

表面与界面的非线性光学探测

顾世杰

(中国科学院物理研究所)

激光器的诞生,使非线性光学成为一门独立的、新的学科。在这四分之一世纪内,它的发展极其迅速,其各分支已深入自然科学的各个领域。虽然 Bloembergen 早在 1962 年就研究了涉及介质表面的反射二次谐波的产生^[1],但表面非线性光学作为非线性光学的一个新的分支并得到迅速发展,却是近十几年内的事情。尤其是它允许把非线性光学领域和正在不断发展的表面科学的领域紧密地联系起来,更引起了人们的兴趣和重视。本文着重介绍表面非线性光学的一个重要方面——用非线性光学方法研究和探测表面和界面的物性。表面科学中的一些常规的测试方法都依赖于一些有质量的粒子的发射、吸收或散射,故它们不适用于两个稠密介质间的界面性质的测试,而非线性光学的方法提供了这种可能性,并且还有一些其它方面的优点。

在某些条件下,表面或界面上可能存在表面电磁波,而人们对涉及表面电磁波的表面非线性光学本身的研究却具有特殊的兴趣。表面电磁波对表面性质是敏感的,表面电磁波的强度可能比激发它的体波强得多,使非线性现象更易观察。下面我们首先简单地提一下表面电磁波的性质及其激发方法,然后介绍涉及表面电磁波的一些非线性光学现象,最后讨论非线性光学用于表面探测的实例和目前的进展,以及潜在的能力。

一、表面电磁波

表面电磁波在这里指沿两个介质的分界面传播的电磁波,并且在偏离分界面时,其振幅呈

指数地衰减。有时,它们也被称作表面极化声子,这是因为电磁波能沿界面传播是它与介质的一些表面极性元激发(声子、激子、等离子体激元、磁子等)耦合的结果。有关表面电磁波的详细讨论可参阅文献[2—4]。

只有当界面两边的介质的介电常数满足一定条件时,才能在该界面上传播表面电磁波。下面考察两个各向同性的介质间的平的界面的情况。设 z 轴垂直界面,介质 a 和 b 分别占有 z 大于和小于零的空间,表面波沿 x 方向传播,并且是 TM 波(光场的磁矢量垂直波矢)。该表面波的电矢量可写成

$$\begin{aligned} \mathbf{E} &= (\hat{x}\mathcal{E}_{ax} + \hat{z}\mathcal{E}_{az})e^{iKx - \alpha_a z - i\omega t} \quad (z > 0) \\ &= (\hat{x}\mathcal{E}_{bx} + \hat{z}\mathcal{E}_{bz})e^{iKx + \alpha_b z - i\omega t} \quad (z < 0). \end{aligned} \quad (1)$$

波动方程要求 K 和 α 满足如下关系式:

$$\begin{aligned} K^2 - \alpha_a^2 &= (\omega/c)^2 \epsilon_a \quad (z > 0); \\ K^2 - \alpha_b^2 &= (\omega/c)^2 \epsilon_b \quad (z < 0). \end{aligned} \quad (2)$$

ϵ_a 和 ϵ_b 分别是介质 a 和 b 的介电常数。 $z = 0$ 处的边界条件要求

$$\epsilon_{ax} = \epsilon_{bx} \quad \text{和} \quad \epsilon_a \mathcal{E}_{az} = \epsilon_b \mathcal{E}_{bz}. \quad (3)$$

利用 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, (3)式右边式子可写成

$$\epsilon_a (iK/\alpha_a) \mathcal{E}_{ax} = \epsilon_b (-iK/\alpha_b) \mathcal{E}_{bx}. \quad (4)$$

由此得到

$$\epsilon_a \alpha_b = -\epsilon_b \alpha_a. \quad (5)$$

把(2)式代入(5)式,求得表面波的色散关系为

$$K^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{\epsilon_a \epsilon_b}{\epsilon_a + \epsilon_b}. \quad (6)$$

要使表面波存在, α_a 和 α_b 必须是正实数(假设 $\text{Im}\epsilon = 0$),从而必须有 $K^2 > (\omega/c)^2 \epsilon_a$ 和 $(\omega/c)^2 \epsilon_b$. 从(6)式可以看出,仅当 $\epsilon_a < 0$ 和 $|\epsilon_a| > \epsilon_b$ 或 $\epsilon_b < 0$ 和 $|\epsilon_b| > \epsilon_a$ 时,上述不

等式才成立。也就是说,两个介质之一必须有负的介电常数,才有可能在它们的界面上存在表面电磁波。介电常数 $\epsilon(\omega)$ 为负的介质称作“表面活性”介质。 $\epsilon(\omega)$ 为负的含义是频率为 ω 的电磁波不能在该介质内传播,而在其表面上可能维持频率为 ω 的表面电磁波。一般说来,表面态总是体内不存在的态,如半导体的表面态处于其能隙之中,自然界中存在许多 $\epsilon(\omega)$ 为负的介质,如声子或激子剩余辐射带的晶体,以及处于等离子体频率以下的金属。

设介质 b 为金属,在自由电子模型中有

$$\epsilon_b = 1 - \omega_p^2/\omega^2, \quad (7)$$

$\omega_p = (4\pi Ne^2/m)^{1/2}$ 是等离子体频率,只要 $\omega < \omega_p$, 就有 $\epsilon_b < 0$ 。而 $|\epsilon_b| > \epsilon_a$ 要求

$$\omega < \frac{\omega_p}{(1 + \epsilon_a)^{1/2}}. \quad (8)$$

此时表面波的色散关系(见图 1)为

$$K^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{\epsilon_a(\omega^2 - \omega_p^2)}{(1 + \epsilon_a)\omega^2 - \omega_p^2}. \quad (9)$$

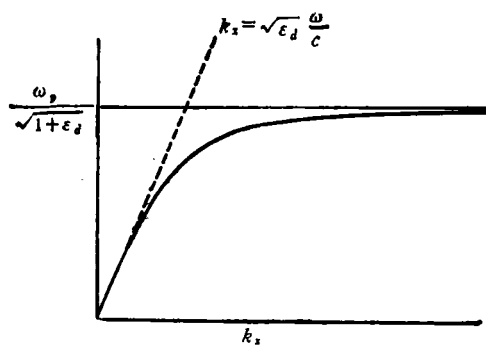


图 1 金属-介质界面上的表面电磁波的色散曲线
(虚线是介质内体电磁波的色散曲线)

上面已经指出,在表面活性介质内,与表面波有相同频率 ω 的体波是不能传播的,而在非表面活性介质 ($\epsilon(\omega) > 0$) 一边,频率为 ω 的体波的波矢 $k(\omega)$ 小于表面波的波矢 $K(\omega)$, 两者不能有效地相互耦合。所以,用线性光学的方法,不能直接在平界面上激发出表面电磁波,只有借助于集成光学中的光栅耦合和棱镜耦合等方法,才能使体波与表面波之间产生耦合,从而可相互转换。光栅的衍射作用可改变波矢,

可使 $k_x(\omega)$ 变成 $k_x(\omega) + 2n\pi/\Lambda \approx K(\omega)$, 其中 Λ 是光栅周期, n 是正整数。棱镜耦合有两种配置:棱镜-非表面活性介质薄层(如空气隙)-表面活性介质(称作 Otto 配置)和棱镜-表面活性介质薄膜(一般是金属)-非表面活性介质(称作 Kretschmann 配置)。只要棱镜的折射率足够大,使棱镜内传播的电磁波波矢的平行界面的分量等于界面上表面波的波矢,就可能在表面活性和非活性介质间的界面上激发出表面波。

二、涉及表面波的非线性光学相互作用

决定非线性光学现象的是非线性波动方程:

$$[\nabla \times (\nabla \times) - (\omega^2/c^2)\epsilon]E(\omega) = (4\pi\omega^2/c^2)P^{NL}(\omega), \quad (10)$$

式中的输出场 $E(\omega)$ 和感生非线性极化强度 $P^{NL}(\omega)$ 的泵浦场可以是任何模式的光场。可以把表面波看成是一种其振幅偏离界面呈指数衰减的特殊模式的光场,这时(10)式也适用于表面波的情况。因此,泵浦场可以是体波或表面波或两者均有;输出场也可以是体波或表面波。下面举几个具体例子来说明上述各种可能的相互作用模式。

1. 体波非线性相互作用产生表面波

在适当条件下,体波的和频(或二次谐波)和差频过程可以在一个平的界面上激发出表面波,这是表面波的非线性激发的优点。这里以 ZnO 晶体与空气(或液氮)的界面上的表面波激发为例^[7]。

首先确定可能的表面波的色散关系,考察 ZnO 的 C 激子,其剩余辐射带在 3.421eV 与 3.427eV 之间,由于 ZnO 晶体是各向异性的,故(9)式变成^[6]:

$$K^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \frac{\epsilon_a \epsilon_{bz} (\epsilon_{bx} - \epsilon_a)}{\epsilon_{bx} \epsilon_{bz} - \epsilon_a^2}, \quad (11)$$

其中 ϵ_a 为空气或液氮的介电常数, ϵ_b 为 ZnO 的介电常数,并有 $\epsilon_{bx} < 0$ 和 $\epsilon_{bz} > \epsilon_a$ 或 $\epsilon_{bz} < 0$, 令晶体 c 轴沿 z 方向(界面内),在该

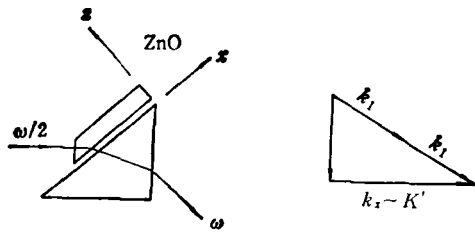


图2 左边是用二次谐波产生技术激发 ZnO-液氮界面上的表面激子型极化声子实验的示意图;右边是各电磁波的波矢关系图

剩余辐射带内有

$$\begin{aligned} \epsilon_{bx} &= \epsilon_{\infty} - (\epsilon_0 - \epsilon_{\infty})\omega_T^2 / [(\omega^2 - \omega_T^2) + i\omega\Gamma], \\ \epsilon_{bz} &= \epsilon_{\infty}, \end{aligned} \quad (12)$$

其中 $\epsilon_0 = 6.172$, $\epsilon_{\infty} = 6.15$, $\omega_T = 3.421\text{eV}$, $\Gamma = 0.25\text{eV}$. 从上式可看出, 只要 ω 在 3.421eV 和 3.426eV 之间, 就有 $\epsilon_{bx} < -1$.

若采用二次谐波来激发表面波, 那么二倍基波频率要在 $3.421-3.426$ 之间, 并且在 ZnO 内的人射方向要使其波矢沿 x 方向的分量满足关系 $2k_x(\omega/2) \approx K'(\omega)$ (K' 表示 K 的实部), 这样, 在 ZnO 内感生的二阶非线性极化强度 $P^{NL}(\omega)$ 不能产生可辐射的二次谐波, 而只可能在界面上激发出频率为 ω 的表面波. 为了检测产生的表面波, 可用棱镜耦合方法, 使表面波转变成体波, 如图 2 所示.

由于 ZnO 的各向异性, 所以入射基波可以是 TE 或 TM 波, 它们都近似只产生 $P^{NL}(\omega)$ 的 x 分量, 代入(10)式, 可算出表面波的强度. 例如, 输入 30ns 宽的脉冲, 峰功率为 50kW , 聚焦成 $\sim 50\mu\text{m}$ 光斑, 表面波强度可达 10^8 光子/脉冲, 实验中可以很容易地检测到由棱镜耦合出来的体波强度为 10^4 光子/脉冲.

2. 表面波非线性相互作用产生体波

再以二次谐波产生为例, 来考察表面波的非线性相互作用. 在棱镜-金属薄膜-非线性介质的 Kretschmann 配置中, 从棱镜边输入一频率为 ω 的光束, 当入射角(棱镜内) θ 满足

$$\sqrt{\epsilon_1} \frac{\omega}{c} \sin \theta = K'(\omega) \quad (13)$$

时 (ϵ_1 是棱镜的介电常数), 可在金属-非线性介质界面上激发出一个频率为 ω 、波矢为 $K(\omega)$ 的表面波 $E_{sp}(\omega)$. 该表面波感生的二阶非线性极化强度

$$P_{sp}^{NL}(2\omega) = \chi^{(2)} E_{sp}^2(\omega) \quad (14)$$

同样也是被限制在界面上的. 把(14)式代入(10)式, 可求出二次谐波 $E(2\omega)$, 该二次谐波的波矢 $k(2\omega)$ 沿 x 方向的分量为 $k_x(2\omega) = 2k_x(\omega) = 2K(\omega)$. 从图 1 可知, $K(2\omega) \neq 2K(\omega)$, 故二次谐波不满足表面波的色散关系, 它不可能是表面波, 而是一束完全准直的从棱镜另一边辐射出去的体波. 在棱镜内, 二次谐波的波矢为 $k(2\omega) = 2K(\omega)\hat{x} + [(4\omega^2/c^2) \cdot \epsilon_1(2\omega) - (2K(\omega))^2]^{1/2}\hat{z}$. 改变入射角 θ , 使其满足方程

$$2\sqrt{\epsilon_1} \frac{\omega}{c} \sin \theta = 2k_x(\omega) = K'(2\omega), \quad (15)$$

这时, 频率为 ω 的人射波不能激发出表面波, 而是作为体波非线性相互作用产生表面二次谐波, 因为 $k_x(2\omega) = 2k_x(\omega) = K'(2\omega)$, 所以二次谐波满足表面波的色散关系, 这就是上面讨论过的问题.

从棱镜两侧输入两束反向传播的人射束, 在界面上激发出两束反向传播的表面波, 它们的和频产生一束垂直于界面传播的频率为 2ω 的体波, 因为这时 $k_x(2\omega) = k_x(\omega) - k_x(\omega) = 0$, 所以 $k(2\omega) = k(2\omega)\hat{z}$. 这一由表面边界条件产生的奇特的效应是表面波(或导波)相互作用所特有的性质.

3. 表面波非线性相互作用产生表面波

现在以表面相干反斯托克斯喇曼散射(表面 CARS)为例, 来考察表面波非线性相互作用产生表面波的全表面波过程. CARS 是一个三阶非线性光学过程, 输入频率为 ω_1 和 ω_2 的两束激光, 使 $\omega_1 - \omega_2 \approx \omega_v$, ω_v 是喇曼活性介质的某一振动模的固有频率, 最后输出一束反斯托克斯喇曼散射光束, 其频率为 $\omega_s = 2\omega_1 - \omega_2$. 在(10)式中的三阶非线性极化强度为

$$P^{(3)}(\omega_2) = \chi^{(3)}(\omega_2 = 2\omega_1 - \omega_2):$$

$$E(\omega_1)E(\omega_1)E^*(\omega_2), \quad (16)$$

其中三阶非线性极化率可写成

$$\chi^{(3)} = \chi_R^{(3)} + \chi_{NR}^{(3)}$$

和

$$\chi_R^{(3)} = \mathbf{A}/[(\omega_1 - \omega_2 - \omega_s) + i\Gamma]. \quad (17)$$

因此, 当 $\omega_1 - \omega_2 \simeq \omega_s$ 时, 输出信号共振增强. 在棱镜-银膜-苯(非线性介质)的装置中, 从棱镜边输入 ω_1 和 ω_2 光束, 调节入射角, 使其在银-苯界面上激发出频率为 ω_1 和 ω_2 的表面波. 把(16)式代入(10)式, 可求出输出 $E(\omega_2)$ 的强度. 如果生成波的波矢平行界面的分量 $k_{||}(\omega_2) = 2k_{||}(\omega_1) - k_{||}(\omega_2)$ 大于 $(\omega_2/c)\sqrt{\epsilon(\omega_2)}$ (ϵ 为苯的介电常数), 则该反斯托克斯输出也是表面波. 调节入射束的入射面的取向, 使 $k_{||}(\omega_2) \simeq K'(\omega_2)$, 该表面波被共振激发(相位匹配). 通过同一个棱镜的耦合, 输出信号将是一束沿 $k(\omega_2)$ 方向射出的高度准直的光束. 当 $\omega_1 - \omega_2$ 变化时, 在 $\omega_1 - \omega_2 \simeq \omega_s$ 处, 输出信号有一共振峰, 根据峰的位置和宽度, 可以得到介质的振动谱. 以苯的 $\omega_s = 992\text{cm}^{-1}$ 的呼吸模为例^[7]. 两输入束的功率分别为 0.5 和 5mJ, 脉宽为 30ns, 在界面上的束截面为 0.5cm^2 , 则在共振峰处的输出为 2×10^5 个光子/脉冲, 这是很容易检测的. 所以表面 CARS 可用作探测薄膜和覆盖层, 甚至可用作探测吸附分子的重要的光谱学技术. 由于输出是准直的, 即使有很强的发光背景, 也很容易检测出信号. 另外, 在可见波段, 表面波的衰减长度仅几个微米, 只要介质的吸收长度大于几个微米, 吸收不会对表面 CARS 的信号有很大的影响. 所以, 在吸收材料和发光材料的光谱学研究中, 表面 CARS 可能是很有用的.

三、非线性光学效应用作表面探测

在上一节中, 我们已经看到, 表面 CARS 能有检测出亚单层分子的灵敏度, 从而可成为一种有用的表面光谱学工具. 另外有一些并不涉及表面波, 但也具有极高灵敏度的非线性光

学效应同样可用于表面探测. 例如受激喇曼增益光谱学技术, 可测出小于 10^{-3} 的喇曼增益, 其灵敏度足以用作亚单层光谱学技术^[8]. 在已经考虑用于表面研究的几种非线性光学技术中, 二次谐波产生和和频产生过程也许是最有吸引力的. 对于探测具有反演对称的介质的界面来说, 这两种过程特别有用, 因为在具有反演中心的介质内, 这些过程是被对称性禁戒的, 但是在表面上是允许的, 表面层是没有反演对称性的. 因此, 它们完全是表面所特有的, 因而能用作表面探测. 与表面 CARS 和受激喇曼增益技术相比, 二次谐波产生或和频产生的优点在于, 实验装置简单得多而信号输出要强得多.

表面二次谐波产生(不一定要有表面波参与)显然也是研究交界面上吸附物的一种可行的方法. 在这种情况下, 能把表面极化率写成

$$\chi_{||}^{(2)} = \chi_{||A}^{(2)} + \chi_{||S}^{(2)}, \quad (18)$$

式中 $\chi_{||A}^{(2)}$ 表示由被吸附的分子或原子所产生的部分, 而 $\chi_{||S}^{(2)}$ 表示毗邻介质的表面层产生的部分. 如果 $|\chi_{||A}^{(2)}| \gg |\chi_{||S}^{(2)}|$, 或者采用某些手段, 能抑制或去掉 $\chi_{||S}^{(2)}$ 的贡献, 那么就能用表面二次谐波产生来探测吸附.

图 3 清楚地表明表面二次谐波产生对吸附物有高度灵敏性, 图中显示了 0.1mol 的 KCl 电解液中来自银电极的二次谐波产生在氧化-还原循环过程中的变化^[9]. 在氧化过程中, 银电极表面上生成 AgCl, 在氧化过程开始时, 二次谐波信号急剧地上升, 而在还原过程中, 要到最后几层 AgCl 被还原时, 信号才陡峭地下降. 由不同时刻测出的在电极上的电荷转移量可得出结论: 大部分二次谐波信号的突变对应于单层吸附层的沉积或消除. AgCl 晶体具有反演中心, 故体内的 AgCl 层对二次谐波产生似乎没有多大的贡献.

图 3 的右边部分显示了表面二次谐波的增强效应. 在电解液中加入 0.05mol 的吡啶, 溶液中的吡啶分子产生的二次谐波信号很弱. 当银电极上有足够的负偏压 (-1.1V) 时, 单层或亚单层的吡啶分子能被吸附在电极上, 从而

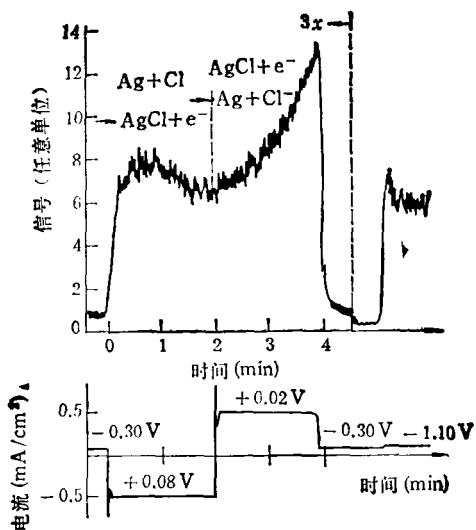


图 3

上边曲线的左边部分表示 0.1mol 的 KCl 电解液中来自银电极的二次谐波信号在氧化-还原循环过程中的变化;右边部分表示循环后加入 0.05mol 吡啶时信号的增强。下边的曲线表示银电极上的电势

使二次谐波产生的信号强度急剧地增大。图中的曲线是用只有 0.2mJ/脉冲的 Q 开关 YAG 激光(光束截面为 0.2cm²)得到的,光束与银电极的法线成 45° 角。由吸附的吡啶产生的二次谐波信号高达 8 × 10⁵ 个光子/脉冲,比理论值大几个数量级。这是由于在银电极的粗糙表面上产生的局域等离子体激元共振(表面波产生)和避雷针效应,在局域银结构的尖端上的局域场可能比入射场大得多,从而可能使二次谐波输出增强 ~ 10⁴ 倍。上面所给出的信号水平说明,即使没有表面增强,如在一个平滑表面的情况中,采用 ~ 10mJ/脉冲的激光时,由象 AgCl 和吡啶那样的单层吸附物产生的二次谐波应很容易被检测到。

如果在表面二次谐波产生中采用可调谐泵浦激光,那么可由 ω 或 2ω 与一个跃迁频率重合时信号的共振性质得到吸附物的光谱学数据。

适当地选择输入和输出的偏振和几何配置,可以用表面二次谐波产生选择地测出表面极化率 $\chi_{ij}^{(2)}$ 的各个元。 $\chi_{ij}^{(2)}$ 在界面内的对称性是界面上的平均的分子排列的对称性的反映。因此,也可用表面二次谐波产生来探测吸附在

物理

交界面上的分子单层的平均结构对称性。在某些情况下, $\chi_{ij}^{(2)}$ 也反映了吸附物的平均取向。

上面的讨论表明,表面二次谐波产生用作表面探测有足够的灵敏度,并能获得有关吸附分子的光谱性质和排列取向特性等方面的信息。那么表面二次谐波产生方法能否象常规的表面探测方法那样来测出吸附分子或原子的表面结构呢?沈元壤等人^[10]在他们设计的一个十分巧妙的实验中,证实了用表面二次谐波产生可以间接地测出吸附分子的表面结构,而且比常规表面探测方法更灵敏。

沈元壤等人用二次谐波产生技术来研究吸附在铑(Rh)的(111)面上的分子。样品放在超高真空室内(2 × 10⁻¹¹Torr),样品表面也按一般表面测试实验的要求作超净处理,然后在真空室内充入一定气压的待研究的气体(如氧、一氧化碳等)。用二次谐波产生技术来研究氧分子吸附在铑表面上的结构,然后再用常规表面测试仪,如 LEED (低能电子衍射仪)来作常规表面结构分析,进行比较。二次谐波技术所需设备相对来说较简单,只需一台 YAG 激光器(工作波长 1.06μm 或 0.532μm,脉宽 10ns,脉冲能量 ~ 6mJ)和一套检测系统。激光束在铑样品上的入射角为 62.5°,束直径为 1mm。由于二次谐波产生有很快的时间分辨率,能在吸附或退吸附过程中指示出表面的变化,而这一点在以往的表面探测技术中是难以做到的。图 4 表示,当 Rh(111) 表面连续不断暴露在氧气氛中时来自表面的二次谐波信号变化的情况。开始时,来自裸表面的信号值为 1,当暴露

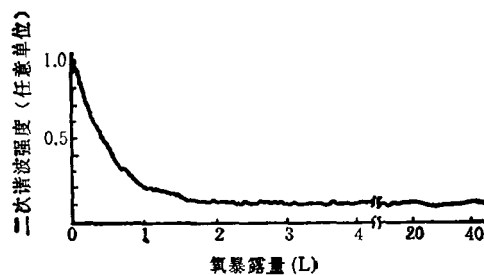


图 4 暴露在氧气氛中的 Rh(111) 面产生的二次谐波信号的变化曲线 ($\lambda_{\text{激}}=532\text{nm}$)

量达 $1.8L$ ($1L = 10^{-6} \text{Torr} \cdot s$) 时, 信号降到饱和值 0.12 。而在 LEED 测试中, 只有当覆盖率超过 $\sim 20L$ 后才能观察到清晰的被吸附氧的 LEED 花样。

吸附氧的表面的二阶非线性极化率可以写成

$$\chi^{(2)} = A + B\theta/\theta_s, \quad (19)$$

式中 θ 是氧的相对 (Rh 的表面原子) 覆盖率, θ_s 是 θ 的饱和值, A 和 B 是常数。 θ 的变化满足微分方程

$$d\theta/dt = Kp(1 - \theta/\theta_s), \quad (20)$$

式中 K 是表示附着系数的常数, p 是氧气压。二次谐波信号正比于 $|\chi^{(2)}|^2$ 。把 B/A 和 K/θ_s 作为可调参数, 用(19)式和(20)式来拟合图 4 中的实验数据, 得到 $B/A = 1.03 \exp(i160)$ 和 $K/\theta_s = 0.93/\text{层}$ 。由此可求出氧在 Rh(111) 表面上的附着系数和表面上的排列结构 (通常是 1×1 或 2×1)。所得结果与常规表面测试结果一致。所以, 表面二次谐波产生技术所得到的结果与常规表面测试结果一致, 而在某些方面优于后者, 例如表面二次谐波产生技术并不要求超高真空条件, 这不但使探测方便, 费用

低, 而且结果更加真实可靠; 同时能作快速时间分辨测试, 并具有超高灵敏度。当然, 这一方法还只是处于探索和试验阶段, 有待进一步研究。

从上面的介绍可以看出, 尽管还没有对这个新领域进行充分的研究, 但是一些初始的尝试已证明是非常成功的。由于篇幅所限, 本文中尚有许多有关表面非线性现象未能涉及, 例如表面增强的喇曼散射; 表面磁子型极化声子的光散射; 表面粗糙度对非线性现象的影响; 表面激子型极化声子中的附加边界条件 (ABC) 问题等。对此有兴趣的读者可查阅有关文献。

- [1] N. Bloembergen and P. S. Pershan, *Phys. Rev.*, **128** (1962), 606.
- [2] Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics*, Wiley-Interscience, (1984), 479.
- [3] E. Burstein et al., in "Polaritons", Ed. by E. Burstein and F. DeMartini, Pergamern, (1974), 89.
- [4] 崔大复等, *物理*, **11**(1982), 140.
- [5] F. DeMartini et al., *Phys. Rev. Lett.*, **38**(1977), 1223.
- [6] A. Hartstein et al., *Solid State Commun.*, **12**(1973), 1083.
- [7] C. K. Chen et al., *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 946.
- [8] J. P. Heritage and D. L. Allana, *Chem. Phys. Lett.*, **74**(1980), 507.
- [9] C. K. Chen et al., *Phys. Rev. Lett.*, **46**(1981), 1010.
- [10] H. W. K. Tom et al., *Phys. Rev. Lett.*, **52**(1984), 348.

全国首届熵与交叉科学研讨会在乌鲁木齐举行

全国首届熵与交叉科学研讨会于 1987 年 8 月 14 日至 18 日在乌鲁木齐举行。这次会议是由中国科学院新疆分院、新疆地震局、新疆气象学会、物理学会、化学学会、地理学会、植物学会、生物化学学会、自然辩证法研究会共九个单位联合发起的。参加会议的 66 名代表来自全国 22 个省区。其中既有高等院校和科研单位的教师、研究人员, 也有工厂、县科委的技术干部, 横跨物理、化学、数学、农业、气象、地质、地理、生物、医学等不同学科。

会议共收到 100 篇论文, 大会宣读了 56 篇。会上交流了对熵概念与原理的认识, 听取了来自工程、农业、气象、地震、医学、计算机、生态等部门的同志将熵的概念和原理应用于相应领域的成果报告, 也介绍了国外开展熵研究的情况。与会代表以极大的兴趣对熵理论及其应用展开广泛而热烈的讨论。

会议认为熵是与信息密切联系的概念。一百多年来熵的概念和原理曾经在科学发展史上起过很大的作用。科学的发展证实熵概念与熵原理的应用领域现在还在扩展, 它涉及了宇宙演变、生物进化以至社会发展, 它目前正以很大的速度向自然科学和社会科学的各个领域渗透。各门学科引用熵及其原理看来是一种趋势。

代表们认为这次会议标志着熵研究已经引起我国科技界的广泛注意。目前在熵理论与应用上还有大量工作要做, 还要向社会广泛宣传熵的意义与作用, 要让各学科都逐步理解和应用它。

会议认为进一步组织熵研究工作是十分必要的, 它将会促进交叉科学的发展。会议商定新疆作为一个联络点要继续与会议代表保持联系, 并决定 1989 年在其他城市举行第二次熵与交叉科学研讨会。(王彬)