

激光技术

《激光手册》 第三分册

F. T. 阿 雷 克 主编
E. O. 舒尔茨-杜波依斯

科学出版社

激 光 技 术
《激光手册》第三分册

F. T. 阿雷克 E. O. 舒尔茨-杜波依斯 主编
《激光手册》翻译组 译

科 学 出 版 社

1 9 8 1

内 容 简 介

本书包括五篇综述性论文，分别论述大功率光脉冲技术、调制技术、解调和光探测技术、光参量振荡器以及光学敷层和薄膜技术。书中详尽介绍了上述各种技术的基本原理、技术水平及其应用。可供光学、激光有关专业师生及科技人员参考。

F. T. Arecchi, E. O. Schulz-DuBois

LASER HANDBOOK

North-Holland, 1972

激 光 技 术

《激光手册》第三分册

F. T. 阿雷克 E. O. 舒尔茨·杜波依斯 主编

《激光手册》翻译组 译

责任编辑 陈菊华

科学出版社出版

北京朝阳门内大街 137 号

中国科学院印刷厂印刷

新华书店北京发行所发行 各地新华书店经售

*

1981年9月第一版 开本：787×1092 1/32

1981年9月第一次印刷 印张：10

印数：0001—5,260 字数：226,000

统一书号：13031—1642

本社书号：2250·13—3

定价：1.55 元

中译本前言

自从第一台激光器出现以来，激光理论和激光技术的发展非常迅速。目前激光已在国防、国民经济和科学技术的许多方面得到了广泛应用。《激光手册》综述了激光的物理原理、技术设计及其应用，虽出版于1972年，但书中论述的许多基本原理和基本技术仍然适用。为此，我们将它译成中文，以供读者参考。

本书原著分为基础理论(A)，各类激光器(B)，激光器件与技术(C)，非线性光学材料(D)，物理应用(E)及技术应用(F)等六个部分，共收综述性文章40篇，分为上、下两卷出版。中译本对部分章节作了调整，分六个分册出版。原书的A部分为第一分册，原书的B和C两部分调整为第二和第三分册，从原书E部分选出一篇文章与D部分合编成第四分册，E部分的其他文章为第五分册，F部分为第六分册。

本分册由潘承志、李世英、张伦、韩家瑞四同志合译；全书由顾去吾、潘承志同志校订，鲁人同志做了文字修改。由于译者水平有限，肯定会有错误和不足之处，欢迎读者批评指正。

目 录

中译本前言	i
第一章 大功率光脉冲放大技术	1
1. 引言	1
2. 光脉冲放大研究工作述评	3
3. 光脉冲放大理论原理	5
4. 红宝石和钽玻璃放大器	15
4.1. 红宝石	16
4.2. 钽玻璃	17
4.3. 放大器设计考虑	19
5. 光脉冲放大过程的研究	23
6. 输入脉冲成形	27
7. 多级放大器装置	31
7.1. 获得毫微秒级脉冲的装置	32
7.2. 获得超短脉冲的装置	34
8. 光脉冲功率和能量的限制	37
8.1. 多光子吸收造成的功率限制	38
8.2. 电子雪崩	38
8.3. 自聚焦	40
9. 结论	42
第二章 调制技术	45
1. 引言	45
2. 电光调制	46
2.1. 线性电光调制	48
2.2. 平方律电光调制	53
2.3. 开关式电光调制	55
2.4. 电光偏转	57

3. 磁光调制	59
3.1. 线性磁光调制	59
3.2. 锁式磁光调制器	61
4. 声光调制	63
4.1. 线性声光调制	65
4.2. 声光偏转器	67
第三章 解调和光探测技术	69
1. 引言	69
2. 光接收机的设计	78
2.1. 性能判据	78
2.2. 光接收机的响应	79
2.3. 直接探测接收机的噪声源和灵敏度	83
2.4. 光外差探测	93
2.5. 光前置放大和参量上变频	99
3. 光电发射探测器	101
3.1. 光电阴极	102
3.2. 真空光电二极管	109
3.3. 光电倍增管	110
4. 固体光电二极管	124
4.1. 高速光电二极管的响应	127
4.2. 高速光电二极管的讨论	131
5. 雪崩光电二极管	139
5.1. 雪崩光电二极管的增益和噪声	140
5.2. 结构和特性	154
6. 光电导探测器	161
6.1. 光电导体的增益	162
6.2. 具有一种可动载流子的光电导体	165
6.3. 具有可动电子和空穴的光电导体	176
6.4. 非本征红外光电导体	181
6.5. 本征红外光电导体	184
7. 热探测器	187
7.1. 高速热偶和测辐射热计	190

7.2. 热电探测器	193
8. 金属-金属点接触二极管	196
9. 结束语	198
第四章 光参量振荡器	208
1. 引言	208
1.1. 发展简史	209
1.2. 内容梗概	210
2. 光参量增益	211
2.1. 平面波的参量相互作用	212
2.2. 相位匹配	217
2.3. 参量振荡器的阈值条件	219
2.4. 光束有限尺寸的影响	221
2.5. 泵浦特性	224
3. 高于阈值时的运转: 输出功率和效率	226
3.1. 双共振振荡器 (DRO)	227
3.2. 不存在与功率有关的反射的 DRO	232
3.3. 泵浦反射对 DRO 的影响	234
3.4. 单共振振荡器 (SRO)	235
3.5. 泵浦反射对 SRO 的影响	239
3.6. 内部参量振荡器	241
4. 调谐	242
4.1. SRO 的调谐	244
4.2. DRO 的调谐	244
5. 线宽和频率控制	245
5.1. 线宽(一般的)	245
5.2. SRO 的线宽和频率控制	247
5.3. DRO 的线宽和频率控制	249
6. 自发参量发射	252
7. 材料	254
7.1. 基本特性	254
7.2. 用于光参量振荡器的一些材料	256
8. 实验结果	261

8.1. 泵浦源	261
8.2. 材料	264
8.3. 调谐	265
8.4. 线宽和频率控制	266
8.5. 阈值、输出功率和效率	270
8.6. 其他实验结果	271
9. 其他参量效应	271
9.1. 反向波振荡器	273
9.2. 受激极化声子的散射	273
9.3. 红外上变频	274
第五章 光学敷层和薄膜技术	280
1. 引言	280
2. 光学敷层的制备	281
2.1. 薄膜材料	281
2.2. 基底	283
2.3. 涂敷过程	284
3. 金属膜的光学特性及应用	287
3.1. 不透明的金属膜	287
3.2. 半透明金属膜	288
4. 介质膜的光学特性及应用	289
4.1. 单层膜	289
4.2. 多层涂敷膜的光学特性	290
4.3. 激光反射镜	295
4.4. 抗反射敷层	302
4.5. 光分束器, 低通滤波片和高通滤波片	305
4.6. 带通滤波片	306

第一章 大功率光脉冲放大技术

提要 本章综述了大功率光脉冲放大技术。根据速率方程近似,讨论了非线性饱和状态时的脉冲放大理论,并描述了脉冲包络畸变的典型实例。文中介绍了能产生毫微秒和微微秒脉冲的红宝石和钽玻璃多级放大器(包括输入脉冲整形装置在内)设计和性能的具体数据资料。对可达到的功率和能量密度的主要限制因素也作了考虑。

1. 引言

产生出大功率(或大能量)的短和超短相干光脉冲,这是量子电子学提出的挑战之一。有了这种光脉冲,才使得与大功率短脉冲有关的各种有价值的应用成为可能。从1960年到1970年,光脉冲峰值功率从大约 10^3 瓦增加到大于 10^{12} 瓦,脉冲宽度从 10^{-3} 秒降低到 10^{-12} 秒,也就是说,功率增长率和脉宽降低率每年平均约为一个数量级。利用Q开关技术,现代激光器能产生功率为 10^8 — 10^9 瓦、脉宽为 10^{-7} — 10^{-8} 秒的脉冲(Hellwarth, 1961; McClung and Hellwarth, 1962, 1963; Basov et al., 1962, 1963);或者利用自锁模技术,能产生功率大体相当而脉宽为 10^{-11} — 10^{-12} 秒的脉冲(Moche² and Collins, 1965; DeMaria et al., 1966)。若要在激光振荡器中直接产生更大功率的脉冲,则要求大大增加激活媒质的体积。然而,随着媒质尺寸的增加,光媒质的均匀性会受到损失,故这方面的进展陷入了困境。此外,由于腔内光场很强,

引起光学元件自损坏。这样,激活媒质中产生的激光,在横截面上就变得不均匀了。因此,现在人们一般利用放大器来产生功率或能量很大的光脉冲。

因此,大功率光脉冲是由主振荡器和多级功率放大器配合产生的。主振荡器产生的初始光脉冲,具有中等的功率和能量以及适当的脉冲宽度、发散度和频谱宽度。在具有大量激活材料的多级功率放大器中,脉冲功率被放大,在极限情况下放大倍数可增加到高达 10^4 倍。

通过多级钕玻璃激光放大器放大 Q 开关激光脉冲,其脉冲能量在 5—50 毫微秒脉宽内可达几百焦耳 (Basov et al., 1968a, Robieux et al., 1969)。如果在激活棒的横截面上能够获得高度均匀的放大系数,那么,就可产生能量高达一百焦耳的光脉冲,而且发散度几乎仅受衍射限制,为 5×10^{-4} 弧度,这相当于辐射亮度为 2×10^{17} 瓦/厘米²·单位立体角 (Hagen, 1969)。通过放大大自锁模激光器发出的单个超短尖峰光脉冲,能获得能量达 20 焦耳、脉冲宽度小于 10 微微秒的脉冲 (Basov et al., 1968b)。

和振荡器不同,增加激活媒质的横截面积和长度并不增大输出脉冲的宽度,因为输出脉冲宽度是由主振荡器确定的。将整个放大器分成光学上隔开的若干级,就消除了超发光和自激的影响。当横截面积一定时,由于大功率辐射所造成的放大器媒质的自损坏,使得有可能实现的能量和功率的增大受到了限制;但是,它的最大可容许功率比用振荡器时为高,这是因为没有反射镜、快门和其他反射元件引起谐振的缘故。因此,制作放大器时可以大大增大横截面积。降低激活离子浓度,就能减小由大直径泵浦棒造成的诸项困难。由此造成的放大系数降低和储能减小,可通过增加放大器长度来补偿。

2. 光脉冲放大研究工作述评

Kisliuk 和 Boyle (1961) 首先论证了激光放大器放大光脉冲的可能性。Geusic 和 Scovil (1962, 1964) 制作并研究了第一只光行波放大器。他们还首先提出了各放大级间进行光隔离的技术。Basov 等人 (1964b) 制成了一种放大系数高、激光媒质体积小的光再生放大器。在这些论文中,研究了线性脉冲放大状态。此外,在 Geusic 和 Scovil (1962, 1964) 的论文中,还讨论了在非线性放大状态下缩短脉冲的可能性。

Frantz 和 Nodvik (1963), Bellman 等人 (1963), Schulz-DuBois (1964), Talanov (1964), Mikaelian 等人 (1964), Siegman (1964) 以及 Davis 和 Sooy (1964) 对放大器饱和状态下短脉冲放大理论进行了研究。在非线性放大状态下,脉冲形状发生畸变。由于前沿放大较好,脉冲宽度可能缩短。非线性放大的另一个特点是,由于辐射的线性非谐振损耗使放大器的有用长度受到限制,从而使能量增大也受到限制 (Prokhorov, 1963)。

在 Basov 等人 (1964a), Steele 和 Davis (1965) 以及 Borodulin 等人 (1965) 的实验工作中,都曾注意到发生了对线性放大的偏离。在 Basov 等人 (1965, 1966), Ambartzumian 等人 (1966a,b), 以及 Avizonis 和 Grotbeck (1966) 的论文中,详细研究了短光脉冲的非线性放大状态。Basov 等人的工作表明, Q 开关激光脉冲的非线性放大并不能使脉冲宽度缩短。脉冲形状的畸变导致最大值移向脉冲前沿。Basov 和 Letokhov (1966) 发现了用非线性放大缩短脉冲宽度的必要条件。为了缩短脉冲宽度,必须用一个附加的快门来压缩输入脉冲的长的前沿。这些实验工作是 Basov 等人 (1966) 和

Ambartzumian 等人(1966)完成的。Avizonis 和 Grotbeck (1966)研究了放大状态下非线性谐振损耗造成的脉冲能量极限。在 Ambartzumian 等人(1966c)的论文中,研究了脉冲在放大媒质中传播时频谱的变化。

用主振荡器和多级功率放大器方案来产生峰值功率高或总能量高的光脉冲的设想,首先在苏联列别捷夫物理研究所和法国通用电气公司得以实现。根据这些研究终于研制出20—50千兆瓦峰值功率的器件(Basov et al., 1968a, Robieux et al., 1969)。

Cabezas 等人(1967)研究了自由振荡激光脉冲的非线性放大状态。在这种情况下放大器饱和是稳态的,且与辐射功率有关。通过测量饱和功率的大小, Cabezas 确定了激光跃迁中 Nd^{3+} 离子的辐射截面 σ_{21} 。

在这方面,应该提及的是 Snitzer 和 Koester 对纤维光学放大器进行的研究。这类放大器放大系数大,噪声低(Koester and Snitzer, 1964),但由于放大器纤维的直径很小,故脉冲峰值功率很低。

上述论文中,所获得的脉冲宽度远远超过极化的衰变时间,后者是均匀放大线宽的倒数。不出所料,脉冲频谱比放大带宽要窄。因此,相干极化和有限的放大带宽所造成的影响在这些实验中并不起重要作用。尽管如此,在 Witke 和 Warter (1964), Basov 和 Letokhov (1965a, b), Ilinova 和 Khokhlov (1965)以及 Arecchi 和 Bonifacio (1965)的理论文章中,还是考虑了相干性效应。这些文章证明,在具有线性损耗的放大媒质里存在稳态“ π 脉冲”,其持续时间比激光放大器带宽的倒数要短。就现实的固体放大器媒质而论,其持续时间约为微微秒量级。微微秒技术的进展激起了对量子放大器相干效应的兴趣。最近,发表了一些关于超短光脉冲在非线

性放大媒质中传播的理论文章(Lamb, 1967, 1971; Armstrong and Courtens, 1968; Arecchi et al., 1968; Letokhov, 1969)。然而,在实验上,现有的超短脉冲能量即使经过进一步放大之后,通常也不足以在固体激光媒质中产生这些非线性放大作用。然而,非线性放大极限可出现在低功率电平上,例如,利用强光场就可在激活媒质中产生非谐振多量子过程。所以,多量子吸收将限制脉冲功率(Bunkin and Prokhorov, 1965),并改变光脉冲形状(Letokhov, 1968)。

3. 光脉冲放大理论原理

对于能级 2 和 1 之间的跃迁来说,单位长度的放大系数为

$$\alpha = \sigma_{21}(n_2 - n_1 g_2 / g_1), \quad (1)$$

式中 n_1 和 n_2 分别为下能级和上能级的激活离子浓度, g_1 和 g_2 为能级 1 和 2 的简并度, σ_{21} 为辐射跃迁 $2 \rightarrow 1$ 的截面,它与吸收截面 σ_{12} 的关系由能级简并度之比给出:

$$\sigma_{21} / \sigma_{12} = g_1 / g_2. \quad (2)$$

跃迁的辐射截面 σ_{21} 可用此二能级之间自发跃迁几率 A_{21} 和自发跃迁最大值二分之一处的全线宽 $\Delta\nu$ 表示:

$$\sigma_{21} = (\lambda^2 / 2\pi)(A_{21} / \Delta\omega), \quad (3)$$

式中 $\Delta\omega = 2\pi\Delta\nu$, λ 是媒质中的辐射波长。假定自发跃迁谱线呈洛仑兹线型,则

$$\sigma_{21} = \frac{\lambda^2}{8\pi} A_{21} \frac{\Delta\omega}{(\omega - \omega_0)^2 + \left(\frac{1}{2} \Delta\omega\right)^2}. \quad (4)$$

例如,在红宝石的 R_1 谱线情况下,其真空波长 $\lambda_0 = 6.94 \times 10^{-5}$ 厘米,折射率 $n = 1.76$, $A_{21} = 2.5 \times 10^2$ 秒⁻¹,在 300K

时的线宽 $\Delta\nu = 11.2 \text{ 厘米}^{-1} = 3.4 \times 10^{11} \text{ 赫}$, 则根据方程 (4) 得出, $\sigma_{21} = 2.8 \times 10^{-20} \text{ 厘米}^2$. R_1 谱线中心的实验值 σ_{21} 等于 $2.5 \times 10^{-20} \text{ 厘米}^2$.

当跃迁频率 ω_0 分布在归一化加权函数 $g(\omega)$ 的频谱范围上时, 就出现非均匀谱线展宽. 因此, 有效截面 σ_{21}^{eff} 为

$$\sigma_{21}^{\text{eff}} = \int \sigma_{21}(\omega - \omega_0) g(\omega_0) d\omega_0. \quad (5)$$

若非均匀展宽包括在宽度 $\Delta\omega$ 内, 则截面的最大值仍由表达式 (3) 确定.

在线性放大状态下, 长度为 L 的均匀媒质的放大系数为

$$k(\omega) = \exp[\alpha(\omega) - \gamma]L, \quad (6)$$

式中 γ 是单位长度媒质的损耗系数. 当 $\alpha(\omega_0)L \gg 1$ 时, 放大作用限于谱线中心附近的频率. 结果, 放大器有效带宽将按照下列近似关系式减小:

$$\Delta\omega_{\text{eff}} = \left(8 \ln 2 / L \frac{\partial^2 \alpha}{\partial \omega^2} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (7)$$

就 $\alpha(\omega)$ 洛仑兹谱线形而言, 变窄的带宽近似为

$$\Delta\omega_{\text{eff}} = \Delta\omega (\ln 2 / \alpha(\omega_0)L)^{\frac{1}{2}}. \quad (8)$$

在非线性状态下, 由于饱和的缘故, 放大作用取决于辐射强度和能量. 这个过程可用反转粒子密度 $n = n_2 - n_1 g_2 / g_1$ 的速率方程来描述:

$$\partial n / \partial t + (n - n_0) / \tau_{\text{eff}} = -(1 + \beta) \sigma_{21} n P, \quad (9)$$

式中 P 为辐射通量 (其单位为光子数/厘米²·秒), τ_{eff} 为无信号辐射时粒子数反转返回到稳态值 n_0 的弛豫时间. 对于三能级或四能级激活媒质 (见图 1) 而言,

$$\tau_{\text{eff}}^{-1} = A_{21} + W, \quad (10)$$

式中 W 为泵浦速率, 即基态离子被激励到上激光能级的速率, 参数 β 为

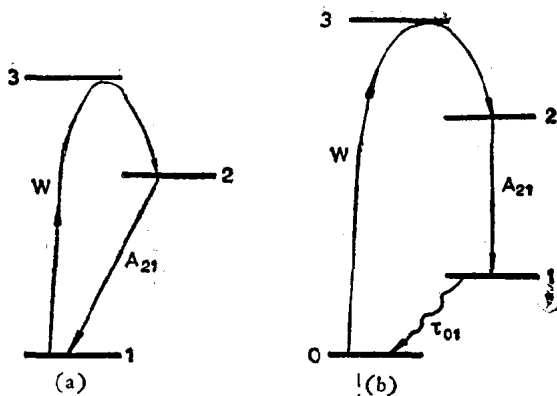


图1 三能级(a)和四能级(b)激活媒质的泵浦: W 为能级2的泵浦速率; A_{21} 为辐射跃迁几率; τ_{01} 为下能级弛豫时间

$$\beta = \begin{cases} g_2/g_1, & \text{对于三能级和 } \tau_p \ll \tau_{01} \text{ 的四能级激活媒质;} \\ 0, & \text{对于 } \tau_p \gg \tau_{01} \text{ 的四能级激活媒质;} \end{cases} \quad (11)$$

式中 τ_{01} 是四能级激活媒质中离子从下激光能级弛豫到基态所需要的时间。

如果脉冲持续时间(或者更确切地说,典型的强度变化时间)比弛豫时间 τ_{eff} 长,则粒子数反转和放大系数就以准稳态形式取决于强度,因此,

$$\alpha = \alpha_0 / (1 + P/P_s), \quad (12)$$

式中 $P_s = 1 / [(1 + \beta)\sigma_{21}\tau_{\text{eff}}]$ 是饱和强度,并定义为使未饱和反转密度降低到二分之一的信号功率; α_0 为初始(小信号)放大系数。例如,在放大自由振荡的激光脉冲时,等式(12)所描述的情况即可实现。

在放大巨脉冲时,通常出现相反的限制情况,此时脉冲持续时间 $\tau_p \ll \tau_{\text{eff}}$ 。在这种情况下,瞬时放大系数依赖于通过所研究的放大器部分的辐射能量:

$$\alpha = \alpha_0 \exp(-E/E_s), \quad (13)$$

式中 $E = \int P(t) dt$ 是累积的脉冲能量 (光子数/厘米²), E 是使放大系数减少 $1/e$ 倍的饱和能量,

$$E_s = 1/(1 + \beta)\sigma_{21}. \quad (14)$$

光脉冲在谐振放大媒质中传播时, 其演变情况由两个耦合方程组描述. 麦克斯韦方程组描述脉冲场及其传播情况. 薛定谔 (Schrödinger) 方程决定激活媒质的极化和粒子数反转. 为了用钕玻璃和红宝石之类的激活媒质来产生大功率光脉冲, 脉冲持续时间总是

$$\tau_p \gg T_2, \quad (15)$$

式中 T_2 是极化的衰变时间. 对 300K 以下的红宝石和钕玻璃, $T_2 = 10^{-11} - 10^{-12}$ 秒. 只要满足条件 (15), 媒质就以准稳态形式随瞬时场发生极化, 相互作用的非线性是由饱和引起的, 即粒子数反转依赖于辐射强度. 这种相互作用有时被称为是非相干的, 因为这时无需考虑场和媒质极化的相干特性. 对于非相干相互作用来说, 麦克斯韦方程组和薛定谔方程组简化为辐射强度和粒子数反转的两个耦合方程, 这两个方程简单地表示出媒质和辐射场所构成的实际系统中的能量守恒关系. 为描述光场的相位, 还需要一个附加的相位传播方程.

任意形状的输出脉冲, 在没有损耗和没有连续泵浦的媒质中传播之后, 其形状的变化由下式来描述 (Frantz and Nodvik, 1963; Bellman et al., 1963):

$$P(x, \tau) = P_0(\tau) \left\{ 1 - [1 - \exp(-\alpha_0 x)] \times \exp[-E_s^{-1} \int_{-\infty}^{\tau} P_0(\tau') d\tau'] \right\}^{-1}, \quad (16)$$

式中 $\tau = t - x/c$, $P_0(\tau)$ 为媒质输入端的脉冲形状 ($x = 0$). 图 2 示出了简单的矩形输入脉冲 (在 $0 \leq \tau \leq \tau_0$ 时, $P = P_0$,

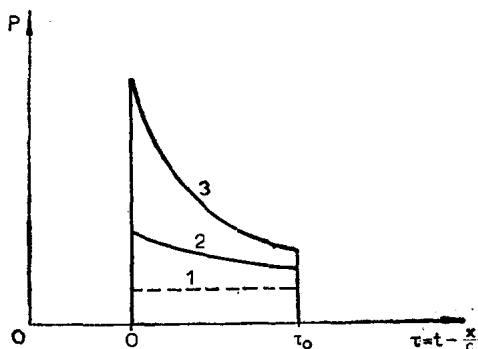


图2 原始的矩形脉冲经非线性放大后的形状。 x = 放大媒质的长度； α_0 = 单位长度的初始增益系数； E_0 = 初始脉冲能量， E_s = 饱和能量。 1) $x = 0$ ； 2) $x\alpha_0 = 1$ ； 3) $x\alpha_0 = 2$ ，

$$E_0 = \frac{1}{2} E_s$$

其他时间 $P = 0$) 的变化情况，这个脉冲的前沿被锐化，而持续时间被缩短。在这种放大媒质中传播而无线性损耗的脉冲，其能量增长状况是不确定的。在 $E \ll E_s$ 时，能量呈指数律增长[与 $\exp(\alpha_0 x)$ 成比例]，而在 $E \gg E_s$ 时，能量呈线性增长，若距离为 x ，则增加 $\alpha_0 E_s x$ 。

在实际的固体激光放大器中，由于激活媒质中以及各级放大器之间的光学隔离元件中的散射、缺陷和杂质的缘故，不可避免地存在着线性辐射损耗。线性损耗限制能量的增长，出现饱和状态。这样，由于放大使能量趋于线性地增长；而损耗则使能量按指数律减小。放大过程由下列方程(不用逼近)来描述：

$$\partial E / \partial x = \alpha_0 E_s [1 - \exp(-E/E_s)] - \gamma E, \quad (17)$$

式中 E 是脉冲能量(单位为光子数/厘米²)， x 是放大器长度的座标(假定放大器是均匀的)， γ 是单位长度的总损耗系数。在饱和状态下，只有当脉冲能量 E 低于极限值 E_{st} 时，才出现