

Laserová technika 1

Aktivní prostředí

Koherentní šíření impulzu a zesílená spontánní emise

Jan Šulc

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

13. května 2022

1. Poloklasická teorie šíření rezonančního záření dvouhladinovým prostředím
2. Šíření stacionární rovinné vlny v aktivním prostředí
3. Šíření optických impulsů v aktivním prostředí
4. Laser v aproximaci rychlostních rovnic
5. Rychlostní rovnice pro Q-spínaný laser
6. **Koherentní šíření impulzu a zesílená spontánní emise**

- ▶ Poloklasický popis interakce rezonančního záření s látkou popisuje **záření klasicky** pomocí MR a látku kvantově jako soubor totožných **dvouhladinových** kvantových soustav.

- ▶ Poloklasický popis interakce rezonančního záření s látkou popisuje **záření klasicky** pomocí MR a látku kvantově jako soubor totožných **dvouhladinových** kvantových soustav.
- ▶ Rezonanční prostředí je **disperzní** (rychlost šíření závisí na frekvenci) a **nelineární** (v závislosti na obsazení hladin se může záření absorbovat nebo zesilovat).

- ▶ Poloklasický popis interakce rezonančního záření s látkou popisuje **záření klasicky** pomocí MR a látku kvantově jako soubor totožných **dvouhladinových** kvantových soustav.
- ▶ Rezonanční prostředí je **disperzní** (rychlost šíření závisí na frekvenci) a **nelineární** (v závislosti na obsazení hladin se může záření absorbovat nebo zesilovat).
- ▶ V případě, kdy se zajímáme o popis **obálky pomalu proměnného impulzu**, jež se šíří látkou a jeho frekvence je **v přesné rezonanci** s kvantovými soustavami, stačí pro popis šíření 3 rovnice:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \mathbf{z}'} &= -\frac{\mu_0 \omega_{21} c}{2} \mathcal{P}_2 \\ \frac{\partial \mathcal{P}_2}{\partial t'} &= -\frac{\mathcal{P}_2}{T_2} - \frac{|d_{21}|^2}{\hbar} \mathcal{E} N \\ \frac{\partial N}{\partial t'} &= -\frac{N - N_0}{T_1} + \frac{1}{\hbar} \mathcal{E} \mathcal{P}_2\end{aligned}$$

- ▶ Poloklasický popis interakce rezonančního záření s látkou popisuje **záření klasicky** pomocí MR a látku kvantově jako soubor totožných **dvouhladinových** kvantových soustav.
- ▶ Rezonanční prostředí je **disperzní** (rychlost šíření závisí na frekvenci) a **nelineární** (v závislosti na obsazení hladin se může záření absorbovat nebo zesilovat).
- ▶ V případě, kdy se zajímáme o popis **obálky pomalu proměnného impulzu**, jež se šíří látkou a jeho frekvence je **v přesné rezonanci** s kvantovými soustavami, stačí pro popis šíření 3 rovnice:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial \mathbf{z}'} &= -\frac{\mu_0 \omega_{21} c}{2} \mathcal{P}_2 \\ \frac{\partial \mathcal{P}_2}{\partial t'} &= -\frac{\mathcal{P}_2}{T_2} - \frac{|d_{21}|^2}{\hbar} \mathcal{E} N \\ \frac{\partial N}{\partial t'} &= -\frac{N - N_0}{T_1} + \frac{1}{\hbar} \mathcal{E} \mathcal{P}_2\end{aligned}$$

- ▶ Charakter šíření určuje délka obálky impulzu T_{imp} v porovnání s relaxačními časy T_1 a T_2

- ▶ Poloklasický popis interakce rezonančního záření s látkou popisuje **záření klasicky** pomocí MR a látku kvantově jako soubor totožných **dvouhladinových** kvantových soustav.
- ▶ Rezonanční prostředí je **disperzní** (rychlost šíření závisí na frekvenci) a **nelineární** (v závislosti na obsazení hladin se může záření absorbovat nebo zesilovat).
- ▶ V případě, kdy se zajímáme o popis **obálky pomalu proměnného impulzu**, jež se šíří látkou a jeho frekvence je **v přesné rezonanci** s kvantovými soustavami, stačí pro popis šíření 3 rovnice:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z'} &= -\frac{\mu_0 \omega_{21} c}{2} \mathcal{P}_2 \\ \frac{\partial \mathcal{P}_2}{\partial t'} &= -\frac{\mathcal{P}_2}{T_2} - \frac{|d_{21}|^2}{\hbar} \mathcal{E} N \\ \frac{\partial N}{\partial t'} &= -\frac{N - N_0}{T_1} + \frac{1}{\hbar} \mathcal{E} \mathcal{P}_2\end{aligned}$$

- ▶ Charakter šíření určuje délka obálky impulzu T_{imp} v porovnání s relaxačními časy T_1 a T_2
- ▶ Pokud doba trvání impulzu splňuje podmínku $T_{imp} \ll T_2, T_1$, popisují rovnice tzv. **koherentní šíření impulzů**.

- Pokud můžeme předpokládat **přesnou rezonanci** ($\Delta\omega = 0$) a **signál bez fázové modulace** ($\partial\Phi/\partial t = 0$), potom i $\mathcal{P}_1 = 0$ a šíření rezonančního záření dvouhladinovým prostředím je popsáno soustavou tří rovnic:

$$\begin{aligned}\frac{\partial\mathcal{E}}{\partial z'} &= -\frac{\mu_0\omega_{21}c}{2}\mathcal{P}_2 \\ \frac{\partial\mathcal{P}_2}{\partial t'} &= -\frac{\mathcal{P}_2}{T_2} - \frac{|d_{21}|^2}{\hbar}\mathcal{E}N \\ \frac{\partial N}{\partial t'} &= -\frac{N - N_0}{T_1} + \frac{1}{\hbar}\mathcal{E}\mathcal{P}_2\end{aligned}$$

- ▶ Pokud můžeme předpokládat **přesnou rezonanci** ($\Delta\omega = 0$) a **signál bez fázové modulace** ($\partial\Phi/\partial t = 0$), potom i $\mathcal{P}_1 = 0$ a šíření rezonančního záření dvouhladinovým prostředím je popsáno soustavou tří rovnic:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z'} &= -\frac{\mu_0 \omega_{21} c}{2} \mathcal{P}_2 \\ \frac{\partial \mathcal{P}_2}{\partial t'} &= -\frac{\mathcal{P}_2}{T_2} - \frac{|d_{21}|^2}{\hbar} \mathcal{E} N \\ \frac{\partial N}{\partial t'} &= -\frac{N - N_0}{T_1} + \frac{1}{\hbar} \mathcal{E} \mathcal{P}_2\end{aligned}$$

- ▶ Pokud jsou charakteristické časy změn \mathcal{E} , \mathcal{P}_2 , N mnohem kratší než obě relaxační doby T_1 a T_2 , neuplatňuje se vliv tlumícího systému. Je možné zanedbat relaxační členy s T_1 a T_2 .

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathcal{E}}{\partial z'} &= -\frac{\mu_0 \omega_{21} c}{2} \mathcal{P}_2 \\ \frac{\partial \mathcal{P}_2}{\partial t'} &= -\frac{|d_{21}|^2}{\hbar} \mathcal{E} N \\ \frac{\partial N}{\partial t'} &= \frac{1}{\hbar} \mathcal{E} \mathcal{P}_2\end{aligned}$$

- ▶ Rovnici pro polarizaci vynásobíme výrazem $\mathcal{P}_2/|\vec{d}_{21}|^2$:

$$\frac{\mathcal{P}_2}{|\vec{d}_{21}|^2} \frac{\partial \mathcal{P}_2}{\partial t'} = -\frac{\mathcal{P}_2}{|\vec{d}_{21}|^2} \frac{|\vec{d}_{21}|^2}{\hbar} \varepsilon N \quad \Rightarrow \quad \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t'} \frac{\mathcal{P}_2^2}{|\vec{d}_{21}|^2} = -\frac{1}{\hbar} N \varepsilon \mathcal{P}_2$$

- ▶ Rovnici pro polarizaci vynásobíme výrazem $\mathcal{P}_2/|\vec{d}_{21}|^2$:

$$\frac{\mathcal{P}_2}{|\vec{d}_{21}|^2} \frac{\partial \mathcal{P}_2}{\partial t'} = -\frac{\mathcal{P}_2}{|\vec{d}_{21}|^2} \frac{|\vec{d}_{21}|^2}{\hbar} \mathcal{E} N \Rightarrow \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t'} \frac{\mathcal{P}_2^2}{|\vec{d}_{21}|^2} = -\frac{1}{\hbar} N \mathcal{E} \mathcal{P}_2$$

- ▶ Rovnici pro inverzi vynásobíme N

$$N \frac{\partial N}{\partial t'} = \frac{1}{\hbar} N \mathcal{E} \mathcal{P}_2 \Rightarrow \frac{1}{2} \frac{\partial N^2}{\partial t'} = \frac{1}{\hbar} N \mathcal{E} \mathcal{P}_2$$

- ▶ Rovnici pro polarizaci vynásobíme výrazem $\mathcal{P}_2/|\vec{d}_{21}|^2$:

$$\frac{\mathcal{P}_2}{|\vec{d}_{21}|^2} \frac{\partial \mathcal{P}_2}{\partial t'} = -\frac{\mathcal{P}_2}{|\vec{d}_{21}|^2} \frac{|\mathbf{d}_{21}|^2}{\hbar} \mathcal{E} N \Rightarrow \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t'} \frac{\mathcal{P}_2^2}{|\vec{d}_{21}|^2} = -\frac{1}{\hbar} N \mathcal{E} \mathcal{P}_2$$

- ▶ Rovnici pro inverzi vynásobíme N

$$N \frac{\partial N}{\partial t'} = \frac{1}{\hbar} N \mathcal{E} \mathcal{P}_2 \Rightarrow \frac{1}{2} \frac{\partial N^2}{\partial t'} = \frac{1}{\hbar} N \mathcal{E} \mathcal{P}_2$$

- ▶ Obě rovnice sečteme, snadno ukážeme, že:

$$\frac{\mathcal{P}_2^2}{|\vec{d}_{21}|^2} + N^2 = \text{konst.} = r^2,$$

je **časový invariant**.

- ▶ Rovnici pro polarizaci vynásobíme výrazem $\mathcal{P}_2/|\vec{d}_{21}|^2$:

$$\frac{\mathcal{P}_2}{|\vec{d}_{21}|^2} \frac{\partial \mathcal{P}_2}{\partial t'} = -\frac{\mathcal{P}_2}{|\vec{d}_{21}|^2} \frac{|\vec{d}_{21}|^2}{\hbar} \mathcal{E} N \Rightarrow \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t'} \frac{\mathcal{P}_2^2}{|\vec{d}_{21}|^2} = -\frac{1}{\hbar} N \mathcal{E} \mathcal{P}_2$$

- ▶ Rovnici pro inverzi vynásobíme N

$$N \frac{\partial N}{\partial t'} = \frac{1}{\hbar} N \mathcal{E} \mathcal{P}_2 \Rightarrow \frac{1}{2} \frac{\partial N^2}{\partial t'} = \frac{1}{\hbar} N \mathcal{E} \mathcal{P}_2$$

- ▶ Obě rovnice sečteme, snadno ukážeme, že:

$$\frac{\mathcal{P}_2^2}{|\vec{d}_{21}|^2} + N^2 = \text{konst.} = r^2,$$

je **časový invariant**.

- ▶ To znamená, že v rovině $(\mathcal{P}_2/|\vec{d}_{21}|, N)$ vektor \vec{r} představuje řešení rovnic pro polarizaci a inverzi populace haldin. Koncový bod vektoru \vec{r} se pohybuje po kružnici s poloměrem r , který je daný stavem prostředí před příchodem impulzu:

$$r^2 = \frac{\mathcal{P}_{20}^2}{|\vec{d}_{21}|^2} + N_0^2,$$

- ▶ Rovnici pro polarizaci vynásobíme výrazem $\mathcal{P}_2/|\vec{d}_{21}|^2$:

$$\frac{\mathcal{P}_2}{|\vec{d}_{21}|^2} \frac{\partial \mathcal{P}_2}{\partial t'} = -\frac{\mathcal{P}_2}{|\vec{d}_{21}|^2} \frac{|\vec{d}_{21}|^2}{\hbar} \mathcal{E}N \Rightarrow \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t'} \frac{\mathcal{P}_2^2}{|\vec{d}_{21}|^2} = -\frac{1}{\hbar} N \mathcal{E} \mathcal{P}_2$$

- ▶ Rovnici pro inverzi vynásobíme N

$$N \frac{\partial N}{\partial t'} = \frac{1}{\hbar} N \mathcal{E} \mathcal{P}_2 \Rightarrow \frac{1}{2} \frac{\partial N^2}{\partial t'} = \frac{1}{\hbar} N \mathcal{E} \mathcal{P}_2$$

- ▶ Obě rovnice sečteme, snadno ukážeme, že:

$$\frac{\mathcal{P}_2^2}{|\vec{d}_{21}|^2} + N^2 = \text{konst.} = r^2,$$

je **časový invariant**.

- ▶ To znamená, že v rovině $(\mathcal{P}_2/|\vec{d}_{21}|, N)$ vektor \vec{r} představuje řešení rovnic pro polarizaci a inverzi populace haldin. Koncový bod vektoru \vec{r} se pohybuje po kružnici s poloměrem r , který je daný stavem prostředí před příchodem impulzu:

$$r^2 = \frac{\mathcal{P}_{20}^2}{|\vec{d}_{21}|^2} + N_0^2,$$

- ▶ \mathcal{P}_{20} a N_0 jsou hodnoty složky polarizace \mathcal{P}_2 a inverze N v prostředí před příchodem impulzu.

- ▶ Zavedeme novou proměnnou ψ (úhel, který svírá vektor \vec{r} s osou N) transformačními vztahy:

$$\frac{\mathcal{P}_2}{|\vec{d}_{21}|} = \frac{\mathcal{P}_{20}}{|\vec{d}_{21}|} \cos \psi - N_0 \sin \psi,$$
$$N = \frac{\mathcal{P}_{20}}{|\vec{d}_{21}|} \sin \psi + N_0 \cos \psi,$$

- ▶ Zavedeme novou proměnnou ψ (úhel, který svírá vektor \vec{r} s osou N) transformačními vztahy:

$$\frac{\mathcal{P}_2}{|\vec{d}_{21}|} = \frac{\mathcal{P}_{20}}{|\vec{d}_{21}|} \cos \psi - N_0 \sin \psi,$$
$$N = \frac{\mathcal{P}_{20}}{|\vec{d}_{21}|} \sin \psi + N_0 \cos \psi,$$

- ▶ Po dosazení do rovnice pro polarizaci nebo inverzi populace hladin zjistíme, že úhel ψ musí vyhovovat rovnici:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{|\vec{d}_{21}|}{\hbar} \mathcal{E}(t).$$

- ▶ Zavedeme novou proměnnou ψ (úhel, který svírá vektor \vec{r} s osou N) transformačními vztahy:

$$\begin{aligned}\frac{\mathcal{P}_2}{|\vec{d}_{21}|} &= \frac{\mathcal{P}_{20}}{|\vec{d}_{21}|} \cos \psi - N_0 \sin \psi, \\ N &= \frac{\mathcal{P}_{20}}{|\vec{d}_{21}|} \sin \psi + N_0 \cos \psi,\end{aligned}$$

- ▶ Po dosazení do rovnice pro polarizaci nebo inverzi populace hladin zjistíme, že úhel ψ musí vyhovovat rovnici:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{|\vec{d}_{21}|}{\hbar} \mathcal{E}(t).$$

- ▶ Odtud integrací:

$$\psi(t) = \int_{-\infty}^t \frac{|\vec{d}_{21}|}{\hbar} \mathcal{E}(t') dt',$$

a úhel ψ je před příchodem impulzu nulový, $\psi(-\infty) = 0$.

- ▶ Zavedeme novou proměnnou ψ (úhel, který svírá vektor \vec{r} s osou N) transformačními vztahy:

$$\begin{aligned}\frac{P_2}{|\vec{d}_{21}|} &= \frac{P_{20}}{|\vec{d}_{21}|} \cos \psi - N_0 \sin \psi, \\ N &= \frac{P_{20}}{|\vec{d}_{21}|} \sin \psi + N_0 \cos \psi,\end{aligned}$$

- ▶ Po dosazení do rovnice pro polarizaci nebo inverzi populace hladin zjistíme, že úhel ψ musí vyhovovat rovnici:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = \frac{|\vec{d}_{21}|}{\hbar} \mathcal{E}(t).$$

- ▶ Odtud integrací:

$$\psi(t) = \int_{-\infty}^t \frac{|\vec{d}_{21}|}{\hbar} \mathcal{E}(t') dt',$$

a úhel ψ je před příchodem impulzu nulový, $\psi(-\infty) = 0$.

- ▶ O úhlu stočení vektoru $(P_2/|\vec{d}_{21}|, N)$ tedy rozhoduje plocha (integrál průběhu) impulzu. Impulzy různého tvaru mohou mít stejnou „plochu“.

- ▶ Prochází-li prostředím impulz, trvající krátkou dobu, otočí se uvažovaný vektor \vec{r} o úhel:

$$\theta = \psi(\infty) - \psi(-\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\vec{d}_{21}|}{\hbar} \mathcal{E}(t) dt.$$

- ▶ Prochází-li prostředím impulz, trvající krátkou dobu, otočí se uvažovaný vektor \vec{r} o úhel:

$$\theta = \psi(\infty) - \psi(-\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\vec{d}_{21}|}{\hbar} \mathcal{E}(t) dt.$$

- ▶ Úhel θ bývá označován jako **plocha impulzu**.

- ▶ Prochází-li prostředím impulz, trvajícím krátkou dobu, otočí se uvažovaný vektor \vec{r} o úhel:

$$\theta = \psi(\infty) - \psi(-\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\vec{d}_{21}|}{\hbar} \mathcal{E}(t) dt.$$

- ▶ Úhel θ bývá označován jako **plocha impulzu**.
- ▶ Je-li plocha impulzu $\theta = \pi$, dochází k maximální změně stavu rezonančního prostředí.

- ▶ Prochází-li prostředím impulz, trvající krátkou dobu, otočí se uvažovaný vektor \vec{r} o úhel:

$$\theta = \psi(\infty) - \psi(-\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\vec{d}_{21}|}{\hbar} \mathcal{E}(t) dt.$$

- ▶ Úhel θ bývá označován jako **plocha impulzu**.
- ▶ Je-li plocha impulzu $\theta = \pi$, dochází k maximální změně stavu rezonančního prostředí.
- ▶ Je-li plocha impulzu $\theta = 2\pi$, nezpůsobí průchod prostředím žádnou změnu inverze ani polarizace prostředí. Impulz projde a zanechá zesilující nebo zeslabující prostředí beze změny. Neznamená to však obecně, že se nezmění tvar impulzu.

- ▶ Prochází-li prostředím impulz, trvající krátkou dobu, otočí se uvažovaný vektor \vec{r} o úhel:

$$\theta = \psi(\infty) - \psi(-\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\vec{d}_{21}|}{\hbar} \mathcal{E}(t) dt.$$

- ▶ Úhel θ bývá označován jako **plocha impulzu**.
- ▶ Je-li plocha impulzu $\theta = \pi$, dochází k maximální změně stavu rezonančního prostředí.
- ▶ Je-li plocha impulzu $\theta = 2\pi$, nezpůsobí průchod prostředím žádnou změnu inverze ani polarizace prostředí. Impulz projde a zanechá zesilující nebo zeslabující prostředí beze změny. Neznamená to však obecně, že se nezmění tvar impulzu.
- ▶ Okamžitá úhlová frekvence otáčení $\Omega = \partial\psi/\partial t$ vektoru $(\mathcal{P}_2/|\vec{d}_{21}|, N)$ je dána amplitudou intenzity elektrického pole a závisí na velikosti maticového elementu dipólového momentu příslušného kvantového přechodu. Tato frekvence bývá označována jako **Rabiho frekvence**:

$$\Omega = \frac{\partial\psi}{\partial t} = \frac{|\vec{d}_{21}|}{\hbar} \mathcal{E}(t).$$

- ▶ Prochází-li prostředím impulz, trvající krátkou dobu, otočí se uvažovaný vektor \vec{r} o úhel:

$$\theta = \psi(\infty) - \psi(-\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\vec{d}_{21}|}{\hbar} \mathcal{E}(t) dt.$$

- ▶ Prochází-li prostředím impulz, trvající krátkou dobu, otočí se uvažovaný vektor \vec{r} o úhel:

$$\theta = \psi(\infty) - \psi(-\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\vec{d}_{21}|}{\hbar} \mathcal{E}(t) dt.$$

- ▶ Úhel θ bývá označován jako **plocha impulzu**.

- ▶ Prochází-li prostředím impulz, trvající krátkou dobu, otočí se uvažovaný vektor \vec{r} o úhel:

$$\theta = \psi(\infty) - \psi(-\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\vec{d}_{21}|}{\hbar} \mathcal{E}(t) dt.$$

- ▶ Úhel θ bývá označován jako **plocha impulzu**.
- ▶ Impulzy různého tvaru mohou mít stejnou „plochu“.

$$\theta = \psi(\infty) - \psi(-\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\vec{d}_{21}|}{\hbar} \mathcal{E}(t) dt.$$

- ▶ Je-li plocha impulzu $\theta = \pi$, dochází k maximální změně stavu rezonančního prostředí.

$$\theta = \psi(\infty) - \psi(-\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\vec{d}_{21}|}{\hbar} \mathcal{E}(t) dt.$$

- ▶ Je-li plocha impulzu $\theta = 2\pi$, nepůsobí průchod prostředím žádnou změnu inverze ani polarizace prostředí.

$$\theta = \psi(\infty) - \psi(-\infty) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{|\vec{d}_{21}|}{\hbar} \mathcal{E}(t) dt.$$

- ▶ Je-li plocha impulzu $\theta = 2\pi$, nezpůsobí průchod prostředím žádnou změnu inverze ani polarizace prostředí.

- ▶ Impulz projde a zanechá zesilující nebo zeslabující prostředí beze změny. 

$$\Omega = \frac{\partial\psi}{\partial t} = \frac{|\vec{d}_{21}|}{\hbar} \mathcal{E}(t).$$

- ▶ Okamžitá úhlová frekvence otáčení $\Omega = \partial\psi/\partial t$ vektoru $(\mathcal{P}_2/|\vec{d}_{21}|, N)$ je dána amplitudou intenzity elektrického pole a závisí na velikosti maticového elementu dipólového momentu příslušného kvantového přechodu. Tato frekvence bývá označována jako **Rabiova frekvence**.

Samoindukovaná propustnost je koherentní jev, při kterém dochází k interakci impulzu rezonančního záření s kvantovými soustavami, přičemž stav kvantových soustav i tvar impulzu jsou před a po průchodu impulzu stejné – soliton (impulz s plochou 2π a s časovým průběhem obálky sech při šíření prostředím nemění tvar a jeho energie se zachovává).

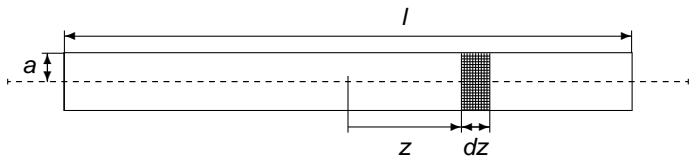
Samoindukovaná propustnost je koherentní jev, při kterém dochází k interakci impulzu rezonančního záření s kvantovými soustavami, přičemž stav kvantových soustav i tvar impulzu jsou před a po průchodu impulzu stejné – soliton (impulz s plochou 2π a s časovým průběhem obálky sech při šíření prostředím nemění tvar a jeho energie se zachovává).

Fotonové echo je impulz optického záření, který vysílá rezonanční prostředí s nehomogenně rozšířenou spektrální čarou jako zpožděnou odezvu na dva za sebou jdoucí velmi krátké impulzy optického záření. Podmínkou pro vznik fotonového echa je, aby zpoždění druhého impulzu vzhledem k prvnímu bylo velmi malé ve srovnání s relaxačními časy T_1 i T_2 . Jev je nejvýraznější, když je plocha prvního impulzu rovna $\pi/2$ (impulz vybudí maximální dipólový moment u všech kvantových soustav – atomů) a současně plocha druhého impulzu je rovna π .

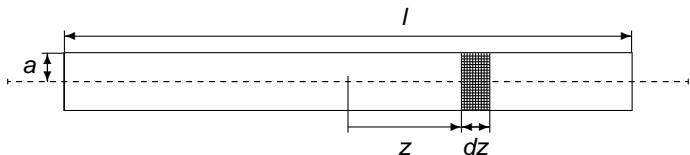
Samoindukovaná propustnost je koherentní jev, při kterém dochází k interakci impulzu rezonančního záření s kvantovými systémy, přičemž stav kvantových soustav i tvar impulzu jsou před a po průchodu impulzu stejné – soliton (impulz s plochou 2π a s časovým průběhem obálky sech při šíření prostředím nemění tvar a jeho energie se zachovává).

Fotonové echo je impulz optického záření, který vysílá rezonanční prostředí s nehomogenně rozšířenou spektrální čarou jako zpožděnou odezvu na dva za sebou jdoucí velmi krátké impulzy optického záření. Podmínkou pro vznik fotonového echa je, aby zpoždění druhého impulzu vzhledem k prvnímu bylo velmi malé ve srovnání s relaxačními časy T_1 i T_2 . Jev je nejvýraznější, když je plocha prvního impulzu rovna $\pi/2$ (impulz vybudí maximální dipólový moment u všech kvantových soustav – atomů) a současně plocha druhého impulzu je rovna π .

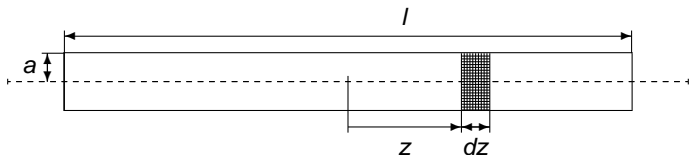
Optická nutace je modulace intenzity optického záření, k níž dochází při průchodu impulzu rezonančního optického záření, jestliže má impulz strmou náběžnou hranu. Modulační frekvence odpovídá Rabiově frekvenci a roste s rostoucí amplitudou intenzity elektrického pole elektromagnetické vlny.



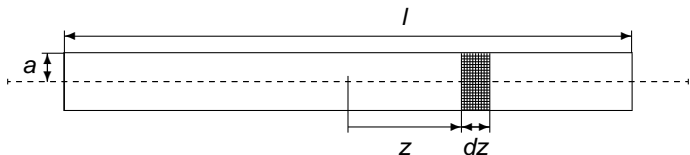
- ▶ Aktivní prostředí laseru má tvar válcové tyče o poloměru a a délce l a platí $l \gg a$. Pro reálný systém obvykle $a/l \approx 10^{-2}$



- ▶ Aktivní prostředí laseru má tvar válcové tyče o poloměru a a délce l a platí $l \gg a$. Pro reálný systém obvykle $a/l \approx 10^{-2}$
- ▶ Osa z je umístěna v ose tyče, $z = 0$ ve středu tyče

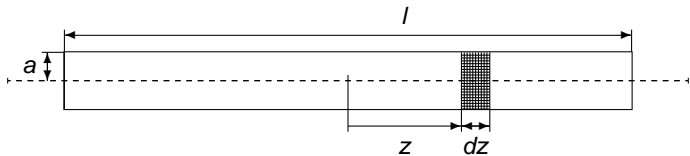


- ▶ Aktivní prostředí laseru má tvar válcové tyče o poloměru a a délce l a platí $l \gg a$. Pro reálný systém obvykle $a/l \approx 10^{-2}$
- ▶ Osa z je umístěna v ose tyče, $z = 0$ ve středu tyče
- ▶ Tyč je rovnoměrně vyplněna kvantovými systavy s laserovým přechodem mezi energetickými hladinami E_2 a E_1 s rezonanční kruhovou frekvencí ω_{21}



- ▶ Aktivní prostředí laseru má tvar válcové tyče o poloměru a a délce l a platí $l \gg a$. Pro reálný systém obvykle $a/l \approx 10^{-2}$
- ▶ Osa z je umístěna v ose tyče, $z = 0$ ve středu tyče
- ▶ Tyč je rovnoměrně vyplněna kvantovými systavy s laserovým přechodem mezi energetickými hladinami E_2 a E_1 s rezonanční kruhovou frekvencí ω_{21}
- ▶ Je zajištěna rychlá depopulace dolní laserové hladiny, takže její populace $N_1 \doteq 0$ Populace horní energetické hladiny N_2 je pak rovna inverzi populace hladin N

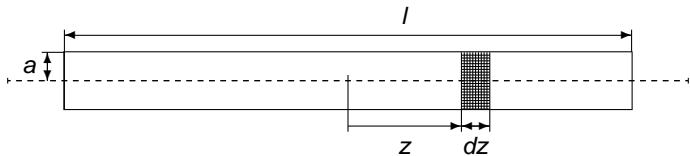
Zesilování spontánní emise v dlouhém sloupci



- ▶ Je-li T_1 doba života na horní hladině a jediný mechanismus depopulace této hladiny je spontánní emise, potom spontánní emise z elementu objemu $\Delta V = \pi a^2 \Delta z$ odnáší výkon (energie za jednotku času):

$$\Delta Q = \frac{N}{T_1} \Delta V \hbar \omega_{21}$$

Zesilování spontánní emise v dlouhém sloupci

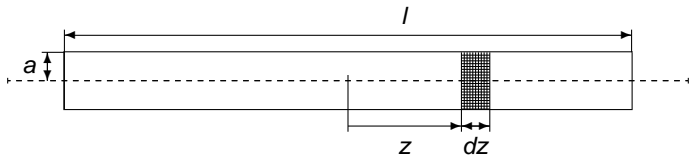


- ▶ Je-li T_1 doba života na horní hladině a jediný mechanismus depopulace této hladiny je spontánní emise, potom spontánní emise z elementu objemu $\Delta V = \pi a^2 \Delta z$ odnáší výkon (energie za jednotku času):

$$\Delta Q = \frac{N}{T_1} \Delta V \hbar \omega_{21}$$

- ▶ Výkon je vyzařovaný z každého elementárního objemu do plného úhlu 4π

Zesilování spontánní emise v dlouhém sloupci

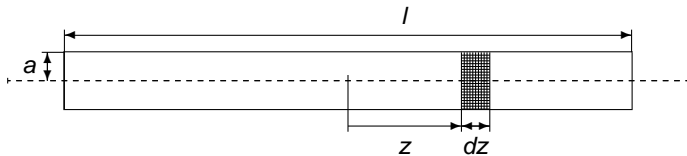


- ▶ Je-li T_1 doba života na horní hladině a jediný mechanismus depopulace této hladiny je spontánní emise, potom spontánní emise z elementu objemu $\Delta V = \pi a^2 \Delta z$ odnáší výkon (energie za jednotku času):

$$\Delta Q = \frac{N}{T_1} \Delta V \hbar \omega_{21}$$

- ▶ Výkon je vyzařovaný z každého elementárního objemu do plného úhlu 4π
- ▶ Výkon je vyzařovaný ve směru osy z do prostorového úhlu $\pi a^2 / l^2$ bude zesilován

Zesilování spontánní emise v dlouhém sloupci



- ▶ Je-li T_1 doba života na horní hladině a jediný mechanismus depopulace této hladiny je spontánní emise, potom spontánní emise z elementu objemu $\Delta V = \pi a^2 \Delta z$ odnáší výkon (energie za jednotku času):

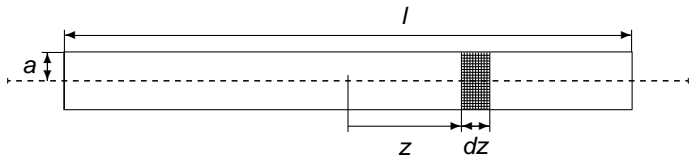
$$\Delta Q = \frac{N}{T_1} \Delta V \hbar \omega_{21}$$

- ▶ Výkon je vyzařovaný z každého elementárního objemu do plného úhlu 4π
- ▶ Výkon je vyzařovaný ve směru osy z do prostorového úhlu $\pi a^2 / l^2$ bude zesilován
- ▶ Příspěvek k celkové plošné hustotě výkonu na výstupu:

$$\Delta I = \underbrace{\frac{1}{\pi a^2} \frac{\pi a^2}{l^2} \frac{1}{4\pi} \Delta Q}_{\text{Intenzita záření vyzářená z elementu } dz \text{ ve směru z}} \times \underbrace{e^{g(\frac{l}{2}-z)}}_{\text{zesílení}}$$

Intenzita záření vyzářená
z elementu dz ve směru z

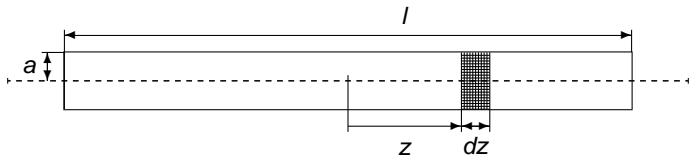
Zesilování spontánní emise v dlouhém sloupci



- Výsledná intenzita zesílené spontánní emise na výstupní apertuře bude dána integrací podél celého aktivního prostředí:

$$\int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \Delta I = \frac{N\hbar\omega_{21}}{T_1} \frac{a^2}{4l^2} \frac{1 - e^{-gl}}{g} e^{gl} \approx I_s \frac{a^2}{4l^2} e^{gl},$$

kde $g = \sigma N$ a $I_s = \hbar\omega_{21}/\sigma T_1$ (zanedbali jsme e^{-gl} vzhledem k 1).



- ▶ Výsledná intenzita zesílené spontánní emise na výstupní apertuře bude dána integrací podél celého aktivního prostředí:

$$\int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \Delta I = \frac{N\hbar\omega_{21}}{T_1} \frac{a^2}{4l^2} \frac{1 - e^{-gl}}{g} e^{gl} \approx I_s \frac{a^2}{4l^2} e^{gl},$$

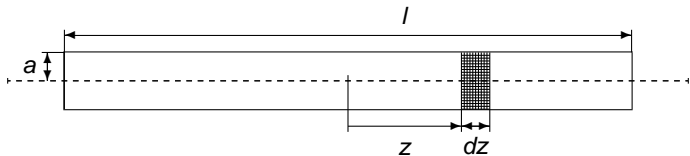
kde $g = \sigma N$ a $I_s = \hbar\omega_{21}/\sigma T_1$ (zanedbali jsme e^{-gl} vzhledem k 1).

- ▶ V případě, že je splněna nerovnost (tzv. „měkký práh“):

$$\frac{a^2}{4l^2} e^{gl} \gg 1,$$

dochází na výstupu k významnému převážení stimulované emise nad spontánní

Zesilování spontánní emise v dlouhém sloupci



- ▶ Výsledná intenzita zesílené spontánní emise na výstupní apertuře bude dána integrací podél celého aktivního prostředí:

$$\int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \Delta I = \frac{N\hbar\omega_{21}}{T_1} \frac{a^2}{4l^2} \frac{1 - e^{-gl}}{g} e^{gl} \approx I_s \frac{a^2}{4l^2} e^{gl},$$

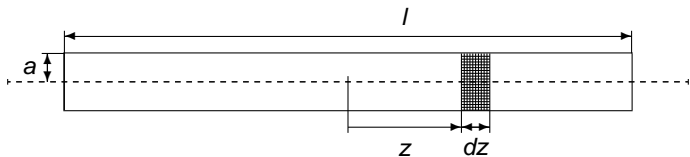
kde $g = \sigma N$ a $I_s = \hbar\omega_{21}/\sigma T_1$ (zanedbali jsme e^{-gl} vzhledem k 1).

- ▶ V případě, že je splněna nerovnost (tzv. „měkký práh“):

$$\frac{a^2}{4l^2} e^{gl} \gg 1,$$

dochází na výstupu k významnému převážení stimulované emise nad spontánní

- ▶ Podstatná část energie uložené ve vnitřních stavech kvantových soustav se vyvazuje prostřednictvím stimulované emise



- Výsledná intenzita zesílené spontánní emise na výstupní apertuře bude dána integrací podél celého aktivního prostředí:

$$\int_{-\frac{l}{2}}^{\frac{l}{2}} \Delta I = \frac{N\hbar\omega_{21}}{T_1} \frac{a^2}{4l^2} \frac{1 - e^{-gl}}{g} e^{gl} \approx I_s \frac{a^2}{4l^2} e^{gl},$$

kde $g = \sigma N$ a $I_s = \hbar\omega_{21}/\sigma T_1$ (zanedbali jsme e^{-gl} vzhledem k 1).

- V případě, že je splněna nerovnost (tzv. „měkký práh“):

$$\frac{a^2}{4l^2} e^{gl} \gg 1,$$

dochází na výstupu k významnému převážení stimulované emise nad spontánní

- Podstatná část energie uložené ve vnitřních stavech kvantových soustav se vyvazuje prostřednictvím stimulované emise
- Platí pokud je součinitel zisku je všude stejný, $g(z) = \text{konst.}$, přesnější výsledek poskytnou prostorově závislé rychlostní rovnice.

- ▶ Ke generaci záření na principu stimulované emise může docházet i v případě, kdy není použit laserový rezonátor

- ▶ Ke generaci záření na principu stimulované emise může docházet i v případě, kdy není použit laserový rezonátor
- ▶ Laserová generace je v takovém případě založena na zesilování spontánní emise (ZSE, ASE) v prostředí, které má tvar dlouhého sloupce, jehož zisk je dostatečně velký k tomu, aby se spontánní záření vysílané ve směru osy sloupce zesílilo při jednom průchodu natolik, že dochází k saturaci zesílení.

- ▶ Ke generaci záření na principu stimulované emise může docházet i v případě, kdy není použit laserový rezonátor
- ▶ Laserová generace je v takovém případě založena na zesilování spontánní emise (ZSE, ASE) v prostředí, které má tvar dlouhého sloupce, jehož zisk je dostatečně velký k tomu, aby se spontánní záření vysílané ve směru osy sloupce zesílilo při jednom průchodu natolik, že dochází k saturaci zesílení.
- ▶ Stupeň koherence i rozbíhavost svazku jsou dány geometrickými vlastnostmi prostoru, které aktivní prostředí zaplňuje.

- ▶ Ke generaci záření na principu stimulované emise může docházet i v případě, kdy není použit laserový rezonátor
- ▶ Laserová generace je v takovém případě založena na zesilování spontánní emise (ZSE, ASE) v prostředí, které má tvar dlouhého sloupce, jehož zisk je dostatečně velký k tomu, aby se spontánní záření vysílané ve směru osy sloupce zesílilo při jednom průchodu natolik, že dochází k saturaci zesílení.
- ▶ Stupeň koherence i rozbíhavost svazku jsou dány geometrickými vlastnostmi prostoru, které aktivní prostředí zaplňuje.
- ▶ Záleží-li na vysokém stupni koherence a nízké rozbíhavosti, musí být poměr příčného rozměru sloupce a délky sloupce co nejmenší.

- ▶ Ke generaci záření na principu stimulované emise může docházet i v případě, kdy není použit laserový rezonátor
- ▶ Laserová generace je v takovém případě založena na zesilování spontánní emise (ZSE, ASE) v prostředí, které má tvar dlouhého sloupce, jehož zisk je dostatečně velký k tomu, aby se spontánní záření vysílané ve směru osy sloupce zesílilo při jednom průchodu natolik, že dochází k saturaci zesílení.
- ▶ Stupeň koherence i rozbíhavost svazku jsou dány geometrickými vlastnostmi prostoru, které aktivní prostředí zaplňuje.
- ▶ Záleží-li na vysokém stupni koherence a nízké rozbíhavosti, musí být poměr příčného rozměru sloupce a délky sloupce co nejmenší.
- ▶ Lasery bez zrcadel se realizují zejména tehdy,

- ▶ Ke generaci záření na principu stimulované emise může docházet i v případě, kdy není použit laserový rezonátor
- ▶ Laserová generace je v takovém případě založena na **zesilování spontánní emise (ZSE, ASE)** v prostředí, které má tvar dlouhého sloupce, jehož zisk je dostatečně velký k tomu, aby se spontánní záření vysílané ve směru osy sloupce zesílilo při jednom průchodu natolik, že dochází k saturaci zesílení.
- ▶ Stupeň koherence i rozbíhavost svazku jsou dány geometrickými vlastnostmi prostoru, které aktivní prostředí zaplňuje.
- ▶ Záleží-li na vysokém stupni koherence a nízké rozbíhavosti, musí být poměr příčného rozměru sloupce a délky sloupce co nejmenší.
- ▶ Lasery bez zrcadel se realizují zejména tehdy,
 - ▶ když je doba života na horní energetické hladině krátká (když je doba oběhu záření v rezonátoru srovnatelná s dobou života excitovaného stavu),

- ▶ Ke generaci záření na principu stimulované emise může docházet i v případě, kdy není použit laserový rezonátor
- ▶ Laserová generace je v takovém případě založena na zesilování spontánní emise (ZSE, ASE) v prostředí, které má tvar dlouhého sloupce, jehož zisk je dostatečně velký k tomu, aby se spontánní záření vysílané ve směru osy sloupce zesílilo při jednom průchodu natolik, že dochází k saturaci zesílení.
- ▶ Stupeň koherence i rozbíhavost svazku jsou dány geometrickými vlastnostmi prostoru, které aktivní prostředí zaplňuje.
- ▶ Záleží-li na vysokém stupni koherence a nízké rozbíhavosti, musí být poměr příčného rozměru sloupce a délky sloupce co nejmenší.
- ▶ Lasery bez zrcadel se realizují zejména tehdy,
 - ▶ když je doba života na horní energetické hladině krátká (když je doba oběhu záření v rezonátoru srovnatelná s dobou života excitovaného stavu),
 - ▶ když nelze realizovat optický rezonátor.

- ▶ Ke generaci záření na principu stimulované emise může docházet i v případě, kdy není použit laserový rezonátor
- ▶ Laserová generace je v takovém případě založena na **zesilování spontánní emise (ZSE, ASE)** v prostředí, které má tvar dlouhého sloupce, jehož zisk je dostatečně velký k tomu, aby se spontánní záření vysílané ve směru osy sloupce zesílilo při jednom průchodu natolik, že dochází k saturaci zesílení.
- ▶ Stupeň koherence i rozbíhavost svazku jsou dány geometrickými vlastnostmi prostoru, které aktivní prostředí zaplňuje.
- ▶ Záleží-li na vysokém stupni koherence a nízké rozbíhavosti, musí být poměr příčného rozměru sloupce a délky sloupce co nejmenší.
- ▶ Lasery bez zrcadel se realizují zejména tehdy,
 - ▶ když je doba života na horní energetické hladině krátká (když je doba oběhu záření v rezonátoru srovnatelná s dobou života excitovaného stavu),
 - ▶ když nelze realizovat optický rezonátor.
- ▶ Běžně se setkáváme s dusíkovým laserem (337 nm) a excimerovými lasery, které pracují v ultrafialové oblasti a jsou buzeny pulzním elektrickým výbojem nebo svazky rychlých elektronů.

- ▶ Přírodním úkazem je „vesmírný“ nebo „interstelární“ laser, kde nerovnovážné mezihvězdné plazma slouží jako aktivní prostředí. Vysvětlují se tím pozorované intenzivní vodíkové čáry, přicházející z některých směrů mezihvězdného prostoru.

- ▶ Přírodním úkazem je „vesmírný“ nebo „interstelární“ laser, kde nerovnovážné mezihvězdné plazma slouží jako aktivní prostředí. Vysvětlují se tím pozorované intenzivní vodíkové čáry, přicházející z některých směrů mezihvězdného prostoru.
- ▶ Předmětem intenzivního teoretického i experimentálního zkoumání jsou **rentgenové lasery**. Řešení zrcadel pro tuto oblast není jednoduchým problémem. Všechny dosavadní realizace rentgenových laserů byly založeny na principu zesílené spontánní emise.

- ▶ Přírodním úkazem je „vesmírný“ nebo „interstelární“ laser, kde nerovnovážné mezihvězdné plazma slouží jako aktivní prostředí. Vysvětlují se tím pozorované intenzivní vodíkové čáry, přicházející z některých směrů mezihvězdného prostoru.
- ▶ Předmětem intenzivního teoretického i experimentálního zkoumání jsou **rentgenové lasery**. Řešení zrcadel pro tuto oblast není jednoduchým problémem. Všechny dosavadní realizace rentgenových laserů byly založeny na principu zesílené spontánní emise.
- ▶ Laserová generace bez zrcadel však může mít i negativní následky. Zesilování spontánní emise v jiném, než osovém směru může představovat ztráty na energii uložené v aktivním prostředí a to zejména ve velkoobjemových laserových zesilovačích, vláknových laserech a zesilovačích, nebo v laserech pracujících v režimu Q-spínání, kde je cíleně dosahováno vysokého zisku.

- ▶ V případě, kdy je délka impulzu $\ll T_1, T_2$, neprojeví se při tzv. koherentním šíření ztráty energie v důsledku relaxace inverze populace hladin a polarizace.

- ▶ V případě, kdy je délka impulzu $\ll T_1, T_2$, neprojeví se při tzv. koherentním šíření ztráty energie v důsledku relaxace inverze populace hladin a polarizace.
- ▶ Při šíření se zachovává velikost vektoru $(N, \mathcal{P}_2/|\vec{d}_{21}|)$. Jeho otočení (stav prostředí) závisí na tzv. ploše impulzu

$$\theta = \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{\frac{|\vec{d}_{21}|}{\hbar} \mathcal{E}(t)}_{\text{Rabiova frekvence } \Omega} dt$$

- ▶ V případě, kdy je délka impulzu $\ll T_1, T_2$, neprojeví se při tzv. koherentním šíření ztráty energie v důsledku relaxace inverze populace hladin a polarizace.
- ▶ Při šíření se zachovává velikost vektoru $(N, \mathcal{P}_2/|\vec{d}_{21}|)$. Jeho otočení (stav prostředí) závisí na tzv. ploše impulzu

$$\theta = \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{\frac{|\vec{d}_{21}|}{\hbar} \mathcal{E}(t)}_{\text{Rabiova frekvence } \Omega} dt$$

- ▶ Je-li plocha impulzu $\theta = 2n\pi$, stav prostředí se průchodem impulzu nezmění. Pro $\theta = (2n + 1)\pi$ dochází k maximální změně stavu prostředí.

- ▶ V případě, kdy je délka impulzu $\ll T_1, T_2$, neprojeví se při tzv. koherentním šíření ztráty energie v důsledku relaxace inverze populace hladin a polarizace.
- ▶ Při šíření se zachovává velikost vektoru $(N, \mathcal{P}_2/|\vec{d}_{21}|)$. Jeho otočení (stav prostředí) závisí na tzv. ploše impulzu

$$\theta = \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{\frac{|\vec{d}_{21}|}{\hbar} \mathcal{E}(t)}_{\text{Rabiova frekvence } \Omega} dt$$

- ▶ Je-li plocha impulzu $\theta = 2n\pi$, stav prostředí se průchodem impulzu nezmění. Pro $\theta = (2n + 1)\pi$ dochází k maximální změně stavu prostředí.
- ▶ Jevy spojené s koherentním šířením impulzů – soliton (samoindukovaná propustnost), fotonové echo, optická nutace

- ▶ V případě, kdy je délka impulzu $\ll T_1, T_2$, neprojeví se při tzv. koherentním šíření ztráty energie v důsledku relaxace inverze populace hladin a polarizace.
- ▶ Při šíření se zachovává velikost vektoru $(N, \mathcal{P}_2/|\vec{d}_{21}|)$. Jeho otočení (stav prostředí) závisí na tzv. ploše impulzu

$$\theta = \int_{-\infty}^{\infty} \underbrace{\frac{|\vec{d}_{21}|}{\hbar} \mathcal{E}(t)}_{\text{Rabiova frekvence } \Omega} dt$$

- ▶ Je-li plocha impulzu $\theta = 2n\pi$, stav prostředí se průchodem impulzu nezmění. Pro $\theta = (2n + 1)\pi$ dochází k maximální změně stavu prostředí.
- ▶ Jevy spojené s koherentním šířením impulzů – soliton (samoindukovaná propustnost), fotonové echo, optická nutace
- ▶ Zesílená spontánní emise – v případě vysoké hodnoty součinu koeficientu zesílení a délky aktivního prostředí může stimulovaná emisí zesílená spontánní emise odnášet podstatnou část energie – lasery bez zrcadel, měkký práh, ztráty ASE

- ▶ Z poloklasického popisu interakce rezonančního záření (popsáno klasicky) s prostředím (popsáno kvantově) vyplývají následující závěry:

- ▶ Z poloklasického popisu interakce rezonančního záření (popsáno klasicky) s prostředím (popsáno kvantově) vyplývají následující závěry:
 - ▶ odezvu prostředí popisují dvě parciální diferenciální rovnice druhého řádu, jedna pro polarizaci prostředí, druhá pro inverzi populace hladin;

- ▶ Z poloklasického popisu interakce rezonančního záření (popsáno klasicky) s prostředím (popsáno kvantově) vyplývají následující závěry:
 - ▶ odezvu prostředí popisují dvě parciální diferenciální rovnice druhého řádu, jedna pro polarizaci prostředí, druhá pro inverzi populace hladin;
 - ▶ prostředí je disperzní (susceptibilita závisí na frekvenci);

- ▶ Z poloklasického popisu interakce rezonančního záření (popsáno klasicky) s prostředím (popsáno kvantově) vyplývají následující závěry:
 - ▶ odezvu prostředí popisují dvě parciální diferenciální rovnice druhého řádu, jedna pro polarizaci prostředí, druhá pro inverzi populace hladin;
 - ▶ prostředí je disperzní (susceptibilita závisí na frekvenci);
 - ▶ prostředí je nelineární (susceptibilita je komplexní, odezva prostředí je funkcí intenzity záření);

- ▶ Z poloklasického popisu interakce rezonančního záření (popsáno klasicky) s prostředím (popsáno kvantově) vyplývají následující závěry:
 - ▶ odezvu prostředí popisují dvě parciální diferenciální rovnice druhého řádu, jedna pro polarizaci prostředí, druhá pro inverzi populace hladin;
 - ▶ prostředí je disperzní (susceptibilita závisí na frekvenci);
 - ▶ prostředí je nelineární (susceptibilita je komplexní, odezva prostředí je funkcí intenzity záření);
 - ▶ teorie popisuje jak absorpci, tak zesilování záření a jejich saturaci;

- ▶ Z poloklasického popisu interakce rezonančního záření (popsáno klasicky) s prostředím (popsáno kvantově) vyplývají následující závěry:
 - ▶ odezvu prostředí popisují dvě parciální diferenciální rovnice druhého řádu, jedna pro polarizaci prostředí, druhá pro inverzi populace hladin;
 - ▶ prostředí je disperzní (susceptibilita závisí na frekvenci);
 - ▶ prostředí je nelineární (susceptibilita je komplexní, odezva prostředí je funkcí intenzity záření);
 - ▶ teorie popisuje jak absorpci, tak zesilování záření a jejich saturaci;
 - ▶ při popisu šíření impulzů s pomalu proměnou obálkou rozhoduje o charakteru šíření vztah mezi charakteristickou dobou impulzu (např. FWHM, délka náběžné hrany) a dobou relaxace polarizace a inverze populace hladin;

- ▶ Z poloklasického popisu interakce rezonančního záření (popsáno klasicky) s prostředím (popsáno kvantově) vyplývají následující závěry:
 - ▶ odezvu prostředí popisují dvě parciální diferenciální rovnice druhého řádu, jedna pro polarizaci prostředí, druhá pro inverzi populace hladin;
 - ▶ prostředí je disperzní (susceptibilita závisí na frekvenci);
 - ▶ prostředí je nelineární (susceptibilita je komplexní, odezva prostředí je funkcí intenzity záření);
 - ▶ teorie popisuje jak absorpci, tak zesilování záření a jejich saturaci;
 - ▶ při popisu šíření impulzů s pomalu proměnou obálkou rozhoduje o charakteru šíření vztah mezi charakteristickou dobou impulzu (např. FWHM, délka náběžné hrany) a dobou relaxace polarizace a inverze populace hladin;
 - ▶ laser pracující v režimu volné generace, nebo v režimu Q-spínání je možné dobře popsat pomocí tzv rychlostních rovnic, udávajících rychlost změny inverze populace aktivního prostředí a intenzity záření v rezonátoru.

- ▶ Z poloklasického popisu interakce rezonančního záření (popsáno klasicky) s prostředím (popsáno kvantově) vyplývají následující závěry:
 - ▶ odezvu prostředí popisují dvě parciální diferenciální rovnice druhého řádu, jedna pro polarizaci prostředí, druhá pro inverzi populace hladin;
 - ▶ prostředí je disperzní (susceptibilita závisí na frekvenci);
 - ▶ prostředí je nelineární (susceptibilita je komplexní, odezva prostředí je funkcí intenzity záření);
 - ▶ teorie popisuje jak absorpci, tak zesilování záření a jejich saturaci;
 - ▶ při popisu šíření impulzů s pomalu proměnou obálkou rozhoduje o charakteru šíření vztah mezi charakteristickou dobou impulzu (např. FWHM, délka náběžné hrany) a dobou relaxace polarizace a inverze populace hladin;
 - ▶ laser pracující v režimu volné generace, nebo v režimu Q-spínání je možné dobře popsat pomocí tzv rychlostních rovnic, udávajících rychlost změny inverze populace aktivního prostředí a intenzity záření v rezonátoru.
- ▶ Poloklasický popis neumožňuje studovat statistické a kvantové vlastnosti záření (např. koherenci laserového záření)

Maxwellovy rovnice • odezva prostředí a polarizace • nelineární prostředí • dvouhladinová aproximace reálné kvantové soustavy • rezonance a Bohrovův vztah • relaxační doby polarizace a inverze populace hladin • komplexní susceptibilita • disperze • exponenciální zesílení slabého signálu • zesílení a součinitel zesílení • účinný průřez pro stimulovanou emisi (absorpce) • spektrální závislost zesílení (absorpce) • homogenní a nehomogenní rozšíření spektrální čáry • saturace zesílení (absorpce) a saturační intenzita • nekoherentní šíření • zesilování stacionárního signálu s libovolnou intenzitou • rychlostní rovnice pro popis laseru s krátkým rezonátorem • čerpací rychlost, absorpce, spontánní emise a stimulovaná emise v rychlostních rovnicích • doba života fotonu v rezonátoru a doba oběhu fotonu rezonátorem • výstupní charakteristika kontinuálně pracujícího laseru (práh, strmost, prahová podmínka) • popis přechodového jevu v režimu volné generace • popis režimu Q-spínání (tvar impulzu, mezní délka impulzu) • koherentní šíření • plocha impulzu • Rabiova frekvence • soliton a samoindukovaná propustnost • ASE (vznik a využití)

-  VRBOVÁ M., ŠULC J.: *Interakce rezonančního záření s látkou*, Skriptum FJFI ČVUT, Praha, 2006
-  VRBOVÁ M., JELÍNKOVÁ H., GAVRILOV P.: *Úvod do laserové techniky*, Skriptum FJFI ČVUT, Praha, 1994 (<http://people.fjfi.cvut.cz/sulcjan1/ulat/>)
-  VRBOVÁ M. a kol.: *Lasery a moderní optika - Oborová encyklopedie*, Prometheus, Praha, 1994
-  SALEH, B. E. A., TEICH, M. C.: *Základy fotoniky – 3.díl*, Matfyzpress, Praha, 1995
-  SOCHOR V.: *Lasery a koherentní svazky*, Academia, Praha, 1990
-  ENGST P., HORÁK M.: *Aplikace laserů*, SNTL, Praha, 1989
-  LONČAR, G.: *Elektrodynamika I*, Skriptum FJFI ČVUT, Praha, 1990
-  Štol, I.: *Elektřina a magnetismus*, Skriptum FJFI ČVUT, Praha, 1994
-  SVELTO, O.: *Principles of lasers*, Kluwer Academic/Plenum Publishers, 1998
-  SIEGMAN, A. E.: *Lasers*, University Science Books, Mill Valley, 1986
-  KOECHNER, W.: *Solid state laser engineering*, Springer-Verlag, 5th ed., 1999
-  Přednášky: <http://people.fjfi.cvut.cz/sulcjan1/lt1/>