

# 一种新型结构的染料激光振荡器的优越性

朱振和 韩全生

(中国科学院物理研究所, 北京 100080)

**提要** 本文提出一种新型结构的染料激光振荡器,它有效地抑制了激光输出中的 ASE 背景。振荡器采用准环形振荡,能获得高效率激光输出。

**关键词** 染料激光器,放大的自发辐射(ASE)

## Advantages of a new configuration of dye laser oscillator

Zhu Zhenhe, Han Quansheng

(Institute of Physics, Academia Sinica, Beijing 100080)

**Abstract** A new configuration of dye laser oscillator is presented in this paper. The background of amplified spontaneous emission (ASE) in laser output is fully restrained in this configuration. A quasi-ring oscillator is used and high efficiency of laser output can be achieved.

**Key words** dye laser, amplified spontaneous emission (ASE)

## 1 引言

ASE 水平与激光振荡器的腔长以及泵浦光脉冲的波形有关<sup>[1]</sup>,但更重要的因素是振荡器的结构和配置方式。Bor 分析了几种不同结构的脉冲染料激光振荡器输出的 ASE 背景强度,并作了测量<sup>[2]</sup>。他的结果是:对于分布反馈腔、自准直光栅腔、掠入射光栅腔,在中心波长(585 nm)附近激光辐射的峰功率对 ASE 背景的峰功率之比分别为 400 : 1, 28 : 1, 5 : 1。其中,分布反馈腔的 ASE 背景水平很低,但是由于它的稳定性问题和调谐的麻烦,这样的结构至今未被商品器件采用。后两种腔由于简单和稳定而被广泛采用,然而它们的 ASE 背景较大,妨碍了这两类染料激光器在光谱研究和某些高技术中的应用。

近年来,出现了一些先进的设计,改进了激光振荡器的输出方式,降低了 ASE 水平<sup>[3]</sup>。但是这种器件结构复杂,要求光栅的宽度尺寸较大,调整和准直比较困难。

最近,Quantel 公司设计了一种非共线输出的激光振荡器<sup>[4]</sup>,利用掠入射时染料池边沿的衍射作为输出耦合(见图 1),避开 ASE 的主方向,有效地降低了 ASE 背景。在下文中我们将说明这种振荡器的缺点。

我们设计了一种新型染料激光振荡器,它基于传统的自准直式的腔结构,但具有新的配置

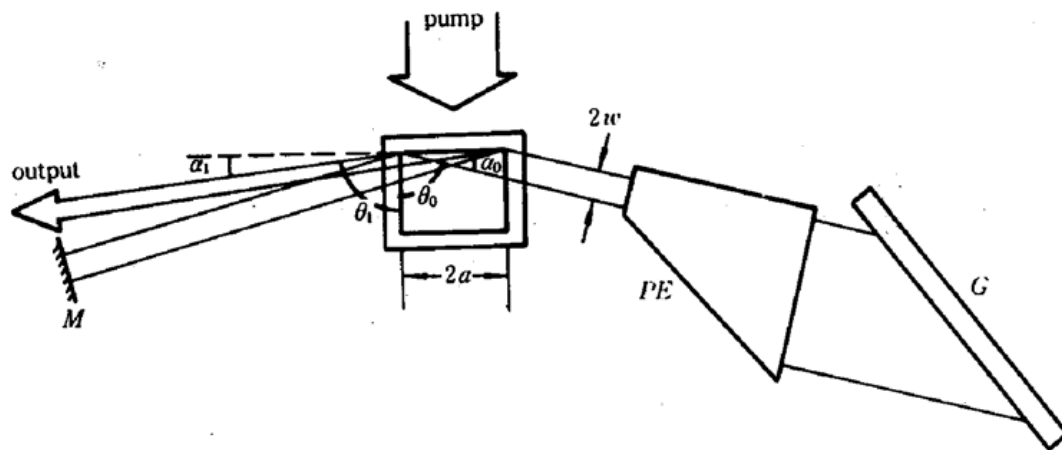


Fig. 1 Schematic diagram of Quantel's oscillator

DC — Dye cell; M — Mirror; PE — Prism beam expander; G — Grating; pump — Pumping light beam; output — Output light beam of the first order diffraction. Angle  $\alpha_0$  is magnified in the diagram

方式,结构简单,调节方便,与 Quantel 的振荡器相比有不少优点。例如,消除激光束中的 ASE 背景更彻底,输出耦合系数可调,输出激光能量集中在一条光束中,激光器效率较高。

## 2 振荡器的配置

激光振荡器的配置和光路如图 2 所示,基本结构属 Hänisch 型<sup>[5]</sup>,但配置方式有很大的不同。末端反射镜有两块 ( $M_1$  和  $M_2$ ),与自准直的光栅形成准环形振荡回路,激光从染料池前窗

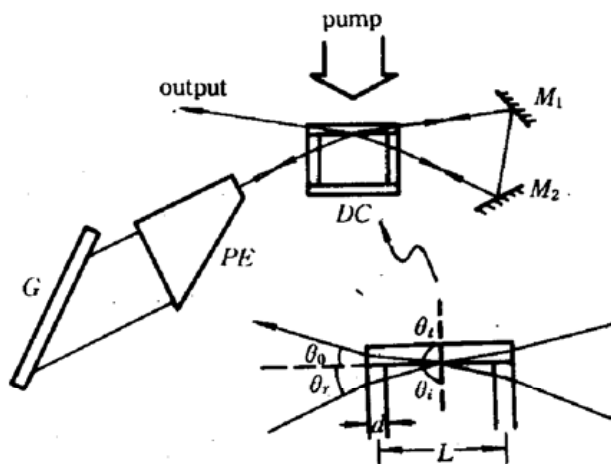


Fig. 2 Schematic diagram of the dye laser oscillator

DC — Dye cell;  $M_1$  and  $M_2$  — Mirrors; PE — Prism beam expander; G — Auto-collimation grating; pump — Pumping light beam; output — Output light beam

片的一端输出。由图看出,振荡光束和输出光束都偏离染料激活区的轴线方向,可以最大限度地消除激光束中的 ASE 背景。这里要求选择适当的染料池材料和染料溶剂,使染料溶剂折射率  $n_1$  大于染料池材料的折射率  $n_2$ ,让振荡光束的入射角  $\theta_i$ (见图 2)略小于全反射的临界角,则部分光能量通过界面折射进入染料池窗片内部,然后从端面射出。其中一端出射的光束进入振荡循环,另一端出射的光束即为激光输出。为了获得良好的输出激光,染料池窗片的端面也必须抛光成优质光学平面。

为了使振荡光束在染料溶液和染料池窗片的界面上不发生全反射,同时使输出光束在窗片内传播时不致碰到窗片前表面被反射,要求  $\theta_i$  角必须满足下列条件

$$\sin^{-1}\left(\frac{n_2}{n_1}\right) > \theta_i \geq \sin^{-1}\left(\frac{n_2 L}{n_1 \sqrt{d^2 + L^2}}\right) \quad (1)$$

其中  $d$  是染料池壁厚,  $L$  是染料池的宽度。相应的输出光束偏离角  $\theta_0$  的范围是

$$0 < \theta_0 \leq \sin^{-1}\left(\frac{n_2 d}{\sqrt{L^2 + d^2}}\right) \quad (2)$$

相应的振荡光束偏离角  $\theta_r$  的范围是

$$\sin^{-1}\left(\sqrt{n_1^2 - n_2^2}\right) < \theta_r \leq \sin^{-1}\left[\sqrt{n_1^2 - \frac{n_2^2 L^2}{L^2 + d^2}}\right] \quad (3)$$

在这个范围内改变  $\theta_r$  角度, 就可以调节激光输出的耦合系数。

从光栅和扩束器方向来的光束, 在染料溶液和前窗片的界面上部分透射, 部分反射; 经过  $M_1$  和  $M_2$  反射后, 两束光分别从两个方向返回这个界面, 又都在界面上部分透射, 部分反射, 合并成一束输出光束和一束返回到光栅去的振荡光束。经简单计算后可知输出耦合系数为

$$C = [1 - 2T(1 - T)]T_1^2 T_2^2 T_3^2 \quad (4)$$

式中  $T$  是上述界面上的光强透过率,  $T_1$  是从扩束器来的光束在空气和染料池侧窗片的界面上的光强透过率,  $T_2$  是该光束紧接着在染料池壁和染料溶液的界面上的光强透过率,  $T_3$  是输出光束在空气和染料池前窗片侧端界面上的光强透过率。因为  $n_1$  和  $n_2$  之差别一般不太大, 所以  $T_2 \approx 1$ 。如果在染料池与空气接触的表面镀增透膜, 可以使  $T_1 \approx 1, T_3 \approx 1$ 。这时的输出耦合系数为

$$C' \approx 1 - 2T(1 - T) \quad (5)$$

由于在腔内使用了布儒斯特角入射的扩束棱镜组, 因此振荡光束是平行于入射面偏振的, 由费涅耳公式给出<sup>[6]</sup>

$$T = T_{//} = \frac{\sin 2\theta_i \sin 2\theta_t}{\sin^2(\theta_i + \theta_t) \cos^2(\theta_i - \theta_t)} \quad (6)$$

对于  $T_1, T_2$  和  $T_3$  有类似的表达式, 在此省略了。

### 3 与 Quantel 的振荡器作比较

我们用 YAG 激光的二次谐波作为泵浦源, 棱镜扩束器由四个布儒斯特角入射的棱镜组成, 调谐元件是一块自准直配置的全息光栅 (2442 L/mm),  $M_1$  和  $M_2$  是镀金属膜的全反射镜。染料池用熔融石英片制成, 其折射率为  $n_2 = 1.4586$ <sup>[7]</sup>, 池壁厚  $d = 3$  mm, 宽度  $L = 18$  mm。如果选用苯甲醇作为染料溶剂, 则折射率  $n_1 = 1.5396$ <sup>[8]</sup>。由 (1) 式算出  $\theta_i$  角的范围是  $71^\circ 20' > \theta_i \geq 69^\circ 9'$ , 由 (2) 式算出相应的  $\theta_0$  角的范围是  $0 < \theta_0 \leq 13^\circ 52'$ , 由 (3) 式算出相应的  $\theta_r$  角范围是  $29^\circ 31' < \theta_r \leq 32^\circ 14'$ 。在这个角度范围内, 从 (4) 或 (5) 式算出相应的输出耦合系数  $C$  或  $C'$  的变化如图 3 所示。由图可知,  $C$  值大致可以在 0.45 到 0.89 之间选择。

在 Quantel 振荡器 (见图 1) 中, 通过衍射实现输出耦合, 这时要求  $\alpha_0 \ll \pi/2$ , 图中  $\theta_1$  方向的输出光束是 1 级衍射光。对于夫朗和费衍射, 容易计算输出光束偏离角  $\alpha_1$  和输出耦合系数  $C$ 。由图 1 可知

$$\alpha_0 \approx \sin \alpha_0 = w/a \quad (7)$$

其中  $w$  是光束半径,  $a$  是染料池宽度的一半。经计算得到

$$\begin{aligned} \Delta\theta &= \theta_1 - \theta_0 = \alpha_0 - \alpha_1 \\ &= \alpha_0 - \sqrt{\alpha_0^2 - 1.43(\lambda/a)} \end{aligned} \quad (8)$$

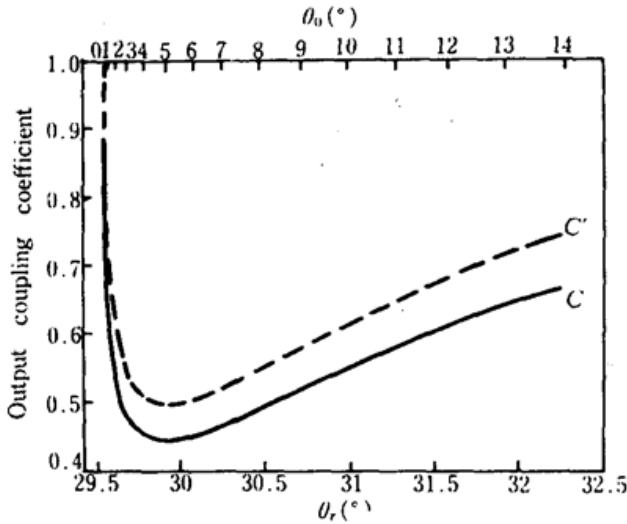


Fig. 3 Output coupling coefficient versus  $\theta_r$  or  $\theta_0$

$$\alpha_1 = \sqrt{\alpha_0^2 - 1.43(\lambda/a)} \quad (9)$$

其中  $\lambda$  是激光波长。参数的选择应使  $A_0$  和  $\alpha_1$  都是与  $\alpha_0$  同数量级的, 这样就要求  $\alpha_0$  是 0.01 弧度左右, 即  $0.5^\circ$  左右。 $\alpha_1$  是几分之一度。输出耦合系数的计算结果约为 0.045。

在这里, 光束半径  $w$  很小, 夫朗和费衍射并不适用, 上述结果只有参考价值, 并无实际意义。这里应该按费涅耳衍射来计算, 但需要计算复杂的积分, 计算非常困难, 并

且难以保证计算精度, 不如由实验确定输出光束偏离角  $\alpha_1$  和输出耦合系数  $C$ 。实验表明, 改变  $\alpha_0$  角度可以改变  $C$  值, 但调节范围不大,  $C$  值为 0.1 左右;  $\alpha_0$  应小于  $3^\circ$ ,  $\alpha_1$  为  $1^\circ$  左右或略大于  $1^\circ$ 。

Bor 说明, ASE 的能量  $E$  可用下式表示<sup>[2]</sup>

$$\sqrt{E} = K[(1 + 2(L/w)\theta)^{-1}] \quad (10)$$

$\theta$  角越大,  $E$  越小。 $\theta$  相当于我们设计的振荡器的  $\theta_0$  或  $\theta_r$  以及 Quantel 振荡器的  $\alpha_1$  或  $\alpha_0$ 。在我们的设计中, 偏离角  $\theta_0$  或  $\theta_r$  比 Quantel 振荡器中的偏离角大得多, 所以我们设计的振荡器能更彻底地消除激光束中的 ASE。

我们设计的振荡器的输出耦合系数可在较大范围内选择, 容易实现最佳耦合, 而 Quantel 振荡器无此优点。Quantel 振荡器通过衍射输出, 因此在输出光束方向之外不可避免地还有少量光能在其他方向衍射出去, 这样一方面降低了振荡器的效率, 另一方面使输出光束的质量较差。而我们设计的振荡器使输出激光能量集中在一条光束中, 光束质量较好。综上所述, 我们设计的振荡器与 Quantel 振荡器相比, 具有效率较高、输出光束质量较好的优点。

我们设计的振荡器有一个缺点, 那就是在波长调谐时输出光束的方向会随之变动。对于 Quantel 振荡器这不是一个问题, 如果按夫朗和费衍射计算, 根据(9)式可算出  $d\alpha_1/d\lambda$  为  $10^{-6}$  rad/nm 数量级, 这可以忽略不计。对于我们设计的振荡器, 可以导出下列公式(见附录)

$$\frac{d\theta_0}{d\lambda} = \frac{2}{\sin 2\theta_0} \left( n_2 \frac{dn_2}{d\lambda} - n_1 \frac{dn_1}{d\lambda} \right) \quad (11)$$

查出熔融石英和苯甲醇的色散率<sup>[7,8]</sup>, 取  $\theta_0 = 9^\circ$ , 算出在  $\lambda = 585$  nm 处,  $|d\theta_0/d\lambda|$  大约是  $3 \times 10^{-4}$  rad/nm。 $|d\theta_0/d\lambda|$  比较大是因为  $n_1/d\lambda$  几乎是  $dn_2/d\lambda$  的两倍。如果适当选择染料池的材料和染料溶剂, 使得  $n_2 \cdot dn_2/d\lambda \approx n_1 \cdot dn_1/d\lambda$ , 就可以克服这个缺点。色散率比熔融石英大的光学玻璃和色散率比苯甲醇小的染料溶剂都是有的, 所以这是有可能办到的。但是对于宽调谐的染料激光器, 要找到在从近红外到近紫外的范围内都满足  $n_2 \cdot dn_2/d\lambda \approx n_1 \cdot dn_1/d\lambda$  的光学材料和染料溶剂是很难的, 我们设计的振荡器的这个缺点就难以克服。宽调谐的染料激光器如果采用我们的振荡器, 在不同的波段工作时需要重新调整实验光路。

## 4 实验结果

我们采用若丹明 6G 的苯甲醇溶液, 浓度为  $1.5 \times 10^{-3}$  mol, 在允许的范围内调节角度  $\theta_r$ ,

测出在波长 585 nm 附近的激光输出能量与耦合系数  $C$  的关系如图 4 所示。由图可知,  $C$  值大致在 0.5~0.57 附近时激光输出能量最大。实验表明, 最佳输出发生在振荡光束偏离角较大的一边(相应于图 3 中曲线的右半部)。在偏离角小的一边, 不仅输出能量上不去, 而且输出光束的发散角变大, 因为这时临近发生全反射, 前窗片内激光束的孔径迅速变小。

用苯甲醇和甲醇不同比例混合的溶剂, 改变其折射率  $n_1$ , 在上述同样的实验条件下测量在最佳激光输出时的振荡光束偏离角  $\theta_0$ , 得到  $\theta_0$  对  $n_1$  的依赖关系如图 5 所示。图中的点是在最佳输出时  $\theta_0$  的测量值, 曲线是按照  $\theta_0 = \sin^{-1}(n_1 \cos \bar{\theta}_0)$  计算得到的, 其中  $\bar{\theta}_0$  是在某个  $n_1$  值下  $\theta_0$  角允许调节范围的中间值。从图中看出, 实验点一般偏于曲线上方, 这也说明最佳输出是在偏离角大的一边获得的。

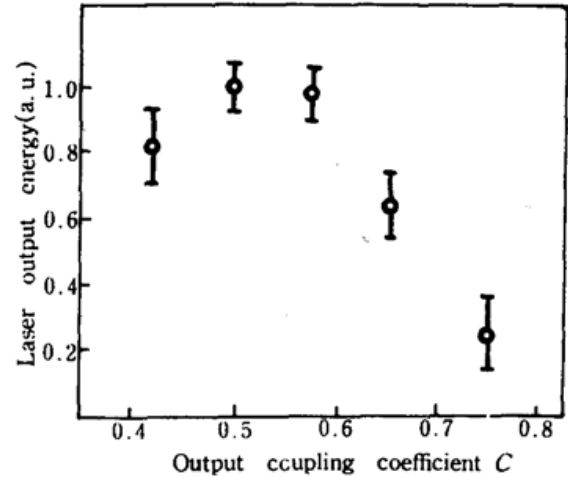


Fig. 4 Laser output energy versus output coupling coefficient

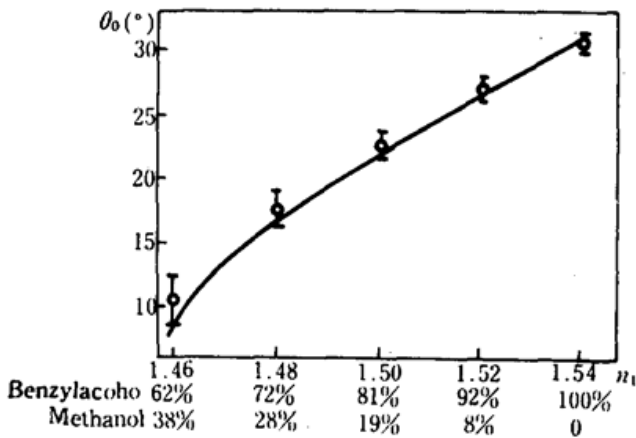


Fig. 5 Deviation angle  $\theta_0$  of oscillating light beam for the optimal output versus refractive index  $n_1$  of dye solution

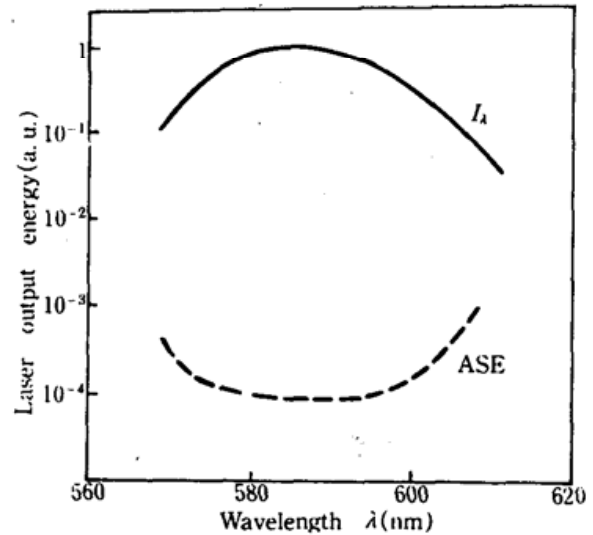


Fig. 6 Laser intensity  $I_\lambda$  of the optimal output and the corresponding ASE intensity versus wavelength  $\lambda$

用苯甲醇作溶剂, 在若丹明 6G 的调谐范围内, 测量不同波长下最佳输出时激光的强度和 ASE 强度, 得到图 6 中的曲线。由图可知, ASE 背景一般可以达到  $10^{-4}$ , 完全能满足光谱研究的要求。

在同一套装置上, 还采用 Quantel 的配置方式做了实验。结果表明, 输出光束的发散角比我们的振荡器的输出光束发散角大很多; 光能转换效率和可获得的最大输出光强明显地低于我们的振荡器的光能转换效率和最大输出光强。

## 参 考 文 献

- 1 L. G. Nair, K. Dasgupta, *IEEE J. Quant. Electr.*, **QE-21**(11), 1782(1985)
- 2 *Zs. Bor, Opt. Commun.*, **39**(6), 383(1981)

- 3 Lambda Physik GmbH, Instruction Manual of FL 3001/2 Dye Laser, (Germany, 1986)
- 4 Quantel International Inc., Instruction Manual of TDL 50 Dye Laser, (United States, 1988)
- 5 T. W. Hänsch, *Appl. Opt.*, **11**(4), 895(1972)
- 6 M. 玻恩, E. 沃耳夫, 光学原理(上册), 科学出版社, 北京, 65(1978)
- 7 光学仪器设计手册(上册), 国防工业出版社, 北京, 513(1971)
- 8 Beilsteins Handbuch der Organischen Chemie, **B6**(4), System No. 2222, (Springer-Verlag KG, Berlin, 1980)

## 附 录

参见图 2, 固定  $\theta_r$ , 改变波长  $\lambda$ , 求  $\theta_0$  的改变量。根据折射定律, 有

$$\sin\theta_r = n_1 \sin(\pi/2 - \theta_i) = n_1 \cos\theta_i \quad (A1)$$

$$\sin\theta_t = (n_1/n_2) \sin\theta_i \quad (A2)$$

$$\sin\theta_0 = n_2 \sin(\pi/2 - \theta_t) = n_2 \cos\theta_t \quad (A3)$$

(A1) 式对  $\lambda$  求偏导数, 得到

$$-n_1 \sin\theta_i \frac{\partial \theta_i}{\partial \lambda} + \frac{\partial n_1}{\partial \lambda} \cos\theta_i = 0 \quad (A4)$$

$$\frac{\partial \theta_i}{\partial \lambda} = \frac{\cos\theta_i}{n_1 \sin\theta_i} \cdot \frac{\partial n_1}{\partial \lambda} \quad (A5)$$

(A2) 式对  $\lambda$  求偏导数, 得到

$$\cos\theta_t \frac{\partial \theta_t}{\partial \lambda} = \frac{1}{n_2^2} \left( n_2 \frac{\partial n_1}{\partial \lambda} - n_1 \frac{\partial n_2}{\partial \lambda} \right) \sin\theta_i + \frac{n_1}{n_2} \cos\theta_t \frac{\partial \theta_i}{\partial \lambda} \quad (A6)$$

将(A5)式代入(A6)式, 经过一些运算得到

$$\frac{\partial \theta_t}{\partial \lambda} = \frac{1}{n_2 \cos\theta_t} \left( \frac{1}{\sin\theta_i} \cdot \frac{\partial n_1}{\partial \lambda} - \frac{n_1 \sin\theta_i}{n_2} \cdot \frac{\partial n_2}{\partial \lambda} \right) \quad (A7)$$

(A3) 式对  $\lambda$  求偏导数, 得到

$$\cos\theta_0 \frac{\partial \theta_0}{\partial \lambda} = -n_2 \sin\theta_t \frac{\partial \theta_t}{\partial \lambda} + \cos\theta_t \frac{\partial n_2}{\partial \lambda} \quad (A8)$$

将(A7)式代入(A8)式, 经运算得到

$$\frac{\partial \theta_0}{\partial \lambda} = \frac{\sin\theta_t}{\cos\theta_0 \cos\theta_t} \left( \frac{n_1 \sin\theta_i}{n_2} \cdot \frac{\partial n_2}{\partial \lambda} - \frac{1}{\sin\theta_i} \cdot \frac{\partial n_1}{\partial \lambda} \right) + \frac{\cos\theta_t}{\cos\theta_0} \cdot \frac{\partial n_2}{\partial \lambda} \quad (A9)$$

将(A2)和(A3)式代入(A9)式, 经运算得到

$$\frac{\partial \theta_0}{\partial \lambda} = \frac{2}{\sin 2\theta_0} \left( n_2 \frac{\partial n_2}{\partial \lambda} - n_1 \frac{\partial n_1}{\partial \lambda} \right) \quad (A10)$$