természetével, vagyis, hogy a $^2\Pi_{1/2}$ rendszerekben a Λ dublett nagy, de a rotációs quantumszámmal csak lineárisan nő, míg a $^2\Pi_{3/2}$ rendszerekben kicsi, de viszont K-val négyzetesen nő. Másik ta-

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

CoKon0004

pasztalatunk, hogy a $^2\Pi$ nívókra vonatkozó Zeemann-differenciák jóval alatta maradnak a $^2\Sigma$ termre vonatkozóaknak. Ez arra mutat, hogy a számított $2\Delta\nu_n$ és a mért Zeeman-effektus közötti, K-val egyre növekedő eltérésnek okát főleg a $^2\Sigma$ termnek kell tulajdonítani. Az elmondottak szerint az elsőrendű $2\Delta\nu_n$ hatás mellett még egy másik, K-val növekedő és az elsőrendű effektussal ellenkező előjelű másodrendű effektust is fel kell tételezni. A 2. táblázat alapján a $^2\Sigma$ term ezen másodrendű Zeemann-effektusa első közelítésben a következő empirikus formulával állítható elő:

$$-\Delta\nu_n = 0.07J + 0.009J^2.$$

Olyan a dolog, mintha a mágneses tér hatására a $^2\Sigma$ termnek ϱ-típusú dublettje támadna és pedig negatív ν_0 faktorral. Ez a jelenség bizonyos analógiát mutat a CaH $^2\Sigma \rightarrow {}^2\Sigma$ sávokon tapasztaltakkal.[17] Itt is fel kell tételezni egy ilyen „járulékos" típusú dublettet a Zeeman-effektus értelmezésére. Watson szerint[18] ez azzal indokolható, hogy a külső mágneses térnek a molekula rotációs termjeire való perturbáló hatását követő számítás nem veszi figyelembe, hogy az elektronhéj pályaimpulzusának, L*-nak nemcsak az internukleáris tengely irányába eső Λ^* összetevője léphet a mágneses térrel kölcsönhatásba, hanem az arra merőleges L^*_{perp} összetevője is. Watson szerint az L^*_{perp}-el kapcsolatos mágneses momentum b) esetben — amihez minden $^2\Sigma$ term tartozik — a spin irányában helyezkedik el és azt megszorozva a külső tér erősségével olyan korrekciót nyerünk, melyet hozzáadva ill. kivonva a Hill-féle, csak a spint tekintetbe vevő Zeeman-termből, a tényleg tapasztalható effektus magyarázatát nyerjük. A $^2\Pi$ term esetében azonban más a helyzet. U. i. a $^2\Pi_{1/2}$ rendszerben első közelítésben nincs is mágneses momentum. Hogy a NO $^2\Pi_{1/2}$ termje tényleg diamágneses, azt Bródy, Milner és Schmid[19] bizonyították be. Itt tehát nem kapunk semmi korrekciót. A $^2\Pi_{3/2}$ rendszer azonban kifelé 2 Bohrmagneton nagyságával jelenik meg és itt már várhatunk korrek-

[18] Hálás köszönetünk illeti W. W. Watsont, aki szíves volt külön magánlevélben részletezni az általa végzett számítás elveit.

[19] E. Bródy, T. Milner, u. R. Schmid, Z. S. f. Phys. 68, 395, 1931.

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

CoKon0004

ciót. Ez a következtetés a tapasztalattal tényleg egyezik: A Schmid—Gerő-féle 2. ábrának $^2\Pi_{1/2}$ görbéi tényleg a teoretikus $2\Delta\nu_n$ felé tartanak, míg a $^2\Pi_{3/2}$ rendszerei egy ennél mélyebben fekvő pontból látszanak kiindulni. Végeredményben tehát az empírikusan nyert Zeeman-felbontások analízise révén arra az eredményre jutottunk, hogy a Hill-féle levezetés megfelelő kiegészítése mellett a $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$ CO^+ és $^2\Sigma \rightarrow {}^2\Pi$ NO γ sávok Zeeman-dubblettjeinek távolságai mint a tisztán a spint tekintetbe vevő $2\Delta\nu_n$-felbontás, azután a Λ dublettnek tulajdonítható, ágak szerint különböző effektus, és a L*-vektorral kapcsolatos járulékos dublett szuperpozíciója állítható elő.

Összefoglalás.

Az NO $^2\Sigma \rightarrow {}^2\Pi$ és a CO^+ $^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$ sávokon észlelt Zeeman-effektust összehasonlítottuk az elméleti formulákkal. Kiderült, hogy a meglevő elméleti számítások az észleltnél sokkal egyszerűbb Zeeman-effektust adnak. Az észlelt Zeeman-felbontások beható analízise révén sikerült megmagyarázni a számítás és az észlelés közötti diszkrepancia okait. A kapott eredmények — bár teljesen újszerűek, amennyiben az irodalomban ezen sávok Zeeman-effektusának tárgyalása még nem történt meg — külön-külön teljesen összhangban állanak a molekulatermek természetéről szóló különféle munkák következtetéseivel.

Jelen dolgozat a Kir. József-Műegyetem Fizikai Intézetében készült. Hálás köszönettel tartozom az intézet vezetőjének, Pogány Béla dr. műegyetemi tanár úrnak, aki e munka elvégzését lehetővé tette, valamint Schmid Rezső dr. egyetemi m. tanár úrnak a vizsgálat folyamán nyujtott segítségéért.

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

CoKon0004

Über den Zeemaneffekt der NO_γ und Kometenschweifbanden.

Die von Pogány und Schmid,[1 2] Schmid und Gerő[3] beobachteten Zeemaneffekte der NO_γ (sog. III. pos. Stickstoffgruppe) ($^2\Sigma \rightarrow {}^2\Pi$) Übergang und Kometenschweifbandlinien ($^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$ Banden der ionisierten Kohlenoxyde), lassen sich nicht ohne weiteres auf Grund der von Hill[5] gegebenen Zeemaneffekt-Formeln der Dublettbandenterme deuten. Denn diese sagen für Terme ohne ϱ-type Dublett (wie es in der obenangegebenen Banden eine experimentell bestätigte Tatsache ist) unabhängig von der Rotationsquantenzahl ein magnetisches Dublett mit dem konstanten Dublettabstand

$$2\Delta\nu_n = 2 \,.\, 4,7 \,.\, 10^{-5}\ \mathrm{H}$$

voraus, während die Terme von ihrer Lage zwischen den zwei Hund'schen Extremfällen a) und b) abhängig — ein mehr oder minder assymetrisches Aufspaltungsbild anzeigen sollen und zwar bei der Rotationsquantenzahl J oder K aus 2J+1 oder 2K+1 Komponenten bestehend, mit einer ungefähren Gesamtbreite von $2\Delta\nu_n$.

Die $^2\Pi$-Terme der vorliegenden Banden liegen dem Falle a) nahe, was durch den ziemlich grossen Wert des Kopplungsparameters

$$\lambda = \frac{\text{Dublettabstand } {}^2\Pi_{1/2} - {}^2\Pi_{1/2}}{\text{Rotationskonstante}}$$

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

CoKon0004

bei NO etwa +73, bei CO^+ etwa —80 angezeigt wird. In solchen Fällen ist die Grösse δ^2 in der Hillschen Ableitung (siehe Formel (1) im ungarischen Texte) sehr klein gegen $(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)^2$, (siehe Tab. 1), und es wird daher die magnetische Zusatzenergie der $^2\Pi$-Terme durch die Formel 3 dargestellt.

Der Verlauf der Zeemanterme gibt Figur 1 und 2. Kombiniert man solche $^2\Sigma$ und $^2\Pi$ Terme, so entstehen Aufspaltungsbilder, die in allen Zweigen (Übergänge $J \rightarrow \begin{cases} J+1 \\ J \\ J-1 \end{cases}$, $K \rightarrow \begin{cases} K+2 \\ K+1 \\ K \\ K-1 \\ K-2 \end{cases}$) gemeinsam ein Dublett darstellen. Die Schwerpunkte der einzelnen Komponenten liegen voneinander in der für alle J-Werte, d. h. alle Linien konstanter Entfernung von $2\Delta\nu_n$, die Breiten derselben werden durch die mit J sich ändernden Breiten der $^2\Pi$ Terme (Abstände der Terme mit +M und —M) gegeben.

Wenn man annimmt — wie es von Hill selbst und von den verschiedenen Autoren, die die Richtigkeit der Hillschen Formeln bei verschiedenen Banden (MgH[4], OH[5], CaH[6], NnH[7]) prüften, angenommen wurde — dass die Intensitätsschwerpunkte der Zeemanlinien mit dem Wellenzahlenschwerpunkte derselben übereinstimmen, so lassen sich im Falle der $NO\gamma$ und CO^+ Banden die folgenden Abweichungen zwischen Theorie und Beobachtung feststellen:

1. Nach der Theorie sollen die Linien verschiedener Zweige, aber von derselben Rotationsquantenzahl identische Aufspaltungsbilder zeigen. Die Beobachtung ergibt aber einen gut wahrnehmbaren Gang im Sinne $K+2 > K+1 > K > K-1 > K-2$.

2. Die theoretischen Schwerpunkte aller Linien (Dublette, also von der Rotationsquantenzahl unabhängig) liegen in demselben Abstand $2\Delta\nu_n$ voneinander, wogegen die Beobachtung ein ziemlich starkes Abnehmen des Dublettabstandes mit wachsendem J anzeigt.

Um eine Ursache dieser Diskrepanz zu finden, wurden verschiedene Wege eingeschlagen. Bei Anwendung des Kombinationsprinzips der Linien auf die Aufspaltungen selbst, zeigt betreffs des Λ-Typus Dubletts der Zeemannbilder eine weitgehende Analogie mit denselben ohne Feld. Eine Zusammenstellung aller

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System

CoKon0004

möglichen Kombinationen gibt Tab. 2. Auf Grund dieser Tabelle wird man — unter Beibehaltung der Annahme betreffs des Intensitätsschwerpunktes — notwendigerweise zu der hypothetischen Möglichkeit eines negativen ϱ-type Dubletts der $^2\Sigma$-Zustände unter dem Einfluss des Feldes geführt. Eine eingehende Besprechung des eventuellen Einflusses von L_{perp} (Projektion der Gesamtelektronenimpulsen senkrecht zur Figurenachse) wird im Texte gegeben. Man kommt also zu dem Ergebnis, dass die experimentell gefundenen Aufspaltungsbilder der NO_γ und CO Bandenlinien auf Grund der vorliegenden Annahmen und Formeln nur mit Hilfe von Zusatzhypothesen gedeutet werden können.

John G. Wolbach Library, Harvard-Smithsonian Center for Astrophysics • Provided by the NASA Astrophysics Data System