

# 散斑场的随机波数及其参量非线性效应

杨春林<sup>†</sup>

(中国工程物理研究院激光聚变研究中心, 绵阳 621900)

(2023年7月30日收到; 2023年9月24日收到修改稿)

散斑光场在非线性领域有特别的作用, 它可用于抑制强光条件下的非线性过程. 为了深入了解散斑的参量非线性作用机制, 引入了具有波数失配的耦合波方程, 讨论了方程的解, 波数或位相匹配条件, 波数不完全匹配时的增益阈值条件, 以及完整解的待定系数. 待定系数由边界场决定, 如果边界的三个非线性波的复振幅都不为零, 还存在边界位相匹配条件, 满足该条件的待定系数最大. 散斑光场的波数随机起伏, 需要分段处理, 这种波数随机起伏还会破坏边界位相匹配条件, 从而抑制非线性增益. 理论研究和数值计算的结果一致表明了散斑对受激布里渊散射参量过程的抑制作用.

**关键词:** 散斑, 参量过程, 位相匹配

**PACS:** 42.65.-k, 42.25.Bs, 52.38.-r

**DOI:** 10.7498/aps.73.20231235

## 1 引言

随着激光输出功率的不断增加, 光在传输过程中的各种非线性现象也越来越突出. 常见的受激布里渊散射 (SBS)、受激拉曼散射 (SRS)、克尔效应等非线性效应对光束的传输特性会有影响, 因此, 在高能量激光的实际应用中, 需要对非线性过程进行抑制.

相干性与非线性相关<sup>[1]</sup>, 散斑场具有消相干的作用, 虽然在 NIF 为代表的激光系统中都采用随机位相板产生的散斑场来抑制非线性<sup>[2]</sup>, 但从理论上如何描述这一过程还需要更详细的分析. Goodman<sup>[3]</sup>从统计光学的角度完整地研究了散斑场的线性传输和统计特性, 但只局限于线性光传输范围.

在非线性参量过程研究方面, 很少包括散斑泵浦的情况. Froula 等<sup>[4]</sup>, Neumayer 等<sup>[5]</sup>和项江等<sup>[6]</sup>分别使用线性理论模型讨论了等离子体中的平面波入射条件的参量过程, 这种分析方法仅适用于弱非线性阶段的工作条件, 分析的侧重点主要是散射光的生长特性. 王莹等<sup>[7]</sup>讨论了高斯光束在等离子体中的非线性传输特性. 如果非线性介质存在一定

的不均匀性, 这就会导致在某些区域满足共振条件产生明显的散射光, 在其他区域又会发生共振失谐, 从而抑制散射光的生长. Rosenbluth<sup>[8]</sup>, Liu 等<sup>[9]</sup>和汪卫星等<sup>[10]</sup>分别在三波耦合模型的基础上, 对弱不均匀介质的影响进行了研究.

与非线性过程 SRS, SBS 类似, 在交叉束能量传递过程 (CBET)<sup>[11,12]</sup>、等离子体振子衰变 (TPD)<sup>[13]</sup>等参量过程中也都涉及了散斑泵浦的问题. Follett 等<sup>[14]</sup>针对叠加位相板和束匀滑条件下的 CBET 进行了分析, 发现利用位相板生成的散斑场分析模型能够更好的对能量交换过程进行预测. 但该文中只有某些条件下的数值模拟的结果, 实际上仍然缺乏详细的散斑非线性理论分析及相关讨论.

本文针对散斑这种非均匀泵浦激光的情况, 开展了理论研究, 对其抑制非线性增长的能力 (主要是针对 SBS) 进行了研究模拟.

## 2 散斑场的分布和特性

本文讨论的散斑的非线性效应主要针对小信

<sup>†</sup> 通信作者. E-mail: yangchunlin@hotmail.com

号增益条件, 此时非线性效应对散斑泵浦光影响小, 因此, 可以单独计算其线性传输的部分并被直接引用。

如图 1 所示, 连续位相板 (CPP) 光学元件在焦平面上产生散斑场, 对一个确定的 CPP 元件而言, 散斑光场是稳态的, 它在横向和纵向都存在随机结构. 经线性传输的非涅耳衍射公式计算, 可以得到纵向散斑的结构, 即光轴附近某处散斑场的纵向振幅  $u_0$ , 位相分布  $\phi$  和波数  $k$ . 这里引入的散斑波数为  $k = \frac{d\phi}{dz}$ , 即是对散斑位相做微分运算, 结果如图 2 所示. 由于菲涅耳衍射公式中的周期性因子  $e^{ik_0z}$  并没有在图 2 中体现, 因此这里的位相和波数都是与基础位相和波数  $k_0$  之差值. 也就是说散斑将引入额外的位相和波数变化。

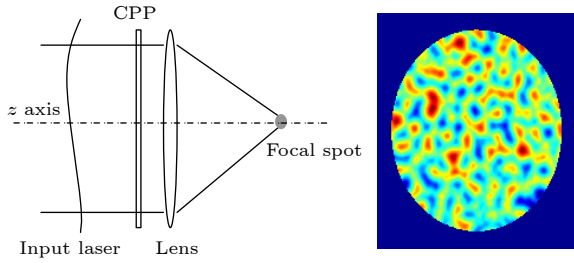


图 1 CPP 产生散斑的光路示意图和 CPP 面型  
Fig. 1. The speckles generated light path by CPP and the Surface shape of a CPP.

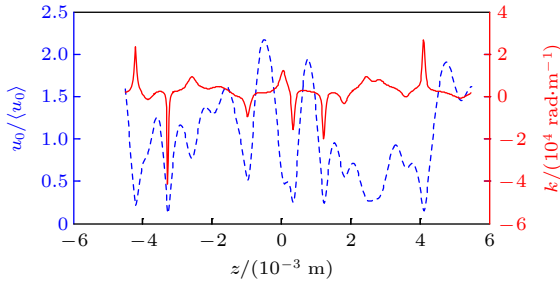


图 2 散斑场的纵向振幅和波数(差)变化. 蓝色虚线是散斑场的振幅, 红色实线是波数(差)  
Fig. 2. Amplitude and wavenumber of speckles in longitudinal. The blue dot line is amplitude and the red solid line is wavenumber.

散斑光场引入了振幅和位相的随机起伏, 也可反映为波数的起伏, 这为抑制非线性效应提供了契机. 接下来将从散斑波数失配的方面来模拟这个效应。

散斑场的振幅和位相分布虽然有明显的起伏, 似乎波数并非固定值. 但实际上因为相位的连续分布, 也将导致光场在某些局部小范围能够满足位相

匹配条件, 从而引发非线性增益. 要系统地理解散斑非线性效应, 需要对这种局部的相位匹配问题进行研究, 从而对散斑所包含的各种位相和振幅条件都进行研究和分析。

### 3 散斑的非线性参量方程组及其求解

在一维传输条件下, 散斑的参量非线性过程可以使用下面的三波耦合方程来研究<sup>[1]</sup>. 这个方程组简化了非线性介质中的驱动机制, 但其中所包含的参数  $\Delta k$  可用于描述散斑条件. 或者可以直接把图 2 的波数函数代入方程组 (1) 中的  $\Delta k$ . 一般而言方程组中的  $\Delta k$  是常数, 而图 2 中的波数是函数. 为了解决这个问题, 本文还引入了分段处理. 也就是说, 把坐标轴  $z$  分成很多段, 每一个分段内的  $\Delta k(z)$  是常数, 则仍可以应用方程组 (1).

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_0}{\partial z} &= \gamma_1 u_v u_s e^{-i\Delta k \cdot z}, \\ \frac{\partial u_s}{\partial z} &= \gamma_2 u_0 u_v^* e^{i\Delta k \cdot z}, \\ \frac{\partial u_v}{\partial z} &= \gamma_3 u_0 u_s^* e^{i\Delta k \cdot z}, \end{aligned} \quad (1)$$

其中  $u_0$ ,  $u_s$ ,  $u_v$  分别是泵浦光、散射光 (decay light), 等离子波 (电子波或离子声波) 的振幅.  $\Delta k = k_1 - k_2 - k_3$  是对应三波波矢之差.  $\gamma_1$ ,  $\gamma_2$ ,  $\gamma_3$  是耦合系数,  $z$  是坐标变量. 在本文中, 泵浦光同时也是散斑光场。

在小信号增益条件下, 泵浦光的损失可以忽略, 则  $\frac{\partial u_0}{\partial z} = 0$ , 此时 (1) 式的整解为

$$u_s = \exp\left(\frac{i\Delta k z}{2}\right) [C_1 \exp(bz) + C_2 \exp(-bz)], \quad (2)$$

$$\begin{aligned} u_v^* &= \frac{\exp\left(-\frac{i\Delta k z}{2}\right)}{\gamma_2 u_0} \left( C_1 \frac{i\Delta k + 2b}{2} \exp(bz) \right. \\ &\quad \left. + C_2 \frac{i\Delta k - 2b}{2} \exp(-bz) \right), \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $C_1$ ,  $C_2$  是待定系数. 小信号增益系数

$$g = \sqrt{4\gamma_2 |u_0|^2 \gamma_3}, \quad b = \frac{\sqrt{g^2 - \Delta k^2}}{2},$$

若  $b$  为实数, 要求

$$g^2 - \Delta k^2 > 0. \quad (4)$$

此时方程的解 (2) 式和 (3) 式随  $z$  增大而增大, 也

就是存在非线性增益, 反之  $b$  为虚数, 则 (2) 式和 (3) 式表示的复振幅将不会随  $z$  增大而增大. (4) 式就是含有波数失配的参量过程的阈值条件. 当  $\Delta k = 0$ , 也就是  $k_1 = k_2 + k_3$  的情况, 称为参量过程的位相匹配条件, 这时的非线性增益最大.

接下来将详细讨论待定系数  $C_1, C_2$  及其物理意义. 利用边界条件确定 (2) 式和 (3) 式中的待定系数, 可得到:

$$\begin{aligned} C_1 &= \frac{u_s(0)}{2} \left( 1 - \frac{i\Delta k}{2b} \right) + u_v^*(0) \frac{\gamma_2 u_0}{4b}, \\ C_2 &= \frac{u_s(0)}{2} \left( 1 + \frac{i\Delta k}{2b} \right) - u_v^*(0) \frac{\gamma_2 u_0}{4b}, \end{aligned} \quad (5)$$

其中  $u_s(0), u_v(0)$  就是散射波和等离子体波在  $z=0$  边界上的复振幅. 如果在边界上的这两个场振幅都不为 0, 即  $|u_s(0)| \neq 0$  或者  $|u_v(0)| \neq 0$ , 则  $C_1$  和  $C_2$  是复振幅的加权平均, (5) 式实际上表述了边界位相匹配会影响实际的非线性增益. 如果进一步简化, 令  $\Delta k = 0$ , 则 (5) 式简化为

$$C_1 = \frac{\tilde{u}_{s0} - \tilde{u}_{v0}}{2}, \quad C_2 = \frac{\tilde{u}_{s0} + \tilde{u}_{v0}}{2}. \quad (6)$$

此时  $C_1, C_2$  是两个复振幅的直接平均, 它们的最大值出现在两个复振幅  $\tilde{u}_{s0}$  和  $\tilde{u}_{v0}$  位相相同或者相反的时候, 这时可以称为满足边界位相匹配.

引入图 2 所示的散斑光场, 散斑光场的波数 (复振幅也是) 在  $z$  轴传播方向上存在随机起伏, 其随机变化规律可以用相关长度<sup>[3]</sup>来表示, 在相关长度内散斑复振幅的变化较小. 在具体计算时, 将散斑光场沿  $z$  轴分成若干单元, 每段长度小于散斑相关长度即可保证分段内散斑光场分布是近似均匀. 根据 Goodman 文献 [3] 的相关长度计算公式  $\Delta z = 6.7\lambda(f/D)^2$ , 可得知图 2 所示散斑场的相关长度为  $235.17 \mu\text{m}$ , 在具体分段计算时, 每一段长度小于该值即可满足要求.

在计算中, 后一个分段的输入场是前一个分段的输出场, 且每一个分段的边界条件和待定系数  $C_1, C_2$  都不相同.

由于每个分段的波数差  $\Delta k$  不同, 根据 (2) 式和 (4) 式可知, 对应的增益也不同. 若在某些分段  $\Delta k^2 > g^2$ , 则  $b$  是虚数, 令  $\tilde{b} = -ib$  是实数, 则散射光满足的公式是

$$u_s = C_1 \exp \left\{ \frac{i\Delta k z + i\tilde{b} z}{2} \right\} + C_2 \exp \left\{ \frac{i\Delta k z - i\tilde{b} z}{2} \right\}. \quad (7)$$

传播一个分段的散射光场获得了一个额外的随机位相  $\tilde{b}z/2$ , 而这个位相应作为下一个分段的初始位相, 同时通过 (5) 式和 (6) 式影响后续的  $C_1, C_2$  系数. 如果存在位相失配, 可能导致  $|C_1| \ll |u_{s0}|$  或者  $|C_2| \ll |u_{v0}|$ , 则后续分段的输出很小.

通过分析可知, 即使某一个分段满足增益条件, 存在非线性增益, 如果入射的两个波不满足边界位相匹配, 则通过该分段之后的光场可小于入射时的光振幅. 由于散斑光场是随机起伏的, 因此大多数情况都不满足边界位相匹配条件. 因此, 从理论上证明了散斑场可以通过破坏非线性积累的方式, 实现抑制非线性效应增长这一结论.

## 4 计算结果与讨论

如第 3 节所讨论的那样, 可以把波数失配函数分段计算. 当然也可以直接对耦合波方程组 (1) 做差分模拟计算, 两者是完全等效的. 计算使用的参数包括:

入射激光参数  $\lambda_0 = 0.351 \times 10^{-6} \text{ m}$ ,  $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ ,  $I_0 = 1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ ;

非线性参数  $g = 5 \times 10^3/\text{m}$  或者  $g = 2 \times 10^4/\text{m}$ ,  $\gamma_2 u_0 = g/2$ ;

边界条件  $u_s(0) = 1 \times 10^{-11} u_0$ ,  $u_v^*(0) = 0$ .

使用图 2 的散斑波数  $k_{\text{sp}}$  和光振幅  $u_0$  来模拟计算非线性增益. 也就是把  $k_1 = k_0 + k_{\text{sp}}$  代入 (1) 式中的  $\Delta k$ , 得到

$$\Delta k = k_{\text{sp}} + k_0 - k_2 - k_3, \quad (8)$$

其中  $k_0$  是基础波数;  $k_{\text{sp}}$  就是图 2 中的散斑波数, 是函数;  $k_0 - k_2 - k_3$  是常数. 当  $k_0 - k_2 - k_3 \neq 0$  的时候, 相当于上下平移  $k_{\text{sp}}$  函数曲线. 这种情况不影响分析方法. 且一般而言,  $k_0 - k_2 - k_3 \neq 0$  会导致  $\Delta k^2$  增大, 根据 (2) 式和 (4) 式, 可以预计 SBS 增益减少. 为简单计, 这里采用  $k_0 - k_2 - k_3 = 0$  的条件, 也就是  $\Delta k = k_{\text{sp}}$ .

图 3 给出了 SBS 反向散射光在  $z$  轴上的增益情况. 同时给出了散斑波数变化的情况, 两者具有对应关系.

根据 SBS 的位相匹配条件和等离子体色散关系, SBS 散射光通常是与入射光反向的, 即使在稍微偏离位相匹配条件的时候也是如此. 所以图 3 中散射光振幅  $u_s$  是向  $z$  轴的负方向增大的.

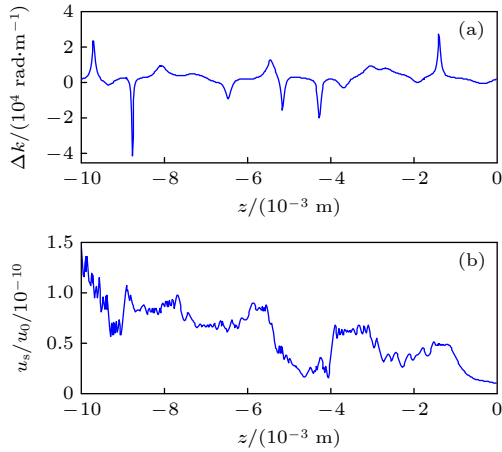


图3 散斑的波数差 (a) 和增益曲线 (b) 对比

Fig. 3. The wavenumber difference of speckles (a) vs. the gain curve (b) of parametric process.

增益曲线与 $\Delta k$ 曲线有对应关系. 当 $\Delta k$ 局部平直且接近0的时候, 获得增益. 比如图3中 $z = -0.6$  mm,  $z = -3$  mm,  $z = -4.8$  mm附近. 当 $|\Delta k|$ 剧烈变化的时候, 会引入的随机边界位相, 对应增益为负, 这样非线性过程就没法积累. 从而实现了散斑对SBS的抑制.

图3条件的增益系数 $g = 5 \times 10^3/\text{m}$ . 进一步对未使用散斑和使用散斑泵浦的情况进行对比, 得到的结果如图4(a)所示. 散斑泵浦条件下, 散射光振幅远远小于泵浦光振幅, 从而完美地实现了对非线性效应的抑制. 而未使用散斑泵浦的情况, 总增益接近 $1 \times 10^{11}$ , 散射光振幅与泵浦光振幅相当接近. 图4(a)中的棕色虚线使用的计算条件是不考虑波数失配, 只考虑振幅变化起伏, 则未能抑制非线性增长. 这个结果证实并强调了波数或位相失配的关键作用.

下面对较大增益系数的情况, 即 $g = 2 \times 10^4/\text{m}$ , 对未使用散斑泵浦和使用散斑泵浦的情况分别进行计算, 得到的结果如图4(b).

结合图3, 这时增益系数 $g$ 已经大于几乎所有位置的 $|\Delta k(z)|$ , 完全不满足阈值(4)式, 这时散斑就不能很好地抑制非线性增长了. 计算的结果参见图4(b). 红色实线表示的散斑泵浦的情况, 仍然存在非线性增益, 与未使用散斑的情况相比, 总增益较小一些.

如果要抑制这种情况下的SBS, 需要使用 $|\Delta k|$ 更大的散斑, 也就是使用强聚焦的CPP来实现.

另外, 散射种子光可能带来任意的 $\Delta k_{\text{seed}}$ , 从抑制SBS的角度来看, 最坏的情况是 $\Delta k_{\text{seed}} = -\overline{\Delta k}$ ,

即合成波数 $\Delta k$ 的平均值为0. 假设随机量 $\Delta k$ 具有对称概率密度, 则此时 $\max(|\Delta k|)$ 最小, 因而较为不利. 本文已经模拟的情况就是这种最坏的情况. 其他情况 $|\Delta k|$ 更大, 对抑制SBS更为有利.

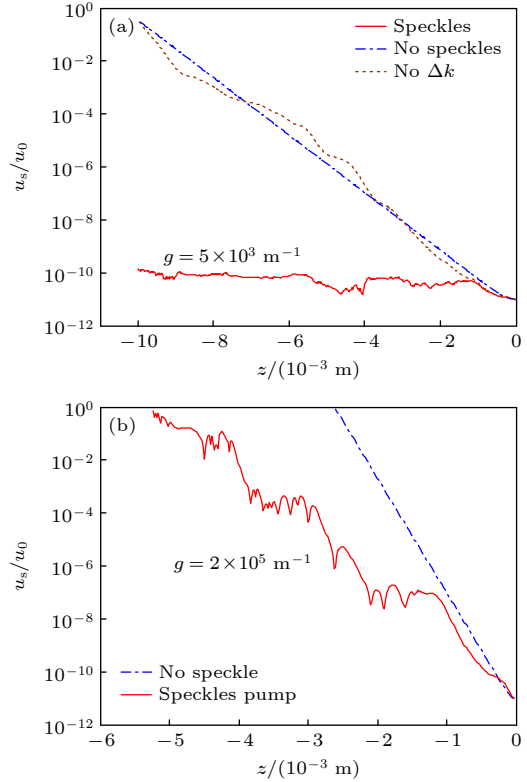


图4 SBS后向散射光沿 $z$ 轴的增长 (a) 增益系数 $g = 5 \times 10^3/\text{m}$ 的情况; (b) 增益系数 $g = 2 \times 10^4/\text{m}$ 的情况

Fig. 4. Gain curves of SBS backscatter light along axis  $z$ : (a) Gain coefficient  $g = 5 \times 10^3/\text{m}$ ; (b) gain coefficient  $g = 2 \times 10^4/\text{m}$ .

## 5 结论

本文从理论和数值模拟两个方面研究了散斑的参量非线性特征. 对于散斑泵浦条件下SBS的增益和增益受抑制的情况进行了研究. 由于散斑波数在空间上随机变化, 因此分析散斑条件下的非线性耦合波传输需要分段处理. 各段的增益特性由阈值条件决定. 分段界面还需要引入边界位相匹配, 对应微分方程的解的待定系数. 如果不满足边界位相匹配, 即使有增益的分段也可能降低散射光的振幅. 散斑场的波数差随机变化, 多数情况下都不满足边界位相匹配, 因此具有抑制非线性增益的作用.

如果增益系数 $g$ 增大, 则散斑的作用也会下降, 除非采用 $|\Delta k|$ 更大的散斑光场. 散射种子光也

会带来任意的初始波数失配,最差的情况是它导致 $|\Delta k|$ 变小了,对应总的波数差 $\Delta k$ 的平均值为0,即 $\overline{\Delta k} = 0$ 的情况. 散射种子光还可以出现在 $z$ 轴上的任意位置,由于散斑光场的随机平稳性,即随机光场在不同的位置 $z$ 的统计特性相同,这个对本文结论没有影响.

## 参考文献

- [1] Ye P X 2007 *Nonlinear Optical Physics* (Beijing: Beijing University Press) p91 (in Chinese) [叶佩弦 2007 非线性光学物理 (北京: 北京大学出版社) 第91页]
- [2] Divol L 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 155003
- [3] Goodman J W (translated by Cao Q Z, Chen JB) 2009 *Speckle Phenomena in Optics-Theory and Applications* (Beijing: Beijing Science Press) p1 (in Chinese) [约瑟夫·古德曼著 (曹其智, 陈家璧 译) 2007 光学中的散斑现象理论与应用 (北京: 科学出版社) 第1页]
- [4] Froula D H, Divol L, London R A, Berger R L, Dppner T, Meezan N B, Ross J S, Suter L J, Sorce C, Glenzer S H 2009 *Phys. Rev. Lett.* **103** 045006
- [5] Neumayer P, Berger R L, Callahan D, Divol L, Froula D H, London R A, MacGowan B J, Meezan N B, Michel P A, Ross J S, Sorce C, Widmann K, Suter L J, Glenzer S H 2008 *Phys. Plasmas* **15** 056307
- [6] Xiang J, Zheng C Y, Liu Z J 2010 *Acta. Phys. Sin.* **59** 8717 (in Chinese) [项江, 郑春阳, 刘占军 2010 物理学报 **59** 8717]
- [7] Wang Y, Yuan C X, Gao R L, Zhou Z X 2012 *Phys. Plasmas* **19** 103109
- [8] Rosenbluth M N 1972 *Phys. Rev. Lett.* **29** 565
- [9] Liu C S, Rosenbluth M N, White R B 1974 *Phys. Fluids* **17** 1211
- [10] Wang W X, Chang T Q, Shu X M 1994 *Acta. Phys. Sin.* **43** 766 (in Chinese) [汪卫星, 常铁强, 苏秀敏 1994 物理学报 **43** 766]
- [11] McKinstrie C J, Li J S, Giacone R E, Vu H X 1996 *Phys. Plasmas* **3** 2686
- [12] Eliseev V V, Rozmus W, Tikhonchuk V T, Capjack C E 1996 *Phys. Plasmas* **3** 2215
- [13] Krueer W L, Wilks S C, Afeyan B B, Kirkwood R K 1996 *Phys. Plasmas* **3** 382
- [14] Follett R K, Edgell D H, Froula D H, Goncharov V N, Igumenshchev I V, Shaw J G, Myatt J F 2017 *Phys. Plasmas* **91** 031104

# Random wavenumber and nonlinear parametric effect of speckle field

Yang Chun-Lin<sup>†</sup>

(*Laser Fusion Research Center, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900, China*)

( Received 30 July 2023; revised manuscript received 24 September 2023 )

## Abstract

Speckle field is a relatively common phenomenon. But the speckle has special application value in nonlinear optical domain because it can be used to suppress different nonlinear processes that are caused by high power laser. To enhance the suppression capability, it is necessary to reveal the basic mechanism of the speckle parameter nonlinear optical interaction process. In this work, the coupling wave equation under the wave number mismatch condition is used to analyze the parameter process of speckles field. The solving process of the coupling wave equation is introduced in detail. And the wave number or phase matching condition is fully discussed. Furthermore, the threshold of the nonlinear gain is analyzed when the wave number does not fully meet the matching condition. To describe the solution of the coupling wave equation more clearly, the undetermined coefficient of the exact analytical solution is discussed. Since the boundary field will affect the confirmation of the undetermined coefficient, the characteristic of boundary field should be analyzed first. The nonlinear process of the speckle field is a three-wave interaction process. The different boundary conditions will affect the three-wave interaction process. And it is found that if the complex amplitudes of the three waves at the boundary are not zero, the undetermined coefficient will be changed with the phrase parameters of the three waves. To achieve the maximum value, the boundary waves must meet the phase matching condition. The wave number of the speckle filed is not an invariant, because of its random distribution characteristic. Therefore, during the analysis of the three-wave interaction process, the segment handling method is used to ensure the effective solving of the first order coupling wave equation. On the other hand, the randomly fluctuation of the wave number destroys the phase matching condition of the boundary. It is just through the basic mechanism that the speckle field can be used to suppress the nonlinear gain of high-power optical field. Both the theoretical analyses and the numerical calculation results show that the speckle field has good suppression effect for some typical nonlinear parameter process, such as stimulated Brillouin scattering.

**Keywords:** speckles, parametric process, phrase match condition

**PACS:** 42.65.-k, 42.25.Bs, 52.38.-r

**DOI:** [10.7498/aps.73.20231235](https://doi.org/10.7498/aps.73.20231235)

---

<sup>†</sup> Corresponding author. E-mail: [yangchunlin@hotmail.com](mailto:yangchunlin@hotmail.com)

## 散斑场的随机波数及其参量非线性效应

杨春林

### Random wavenumber and nonlinear parametric effect of speckle field

Yang Chun-Lin

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 73, 024204 (2024) DOI: 10.7498/aps.73.20231235

在线阅读 View online: <https://doi.org/10.7498/aps.73.20231235>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn>

---

## 您可能感兴趣的其他文章

### Articles you may be interested in

基于动态散斑照明的宽场荧光显微技术理论研究

Theoretical study of wide-field fluorescence microscopy based on dynamic speckle illumination

物理学报. 2021, 70(23): 238701 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20211022>

等离子体中散斑光场的传输特性

Propagation characteristics of speckle field in plasma

物理学报. 2018, 67(8): 085201 <https://doi.org/10.7498/aps.67.20171795>

激光相干场成像散斑噪声复合去噪方法

Compound denoising method of laser speckle noise in laser inherent field imaging

物理学报. 2019, 68(5): 054206 <https://doi.org/10.7498/aps.68.20181578>

基于散斑光场偏振共模抑制性的宽谱散射成像技术

Broadband scattering imaging technology based on common-mode rejection of polarization characteristic

物理学报. 2021, 70(22): 224203 <https://doi.org/10.7498/aps.70.20210703>

基于多模光纤散斑的压缩感知在光学图像加密中的应用

Application of compressive sensing based on multimode fiber specklegram in optical image encryption

物理学报. 2020, 69(3): 034203 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20191143>

宽频带压缩态光场光学参量腔的设计

Design of optical parametric cavity for broadband squeezed light field

物理学报. 2020, 69(23): 234204 <https://doi.org/10.7498/aps.69.20200890>