

半导体激光器在微波场加热电子变温调制下的小讯号行为*

郭长志

(北京大学物理系 北京 100871)

陈水莲

(清华大学应用数学系 北京 100084)

(国家集成光电子学实验室半导体研究所实验区)

摘要 本文从理论上对半导体激光器在微波场加热电子变温调制下的小讯号行为进行了比较详尽的分析,并提出一个等价标准以便与通常的电流调制及其联合调制的小讯号行为进行确切的比较.结果表明,在小讯号条件下,微波场加热电子变温调制的幅频响应比通常的电流调制高约两个量级,以致在联合调制中,电流调制完全被前者淹没而起不了作用,而且前者的相频响应比后者大体上滞后四分之一周期.

EEACC: 4270, 4320J

1 引言

前文^[1]已探讨了半导体激光器在微波场加热电子变温调制中的增益开关效应.本文将在此基础上进而探讨这种新提出^[2-4]的调制方式的小讯号行为.由于这种调制方式与通常的电流调制方式的调制驱动源物理性质不同,必须找出一个适当的等价标准,以便进行确切的比较.同时,为了弄清将微波场加热电子变温调制与通常的电流调制相结合,是否可能获得某些好处,本文也对这两者联合调制的小讯号行为进行分析比较.

2 理论

对于小讯号简谐调制,作为调制驱动源的电流和电子温度分别为

$$I = I_0 + \Delta I_1, \Delta I = I_1 \cos(\omega t + \theta_1), 0 < I_1 \ll I_0 \quad (1)$$

$$T_e = T_{e0} + \Delta T_e, \Delta T_e = T_{e1} \cos(\omega t + \theta_T), 0 < T_{e1} \ll T_{e0} \quad (2)$$

$\omega, t, I_0, T_{e0}, \theta_1, \theta_T$ 分别为调制频率,时间,偏置电流,偏置电子温度,以及电流和电子温度的调制初始相位,因此有源区中的电子浓度和光子密度也分别为

$$n = n_0 + \Delta n, \Delta n = n_1 \cos(\omega t + \varphi_n), 0 < n_1 \ll n_0 \quad (3)$$

$$s = s_0 + \Delta s, \Delta s = s_1 \cos(\omega t + \varphi_s), 0 < s_1 \ll s_0 \quad (4)$$

* 国家自然科学基金资助项目

1993年7月26日收到初稿,1993年11月26日收到修改稿

n_0 和 s_0 分别为其静态偏置值。这时电子和光子的速率方程^[1]将化为 Δn 和 Δs 各自独立而相似的线性微分方程

$$\frac{d^2\Delta n}{dt^2} + R_n \frac{d\Delta n}{dt} + \omega_0^2\Delta n = F_n(t) \quad (5)$$

$$\frac{d^2\Delta s}{dt^2} + R_n \frac{d\Delta s}{dt} + \omega_0^2\Delta s = F_s(t) \quad (6)$$

它们具有相同的阻尼常数 R_n , 和相同的本征类共振频率 ω_0 , 其驱动源项 $F_n(t)$ 和 $F_s(t)$ 则随不同调制方式而异。

2.1 纯电流调制

这时 $T_{e1} = 0$, 其驱动源项及其解将为

$$F_n(t) = F_{n1}(t) = \omega_{0r}^2 n_1(\omega) \cos(\omega t + \theta_1 - \varphi_{n11} - \pi) \quad (7)$$

$$F_s(t) = F_{s1}(t) = \omega_{0r}^2 s_1(\omega) \cos(\omega t + \theta_1) \quad (8)$$

$$n_1 = n_1(\omega) = \frac{\Delta g_1}{a\tau_{sp}\omega_{0r}^2} \sqrt{\omega^2 + \left(\Gamma v_g g_0 - \frac{1}{\tau_{ph}}\right)^2} \quad (9)$$

$$s_1 = s_1(\omega) = \frac{\Delta g_1}{a\tau_{sp}\omega_{0r}^2} \left(\Gamma v_g g_0 + \frac{\gamma}{\tau_{sp}}\right) \quad (10)$$

$$\varphi_n = \varphi_{n1}(\omega) = \theta_1 - \varphi_{s11} - \varphi_{n11} - \pi, \quad \varphi_s = \varphi_{s1}(\omega) = \theta_1 - \varphi_{s11} \quad (11)$$

$$\varphi_{n11} = \text{tg}^{-1}\left(\frac{\omega}{G_0}\right), \quad \varphi_{s11} = \text{tg}^{-1}\left(\frac{R_n\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}\right), \quad G_0 = \Gamma v_g g_0 - \frac{1}{\tau_{ph}} \quad (12)$$

$$g_0 = a(n_0 - n_e), \quad \Delta g_1 = a n_{10}, \quad a = \left(\frac{\partial g}{\partial n}\right)_{T_{e0}}, \quad n_{10} = \frac{I_1 \tau_{sp}}{q_c V_a}, \quad v_g = \frac{c_0}{n_g} \quad (13)$$

$$\omega_{0r}^2 = \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (R_n\omega)^2} \quad (14)$$

$$\omega_0^2 = \frac{1}{\tau_{sp}\tau_{ph}} [1 + \Gamma v_g a s_0 \tau_{sp} - (1 - \gamma)\Gamma v_g g_0 \tau_{ph}] > 0 \quad (15)$$

$$R_n = \left(\frac{1}{\tau_{sp}} + \frac{1}{\tau_{ph}}\right) - \Gamma v_g a (n_0 - n_e - s_0) > 0 \quad (16)$$

电子和光子的幅频响应 $n_1(\omega)$ 和 $s_1(\omega)$ 在频率分别为

$$\omega_{r,n1} = \sqrt{\sqrt{(\omega_0^2 + G_0^2)^2 - (R_n G_0)^2} - G_0^2} \quad (17)$$

$$\omega_{r,s1} = \sqrt{\omega_0^2 - \frac{R_n^2}{2}} \quad (18)$$

处有一类共振峰。

2.2 纯电子变温调制

这时 $I_1 = 0$, 其驱动源项及其解将为

$$F_n(t) = F_{nT}(t) = \omega_{0r}^2 n_T(\omega) \cos(\omega t + \theta_T + \varphi_{nT1}) \quad (19)$$

$$F_s(t) = F_{sT}(t) = \omega_{0r}^2 s_T(\omega) \cos(\omega t + \theta_T + \varphi_{sT1} - \pi) \quad (20)$$

$$n_1 = n_T(\omega) = \frac{\Delta g_T \Gamma v_g s_0}{\omega_{0r}^2} \sqrt{\omega^2 + \left(\frac{1}{\tau_{ph}}\right)^2}, \quad \Delta g_T = -\left[\frac{\partial g}{\partial T_e}\right] T_{e1} \quad (21)$$

$$s_1 = s_T(\omega) = \frac{\Delta g_T \Gamma \nu_g s_0}{\omega_{0r}^2} \sqrt{\omega^2 + \left(\frac{1-\gamma}{\tau_{sp}}\right)^2} \quad (22)$$

$$\varphi_n = \varphi_{nT}(\omega) = \theta_T - \varphi_{s11} + \varphi_{nT1}, \quad \varphi_s = \varphi_{sT}(\omega) = \theta_T - \varphi_{s11} + \varphi_{sT1} - \pi \quad (23)$$

$$\varphi_{nT1} = \text{tg}^{-1}(\omega \tau_{ph}), \quad \varphi_{sT1} = \text{tg}^{-1}\left(\frac{\omega \tau_{sp}}{1-\gamma}\right) \quad (24)$$

电子和光子幅频响应出现类共振峰的频率分别为

$$\omega_{r,nT} = \sqrt{\sqrt{\left[\omega_0^2 + \left(\frac{1}{\tau_{ph}}\right)^2\right]^2 - \left(\frac{R_n}{\tau_{ph}}\right)^2} - \left(\frac{1}{\tau_{ph}}\right)^2} \quad (25)$$

$$\omega_{r,sT} = \sqrt{\sqrt{\left[\omega_0^2 + \left(\frac{1-\gamma}{\tau_{sp}}\right)^2\right]^2 - \left[\frac{(1-\gamma)R_n}{\tau_{sp}}\right]^2} - \left(\frac{1-\gamma}{\tau_{sp}}\right)^2} \quad (26)$$

这两种调制的调制源不同,但都是通过改变激光介质的增益来实现对电子浓度和光子密度的调制的。因此,为比较其调制灵敏度,以其相同的增益变化幅度作为等价标准是合适的,即取

$$\Delta g_T = \Delta g_1 \quad (27)$$

电流调制的小讯号标准如取为

$$I_1 = \frac{I_{th}}{100} \rightarrow n_{10} = \frac{I_{th}}{100} \frac{\tau_{sp}}{q_e V_a} \approx \frac{n_0}{100}, \quad I_0 \geq I_{th} \quad (28)$$

则达到相同的增益变化幅度所需的电子变温幅度为

$$T_{e1} = -an_{10} / \left[\frac{\partial g_p}{\partial T_e} \right] \quad (29)$$

这时,

$$s_T(0) \approx s_1(0), \quad n_T(0) \gg n_1(0), \quad \frac{s_T(0)}{n_T(0)} = \frac{(1-\gamma)\tau_{ph}}{\tau_{sp}} \approx 10^{-3} \quad (30)$$

在通常的调制频率范围内

$$\frac{1}{\tau_{sp}} < \omega < \frac{1}{\tau_{ph}} \quad (31)$$

这时将有

$$s_1(\omega) \propto \frac{1}{\omega^2}, \quad n_1(\omega) \propto \frac{1}{\omega}, \quad s_T(\omega) \propto \frac{1}{\omega}, \quad n_T(\omega) \propto \frac{1}{\omega^2} \quad (32)$$

$$\frac{s_T(\omega)}{s_1(\omega)} = \tau_{sp} \omega, \quad \frac{n_T(\omega)}{n_1(\omega)} = \frac{\tau_{sp}}{\tau_{ph}} \frac{\Gamma \nu_g a s_0}{\omega} \quad (33)$$

$s_T(\omega)$ 的这种频率行为对拓宽其调制频带有利。

2.3 联合调制

这时 I_1 和 T_{e1} 皆不为 0, 由于系统的线性, 其驱动源项及其解将为

$$F_n(t) = F_{nIT}(\omega) = F_{n1}(t) + F_{nT}(t) = \omega_{0r}^2 n_{IT}(\omega) \cos(\omega t + \varphi_{nIT1}) \quad (34)$$

$$F_s(t) = F_{sIT}(\omega) = F_{s1}(t) + F_{sT}(t) = \omega_{0r}^2 s_{IT}(\omega) \cos(\omega t + \varphi_{sIT1}) \quad (35)$$

$$n_1 = n_{IT}(\omega) = \sqrt{n_T^2(\omega) + n_1^2(\omega) - 2n_T(\omega)n_1(\omega)\cos[\varphi_{n1}(\omega)]} \quad (36)$$

$$s_1 = s_{IT}(\omega) = \sqrt{s_T^2(\omega) + s_1^2(\omega) - 2s_T(\omega)s_1(\omega)\cos[\varphi_{s1}(\omega)]} \quad (37)$$

$$\varphi_{n1}(\omega) = \theta_1 - \theta_T - \varphi_{n11}(\omega) - \varphi_{nT1}(\omega), \varphi_{s1}(\omega) = \theta_1 - \theta_T - \varphi_{sT1}(\omega) \quad (38)$$

$$\varphi_n = \varphi_{n1T}(\omega) = \varphi_{n1T1} - \varphi_{s11}, \varphi_s = \varphi_{s1T}(\omega) = \varphi_{s1T1} - \varphi_{s11} \quad (39)$$

$$\varphi_{n1T1} = \text{tg}^{-1} \left[\frac{n_T(\omega) \sin(\theta_T + \varphi_{nT1}) + n_1(\omega) \sin(\theta_1 - \varphi_{nT1} - \pi)}{n_T(\omega) \cos(\theta_T + \varphi_{nT1}) + n_1(\omega) \cos(\theta_1 - \varphi_{nT1} - \pi)} \right] \quad (40)$$

$$\varphi_{s1T1} = \text{tg}^{-1} \left[\frac{s_T(\omega) \sin(\theta_T + \varphi_{sT1} - \pi) + s_1(\omega) \sin \theta_1}{s_T(\omega) \cos(\theta_T + \varphi_{sT1} - \pi) + s_1(\omega) \cos \theta_1} \right] \quad (41)$$

由(30)和(33),将有

$$\frac{n_{1T}(\omega)}{n_T(\omega)} = \sqrt{1 + \left(\frac{n_1}{n_T}\right)^2 - 2 \frac{n_1}{n_T} \cos \varphi_{n1}} \approx 1 + \frac{\tau_{ph}}{\tau_{sp}} \frac{\omega}{\Gamma v_g a s_0} \approx 1 \quad (42)$$

$$\frac{s_{1T}(\omega)}{s_T(\omega)} = \sqrt{1 + \left(\frac{s_1}{s_T}\right)^2 - 2 \frac{s_1}{s_T} \cos \varphi_{s1}} \approx 1 + \frac{1}{\tau_{sp} \omega} \approx 1 \quad (43)$$

同理,

$$\varphi_{n1T}(\omega) \approx \varphi_{nT}(\omega), \varphi_{s1T}(\omega) \approx \varphi_{s1}(\omega) \quad (44)$$

故其行为将与纯电子温度调制几乎相同.

3 数值结果和讨论

计算中取晶格温度 $T_L = 300\text{K}$, 空穴温度 $T_p = T_L$, 电子温度的偏置值 $T_{e0} = 200, 300, 400, 500, 600\text{K}$, 偏置电流 $I_0 = I_{th}, 10, 20, 30, 40, 50\text{mA}$. GaAs 的受激复合截面 $a(T_{e0})$, 透明电子浓度 $n_e(T_{e0})$ 和 $\left(\frac{\partial g_p}{\partial T_e}\right)$ 取自前文^[1]的计算结果. 群折射率 $\bar{n}_g = 4.38$, 有源区体积 $V_a = 2 \times 2 \times 300 \mu\text{m}^3$, 光功率限制因子 $\Gamma = 0.6$, 电子自发辐射复合寿命 $\tau_{sp} = 3.86\text{ns}$, 光子腔寿命 $\tau_{ph} = 2.428\text{ps}$, 自发发射因子 $\gamma = .0001$. 由(29), 等价的小讯号电子变温幅度 T_{e1} 在阈值以上与偏置电流 I_0 几乎无关, 但与偏置电子温度 T_{e0} 有关, 如表 1 所示.

表 1

$T_{e0}(\text{K})$	200	300	400	500	600
$T_{e1}(\text{K})$	6.72	3.84	3.32	3.31	2.59

3.1 幅频响应

为便于比较, 三种调制方式的电子浓度幅频响应皆用 $n_T(0)$ 进行归一化, 得

$$N_1(\omega) = \frac{n_1(\omega)}{n_T(0)}, N_T(\omega) = \frac{n_T(\omega)}{n_T(0)}, N_{1T}(\omega) = \frac{n_{1T}(\omega)}{n_T(0)} \quad (45)$$

其典型结果以 $T_{e0} = 300\text{K}$ 为例, 如图 1 所示. 同样, 对光子密度幅频响应, 也皆用 $s_T(0)$ 进行归一化, 得

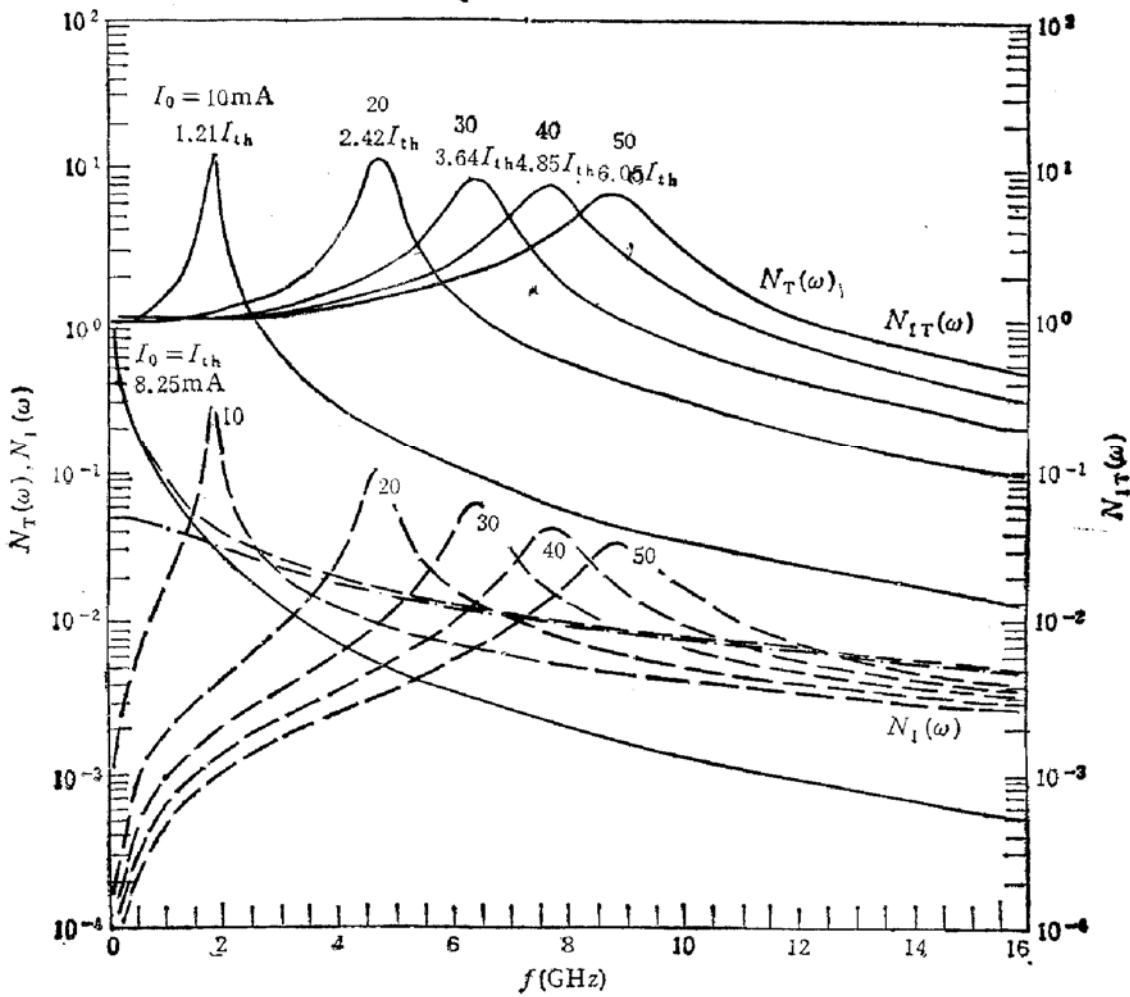


图 1 $T_L = T_p = T_{e0} = 300\text{K}$ 的 GaAs 激光器在不同偏流 I_0 下, 不同调制方式的载流子浓度幅频响应
 ——电子变温调制 $N_T(\omega)$ ---电流调制 $N_I(\omega)$ -·-混合调制 $N_{IT}(\omega)$

$$S_I(\omega) = \frac{s_I(\omega)}{s_I(0)}, S_T(\omega) = \frac{s_T(\omega)}{s_T(0)}, S_{IT}(\omega) = \frac{s_{IT}(\omega)}{s_{IT}(0)} \quad (46)$$

其典型结果以 $T_{e0} = 300\text{K}$ 为例, 如图 2 所示. 可见在阈值以上, $I_0 > I_{th}$, 由于分母 ω_r^2 的作用, 每条幅频响应曲线, 分别在频率 $\omega = \omega_r$ (或 $f_r = \frac{\omega_r}{2\pi}$) 处有一个类共振峰. 在阈值处, $I_0 = I_{th}$, 除了 $S_T(\omega), S_{IT}(\omega)$ 和 $N_{IT}(\omega)$ 外则无此峰. 由于(30), 在 $\omega = 0$ 处, 除了 $N_I(0) \ll 1$ 外, 其它皆趋于 1. 不同调制方式的幅频响应之比与频率有关, 如图 3 所示. 可见在阈值以上, $s_T(\omega)$ 与 $s_{IT}(\omega)$ 很接近, 且与偏置电流 I_0 无关, 并且都比 $s_I(\omega)$ 高两个量级, 具有较宽的频带; $n_T(\omega)$ 也与 $n_{IT}(\omega)$ 很接近, 且都比 $n_I(\omega)$ 高两个量级, 但与 I_0 有关, 且具有较窄的频带. 由于调制频带是由光子密度的幅频带宽决定的, 电子变温调制将比电流调制具有较宽的调制频带.

3.2 类共振频率和阻尼常数

在阈值以上, 类共振频率 ω_r 很接近本征类共振频率 ω_0 , 且皆随 I_0 增加而增加, 随 T_{e0} 增加而减小, 如图 4 所示, 并由(15), 可近似化为简约形式,

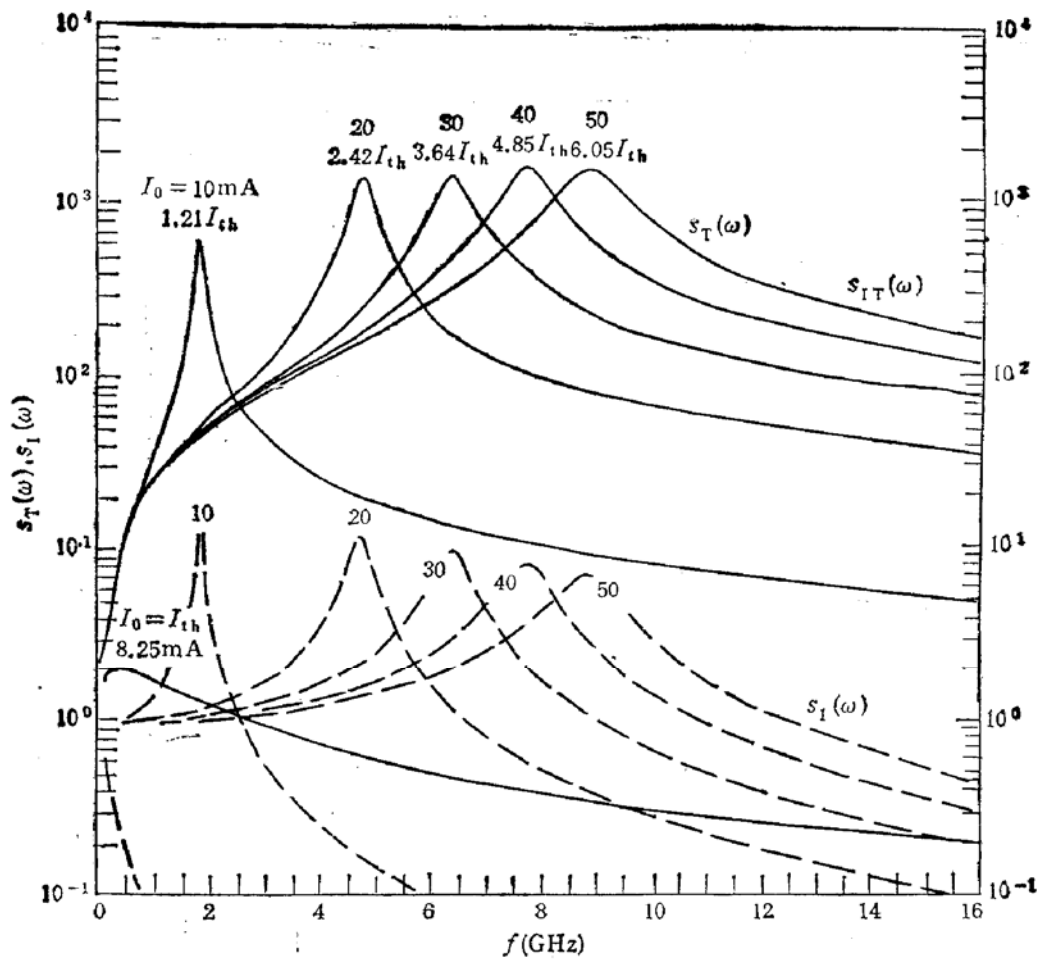


图2 $T_L = T_p = T_{e0} = 300\text{K}$ 的 GaAs 激光器在不同偏流 I_0 下, 不同调制方式的光子密度幅频响应
 ——电子变温调制 $s_T(\omega)$ --- 电流调制 $s_I(\omega)$ - - - 混合调制 $s_{IT}(\omega)$

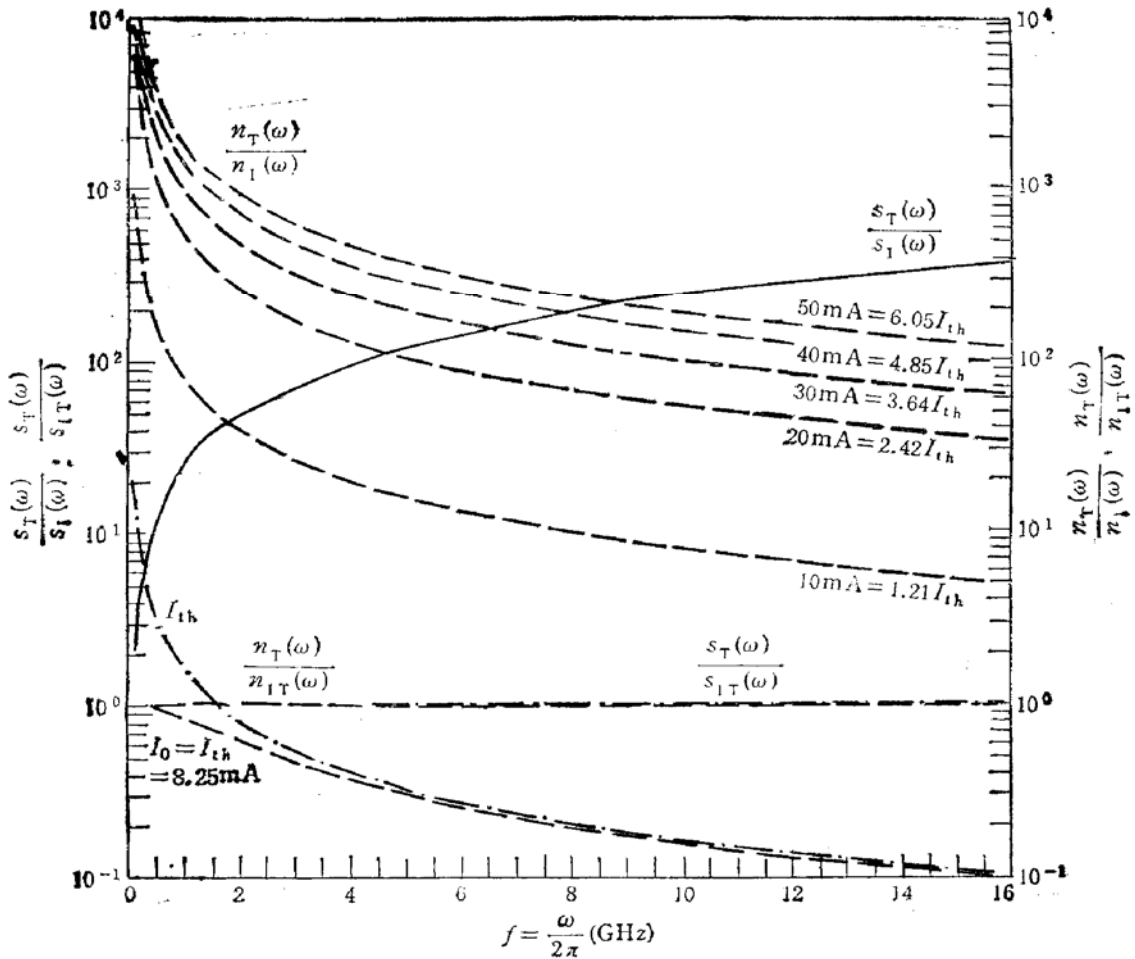


图3 $T_L = T_p = T_{e0} = 300\text{K}$ 的 GaAs 激光器在不同偏流下, 不同调制方式的载流子浓度和光子密度幅频响应的比值随频率的变化

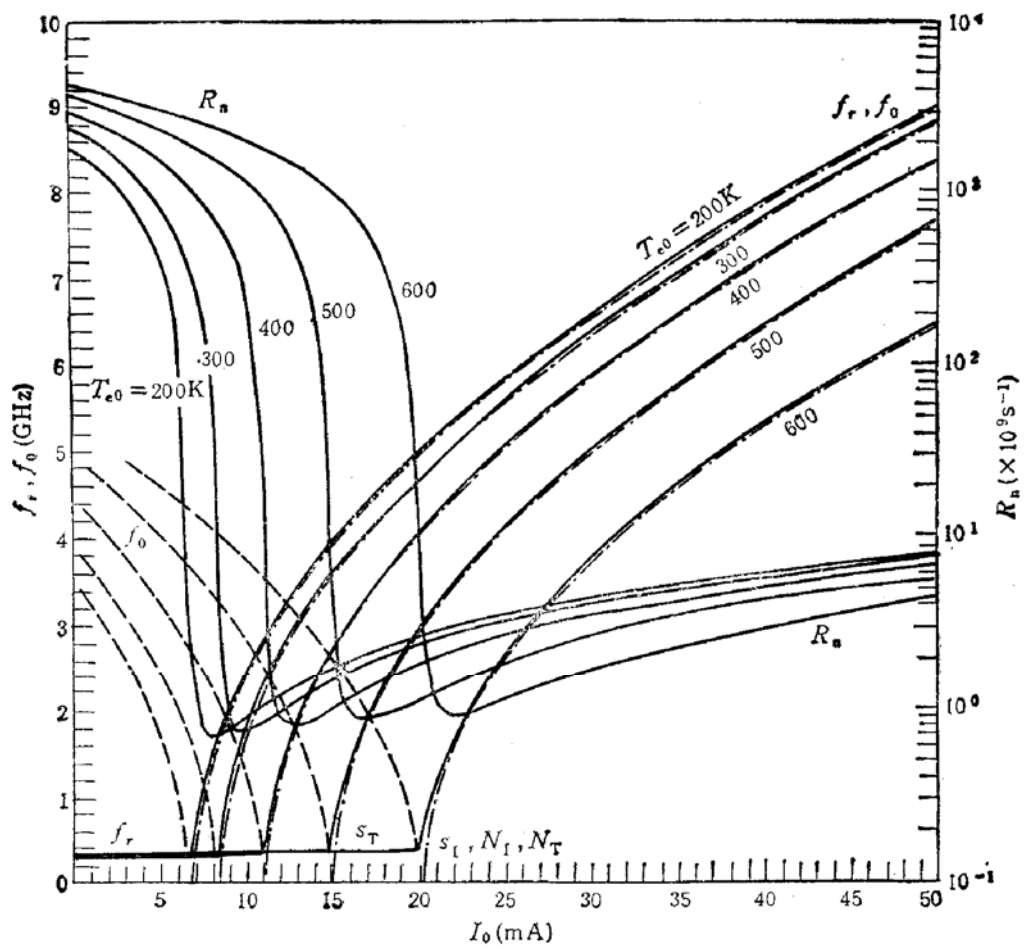


图4 $T_L = T_p = T_{e0} = 300K$ 的 GaAs 激光器, 在不同电子温度下, 电子变温调制的本征频率 f_0 , 谐振频率 f_r , 和阻尼系数 R_n 随偏流的变化

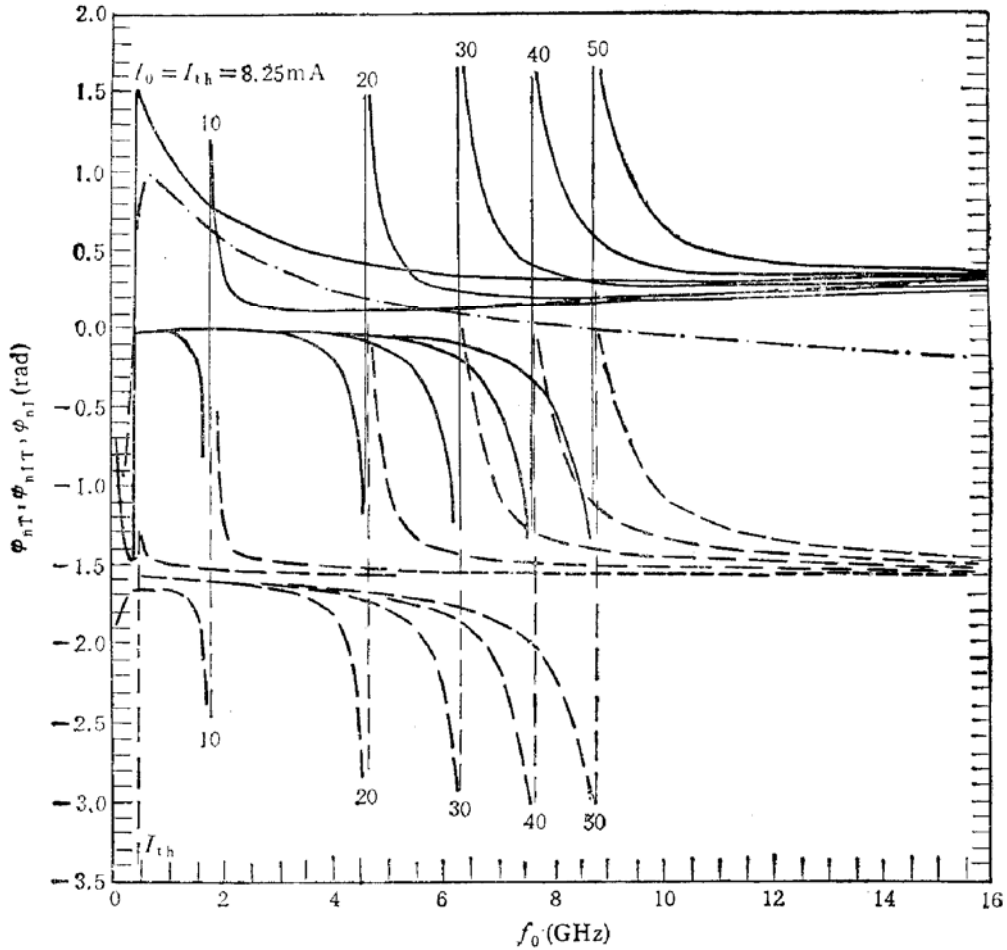


图5 $T_L = T_p = T_{e0} = 300K$ 的 GaAs 激光器在不同偏流下, 不同调制方式的载流子浓度相频响应
 —— 电子变温调制 $\varphi_{nT}(\omega)$ --- 电流调制 $\varphi_{nI}(\omega)$ -·- 混合调制 $\varphi_{nIT}(\omega)$

$$\omega_r \approx \omega_0 \approx \frac{1}{\tau_{ph}} \sqrt{\frac{s_0}{n_0 - n_e}}, \quad I_0 > I_{th} \quad (47)$$

阻尼常数 R_n 随偏置电流 I_0 和偏置电子温度 T_{e0} 的变化也在图 4 中给出。在阈值以下， ω_0 和 R_n 皆随 I_0 减小而增加，在阈值附近有一极小值，但在阈值和阈值以下 ω_r 除 $\omega_{r,sT}$ 几乎保持不变外，其余的 $\omega_{r,sl}, \omega_{r,nT}, \omega_{r,nl}$ 皆趋于 0。这些现象是(15)和(16)的必然结果。

3.3 相频响应

三种调制方式的电子和光子相频响应的典型结果，以 $T_{e0} = 300K$ 为例，分别如图 5 和图 6 所示。可见每条相频响应曲线都在 $\omega = \omega_0$ 处有一奇点， φ_{nIT} 和 φ_{sIT} 分别与 φ_{nT} 和 φ_{sT} 接近。当 ω 从 0 到 ω_0 ，再从 ω_0 到 ∞ 变化时， φ_{ni} 从 $-\pi$ 到 $-\infty$ ，再从 $+\infty$

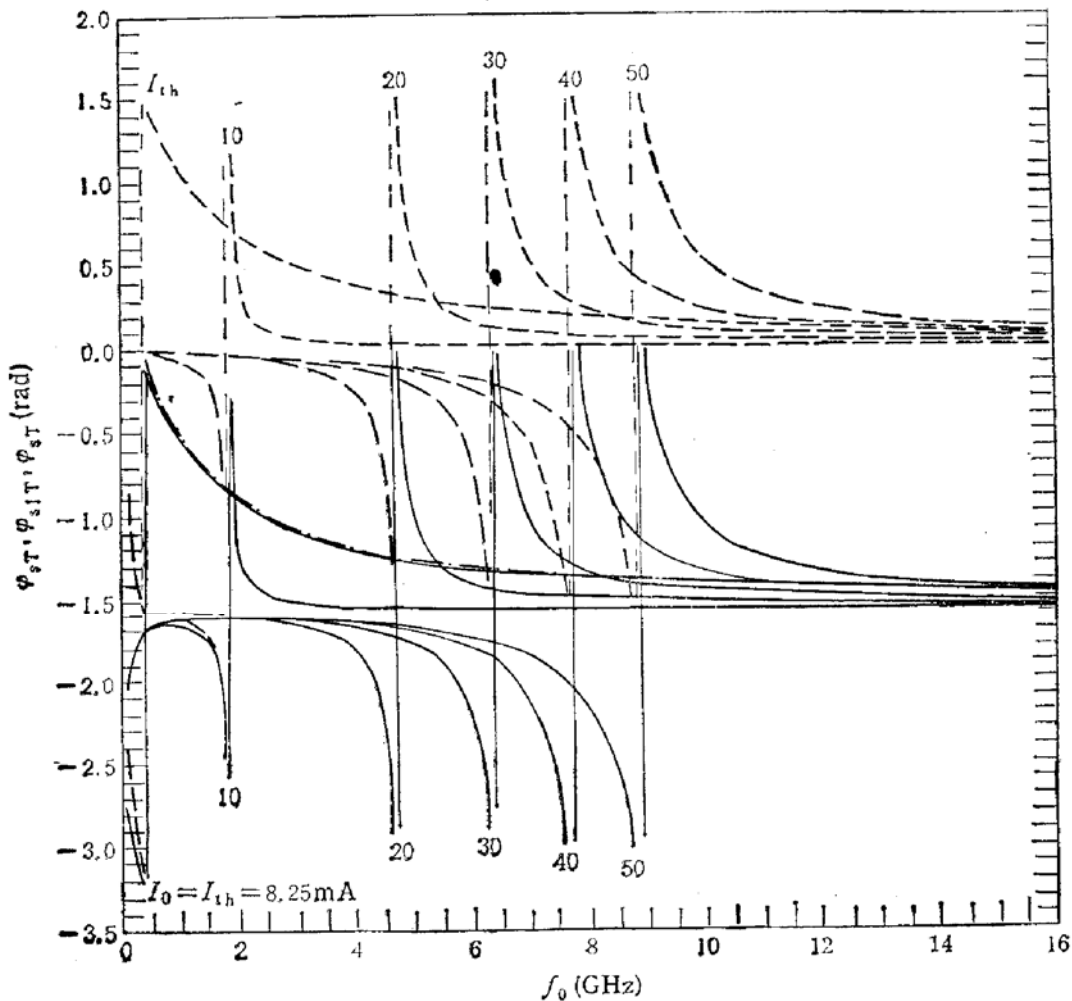


图 6 $T_L = T_p = T_{e0} = 300K$ 的 GaAs 激光器在不同偏流下，不同调制方式的光子密度相频响应
 — 电子变温调制 $\varphi_{sT}(\omega)$ --- 电流调制 $\varphi_{sl}(\omega)$ -·- 混合调制 $\varphi_{sIT}(\omega)$

到 $-\pi/2$ 变化； φ_{sl} 从 0 到 $+\infty$ ，再从 $-\infty$ 到 0 变化； φ_{nT} 和 φ_{nIT} 皆从 0 到 $-\infty$ ，再从 $+\infty$ 到 0 变化； φ_{sT} 和 φ_{sIT} 皆从 $-\pi$ 到 $-\infty$ ，再从 $+\infty$ 到 $-\pi/2$ 变化。总体看来，电子的相频响应大体上比光子的相频响应超前 $\pi/2$ ，而电子加热调制的相频响应则大体上比电流调制相频响应滞后 $\pi/2$ 。这些都有其深刻的物理根源，并将另文讨论。

4 结论

在小讯号条件下,与电流调制相比,电子变温调制幅频响应大体上高两个数量级,并可有较宽的调制频带;相频响应大体上滞后 $\pi/2$, 其余的行为大致相似。但在更实际的大讯号脉码调制中是否仍具有此优越性,将另文探讨。

致谢 多伦多大学 Prof. J. M. Xu 和 Mr. C. Y. Wu 对作者在多伦多大学讲学期间所进行的这项研究工作,曾给予很大支持和帮助,谨此致谢。

参 考 文 献

- [1] 郭长志,陈水莲,半导体学报, 1994,15:721.
- [2] V.B. Gorfinkel and I.I. Filatov, Sov. Phys. Semicond., 1990, 24: 466.
- [3] S.A. Gurevich, I.I. Filaov and B.M.Gorfinkel, Joint Soviet-American Workshop on the Physics of Semicond. Laser, 67(1991).
- [4] V.B. Gorfinkel, B.M. Gorbovisky and I. I. Filatov, Intema. J. Infrared and Millimeter Waves, 1991, 12: 649.

Small Signal Behavior in Semiconductor Laser under Microwave Field Heating Electron Temperature Modulation*

Guo Changzhi

(Dept. of Physics, Peking University, Beijing 100871)

Chen Shuilian

(Dept. of Appl. Math., Tsing Hua University Beijing 100084)
(Semiconductor Institute Resion of National optoelectronics Laboratory)

Abstract The small signal behavior in semiconductor laser under microwave field heating electron temperature modulation has been analyzed theoretically in some detail, and an equivalent standard is proposed for exact comparison with conventional current modulation. A combined modulation scheme of these two is also discussed to see whether there is some possible advantage from it. It is shown that under small signal condition, the amplitude frequency response of the newly proposed modulation by electron temperature varied by microwave field heating can be two orders of magnitude higher than conventional current modulation, so that it will dominate in combined modulation scheme, and overwhelming the latter. It is also found that the phase frequency response of microwave field heating electron temperature modulation practically has a quarter cycle phase-lag to conventional current modulation.

EEACC: 4270, 4320J

* The project is supported by the National Science Foundation of China.

Received 26 July 1993, revised manuscript received 26 November 1993