

# 我国非线性声学方面的研究进展\*

钱祖文

(中国科学院声学研究所 北京 100080)

摘要 轮廓地介绍了我国在非线性声学方面的研究状况和取得的成果,同时也概述了国外同行们的相应工作,对未来的工作提出了建议.

关键词 非线性声学

## NONLINEAR ACOUSTICS IN CHINA

Qian Zuwen

(Institute of Acoustics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

**Abstract** Current research on non-linear acoustics in China and abroad is reviewed. Some suggestions for further development in non-linear acoustics are presented.

**Key word** non-linear acoustics

### 1 引言

在线性声学领域中,介质的运动服从胡克定律,即应力与应变成正比关系,通常将这类运动称为小振幅振动.如果其振幅是有限的,上述线性关系就不成立,这时的振动叫做有限振幅振动,相应的问题则属于非线性声学研究的范围.人们日常生活中所观察到的很多声与振动现象都是非线性的,例如风吹电线或树木使之发出呜呜声,这就是 A. Kircher 于 1650 年提出的“风鸣琴”现象.1884 年,瑞利在盛水的浴盆中快速运动张开的手指,他感觉到手指间产生了相互碰击.上述诸现象早已成为国外非线性学者的自豪感而频繁地出现在其有关论著的序言中.

其实我们的祖先早已观察到许多非线性现象,甚至在更早以前就进一步制成了演示非线性现象的仪器.我国的“鱼洗”据传是在两千年前汉代制成的(仪器<sup>1)</sup>.它的形状像脸盆,盆边有两“耳”,双手搓之,带动盆边作大振幅振动,进而使盆中产生“直流”喷注并射出水面.这一仪器的物理机制远比上述“风鸣琴”等现象深

奥,不仅时间要早几百年,更重要的是它是一台仪器!作者认为,这也是世界上第一台非线性声学仪器.

### 2 我国非线性声学的过去和现状

我国正式开展这方面的研究是在五六十年代,但是零星的.系统的研究工作则是在改革开放以后.作者将扼要地叙述有关工作,由于知识所限以及阅历不深,不免会挂一漏万.另一方面,由于篇幅限制,不能将所有参考文献全部列出,也敬请原谅.

#### 2.1 平面半空间的非线性声学积累解

##### 2.1.1 无限介质中的非线性波

在线性声学范围,声场满足齐次波动方程,它是将基本方程组如运动方程、连续性方程以及能量方程线性化而得到的.正如前面所说,它只在相对形变充分小的情况下才成立.对于均匀热力学系统的无限流体而言,介质质点速度  $V$ ,压力  $P$ ,密度  $\rho$  和温度  $T$  满足基本方程组

\* 自然科学基金资助项目

1999 - 05 - 31 收到初稿,1999 - 07 - 05 修回

(其中包括静态量和动态量),一般说来,3个方程皆为非线性的.仅当马赫数很小以及它们的热力学静态量远大于动态量时,才能化为线性问题.求解这类问题所常用的方法是微扰法,为了保证解的收敛,它要求微扰参数比1要小得多.合并这些方程可以得到著名的 Lighthill 方程. Lighthill 方程是非齐次的,这表明它是有源的,即当介质被扰动之后,其中出现了分布性的声源,这是线性声学与非线性声学的一个重要区别,通常应用微扰法求解它.演算结果表明,二阶场的声源是一阶场的两两乘积项.同理,三阶场的源是一阶场与二阶场的三次乘积项,以此类推到更高阶场.对于简谐振动,满足源条件的一维解为

$$\begin{aligned} \rho^{(1)} &= W e^{j(\omega t - kx)}, \\ \rho^{(2)} &= \frac{\epsilon}{\rho} (j k x) W^2 e^{2j(\omega t - kx)}, \end{aligned} \quad (1, 2)$$

式中  $\epsilon$  是非线性系数,  $k = \omega / C_0$  为波数,  $\rho$  为介质的静止密度.上式表明,二阶量  $\rho^{(2)}$  正比于离声源的距离  $x$ ,这是由于扰动了的介质产生了分布声源,它们在非频散(non-dispersion)介质中以相同的波速向前传播而同相叠加,因而与距离成正比,通常将这种解叫做积累解.在不太远的距离上的实验中,对于差频波和二阶谐波而言,已经观察到了这种积累效应.

### 2.1.2 流体半空间的非线性散射波

在垂直入射的情况下, Prie m<sup>[2]</sup>, Blackstock<sup>[3]</sup> 研究过半空间的非线性反射.1960年,冯绍松在前苏联声学研究所研究了45°斜入射情况下的反射问题.在这种情况下,入射波与反射波垂直,只要将坐标轴旋转45°,就使得前者沿  $x$  方向传播,后者沿  $y$  方向传播,从而将二维问题化为一维问题.结果表明,这种特殊情况下的二阶反射波也有积累解.对于一般斜入射的谐波反射场解有待寻求(见美国物理学手册第三版).直到1982年,钱祖文应用拉格朗日变动参数法才得到了一般斜入射情况下反射谐波的二维和三维积累解<sup>[4]</sup>.这项工作发现了一种新的二阶谐波(命名为 Q 波),它的传播方向是平行于边界面的方向.文献[5]的作者在美国第

114 次声学会议上引述了冯和钱的上述工作.1988年以后,文献[6]的作者应用钱的理论研究了波导中以及半空间的反射波传播.此后发现,上述积累解不满足边界条件,因为这时的积分常数依赖于一到两个坐标变量.为了使解合理,文献[7]的作者和钱祖文只得强行令坐标变量前的系数为零,显然这只能是一个假设.直到1993年,钱祖文证明,为了不出现佯谬,问题的解只能沿一个方向积累<sup>[8]</sup>,其积累坐标的选择取决于实际情况.之后(1995年)他又发表了引入齐次积累解的概念,从数学上作了解释.1983年,钱祖文等人发表了验证反射谐波积累效应的实验.

### 2.1.3 固体半空间的反射谐波及三阶弹性常数

固体中的非线性声波有其特殊意义,与二阶谐波相对应的三阶弹性常数不仅与物质结构紧密联系,它又是一个独立的常数,可以用之于无损检测和超声医学等方面.文献[9]的作者将样品加高压后测量波速,从而定出三阶弹性常数;文献[10]建议改变温度来测量几种晶体的三阶弹性常数. Smith<sup>[11]</sup> (1966年)以及王仁乾等人(1988年)应用[9]的方法测量了钢和铝的三阶弹性常数,得到的数据存在一定的差异.吴昆裕及其同事(1995年)也用加预应力的方法研究了熔石英的三阶、四阶弹性常数.由此可见,需要发展其他的测量方法来彼此验证.

1985年,水永安等人假设入射固体是线性的,反射固体是非线性的,在 SV 波入射时,计算了谐波反射场,结果表明,临界角处谐波大但没有积累效应.毛一葳等人(1988年)设计了一种梯形样品<sup>[12]</sup>,上面是玻璃,下面是铁,从上面一侧梯腰入射,在另一侧接收反射波,结果表明,测量到了反射谐波.周盛青等将文献[4]的积累解用之于固体非线性边值问题,计算了谐波场.

以上理论中的场量都是位移或者速度,它们是有方向性的.1989年,钱祖文导出了二阶势场所满足的波动方程<sup>[13]</sup>,利用这组方程系统地研究了各种体波入射时的二阶谐波场

(1993—1997), 不同于其他理论, 所用的积累解只沿一个方向 (例如分界面的法线方向) 有积累. 此外, 入射介质是非线性的, 得到的结果表明, 即使是 SV 波入射, 其反射纵波有积累, 在临界角附近, 反射谐波有很强的峰值. 根据这一理论, 钱祖文和姜文华设计了半圆盘状铝样品, 首次利用声学反演法初步测量了铝的三阶弹性常数<sup>[14]</sup>. 这个方法不同于以前的方法, 第一, 计及了接收点的边界影响, 第二, 只要求接收换能器在测量过程中保持稳定耦合. 此外, 吴文虬、杜功焕等人发表了很多工作, 因限于篇幅恕不一一列举.

## 2.2 非线性声学中的特征方法

正如上面所说, 微扰法要求微扰参数比 1 小很多, 这在某些应用中 (如测量三阶弹性常数等) 能够满足, 但在另一些应用中 (如航天问题) 微扰法难以应用. 历史上最早的非线性波理论可回溯到 1808 年的泊桑“声学理论纪要”一文, 而黎曼-厄恩肖简单波理论则诞生于 1860 年左右. 所谓简单波是指这样一种波, 一旦介质中的质点速度波的波形已知, 则其压力波、密度波等皆为已知. 当声源为正弦波时, 简单波可表为<sup>[1]</sup>

$$u = u_0 \sin(\omega t - \frac{\omega}{C}x), C = C_0 + \epsilon u. \quad (3)$$

显然, 它是行波, 其局部声速为  $C$ , 依赖于局部质点速度  $u$ , 在波峰处,  $u$  大且为正, 故波速大而超前; 在波谷处  $u$  为负, 故波速小而落后. 由于声学过程不应出现多个状态, 从而在声雷诺数充分大时形成冲击波. 另一方面, 简单波是  $u$  的隐函数, 实际使用时, 要作近似展开, 例如富比尼解<sup>[1]</sup>.

为了研究非线性声学驻波解, 可将基本方程组作传统的变换, 即

$$\lambda = \int \frac{C}{\rho} d\rho, r = (\lambda + u)/2, s = (\lambda - u)/2. \quad (4)$$

对于理想气体的绝热过程, 方程组可变换为

$$\frac{\partial r}{\partial t} + (u + C) \frac{\partial r}{\partial x} = 0,$$

$$\frac{\partial s}{\partial t} + (u - C) \frac{\partial s}{\partial x} = 0, \quad (5)$$

式中  $C$  为局部声速. 在寻求 (5) 式的解时, 文献 [15] 的作者隐隐地假设了  $\lambda$  和  $u$  沿  $r = \text{常数}$  的特征线 (面) 上对时间的积分值等于沿  $s = \text{常数}$  的特征线 (面) 上的积分值, 这个假设尚待证明. 通过简单计算, 钱祖文得到 (5) 式的正确解 (尚未发表), 即

$$\begin{aligned} r &= f\left[t - \frac{1}{C_0 + \epsilon r} \left(x - \frac{r-3}{2} \int_{r=\text{const}} s dt\right)\right], \\ s &= g\left[t + \frac{1}{C_0 + \epsilon r} \left(x + \frac{r-3}{2} \int_{s=\text{const}} r dt\right)\right], \end{aligned} \quad (6)$$

式中  $f(y), g(y)$  是两个任意函数. 显然,  $r$  和  $s$  各自隐含于彼此之中, 在使用中仍然要作数值展开.

当冲击波形成之后, 声波遭到极大的衰减, 以至于输入声强增加, 输出声强却不再增加, 从而达到饱和. 文献 [16] 的作者研究过这个现象. 陈品瓚等人 (1980 年) 也作了类似的工作, 但声强比 [16] 高. 朱之墀等人 (1998 年) 用数值法求解了欧拉方程组, 也研究了驻波特性, 当源级增高时, 出现了很强的“直流”量.

## 2.3 水波孤子

由以前的讨论可知, 在非频散介质中, 低频声波的能量不断向高频转移, 当声雷诺数充分大时, 形成冲击波. 如果介质是频散的, 将出现能量向不同模式的“仓库”中存储的现象, 故在非线性过程中, 非线性机制与频散机制争夺能量, 当它们的角逐达到平衡时, 会产生一种独特的产物: 孤子. J. Scott - Russell 于 1834 年首先看到了孤波, 10 年之后他才在“Report on waves”一文中披露这一现象. 1961 年后, Korteweg, de Vries 从理论上作了解释, 后人称之为 KdV 孤子<sup>[1]</sup>.

早在 1831 年, 法拉第在水槽中观察到二分频波. 为了研究“鱼洗”, 1964 年李沛滋在水槽中观察到一个临界频率, 超过此值, 则出现二分频水面波. 1984 年, 我国旅美学者吴君汝在小水槽中首先看到一对二分频孤子 (后来称为呼

吸孤子)碰撞<sup>[17]</sup>,显然,它们不是 KdV 孤子.魏荣爵、王本仁、毛毅、郑晓瑜和缪国庆等人研究了这种孤子的激励机制、稳定区<sup>[18]</sup>.这对孤子的发现引起了理论工作者的很大兴趣.在同一年,Putte man, Miles 以及我国学者颜家壬、黄国翔相继发表理论论文,应用多标微扰法求解水槽空间的非线性薛定谔方程(NLS),其理论可以解释单孤子现象.1992年,倪皖荪、许阳光和魏荣爵等人<sup>[19]</sup>在不同的近似条件下求解了 NLS 方程,较好地解释了实际观察到的孤子碰撞现象.王新龙等人研究了孤子相互作用、边界影响、极性排列以及时空振荡等问题<sup>[20]</sup>.一个值得注意的现象是,当系统的控制参数增大,原本属于可积系统的孤子振荡,经过分岔而过渡到混沌<sup>[21]</sup>,陈学农等人利用反演法求解了 NLS 方程,研究了周期调制振荡孤子的动态特性.

计及表面张力的影响,周显初和崔洪农<sup>[22]</sup>求解了 NLS 方程,结果表明,在规一化水深对规一化表面张力的平面图上,有 3 个参数区 1, 2 和 3,在区域 1 和 3 出现呼吸型孤子,而区域 2 出现纽结型孤子(Kink).区域 3 是他们发现的并经过实验证实.而缪国庆等人的实验结果表明,对于水或乙醇,只存在两个区,当规一化水深  $kd > 1$  时观察到呼吸型孤子,  $kd < 1$  时是纽结型孤子.

两层流体的界面能存在内波,颜家壬和黄国翔研究了两个内波孤子的相互作用<sup>[23]</sup>,并得到陈伟中等人的实验证实.陈伟中等人还在沙表面观察到类似于孤子的斑图.1992年,王本仁和 Apfel 在圆槽中观察到了孤波.

#### 2.4 声学中的混沌

声学中讨论的是一种所谓确定性的混沌.它满足确定的方程组,改变控制参数,经过某个途径(如分岔)过渡到混沌,它的一个象征是出现连续谱. Rayleigh 和 Benard 早期研究过热对流,当温度梯度超过一定的值时,出现湍流; Lauterborn 和 Cramer<sup>[24]</sup>测量了空化气泡的频谱发现,当激励声压超过某数值时,连续谱出现.文献[25]研究了扬声器的频谱,当激励声压达到一定的值时,连续谱出现.钱祖文和邵道远

(1986年)在水槽中扰动水介质时,水中观察到二分频波.

一个值得注意的动向是混沌在保密通信中的应用.已经证明,当系统的 Lyapunov 指数为负时,则混沌调制的发射和接收系统达到同步,目前使用的调制器件是 Chua 器件.

近年来,倪皖荪、杜功焕和张宇也实现了混沌调制编码和解码的保密通信<sup>[26]</sup>.

#### 2.5 分形学在声学中的应用

分形学已渗透到许多学科,包括声学.文献[27]的作者研究了空化气泡混沌吸子的维数,倪皖荪等人(1985年)计算了扬声器系统奇吸子的维数.1998年,作者研究了分形表面的散射后发现,国外关于混响的测量数据其散射表面的分维数接近于 0.5(即原为连续的散射表面退化为  $4 - 2$  Cantor 集).考虑颗粒的非球形,钱祖文<sup>[28]</sup>研究了海洋沉积物的声衰减,从分析国内外发表的数据得到它们的分维数在 2.3 到 2.44 之间.应用文献[28]的方法,Attenborough 等研究了土壤的衰减<sup>1)</sup>.

#### 2.6 声散射声

有一个声波扰动了介质,其中有另一个声波传播时将被散射,这就是声散射声现象.1956年,文献[29]的作者用两束正交声相互作用,测量到了散射声.1957年,Westervelt<sup>[30]</sup>计算了两个平面波的相互作用,结果表明,其公共区之外无散射声.但有人认为,由于平面波是无限的,其公共区之“外”无实际意义.为此,钱祖文(1976年)研究了两个准直声束的相互作用(这时公共区之外有意义),结果表明,两束声的公共区之外无散射声.1992年,Trivett 和 Rogers 为了研究一个平面波和一个平面脉冲的声散射声,数值求解(4)式,结果表明,在所谓多普勒角附近有散射声.1988年,钱祖文解析地求解了同一个问题,结果表明,对于非频散介质来说,在公共区之外不存在服从因果关系的散射声,不久,该文被美国出版的“中国物理”译成英文.近年来,吴君汝和 Roy(私人通信)实验研究了

1) 私人通信

两个高斯波束的相互作用,在公共区之外没有测到可观察的散射声。

当然,公共区之外无散射声的结论仅对非频散介质正确.1965年龚秀芬等人研究了铝样品的散射声。

## 2.7 声参量阵

由声散射声结果可知,两个平行声束相互作用时,公共区中的介质出现分布声源.当一个频率的声波自作用时,则辐射二阶谐波;如果是二个频率的波相互作用时,则出现和频波以及差频波,人们将有关激励系统和影响介质称为声参量阵<sup>[1]</sup>.1963年,Westervelt<sup>[31]</sup>发表了声参量阵理论并得到Bellin和Beyer的实验证实.后来,Berkta对各种典型声源的声参量阵作了系统的研究<sup>[32]</sup>,并提出了脉冲自解调理论,他认为,声参量阵可以用于它能够应用的场合,如探测、通信和导航等.1976—1978年,Moffett等人介绍了一种模型声参量阵特性的深入研究的结果,由于这种阵有很理想的指向性,抗干扰能力强,引起了非线性声学界的极大关注,促成了国际非线性声学讨论会的定期召开.30年来,它日益广泛地应用于海底层析、水下通信和医学超声等方面。

我国从70年代起就开展了这方面的工作.钱祖文等人(1981—1988年)研究了线源声参量阵及其近场和宽带声参量阵的性能,提出了浅海声参量阵的设计公式,并得到实验证实.1982年,他们介绍了声参量阵水下传送交响乐和新闻广播的实验.1985年,赵玉芳等人披露了他们研制的圆柱形声参量阵及其性能.1991年,刘文森和许振夏报道了声参量阵信号在模拟海底交界面的透射实验。

1982—1984年,杜功焕和龚秀芬研究过声抑制声,得到了较好的效果。

## 2.8 非线性参数 $B/A$ 及其在医学中的应用

声速或声阻抗率是线性声学中的特征量.如果介质中的阻抗有突变,则产生反射或散射声波.利用这个性质,可以制成无损检测和医用B超.在非线性声学领域,二阶谐波压力正比于基波压力的平方乘以介质的非线性系数  $\epsilon$ ,而

后者等于  $1 + B/2A$ ,  $B/A$  称为非线性参数<sup>[1]</sup>,它是一个新的特征参量,也可以作为制造新设备的依据,因而需要精确测量.粗略说来,有下述两种方法测量  $B/A$ ,即热力学方法和非线性声学方法。

### 2.8.1 热力学方法

Rudnick(1958年),Beyer(1960年)开展了声非线性参数  $B/A$  的研究,对于单相均匀热力学系统,有

$$\frac{B}{A} = 2\rho C_0 \left( \frac{\partial C}{\partial P} \right)_{S,0}, \quad (7)$$

式中  $C$  是局部声速,  $S$  是熵.若在等熵过程中测出声速随压力的变化,即可得到  $B/A$ .利用此法测定的数据见文献[1].此法的缺点是要求压力变化范围较大,这就促使朱哲民(1983年)<sup>[33]</sup>、Sehgal(1984年)先后提出了相位比较法来测量这个量,从而降低了压力变化的范围.测得的数据与前一方法差别很小。

### 2.8.2 非线性声学方法

不能用之于活体测量是热力学方法的不足之处.正如前面所指出的,二阶谐波正比于基波压力的平方乘以非线性系数,因此,若测出的样品是二阶谐波压力和基波压力,即可得到  $B/A$ .1981年,Dunn等人介绍了样品的声吸收的修正.此外,1963年龚秀芬等人测量了液氮的非线性参数,1984年,她和她的同事还考虑了样品厚度对测量结果的影响.值得注意的是,Sehgal和Dunn关于病理学的研究表明,对于良性组织和恶性组织而言,其在等温过程的  $B/A$  与绝热过程的  $B/A$  的差值有不同的符号。

### 2.8.3 $B/A$ 参数成像

Ichida等人(1983年)以及Cain等人(1986年)应用  $B/A$  参数对样品和实物作了成像研究,成像效果比B超好得多.1985年,Nakagawa等人提出了声参量阵成像法,并对琼脂作了CT图.龚秀芬和章东等人(1993年)不仅测量了大量生物组织的  $B/A$ ,也进行了病理学研究.近年来,他们对样品也作了  $B/A$  成像研究(1993年).董彦武和童杰等人(1988年)从热力

学和分子自由程的角度研究了  $B/A$ 。

## 2.9 气泡振动和声致发光

从 30 年代起,人们就已经观察到振动气泡发光现象 (Marinesco, 1933 年; Frenzel, 1935 年),我国汪承灏等人 (1964—1966 年) 实验研究了边界附近的气泡振动,观察到电磁波辐射。近年来的研究工作已经表明,由于水中气泡有很大的压缩率,如用强声波激励,则会使得原来分布在水中的声能集中到气泡上。当它的体积被压缩到最小时,气泡内的温度和压力可以提高若干个数量级,理论研究表明,其温度可达几万度甚至更高,这就引起物理界的极大关注。

气泡声致发光可分成两类,即多泡发光和单泡发光。多泡发光是指声场中不只有一个气泡,或者虽然只有一个气泡,但它的附近存在边界,而单泡发光只允许有一个气泡。想在声场中捕陷一个单泡是很困难的,这一困难使得声致发光研究工作停滞不前。90 年代初期, Gaitan 等人<sup>[34]</sup>发明了微重力悬浮技术,利用声场产生的 Bjerknes 力,使气泡稳定于水中,从而展开了单泡发光机理的一系列研究,并得到了重要结果,例如,发光是气泡体积最小前的瞬间,光脉冲持续在几十到几百皮秒等<sup>[35]</sup>。Wu 等人<sup>[36]</sup>最近作了一个重要的数值计算,证明了压缩气泡内出现冲击波。1994 年, Moss 等人也作了这方面的工作,但选用了更精确的物态方程。计及了粘滞、热传导及光辐射损耗后,谢志行等人 (1998 年) 的数值计算结果表明,冲击波面上的“间断”值降低两个数量级。

多泡发光实验也出现了有趣的现象,如 NaCl 水溶液中的多泡光谱除了连续谱外,还有钠的线谱,这也出现在其他液体中 (如十二烷等)<sup>[37]</sup>。

单泡发光机制也有很多理论,如黑体辐射 (例如 1994 年, Moss 等人)、等离子体韧致辐射<sup>[36,38]</sup>以及量子真空辐射论<sup>[39]</sup> [陈伟中等人 (1998 年) 认为这一机制产生的辐射强度太弱] 等。最近,王龙及其同事<sup>[38]</sup>数值计算了等离子体的辐射,结果表明,产生的电场可达  $10^{10}$  V/m, 辐射光强和脉冲宽度也接近已发表

的测量值。Cheng 等人<sup>[40]</sup>数值求解了流体力学及气泡振动方程组之后认为,充氩的气泡中不产生冲击波,于是他们提出了一个问题:“在单泡发光的机制中,冲击波究竟有多重要?”钱祖文 (1999 年) 研究边界附近的气泡变形后认为,由于耗散,冲击波的厚度不是无穷薄,而是有限,它在气泡中心被反射之后回到气泡表面,从而产生很强的负表面张力,使变了形的气泡形成喷柱,使能量产生第二次会聚,其能量足以产生线谱。

## 3 展望

### 3.1 当今是非线性时代

有人也许会问:当今是什么时代<sup>[41]</sup>? 不同的学科,在不同的时期,有不同的答案。从物理学的角度回答,按顺序为:在上世纪之交为统计力学,几十年后,又分别为相对论时代和量子力学时代等。如从数学角度来看,当今是非线性时代。因为仅当广义应变很小时,才能使物理学的方程组线性化,但大多数情况并非如此。例如声致发光中的气泡振动其大小的变化可以达到 1 的量级。又如航空和航天器产生的 N 波其马赫数有时比 1 大得多,其他例子不胜枚举。声学领域如此,其他领域恐怕也在所难免。因此,随着科学和经济的快速发展,线性科学显然已不适应,大量的非线性问题出现在生产实践中,这表明,时势也在敦促非线性科学必须发展。

另一方面,水波孤子、光孤子以及点阵孤子等相继出现在物理学的不同领域,混沌现象也在各个学科得到一定的发展,分形学也越来越广泛地得到应用。这些都表明,在非线性时代,已经分道扬镳的各个物理学分支似乎有分久必合的趋势。

### 3.2 数学界和物理学界需要沟通

作者一直在思考一个问题,既然非线性微分方程组是对各个量解析微分而得到的,但在大多数情况下求它们的积分时却无从下手! 当然,数值计算是目前可行的方法,但不太顺手。例如文献<sup>[36]</sup>表明,存在冲击波,而文献<sup>[40]</sup>对

物理

氩气泡的结论却是否定的。

建立在傅里叶分析基础上的微扰法是目前常用的有效方法,但似乎也是一个束缚,是否能够找到非傅里叶非微扰的途径?

几十年的历史表明,进入 20 世纪之后,数学家和物理学家的分工似乎越来越“明确”,物理学家不很了解数学方面的成就,数学家也未必完全清楚物理学界碰到的具体困难,在当今这个时代加强彼此的沟通和渗透应当说是势在必行,我不敢说,这对从事科技工作的研究人员来说,会不会提出更高的要求?

### 3.3 加强非线性声学的应用研究

从傅里叶分析的角度来看,非线性相互作用能产生分频波、谐波以及和差频波,虽然它们的效率不高,但有较好的指向性和较强的抗干扰能力等优点,它在地球物理学、材料科学和医学等方面有应用前景,特别是  $B/A$  以及三阶弹性常数等在有关领域的应用,更是值得提倡的。

### 3.4 加强非线性声学的基础研究

在实际情况下,边界影响不可避免,故要进一步加强非线性边值问题的研究。对固体而言,三阶弹性常数的数据还是初步的,故完善甚至寻求新的测量方法(例如,能够测出全部三阶弹性常数)的研究工作是非常迫切的。由于缺乏有效地产生 SH 波的方法,除了加预应力的方法以外,其他方法尚不能测出全部三阶弹性常数。

到目前为止,各向异性非线性声学以纯模理论为主,这显然不能满足实际情况的需要,故开展普遍情况下的理论研究是值得提倡的。

我国声学界对孤子的研究已作了大量的工作,但对反演理论的应用和研究仅限于  $1+1$  (空间加时间)的情况。至于  $1+2$  (一维时间加二维空间)的研究在国外已有近 30 年的历史,而我国声学界在这方面的工作尚不多见。

气泡振动与声致发光是国际竞相角逐的基础研究工作,颇受当代科学界重视,其机理至今尚无定论,只有投入强的人力物力才有可能争得一席之地。

水声学中的非线性声学(例如混沌现象)研

究<sup>[42]</sup>也是值得注意的动向。

## 4 结束语

对比国内外的状况,我国的非线性声学工作有两个薄弱环节,第一是实验条件太差,要想开展一项创新的研究工作存在很多困难,设备不全,更谈不上更新。靠这样的条件得到的实验数据几乎很难得到国外同行的认可。第二是将研究成果应用到实际情况中去的积极性不太高,缺乏专门机构来实施应用的推广,也缺乏从成果到应用的中间经费支持。

我国的研究经费比例很小,在这样的情况下更要加强管理,应尽量提高经费比(成果与花费的比值),实事求是地评审和评价,做到真正的公平竞争,服从科学,爱惜人才,有利于开展创新研究,也才有可能缩短与国外的差距。

致谢 魏荣爵院士与作者作过有益讨论,特此感谢。

## 参 考 文 献

- [1] 钱祖文.非线性声学.北京:科学出版社,1992
- [2] Pfrim H. Fortsch. Gebeite Ingenieurw. B,1941,12:244
- [3] Blackstock D T. Proc. 3rd ICA, ed. Cramer L. Stuttgart:1959,309
- [4] 钱祖文.中国科学 A 辑,1982,2:159
- [5] Cotaras F D, Blackstock D T. 114th Meetings of ASA. Miami:1987
- [6] Shu Kun - tian, Jinsberg J H. J. Acoust. Soc. Am., 1988,83:Bl;1989,86:771;1991,89:2652
- [7] Cotaras F D, Blackstock D T. Proc. 13th ICA, Yugoslavia:1989,263
- [8] 钱祖文.物理学报,1993,42:949
- [9] Hughes D S, Kelly J L. Phys. Rev.,1953,92:1145
- [10] Breazeale M A, Jacob P. In Physical Acoustics, edited by Mason W P, Thurston R N. Academic, New York, 1984,17:2
- [11] Smith R T et al. J. Acoust. Soc. Am., 1966,40:1002
- [12] Mao Yiwei et al. In Technical Paper, 3rd Western/Pacific Regional Acoustics Conference, Shanghai:1988,45-48
- [13] Qian Z W. J. Acoust. Soc. Am.,1989,87:1965;1992,91:3067;J.Sound & Vib. 1995,186:561;1995,187:369

- [14] Qian Z W, Jiang Wenhua. In Proc. 16th ICA/135th ASA, Vol.3, edited by Kuhl P K, Crum L A. Seattle, Washington;1998.1727
- [15] 马大猷.声学报,1990,15:354; Maa Dah - you *et al.* J. Acoust. Soc. Am., 1995,98:1
- [16] Webster D A, Blackstock D T. J. Acoust. Soc. Am., 1977,62:518
- [17] Wu Junru *et al.* Phys. Rev. Lett.,1984,47:1421
- [18] Wei Rongjue *et al.* In Technical Paper, 2nd Western/ Pacific Regional Acoustics Conference. Hong Kong:1985. 198; Technical Paper, 3rd Western/ Pacific Regional Acoustics Conference, Shanghai:1988. I - 11
- [19] Xu Y, Wei Rongjue. J. Acoust. Soc. Am., 1992,91:2576; Ni Wan - sun, Wei Rongjue. Science in China (Series A),1992,35:626
- [20] Wang Xinlong, Wei Rongjue. Phys. Rev. Lett.,1997,78:2744
- [21] Wei Rongjue *et al.* J. Acoust. Soc. Am.,1990,88:469
- [22] Zhou X, Cui H. Science in China (Series A),1992,36:816
- [23] 颜家壬,黄国翔.物理学报,1988,37:874
- [24] Lauterborn W, Cramer E. Phys. Rev. Lett.,1981,47:1445
- [25] 魏荣爵等.电声技术,4/1986; Miao G *et al.* In Technical Paper 3rd, Western/ Pacific Regional Acoustics Conference, Shanghai:1988, IP. 858; Tong Peiqing *et al.* Chinese Phys. Lett.,1991,8:442
- [26] Zhang Yu *et al.* Phys. Rev. E, 1998,58:3022; Electron. Lett.,1988,34:951
- [27] Lauterborn W, Holzfuss J. Phys. Lett.,1986,115A:369
- [28] Qian Z W. Phys. Rev. E, 1996,53:2304
- [29] Ingard U, Pridmore - Brown D C, J. Acoust. Soc. Am., 1956,28:367
- [30] Westervelt P J. J. Acoust. Soc. Am.,1957,29:973
- [31] Westervelt P J. J. Acoust. Soc. Am.,1963,35:535
- [32] Berktaay H O. J. Sound & Vib.,1965,2:435; J. Acoust. Soc. Am.,1974,55:539
- [33] Zhu Z *et al.* J. Acoust. Soc. Am., 1983,74:1518
- [34] Gaitan D F *et al.* J. Acoust. Soc. Am.,1992,91:3166
- [35] Weninger K R *et al.* Phys. Rev. Lett.,1997,78:1799; Hiller R A *et al.* Phys. Rev. Lett.,1998,80:1090
- [36] Wu C C, Robert P H. Phys. Rev. Lett.,1993,70:3424
- [37] Matula T J *et al.* Phys. Rev. Lett.,1955,76:651; Flint E B, Suslick K S. Science,1991,253:1397
- [38] Xu Ning, Wang Long, Hu Xiwei. Phys. Rev. E,1998,57:1615; Xu Ling, Wang Long, Hu Xiwei.1998, (Private comm.)
- [39] Eberlein C *et al.* Phys. Rev. Lett.,1996,76:3842
- [40] Cheng H Y *et al.* Phys. Rev. E, 1998,58:2705
- [41] Lauterborn W. In Fortschritte der Akustik - FASE/ DAGA '82,1982,47
- [42] Kevin B *et al.* J. Acoust. Soc. Am.,1992,91:1939, 1950

## 中国物理学家对世界拉曼光谱学发展作出历史性贡献\*

张 树 霖

(北京大学物理系 北京 100871)

摘 要 吴大猷先生在1939年出版的国际上第一本全面总结分子结构拉曼光谱研究成果的专著《多原子分子的振动谱和结构》,表明中国从一开始就对世界拉曼光谱学的发展有重大贡献.虽然在拉曼光谱学的第二个大发展时期——六七十年代,由于“文革”,中国的拉曼光谱学研究被迫停顿,但是在此以前的1954年,黄昆先生出版了与玻恩合著的《晶格动力学理论》.在八九十年代,中国拉曼光谱学研究的论文数及水平迅猛上升,尤其在低维纳米材料领域,诞生了全面正确描述超晶格拉曼散射的被人们称作黄 - 朱模型的理论,发表了大量有世界一流水准的论文.因此,拉曼光谱学成为近代中国科学家为之作出重大贡献的少数几个学科领域之一.

关键词 拉曼光谱学,科学史

\* 国家自然科学基金资助项目和“九五”攀登计划支持项目  
1999 - 06 - 03 收到