第10卷 第4期 光学学报 Vol. 10, No. 4
1990年4月 ACTA OPTICA SINICA April, 1990

高速振幅调制光束在光折变晶体中的耦合理论

石顺祥 关义春 过巳吉
(西安电子科技大学)

·提 要

通过简化 Kukhtarev 方程，给出了适于连续光和高速振幅调制光在光折变晶体中的耦合方程。同时，还讨论了简化耦合方程组的适用条件及对调制速度的限制因素。

关键词：光折变晶体，高速振幅调制光束，双光束耦合。

一、引 言

早在六十年代，人们在 $LiNbO_3$ 等晶体中发现了光损伤现象[1]，其后不久便出现了描述光损伤的光伏电流理论[2]。后来，由于光折变晶体中双光束耦合现象的发现，又出现了描述光折变效应的扩散机制理论[3]，在此基础上，Kukhtarev等人[4]提出了光折变效应的带传递模型(band transport model)并给出了相应的 Kukhtarev 方程。尽管最近几年人们又提出了其他理论，如 Feinberg 等人[5]的跳跃模型(hopping model)，然而，带传递模型仍不失其普遍意义。可是至今对于 Kukhtarev 方程的种种简化求解，都局限于稳定状态的情况。本文利用空间正弦展开法，更一般地对时域调制光的Kukhtarev 方程进行简化，讨论了简化的适用条件，并给出了高速振幅调制光的双光束耦合的基本方程组。

二、理 论

如图1所示，在光折变晶体中的光强度为

$$\left.\begin{aligned} I(z,t) &= I_1(z,t)+I_2(z,t)+[2E_1(z,t)E_2^*(z,t)\exp(i\boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{r})\boldsymbol{e}_1\cdot\boldsymbol{e}_2+c.c.] \\ &= I_0(z,t)+[2M(z,t)\exp(i\boldsymbol{K}\cdot\boldsymbol{r})\boldsymbol{e}_1\cdot\boldsymbol{e}_2+c.c.] \\ M(z,t) &= E_1(z,t)E_2^*(z,t),\quad I_0(z,t)=I_1(z,t)+I_2(z,t), \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

式中 $I_1(z,t)$、$I_2(z,t)$ 分别为二束光的光强，$E_1(z,t)$、$E_2(z,t)$ 为二光场复振幅，$\boldsymbol{e}_1$、$\boldsymbol{e}_2$ 为二光场振动方向的单位矢量，$\boldsymbol{K}=\boldsymbol{k}_1-\boldsymbol{k}_2$ 为二束光干涉场的方向矢量。

根据带传递模型，描述光与物质相互作用的 Kukhtarev 方程[4,6]为

收稿日期：1989年6月12日；收到修改稿日期：1989年10月24日
* 本课题由国家自然科学基金资助。

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial u}{\partial t}=-\frac{\partial N_D}{\partial t}-\frac{1}{e}\frac{\partial J}{\partial x},\\
&\frac{\partial N_D}{\partial t}=-\frac{\partial N_D}{\partial t}=(\sigma I+\beta)N_D-\gamma n N_A,\\
&J=e\mu n E_{sc}-De\frac{\partial n}{\partial x}+\chi I N_D,\\
&\Delta\varepsilon=-\overleftrightarrow{\varepsilon}_\omega\cdot(\overleftrightarrow{R}\cdot\boldsymbol{E}_{sc})\cdot\overleftrightarrow{\varepsilon}_\omega,\\
&\frac{\partial}{\partial x}(\overleftrightarrow{\varepsilon}\cdot\boldsymbol{E}_{sc})=e(n+N_D-N_D^0),\\
&\nabla^2\boldsymbol{E}-\frac{\partial^2}{\partial t^2}(\overleftrightarrow{\varepsilon}_\omega+\Delta\varepsilon)\cdot\boldsymbol{E}=0,
\end{aligned}\right\}\tag{2}$$

式中 n 为晶体中的自由载流子密度，N_D、N_A 分别为施主、受主离子密度，N_D^0、N_A^0 为无光照时的初始密度，σ 为光电离截面，β 为热激发速率，$\overleftrightarrow{\varepsilon}$、$\overleftrightarrow{\varepsilon}_\omega$ 分别为静电、光频介电张量，μ 为迁移率，D 为扩散系数，γ 为线性复合系数，χ 是光伏系数，e 为载流子电荷，E_{sc} 为空间电荷场，J 为空间总电流密度，$\overleftrightarrow{R}$ 为线性电光张量，x 沿晶体光轴方向。

在一般情况下，可以将 n、N_D、N_A 和 E_{sc} 沿 x 按正弦系展开：

$$\left.\begin{aligned}
&n(x,t)=n_0(t)+\left[\sum_{l=1}^{\infty}n_l(t)\exp(ilkx)+c.c.\right],\\
&N_D(x,t)=N_{D0}(t)+\left[\sum_{l=1}^{\infty}N_{Dl}(t)\exp(ilkx+c).c.\right],\\
&N_A(x,t)=N_{A0}(t)+\left[\sum_{l=1}^{\infty}N_{Al}(t)\exp(ilkx)+c.c.\right],\\
&E_{sc}(x,t)=E_a+\left[\sum_{l=1}^{\infty}E_{sc}(t)\exp(ilkx)+c.c.\right],
\end{aligned}\right\}\tag{3}$$

式中 $n_0(t)$、$N_{D0}(t)$、$N_{A0}(t)$ 分别为空间平均自由载流子密度、平均施主离子密度、平均受主离子密度，E_a 为外加电场，$n_l(t)$、$N_{Dl}(t)$、$N_{Al}(t)$、$E_{sc}(t)$ 分别为 $n(x,t)$、$N_D(x,t)$、$N_A(x,t)$、$E_{sc}(x,t)$ 的第 l 阶空间傅里叶分量。在以往的文献中，都只讨论连续光波的耦合理论，并且只考虑一阶分量的贡献，但都未指出其适用条件。本文将给出这种近似的适用条件。

把(3)式代入(2)式，可以得到

$$N_{D0}(t)+N_{A0}(t)=N_D^0+N_A^0,\tag{4}$$

$$N_{Dl}(t)+N_{Al}(t)=0,\tag{5}$$

$$n_0(t)+N_{D0}(t)=N_D^0,\tag{6}$$

$$ilk\varepsilon E_{scl}(t)=e[n_l(t)+N_{Dl}(t)],\tag{7}$$

(4)、(5)式表示空间离子数守恒，即参与光折变过程的两个等价能态之间是可逆的，提供这些能态的产生、复合中心总密度不变。(6)式表示空间平均电荷数处于守恒状态。(7)式则表示第阶空间电荷场与相应阶次空间电荷的关系。由这些关系，可以得到

$$\left.\begin{aligned}
&N_D(x,t)=N_{D0}(t)+\left[\sum_{l=1}^{\infty}N_{Dl}(t)\exp(ilkx)+c.c.\right],\\
&N_A(x,t)=N_{A0}(t)-\left[\sum_{l=1}^{\infty}N_{Dl}(t)\exp(ilkx)+c.c.\right],
\end{aligned}\right\}\tag{8}$$

进而可以得到如下的载流子密度方程和空间离子电荷密度方程

$$\frac{\partial n_0(t)}{\partial t}=[\sigma I_0(t)+\beta]N_{D0}(t)-\gamma n_0(t)N_{A0}(t)+[\sigma M(t)N^*_{D1}(t)+c.c.]$$
$$+\sum_{j=1}^{\infty}\gamma[n_j(t)N^*_{Dj}(t)+c.c.], \tag{9}$$

$$\frac{\partial n_0(t)}{\partial t}=\left[\sigma I_0(t)+\beta+\gamma n_0(t)-\frac{1}{e}ilkI_0(t)-\frac{1}{\varepsilon}\mu n_0(t)e\right]N_{Dl}(t)$$
$$-[D^2l^2k^2+\gamma N_{A0}(t)+ilk\mu E_0]n_l(t)$$
$$-\left(\frac{1}{e}ilk\chi-\sigma\right)M(t)N_{D0}(t)\delta_{l1}-\left(\frac{1}{e}ilk\chi-\sigma\right)M(t)N_{D(l-1)}(t)(1-\delta_{l1})$$
$$-\left(\frac{1}{e}ilk\chi-\sigma\right)M^*(t)N_{D(l+1)}(t)-\sum_{j=1}^{\infty}ilk\mu[n_{j+l}(t)E^*_{scj}(t)+E_{sc(j+l)}(t)n^*_j(t)]$$
$$+\sum_{j=1}^{\infty}\gamma[n_{j+l}(t)N^*_{Dj}(t)+N_{D(j+l)}(t)n^*_j(t)], \tag{10}$$

$$-\frac{\partial N_{Dl}(t)}{\partial t}=[\sigma I_0(t)+\beta]N_{Dl}(t)+\sigma M(t)N_{D0}\delta_{l1}+\sigma M(t)N_{D(l-1)}(t)(1-\delta_{l1})$$
$$+\gamma n_0(t)N_{Dl}(t)-\gamma N_{A0}(t)n_l(t)+\sigma M^*(t)N_{D(l+1)}(t)$$
$$+\sum_{j=1}^{\infty}\gamma[n_{j+l}(t)N^*_{Dj}(t)+N_{D(j+l)}(t)n^*_j(t)], \tag{11}$$

其中,$l=1, 2, 3, \cdots$。下面分别就连续光和高速振幅调制光两种情况,对上述方程进行简化处理。

1. 两束连续光耦合的情况

在这种情况下,有如下近似关系:(1)载流子小量近似。在一般连续光的情况下,因光生载流子与受主复合得很快($N_A\sim10^{15}\sim10^{17}\ \mathrm{cm^{-3}}$ 量级),$n\ll Nd$*,因而有 $N_{Dl}(t)+n_l(t)\approx N_{Dl}(t)$, $N_{D0}(t)=N^0_D-n_0(t)\approx N^0_D$, $N_{A0}(t)\approx N^0_A$。所以由(7)式有

$$ilk\varepsilon E_{scl}(t)\approx eN_{Dl}(t), \tag{12}$$

即空间电荷场的各阶傅里叶分量与相应空间离子电荷傅里叶分量之间有($\pi/2$)的相移,并且由泊松方程(2)式之五分式可见,空间电荷场主要来源于空间离子电荷分布。(2)准平衡近似。对方程(2)式之第一、二分式进行分析可知,在光折变过程中,光生载流子产生、复合达到平衡的时间量级主要由$(\gamma N_A)^{-1}$决定,约为$10^{-8}\sim10^{-9}$ sec,而离子密度 $N_D(t)$、$N_A(t)$ 的变化量级,主要由$(\gamma n)^{-1}$决定,约为1~几十秒,即使在BSO、GaAs等晶体中,也是ms量级。因此,在考察光折变过程时,可视载流子处于平衡状态,即$[\partial n_0(t)/\partial t]$、$[\partial n_l(t)/\partial t]\sim 0$。

考虑到上述近似,若只考虑(9)~(11)方程中的一阶分量,得到

$$\left.\begin{aligned}
&\frac{\partial N_D(t)}{\partial t}=-AN_{D1}(t)+BM(t),\\
&A=\sigma I_0+\beta+\gamma n_0-\gamma N^0_A\frac{\sigma I_0+\beta+\gamma n_0-(1/e)iK\chi I_0-(1-\varepsilon)e\mu n_0}{DK^2+\gamma N^0_A+iK\mu E_0},\\
&B=\gamma N^0_A\frac{[(-1/e)iK\chi+\sigma]N^0_D}{DK^2+\gamma N^0_A+iK\mu E_0}-\sigma N^0_D\\
&n_0=\frac{(\sigma I_0+\beta)N^0_D}{\gamma N^0_A},
\end{aligned}\right\} \tag{13}$$

* n 与 N_D 相比,总是很小,$n\sim10^6\ \mathrm{cm^{-3}}$ 量级,$N_D\sim10^{16}\ \mathrm{cm^{-3}}$ 量级[6]。

(13) 式表示了干涉场 $M(t)$ 将引起空间离子电荷的分布。稳定时，$[\partial N_{D1}(t)/\partial t]=0$，有 $N_{D1}(t)=(B/A)M(t)$，由 A、B 的表示式可知，一般情况下，$N_{D1}(t)$ 与 $M(t)$ 存在空间相移。实际上，这反映了在光伏电流效应及外场作用下，光生载流子将产生整体的移动。在无光伏电流效应，且 $E_a=0$ 时，(B/A) 为实数，$N_{D1}(t)$ 与 $M(t)$ 有同样的分布，此时，由 (12) 式可知，空间电荷场 $E_{sc1}(t)$ 与 $M(t)$ 有 $(\pi/2)$ 的空间相移，正是这种空间相移（因而光致折射率分布与干涉场分布间的空间相移），导致了光折变晶体中的双光束耦合[7]。由此可见，为在光折变晶体中实现双光束强烈耦合，必须使离子电荷分布与干涉场分布同步。反之，若要避免双光束耦合，则应使离子电荷分布与干涉场分布有 $(\pi/2)$ 相移。由光折变晶体中载流子输运的机制可知，扩散型机制趋于使二者同步，而电导型和光伏型机制则趋于产生 $(\pi/2)$ 的相移。对于扩散机制为主的晶体来说，外加电场及光伏电场的作用使得离子电荷分布相对干涉场整体移动，如果设法使干涉场有合适的移动，并使其与离子电荷分布的移动同步，则将发生共振，产生强烈的能量耦合，这就是所谓的光栅增强机理。

那么，只考虑 (9)～(11) 方程中一阶分量贡献的适用条件是什么呢？为说明这个问题我们讨论各阶分量的相对大、小。为了简单起见，假设 $E_a=0$, $\chi=0$, $\beta\ll\sigma I_0$, 并把 $n_0(t)$ 的表示式代入得

$$\frac{N_{D1}}{N_{D0}}=-\frac{M(t)}{I_0}\frac{DK^2}{[1+(N_D^0/N_A^0)]DK^2+(1/\varepsilon)\mu e\gamma N_D^0},\tag{14}$$

考虑到载流子小量近似和准平衡近似，类似地处理高阶分量，可以得到

$$\frac{N_{Dl}}{N_{D(l-1)}}=\frac{M(t)}{I_0}\frac{Dl^2K^2}{[1+(N_D^0/N_A^0)Dl^2K^2+(1/\varepsilon)\mu e\gamma N_D^0},\tag{15}$$

如果仅考察 (N_{D1}/N_{D0})、$(N_{Dl}/N_{D(l-1)})$ 的数量级关系，只需讨论 $(M/I_0)[1+(N_D^0/N_A^0)]^{-1}$ 的数量级即可。

对于经过氧化处理了的晶体，因为其 N_D^0 比 N_A^0 小一个数量级，所以 (N_{D1}/N_{D0})、$(N_{D0}/N_{D(l-1)})\sim(M/I_0)$，对于经过还原处理了的晶体，因为 $N_D^0\gg N_A^0$，所以 (N_{D1}/N_{D0})、$(N_{Dl}/N_{D(l-1)})\sim(M/I_0)(N_A^0/N_D^0)$。由此可以看出，对于经过还原处理的晶体，因高阶分量很小，所以在简化方程时只需取一阶分量的贡献即可。而对于氧化处理的晶体来说，在 (M/I_0) 不很小时，必须要考虑高阶分量的贡献。

在一阶近似成立的情况下，进一步对波动方程 (2) 式的最后一式进行慢变化包络近似处理，可以得到双光束耦合的基本方程组

$$\left.\begin{aligned}
\frac{\partial E_1}{\partial z}&=-igR_{\rm eff}E_{sc1}E_2-\frac{1}{2}\alpha E_1,\\
\frac{\partial E_2}{\partial z}&=-igR_{\rm eff}E_{sc1}^*E_1-\frac{1}{2}\alpha E_2,\\
\frac{\partial E_{sc1}}{\partial x}&=-AE_{sc1}+2B\frac{e}{iK\varepsilon}(\boldsymbol{e}_1\cdot\boldsymbol{e}_2)E_1E_2^*,\\
g=\frac{\omega^2}{2K\cos\theta},\quad R_{\rm eff}&=\boldsymbol{e}_1\cdot\overleftrightarrow{\varepsilon}_\omega\cdot\left(\overleftrightarrow{R}\cdot\frac{\boldsymbol{K}}{|\boldsymbol{K}|}\right)\cdot\overleftrightarrow{\varepsilon}_\omega\cdot\boldsymbol{e}_2。
\end{aligned}\right\}\tag{16}$$

式中 $R_{\rm eff}$ 为有效电光系数，α 为介质的光强吸收系数。

2．入射光有高速振幅调制，其调制速度比光折变响应快得多，且二束光间有稳定的空间相位关系的情况

在这种情况下，我们只考虑上述一阶近似条件成立时的(9)～(11)式方程：

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial n_0(t)}{\partial t}&=[\sigma I_0(t)+\beta]N_{D0}(t)-\gamma n_0(t)N_{A0}(t),\\\frac{\partial n_1(t)}{\partial t}&=[\sigma I_0(t)+\beta+\gamma n_0(t)-(1/e)iK\chi I_0(t)-(1/\varepsilon)\mu n_0(t)e]N_{D1}(t)\\&\quad-[DK^2-\gamma N_{A0}(t)+iK\mu E_a]n_1(t)-[(1/e)iK\chi-\sigma]M(t)N_{D0}(t),\end{aligned}\right\}\tag{17}$$

$$-\frac{\partial N_{D1}(t)}{\partial t}=[\sigma I_0(t)+\beta]N_{D1}(t)-\sigma M(t)N_{D0}(t)+\gamma n_0(t)N_{D1}(t)-\gamma n_1(t)N_{A0}(t),\tag{18}$$

对于一般的不甚强的振幅调制光来说，载流子小量近似仍然成立，但对于准平衡近似则需要进一步具体分析：

(1) 若二束光调制频率比(γN_A^0)小(约 $<10^8$ Hz)，但比$[\sigma I_0(t)+\beta]$和$[\gamma n_0(t)]$大得多(约>几百 Hz 或更小的数量)，则准平衡近似仍然成立。考虑到这个近似，由(17)式可得

$$n_0(t)\approx[\sigma I_0(t)+\beta](N_D^0/\gamma N_A^0),\tag{19}$$

$$\begin{aligned}n_1(t)\approx&\frac{[\sigma I_0(t)+\gamma n_0(t)-(1/e)iK\chi I_0(t)-(1/\varepsilon)\mu n_0(t)e]N_{D1}(t)}{DK^2+\gamma N_A^0+iK\mu E_a}\\&-\frac{[(1/e)iK\chi-\sigma]N_D^0M(t)}{DK^2+\gamma N_A^0+iK\mu E_a},\end{aligned}\tag{20}$$

由此可见 光生载流子密度受光干涉场的时域调制特性控制。对于(18)式，因$n_0(t)$、$\sigma I_0(t)$、$n_1(t)$及$M(t)$的变化远比光折变响应速度快得多，所以可取成下面形式

$$\frac{\partial\overline{N_{D1}(t)}}{\partial t}=-\overline{A(t)}\,\overline{N_{D1}(t)}+B\overline{M(t)}$$

式中的$\overline{N_{D1}(t)}$、$\overline{A(t)}$、$\overline{M(t)}$表示$N_{D1}(t)$、$A(t)$、$M(t)$在比调制周期长、比光折变响应时间短得多的观测时间内求平均。

(2) 当二束光调制频率比(γN_A^0)大得多时，准平衡近似条件不再成立。此时，对(17)式进行积分，有

$$\begin{aligned}n_0(t)=&\int_0^t[\sigma I_0(t')+\beta]N_D^0\exp(\gamma N_A^0t')dt'\cdot\exp(-\gamma N_A^0t)\\&+n_0(t=0)\exp(-\gamma N_A^0t)。\end{aligned}\tag{22}$$

在稳定时，考虑到周期特性，有$n_0(t+kT)=n_0(t)$，其中T为调制周期，$k=1, 2, \cdots$。若设n_0为第k个周期起点值，$n_0(kT)$为第k个周期终点值，则有

$$n_0(t)=\int_{(k-1)T}^t[\sigma I_0(t')+\beta]N_D^0\exp(\gamma N_A^0t')dt'\exp(-\gamma N_A^0t)+n_0\exp(-\gamma N_A^0t),$$
$$(k-1)T\leqslant t\leqslant kT\tag{23}$$

若设二入射光强为

$$I_0(t)=I_0+\sum_{j=1}^{\infty}I_j\cos(j2\pi ft+\varphi),\tag{24}$$

式中f为入射光调制频率，$I_0=\overline{I_0(t)}$为调制光强平均值，则将(24)式代入(22)式后，得

$$n_0(t)=\frac{(\sigma I_0+\beta)N_D^0}{\gamma N_A^0}+\sum_{j=1}^{\infty}n_{0j}\cos(j2\pi ft+\varphi),\tag{25}$$

式中 n_{0j} 为相应分量的系数。将(25)式两边在比调制周期时间长，但比光折变响应时间短得多的时间内求平均，得

$$\overline{n_0(t)}=\frac{(\sigma I_0+\beta)N_D^0}{\gamma N_A^0}=\frac{\overline{[\sigma I_0(t)+\beta]N_D^0}}{\gamma N_A^0}。\tag{26}$$

由此可见，尽管在该情况下准平衡近似条件不再成立，但如上取 $n_0(t)$ 的平均值，其形式与(19)式取时间平均的结果相同。对于 $n_1(t)$ 可以采取与 $n_0(t)$ 类似的方式进行讨论，得到的 $\overline{n_1(t)}$ 与(20)式求时间平均的结果相同。同样，对(18)式取时间平均，也可得到与(21)式形式相同的方程。

综合(1)、(2)两种情况，进一步对波动方程(2)式的最后一式进行慢变化包络近似处理，均可得到描述高速振幅调制光束耦合的基本方程组

$$\left.\begin{aligned}\frac{\partial E_1}{\partial z}&=-gR_{\text{eff}}E_{sc1}E_2-\frac{1}{2}\alpha E_1,\\ \frac{\partial E_2}{\partial z}&=-gR_{\text{eff}}E_{sc1}^{*}E_1-\frac{1}{2}\alpha E_2,\\ \frac{\partial E_{sc1}}{\partial z}&=-\overline{A}(t)\,E_{sc1}+2B\frac{e}{iK\varepsilon}(\boldsymbol{e}_1\cdot\boldsymbol{e}_2)\overline{E_1E_2^{*}}。\end{aligned}\right\}\tag{27}$$

由上面的讨论可以看出，高速时域调制光束(调制速度远比光折变响应速度快)间的稳定耦合，起源于空间离子电荷分布 N_{D1}(因之空间电荷场 E_{sc1})对光相干作用的积累效应。如果二束光间的相位关系恒定，则在一个调制周期内任意时刻的光均对 N_{D1}(因之 E_{sc1}) 的积累贡献，逐渐积累的 N_{D1} 在到达稳定状态以后，在调制周期内将不发生变化，因而可以使二束有光间产生稳定的耦合，

上面通过对 Kukhtarev 方程的简化处理，得到了描述包含具有时域振幅调制光束在内的双光束耦合基本方程组，利用这些方程组可以研究高速振幅调制光束在光折变晶体中的传输和放大。有关这方面的理论和实验工作，我们已在论文[8]中报道，同时还应当指出，这种简化处理的方法，也可以推广到 FWM 情况中去。

参　考　文　献

[1] A. Ashkin *et al.*; *Appl. Phys. Lett.*, 1966, **9**, No. 1 (1 Jul), 72～74.
[2] F. S. Chen; *J. Appl. Phys.*, 1969, **38**, No. 8 (Aug), 3418～3420.
[3] D, von der Linde, A. M. Glass; *Appl. Phys.*, 1975, **8**,. No. 2 (Oct), 85～100.
[4] N. Kukhtarev *et al.*; *Ferraelectrics*, 1979, **22**, 949.
[5] J, Feinberg *et al.*; *J. Appl. Phys.*, 1980, **51**, No. 3 (Mar), 1297～1305.
[6] M. Carrascosa *et al.*; *IEEE J. Quant. Electron.*, 1986, **QE-22**, No. 8 (Aug), 1369～1375.
[7] D. L. Staebler, J. J. Amodei; *J. Appl. Phys.*, 1972, **43**, No. 3 (Mar), 1042～1049.
[8] 过巳吉等;《光学学报》, 1990, **10**, No. 4(Api), 299～305.

TWM theory in photorefractive crystal with high-speed amplitude-modulated beams

SHI SHUNXIANG, GUAN YICHUN AND GUO SIJI
(*Department of Technical Physics, Xidian University, Xian*)

(Received 12 June 1989; revised 24 October 1989)

Abstract

The coupling equations of TWM in photorefractive crystal with both CW beam and high-speed amplitude-modulated beam are given by Simplifing Kukhtarev equations. Some important conditions used for simplified coupling equations and the limitations to modulation speed are disscussed in this paper.

Key words: photorefractive crystal; high-speed amplitude-modulated besm; two-beam coupling