

# 电子束泵浦准分子激光器中的 能量沉积问题\*

赵仲宏

## 提 要

本文计算了电子束泵浦的准分子激光器的能量沉积。还讨论了能量沉积与各参量的关系。对几种泵浦形式在最有效地利用电子束初能方面作了比较。

## 一、引 言

由于电子束激励技术的飞速发展,促使紫外和真空紫外波段准分子激光器的问世。在激光领域内采用电子束作泵浦源还是一门比较新兴的技术,也是一项难度较大的技术。如何最佳地使用这种技术,如何使电子束注入气体中的能量最大,都是设计这类激光器必须关注的问题。但是许多文献一般很少论述这些问题,而多半偏重于论述电子束泵浦激光物质的那些动力学过程、激光器工作气体的组分比、总气压、光学谐振腔参量等。然而贮能是估算激光器效率的一个基本参量,激光器效率又是衡量激射物质和光学谐振腔是否达到最佳参量的依据,因此计算贮能乃是一个迫切的问题,目前尚未看到计算这类激光器贮能的公式。本文给出计算贮能的公式,并以横向激励 XeF 和纵向激励 KrF 两个激光器为例进行了数字计算,所得结果与 E. R. Ault 等<sup>[1]</sup>和 J. M. Hoffman 等<sup>[2]</sup>的结果一致。还围绕这个公式,讨论了电子束在气体中能量贮存与各参量的关系;几种泵浦形式在最有效地利用电子束初始能量方面的比较以及这类激光器对泵浦源电压的讨论。

## 二、贮能计算公式

高能电子在气体中将受到碰撞损耗和韧致辐射损耗,其和称做总平均能量损耗,或称总阻止本领,其数学表达式为:

$$V_s = - \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \quad (1)$$

式中  $V_s$  为总阻止本领,  $E$  为高能电子的初始能量,  $\rho$  为气体密度,  $x$  为电子入射距离。(1)式的意义是电子能量沿着入射距离的变化率,并对气体密度进行了归一化。原则上一个电子沿它所经路径上的能量沉积在宏观上是连续的。若工作气体不是单一气体,而是几

\* 1978年9月12日收到。

种气体的混合物或化合物,则可对每个元素来讨论总阻止本领,然后将所得结果用正比于重量的方法来求和。

一束电子流在气体中的贮能可由(2)式表示:

$$W = jSV_s\rho_0PlT \quad (2)$$

式中  $W$ ——电子束在工作气体中的贮能(J),

$j$ ——激发区的电流密度(A/cm<sup>2</sup>),

$S$ ——激发区面积(cm<sup>2</sup>),

$V_s$ ——一个电子在气体中的总阻止本领,可从图 2 给出的曲线查得(MeV/g·cm<sup>-2</sup>),

$\rho_0$ ——气体在 20°C、1 托时的密度(g/cm<sup>3</sup>·托),

$P$ ——气压数(托),  $\rho = \rho_0P$ ,

$l$ ——激发区深度,即电子在工作气体中行走的距离(cm),

$T$ ——激励脉冲的宽度(sec).

(2)式中的  $V_s\rho_0Pl = -l\frac{dE}{dx}$  是一个电子在气体中行走距离  $l$  后能量的减少,  $jS$  表示束电流值。

总阻止本领  $V_s$  这个参量已由 M. J. Berger 和 S. M. Seltzer<sup>[3]</sup> 给出。他们在能量从 10keV 到 1000MeV 之间对 40 种物质计算了一个电子在物质中的总阻止本领和平均射程,并列出了数字表。根据这些数字表,我们画出了曲线。图 1 是以 Ar 气为例,绘出的电子在 Ar 中的碰撞损耗、韧致辐射损耗与电子初能的关系曲线。由曲线可以看出碰撞损耗在 1MeV 以下,随电子能量的增加而减少;而韧致辐射损耗则随电子初能的增加而增加。这两条曲线相加就得到总平均能量损耗(总阻止本领)。此曲线在 1MeV 附近有极小值。在低于 1MeV 时,韧致辐射损耗很小,可以忽略。纵坐标为总阻止本领,单位为 MeV/g·cm<sup>-2</sup>,乘以密度  $\rho_0P$  后,单位为 MeV/cm。图 2 中画出了高能电子在 He、Ar、Kr 和 Xe 惰性气体以及 U 中的总阻止本领。由曲线看出,总阻止本领与电子能量的关系是,随物质的原子序

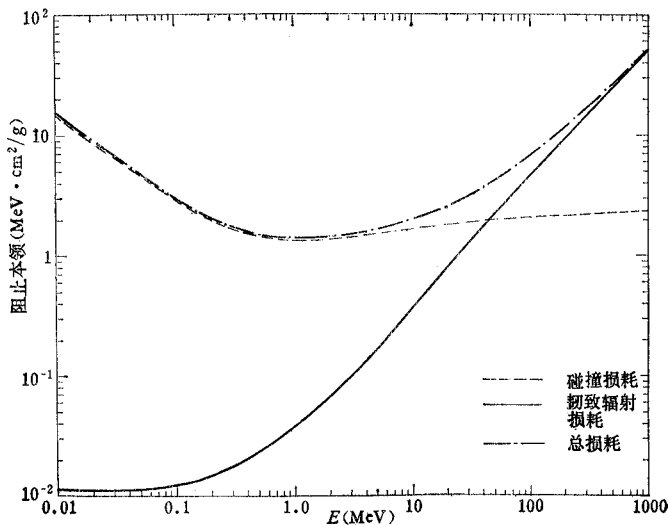


图 1 电子在 Ar 中的能量损耗

数的增大总阻止本领的极小值往下降落, 并往能量较小的方向移动. 根据以上这些规律性, 可用内插法估算出那些没有画出的物质的总阻止本领的曲线.

表 1 给出了几种惰性气体在 20°C、1 托时的密度<sup>[4]</sup>, 供下面计算时应用.

表 1 几种惰性气体的密度

介 质 名 称	He	Ar	Kr	Xe
密度 $\rho \times 10^{-6} \text{ g/cm}^3$ (在 20°C, 1 托时)	0.219	2.19	4.58	7.18

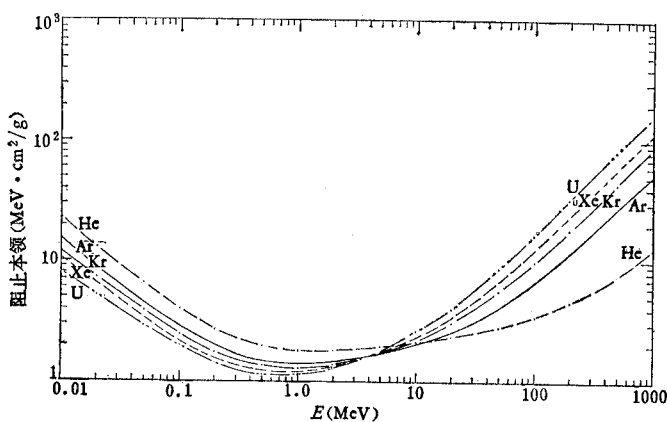


图 2 电子在不同物质中的能量损耗

### 三、横向泵浦方式电子束在气体中贮能的计算

作为例 1, 我们根据 E. R. Ault 等在“高功率 XeF 激光器”<sup>[1]</sup> 一文中给出的基本参量来计算电子在工作气体中的贮能. 具体条件是:

工作气体为 1.7 大气压的 Ar, 含 10% 的 Xe.

$$j = 350 \text{ A/cm}^2,$$

$$l = V/S = 30/20 = 1.5 \text{ cm}, \text{ 式中 } V \text{ 为激光器体积,}$$

$$T = 20 \times 10^{-9} \text{ sec},$$

$$E = 1 \text{ MeV}.$$

计算步骤是:

从图 2 查出在 Ar 中

$$V_{s1} = 1.398 \text{ MeV/g} \cdot \text{cm}^{-2},$$

从表 1 查出

$$\rho_{01} = 2.19 \times 10^{-6} \text{ g/cm}^3,$$

算出

$$V_{s1} \rho_{01} P_1 = 3.96 \text{ keV/cm},$$

同理可算出在 Xe 中

$$V_{s2} \rho_{02} P_2 = 1.125 \text{ keV/cm},$$

$$\begin{aligned} V_s \rho_0 P &= V_{s1} \rho_{01} P_1 + V_{s2} \rho_{02} P_2 \\ &= 3.96 + 1.13 = 5.09 \text{keV/cm.} \end{aligned}$$

将算得的数值以及其他数值代入(2)式,计算出贮能  $W$  为 1.04J,与文献[1]中给出的总阻止本领 5keV/cm 和贮能 1J 相一致。

经过以上计算,可看出高能电子在 1.7 个大气压的工作气体中的贮能是很小的,仅 1J,仅占电子束初能 140J 的 0.7%。对于 1MeV 的电子在上述气体中的总阻止本领仅 5keV/cm。另外,因是横向激励方式,电子在工作气体中行走的距离很短,要比射程短一个数量级,所以未能发挥泵浦源的潜力。

#### 四、纵向泵浦方式电子束在气体中贮能的计算

为了充分发挥泵浦源的潜力,应尽力扩大激励体积。采用纵向泵浦激励物质是一种可取的方案,但在确定作用距离时,则首先需要算出电子在气体中的平均射程。

文献[3]中引进一个“连续缓降近似射程”(continuous-slowing-down approximation range)的概念,用缩写符号 CSDA 射程来表示。CSDA 射程定义为一个具有能量为  $\tau$  的电子在均匀介质中在缓降期间行走,直至能量降到零,所走过的路径。并假定它的能量损耗速率沿着全部轨迹始终等于平均能量损耗速率。实际上能量损耗速率是有起伏的,但是在 CSDA 射程中这一起伏是可以忽略的。

CSDA 射程是用总阻止本领的倒数的积分来计算的:

$$r(\tau) = \int_0^\tau \left[ -\frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{tot} \right]^{-1} d\tau' \quad (3)$$

$$-\frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{tot} = -\frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{col} - \frac{1}{\rho} \left( \frac{dE}{dx} \right)_{rad} \quad (4)$$

根据文献[3]的数字表,在图 3 中给出电子在几种惰性气体中的射程曲线,它们是电子能量的函数,随着电子能量的增加而单调上升。射程的单位为  $\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$ ,其值被密度除即得长度的量纲。

在已知电子能量和激励物质的工作气压时,即可从图 3 求出平均射程。平均射程算出后,就为设计纵向激励提供了作用长度的依据,下面再举一个纵向泵浦的激光器例子,进行贮能和射程的计算。

作为例 2,我们利用 J. M. Hoffman 等在“高功率紫外惰性气体卤化物激光器”<sup>[2]</sup>一文中给出电子束纵向泵浦激光器的参量

$$E = 2 \text{MeV}$$

$$jS = 55 \text{kA}$$

$$l = 180 \text{cm}$$

$$P_1 = 1300 \text{托 (Ar)} \quad P_2 = 100 \text{托 (kr)}$$

$$T = 55 \text{nS}$$

用同样的方法可算出:

$$V_{s1} \rho_{01} P_1 = 4.15 \text{keV/cm(Ar)}$$

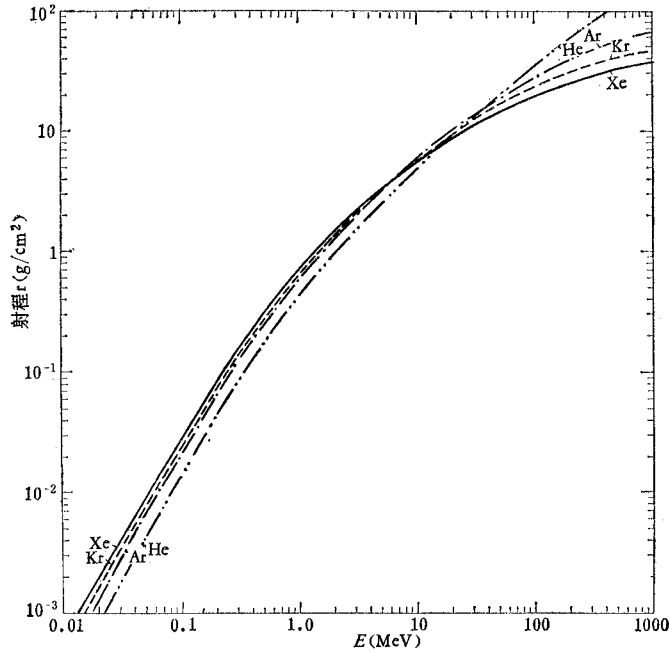


图3 电子在几种惰性气体中的平均射程

$$V_{s2}\rho_{02}P_2 = 0.63\text{keV/cm(kr)}$$

$$V_{s0}P = V_{s1}\rho_{01}P_1 + V_{s2}\rho_{02}P_2 = 4.78\text{keV/cm} \quad (5)$$

$$V_{s0}Pl = 860\text{keV} \quad (6)$$

将(6)式和其它已知值代入(2)式得

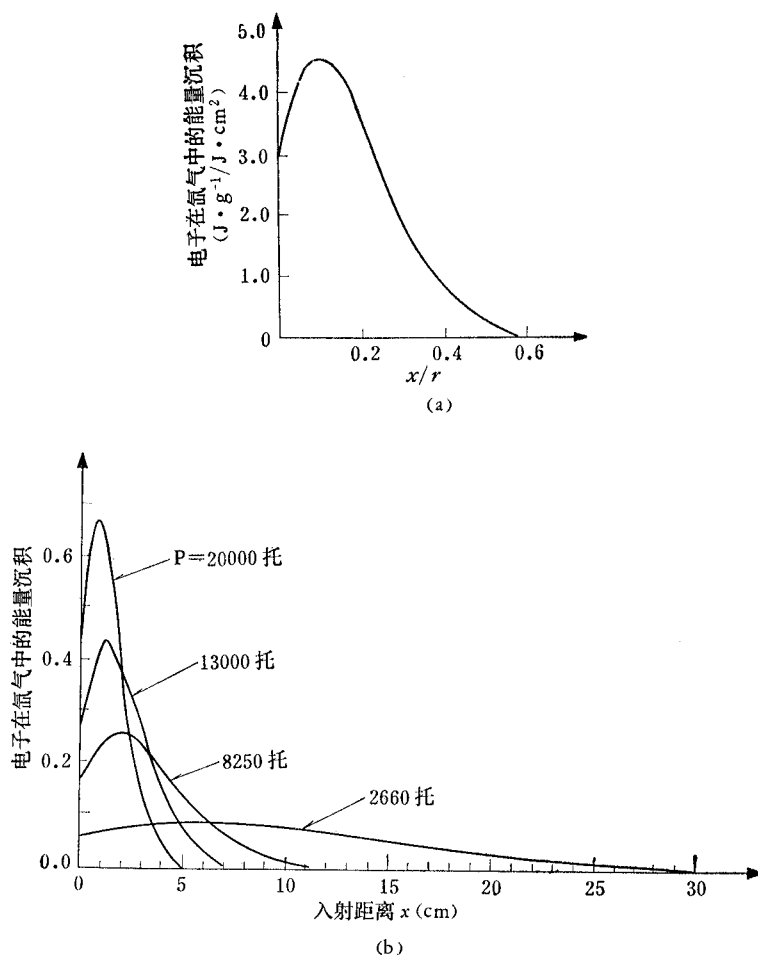
$$W = 2.6\text{kJ} \quad (7)$$

文献[2]指出耗散在这激发区的能量大约为 3kJ, 本计算也大致与他相符.

根据图 3 计算出高能电子的射程大约为 450cm, 激发区长度为 180cm, 是射程的 0.4 倍. 一个电子在 180cm 上受到的总阻止本领为 860keV, 是电子初能 2MeV 的 43%, 也就是说电子把 43% 的能量贮在气体中. 这是一个很可观的值, 与横向激励的例子相比较, 显然纵向激励方式更能充分地发挥泵浦源的潜力.

## 五、电子束在特高气压中的能量沉积

从(2)式可以看出, 为了增加贮能  $W$ , 增加  $l$  并不是唯一的方法. 若能增加工作气压  $P$ , 也能得到很好的效果. 当然这将牵连到反应过程所对应的最佳气压值. 例如在 krF 激光器中, 有文献[5]报道, 工作气压在 4 大气压时为最佳, 因此气压值不能主观地无限地增加, 然而在 Xe 准分子激光器中, 气压是比较高的, 有文献[6]报道, 高达 34 大气压. 相对论电子束在气压这样高的气体中, 射程大为缩短, 并且在入射距离上能量沿着距离的沉积分布也不是常数, 而是曲线分布<sup>[7]</sup>, 如图 4(a) 所示. 图中纵坐标是强度为  $1\text{J/cm}^2$  的  $1.5\text{MeV}$  电子束沉积在 Xe 中的能量, 单位是  $\text{J/g}$ ; 横坐标是从注入平面量度的距离, 并以  $1.5\text{MeV}$



(a) 纵坐标的能量沉积被密度归一化,横坐标入射距离被电子平均射程归一化  
 (b) 以气压为参量的能量沉积分布

图 4 1.5MeV 电子在 Xe 中的能量沉积分布图

电子在 Xe 中的平均射程为单位。曲线下面的面积就是电子在气体中的总贮能。图的纵坐标的量纲被密度归一化了;横坐标的量纲被射程归一化了。我们如果把图 4(a) 的坐标换成绝对坐标,即纵坐标不被密度除,横坐标不被射程除,又以气压为参量,把图 4(a) 的曲线重画在图 4(b) 中,就可画出一族曲线。由图可以看出,工作气压很高时,电子在气体中的射程很短,能量沉积就被压缩在靠近电子入射平面附近。

作为例子,我们将引进在特高压气中的能量沉积的计算,例如在气压为 20000 托的 Xe 中,若激光腔的结构设计选择电子入射距离为 2cm,就约有 75% 的电子能量贮存在激光物质中,在这种情况下,采用横向泵浦手段,还是比较充分地利用了泵浦源的能量。

由于在高压下,电子的能量沉积沿  $x$  是变化的,此时(1)式中的  $V_s$  是  $x$  的函数,在用(2)式计算时,可用

$$V_s l = \int_0^l V_s(x) dx \quad (8)$$

代入。由图 4(b) 还可看出, 当气压在 3.5 大气压以下时, 能量沉积是比较均匀的, 可近似地用一个常量  $V$ , 来计算贮能, 正如上面计算中已经采用的那样。

以上能量沉积计算是一维的, 因此计算中并未计及在电子束有限截面外部的电子散射。由于电子束因库仑碰撞而散开, 因此真正沉积到每单位体积气体中的能量将略小于计算值。

## 六、讨 论

我们再回过头来讨论第一个例子, 这里电子能量为 1MeV, 而电子受到的总阻止本领却只有 5keV/cm, 从贮能角度来看, 这是很不经济的。采用这样高的电子能量是否必要? 从图 2 的曲线可以看出, 总阻止本领的极小值一般在 1MeV 左右, 因此当使用的电源电压不大于 1MeV 时, 对一个电子来说, 它在单位长度上转移给气体的能量, 并不随电子的初始能量的增加而增加, 相反地随电子初始能量的增加而减小, 所以从  $V$ , 这个量出发, 并不需要电子初始能量非常高。若电子能量降低到 0.3MeV, 其对应的  $V$ , 比 1MeV 时还大些。从(2)式来看, 在其它参量不变的条件下, 贮能可以略有增加, 但是电流值不变, 这意味着, 当电源阻抗足够低时, 在较低电压下即可给出同样的电流。另一方面电子能量低了, 射程也就短了, 所以这种电源只适合采用横向激励手段。

作为例 4, J. J. Ewing 和 C. E. Brau 曾在 0.35MeV 下, 获得 KrF 激光输出<sup>[8]</sup>。

作为例 5, 我们在 0.25MeV 下, 获得 XeF 激光输出<sup>[9]</sup>; 在 0.3MeV 下, 获得 KrF 激光输出<sup>[10]</sup>。

以上这些例子都足以说明前面的分析是正确的。

然而, 若电源阻抗较高, 在较低电压下, 电流也较小, 则必须升高电压, 以取得大电流。众所周知, 二极管的发射电流按电压的 3/2 次幂速率增大, 它增长的速率比  $V$ , 下降的速率快得多, 因此, 升高电压以增大电流虽然不是最理想的方法, 但还是一种可用的方法。

总结以上讨论, 可把各种泵浦形式在能量注入方面归纳在表 2 中, 作一比较。

表 2 几种泵浦形式在有效利用电子束初能方面的比较

泵 浦 形 式	横 向 泵 浦				纵 向 泵 浦
	例 1	例 3	例 4	例 5	例 2
本文举例					
单个电子能量 (MeV)	1	1.5	0.35	0.3	2
激光器名称	XeF	Xe*	KrF	KrF	KrF
工作气压(大气压)	1.7	~26	~4	~3.5	~2
电子束入射能量(J)	140	~18.7	79	41	6000
贮能(J)	~1	~14	2	~1.5	~2600
贮能/入射能量	~0.71	~75	2.5	~3.6	43

本文提出的计算方法, 不仅适用于文中所列举的那些激光器, 对于其他气体激光器也是适用的。

本文得到李小琼同志和顾之玉同志的指导, 并和一道工作的同志作过多次有益的讨

论,特此致谢。

### 参 考 文 献

- [ 1 ] E. R. Ault, R. S. Bradford, Jr. and M. L. Bhaumik, *Appl. Phys. Lett.*, **29**(1975), 413.
- [ 2 ] J. M. Hoffman, A. K. Hago and G. C. Tisone, *Appl. Phys. Lett.*, **28**(1976), 538.
- [ 3 ] M. J. Berger and S. M. Seltzer, *Studies in Penetration of Charged Particles in Matter*, National Academy of Science Publication 1133, 1967. Chap. 10.
- [ 4 ] 真空技術常用諸表, 日刊工業新聞社, 昭和40年, p. 30.
- [ 5 ] Н. Г. Басов, А. Н. Брунин, В. А. Давильчев А. Г. Дегтярев В. А. Долгих, О. М. Керимов, *Квантовая Электроника*, **4** (1977), 1595.
- [ 6 ] R. T. Hodgson, *Appl. Phys. Lett.*, **23**(1973) 1, 22.
- [ 7 ] J. B. Gerardo, *IEEE Trans. on QE*, **QE-9** (1973), 748.
- [ 8 ] J. J. Ewing and C. A. Brau, *Appl. Phys. Lett.*, **27**(1975), 350.
- [ 9 ] 顾之玉、赵仲宏、翟宝光、吴承懋, 电子学报, 即将发表.
- [ 10 ] 顾之玉、赵仲宏、王绍英、吴承懋、夏能樵、周厚琳, 本刊本期第7页.