

Fyzika laserových generátorů

Fyzika laserů s přechodovými kovy

Jan Šulc

Katedra fyzikální elektroniky
České vysoké učení technické
jan.sulc@fjfi.cvut.cz

11. března 2021

Fyzika laserových generátorů

Fyzika laserů s přechodovými kovy

Jan Šulc

Katedra fyzikální elektroniky
České vysoké učení technické
jan.sulc@fjfi.cvut.cz

11. března 2021

Aktivátory pevnolátkových iontových laserů

1 H																	2 He
3 Li	4 Be											5 B	6 C	7 N	8 O	9 F	10 Ne
11 Na	12 Mg											13 Al	14 Si	15 P	16 S	17 Cl	18 Ar
19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr
37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe
55 Cs	56 Ba	La- Lu	72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn
87 Fr	88 Ra	Ac- Lr	104 Rf	105 Db	106 Sg	107 Bh	108 Hs	109 Mt									

57 La	58 Ce	59 Pr	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu
89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	103 Lr

Lonty ve vnějším poli matrice

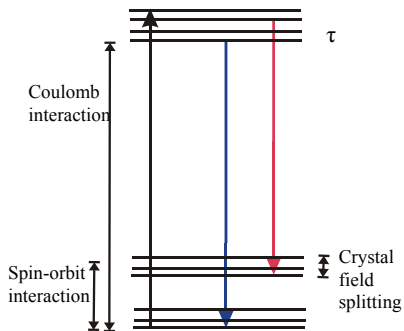
Lonty vzácných zemin

Ionty vzácných zemin

- ▶ Valenční $4f$ elektrony stíní elektrony z podslupek $5s$ a $5p$, které mají menší energii, ale větší poloměr

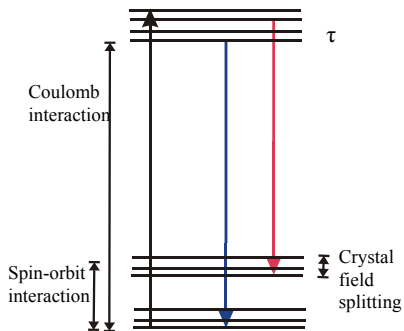
Lonty vzácných zemin

- ▶ Valenční $4f$ elektrony stíní elektrony z podslupek $5s$ a $5p$, které mají menší energii, ale větší poloměr
- ▶ Slabá interakce s vnějším polem \Rightarrow úzké emisní a absorpční čáry



Ionty vzácných zemin

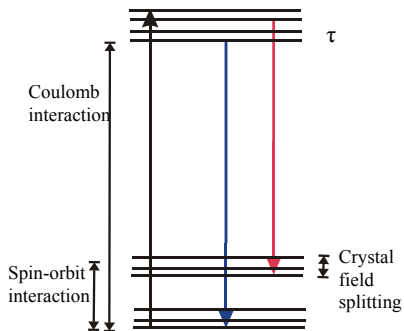
- ▶ Valenční $4f$ elektrony stíní elektrony z podslupek $5s$ a $5p$, které mají menší energii, ale větší poloměr
- ▶ Slabá interakce s vnějším polem \Rightarrow úzké emisní a absorpční čáry



Ionty přechodových prvků

Ionty vzácných zemin

- ▶ Valenční $4f$ elektrony stíní elektrony z podslupek $5s$ a $5p$, které mají menší energii, ale větší poloměr
- ▶ Slabá interakce s vnějším polem \Rightarrow úzké emisní a absorpční čáry



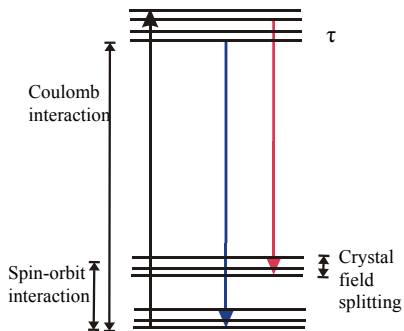
Ionty přechodových prvků

- ▶ Valenční elektrony v podslupce $3d$ na vnějším okraji elektronového obalu jsou v přímé interakci s okolím

Ionty ve vnějším poli matrice

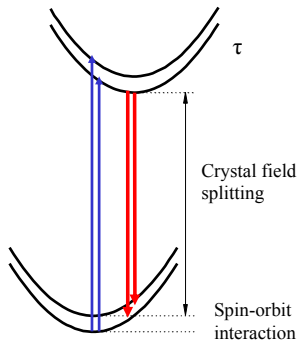
Ionty vzácných zemin

- ▶ Valenční $4f$ elektrony stíní elektrony z podslupek $5s$ a $5p$, které mají menší energii, ale větší poloměr
- ▶ Slabá interakce s vnějším polem \Rightarrow úzké emisní a absorpční čáry



Ionty přechodových prvků

- ▶ Valenční elektrony v podslupce $3d$ na vnějším okraji elektronového obalu jsou v přímé interakci s okolím
- ▶ Silná interakce s fonony – široké absorpční a emisní čáry



Yb:YAG

$c = 10 \% \text{ Yb/Y}$

$L = 3 \text{ mm}$

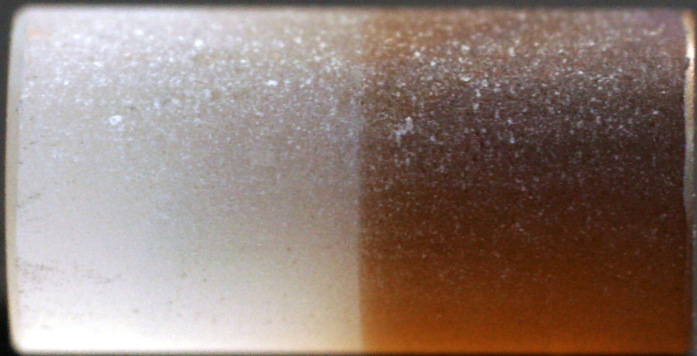
$D = 3 \text{ mm}$

Cr:YAG

$T_o = 75 \%$

$L = 2.8 \text{ mm}$

$D = 3 \text{ mm}$



$Roc = 80 \%$



1 mm

Absorpční a emisní spektra přechodových kovů jsou charakteristické svou pásovou strukturou. Na této širokopásmové struktuře však mohou být superponovány také relativně úzké čáry. Například u rubínu ($\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$) jsou využity široké absorpční pásy pro efektivní čerpání, zatímco úzká emisní čára odpovídající přechodu z excitované hladiny 2E na základní hladinu 4A_2 je využita pro laserovou generaci. Laserová matrice v případě přechodových kovů silně ovlivňuje jejich chování. Umístění aktivního iontu do materiálů s různou symetrií se tak může projevit na charakteru jeho spektroskopických vlastností – struktura spektra, intenzita. Ale i v případě, že jsou srovnávány matrice se stejnou symetrií, může různá síla krystalového pole ovlivnit polohu energetických úrovní.

Laserové materiály s přechodovými kovy

- ▶ Absorpční a emisní spektra přechodových kovů ($[\text{Xe}] 3d^{(1-8)} 4s^{(1,2)}$) jsou charakteristická svou pásovou strukturou, na které mohou být superponovány také relativně úzké čáry.

${}^{22}\text{Ti}$ $3d^2 4s^2$	${}^{23}\text{V}$ $3d^3 4s^2$	${}^{24}\text{Cr}$ $3d^5 4s^1$	${}^{25}\text{Mn}$ $3d^5 4s^2$	${}^{26}\text{Fe}$ $3d^6 4s^2$	${}^{27}\text{Co}$ $3d^7 4s^2$	${}^{28}\text{Ni}$ $3d^8 4s^2$
	$\text{V}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,2 μm)	$\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ (2–3 μm)		$\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ (4–6 μm)	$\text{Co}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,6–2,5 μm)	$\text{Ni}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,3–1,9 μm)
$\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ (0,7–1,1 μm)	$\text{V}^{3+}:\text{YAG}$ (Q-sw)	$\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ (0,7–0,9 μm)				
		$\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ (1,2–1,6 μm)				
			Mn^{5+} (1,2 μm)			

Laserové materiály s přechodovými kovy

- ▶ Absorpční a emisní spektra přechodových kovů ($[\text{Xe}] 3d^{(1-8)} 4s^{(1,2)}$) jsou charakteristická svou pásovou strukturou, na které mohou být superponovány také relativně úzké čáry.

${}^{22}\text{Ti}$ $3d^2 4s^2$	${}^{23}\text{V}$ $3d^3 4s^2$	${}^{24}\text{Cr}$ $3d^5 4s^1$	${}^{25}\text{Mn}$ $3d^5 4s^2$	${}^{26}\text{Fe}$ $3d^6 4s^2$	${}^{27}\text{Co}$ $3d^7 4s^2$	${}^{28}\text{Ni}$ $3d^8 4s^2$
	$\text{V}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,2 μm)	$\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ (2–3 μm)		$\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ (4–6 μm)	$\text{Co}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,6–2,5 μm)	$\text{Ni}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,3–1,9 μm)
$\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ (0,7–1,1 μm)	$\text{V}^{3+}:\text{YAG}$ (Q-sw)	$\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ (0,7–0,9 μm)				
		$\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ (1,2–1,6 μm)				
			Mn^{5+} (1,2 μm)			

Laserové materiály s přechodovými kovy

- ▶ Absorpční a emisní spektra přechodových kovů ($[\text{Xe}] 3d^{(1-8)} 4s^{(1,2)}$) jsou charakteristická svou pásovou strukturou, na které mohou být superponovány také relativně úzké čáry.

${}^{22}\text{Ti}$ $3d^2 4s^2$	${}^{23}\text{V}$ $3d^3 4s^2$	${}^{24}\text{Cr}$ $3d^5 4s^1$	${}^{25}\text{Mn}$ $3d^5 4s^2$	${}^{26}\text{Fe}$ $3d^6 4s^2$	${}^{27}\text{Co}$ $3d^7 4s^2$	${}^{28}\text{Ni}$ $3d^8 4s^2$
	$\text{V}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,2 μm)	$\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ (2–3 μm)		$\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ (4–6 μm)	$\text{Co}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,6–2,5 μm)	$\text{Ni}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,3–1,9 μm)
$\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ (0,7–1,1 μm)	$\text{V}^{3+}:\text{YAG}$ (Q-sw)	$\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ (0,7–0,9 μm)				
		$\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ (1,2–1,6 μm)				
			Mn^{5+} (1,2 μm)			

- ▶ Absorpční a emisní spektra přechodových kovů ($[Xe] 3d^{(1-8)} 4s^{(1,2)}$) jsou charakteristická svou pásovou strukturou, na které mohou být superponovány také relativně úzké čáry.

^{22}Ti	^{23}V	^{24}Cr	^{25}Mn	^{26}Fe	^{27}Co	^{28}Ni
$3d^2 4s^2$	$3d^3 4s^2$	$3d^5 4s^1$	$3d^5 4s^2$	$3d^6 4s^2$	$3d^7 4s^2$	$3d^8 4s^2$
	$\text{V}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,2 μm)	$\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ (2–3 μm)		$\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ (4–6 μm)	$\text{Co}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,6–2,5 μm)	$\text{Ni}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,3–1,9 μm)
$\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ (0,7–1,1 μm)	$\text{V}^{3+}:\text{YAG}$ (Q-sw)	$\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ (0,7–0,9 μm)				
		$\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ (1,2–1,6 μm)				
			Mn^{5+} (1,2 μm)			

- ▶ Po odtržení 2 až 5 valenčních elektronů jsou zbývající **opticky aktivní 3d elektrony** vystaveny poli ligandů

Laserové materiály s přechodovými kovy

- ▶ Absorpční a emisní spektra přechodových kovů ($[\text{Xe}] 3d^{(1-8)} 4s^{(1,2)}$) jsou charakteristická svou pásovou strukturou, na které mohou být superponovány také relativně úzké čáry.

${}^{22}\text{Ti}$ $3d^2 4s^2$	${}^{23}\text{V}$ $3d^3 4s^2$	${}^{24}\text{Cr}$ $3d^5 4s^1$	${}^{25}\text{Mn}$ $3d^5 4s^2$	${}^{26}\text{Fe}$ $3d^6 4s^2$	${}^{27}\text{Co}$ $3d^7 4s^2$	${}^{28}\text{Ni}$ $3d^8 4s^2$
	$\text{V}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,2 μm)	$\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ (2–3 μm)		$\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ (4–6 μm)	$\text{Co}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,6–2,5 μm)	$\text{Ni}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,3–1,9 μm)
$\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ (0,7–1,1 μm)	$\text{V}^{3+}:\text{YAG}$ (Q-sw)	$\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ (0,7–0,9 μm)				
		$\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ (1,2–1,6 μm)				
			Mn^{5+} (1,2 μm)			

- ▶ Po odtržení 2 až 5 valenčních elektronů jsou zbývající **opticky aktivní 3d elektrony** vystaveny poli ligandů
- ▶ Vliv matrice

Laserové materiály s přechodovými kovy

- ▶ Absorpční a emisní spektra přechodových kovů ($[\text{Xe}] 3d^{(1-8)} 4s^{(1,2)}$) jsou charakteristická svou pásovou strukturou, na které mohou být superponovány také relativně úzké čáry.

${}_{22}\text{Ti}$ $3d^2 4s^2$	${}_{23}\text{V}$ $3d^3 4s^2$	${}_{24}\text{Cr}$ $3d^5 4s^1$	${}_{25}\text{Mn}$ $3d^5 4s^2$	${}_{26}\text{Fe}$ $3d^6 4s^2$	${}_{27}\text{Co}$ $3d^7 4s^2$	${}_{28}\text{Ni}$ $3d^8 4s^2$
	$\text{V}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,2 μm)	$\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ (2–3 μm)		$\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ (4–6 μm)	$\text{Co}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,6–2,5 μm)	$\text{Ni}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,3–1,9 μm)
$\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ (0,7–1,1 μm)	$\text{V}^{3+}:\text{YAG}$ (Q-sw)	$\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ (0,7–0,9 μm)				
		$\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ (1,2–1,6 μm)				
			Mn^{5+} (1,2 μm)			

- ▶ Po odtržení 2 až 5 valenčních elektronů jsou zbývající **opticky aktivní 3d elektrony** vystaveny poli ligandů
- ▶ Vliv matrice
 - ▶ symetrie (pole)

Laserové materiály s přechodovými kovy

- ▶ Absorpční a emisní spektra přechodových kovů ($[Xe] 3d^{(1-8)} 4s^{(1,2)}$) jsou charakteristická svou pásovou strukturou, na které mohou být superponovány také relativně úzké čáry.

${}_{22}\text{Ti}$ $3d^2 4s^2$	${}_{23}\text{V}$ $3d^3 4s^2$	${}_{24}\text{Cr}$ $3d^5 4s^1$	${}_{25}\text{Mn}$ $3d^5 4s^2$	${}_{26}\text{Fe}$ $3d^6 4s^2$	${}_{27}\text{Co}$ $3d^7 4s^2$	${}_{28}\text{Ni}$ $3d^8 4s^2$
	$\text{V}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,2 μm)	$\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ (2–3 μm)		$\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ (4–6 μm)	$\text{Co}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,6–2,5 μm)	$\text{Ni}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,3–1,9 μm)
$\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ (0,7–1,1 μm)	$\text{V}^{3+}:\text{YAG}$ (Q-sw)	$\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ (0,7–0,9 μm)				
		$\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ (1,2–1,6 μm)				
			Mn^{5+} (1,2 μm)			

- ▶ Po odtržení 2 až 5 valenčních elektronů jsou zbývající **opticky aktivní 3d elektrony** vystaveny poli ligandů
- ▶ Vliv matrice
 - ▶ symetrie (pole)
 - ▶ síla pole

Laserové materiály s přechodovými kovy

- ▶ Absorpční a emisní spektra přechodových kovů ($[Xe] 3d^{(1-8)} 4s^{(1,2)}$) jsou charakteristická svou pásovou strukturou, na které mohou být superponovány také relativně úzké čáry.

${}_{22}\text{Ti}$ $3d^2 4s^2$	${}_{23}\text{V}$ $3d^3 4s^2$	${}_{24}\text{Cr}$ $3d^5 4s^1$	${}_{25}\text{Mn}$ $3d^5 4s^2$	${}_{26}\text{Fe}$ $3d^6 4s^2$	${}_{27}\text{Co}$ $3d^7 4s^2$	${}_{28}\text{Ni}$ $3d^8 4s^2$
	$\text{V}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,2 μm)	$\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ (2–3 μm)		$\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ (4–6 μm)	$\text{Co}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,6–2,5 μm)	$\text{Ni}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,3–1,9 μm)
$\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ (0,7–1,1 μm)	$\text{V}^{3+}:\text{YAG}$ (Q-sw)	$\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ (0,7–0,9 μm)				
		$\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ (1,2–1,6 μm)				
			Mn^{5+} (1,2 μm)			

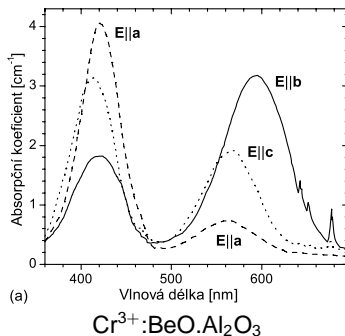
- ▶ Po odtržení 2 až 5 valenčních elektronů jsou zbývající **opticky aktivní 3d elektrony** vystaveny poli ligandů
- ▶ Vliv matrice
 - ▶ symetrie (pole)
 - ▶ síla pole
 - ▶ spektrum fononů

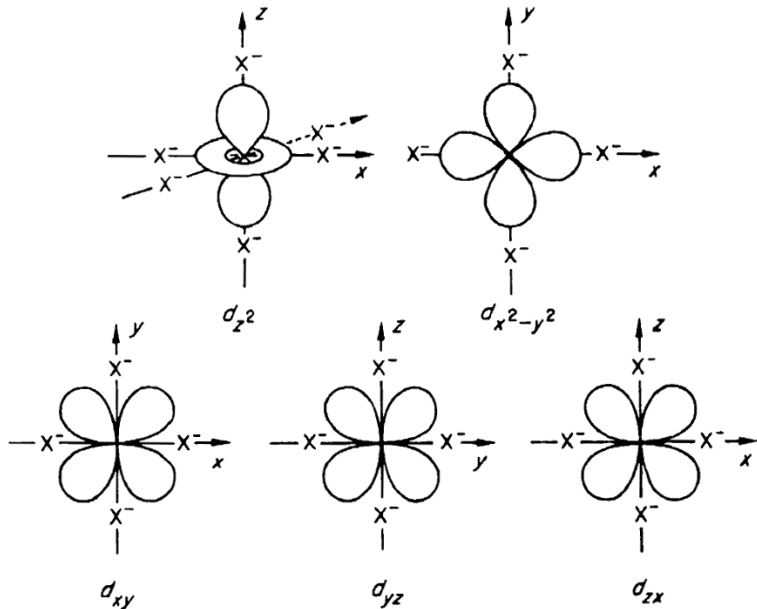
Laserové materiály s přechodovými kovy

- ▶ Absorpční a emisní spektra přechodových kovů ($[Xe] 3d^{(1-8)} 4s^{(1,2)}$) jsou charakteristická svou pásovou strukturou, na které mohou být superponovány také relativně úzké čáry.

${}^{22}\text{Ti}$ $3d^2 4s^2$	${}^{23}\text{V}$ $3d^3 4s^2$	${}^{24}\text{Cr}$ $3d^5 4s^1$	${}^{25}\text{Mn}$ $3d^5 4s^2$	${}^{26}\text{Fe}$ $3d^6 4s^2$	${}^{27}\text{Co}$ $3d^7 4s^2$	${}^{28}\text{Ni}$ $3d^8 4s^2$
	$\text{V}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,2 μm)	$\text{Cr}^{2+}:\text{ZnSe}$ (2–3 μm)		$\text{Fe}^{2+}:\text{ZnSe}$ (4–6 μm)	$\text{Co}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,6–2,5 μm)	$\text{Ni}^{2+}:\text{MgF}_3$ (1,3–1,9 μm)
$\text{Ti}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ (0,7–1,1 μm)	$\text{V}^{3+}:\text{YAG}$ (Q-sw)	$\text{Cr}^{3+}:\text{Al}_2\text{O}_3$ (0,7–0,9 μm)				
		$\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ (1,2–1,6 μm)				
			Mn^{5+} (1,2 μm)			

- ▶ Po odtržení 2 až 5 valenčních elektronů jsou zbývající **opticky aktivní 3d elektrony** vystaveny poli ligandů
- ▶ Vliv matrice
 - ▶ symetrie (pole)
 - ▶ síla pole
 - ▶ spektrum fononů

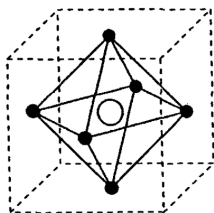




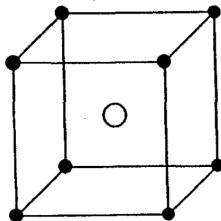
- ▶ Efektivní potenciál jádra > odpuzování valenčních elektronů > **krystalové pole**
> spin-orbitální interakce

- ▶ Efektivní potenciál jádra $>$ odpuzování valenčních elektronů $>$ **krystalové pole**
 $>$ spin-orbitální interakce
- ▶ Teorie Tanabe-Sugano [?]

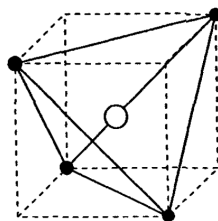
- ▶ Efektivní potenciál jádra $>$ odpuzování valenčních elektronů $>$ **krystalové pole** $>$ spin-orbitální interakce
- ▶ Teorie Tanabe-Sugano [?]
 - ▶ pro komplexní molekulu aktivního iontu obklopeného šesti ligandy tvořícími osmistěn – symetrie oktaedru (např. Cr:YAG)



osmistěn

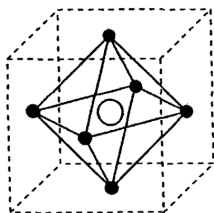


krychle

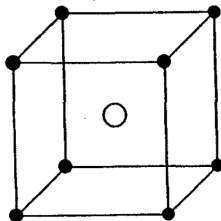


čtyřstěn

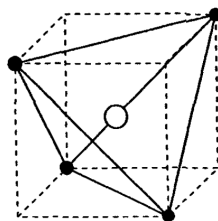
- ▶ Efektivní potenciál jádra $>$ odpuzování valenčních elektronů $>$ **krytalové pole** $>$ spin-orbitální interakce
- ▶ Teorie Tanabe-Sugano [?]
 - ▶ pro komplexní molekulu aktivního iontu obklopeného šesti ligandy tvořícími osmistěn – symetrie oktaedru (např. Cr:YAG)



osmistěn



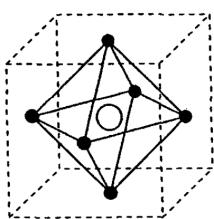
krychle



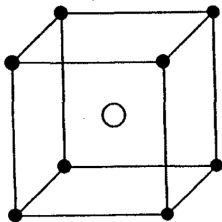
čtyřstěn

- ▶ ligandy = bodové náboje

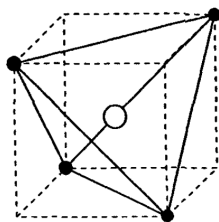
- ▶ Efektivní potenciál jádra $>$ odpuzování valenčních elektronů $>$ **krytalové pole** $>$ spin-orbitální interakce
- ▶ Teorie Tanabe-Sugano [?]
 - ▶ pro komplexní molekulu aktivního iontu obklopeného šesti ligandy tvořícími osmistěn – symetrie oktaedru (např. Cr:YAG)



osmistěn



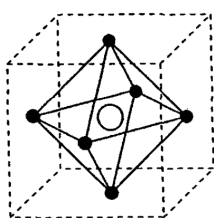
krychle



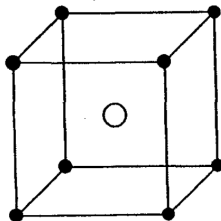
čtyřstěn

- ▶ ligandy = bodové náboje
- ▶ řešení energetických stavů tohoto systému při uvážení vzájemné interakce orbitalu aktivního iontu a ligandů, nalezení matice energie a její diagonalizaci.

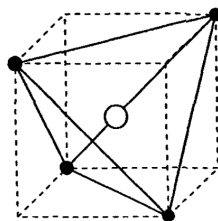
- ▶ Efektivní potenciál jádra $>$ odpuzování valenčních elektronů $>$ **krystalové pole** $>$ spin-orbitální interakce
- ▶ Teorie Tanabe-Sugano [?]
 - ▶ pro komplexní molekulu aktivního iontu obklopeného šesti ligandy tvořícími osmistěn – symetrie oktaedru (např. Cr:YAG)



osmistěn



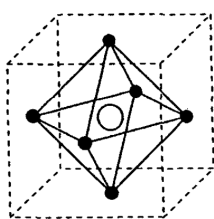
krychle



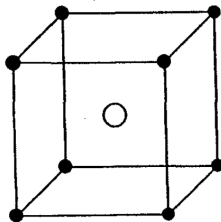
čtyřstěn

- ▶ ligandy = bodové náboje
- ▶ řešení energetických stavů tohoto systému při uvážení vzájemné interakce orbitalu aktivního iontu a ligandů, nalezení matice energie a její diagonalizaci.
- ▶ odchylka od symetrie oktaedru se bere jako další porucha (např. Cr:Al₂O₃)

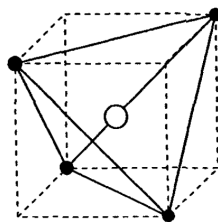
- ▶ Efektivní potenciál jádra $>$ odpuzování valenčních elektronů $>$ **krystalové pole** $>$ spin-orbitální interakce
- ▶ Teorie Tanabe-Sugano [?]
 - ▶ pro komplexní molekulu aktivního iontu obklopeného šesti ligandy tvořícími osmistěn – symetrie oktaedru (např. Cr:YAG)



osmistěn



krychle



čtyřstěn

- ▶ ligandy = bodové náboje
 - ▶ řešení energetických stavů tohoto systému při uvážení vzájemné interakce orbitalu aktivního iontu a ligandů, nalezení matice energie a její diagonalizaci.
 - ▶ odchylka od symetrie oktaedru se bere jako další porucha (např. Cr:Al₂O₃)
- ▶ Další opravy – Jahn-Tellerův efekt

Energie orbitů molekuly může být vyjádřena pomocí Racahových parametrů A , B a C , které jsou vyjádřeny jako Slaterovy integrály. Člen A je přítom aditivní pro všechny diagonální prvky matice energie a na rozdíl energie nemá tedy vliv. Členy B a C vystupují v nediagonálních prvcích, ale Tanabe a Sugano zjistili že poměr $\gamma = C/B$ je konstanta z intervalu od 4 do 5. Malý nárůst tohoto poměru odpovídá růstu náboje jádra, zatím co počet elektronů zůstává konstantní. Na popis vzájemného odpuzování elektronů uvnitř molekuly proto stačí obvykle pouze jeden parametr. Obvykle je to Racahův parametr B a proto jsou výsledky Tanabe-Sugano obvykle tímto parametrem normalizované.

Rozdíly energie mezi různými hladinami byly spočteny pro všechny kombinace elektronů v oktaedrálním poli a jsou reprezentovány Tanabe-Suganovými diagramy. Obvykle tyto diagramy zobrazují rozdíl energie mezi různými energetickými hladinami normalizovaný parametrem B jako funkci parametru pole krystalu Dq rovněž normalizovaném pomocí B . Pro případ $3d$ elektronů je tento diagram uveden na obrázku ?? ($\gamma = 4,5$). Lze ho aplikovat například na třikrát ionizovaný chrom. Ačkoliv se parametr Dq zvětšuje, energetické rozdíly mezi hladinami se asymptoticky blíží konstantě, nebo lineárně rostou s Dq . Takové chování lze očekávat právě pro velké hodnoty parametru Dq , kdy dominují diagonální členy, neboť pole krystalu přispívá především právě k nim.

- ▶ Hladiny 3d elektronů se rozdělí na dva sety:

$$\begin{array}{c} 3d\varepsilon \\ -4Dq \end{array}$$

3× degenerovaný

$$x = -iR(r) \left[Y_{21}(\theta, \phi) - Y_{2-1}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

$$y = -R(r) \left[Y_{21}(\theta, \phi) + Y_{2-1}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

$$z = iR(r) \left[Y_{22}(\theta, \phi) - Y_{2-2}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

maxima mezi pozice ligandů

$$\begin{array}{c} 3d\Gamma \\ +6Dq \end{array}$$

2× degenerovaný

$$u = R(r) Y_{20}(\theta, \phi)$$

$$v = R(r) \left[Y_{22}(\theta, \phi) - Y_{2-2}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

maxima ve směru ligandů

- ▶ Hladiny 3d elektronů se rozdělí na dva sety:

$$\begin{array}{c} 3d\varepsilon \\ -4Dq \end{array}$$

3× degenerovaný

$$x = -iR(r) [Y_{21}(\theta, \phi) - Y_{2-1}(\theta, \phi)] / 2^{1/2}$$

$$y = -R(r) [Y_{21}(\theta, \phi) + Y_{2-1}(\theta, \phi)] / 2^{1/2}$$

$$z = iR(r) [Y_{22}(\theta, \phi) - Y_{2-2}(\theta, \phi)] / 2^{1/2}$$

maxima mezi pozice ligandů

$$\begin{array}{c} 3d\Gamma \\ +6Dq \end{array}$$

2× degenerovaný

$$u = R(r) Y_{20}(\theta, \phi)$$

$$v = R(r) [Y_{22}(\theta, \phi) - Y_{2-2}(\theta, \phi)] / 2^{1/2}$$

maxima ve směru ligandů

- ▶ Dq je parametr síly pole krystalu (míru překrytí 3d orbitalu s orbity ligandů)

- ▶ Hladiny 3d elektronů se rozdělí na dva sety:

$$\begin{array}{c} 3d\varepsilon \\ -4Dq \end{array}$$

3× degenerovaný

$$x = -iR(r) \left[Y_{21}(\theta, \phi) - Y_{2-1}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

$$y = -R(r) \left[Y_{21}(\theta, \phi) + Y_{2-1}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

$$z = iR(r) \left[Y_{22}(\theta, \phi) - Y_{2-2}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

maxima mezi pozice ligandů

$$\begin{array}{c} 3d\Gamma \\ +6Dq \end{array}$$

2× degenerovaný

$$u = R(r) Y_{20}(\theta, \phi)$$

$$v = R(r) \left[Y_{22}(\theta, \phi) - Y_{2-2}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

maxima ve směru ligandů

- ▶ Dq je parametr síly pole krystalu (míru překrytí 3d orbitalu s orbity ligandů)
- ▶ $R(r)$ – normovaná radiální vlnová funkce, $Y_{mn}(\theta, \phi)$ – normované kulové funkce

- ▶ Hladiny 3d elektronů se rozdělí na dva sety:

$$\begin{array}{c} 3d\varepsilon \\ -4Dq \\ 3\times \text{degenerovaný} \end{array}$$

$$x = -iR(r) \left[Y_{21}(\theta, \phi) - Y_{2-1}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

$$y = -R(r) \left[Y_{21}(\theta, \phi) + Y_{2-1}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

$$z = iR(r) \left[Y_{22}(\theta, \phi) - Y_{2-2}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

maxima mezi pozice ligandů

$$\begin{array}{c} 3d\Gamma \\ +6Dq \\ 2\times \text{degenerovaný} \end{array}$$

$$u = R(r) Y_{20}(\theta, \phi)$$

$$v = R(r) \left[Y_{22}(\theta, \phi) - Y_{2-2}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

maxima ve směru ligandů

- ▶ Dq je parametr síly pole krystalu (míru překrytí 3d orbitalu s orbity ligandů)
- ▶ $R(r)$ – normovaná radiální vlnová funkce, $Y_{mn}(\theta, \phi)$ – normované kulové funkce
- ▶ Energie komplexu může být vyjádřena pomocí Racahových parametrů A , B a C (Slaterovy integrály)

- ▶ Hladiny 3d elektronů se rozdělí na dva sety:

$$\begin{array}{c} 3d\varepsilon \\ -4Dq \\ 3\times \text{degenerovaný} \end{array}$$

$$x = -iR(r) \left[Y_{21}(\theta, \phi) - Y_{2-1}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

$$y = -R(r) \left[Y_{21}(\theta, \phi) + Y_{2-1}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

$$z = iR(r) \left[Y_{22}(\theta, \phi) - Y_{2-2}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

maxima mezi pozice ligandů

$$\begin{array}{c} 3d\Gamma \\ +6Dq \\ 2\times \text{degenerovaný} \end{array}$$

$$u = R(r) Y_{20}(\theta, \phi)$$

$$v = R(r) \left[Y_{22}(\theta, \phi) - Y_{2-2}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

maxima ve směru ligandů

- ▶ Dq je parametr síly pole krystalu (míru překrytí 3d orbitalu s orbity ligandů)
- ▶ $R(r)$ – normovaná radiální vlnová funkce, $Y_{mn}(\theta, \phi)$ – normované kulové funkce
- ▶ Energie komplexu může být vyjádřena pomocí Racahových parametrů A , B a C (Slaterovy integrály)
 - ▶ Člen A je aditivní a na rozdíl energie nemá tedy vliv

- ▶ Hladiny 3d elektronů se rozdělí na dva sety:

$$\begin{array}{c} 3d\varepsilon \\ -4Dq \\ 3\times \text{degenerovaný} \end{array}$$

$$x = -iR(r) \left[Y_{21}(\theta, \phi) - Y_{2-1}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

$$y = -R(r) \left[Y_{21}(\theta, \phi) + Y_{2-1}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

$$z = iR(r) \left[Y_{22}(\theta, \phi) - Y_{2-2}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

maxima mezi pozice ligandů

$$\begin{array}{c} 3d\Gamma \\ +6Dq \\ 2\times \text{degenerovaný} \end{array}$$

$$u = R(r) Y_{20}(\theta, \phi)$$

$$v = R(r) \left[Y_{22}(\theta, \phi) - Y_{2-2}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

maxima ve směru ligandů

- ▶ Dq je parametr síly pole krystalu (míru překrytí 3d orbitalu s orbity ligandů)
- ▶ $R(r)$ – normovaná radiální vlnová funkce, $Y_{mn}(\theta, \phi)$ – normované kulové funkce
- ▶ Energie komplexu může být vyjádřena pomocí Racahových parametrů A , B a C (Slaterovy integrály)
 - ▶ Člen A je aditivní a na rozdíl energie nemá tedy vliv
 - ▶ Členy B a C vystupují v nediagonálních prvcích

- ▶ Hladiny 3d elektronů se rozdělí na dva sety:

$$\begin{array}{c} 3d\varepsilon \\ -4Dq \\ 3\times \text{degenerovaný} \end{array}$$

$$x = -iR(r) \left[Y_{21}(\theta, \phi) - Y_{2-1}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

$$y = -R(r) \left[Y_{21}(\theta, \phi) + Y_{2-1}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

$$z = iR(r) \left[Y_{22}(\theta, \phi) - Y_{2-2}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

maxima mezi pozice ligandů

$$\begin{array}{c} 3d\Gamma \\ +6Dq \\ 2\times \text{degenerovaný} \end{array}$$

$$u = R(r) Y_{20}(\theta, \phi)$$

$$v = R(r) \left[Y_{22}(\theta, \phi) - Y_{2-2}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

maxima ve směru ligandů

- ▶ Dq je parametr síly pole krystalu (míru překrytí 3d orbitalu s orbity ligandů)
- ▶ $R(r)$ – normovaná radiální vlnová funkce, $Y_{mn}(\theta, \phi)$ – normované kulové funkce
- ▶ Energie komplexu může být vyjádřena pomocí Racahových parametrů A , B a C (Slaterovy integrály)
 - ▶ Člen A je aditivní a na rozdíl energie nemá tedy vliv
 - ▶ Členy B a C vystupují v nediagonálních prvcích
 - ▶ Tanabe a Sugano zjistili, že poměr $\gamma = C/B$ je konstanta z intervalu od 4 do 5

- ▶ Hladiny 3d elektronů se rozdělí na dva sady:

$$\begin{array}{c} 3d\varepsilon \\ -4Dq \\ 3\times \text{degenerovaný} \end{array}$$

$$x = -iR(r) \left[Y_{21}(\theta, \phi) - Y_{2-1}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

$$y = -R(r) \left[Y_{21}(\theta, \phi) + Y_{2-1}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

$$z = iR(r) \left[Y_{22}(\theta, \phi) - Y_{2-2}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

maxima mezi pozice ligandů

$$\begin{array}{c} 3d\Gamma \\ +6Dq \\ 2\times \text{degenerovaný} \end{array}$$

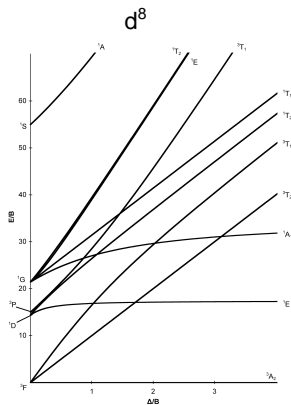
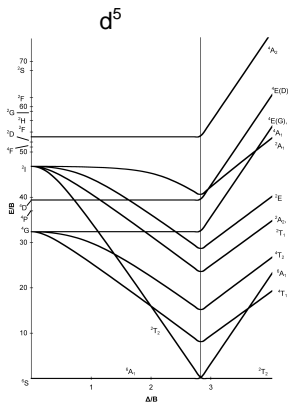
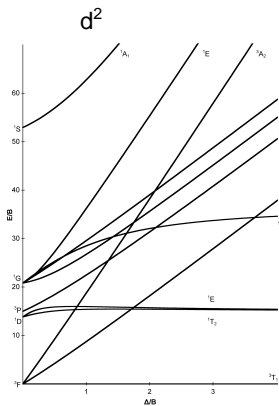
$$u = R(r) Y_{20}(\theta, \phi)$$

$$v = R(r) \left[Y_{22}(\theta, \phi) - Y_{2-2}(\theta, \phi) \right] / 2^{1/2}$$

maxima ve směru ligandů

- ▶ Dq je parametr síly pole krystalu (míru překrytí 3d orbitalu s orbity ligandů)
- ▶ $R(r)$ – normovaná radiální vlnová funkce, $Y_{mn}(\theta, \phi)$ – normované kulové funkce
- ▶ Energie komplexu může být vyjádřena pomocí Racahových parametrů A , B a C (Slaterovy integrály)
 - ▶ Člen A je aditivní a na rozdíl energie nemá tedy vliv
 - ▶ Členy B a C vystupují v nediagonálních prvcích
 - ▶ Tanabe a Sugano zjistili, že poměr $\gamma = C/B$ je konstanta z intervalu od 4 do 5
 - ▶ Rozdíly energie mezi různými hladinami byly spočteny pro všechny kombinace elektronů v oktaedrálním poli – **Tanabe-Suganovými diagramy**. Jsou normalizované vzhledem k B (iont) a k parametru pole krystalu Dq

Tanabe-Suganovými diagramy

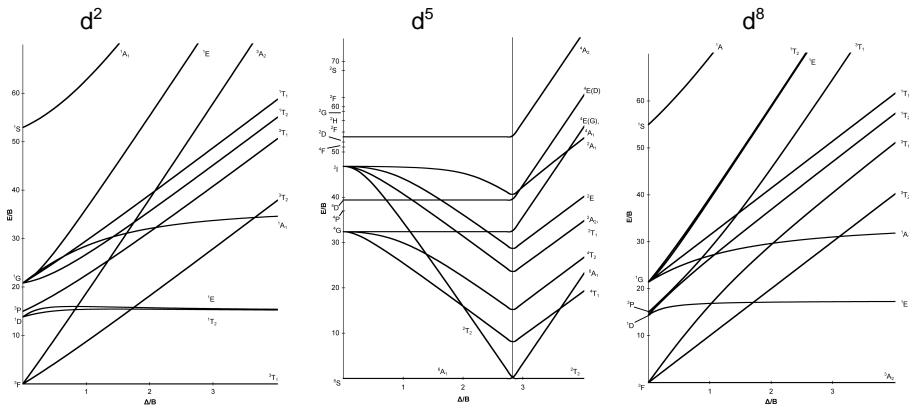


- Typická energetická hladina je označena takto:

$$(2S+1)A$$

S spinové kvantové číslo a A je písmeno přidružené k symbolům charakterizujícím danou bodovou grupou operací symetrie

Tanabe-Suganovými diagramy



- ▶ Typická energetická hladina je označena takto:

$$(2S+1)A$$

S spinové kvantové číslo a A je písmeno přidružené k symbolům charakterizujícím danou bodovou grupu operací symetrie

- ▶ Osmistěnné symetrii přísluší označení A_1 , A_2 , E , T_1 , a T_2

Absorpce a emise fotonu nastává v případě, že existuje vhodný přechod mezi energetickými hladinami. Zároveň ale musí být splněna takzvaná výběrová pravidla, která souvisí s pravděpodobností uskutečnění určitého přechodu. Je zřejmé, že s existencí povoleného přechodu bude souviset silná absorpce a emise. U zakázaného přechodu tomu bude naopak. Přímo přechodovým kovům mají vztah dvě výběrová pravidla: spinové výběrové pravidlo a Laporteho výběrové pravidlo. Podle spinového výběrového pravidla může přechod nastat jen mezi hladinami, které obsahují stejný počet nespárovaných elektronů. V případě, že se přechod týká jen jediného elektronu, musí mít stejný spin na počátku i na konci přechodu. Podle jedné formulace Laporteho výběrového pravidla je přechod zakázaný jestliže jde pouze o přerozdělení elektronů majících podobný orbital uvnitř jediné kvantové slupky. Tato formulace se zvláště týká přechodových kovů, protože přechody mají sklon být mezi různými $3d$ úrovněmi, ale uvnitř stejné kvantové slupky. Například, přechody zahrnující jen přemístění náboje v jedné úrovně by byly podle tohoto pravidla zakázané.

Výběrová pravidla byla také uvažována v teorii Tanabe a Sugano. Elektrická dipólová interakce má obvykle za následek existenci dovolených přechodů mezi hladinami spojenými s emisí fotonu. Avšak pro $3d$ elektrony jsou všechny přechody mezi různými hladinami zakázané, protože všechny hladiny mají stejnou paritu. Proto je třeba uvažovat další tři interakce, které mohou vést k povolení kvantového přechodu. Je to elektrická dipólová interakce za účasti vibrací mřížky, elektrická kvadrupólová interakce a magnetická dipólová interakce. Z odhadu síly těchto interakcí vyplývá, že nejsilnější je elektrická dipólová interakce probíhající za účasti kmitů mřížky – vibrační přechody, které předpokládají účast fononů na emisi či

absorpci fotonů. Velikost vibrační interakce je asi o dva řády silnější než další nejsilnější interakce, magnetická dipólová interakce.

Spinového výběrové pravidlo přechod může nastat jen mezi hladinami, které obsahují stejný počet nespárovaných elektronů. V případě, že se přechod týká jen jediného elektronu, musí mít stejný spin na počátku i na konci přechodu.

Spinového výběrové pravidlo přechod může nastat jen mezi hladinami, které obsahují stejný počet nespárovaných elektronů. V případě, že se přechod týká jen jediného elektronu, musí mít stejný spin na počátku i na konci přechodu.

Laportovo výběrového pravidlo přechod je zakázaný, jestliže jde pouze o přerozdělení elektronů majících podobný orbital uvnitř jediné kvantové slupky (výchozí a konečný stav má stejnou paritu).

Spinového výběrové pravidlo přechod může nastat jen mezi hladinami, které obsahují stejný počet nespárovaných elektronů. V případě, že se přechod týká jen jediného elektronu, musí mít stejný spin na počátku i na konci přechodu.

Laportovo výběrového pravidlo přechod je zakázaný, jestliže jde pouze o přerozdělení elektronů majících podobný orbital uvnitř jediné kvantové slupky (výchozí a konečný stav má stejnou paritu).

- ▶ Pro 3d elektrony jsou všechny přechody mezi různými hladinami zakázané, protože všechny hladiny mají stejnou paritu.

Spinového výběrové pravidlo přechod může nastat jen mezi hladinami, které obsahují stejný počet nespárovaných elektronů. V případě, že se přechod týká jen jediného elektronu, musí mít stejný spin na počátku i na konci přechodu.

Laportovo výběrového pravidlo přechod je zakázaný, jestliže jde pouze o přerozdělení elektronů majících podobný orbital uvnitř jediné kvantové slupky (výchozí a konečný stav má stejnou paritu).

- ▶ Pro 3d elektrony jsou všechny přechody mezi různými hladinami zakázané, protože všechny hladiny mají stejnou paritu.
- ▶ Je třeba uvažovat další tři interakce, které mohou vést k povolení kvantového přechodu:

Spinového výběrové pravidlo přechod může nastat jen mezi hladinami, které obsahují stejný počet nespárovaných elektronů. V případě, že se přechod týká jen jediného elektronu, musí mít stejný spin na počátku i na konci přechodu.

Laportovo výběrového pravidlo přechod je zakázaný, jestliže jde pouze o přerozdělení elektronů majících podobný orbital uvnitř jediné kvantové slupky (výchozí a konečný stav má stejnou paritu).

- ▶ Pro 3d elektrony jsou všechny přechody mezi různými hladinami zakázané, protože všechny hladiny mají stejnou paritu.
- ▶ Je třeba uvažovat další tři interakce, které mohou vést k povolení kvantového přechodu:
 1. elektrická dipólová interakce za účasti vibrací mřížky

Spinového výběrové pravidlo přechod může nastat jen mezi hladinami, které obsahují stejný počet nespárovaných elektronů. V případě, že se přechod týká jen jediného elektronu, musí mít stejný spin na počátku i na konci přechodu.

Laportovo výběrového pravidlo přechod je zakázaný, jestliže jde pouze o přerozdělení elektronů majících podobný orbital uvnitř jediné kvantové slupky (výchozí a konečný stav má stejnou paritu).

- ▶ Pro 3d elektrony jsou všechny přechody mezi různými hladinami zakázané, protože všechny hladiny mají stejnou paritu.
- ▶ Je třeba uvažovat další tři interakce, které mohou vést k povolení kvantového přechodu:
 1. elektrická dipólová interakce za účasti vibrací mřížky
 2. elektrická kvadrupólová interakce

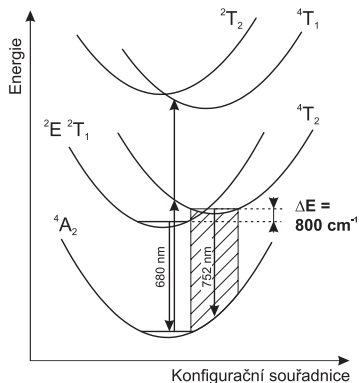
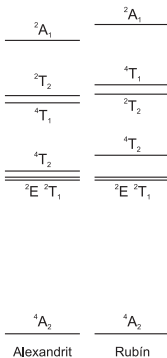
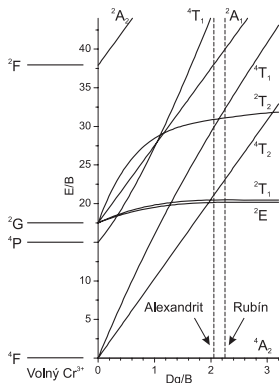
Spinového výběrové pravidlo přechod může nastat jen mezi hladinami, které obsahují stejný počet nespárovaných elektronů. V případě, že se přechod týká jen jediného elektronu, musí mít stejný spin na počátku i na konci přechodu.

Laportovo výběrového pravidlo přechod je zakázaný, jestliže jde pouze o přerozdělení elektronů majících podobný orbital uvnitř jediné kvantové slupky (výchozí a konečný stav má stejnou paritu).

- ▶ Pro 3d elektrony jsou všechny přechody mezi různými hladinami zakázané, protože všechny hladiny mají stejnou paritu.
- ▶ Je třeba uvažovat další tři interakce, které mohou vést k povolení kvantového přechodu:
 1. elektrická dipólová interakce za účasti vibrací mřížky
 2. elektrická kvadrupólová interakce
 3. magnetická dipólová interakce

Příklad – rubín vs alexandrit

Rubín $\text{Cr}^{3+}(0,05\%):\text{Al}_2\text{O}_3$, široké absorpční pásy, první laser (1960), úzké emisní spektrum laseru 694,3 nm, s klesající teplotou práh klesá



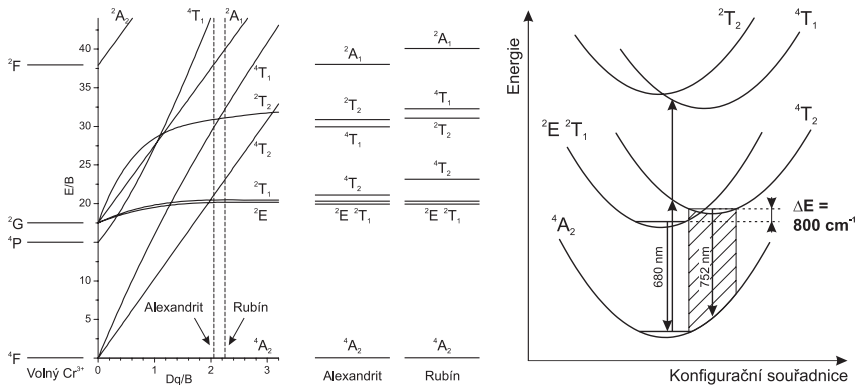
alexandrit ($Dq/B \approx 2,05$, $\Delta E \approx 800\text{ cm}^{-1}$)

rubín ($Dq/B \approx 2,25$, $\Delta E \approx 2300\text{ cm}^{-1}$)

Příklad – rubín vs alexandrit

Rubín $\text{Cr}^{3+}(0,05\%):\text{Al}_2\text{O}_3$, široké absorpční pásy, první laser (1960), úzké emisní spektrum laseru 694,3 nm, s klesající teplotou práh klesá

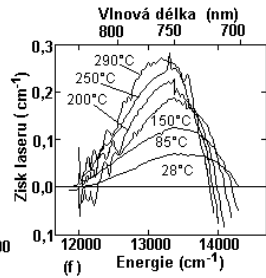
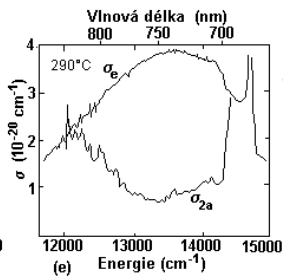
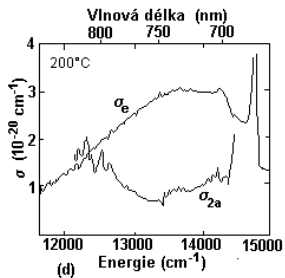
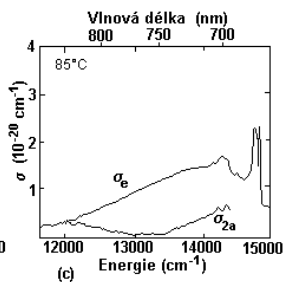
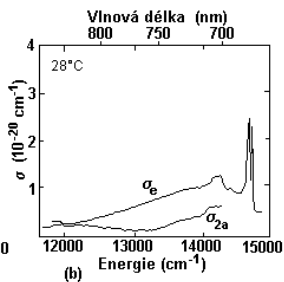
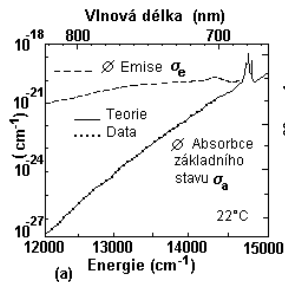
Alexandrit $\text{Cr}^{3+}(0,10\%):\text{BeO}.\text{Al}_2\text{O}_3$, široké absorpční pásy, první „vibrační“ laser za pokojové teploty (1975), přeladitelné emisní spektrum laseru od 710 do 820 nm, s rostoucí teplotou práh klesá



alexandrit ($Dq/B \approx 2,05$, $\Delta E \cong 800 \text{ cm}^{-1}$)

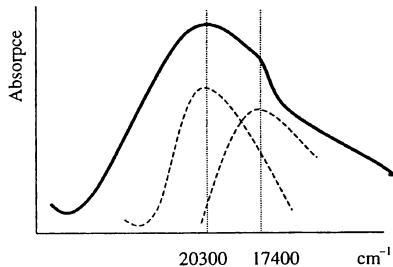
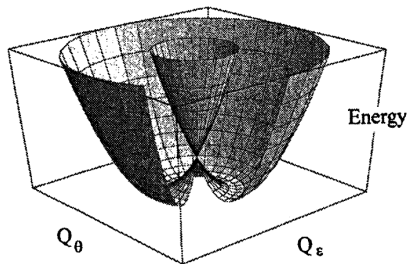
rubín ($Dq/B \approx 2,25$, $\Delta E \cong 2300 \text{ cm}^{-1}$)

Příklad – alexandrit



Jahn-Tellerův efekt

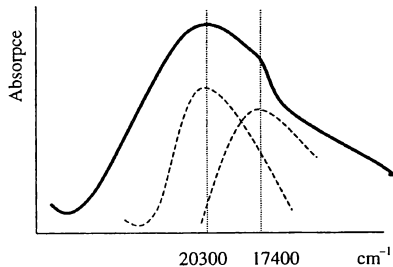
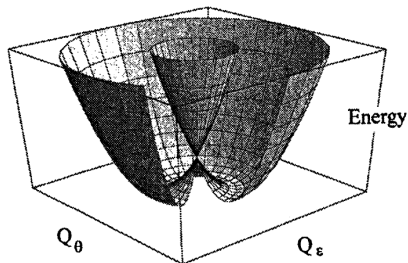
Systemy se spinově a orbitálně degenerovanými stavy mají tendenci spontánně deformovat své okolí a sejmut tak tuto degeneraci.



Jahn-Tellerův efekt

Systémy se spinově a orbitálně degenerovanými stavy mají tendenci spontánně deformovat své okolí a sejmut tak tuto degeneraci.

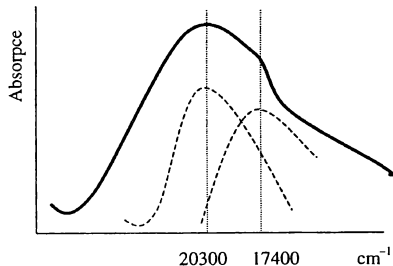
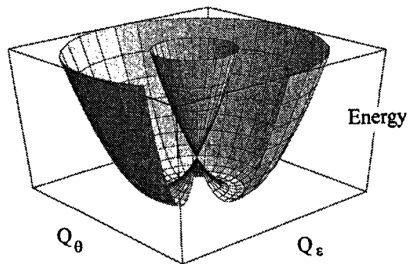
- ▶ Rozštěpení degenerovaných energetických hladin za cenu mírné deformace okolí (snížení jeho symetrie) je energeticky výhodné.



Jahn-Tellerův efekt

Systémy se spinově a orbitálně degenerovanými stavy mají tendenci spontánně deformovat své okolí a sejmut tak tuto degeneraci.

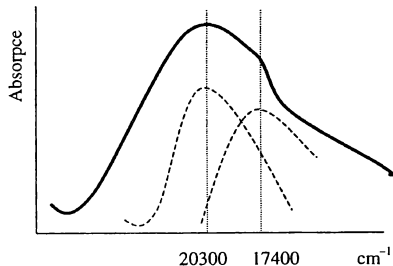
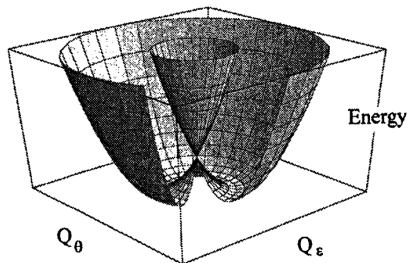
- ▶ Rozštěpení degenerovaných energetických hladin za cenu mírné deformace okolí (snížení jeho symetrie) je energeticky výhodné.
- ▶ Pro ionty z prvního řádku přechodových kovů, vyznačující se silnou vibrační vazbu a slabou spin-orbitální vazbou, může být Jahn-Tellerovo štěpení větší než spin-orbitální štěpení.



Jahn-Tellerův efekt

Systémy se spinově a orbitálně degenerovanými stavy mají tendenci spontánně deformovat své okolí a sejmut tak tuto degeneraci.

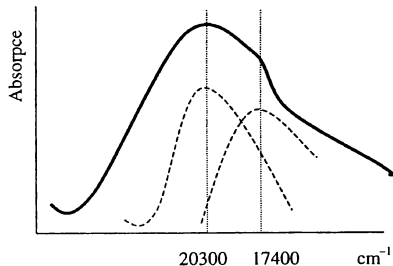
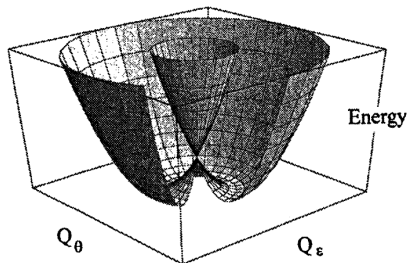
- ▶ Rozštěpení degenerovaných energetických hladin za cenu mírné deformace okolí (snížení jeho symetrie) je energeticky výhodné.
- ▶ Pro ionty z prvního řádku přechodových kovů, vyznačující se silnou vibrační vazbu a slabou spin-orbitální vazbou, může být Jahn-Tellerovo štěpení větší než spin-orbitální štěpení.
- ▶ Teorie nad rámec Born-Oppenheimerovy aproximace – iont příměsi ovlivňuje symetrii ligandů



Jahn-Tellerův efekt

Systémy se spinově a orbitálně degenerovanými stavy mají tendenci spontánně deformovat své okolí a sejmut tak tuto degeneraci.

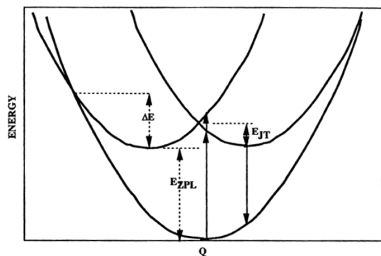
- ▶ Rozštěpení degenerovaných energetických hladin za cenu mírné deformace okolí (snížení jeho symetrie) je energeticky výhodné.
- ▶ Pro ionty z prvního řádku přechodových kovů, vyznačující se silnou vibrační vazbu a slabou spin-orbitální vazbou, může být Jahn-Tellerovo štěpení větší než spin-orbitální štěpení.
- ▶ Teorie nad rámec Born-Oppenheimerovy aproximace – iont příměsi ovlivňuje symetrii ligandů
- ▶ Potenciál typu „mexický klobouk“ \Rightarrow „raménko“ v absorpčním a emisním spektru



- ▶ Ti³⁺ – [Xe] 3d¹ 4s⁰

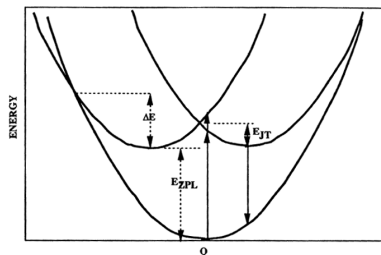
- ▶ Ti³⁺ – [Xe] 3d¹ 4s⁰
- ▶ Jen dvě hladiny, vzájemně posunuté těžiště ⇒ široké absorpční a emisní pásy bez ESA

- ▶ Ti³⁺ – [Xe] 3d¹ 4s⁰
- ▶ Jen dvě hladiny, vzájemně posunuté těžiště ⇒ široké absorpční a emisní pásy bez ESA
- ▶ J-T štěpení ²E ⇒ Al₂O₃ symetrie kubická se deformuje na trigonální a „raménko“ dále rozšiřuje absorpční a emisní pásy



Příklad – Ti:Al₂O₃

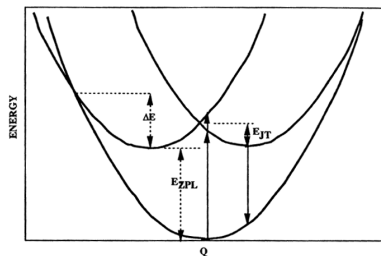
- ▶ Ti³⁺ – [Xe] 3d¹ 4s⁰
- ▶ Jen dvě hladiny, vzájemně posunuté těžiště ⇒ široké absorpční a emisní pásy bez ESA
- ▶ J-T štěpení ²E ⇒ Al₂O₃ symetrie kubická se deformuje na trigonální a „raménko“ dále rozšiřuje absorpční a emisní pásy



- ▶ Laditelnost laseru 670 – 1070 nm

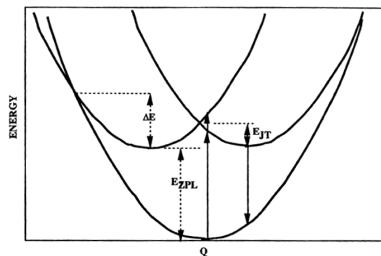
Příklad – Ti:Al₂O₃

- ▶ Ti³⁺ – [Xe] 3d¹ 4s⁰
- ▶ Jen dvě hladiny, vzájemně posunuté těžiště ⇒ široké absorpční a emisní pásy bez ESA
- ▶ J-T štěpení ²E ⇒ Al₂O₃ symetrie kubická se deformuje na trigonální a „raménko“ dále rozšiřuje absorpční a emisní pásy



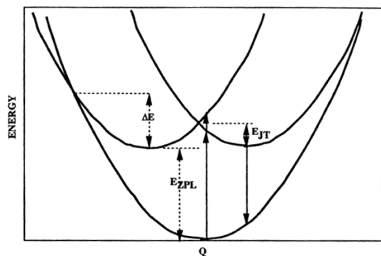
- ▶ Laditelnost laseru 670 – 1070 nm
- ▶ Délka ML impulzu ~ 15 fs

- ▶ Ti³⁺ – [Xe] 3d¹ 4s⁰
- ▶ Jen dvě hladiny, vzájemně posunuté těžiště ⇒ široké absorpční a emisní pásy bez ESA
- ▶ J-T štěpení ²E ⇒ Al₂O₃ symetrie kubická se deformuje na trigonální a „raménko“ dále rozšiřuje absorpční a emisní pásy



- ▶ Laditelnost laseru 670 – 1070 nm
- ▶ Délka ML impulzu ~ 15 fs
- ▶ Doba života na horní hladině $\sim 3,5 \mu s$

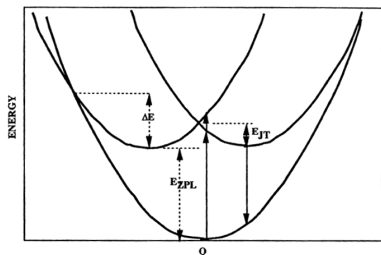
- ▶ Ti³⁺ – [Xe] 3d¹ 4s⁰
- ▶ Jen dvě hladiny, vzájemně posunuté těžiště ⇒ široké absorpční a emisní pásy bez ESA
- ▶ J-T štěpení ²E ⇒ Al₂O₃ symetrie kubická se deformuje na trigonální a „raménko“ dále rozšiřuje absorpční a emisní pásy



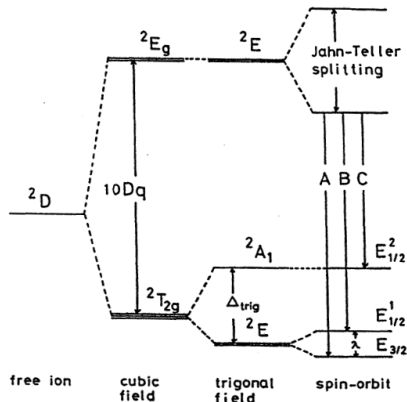
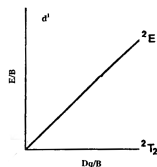
- ▶ Laditelnost laseru 670 – 1070 nm
- ▶ Délka ML impulzu ~ 15 fs
- ▶ Doba života na horní hladině ~ 3,5 μs
- ▶ Ti³⁺ ⇌ páry Ti²⁺-Ti⁴⁺

Příklad – Ti:Al₂O₃

- ▶ Ti³⁺ – [Xe] 3d¹ 4s⁰
- ▶ Jen dvě hladiny, vzájemně posunuté těžiště ⇒ široké absorpční a emisní pásy bez ESA
- ▶ J-T štěpení ²E ⇒ Al₂O₃ symetrie kubická se deformuje na trigonální a „raménko“ dále rozšiřuje absorpční a emisní pásy



- ▶ Laditelnost laseru 670 – 1070 nm
- ▶ Délka ML impulsu ~ 15 fs
- ▶ Doba života na horní hladině ~ 3,5 μs
- ▶ Ti³⁺ ⇌ páry Ti²⁺-Ti⁴⁺



- ▶ Ionty prvního řádků přechodových prvků (d-prvky) mají odkrytou valenční slupku a jejich elektrony silně interagují s okolím

- ▶ Ionty prvního řádků přechodových prvků (d-prvky) mají odkrytou valenční slupku a jejich elektrony silně interagují s okolím
 - ▶ Široké absorpční a emisní pásy

- ▶ Ionty prvního řádků přechodových prvků (d-prvky) mají odkrytou valenční slupku a jejich elektrony silně interagují s okolím
 - ▶ Široké absorpční a emisní pásy
 - ▶ Teorie Tanabe-Sugano (diagramy)

- ▶ Ionty prvního řádků přechodových prvků (d-prvky) mají odkrytou valenční slupku a jejich elektrony silně interagují s okolím
 - ▶ Široké absorpční a emisní pásy
 - ▶ Teorie Tanabe-Sugano (diagramy)
 - ▶ Jahn-Tellerův efekt

- ▶ Ionty prvního řádků přechodových prvků (d-prvky) mají odkrytou valenční slupku a jejich elektrony silně interagují s okolím
 - ▶ Široké absorpční a emisní pásy
 - ▶ Teorie Tanabe-Sugano (diagramy)
 - ▶ Jahn-Tellerův efekt
- ▶ Cr:Al₂O₃, Cr:BeO.Al₂O₃, Ti:Al₂O₃

-  RICHARD C. POWELL: *Physics of solid-state laser materials*, Springer-Verlag, 1998
-  BRIAN HENDERSON AND RALPH H. BARTRAM: *Crystal-field engineering of solid-state laser materials*, Cambridge University Press, 2000
-  YUKITO TANABE AND SATORU SUGANO: *On the absorption spectra of complex ions I., II.*, Journal of the Physical Society of Japan, Vol. 9, No. 5, 753–779, 1954
-  Přednášky: <http://people.fjfi.cvut.cz/sulcjan1/FLT/>