

# Atomová a molekulová spektroskopie

Zdeněk Navrátil, Antonín Brablec

Ústav fyzikální elektroniky Přírodovědecké fakulty Masarykovy univerzity, Brno

# Osnova

- 1 Úvod
  - Organizace výuky
  - Historický vývoj
  - Základní poznatky
- 2 Atomová spektroskopie
  - Atom vodíku
  - Dvouelektronový atom – helium
  - Víceelektronové atomy
  - Alkalické kovy
  - Další prvky
  - Zářivé procesy
  - Vnější pole
- 3 Molekulová spektroskopie
  - UV/VIS spektra
  - IR spektra
  - Teorie struktury molekuly a molekulových spekter

# Organizace výuky

- přednáška (Navrátil, Brablec)
- cvičení (Brablec, Navrátil)
- praktická část v laboratoři (Slavíček)

# Zaměření předmětu (IS)

*Cíle* Na konci kurzu budou studenti chápat základy atomové a molekulární fyziky, tak aby je bylo možné využít k diagnostice plazmatu pomocí optické emisní spektroskopie. Praktické dovednosti studenti získají v laboratoři při měření typických spekter a při řešení vybraných problémů z atomové a molekulární spektroskopie.

*Osnova* Základy teorie struktury atomů ● atomy s jedním elektronem - Schrodingerova rovnice pro atomy s jedním elektronem, kvantová čísla a vlnová funkce, hustota pravděpodobnosti, elektronový spin a jemná struktura ● atomy se dvěma elektrony - Schrodingerova rovnice pro atomy se dvěma elektrony, Pauliho princip, výměnná interakce, obecná interakce energetických hladin v systémech se dvěma elektrony ● atomy s mnoha elektrony - aproximace centrálním polem, LS vazba, odchylky od čistě LS vazby, polohová interakce ● radiační přechody a výběrová pravidla - časově závislé poruchy, elektromagnetická interakce, dipólová aproximace, výběrová pravidla pro dipólové přechody, výběrová pravidla a multiplety v LS vazbě zakázané přechody Struktura atomů a atomová spektra ● systémy s jedním elektronem - alkalické kovy, spektrální série, další systémy s jedním elektronem ● systémy se dvěma elektrony - systémy v základním stavu  $s^2$ , systémy v základním stavu  $p^2$ , vzácné plyny ● komplexní atomy ● interpretace spekter ● vnitřní excitace a autoionizace ● izoelektronové sekvence ● atomová struktura a periodická tabulka prvků ● jaderné efekty - hyperjemná struktura, izotopy ● vliv vnějších polí - Zeemanův a Starkův efekt Analýza atomových spekter ● pozorování, empirické vztahy, termy, určování ionizační energie, databáze spektrálních čar a energetických hladin Struktura molekul ● Born-Oppenheimerova aproximace ● elektronová energie dvouatomových molekul - symetrické vlastnosti symetrických orbitálů, obecná struktura dvouatomových molekul, elektronové stavy ● vibrační a rotační energie dvouatomových molekul polyatomární molekuly Molekulární spektra ● pravděpodobnost přechodu a výběrová pravidla pro dvouatomové molekuly ● rotační a vibrační spektra dvouatomových molekul ● elektronová spektra - Hundova vazba, Franck - Condonův princip ● další efekty ve spektrech dvouatomových molekul - satelitní pásy, chybějící rotační čáry, kontinuum, predisociace ● Ramanovská spektra ● spektra polyatomových molekul ● Šířka a tvar spektrálních čar ● Elementární spektroskopie plazmatu ● Experimentální metody ● Přednášky jsou doplněny laboratorním cvičením a řešením typických problémů z atomové a molekulární spektroskopie.

*Metody hodnocení* Účast na laboratorních cvičení, jakož i na řešení příkladů, je povinná. Předmět je ukončen klasickou ústní zkouškou nebo společnou diskusí o probraných problémech (kolokvium).

## Požadavky k ukončení předmětu

- zkouška/kolokvium
- 80% účast na cvičení
- účast na praktické části, vypracování protokolu z měření
- diskuze nad protokolem z měření, 2 otázky

# Literatura

## fyzika atomů a molekul

- A. Thorne, U. Litzen, S. Johansson. *Spectrophysics, Principles and Applications*. Springer, 1999.
- P. Atkins & J. de Paula. *Physical Chemistry*. Oxford University Press, 2006.
- I. I. Sobelman. *Atomic Spectra and Radiative Transitions*. Springer-Verlag, 1992.
- G. Herzberg. *Molecular spectra and molecular structure. 1. Spectra of diatomic molecules*. D. Van Nostrand Company Inc, 1950.
- W. S. Struve. *Fundamentals of Molecular spectroscopy*. John Wiley and Sons, 1986.
- J. Tennysson. *Astronomical Spectroscopy, An Introduction to the Atomic and Molecular Physics of Astronomical Spectroscopy*. Imperial College Press, 2005.

## spektrometry

- J. F. James. *Spectrograph Design Fundamentals*. Cambridge University Press, 2009.
- C. Palmer. *Diffraction Grating Handbook (7th edition)*. Richardson Gratings, Newport Corporation, 2014.

## optická diagnostika plazmatu

- G. V. Marr. *Plasma spectroscopy*. Elsevier Publishing Company, 1968
- H.-J. Kunze. *Introduction to Plasma Spectroscopy*. Springer-Verlag, 2009.
- R. Griem. *Spectral line broadening by plasma*. Academic Press, 1974



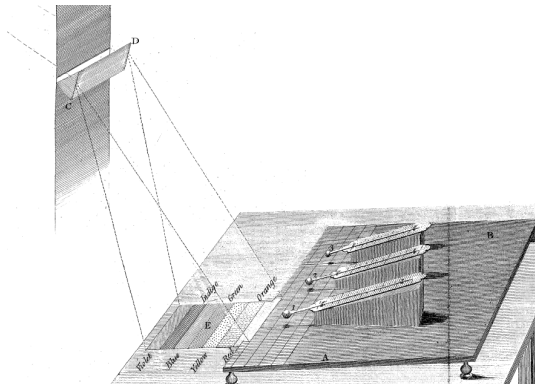






# Objev UV a IR záření ve spektru Slunce

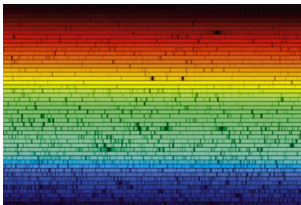
- Herschel, 1800 – objev IR záření



- Ritter, 1801 – objev UV záření – černání proužků namočených do  $\text{AgCl}/\text{AgNO}_3$  v UV části spektra Slunce



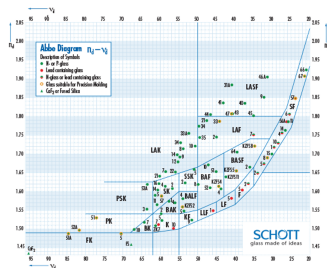
# Fraunhoferovy čáry



Designation	Wavelength (nm)	Chemical Origin
A	759.37	Atmospheric O <sub>2</sub>
B	686.72	Atmospheric O <sub>2</sub>
C	656.28	Balmer H <sub>α</sub>
D1	589.59	Neutral sodium
D2	589.00	Neutral sodium
E	526.96	Neutral iron
F	486.13	Balmer H <sub>β</sub>
G	431.42	CH molecule
H	396.85	Ionized calcium
K	393.37	Ionized calcium

- značení se stále používá
- Abbeho číslo

$$v_d = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$$

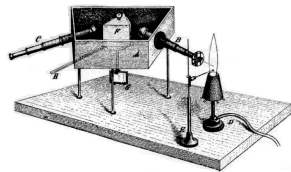




# Plamenová spektrometrie – spektrální analýza

Bunsen, Kirchhoff, 1859

- k rozlišení sodíku × draslíku Bunsen filtroval barvy barevnými skly
- Kirchhof navrhl použít hranol
- svými experimenty položili základy spektrální analýzy:



*„V současnosti Kirchhoff a já děláme na práci, která nám nedá spát... Kirchhoff udělal podivuhodný, naprosto nečekaný objev nalezení příčiny temných čar v slunečním spektru... takže můžeme určit složení slunce a stálic... Látky na zemi mohou být zjištěny touto metodou stejně snadno jako na Slunci, takže jsem schopen detekovat lithium ve dvaceti gramech mořské vody.“ (Bunsen, 1859)*

# Plamenová spektrometrie

- měli předchůdce (J Herschel, 1822; Talbot, 1834 – Li × Sr)
- rozpoznali význam objevu – spektrum jako „fingerprint“ prvku
- možnost objevit nové prvky
  - cesium (1860), rubidium (1861)
  - objev helia ve spektru protuberance při zatmění Slunce (Jansen, 1868)

# Spektra chladných plynů

- vývoj zdroje VN – Ruhmkorffův induktor (patent 1851)
- vývoj technologie získávání vakua
  - Geisler, 1857 – rtuťová vývěva (lepší vakuum)
  - výbojové trubice „Geislerky“
- Plücker, Hittorf, Geisler – pozorování spektra vodíku

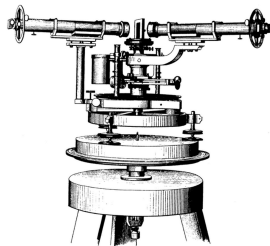




# Měření vlnových délek

Angström, 1868 – první tabulky vlnových délek čar ve slunečním spektru. Používal spektroskop s transmisí mřížkou.

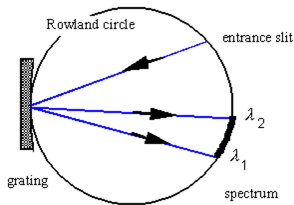
Čára	Angström [Å]	NIST [Å]
$H_{\alpha}$	6562,1	6562,79*
$H_{\beta}$	4860,72	4861,35*
D	5895,13	5895,924237
D	5889,12	5889,950954
	dalších 1000 ...	



\* záleží na komponentách (spin-orbitální interakce, Lambův posuv)

# Měření vlnových délek

- Rowland, 1882 – první achromatický spektrograf:
  - konkávní mřížka, běžně 573 vr/mm, rozměr až 15 cm
  - montáž Rowlandovy kružnice
  - záznam spektra na fotografické desce
- Rowland, 1888 – atlas *Photographic Map of a Normal Solar Spectrum*, později korigován podle interferometrických měření

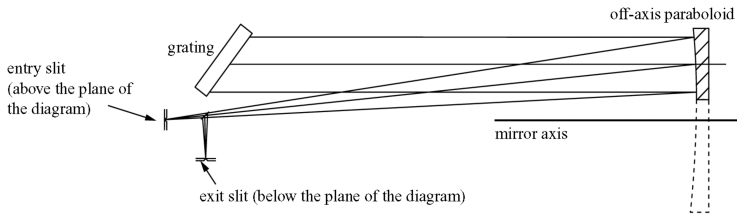






# Littrow

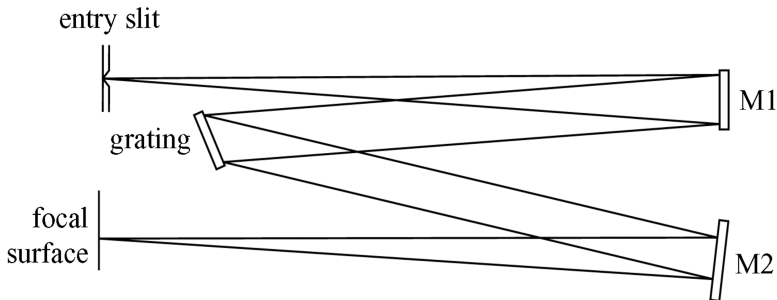
- Littrowova podmínka  $\alpha = \beta$  (dopadající a difraktovaný paprsek mají stejný směr až na orientaci)
- parabolické *off-axis* zrcadlo



# Czerny-Turner

## Czerny-Turner, 1930

- stále sférická vada, astigmatismus
- jednodušší justáž
- korekce toroidními zrcadly, asymetrický design
- koma (mimoosové p.) je korigována v nultém řádu



# Další vývoj – detektory

- fotoelektrické detektory s U/I výstupem
  - fotodioda, fotonka, fotonásobič (1934)
  - linearita, bohaté možnosti záznamu, extrémní citlivost
- plošné detektory CCD (1969), PDA, ICCD, EMCCD, EMICCD – kombinace výhod
- využití výpočetní techniky (skenování bez sinové montáže, zpracování měřených dat)
- miniaturizace (+cena, +pohodlnost, +průmyslové využití, –univerzálnost, –rozlišení, ...)







# Rydbergova formule (1890)

- spektra různých atomů jsou různě složitá (Fe × alkalické kovy)
- spektrální čáry prvku lze rozdělit do tzv. spektrálních sérií s klesající vzdáleností a intenzitou čar
- závislost vlnočtu  $n$  na čísle čáry  $m$  je typu

$$n = n_0 - N_0 / (m + \mu)^2 \quad \mu - \text{kvantový defekt}$$

- konstantní člen  $n_0$  určité série má stejnou hodnotu jako první proměnný člen jiné série, tedy

$$n/N_0 = 1/(m_1 + \mu_1)^2 - 1/(m_2 + \mu_2)^2$$

- Balmerův vztah (1885) pro vodík je speciálním případem

$$\lambda = 364,6 \frac{n^2}{n^2 - 1} \text{ nm} \quad \rightarrow \quad \frac{1}{\lambda} = \frac{4}{364,6} \left[ \frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right] \text{ nm}^{-1}.$$

# Rydbergův-Ritzův kombinační princip (1908)

- Vlnočet čáry tedy může být zapsán jako rozdíl dvou „spektrálních termů“

$$\tilde{\nu} = T' - T'',$$

- součet vlnočtů dvou spektrálních čar může být roven frekvenci jiné spektrální čáry

$$\tilde{\nu}_3 = \tilde{\nu}_1 + \tilde{\nu}_2.$$

- objev Paschenovy série, 1908
- objev Lymanovy série, 1914

# Vodík

- Rutherfordův model atomu (1911) – malé hmotné jádro, rozlehlý obal s elektrony
- nekompatibilita pozorování a klasické fyziky:

$$\frac{mv^2}{r} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}$$

$$E = T + V = \frac{p^2}{2m_e} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$$

- Bohr (1912):

$$mrv = n\hbar, n = 1, 2, 3, \dots \rightarrow r_n = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m_e Z e^2} n^2 = \frac{a_0}{Z} n^2$$

↓

$$E_n = -\frac{Z^2 e^4 m_e}{h^2 \epsilon_0^2} = -hcRZ^2 \frac{1}{n^2}$$

$$\frac{1}{\lambda} = RZ^2 \left[ \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right]$$

# Bohrovy postuláty, 1913

nevysvětlitelnost spekter z pohledu klasické fyziky (viz Úvod do fyziky mikrosvěta)

- 1 *Mezi myslitelnými pohybovými stavy atomového systému existuje řada tzv. stacionárních stavů, které, navzdory tomu, že pohyb částic v těchto stavech do značné míry zachovává zákony mechaniky, mají zvláštní, mechanicky nevysvětlitelnou stabilitu, takovou, že každá trvalá změna pohybu systému musí být realizována plným přechodem z jednoho stacionárního stavu do druhého.*
- 2 *Zatímco na rozdíl od klasické elmg. teorie atom ve stacionárních stavech nezáří, proces přechodu mezi dvěma stacionárními stavy může být doprovázen emisí elmg. záření, které bude mít stejné vlastnosti, jako by bylo vysláno podle klasické teorie nabitou částicí harmonicky kmitající s konstantní frekvencí. Tato frekvence v není jednoduše odvoditelná z pohybu částic atomu, ale je daná vztahem*

$$h\nu = E' - E'',$$

*kde  $h$  je Planckova konstanta a  $E'$ ,  $E''$  jsou hodnoty energie atomu v obou stacionárních stavech, které představují počáteční a koncový stav radičního procesu.*

*N. Bohr, Nobelovská přednáška, 1922*

# Modely atomu

- Bohrov model – první model dobře vysvětlující *jen některé* zákonitosti ve spektru atomu vodíku
- ad-hoc kvantování – Bohrova kvantová podmínka  $mrv = n\hbar$  realizuje 1. B.P.
- představa elektronu obíhajícího kolem jádra po kruhové dráze je nesprávná
- další vývoj spektroskopie je úzce svázán s vývojem kvantové mechaniky, vyšších teorií (QED) a numerických metod
- aplikace spektroskopie

# Osnova

## 1 Úvod

- Organizace výuky
- Historický vývoj
- **Základní poznatky**

## 2 Atomová spektroskopie

- Atom vodíku
- Dvouelektronový atom – helium
- Víceelektronové atomy
- Alkalické kovy
- Další prvky
- Zářivé procesy
- Vnější pole

## 3 Molekulová spektroskopie

- UV/VIS spektra
- IR spektra
- Teorie struktury molekuly a molekulových spekter

# Optická spektroskopie

Spektroskopické metody studují záření a částice v závislosti na jejich energii.

- ▷ optická spektroskopie – „světlem“ je UV + VIS + IR
- ▷ různé spektrální oblasti se rozlišují vlnovou délkou  $\lambda$  nebo vlnočtem  $\tilde{\nu}$
- ▷ energie fotonu  $E = h\nu = hc/\lambda = hc\tilde{\nu}$

jsou i jiné spektroskopie:

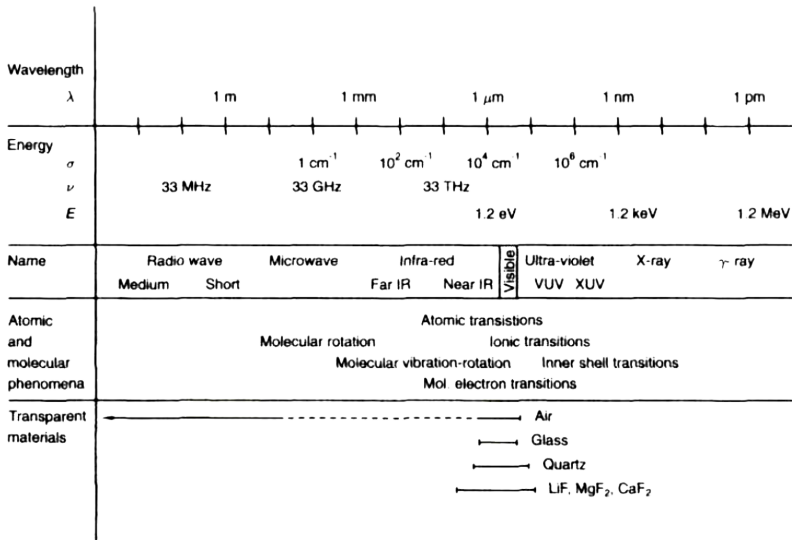
- rádiová, rtg spektroskopie – elmg. záření v jiných oblastech
- hmotnostní spektroskopie – hmotnost (a náboj) částic
- elektronová spektroskopie – energie elektronů
- ◇ emisní
- ◇ absorpční



# Optická spektroskopie

- VIS: používání zejména mřížkových monochromátorů X teorie, X MIR
- nedestruktivní a neinvazivní (v případě emisní OES)
- dovoluje vzdálené měření
- záření ale musí projít optickou trasou (např. přes plazma, může být absorbováno)
- lze použít na extrémně rychlé signály ps až fs
- lze použít na slabé signály – čítáme fotony
- lze detekovat extrémně nízké koncentrace (SMS)

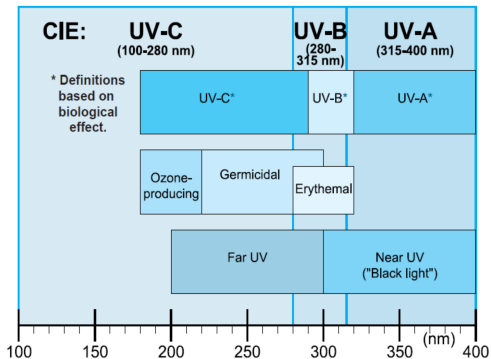
# Elektromagnetické spektrum



# Elektromagnetické spektrum

extreme UV (XUV)	10 – 120 nm
vacuum UV (VUV)	< 200 nm
far UV (FUV)	120 – 200/300 nm
near UV	200/300 – 400 nm
VIS	400 – 800 nm
NIR	800 nm – 2 $\mu\text{m}$
MIR	2 – 20 $\mu\text{m}$
FIR	20 $\mu\text{m}$ – 100 $\mu\text{m}$

# CIE dělení UV



ve spektroskopii se prakticky nepoužívá

# Co lze zjistit pomocí OS?

- chemické složení, přítomnost a koncentrace částic (neutrálních atomů, molekul, iontů, ...)
- teplota
  - neutrálního plynu (kinetická teplota Maxwellova rozdělení)
  - iontů, elektronů
  - excitační (teplota nabuzení, Boltzmannova rozdělení)
  - Sahova
- rozdělovací funkce elektronů
- tlak
- elektrické pole, magnetické pole
- rychlost pohybu
- teoretické principy a vlastnosti hmoty

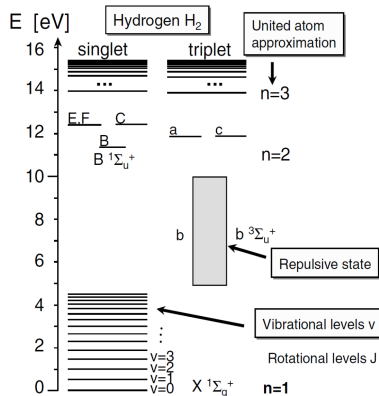
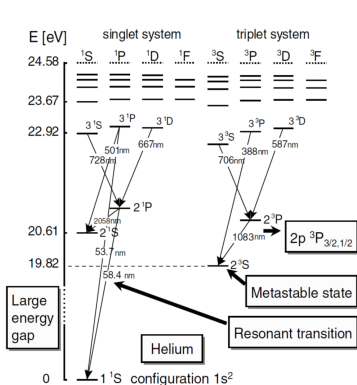
# Co je potřeba znát

- Energiové hladiny a jejich struktura
- Přechody mezi nimi, vlnové délky, pravděpodobnosti přechodu

Teoretické modely pro výpočet

- kvantová mechanika,
- statistická fyzika,
- fyzika plazmatu, . . .

# Grotrianův diagram

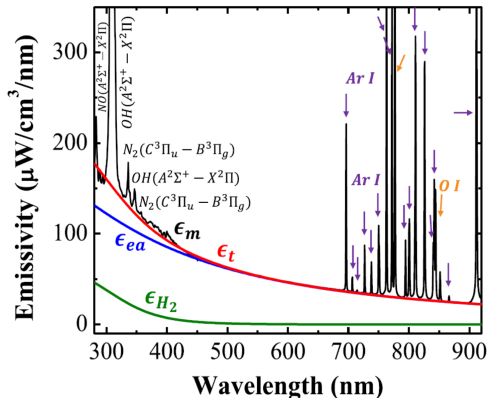


● [http:](http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html)

[//physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines\\_form.html](http://physics.nist.gov/PhysRefData/ASD/lines_form.html)

# Druhy spekter

- čarová spektra – „line“
- pásová spektra – „band“
- spojitá spektra – „continuum“





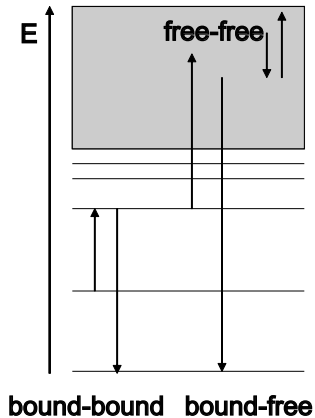
# Zdroje světla

- termální zdroje (světlo v rovnováze s látkou)
  - spojité spektrum
  - spíše neodráží vnitřní strukturu
- netermální, „chladné“ zdroje – svítí na principu luminiscence
  - vyzařuje nad rámec svého tepelného vyzařování, energie na vyzařování je získávána jinými procesy než zahřátím
  - čarové, pásové, spojité spektrum
  - většinou odráží vnitřní strukturu

# Druhy luminiscence

- Fotoluminiscence
- Elektroluminiscence
  - Katodoluminiscence
- Triboluminiscence
- Sonoluminiscence
- Radioluminiscence
- Termoluminiscence
- Chemoluminiscence
  - Bioluminiscence

# b-b, b-f a f-f přechody



# Čarová spektra

- atomové čáry (b-b přechody)
- rotační molekulové čáry

čáry mají nenulovou šířku a specifický profil podle zdroje rozšíření

# Čarová spektra

- ukázky H, He pro různé koncentrace elektronů
- jemná struktura, dublety, triplety
- vliv rozlišení

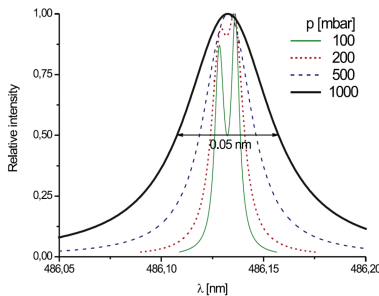
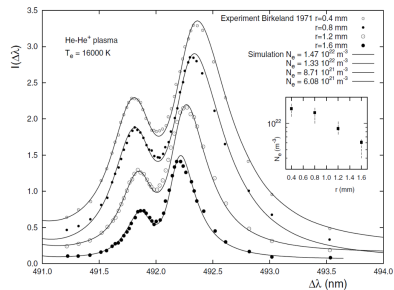
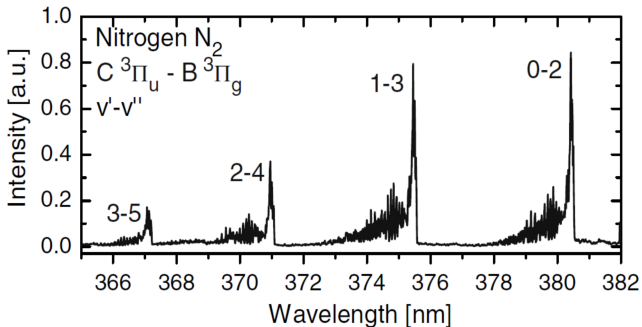


Fig. 9. The VdW profiles of the  $H_{\beta}$  line in argon at  $T_e = 800$  K at different pressures.



# Pásová spektra

- kondenzované systémy (ovlivňování mezi atomy)
- molekulová spektra měřená při nižším rozlišení
- neurčitý pojem

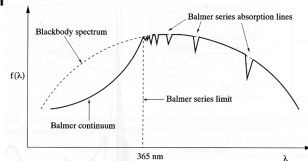
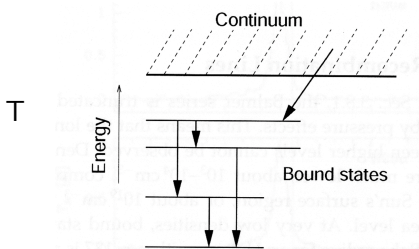


# Spojité spektra

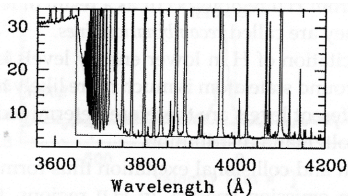
- termální zdroje
- ff přechody (brzdné záření/bremsstrahlung)
- fb přechody (radiální rekombinace)
- přechod do repulzivního stavu molekuly

## fb přechody

- fotoionizace z vázaného stavu
- radiální rekombinace (málo pravděpodobná)
- Př.  $H^* + h\nu \rightarrow H^+ + e^-$



fotoionizace



fotorekombinace



# Závěry

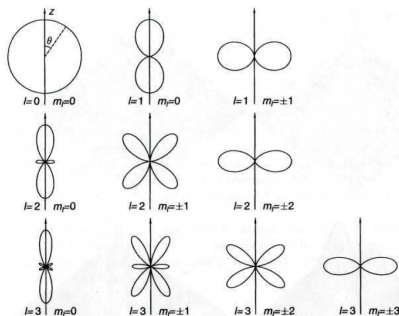
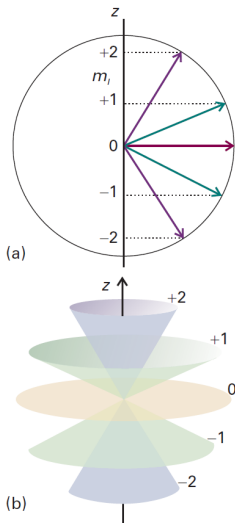
- plejáda struktur ve spektrech je velmi bohatá (od úzkých čar ke kontinuu)
- potřeba přizpůsobit instrumentaci, zejména rozsah a rozlišení
- většinou vidíme jen část spektra
  - přechody mezi nejnižšími hladinami často ve VUV
  - přechody mezi horními hladinami v IR
  - čistě vibrační a rotační přechody v IR a MW
- z poloh (vln. délek), tvaru a intenzit lze určit mnoho o zdroji záření
- omezení rozsahu použití metod
- potřeba znalosti chování atomu/molekuly
- tento předmět x diagnostické metody

# Osnova

- 1 Úvod
  - Organizace výuky
  - Historický vývoj
  - Základní poznatky
- 2 Atomová spektroskopie
  - **Atom vodíku**
  - Dvouelektronový atom – helium
  - Víceelektronové atomy
  - Alkalické kovy
  - Další prvky
  - Zářivé procesy
  - Vnější pole
- 3 Molekulová spektroskopie
  - UV/VIS spektra
  - IR spektra
  - Teorie struktury molekuly a molekulových spekter

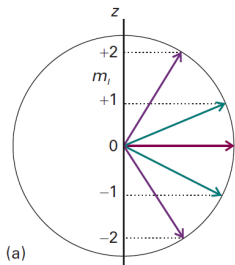


## Kulové funkce /spherical harmonics/

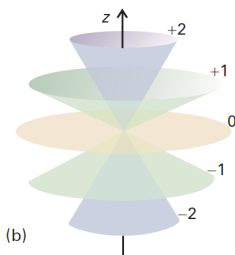


**Fig. 2.5.** Polar diagrams of the angular probability density as a function of  $\theta$ . The length of the line from the origin to the curve at a particular value of  $\theta$  is proportional to  $|\Theta_{lm}(\theta)|^2$ . The probability distributions are rotationally symmetric about the  $z$  axis.

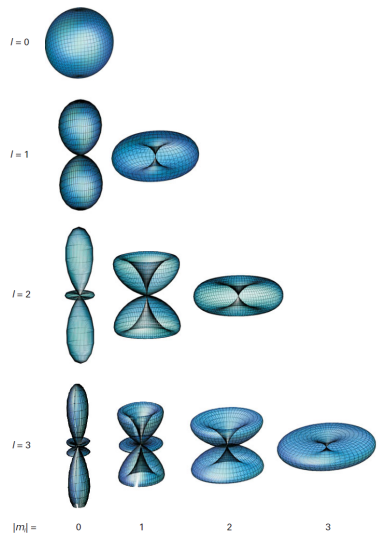
# Kulové funkce /spherical harmonics/



(a)



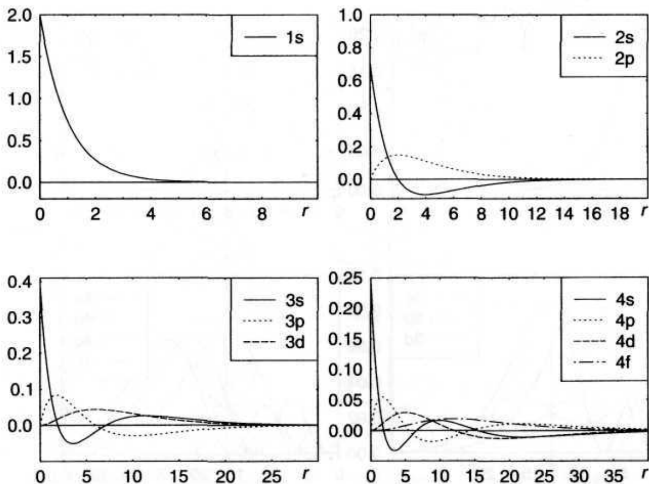
(b)



## Radialní část vlnové funkce atomu vodíku

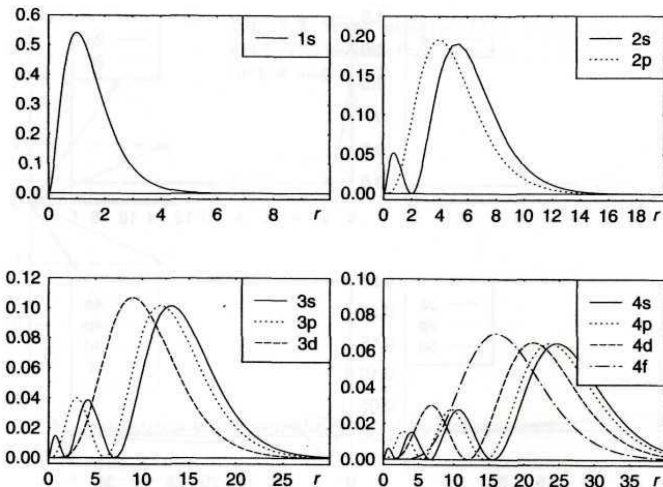
Orbital	$n$	$l$	$R_{n,l}$
1s	1	0	$2 \left( \frac{Z}{a} \right)^{3/2} e^{-\rho/2}$
2s	2	0	$\frac{1}{8^{1/2}} \left( \frac{Z}{a} \right)^{3/2} (2 - \rho) e^{-\rho/2}$
2p	2	1	$\frac{1}{24^{1/2}} \left( \frac{Z}{a} \right)^{3/2} \rho e^{-\rho/2}$
3s	3	0	$\frac{1}{243^{1/2}} \left( \frac{Z}{a} \right)^{3/2} (6 - 6\rho + \rho^2) e^{-\rho/2}$
3p	3	1	$\frac{1}{486^{1/2}} \left( \frac{Z}{a} \right)^{3/2} (4 - \rho) \rho e^{-\rho/2}$
3d	3	2	$\frac{1}{2430^{1/2}} \left( \frac{Z}{a} \right)^{3/2} \rho^2 e^{-\rho/2}$

# Radialní část vlnové funkce atomu vodíku



**Fig. 2.3.** Radial hydrogenic wave functions  $R(r)$ . The figures are drawn for  $Z = 1$  and the unit of length equal to the Bohr radius  $a_0 = 0.05$  nm. Note the different scales.

# Radialní část vlnové funkce atomu vodíku



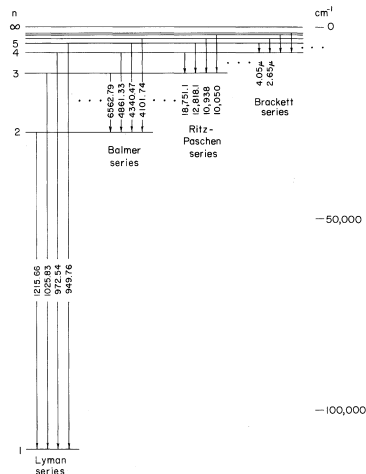
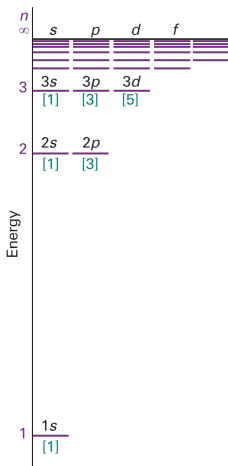
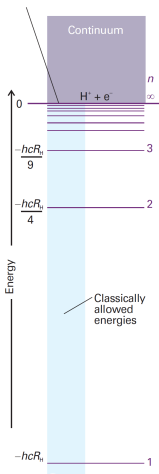
**Fig. 2.4.** Radial hydrogenic probability densities  $r^2 |R_{nl}(r)|^2$ . The distance from the nucleus is shown in units of the Bohr radius  $a_0 = 0.05$  nm. Note the different scales.



# Kvantová čísla

- hlavní kvantové číslo  $n = 1, 2, 3, \dots$
  - vedlejší, orbitální, kvantové číslo  $l = 0 \dots n - 1$ : s, p, d, f, ...
  - magnetické kvantové číslo  $m_l = -l \dots l$
  - spinové číslo  $s = 1/2$
  - magnetické spinové číslo  $m_s = \pm 1/2$
- 
- radiální část vlnové funkce závisí na  $n, l$
  - energie  $E_n$  je ale pro všechna  $l$  stejná (nezávisí na  $l$  v Coulombovském poli)
  - úhlová část závisí na  $l, m_l$ , je stejná pro sféricky symetrická pole  $U(r)$
  - $l$  udává kvadrát orbitálního momentu hybnosti  $\vec{L}$ ,  $L^2 = \hbar^2 l(l+1)$
  - $m_l$  udává průmět  $\vec{L}$  do směru  $z$ ,  $L_z = m_l \hbar$
  - $s$  udává kvadrát spinového momentu hybnosti  $\vec{S}$ ,  $S^2 = \hbar^2 s(s+1)$
  - $m_s$  udává průmět  $\vec{S}$  do směru  $z$ ,  $S_z = m_s \hbar$

# Energiové hladiny a přechody



v rámci modelu není energie funkcí orbitálního kvantového čísla  $l$

# Momenty hustoty pravděpodobnosti

$$\langle r^k \rangle = \int_0^{\infty} R_{nl}^2(r) r^{k+2} dr$$

$$\langle r \rangle = \frac{1}{2} [3n^2 - l(l+1)] \frac{a_0}{Z}$$

$$\langle r^2 \rangle = \frac{n^2}{2} [5n^2 + 1 - 3l(l+1)] \frac{a_0^2}{Z^2}$$

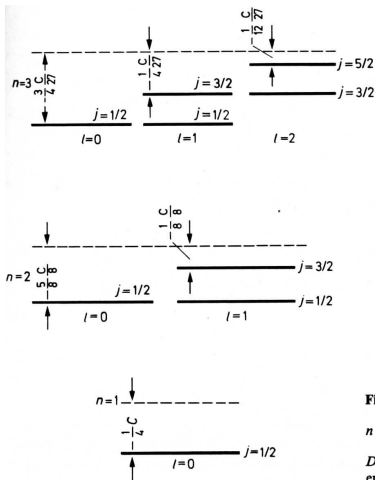
$$\langle r^3 \rangle = \frac{n^2}{8} [35n^2(n^2 - 1) - 30n^2(l+2)(l-1) + 3(l+2)(l+1)l(l-1)] \frac{a_0^3}{Z^3}$$

$$\langle r^{-1} \rangle = \frac{1}{n^2} \frac{Z}{a_0}$$

$$\langle r^{-2} \rangle = \frac{1}{n^3(l+1/2)} \frac{Z^2}{a_0^2}$$

$$\langle r^{-3} \rangle = \frac{1}{n^3(l+1)(l+1/2)l} \frac{Z^3}{a_0^3}$$

# Jemná struktura hladin vodíku (vliv $H_{SO}$ a $T'$ )



**Fig. 1.3.** Fine structure of levels

$$n = 1, 2, 3. \quad C = 1/2 a^3 Z^4 \left( \frac{m e^4}{\hbar^2} \right).$$

*Dashed lines* correspond to the energy given by (1.6)

nesprávně zakreslená vzdálenost hladin způsobená spin-orbitální interakcí



# Jemná struktura čar Balmerovy série

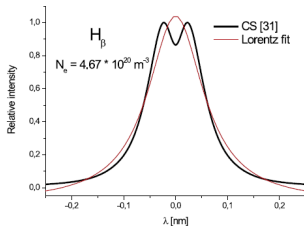
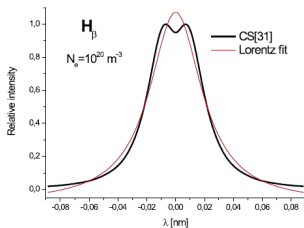


Fig. 1. The examples of Stark profiles for the H<sub>β</sub> line at: a)  $N_a = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ;  $T_a = 4168 \text{ K}$  and b)  $N_a = 4.67 \cdot 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ;  $T_a = 5108 \text{ K}$ . For comparison with Stark profile best fit Lorentz function (thin line) is shown.

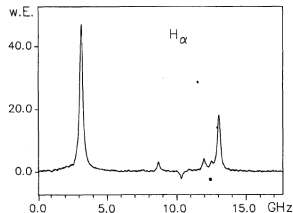


Abb. 11. Feinstrukturkomponenten der Balmerlinie H<sub>α</sub> aufgenommen mit Hilfe der Polarisationspektroskopie. Der negative Ausschlag wird durch ein "cross-over" Signal verursacht.

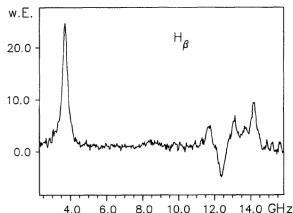


Abb. 12. Feinstrukturkomponenten der Balmerlinie H<sub>β</sub> aufgenommen mit Hilfe der Polarisationspektroskopie. Der negative Ausschlag wird durch ein "cross-over" Signal verursacht.

# Energie excitovaných stavů vodíku – Lambův posuv

Configuration	Term	J	Level (cm <sup>-1</sup> )	Level Splittings (cm <sup>-1</sup> )
1s	<sup>2</sup> S	1/2	0.0000000000	
2p	<sup>2</sup> P <sup>o</sup>	1/2	82 258.9191133	82 258.9191133
		3/2	82 259.2850014	0.3658881
2s	<sup>2</sup> S	1/2	82 258.9543992821	-0.3306021
2			82 259.158	0.204
3p	<sup>2</sup> P <sup>o</sup>	1/2	97 492.211200	15 233.053
		3/2	97 492.319611	0.108411
3s	<sup>2</sup> S	1/2	97 492.221701	-0.097910
3			97 492.304	0.082
3d	<sup>2</sup> D	3/2	97 492.319433	0.015
		5/2	97 492.355566	0.036133
4p	<sup>2</sup> P <sup>o</sup>	1/2	102 823.8485825	5 331.493016
		3/2	102 823.8943175	0.0457350
4s	<sup>2</sup> S	1/2	102 823.8530211	-0.0412964
4d	<sup>2</sup> D	3/2	102 823.894250	0.041229
		5/2	102 823.9094871	0.015237

# Osnova

- 1 Úvod
  - Organizace výuky
  - Historický vývoj
  - Základní poznatky
- 2 Atomová spektroskopie
  - Atom vodíku
  - Dvouelektronový atom – helium
  - Víceelektronové atomy
  - Alkalické kovy
  - Další prvky
  - Zářivé procesy
  - Vnější pole
- 3 Molekulová spektroskopie
  - UV/VIS spektra
  - IR spektra
  - Teorie struktury molekuly a molekulových spekter



# Helium

$$E = T + V = \frac{p_1^2}{2m_e} + \frac{p_2^2}{2m_e} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0|\vec{r}_1|} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0|\vec{r}_2|} + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|}$$

- neseparovatelný hamiltonián
- zanedbání smíšeného členu vede k dvojitému atomu vodíkového typu ( $\text{He}^+$ ) se dvěma neinteragujícími elektrony; energie základního stavu  $\sim -109 \text{ eV}$  (30 eV odchylka)
- poruchový počet:  $\Delta E = J \pm K$
- silná porucha

He:  $1s2s$   $2K = 6421 \text{ cm}^{-1}$ , průměrná energie  $-35200 \text{ cm}^{-1}$ , největší spin-orbit je  $\approx 1 \text{ cm}^{-1}$  u  $1s2p$ .

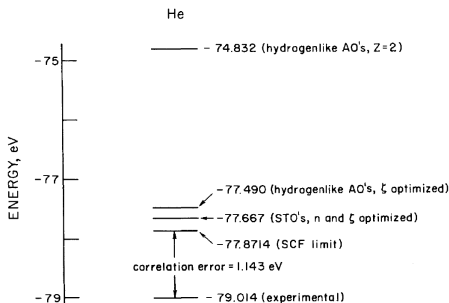
## Helium – aplikace variačních metod

$$\hat{H} = \hat{T} + \hat{V} = \frac{\hat{p}_1^2}{2m_e} + \frac{\hat{p}_2^2}{2m_e} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_1} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_2} + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{12}}$$

Variační teorém pro energii základního stavu systému s úplným  $\hat{H}$

$$E_0 \leq \int \psi^* \hat{H} \psi dV,$$

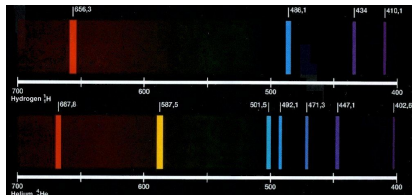
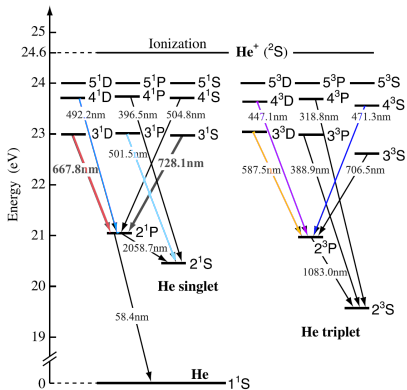
kde  $\psi$  je libovolná vlnová normovaná funkce.



energie na odtržení obou elektronů,  $I_1 = 24.587$  eV,  $I_2 = 54.418$  eV.

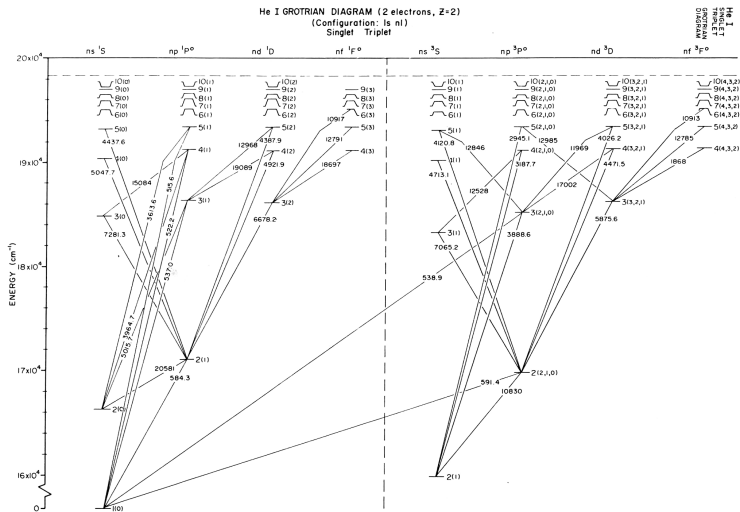
- $\psi_{100}(r_1)\psi_{100}(r_2)$ ,  
 $\psi_{100}(r_i) = Ne^{-Zr_i/a_0}$
- $\psi_S(r_i) = Nr_i^{n-1}e^{-\zeta r_i} Y_{lm}(\phi_i, \theta_i)$
- $\zeta_1, \zeta_2, [\psi_{S1}(1)\psi_{S2}(2) + \psi_{S1}(2)\psi_{S2}(1)]\chi^o(1,2)$
- + kombinace radiálních funkcí v  $\psi_S$
- + kombinace úhlových funkcí v  $\psi_S$

## Helium



- parahelium ( $S=0$ )
- orthohelium ( $S=1$ )

## Helium



# Osnova

- 1 Úvod
  - Organizace výuky
  - Historický vývoj
  - Základní poznatky
- 2 Atomová spektroskopie
  - Atom vodíku
  - Dvouelektronový atom – helium
  - **Víceelektronové atomy**
  - Alkalické kovy
  - Další prvky
  - Zářivé procesy
  - Vnější pole
- 3 Molekulová spektroskopie
  - UV/VIS spektra
  - IR spektra
  - Teorie struktury molekuly a molekulových spekter

# Metoda self-konzistentního centrálního pole

## 2.3 Atomy s mnoha elektrony

- $H = \sum_{i=1}^N \left( -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_i} \right) + \sum_{i<j=1}^N \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_{ij}} + \sum_{i=1}^N \xi(r_i) (\vec{l}_i \vec{s}_i)$ , spin-orbitální interakci nelze zanedbat
- aproximace centrálním polem - každý elektron se pohybuje nezávisle na ostatních v poli jádra a ostatních elektronů, toto pole je symetrické (rozdělení na radiální a tangenciální složku),
- $\left( -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla_i^2 + V(r_i) \right) \Psi(\vec{r}_i) = \epsilon_i \Psi(\vec{r}_i)$
- nerelativistická jednočásticová aproximace, energie závisí na  $n$ , obsazení slupek  $2(2l + 1)$  ( $nl$   $l = 0, 1, 2, 3, \dots$  - s, p, d, f, ... - 2, 6, 10, 14), obsazení slupky  $nl$  celkový orbitální a spinový je 0 (sféricky symetrická hustota rozdělení - struktura slupek vede k periodicitě prvků)

Zanedbání tangenciálního pole vede ke změně pouze radiální části – úhlovou část dále popisují kulové funkce.

# Vlnová funkce systému více elektronů

- Hartreeho součin nesplňuje požadavky

$$\Psi = \psi_{a,\alpha}(1)\psi_{a,\beta}(2) \dots \psi_{z,\beta}(N)$$

- Slaterův determinant

$$\Psi = \frac{1}{\sqrt{N!}} \begin{vmatrix} \psi_{a,\alpha}(1) & \psi_{a,\beta}(1) & \dots & \dots & \psi_{z,\beta}(1) \\ \psi_{a,\alpha}(2) & \psi_{a,\beta}(2) & \dots & \dots & \psi_{z,\beta}(2) \\ \vdots & \vdots & & & \vdots \\ \vdots & \vdots & & & \vdots \\ \psi_{a,\alpha}(N) & \psi_{a,\beta}(N) & \dots & \dots & \psi_{z,\beta}(N) \end{vmatrix}$$

$N$  počet elektronů, pro uzavřené slupky

Slaterův determinant řeší požadavky na vlnovou funkci: nerozlišitelnost, antisymetričnost, normalizaci. Důsledkem je realizace Pauliho vylučovacího principu.

# Hartreeova-Fockova metoda

- Hartreeovy-Fockovy rovnice

$$f_1 \psi_{a,\sigma}(1) = \varepsilon \psi_{a,\sigma}(1)$$

- Fockův operátor (sumace přes stavy – střední pole)

$$f_1 = h_1 + \sum_j \{2J_j(1) - K_j(1)\}$$

- *core* hamiltonián (zobecnění pro molekulu)

$$h_1 = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \nabla_1^2 - \sum_n \frac{Z_n e^2}{4\pi \varepsilon_0 r_{ni}}$$

- Coulombův operátor  $J$

$$J_j(1) \psi_a(1) = \int \psi_j^*(2) \psi_j(2) \left( \frac{e^2}{4\pi \varepsilon_0 r_{12}} \right) \psi_a(1) d\tau_2$$

- výměnný operátor  $K$

$$K_j(1) \psi_a(1) = \int \psi_j^*(2) \psi_a(2) \left( \frac{e^2}{4\pi \varepsilon_0 r_{12}} \right) \psi_j(1) d\tau_2$$



# LS vazba

- metoda aproximace centrálním polem – energie je daná konfigurací  $n_1 l_1 n_2 l_2 n_3 l_3 \dots$
- nezapočítané části:
  - necentrální elektrostatická interakce

$$H_{es} = \sum_{i=1}^N \left[ -V(r_i) - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 |\vec{r}_i|} \right] + \sum_{i < j=1}^N \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 |\vec{r}_{ij}|}$$

- spin-orbitální interakce

$$H_{so} = \sum_{i < j=1}^N \xi(r_i) \vec{l}_i \vec{s}_i$$

- postupné řešení poruchovým počtem
- u prvků s malým  $Z$  je  $E_{es} \gg E_{so}$  – tzv. LS vazba (Russel-Saunders coupling, LS/RS coupling)

## LS vazba

- malá s-o interakce mezi  $\vec{l}_i, \vec{s}_i$  umožňuje existenci vektorů  $\vec{L}, \vec{S}$ :

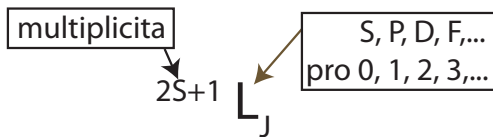
$$\vec{L} = \sum_i \vec{l}_i, \quad \vec{S} = \sum_i \vec{s}_i, \quad \vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$$

- kvantová čísla  $L, M_L, S, M_S, J, M_J$ :

$$|\vec{L}|^2 = \hbar^2 L(L+1), L_z = M_L \hbar, |\vec{S}|^2 = \hbar^2 S(S+1), S_z = M_S \hbar$$

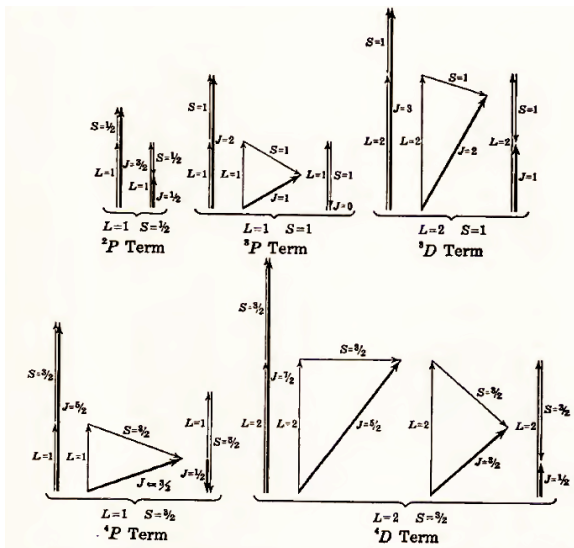
$$L = |l_1 - l_2| \dots |l_1 + l_2|, \quad S = |s_1 - s_2| \dots |s_1 + s_2|, \quad J = |L - S| \dots |L + S|$$

- LS term  $^{2S+1}L \times$  hladina  $^{2S+1}L_J \times$  stav  $LSJM_J$



- $2S + 1$  udává pro  $L > S$  počet hladin.

## L, S, J



# LS vazba

- příspěvek k energii

$$E_{\text{es}}(LS) = \sum f_k F^k + \sum g_k G^k$$

Slaterovy integrály úhlové a radiální části přímé a výměnné interakce

- závislost  $E_{\text{es}}(L)$  je dána rozdílnou elektrostatickou interakcí při různé orientaci  $\vec{l}_i$
- vliv  $S$  přes symetrii funkce (výměnná interakce)
- spin-orbitální interakce (magnetického charakteru) je mezi  $\vec{L}$ ,  $\vec{S}$
- energie je tedy dána  $n_1 l_1 n_2 l_2 \dots {}^{2S+1}L_J$

# LS vazba – konfigurace $pd$

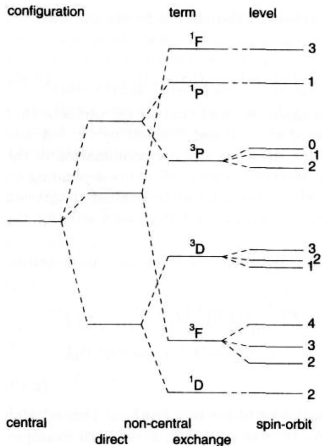
## Struktura termu konfigurace $pd$

$L$	$S$	$2S + 1$	$LS$ -term	$E_{es}^a$
3	1	3	$^3F$	$F_0 + 2F_2 - 6G_1 - 3G_3$
3	0	1	$^1F$	$F_0 + 2F_2 + 6G_1 + 3G_3$
2	1	3	$^3D$	$F_0 - 7F_2 + 3G_1 - 21G_3$
2	0	1	$^1D$	$F_0 - 7F_2 - 3G_1 + 21G_3$
1	1	3	$^3P$	$F_0 + 7F_2 - G_1 - 63G_3$
1	0	1	$^1P$	$F_0 + 7F_2 + G_1 + 63G_3$

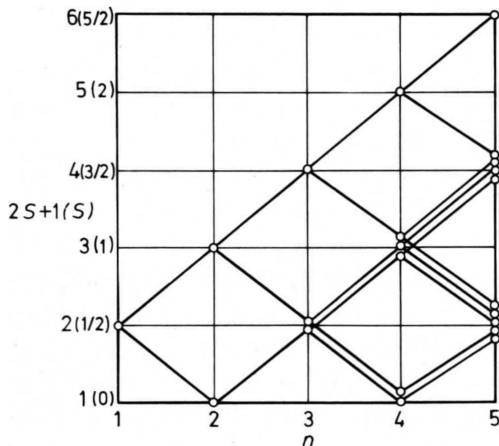
<sup>a</sup> The  $F_k$  and  $G_k$  integrals of the table are related to the  $F^k$  and  $G^k$  of (2.44) in the following way:  $F_2 = F^2/35$ ;  $G_1 = G^1/15$ ;  $G_3 = G^3/490$ . This kind of notation, which avoids repeating common factors of the angular coefficients, is often used.

členy F – přímá – druh termu (P, D, F)

členy G – výměnná – singlet/triplet



# Multiplicita termů



- přidání elektronu zvedne či sníží multiplicitu o 1
- jeden elektron – dublety, dva elektrony – singlety a triplety, ...

# Povolené termy ekvivalentních elektronů

- Ne všechny termy jsou povolené pro ekvivalentní elektrony, některé porušují Pauliho vylučující princip.
- Ekvivalentní elektrony mají stejné hodnoty  $n, l$ .

$l^k$	Terms	$N$
s	$^2S$	1
$s^2$	$^1S$	1
p, $p^5$	$^2P$	1
$p^2, p^4$	$^1S, ^1D$	$^3P$ 3
$p^3$	$^2P, ^2D$	$^4S$ 3
d, $d^9$	$^2D$	1
$d^2, d^8$	$^1S, ^1D, ^1G$	$^3P, ^3F$ 5
$d^3, d^7$	$^2P, ^2D, ^2D, ^2F, ^2G, ^2H$	$^4P, ^4F$ 8
$d^4, d^6$	$^1S, ^1S, ^1D, ^1D, ^1F, ^1G, ^1G, ^1I$	$^3P, ^3P, ^3D, ^3F, ^3F, ^3G, ^3H$ $^5D$ 16
$d^5$	$^2S, ^2P, ^2D, ^2D, ^2D, ^2F, ^2F, ^2G, ^2G, ^2H, ^2I$	$^4P, ^4D, ^4F, ^4G$ $^6S$ 16





# Odchyly od LS vazby

- spinorbitální interakce jako porucha

$$E_{LSJ}^{(1)} = \langle \gamma L S J | H_{so} | \gamma L S J \rangle,$$

$$E_{LSJ}^{(1)} = \frac{1}{2} A(LS) [J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)],$$

$A$  je kombinací  $\zeta_{nl}$  od elektronů

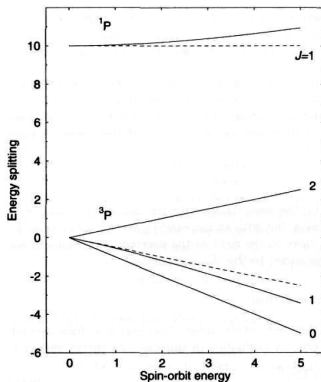
- Landého intervalové pravidlo (test LS vazby?)

$$\Delta E(J, J-1) = A(LS)J$$

- korekce druhého řádu

$$E_{LSJ}^{(2)} = \sum_{L'S'} \frac{|\langle \gamma L S J | H_{so} | \gamma L' S' J \rangle|^2}{E - E'}$$

$A > 0$  normální případ (min. energie pro min.  $J$ );  $A < 0$  inverzní případ (min. energie pro max.  $J$ )  
LS vazba je dobrou aproximací pro He (viz interkombinační přechody), ale Landého pravidlo nefunguje



# Vazby momentů hybnosti

- $LS$

$$[(l_1 l_2 \dots l_n) L, (s_1 s_2 \dots s_n) S] J$$

- $jj$

$$[(l_1 s_1) j_1 \dots (l_n s_n) j_n] J$$

- $jK$

$$\{ \langle [(l_1, \dots, l_i) L, (s_1, \dots, s_i) S] J_c, l_{\text{ext}} \rangle K, s_{\text{ext}} \} J.$$

Př. He I:  $LS$  schéma, Pd I:  $jK$  schéma, Pb I: –  $jj$  schéma

## Odpovídající značení hladin

HeI

Configuration	Term	J	Level (eV)
1s <sup>2</sup>	1S	0	0.00000000
1s2s	3S	1	[19.81961468]
1s2s	1S	0	[20.61577496]
1s2p	3p <sup>o</sup>	2	[20.96408703]
		1	[20.96409651]
		0	[20.96421899]
1s2p	1P <sup>o</sup>	1	[21.21802284]
1s3s	3S	1	[22.71846655]
1s3s	1S	0	[22.92031749]
1s3p	3p <sup>o</sup>	2	[23.00707327]
		1	[23.00707600]
		0	[23.00710955]

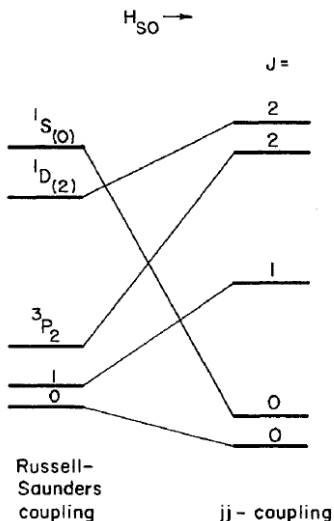
PdI

Configuration	Term	J	Level (eV)
4d <sup>10</sup>	1S	0	0.00000000
4d <sup>9</sup> ( <sup>2</sup> D <sub>5/2</sub> )5s	2 <sup>1</sup> [ <sup>5</sup> / <sub>2</sub> ]	3	0.8138506
		2	0.9615006
4d <sup>9</sup> ( <sup>2</sup> D <sub>3/2</sub> )5s	2 <sup>3</sup> [ <sup>3</sup> / <sub>2</sub> ]	1	1.2514955
		2	1.4533191
4d <sup>9</sup> 5s <sup>2</sup>	3F	4	3.1121565
		3	3.4980613
		2	3.6837080
4d <sup>9</sup> ( <sup>2</sup> D <sub>5/2</sub> )5p	2 <sup>3</sup> [ <sup>3</sup> / <sub>2</sub> ] <sup>o</sup>	2	4.2240148
		1	4.4858322
4d <sup>9</sup> 5s <sup>2</sup>	3P	2	4.3446234
		1	4.6971067
4d <sup>9</sup> ( <sup>2</sup> D <sub>5/2</sub> )5p	2 <sup>7</sup> [ <sup>7</sup> / <sub>2</sub> ] <sup>o</sup>	3	4.3954187
		4	4.4544978

PbI

Configuration	Term	J	Level (eV)
6s <sup>2</sup> 6p <sup>2</sup>	( <sup>1</sup> / <sub>2</sub> , <sup>1</sup> / <sub>2</sub> )	0	0.00000000
6s <sup>2</sup> 6p <sup>2</sup>	( <sup>3</sup> / <sub>2</sub> , <sup>1</sup> / <sub>2</sub> )	1	0.96946500
		2	1.32047226
6s <sup>2</sup> 6p <sup>2</sup>	( <sup>3</sup> / <sub>2</sub> , <sup>3</sup> / <sub>2</sub> )	2	2.66042789
		0	3.65342130
6s <sup>2</sup> 6p7s	( <sup>1</sup> / <sub>2</sub> , <sup>1</sup> / <sub>2</sub> ) <sup>o</sup>	0	4.33447618
		1	4.37505820
6s <sup>2</sup> 6p7p	( <sup>1</sup> / <sub>2</sub> , <sup>1</sup> / <sub>2</sub> )	1	5.32123356
		0	5.50500869
6s <sup>2</sup> 6p7p	( <sup>1</sup> / <sub>2</sub> , <sup>3</sup> / <sub>2</sub> )	1	5.53899227
		2	5.55565298
6s <sup>2</sup> 6p( <sup>2</sup> P <sup>o</sup> <sub>1/2</sub> )6d	2 <sup>1</sup> [ <sup>5</sup> / <sub>2</sub> ] <sup>o</sup>	2	5.63423508
		3	5.74402257

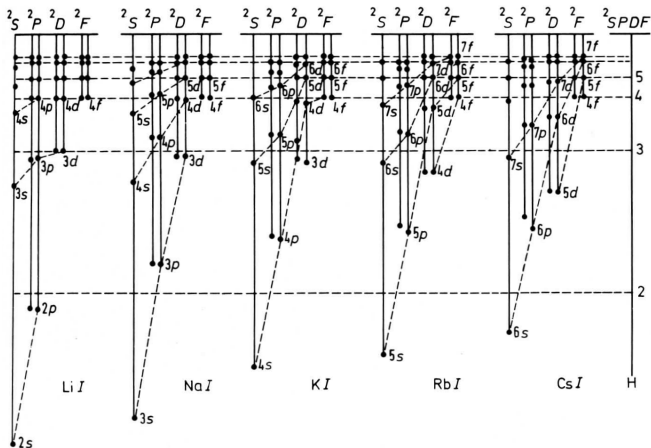
## Přechod od LS k jj vazbě



# Osnova

- 1 Úvod
  - Organizace výuky
  - Historický vývoj
  - Základní poznatky
- 2 Atomová spektroskopie
  - Atom vodíku
  - Dvouelektronový atom – helium
  - Víceelektronové atomy
  - Alkalické kovy
  - Další prvky
  - Zářivé procesy
  - Vnější pole
- 3 Molekulová spektroskopie
  - UV/VIS spektra
  - IR spektra
  - Teorie struktury molekuly a molekulových spekter

# Alkalické kovy



## Kvantový defekt a Ritzův vzorec

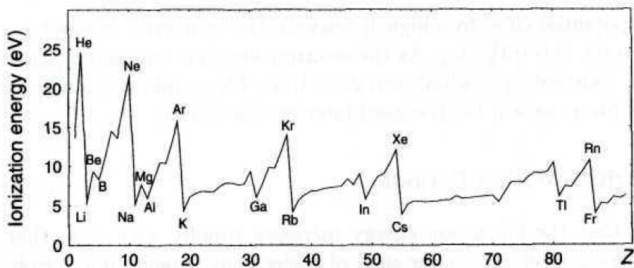
$$T_n = -\frac{R\zeta^2}{n^{*2}} = -\frac{R\zeta^2}{(n - \delta)^2}$$

**Table 3.1.** The Ritz formula for the  $np\ ^2P_{1/2}$  series in Na I<sup>a</sup>. Energies in  $\text{cm}^{-1}$ .

$n$	3	4	5	6	7	8
$W_{\text{obs}}$	16956.172	30266.99	35048.38	37296.32	38540.18	39298.35
$T$	24493.27	11182.45	6409.06	4153.12	2909.26	2151.09
$n^*$	2.116648	3.132589	4.137851	5.140258	6.14159	7.14238
$\delta$	0.883352	0.867411	0.862149	0.859742	0.85841	0.85762
$T_{\text{Ritz}}$	24493.27	11182.45	6409.06	4153.11	2909.27	2151.10

<sup>a</sup> The Ritz formula:  $\delta = 0.8554092 + 0.112453t + 0.048139t^2 + 0.03999t^3$ .  
 $t = T/R_{\text{Na}}$ ;  $R_{\text{Na}} = 109734.69\ \text{cm}^{-1}$ ;  $W_{\text{lim}} = 41449.44\ \text{cm}^{-1}$ ,  $T = W_{\text{lim}} - W_{\text{obs}}$ .

# Ionizační energie



- „spodní“ elektrony v obalu relativně dobře snižují el. pole jádra, vnější elektron je pak slabě vázán



# Plamenová spektrometrie

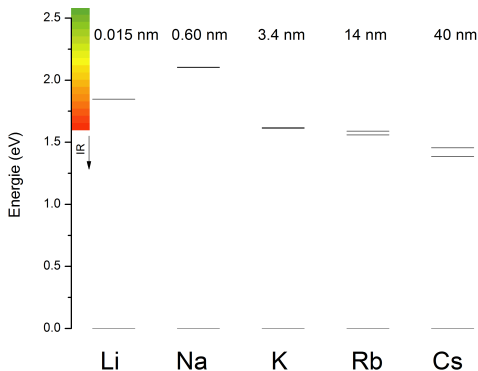
směs	Teplota (K)	Použití
vzduch – propan	1930	Cd, Cu, Ag, Pb, Zn, alkalické kovy
vzduch – acetylen	2300	většina, vysoká teplota pro alkalické kovy
vzduch – vodík	2045	As, Se v UV
oxid dusný – acetylen	2750	V, Ti, Zr, Ta
kyslík – acetylen	3100	

Table 7.1: Fraction of atoms in the excited states of different elements at various temperatures

Element	Emission Line ( $\lambda$ nm)	Temperature °Kelvin		
		2000	3000	4000
Sodium	589	$1 \times 10^{-5}$	$6 \times 10^{-4}$	$4 \times 10^{-3}$
Potassium	767	$1.7 \times 10^{-4}$	$3.8 \times 10^{-3}$	$1.8 \times 10^{-2}$
Lithium	670	$4.4 \times 10^{-5}$	$1.5 \times 10^{-5}$	$9.4 \times 10^{-3}$
Calcium	422	$1 \times 10^{-7}$	$4 \times 10^{-7}$	$6 \times 10^{-4}$
Magnesium	285	$3.4 \times 10^{-11}$	$1.5 \times 10^{-7}$	$1 \times 10^{-5}$

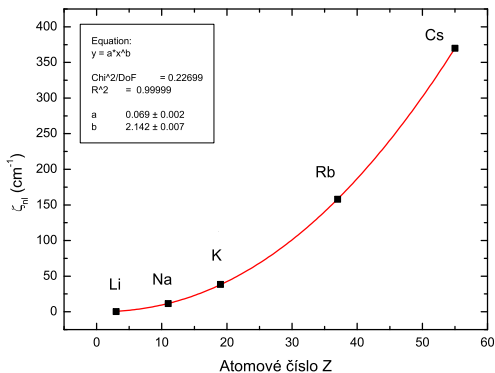
jen jedna čára:  
 Na 3p – 2,1 eV, 4s – 3,2 eV,  
 pro T = 1930 K:  
 $e^{[-(3,2-2,1)/kT]} = 10^{-3}$

## Rozštěpení rezonančních dubletů alkalických kovů



- $\Delta E_{LSJ} = \frac{1}{2}A(L, S)[J(J+1) - L(L+1) - S(S+1)]$
- stejné termy všech rezonančních dubletů  
 $ns \ ^2S_{1/2} - np \ ^2P_{1/2}, np \ ^2P_{3/2}$
- rozdílná hodnota konstanty  $A(L, S)$

# Rozštěpení rezonančních dubletů alkalických kovů

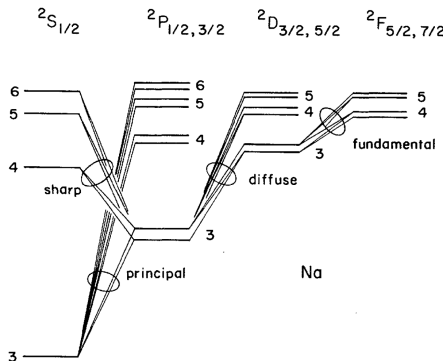


Opakování: pro Coulombovské pole

$$\zeta_{nl} \propto \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle,$$

$$\zeta_{nl} = \frac{R\alpha^2 Z^4}{n^3 l(l + \frac{1}{2})(l + 1)}$$

# Spektrální série alkalických kovů

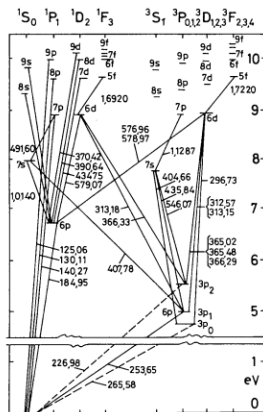


*p* – *principal* – dublety  $3s\ ^2S_{1/2} - 3p\ ^2P_{1/2,3/2}$ , i v absorpci, zužují se  
*s* – *sharp* – dublety  $3p\ ^2P_{1/2,3/2} - ns\ ^2S_{1/2}$ , stejně vzdálené jako čára D  
*d* – *diffuse* – triplety  $3p\ ^2P_{1/2,3/2} - nd\ ^2D_{3/2,5/2}$ , „*compound doublet*“  
*f* – *fundamental* – triplety  $3d\ ^2D_{3/2,5/2} - nf\ ^2F_{5/2,7/2}$ , Rydbergovské termy

# Osnova

- 1 Úvod
  - Organizace výuky
  - Historický vývoj
  - Základní poznatky
- 2 Atomová spektroskopie
  - Atom vodíku
  - Dvouelektronový atom – helium
  - Víceelektronové atomy
  - Alkalické kovy
  - Další prvky
  - Zářivé procesy
  - Vnější pole
- 3 Molekulová spektroskopie
  - UV/VIS spektra
  - IR spektra
  - Teorie struktury molekuly a molekulových spekter

## Rtuť



$Z = 80$ , konfigurace základního stavu  $KLMN 5s^2 5p^6 5d^{10} 6s^2$

- silná spin-orbitální interakce u dolních stavů
- silné interkombinační přechody

## Další prvky

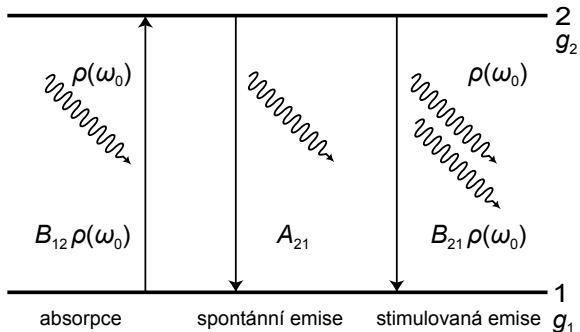
Viz Thorne, U. Litzen, S. Johansson. *Spectrophysics, Principles and Applications*. Springer, 1999.

# Osnova

- 1 Úvod
  - Organizace výuky
  - Historický vývoj
  - Základní poznatky
- 2 Atomová spektroskopie
  - Atom vodíku
  - Dvouelektronový atom – helium
  - Víceelektronové atomy
  - Alkalické kovy
  - Další prvky
  - **Zářivé procesy**
  - Vnější pole
- 3 Molekulová spektroskopie
  - UV/VIS spektra
  - IR spektra
  - Teorie struktury molekuly a molekulových spekter



# Zářivé procesy



Radiační procesy v modelu dvouhladinového atomu. Přidružené výrazy udávají počty přechodů za sekundu.

# Pravděpodobnost přechodu

Časově závislá porucha  $\hat{W}(t')$ :

$$\hat{H} = \begin{cases} \hat{H}_0 + \hat{W}(t'), & 0 \leq t' \leq t \\ \hat{H}_0, & t' < 0, t' > t. \end{cases} \quad (1)$$

Řešení časové Schrödingerovy rovnice ve formě lineární kombinace stacionárních stavů  $\phi_k(\vec{r})$  neporušeného hamiltoniánu  $\hat{H}_0$ :

$$\hat{H}\psi = i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t'} \quad (2)$$

lze vyjádřit

$$\psi(\vec{r}, t') = \sum_k c_k(t') \phi_k(\vec{r}) e^{-\frac{i}{\hbar} E_k t'}. \quad (3)$$

Hledáme koeficienty  $c_k(t')$  měnící se s působením poruchy. Jestliže  $|c_k(t')|^2$  má význam pravděpodobnosti nalezení systému ve stavu  $\phi_k(\vec{r})$  v čase  $t'$  a systém byl na počátku (v čase  $t' = 0$ ) ve stavu  $\phi_i$ , potom  $|c_f(t)|^2$  má význam pravděpodobnosti přechodu systému ze stavu  $\phi_i$  do stavu  $\phi_f$ .

# Pravděpodobnost přechodu

První porucha (jednofotonové procesy)

$$i\hbar \frac{dc_f(t')}{dt'} = \langle f | \hat{W} | i \rangle e^{\frac{i}{\hbar}(E_f - E_i)t'}. \quad (4)$$

Při slabém působení pole má rovnice řešení


$$c_{fi}(t) = \frac{1}{i\hbar} \int_0^t \langle f | \hat{W}(t') | i \rangle e^{\frac{i}{\hbar}(E_f - E_i)t'} dt'. \quad (5)$$

Pravděpodobnost přechodu systému ze stavu  $\phi_i$  do stavu  $\phi_f$  je

$$|c_{fi}(t)|^2 = \frac{1}{\hbar^2} \left| \int_0^t \langle f | \hat{W}(t') | i \rangle e^{\frac{i}{\hbar}(E_f - E_i)t'} dt' \right|^2. \quad (6)$$

$$\hat{H}(t) = \frac{1}{2m_e} (\hat{\vec{p}} + e\hat{\vec{A}})^2 + V(\vec{r}), \quad (7)$$

$$\hat{W}(t) = \frac{e}{m_e} \hat{\vec{A}} \cdot \hat{\vec{p}}, \quad (8)$$

$\hat{\vec{A}}$  – vektorový potenciál pole,  $\hat{\vec{p}}$  hybnost elektronu, 

# Pravděpodobnost přechodu I

Vektorový potenciál  $\vec{A}$  rovinné elektromagnetické vlny o frekvenci  $\omega$  má tvar ( $\vec{q}$  je vlnový vektor)

$$\vec{A}(t) = \frac{\vec{A}_0}{2} [e^{i(\omega t - \vec{q} \cdot \vec{r})} + e^{-i(\omega t - \vec{q} \cdot \vec{r})}]. \quad (9)$$

Aproximace dipólového záření

$$e^{-i\vec{q} \cdot \vec{r}} = 1 - i\vec{q} \cdot \vec{r} - \frac{(\vec{q} \cdot \vec{r})^2}{2} \approx 1, \quad |\vec{q}| = \frac{2\pi}{\lambda}. \quad (10)$$

Vyjádříme vektorový potenciál pomocí hustoty energie vlny (lineárně polarizované ve směru jednotkového vektoru  $\vec{e}^0$ )

$$\vec{A}_0 = \sqrt{\frac{2\rho}{\epsilon_0 \omega^2}} \vec{e}^0 \quad (11)$$

# Pravděpodobnost přechodu II

Dohromady po integraci přes  $t'$  dostaneme pro  $t \gg 1/\omega_0$  vztah

$$|c_{fi}(t)|^2 = \frac{2}{\epsilon_0 \hbar^2 \omega_0^2} |\langle f | \frac{e}{m_e} \hat{p} \cdot \vec{e}^0 | i \rangle|^2 \rho(\omega) \frac{\sin^2[\frac{1}{2}(\omega - \omega_0)t]}{(\omega - \omega_0)^2}. \quad (12)$$

$\omega_0 = \frac{1}{\hbar}(E_f - E_i)$ . Po vyjádření operátoru  $\hat{p}$  a rozšíření na nepolarizované záření je pravděpodobnost přechodu rovna

$$|c_{fi}(t)|^2 = \frac{2}{3\epsilon_0 \hbar^2} |\langle f | e\vec{r} | i \rangle|^2 \rho(\omega) \frac{\sin^2[\frac{1}{2}(\omega - \omega_0)t]}{(\omega - \omega_0)^2}. \quad (13)$$

# Síla čáry

Kvadrát absolutní hodnoty maticového elementu

$$S_{if} = |\langle f | e\vec{r} | i \rangle|^2 = |\langle f | ex | i \rangle|^2 + |\langle f | ey | i \rangle|^2 + |\langle f | ez | i \rangle|^2 \quad (14)$$

se nazývá silou čáry (resp. dipólového přechodu). V případě degenerace koncového stavu je třeba sečíst přechody do různých koncových stavů. Protože definujeme sílu čáry symetricky

$$S = S_{if} = S_{fi} = \sum_{m_f} \sum_{m_i} |\langle f | e\vec{r} | i \rangle|^2, \quad (15)$$

musíme výsledek dělit degenerací počátečního stavu

$$|c_{fi}(t)|^2 = \frac{2}{3\epsilon_0 \hbar^2 g_i} S \rho(\omega) \frac{\sin^2[\frac{1}{2}(\omega - \omega_0)t]}{(\omega - \omega_0)^2}. \quad (16)$$

# Einsteinův koeficient $B$ I

Při spojitě rozložené energii mezi určitý rozsah frekvencí  $\Delta\omega$  je pravděpodobnost přechodu dána

$$|c_{fi}(t)|^2 = \frac{2S}{3\varepsilon_0\hbar^2 g_i} \int_{\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2}}^{\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}} \rho(\omega) \frac{\sin^2[\frac{1}{2}(\omega - \omega_0)t]}{(\omega - \omega_0)^2} d\omega.$$

Pokud  $t \gg 1/\Delta\omega$ , lze zlomek v integrandu nahradit Diracovou delta-funkcí

$$\delta(\omega - \omega_0) = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{2}{\pi} \frac{\sin^2[\frac{1}{2}(\omega - \omega_0)t]}{(\omega - \omega_0)^2 t}.$$

Dostaneme tak výraz

$$|c_{fi}(t)|^2 = \frac{\pi}{3\varepsilon_0\hbar^2} \frac{S}{g_i} t \int_{\omega_0 - \frac{\Delta\omega}{2}}^{\omega_0 + \frac{\Delta\omega}{2}} \rho(\omega) \delta(\omega - \omega_0) d\omega,$$

# Einsteinův koeficient $B$ II

Po integraci

$$|c_{fi}(t)|^2 = \frac{\pi}{3\varepsilon_0 \hbar^2} \frac{S}{g_i} t \rho(\omega_0).$$

Pravděpodobnost přechodu roste s dobou trvání poruchy.  
Konstantní podíl

$$B_{if} = |c_{fi}(t)|^2 / t / \rho(\omega_0) = \frac{\pi}{3\varepsilon_0 \hbar^2} \frac{S}{g_i}$$

se nazývá Einsteinovým koeficientem  $B$  přechodu.

$$[B] = \text{m}^3 \text{HzJ}^{-1} \text{s}^{-1}$$



Einsteinův koeficient  $B$ 

absorpce $i = 1, f = 2$	stimulovaná emise $i = 2, f = 1^1$
$B_{12} = \frac{\pi}{3\epsilon_0\hbar^2} \frac{S}{g_1}$	$B_{21} = \frac{\pi}{3\epsilon_0\hbar^2} \frac{S}{g_2}$

Mezi koeficienty  $B$  tedy platí

$$B_{12} = \frac{g_2}{g_1} B_{21}.$$

Rychlost absorpčního procesu v určitém místě lze tedy stanovit z koeficientu  $B_{12}$  a z hustoty záření ve středu spektrální čáry v tomto místě:

$$B_{12}\rho(\omega_0)$$

<sup>1</sup>Dvouhadinový atom: 1 – dolní stav, 2 – horní stav. U Einsteinových koeficientů je index počátečního stavu na prvním místě.

# Einsteinův koeficient spontánní emise $A$

- Spontánní emise nastává samovolně bez nutné přítomnosti elektrického pole.
- Vysvětluje QED.
- Z termodynamické rovnováhy lze odvodit vztahy mezi koeficienty

$$A_{21} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2 c^3} B_{21} \quad (17)$$

tedy

$$A_{21} = \frac{\omega^3}{3\pi\epsilon_0 \hbar c^3} \frac{S}{g_2}. \quad (18)$$

# Intenzita spektrální čáry

- koeficient emise z hladiny o koncentraci  $n_i$

$$j_{if}(\omega) = n_i A_{if} \frac{\hbar\omega}{4\pi} f(\omega). \quad (19)$$

- spektrální zář opticky tenké vrstvy homogenního plazmatu tloušťky  $l$

$$L_{if}(\omega) = \int_0^l j_{if}(\omega) dx = n_i A_{if} \frac{\hbar\omega}{4\pi} f(\omega) l \quad (20)$$

$f(\omega)$  – profil čáry, je normován

$$\int_0^\infty f(\omega) d\omega = 1, \quad (21)$$

Další veličiny: síla oscilátoru, absorpční koeficient, ...



## Dipólový moment

$$\vec{\mu} = \sum_{i=0}^N q_i \vec{z}_i = Ze\vec{z}_n - \sum_{i=1}^N e\vec{z}_i = (Z - N)e\vec{z}_n - \sum_{i=1}^N e(\vec{z}_i - \vec{z}_n)$$

$$\vec{\mu} = (Z - N)e\vec{z}_n - e \sum_{i=1}^N \vec{r}_i$$

$$R_e = \langle \psi_f | \vec{\mu} | \psi_i \rangle = \overbrace{\langle \psi_f | (Z - N)e\vec{z}_n | \psi_i \rangle}^{=0} - \langle \psi_f | e \sum_{i=1}^N \vec{r}_i | \psi_i \rangle$$

$$\psi_i = \phi_1(\vec{r}_1)\phi_2(\vec{r}_2) \cdot \dots \cdot \phi_N(\vec{r}_N)$$

$$\psi_f = \phi'_1(\vec{r}_1)\phi_2(\vec{r}_2) \cdot \dots \cdot \phi_N(\vec{r}_N)$$

$$R_e = -e \langle \psi_f | \sum_{i=1}^N \vec{r}_i | \psi_i \rangle = -e \langle \phi'_1(\vec{r}_1) | \vec{r}_1 | \phi_1(\vec{r}_1) \rangle$$

Při dipólovém přechodu pouze jeden elektron může změnit stav.

# Zakázané přechody

Kvadrupólové přechody (přechody E2)

$$\langle \psi_f | Q | \psi_i \rangle \neq 0$$

Výběrová pravidla

$$\begin{aligned} \Delta J &= 0, \pm 1, \pm 2 & (J + J') &\geq 2 \\ \Delta L &= 0, \pm 1, \pm 2 & L = 0 \rightarrow L' = 0 &\text{zakázáno} \\ \Delta S &= 0 \end{aligned}$$

Magnetické přechody (přechody M1)

$$\langle \psi_f | \vec{L} | \psi_i \rangle \neq 0$$

Výběrová pravidla

$$\begin{aligned} \Delta J &= 0, \pm 1 & J = 0 \rightarrow J' = 0 &\text{zakázáno} \\ \Delta L &= 0, \pm 1 \\ \Delta S &= 0 \end{aligned}$$

# Osnova

- 1 Úvod
  - Organizace výuky
  - Historický vývoj
  - Základní poznatky
- 2 Atomová spektroskopie
  - Atom vodíku
  - Dvouelektronový atom – helium
  - Víceelektronové atomy
  - Alkalické kovy
  - Další prvky
  - Zářivé procesy
  - Vnější pole
- 3 Molekulová spektroskopie
  - UV/VIS spektra
  - IR spektra
  - Teorie struktury molekuly a molekulových spekter

# Zeemanův jev

Magnetický moment atomu

$$\vec{\mu}_J = -\frac{e}{2m_e} (g_L \vec{L} + g_S \vec{S}).$$

Efektivní magnetický moment atomu

$$\vec{\mu}_{\parallel J} = -g_J \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{J}.$$

Landého faktor

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)}$$

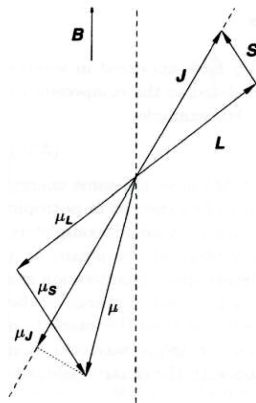
Bohrův magneton

$$\mu_B = 9,274\,009\,15(23) \cdot 10^{-24} \text{ JT}^{-1}$$

Příspěvek k energii stavu s  $M_J$

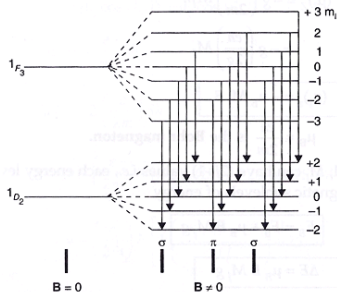
$$\Delta E_B = -\vec{\mu}_{\parallel J} \vec{B} = g_J \frac{\mu_B}{\hbar} \vec{J} \vec{B} = g_J \frac{\mu_B}{\hbar} J_z B = g_J \mu_B M_J B$$

$\mu$  elektrický  $\times$  magnetický moment!

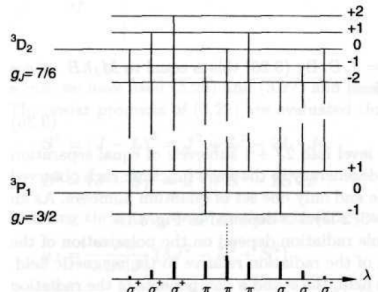




## Zeemanův jev



normální Zeemanův jev



anomální Zeemanův jev

## Výběrová pravidla

$$\Delta M_J = 0 \quad \pi \text{ přechody}$$

$$\Delta M_J = \pm 1 \quad \sigma \text{ přechody}$$

silné pole: Paschenův-Backův jev

# Starkův jev

Dle závislosti na poli

- $\Delta E \propto \mathcal{E}$  – lineární Starkův jev (atom vodíku, silné pole)
- $\Delta E \propto \mathcal{E}^2$  – kvadratický Starkův jev (ostatní prvky)

Dle frekvence pole

- DC Starkův jev
- vysokofrekvenční Starkův jev – od mikrovlnné oblasti, satelitní čáry  $\pm \hbar\omega_{\mathcal{E}}$

# Kvadratický Starkův jev

Energie dipólu v elektrickém poli ( $\sum_i q_i = 0$ )

$$W = -\vec{\mu} \cdot \vec{\mathcal{E}} = e \sum \vec{r}_i \cdot \vec{\mathcal{E}}$$

Zvolíme pole  $\mathcal{E}$  ve směru z:

$$W = -\mu_z \mathcal{E} = ez \mathcal{E}$$

Poruchová teorie

- porucha prvního řádu, dipólový moment atomu je nulový

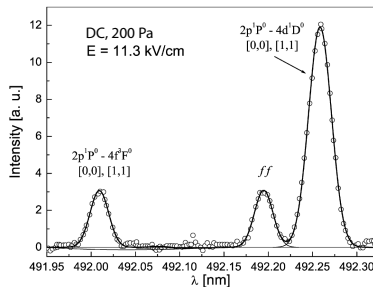
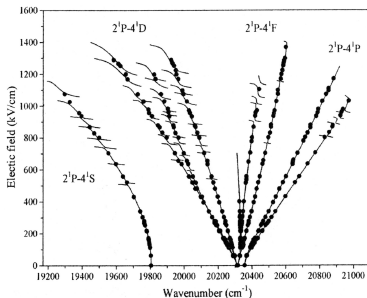
$$E_{\gamma JM}^{(1)} = \langle \gamma JM | \mu_z | \gamma JM \rangle = 0$$

- porucha druhého řádu

$$E_{\gamma JM}^{(2)} = \sum_{\gamma' J'} \frac{|\langle \gamma JM | \mu_z | \gamma' J' M \rangle|^2}{E_{\gamma J} - E_{\gamma' J'}} \mathcal{E}^2$$

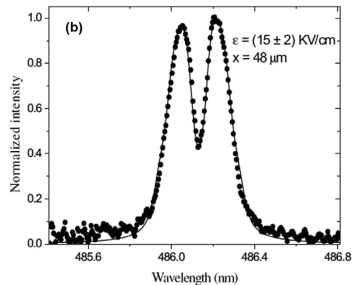
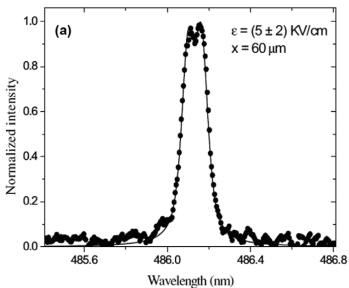
$$E_{\gamma JM}^{(2)} = (\alpha + \beta M^2) \mathcal{E}^2$$

# Starkův jev v heliu

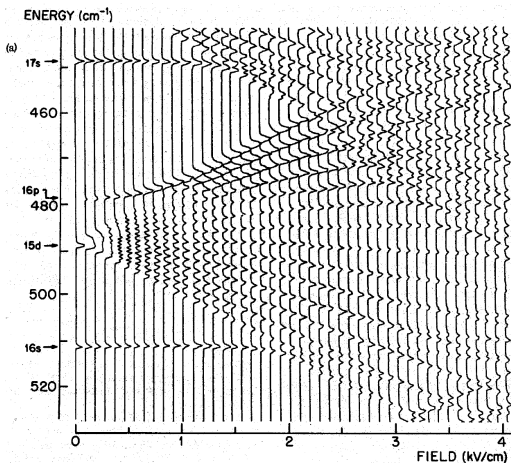


- s růstem intenzity el. pole dochází k přechodu z kvadratického na lineární Starkův jev (degen)
- odpuzování hladin
- citlivost roste s  $n$
- zakázané čáry, ff (field-free) čára

# Starkův jev u vodíku



# Starkův jev u Rydbergových stavů sodíku



# Starkův jev u Rydbergových stavů sodíku

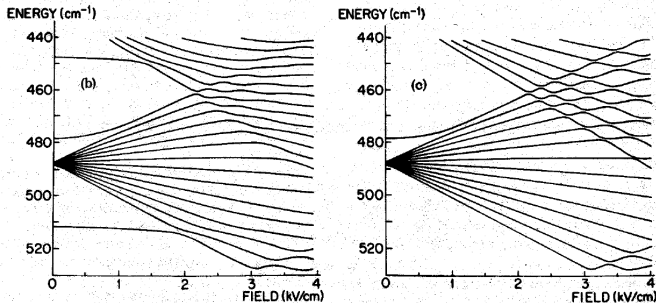


FIG. 1. Stark structure of Na. (a) Experimental excitation curves for Rydberg states of Na in the vicinity of  $n = 15$ . A tunable laser was scanned across the energy range displayed (vertical axis). The zero of energy is the ionization limit. A signal generated by ionizing the excited atoms appears as horizontal peaks. Scans were made at increasing field strengths (92 V/cm increment) and are displayed at the corresponding field values. Both  $|m|=0$  and 1 states are present. Arrows identify zero-field position of levels  $n1$ . (b) Calculated energy levels for the  $|m|=0$  states displayed above. (c) Calculated energy levels for the  $|m|=1$  states displayed above.

# Vysokofrekvenční Starkův jev

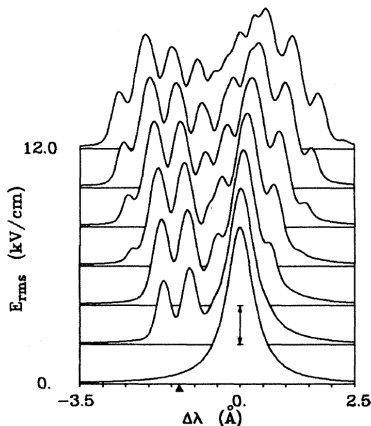


FIG. 2. Calculated Stark profiles in the vicinity of the 4922-Å spectral line of He I for the case of no magnetic field and a linearly polarized electric field of frequency  $1.17 \text{ cm}^{-1}$  and for various electric field strengths, all for direction of observation perpendicular to  $\vec{E}$ . Each profile is the result of folding the theoretical line spectrum with an instrument function of FWHM of  $0.2 \text{ Å}$  and is shown plotted logarithmically; a single decade is shown in the figure by a double-ended arrow.  $\Delta\lambda = 0$  is the unperturbed position of the allowed line  $4^1D \rightarrow 2^1P$ ;  $\blacktriangle$  denotes the unperturbed position of the forbidden transition  $4^1F \rightarrow 2^1P$ .

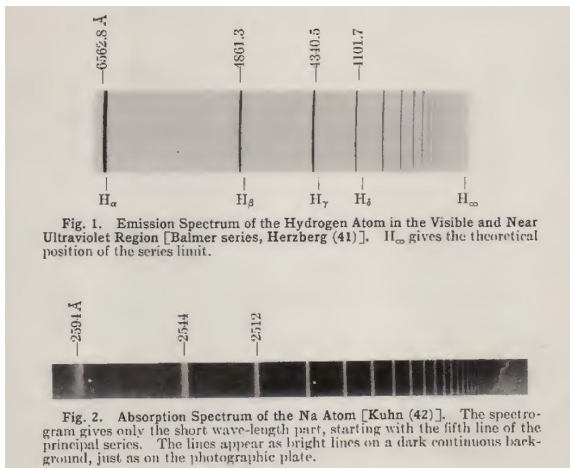




# Osnova

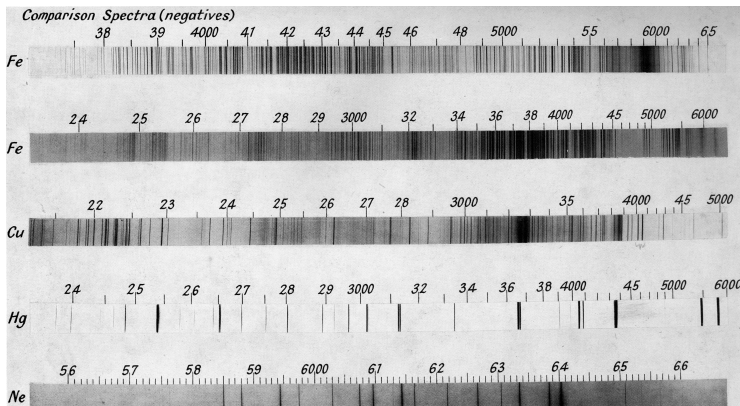
- 1 Úvod
  - Organizace výuky
  - Historický vývoj
  - Základní poznatky
- 2 Atomová spektroskopie
  - Atom vodíku
  - Dvouelektronový atom – helium
  - Víceelektronové atomy
  - Alkalické kovy
  - Další prvky
  - Zářivé procesy
  - Vnější pole
- 3 Molekulová spektroskopie
  - UV/VIS spektra
  - IR spektra
  - Teorie struktury molekuly a molekulových spekter

# Spektra atomů v UV/VIS



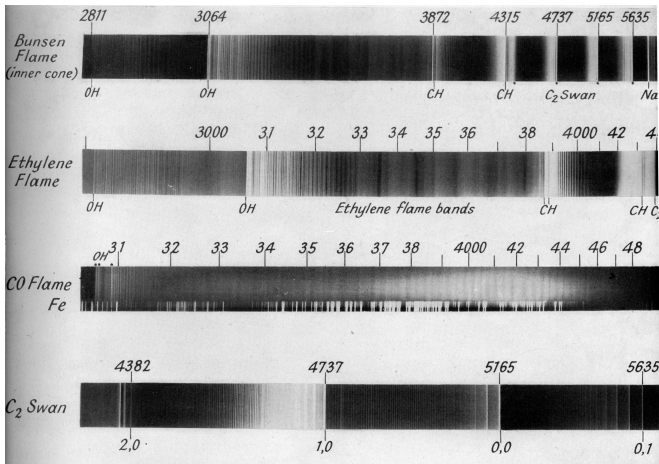
U jednoduchých atomů lze pozorovat série čar (přechodů na určitou hladinu) zakončených hranou (*series limit*).

# Spektra atomů v UV/VIS

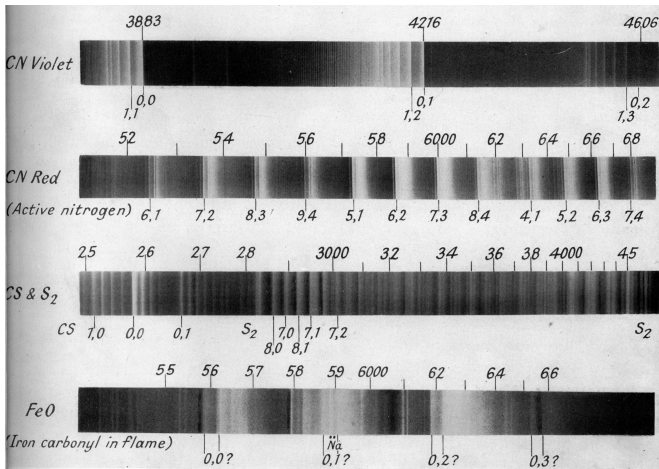


U složitějších atomů se v přehledovém emisním spektru většinou žádná pravidelnost nepozoruje.

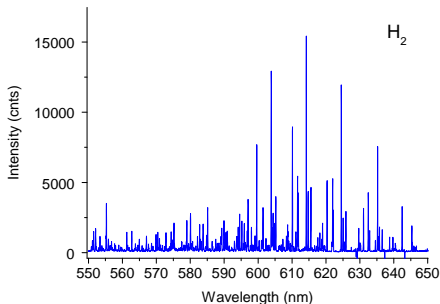
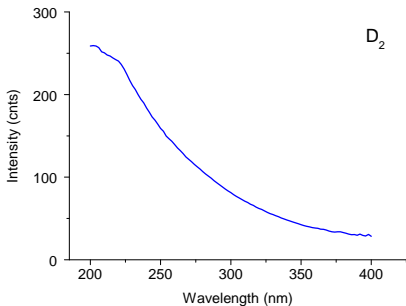
# Emisní spektra molekul v UV/VIS



# Emisní spektra molekul v UV/VIS



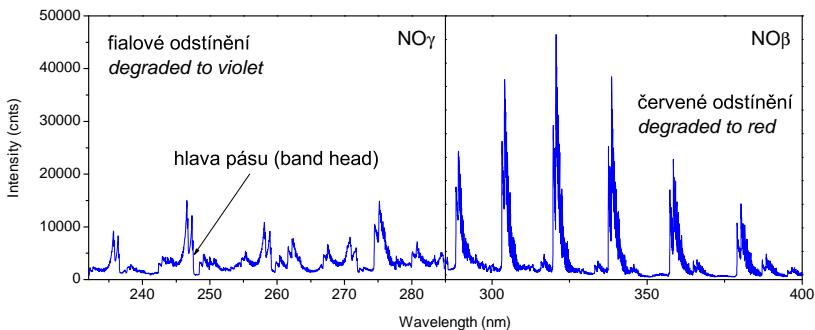
# Slabě vyvinuté/nevyvinuté pásy



pásy nejsou přítomny nebo jsou nezřetelné

- 1 mnoho ostrých čar bez struktury – ‘*many line spectrum*’ – jako komplikované atomové spektrum  
Př.  $H_2$ , hydridy,...
- 2 spojitá spektra, kontinua  
Př.  $H_2$ ,  $I_2$ ,  $NO_2$ ,...

# Vyvinutá pásová spektra



- ostrý nástup intenzity (hlava), pomalý pokles (odstínění)
- tvar pásu je ovlivněn rozlišením spektrometru
- odstínění se liší pro různé elektronické přechody/systémy, může se změnit i v rámci jednoho systému

Př.  $\text{N}_2$ ,  $\text{NO}$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{CN}$ , ...



# Sekvence, progrese

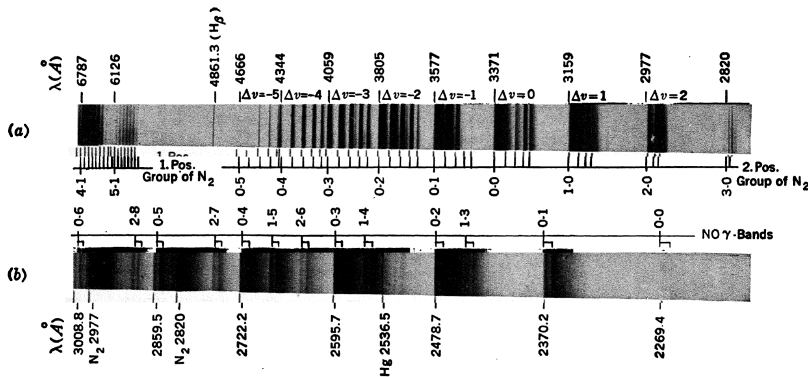
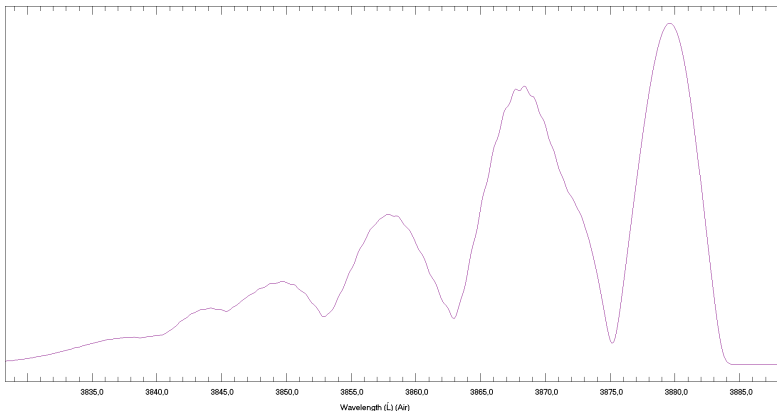


FIG. 8. Band Spectrum of an Air-Filled Geissler Tube. (a) Long-wave-length part. (b) Short-wave-length part. The latter is much more strongly exposed than the former.

- značení:  $v'$  – horní stav,  $v''$  – dolní stav
- $v' / v''$  progrese: mění se jen jeden stav
- sekvence:  $\Delta v = konst.$

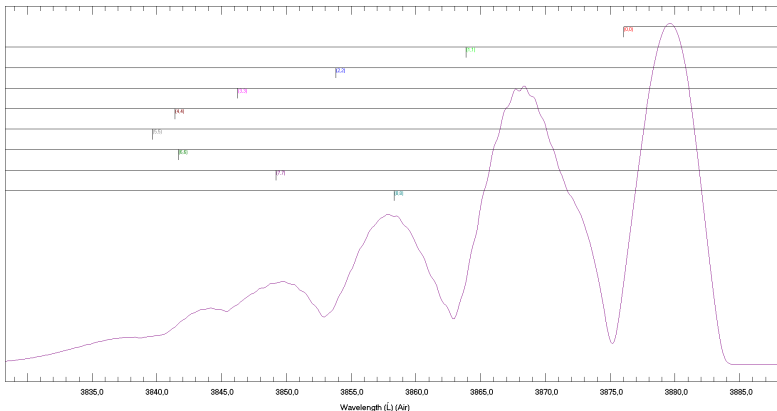


# Jemná struktura pásu



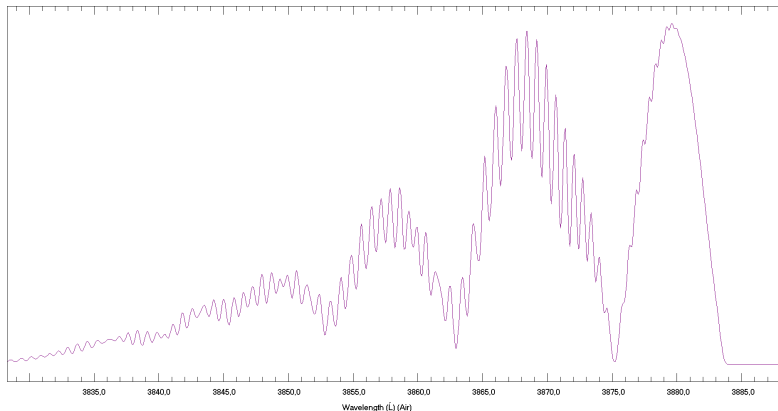
- při vysokém rozlišení se pás obvykle rozpadne na mnoho úzkých čar, uskupených do větví (P, Q, R)
- rozmístění čar je zcela pravidelné, přitom odlišné od rozmístění atomových čar v sérii
- vzdálenost čar se mění prakticky lineárně, a tedy  $\tilde{\nu} = c + dm + em^2$ ,  $m = 0$  se volí pro čáru, která chybí

# Jemná struktura pásu



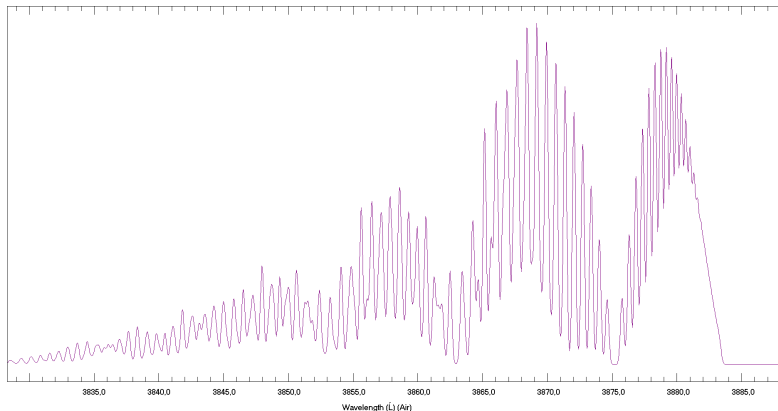
- při vysokém rozlišení se pás obvykle rozpadne na mnoho úzkých čar, uskupených do větví (P, Q, R)
- rozmístění čar je zcela pravidelné, přitom odlišné od rozmístění atomových čar v sérii
- vzdálenost čar se mění prakticky lineárně, a tedy  $\tilde{\nu} = c + dm + em^2$ ,  $m = 0$  se volí pro čáru, která chybí

# Jemná struktura pásu



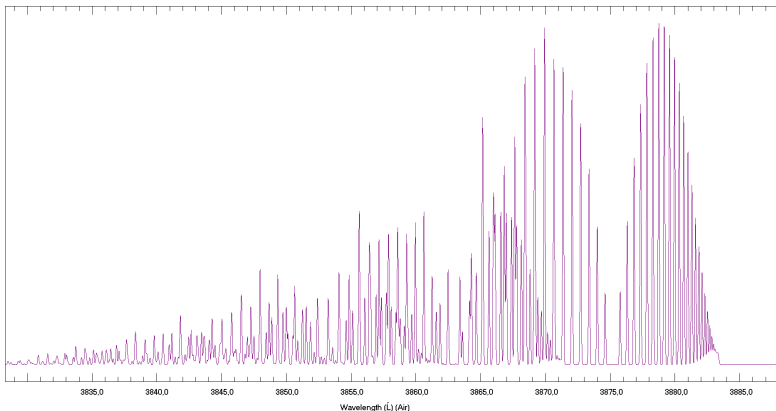
- při vysokém rozlišení se pás obvykle rozpadne na mnoho úzkých čar, uskupených do větví (P, Q, R)
- rozmístění čar je zcela pravidelné, přitom odlišné od rozmístění atomových čar v sérii
- vzdálenost čar se mění prakticky lineárně, a tedy  $\tilde{\nu} = c + dm + em^2$ ,  $m = 0$  se volí pro čáru, která chybí

# Jemná struktura pásu



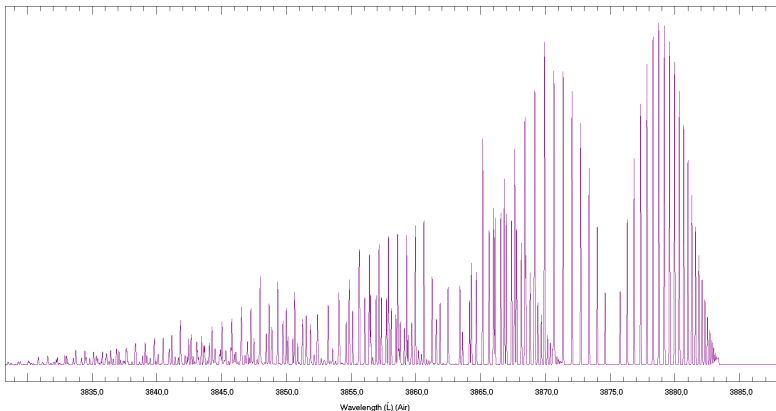
- při vysokém rozlišení se pás obvykle rozpadne na mnoho úzkých čar, uskupených do větví (P, Q, R)
- rozmístění čar je zcela pravidelné, přitom odlišné od rozmístění atomových čar v sérii
- vzdálenost čar se mění prakticky lineárně, a tedy  $\tilde{\nu} = c + dm + em^2$ ,  $m = 0$  se volí pro čáru, která chybí

# Jemná struktura pásu



- při vysokém rozlišení se pás obvykle rozpadne na mnoho úzkých čar, uskupených do větví (P, Q, R)
- rozmístění čar je zcela pravidelné, přitom odlišné od rozmístění atomových čar v sérii
- vzdálenost čar se mění prakticky lineárně, a tedy  $\tilde{\nu} = c + dm + em^2$ ,  $m = 0$  se volí pro čáru, která chybí

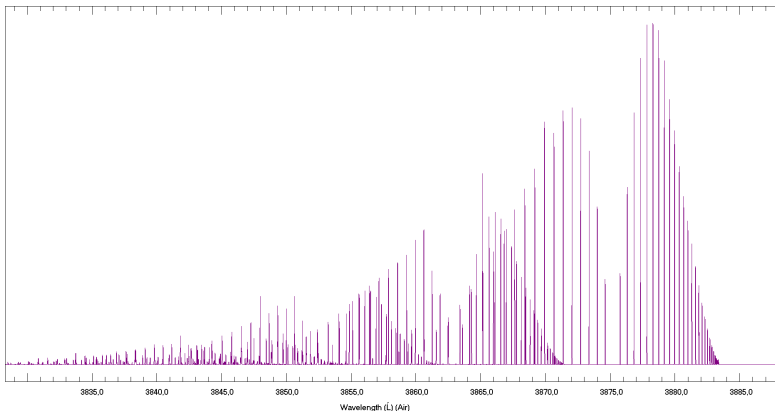
# Jemná struktura pásu



- při vysokém rozlišení se pás obvykle rozpadne na mnoho úzkých čar, uskupených do větví (P, Q, R)
- rozmístění čar je zcela pravidelné, přitom odlišné od rozmístění atomových čar v sérii
- vzdálenost čar se mění prakticky lineárně, a tedy  $\tilde{\nu} = c + dm + em^2$ ,  $m = 0$  se volí pro čáru, která chybí

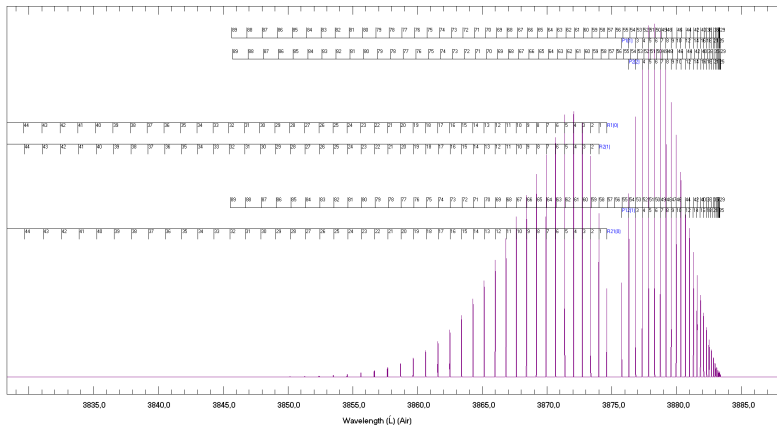


# Jemná struktura pásu



- při vysokém rozlišení se pás obvykle rozpadne na mnoho úzkých čar, uskupených do větví (P, Q, R)
- rozmístění čar je zcela pravidelné, přitom odlišné od rozmístění atomových čar v sérii
- vzdálenost čar se mění prakticky lineárně, a tedy  $\tilde{\nu} = c + dm + em^2$ ,  $m = 0$  se volí pro čáru, která chybí

# Jemná struktura pásu



# Spektra UV/VIS - závěr

- pravidelnost struktury a odlišnost chování poloh čar/pásů vylučuje, aby byla způsobována elektronickými přechody
- oblast UV/VIS (energie fotonů několik eV) přitom indikuje, že se na vyzařování světla elektrony musí podílet

Např. molekula  $I_2$  má disociační energii 1.54 eV. To odpovídá energii fotonu o vlnové délce 803 nm. Přitom dokáže absorbovat záření o vlnové délce 500 nm.

# Osnova

- 1 Úvod
  - Organizace výuky
  - Historický vývoj
  - Základní poznatky
- 2 Atomová spektroskopie
  - Atom vodíku
  - Dvouelektronový atom – helium
  - Víceelektronové atomy
  - Alkalické kovy
  - Další prvky
  - Zářivé procesy
  - Vnější pole
- 3 Molekulová spektroskopie
  - UV/VIS spektra
  - IR spektra
  - Teorie struktury molekuly a molekulových spekter

# IR spektra

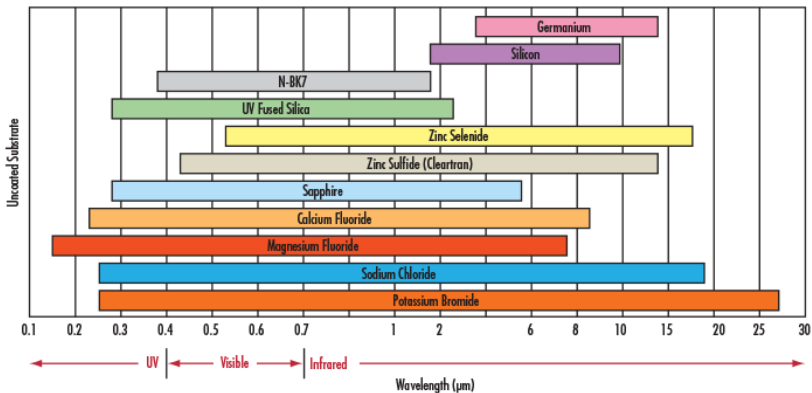
- spektra pozorovaná v UV/VIS mohou pokračovat dále do NIR (atomy, molekuly)
- další, dva velmi specifické typy spekter jednoduššího charakteru
  - spektra v NIR + MIR (  $< 20 \mu\text{m}$ ,  $> 500 \text{cm}^{-1}$  )
  - spektra v FIR + MW (  $> 20 \mu\text{m}$ ,  $< 500 \text{cm}^{-1}$  )

# Instrumentace v IR oblasti

Pozorování v IR vyžaduje jinou instrumentaci:

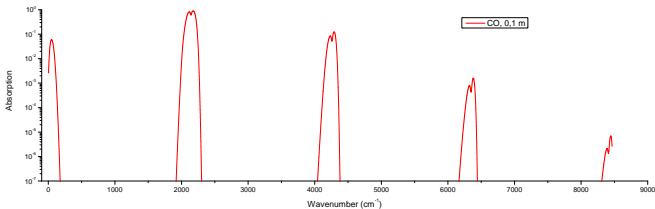
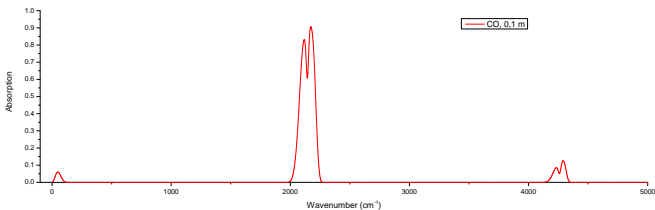
- křemíkové detektory jsou citlivé do 1100 nm ( $9000\text{ cm}^{-1}$ ), InGaAs do 2500 nm → tepelné/pyroelektrické detektory, ...
- propustnost materiálů (křemenné sklo do  $2,7\text{ }\mu\text{m}$ ) → Si, Ge,  $\text{CaF}_2$ , ZnSe, ...
- v monochromátoru dochází k absorpci (vodní pára,  $\text{CO}_2$ , ...) → vakuum, suchý vzduch
- IR oblast je rozsáhlá → FTIR spektrometr
- většina aplikací měří absorpční spektra

# IR materiály



# Spektra v NIR + MIR ( $<20\ \mu\text{m}$ , $500\ \text{cm}^{-1}$ ), nízké rozlišení

- fundamentální pás – silná absorpce
- vyšší harmonické – pouze při větších absorpčních tloušťkách plynu ( $\sim 1\ \text{m}$ )





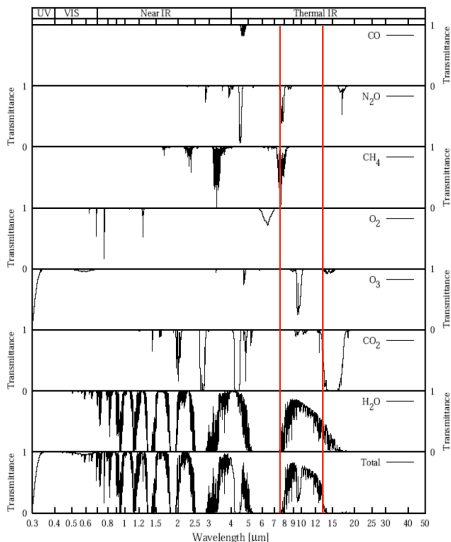
# Fundamentální absorpce dvouatomových molekul

molekula	$\tilde{\nu}$ (cm <sup>-1</sup> )	$\lambda$ (μm)
<sup>12</sup> C <sup>1</sup> H	2732,46	3,7
<sup>12</sup> C <sup>2</sup> D	2031,66	4,9
<sup>12</sup> C <sup>16</sup> O	2143,23	4,7
<sup>12</sup> C <sup>14</sup> N	2042,42	4,9
<sup>16</sup> O <sup>1</sup> H	3568,00	2,8
<sup>14</sup> N <sup>16</sup> O	1875,89	5,3
<sup>14</sup> N <sup>14</sup> N	2329,92	4,3

×

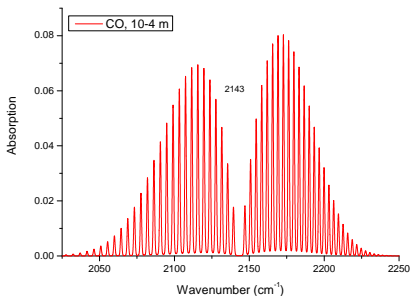
homonukleární molekuly neabsorbují ani ve velkých tloušťkách plynu (N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>, ...)

# Příklad – transmise záření v atmosféře

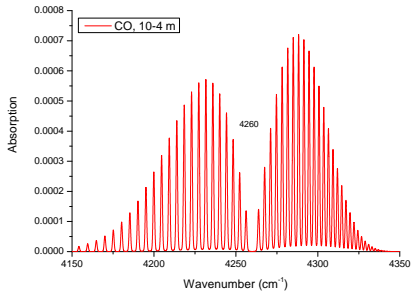


# Spektra v NIR + MIR ( $<20\ \mu\text{m}$ , $500\ \text{cm}^{-1}$ ), vysoké rozlišení

- typická dvoumaximová struktura při nízkém rozlišení
- rovnoměrně rozmístěné čáry při vysokém rozlišení
- obvykle jedna čára ve středu chybí



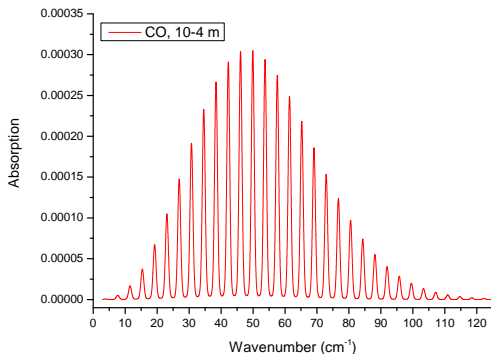
fundamental



overtone

# Spektra v FIR + MW ( $>20\ \mu\text{m}$ , $500\ \text{cm}^{-1}$ )

- ještě jednodušší charakter
- ještě rovnoměrněji rozmístěná maxima



Měření v MW vyžaduje jinou instrumentaci.





























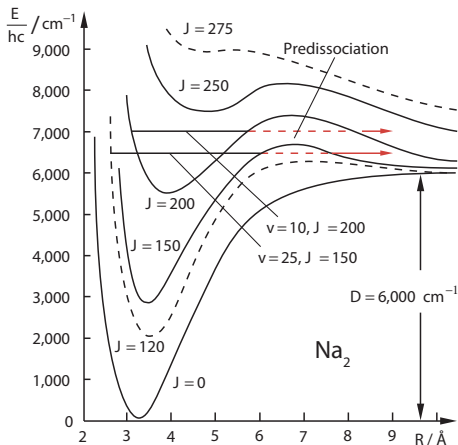








# Efektivní potenciál



Vliv rotace na tvar potenciálové křivky









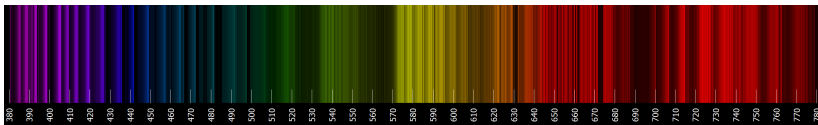






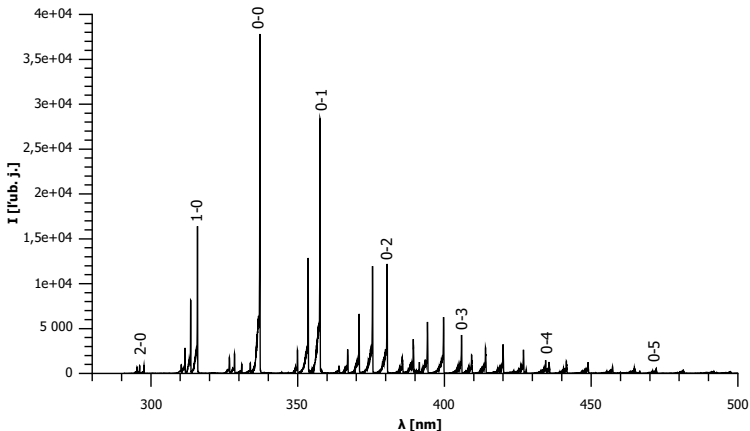


# Vibrační struktura elektronického přechodu



první a druhý pozitivní systém molekuly dusíku

# Vibrační struktura elektronického přechodu



druhý pozitivní systém N<sub>2</sub> ( $C^3\Pi_u - B^3\Pi_g$ )















































