

HgCdTe 的红外非线性吸收

王 威 礼

(北京大学物理系)

摘要——本文系统地研究了窄禁带半导体 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.204$) 带间跃迁的动态 Burstein-Moss 效应。利用可调谐连续波 CO_2 激光的波长与 100 K 时 HgCdTe 的能隙相匹配可在相当弱的光强下获得极大的非线性效应, 观察到吸收系数随单色光光子能量的变化和随光强增加的吸收饱和现象, 实验结果与我们的公式符合较好。

一、引 言

非线性的吸收饱和现象虽然早已在一些半导体中被观察到^[1,2], 但它们都是在兆瓦量级的大功率脉冲激光作用下实现的, 这就使非线性光学的进一步应用受到种种限制。自从 Miller^[3] 用毫瓦量级的连续 CO 激光器 ($5\sim 6\ \mu\text{m}$) 在 InSb 材料中实现了近带边吸收, 观察到明显的吸收饱和现象及非线性折射效应 (相应的三阶非线性电极化率 $\chi^{(3)}$ 高达 1ESU), 再一次引起人们对半导体非线性效应的实用价值及其产生机理的浓厚兴趣, 并期望在其它化合物半导体中获得类似的效果。显然, 三元合金半导体 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 是最理想的材料, 利用改变组分 x 的数值和温度 T 来调整和控制能隙宽度, 以实现和激光光子能量的单光子或双光子过程的共振或近共振非线性光学效应。最近已在 HgCdTe 中实验观察到非线性折射率引起的相共轭^[4]和光学开关^[5], 我们预期在较弱的连续功率激光强度下也能观察到吸收饱和现象, 并对其物理过程有较深入的理解。

本文报道利用可调谐连续 CO_2 激光器系统地研究 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.204$) 的非线性吸收现象, 实验中激光光子的能量略大于 100 K 时 HgCdTe 的能隙宽度, 在光激发下电子由价带垂直跃迁到导带, 并聚积和填充在导带底, 当光激发和复合达到动态平衡时, 导带底附近的状态上将存在一定数量的电子, 在这些状态上被占据的电子将阻碍价带电子的进一步跃迁, 这就是一种动态 Burstein-Moss 效应, 若光的波长或光子能量固定不变, 随着光强的增强就会呈现吸收饱和现象。由于窄禁带半导体导带底的态密度较小, 故非线性效果更为显著。

二、理 论 推 导

为了计算频率为 ω 的平面电磁波在具有直接能隙半导体中的吸收系数, 根据与时间相

本文 1985 年 10 月 22 日收到。修改稿 1986 年 2 月 16 日收到。

关的微扰理论, 电子从价带到导带的跃迁几率为

$$W = \frac{2\pi}{\hbar} |H_{vo}(k)|^2 \delta(E_o - E_v - \hbar\omega), \quad (1)$$

式中 $H_{vo}(k)$ 是微扰矩阵元, E_o 和 E_v 分别是与电磁波或光子能量 $\hbar\omega$ 相联系的导带和价带内电子跃迁的能量状态。在导带与价带为抛物线近似条件下, 可得

$$E_o - E_v = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} + E_g, \quad (2)$$

这里 $m_r = m_o m_v / (m_o + m_v)$ 是约化质量, m_o 和 m_v 分别是导带底和价带顶电子的有效质量; E_g 是半导体的能隙宽度; k 为波矢, 在此标志电子的运动状态; $\hbar = h/2\pi$, h 是普朗克常数。

我们知道, 电子分布遵循费密-狄拉克统计规律, 一个能量为 E_i 的能级被电子占据的几率为

$$f_i(E_i) = \left[1 + \exp\left(\frac{E_i - F_i}{KT}\right) \right]^{-1} \quad (i = v, o), \quad (3)$$

式中 $f_i(E_i)$ 称为费密分布函数, K 是玻耳兹曼常数, T 是绝对温度, F_i 是准费密能级。在有限的给定温度下, 考虑到导带和价带内电子的分布, 电子从价带到导带和从导带到价带的跃迁几率还分别与 $f_v(E_v)[1 - f_o(E_o)]$ 和 $f_o(E_o)[1 - f_v(E_v)]$ 有关, 因此, 由跃迁几率对所有的 k 值积分, 可得到单位时间、单位体积内, 在电磁场作用下从价带垂直跃迁到导带的净电子总数为

$$\begin{aligned} N &= \frac{2}{\pi K} \int_0^\infty |H_{vo}(k)|^2 [f_v(1 - f_o) - f_o(1 - f_v)] \delta\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} + E_g - \hbar\omega\right) k^2 dk \\ &= \frac{2}{\pi \hbar} \int_0^\infty |H_{vo}(k)|^2 [f_v(E_v) - f_o(E_o)] \delta\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m_r} + E_g - \hbar\omega\right) k^2 dk. \end{aligned} \quad (4)$$

在式(4)中引入了状态密度分布:

$$\rho(k) dk = \frac{k^2 V}{\pi^2} dk.$$

按吸收系数的定义, 吸收系数可写成

$$\alpha(\omega, I) = \frac{\text{单位体积内吸收的功率}}{\text{单位面积上的入射功率}} = \frac{N \hbar\omega}{\varepsilon_o n_i c E_o^2 / 2}, \quad (5)$$

式中 n_i 是半导体介质的折射率, c 是真空中光速, ε_o 是真空中介电常数, E_o 是光场的振幅, 它与光强之间满足 $I = E_o^* E_o$ 。把式(3)和式(4)代入式(5), 考虑到 m_o 和 m_v 不同而引起导带和价带能带形状和态密度的差异, 可得

$$\alpha(\omega, I) = \frac{2\omega |H_{vo}(k)|^2 (2m_r)^{3/2}}{\pi \varepsilon_o n_i c \hbar^3 E_o^2} (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \tanh \left\{ \left[\hbar\omega - E_g - \left(1 + \frac{m_o}{m_v}\right) F_n \right] / 4KT \right\}, \quad (6)$$

式中 F_n 是电子的准费密能级相对于导带底的能量值。式(6)经展开忽略高次项后, 可写成:

$$\alpha(\omega, I) = A_o \hbar\omega (\hbar\omega - E_g)^{1/2} \left[\hbar\omega - E_g - \left(1 + \frac{m_o}{m_v}\right) F_n \right] / 4KT, \quad (7)$$

其中

$$A_o = \frac{2 |H_{vo}(k)|^2 (2m_r)^{3/2}}{\pi \varepsilon_o n_i c \hbar^4 E_o^2}. \quad (8)$$

我们知道, 在光的激发下会产生大量光注入的非平衡载流子电子和空穴, 这时电子和空穴浓度的乘积应满足

$$np = n_i^2 \exp [(F_o - F_v) / KT], \quad (9)$$

式中 n_i 是本征载流子浓度, 它与平衡载流子浓度满足 $n_i^2 = n_0 p_0$; $(F_e - F_v)$ 是电子和空穴的准费密能级间的差距, 它随着光照强度和非平衡载流子数目的增加而增大。准费密能级甚至可以分别进入导带和价带, 使半导体处于简并状态, 并有

$$F_e - F_v = E_g + \left(1 + \frac{m_n}{m_v}\right) F_{n_0} \quad (10)$$

因此, 当光激发产生的非平衡载流子浓度达到使 $n \cdot p \gg n_0 \cdot p_0$ 时, 式(9)可近似表示为

$$n = n_i \exp \frac{E_g}{2KT} \left[1 + \frac{\left(1 + \frac{m_v}{m_n}\right) F_n}{2KT} \right] \quad (11)$$

随着光强的增加及电子和空穴对的不断产生, 电子和空穴的准费密能级的位置 F_e 和 F_v 分别趋于光激发的末态 E_e 和初态 E_v , 此时 E_e 和 E_v 被电子占据的费密分布函数 f_e 和 f_v 亦分别趋于 1/2。相应地由式(4)可以看出, 从价带垂直跃迁到导带的净电子总数趋于零, 半导体介质呈现光吸收饱和现象。

在频率为 ω 、光强为 $I(\omega)$ 的单色光光照下, 由于直接带间吸收而产生的电子和空穴对(即光激发的非平衡载流子)的浓度为

$$n(\omega, I) = \alpha(\omega, I) I(\omega) \tau / \hbar \omega, \quad (12)$$

式中 τ 是电子和空穴对的复合寿命。式(12)特别强调吸收系数依赖于光子能量的大小和依赖于光强的非线性吸收现象, 所以吸收系数和非平衡载流子浓度均是频率和光强的函数。把式(11)和式(12)代入式(7), 可得到类似于均匀展宽的两能级系统所具有的吸收系数与光强关系:

$$\alpha(\omega, I) = \frac{\alpha_0(\omega)}{1 + \frac{I(\omega)}{I_s(\omega)}}, \quad (13)$$

其中饱和参量为

$$I_s(\omega) = \frac{2n_i \exp(E_g/2KT)}{A_0 \tau (\hbar \omega - E_g)^{1/2}} \quad (14)$$

在弱光强, 即 $I \ll I_s$ 条件下的吸收系数为

$$\alpha_0(\omega) = A_0 \hbar \omega (\hbar \omega - E_g)^{1/2} \left[\frac{\hbar \omega - E_g}{4KT} + \frac{1}{2} \right] \quad (15)$$

由此可见, α_0 和 I_s 均是光子能量 $\hbar \omega$ 的函数。吸收系数的数值随光强的增加而逐渐减弱, 呈现出吸收饱和, 最终数值取决于自由载流子吸收等过程的本底吸收系数。式(14)和式(15)中的 n_i 和 E_g 可以由不同 x 值和不同 T 时的本征吸收光谱的经验公式^[7]得到:

$$n_i = (1 + 3.25KT/E_g) 9.56(10^{14}) E_g^{3/2} T^{3/2} [1 + 1.9 E_g^{3/4} \exp(E_g/2KT)]^{-1} \quad (16)$$

和

$$E_g(\text{eV}) = -0.295 + 1.87x - 0.28x^2 + (6 - 14x + 3x^2)(10^{-4})T + 0.35x^4 \quad (17)$$

三、实验方法和结果

本实验采用透射法测量吸收系数, 红外辐射源是利用光栅选支的可调谐连续运行的 CO_2 激光器, 激光输出波长或频率的选取应使光子能量与 100 K 时 $x=0.204$ 的 $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ 能隙宽度 108 meV 相匹配。为了观察动态 Burstein-Moss 效应, 光子能量应该比能隙宽度略大于 KT 。我们利用数片按布氏角放置的 ZnSe 红外偏振器控制光强从 1 mW 到

400 mW, 用焦距为 25 cm 的 ZnSe 红外透镜把激光光束聚焦成直径 180 μm 的光斑投射在样品的前表面上, 选用厚度为 1 mm 的 N 型样品 (77 K 时由霍尔测量得到净施主浓度 $\text{Nd}-\text{Na} \leq 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, 迁移率 $\mu_n \sim 10^4 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$), 样品表面经研磨、抛光后置于带红外光学窗口的低温恒温器内。所有的功率测量都是用经过校正并在比较宽的功率范围内具有良好线性度的热释电器件进行的, 经光电信号转换后由锁定放大器给出数码显示的精确读数。我们系统地研究了在不同 CO_2 激光谱线的 HgCdTe 非线性吸收的实验规律, 图 1 给出了温度为 100 K、激光波长为 10.7 μm 时, 入射光强 I 与透射光强 I_T 关系的典型测量结果, 它明显地偏离了透射与入射的直线关系, 而呈现了非线性吸收, 并随着光强的增加而趋于饱和。根据图 1 绘出图 2 所示的有效吸收系数 α 与入射功率密度 P 的关系曲线。由于在样品内沿光束传播方向上各点的光强和吸收系数都不相同, 为方便起见, 规定有效吸收系数为

$$\alpha = \frac{1}{\text{晶体厚度}} \ln \left(\frac{\text{入射光强}}{\text{透射光强}} \right)$$

从图 2 中有效吸收系数的变化可知, 在毫瓦量级的光强下已观察到显著的非线性饱和现象。图 3 与图 4 分别给出由式(15)和式(14)得到的计算曲线与实验结果比较, 两者符合较好, 说明用动态 Burstein-Moss 效应模型成功地解释了窄禁带半导体 HgCdTe 的非线性吸收实验现象。

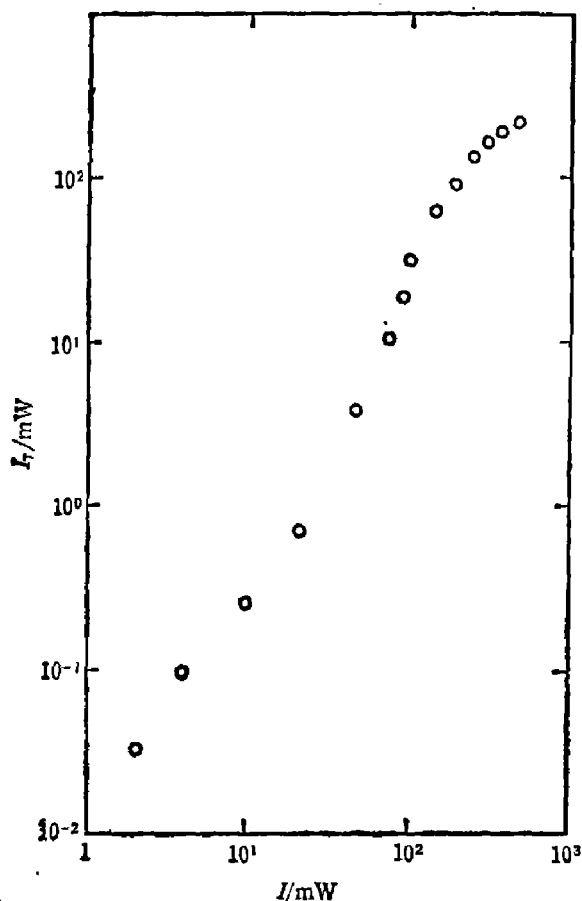


图 1 $\text{Hg}_{0.796}\text{Cd}_{0.204}\text{Te}$ 样品的透射光强 I_T 与入射光强 I 之间关系的典型实验结果 (温度 100 K, 激光波数 934 cm^{-1} , 样品厚度 1 mm)
Fig. 1 Transmitted intensity vs incident intensity in a sample $\text{Hg}_{0.796}\text{Cd}_{0.204}\text{Te}$ for 934 cm^{-1} laser line at 100 K

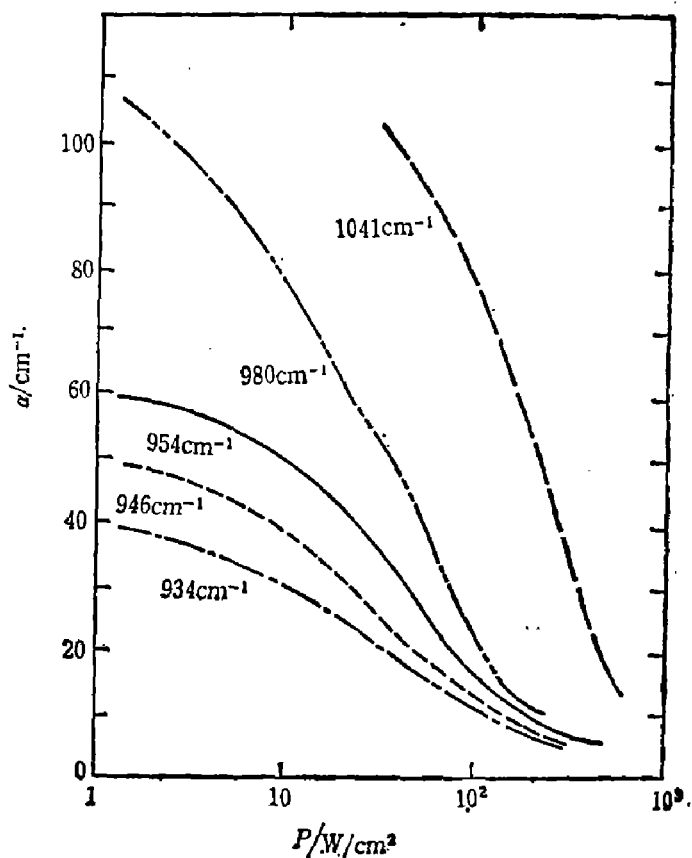


图 2 在 100 K 时 $\text{Hg}_{0.796}\text{Cd}_{0.204}\text{Te}$ 有效吸收系数 α 与入射功率密度 P 之间非线性吸收的实验结果
Fig. 2 Nonlinear absorption results in a sample of $\text{Hg}_{0.796}\text{Cd}_{0.204}\text{Te}$ at 100 K

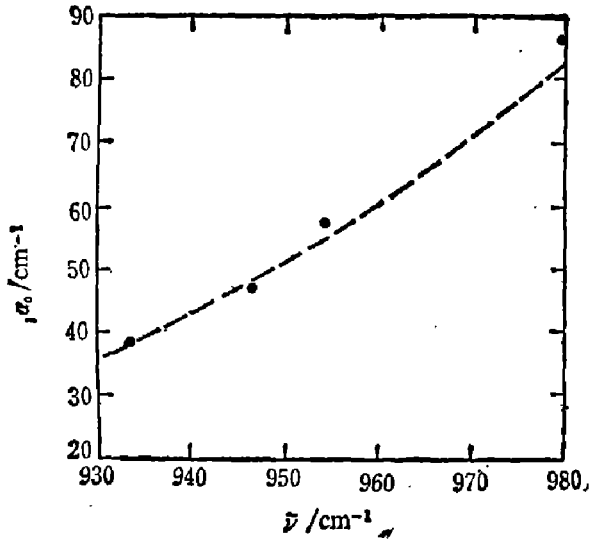


图3 在 4 W/cm^2 入射光功率密度时吸收系数 α_0 及激光波数 $\bar{\nu}$ 的关系(其中虚线表示按式(15)的理论计算曲线)

Fig. 3 The results of absorption coefficient at low intensity 4 W/cm^2 compared with theoretical curve (dashed line) for different laser lines

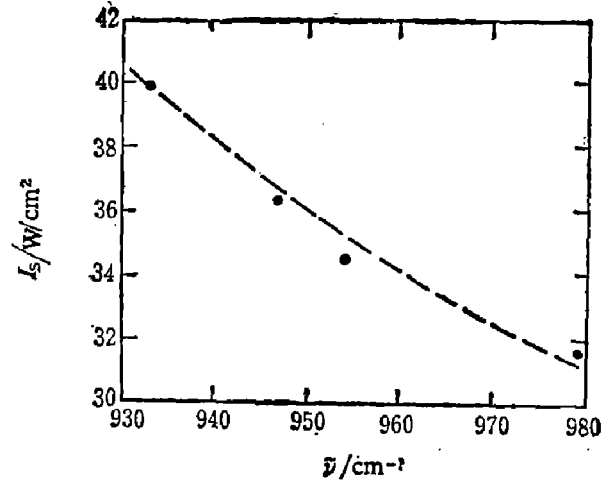


图4 饱和参量 I_s 与激光波数 $\bar{\nu}$ 的关系(其中虚线表示按式(14)的理论计算曲线)

Fig. 4 The results of saturation parameter compared with theoretical curve (dashed line) for different laser lines

四、结 论

我们用光栅选支的可调谐连续 CO_2 激光器, 在毫瓦量级的入射光强下, 获得了较大的非线性饱和吸收效应, 虽然比 Miller^[3] 在 InSb 中利用 CO 激光观察到的近带边非线性吸收实验所用的光强要略大一些, 但这一结果无疑地说明了窄禁带半导体对今后红外非线性光学发展的作用。由光激发非平衡载流子填充能带状态的动态 Burstein-Moss 效应模型出发, 至少从形式上推导出了与实验结果基本相符的饱和吸收公式, 在一定程度上说明了光激发带间跃迁所导致的非线性光学效应的产生机理。对于导带的非抛物线型、非平衡载流子浓度和准费密能级随入射光强的变化规律、非平衡载流子的复合机构等方面尚须进行深入的实验和理论分析。

致谢——华北光电技术研究所红外部为实验提供了 HgCdTe 样品, 实验中王学忠, 曹树石和容祖秀等同志给予了很大的帮助, 在此一并致以衷心的感谢。

参 考 文 献

- [1] Gibson A. F. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **21** (1972), 356.
- [2] Nurmikko A. V., *Opt. Comm.*, **18** (1976), 523.
- [3] Miller D. A. B. et al., *Opt. Comm.*, **27** (1978), 133.
- [4] Khan M. A. et al., *Opt. Lett.*, **6** (1981), 560.
- [5] Mathew J. G. H. et al., *Appl. Phys. Lett.*, **46** (1985), 128.
- [6] Yariv A., *Quantum Electronics (2nd Edition)*, Wiley, New York, 1975, p 223.
- [7] 褚君浩, 红外研究, **4** (1985), 39.

INFRARED NONLINEAR ABSORPTION IN HgCdTe

WANG WEILI

(Department of Physics, Peking University)

ABSTRACT

The systematic study of a dynamic Burstein-Moss effect by interband transition in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x=0.204$) is reported. The experiments rely on the near coincidence between step-tunable transition from a CW CO_2 laser and energy gap of HgCdTe at 100K. The gross nonlinear effect is obtained at quite low laser intensities. A shift of the absorption coefficient with increasing light intensity is observed. The experimental results are compared with the theory of ours.