

各向同性固体界面非线性反射的实验研究^{*}

陈建军 姜文华 水永安

(南京大学声学研究所 近代声学国家重点实验室 南京 210093)

1997 年 8 月 11 日收到

1998 年 4 月 6 日定稿

摘要 实验测量了 SV 波入射到玻璃-空气, 玻璃-铁、铜、铝界面上时反射的二次谐波 SV 波, 研究了非线性反射效率与入射角以及材料的线性和非线性特性的关系, 发现在某些入射角下, 反射的二次谐波会有较大的振幅, 报道了实验结果并和理论进行了比较。

PACS 数: 43.25

Experimental studies of nonlinear reflection on isotropic solid interface

CHEN Jianjun JIANG Wenhua SHUI Yongan

(The Institute of Acoustics, State Key Laboratory of Modern Acoustics Nanjing University Nanjing 210093)

Received Aug. 11, 1997

Revised Apr. 6, 1998

Abstract Nonlinear reflection of SV shear wave at the isotropic solid interfaces is experimentally studied. The reflected second harmonic SV shear wave is measured for glass-air, glass-iron, copper and aluminum interfaces. The relation of nonlinear reflective coefficient with the incident angle and linear as well as nonlinear characteristics of the materials is thoroughly investigated. Comparison of the experiment with the theory gives qualitatively agreement.

引言

有限振幅声波在有界空间传播的问题近来引起广泛的注意。首先是在逐级近似下处理这个问题时会有有一定的困难, 因而引起很大的理论上的兴趣^[1-4]。其次, 近年来的实验研究表明, 边界的状态对非线性二次谐波的激发有显著的影响^[5], 所以这方面的研究在材料的无损评价中有很大的潜在应用。目前正有人致力于发展无损评价复合材料粘接强度和材料疲劳程度的非线性声学方法^[6,7]。关于声波入射到各向同性固体界面上非线性反(折)射的问题已经有过理论和初步的实验研究^[3,8]。在此基础上, 最近我们又在实验上系统研究了当垂直偏振横波(SV 波)入射到各向同性固体-固体界面上时, 反射的二次谐波 SV 波与入射角的关系以及与折射媒质的线性和非线性特性的关系。本文报道了实验结果并与理论进行了比较。

^{*} 国家自然科学基金的资助项目

1 实验

本文所描述的实验,测量的对象是所谓的横波非线性反射系数,即界面激发的 SV 波自由谐波与入射的 SV 波基波振幅平方之比再除以波数,其表达式为:

$$R_{vv}^s = \frac{U_{v-}^s}{k_T^{(1)} (U_{v+}^{(0)})^2} \quad (1)$$

我们知道,当一束超声横波(SV 波)斜入射到两个各向同性固体媒质的界面上时,由于模式转换效应,入射和折射媒质中将分别有反射、折射的 SV 波和纵波。由于媒质固有的非线性,入射、反射和折射声波间将发生声-声相互作用,从而激发高次谐波。如果只计及平方非线性,则主要是二次谐波。当用逐级近似方法求解这些二次谐波时,人们发现在各向同性固体中,纵波的自作用将产生自身的有空间积累效应的二次谐波。虽然 SV 波的自作用不会产生自身的二次谐波(因此,入射波中没有二次谐波 SV 波的分量),但可激发无积累效应的纵波二次谐波;同时纵波与 SV 波之间的相互作用,也会激发无积累效应的二次谐波纵波和 SV 波,显然,这些二次谐波将在边界上产生二次谐波位移和应力。另一方面,入射、反射和折射的基频声波也将通过非线性 Hooke 定律在界面上产生二次谐波应力。在界面上位移和应力必须连续,从这个边界条件人们发现,必然存在一个自由传播的反射的二次谐波 SV 波,这个波的传播方向与反射的基频 SV 波一致。如前所述,在平方非线性近似下,在无界空间传播的 SV 波不会激励自身的二次谐波,因而 SV 波自由谐波的激发完全是因为传播的基频 SV 波遇到边界而反射和折射的结果,因此这个自由谐波的产生是界面非线性效应的一个重要体现。由(1)式定义的横波非线性反射系数表征了界面激发 SV 波自由谐波的效率,它与入射和折射媒质的非线性特性有关,同时依赖于入射角。有关理论上求解 R_{vv}^s 的过程可参看文献[3]。

测量由(1)式定义的非线性反射系数的实验装置如图1所示。实验中选择玻璃作为入射媒质,铁、铜、铝作为折射媒质,同时也研究了玻璃-空气自由界面的情况。选择玻璃作为入射媒质,是因为它的衰减较小,同时容易保证样品的均匀性和一致性。换能器为 163°Y 切割 LiNbO_3 。

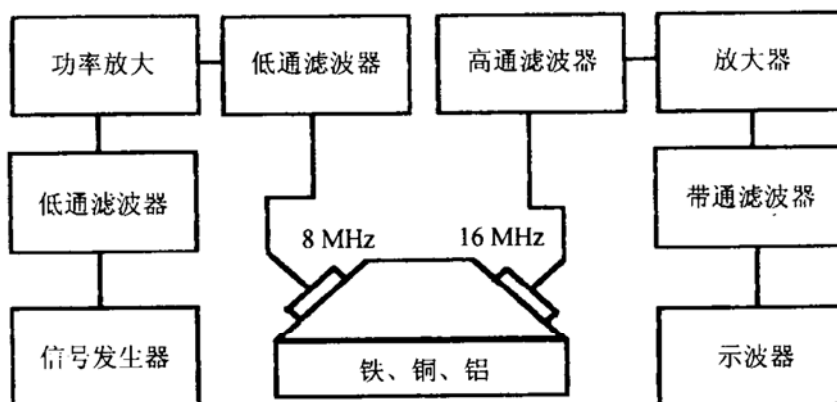


图1 测量横波非线性反射系数的实验装置

玻璃块的形状类似于光学上的 Dove 棱镜,换能器与玻璃棱镜,玻璃棱镜与铁、铜、铝均用水杨酸苯脂粘合,由更换具有不同倾角玻璃棱镜来改变入射角。由基频为 8 MHz 的换能器从玻璃一方入射到界面上,由基频为 16 MHz 的换能器检测反射的二次谐波。实际上接受换能器对 8 MHz 的基频声波也有响应,以此可监控入射波的振幅。由于接受换能器的灵敏度并未作绝对校正,实验中仅能测量接受换能器给出的基频声波和二次谐波的电压,所以实验测量的实际上是一个正比于由(1)式定义的横波非线性反射系数的量。

2 结果和讨论

对玻璃 - 空气, 玻璃 - 铁、铜、铝界面测量的结果如图 2 所示, 图 2 中横坐标为入射角, 纵坐标为正比于非线性反射系数的电压比, 称之为非线性反射效率。根据参考文献 [3] 给出的理论针对上述情况进行了理论计算, 计算中所用的材料常数如表 1 所给出, 结果如图 3 所示。

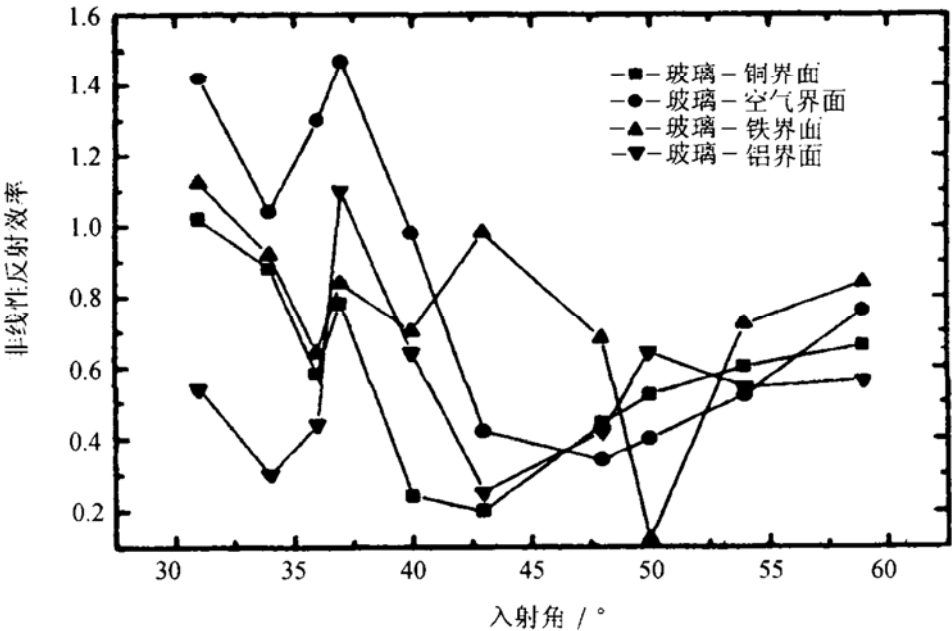


图 2 玻璃 - 空气, 玻璃 - 铁、铜、铝界面测量结果

比较这些测量结果, 可以发现一个共同的特点, 即非线性反射系数在某些角度下出现极值。从图 2 可见, 对所有这些界面一个共同的极值出现在 32° 附近, 把这一结果与图 3 比较, 可知计算给出了对应的峰。这些峰出现在入射角为入射的横波与反射的纵波相互作用达到共振的时候, 也就是有

$$|k_{TI}^{(I)} + k_{LR}^{(I)}| = 2k_L^{(I)}$$

或者入射角 θ_T 为

$$\theta_T = \arcsin \left[\left(\frac{9C^2 - 1}{8} \right)^{1/2} \right]$$

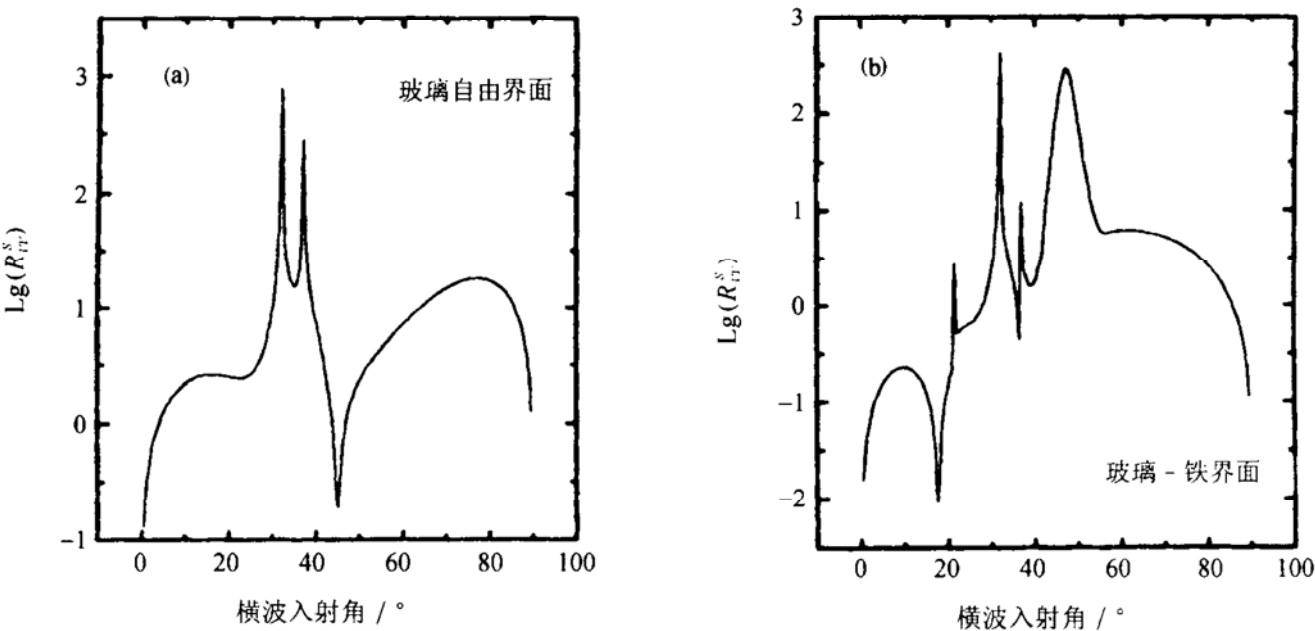


图 3

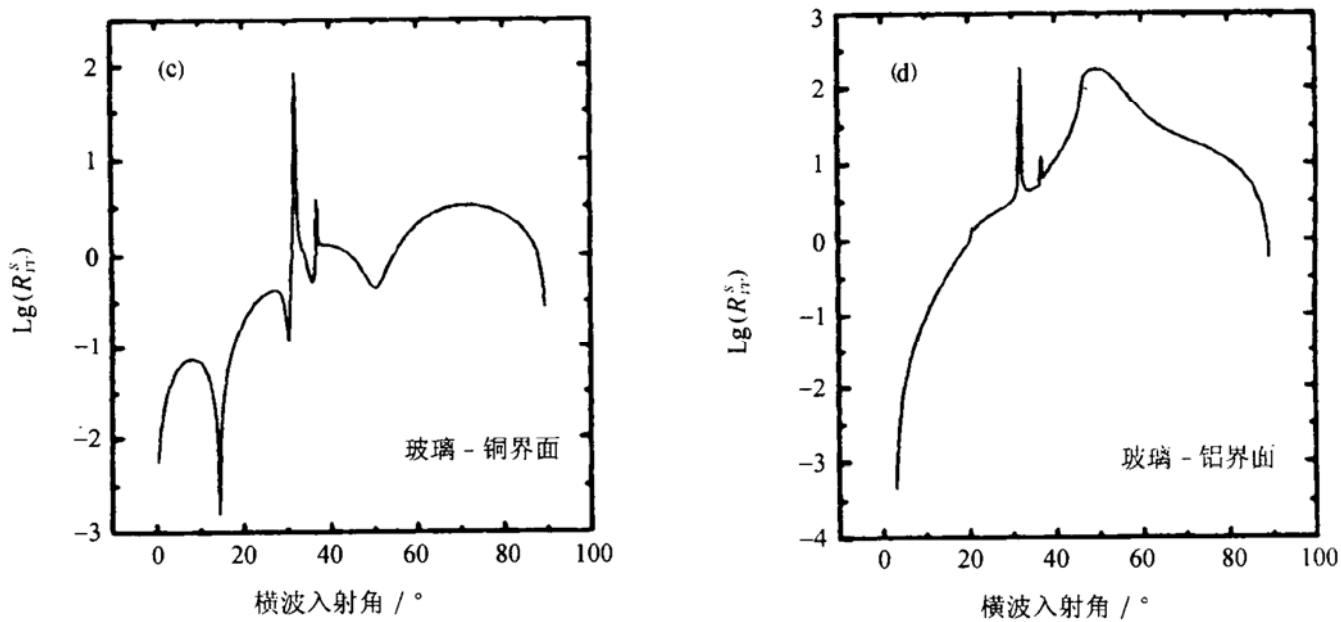


图 3 理论计算结果

时, 式中 $k_{TI}^{(I)}$ 和 $k_{LR}^{(I)}$ 分别为入射的 SV 波和反射的纵波的波矢量, $c = c_T/c_L$ 为玻璃的横波和纵波速度之比。此时由两者相互作用产生的二次谐波纵波将有空间积累效应^[3]。从图 2 可以看到, 这个极值的大小按自由界面, 玻璃-铁、铜、铝界面的次序降低。如果计算这些情况下的线性反射系数, 则会发现对应于这个入射角的纵波的线性反射系数也按此次序减小, 如图 4 所示, 这给出了上述结果一个合理的解释。由于在这一入射角, 入射横波和反射纵波发生相位匹配共振, 它们互作用产生的驱动波达到极大, 远远大于其它的驱动波, 其它的驱动波可以忽略不计, 因此在这一角度下, 只有入射横波和反射纵波互作用产生的驱动波起决定作用。已经知道, 二次谐波驱动波的振幅正比于材料的非线性系数和两个互作用的基频波振幅的乘积, 因而对应这个入射角的极值将正比于反射纵波的振幅, 也就是它的纵波线性反射系数。这表明在这一入射角下非线性反射的 SV 波自由谐波的振幅决定于玻璃的非线性和折射媒质的线性特性。前者给出了非线性系数的大小, 当把玻璃看作线性媒质时, 这个峰将不存在, 尤如以前的计算所给出的^[9], 后者决定了一阶反射纵波的振幅。

表 1

	$\rho(10^3 \text{ Kg/m}^3)$	$C_{11}(\text{GPa})$	$C_{44}(\text{GPa})$	$C_{112}(\text{GPa})$	$C_{155}(\text{GPa})$
玻璃	4.5	61.9	22.3	40	90
铁	7.7	284	84	-340	-760
铜	8.38	168	37.3	-571	-509
铝	2.77	107.9	26.4	-670	-395

除了在 32° 附近的峰以外, 对于玻璃-铁, 玻璃-铝界面的理论计算还给出另外三个峰, 分别位于折射纵波、反射纵波和折射横波的临界角附近。对于玻璃-铁界面这三个角度分别为 21.5°、37° 和 42.4°, 对于玻璃-铝的界面分别为 21°、37° 和 46.1°。实验上能明显观察到在 37° 处的峰, 同时也发现在折射横波的临界角附近有出现峰的趋势, 因为没有对应于折射纵波临界角的玻璃块, 所以对应的峰没能观察到。对于玻璃-铜的界面不存在折射横波的临界角, 因此它只有两个峰: 折射纵波临界角 29° 和反射纵波临界角 37° 附近。从图 3 我们可看到, 由于折射纵波临界角接近共振角, 这个峰值几乎淹没在共振角的峰值中, 实验只观察到在 37° 处的峰。

在临界角附近出现峰是因为此时或折射纵波, 或反射纵波, 或折射横波, 或所有这些波都成为消逝波, 由于能量压缩在界面附近, 所以大大增强了二次谐波的激发效率。但是理论计算和实验都表明, 对应于折射横波临界角的峰并不精确地出现在临界角处, 比如在图 2 上, 对玻璃-铁界面, 这个峰将出现在 45° 附近而不是 42.4°。这是因为随入射角增大, 一方面消逝波的穿透深度减小, 因而能量的压缩增加, 另一方面线性反折射也减小, 两者平衡的结果使峰出现在临界角

附近, 而不是精确地在临界角处。模拟计算表明, 出现在折射纵波和折射横波临界角附近的极值的大小与材料的非线性特性有关, 计算中保持铁的二阶弹性常数不变 (因而临界角不变), 将有关的三阶弹性常数增大两个量级, 结果如图 5 所示。从图 5 中可见, 在折射纵波和折射横波临界角附近的峰值都相应增大了, 但在反射纵波临界角的峰值则几乎没有变化, 这说明该处的峰值仅决定于入射媒质的非线性特性。

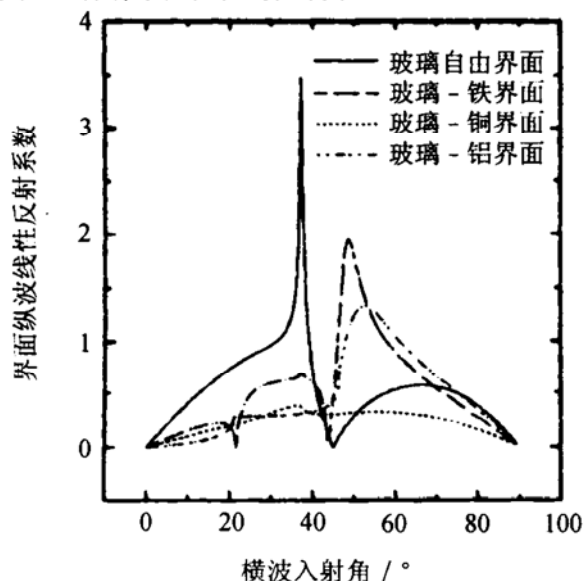


图 4 纵波线性反射系数

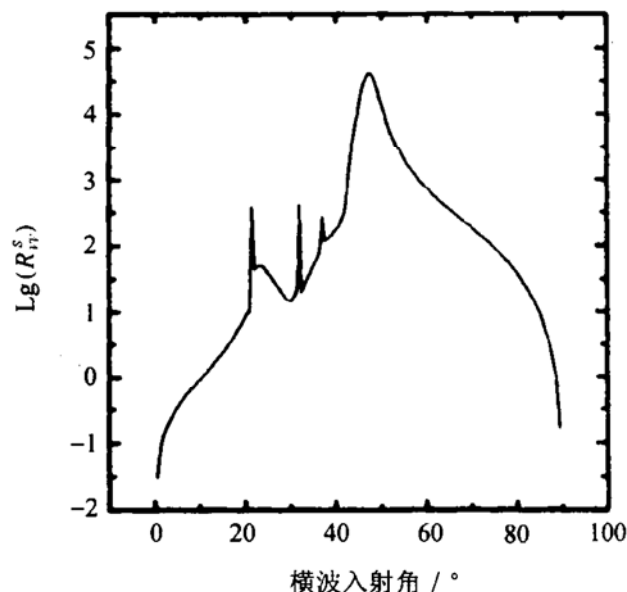


图 5 玻璃-铁 (三阶弹性常数增大 100 倍) 界面的理论计算结果

需要指出的是, 以上的实验和理论比较只是定性的, 实际上目前还无法作定量的比较, 困难来自两方面。首先是如前所说的, 目前还无法测量绝对振幅。此外, 参考文献 [3] 给出的是无限大平面波的理论, 因此当互作用满足共振条件时, 相应的驱动波将趋向无穷。实验使用的是接近准直的波束, 当然会是有限值, 但目前的理论无法预示这个数值的大小。图 3 中给出的有限值实际上是计算机作图程序内插的结果, 因而其值随着数值计算中角度步长的变化而变化。比如, 在入射角为反射纵波临界角时, 此时入射横波与反射横波的互作用满足共振条件, 即有

$$|k_{TI}^{(I)} + k_{TR}^{(I)}| = 2k_L^{(I)}$$

不同角度步长下的数值计算的结果如图 6 所示, 其中图 6(a) 的步长为 0.05° , 图 6(b) 为 0.01° , 可见峰值的大小有明显的不同。

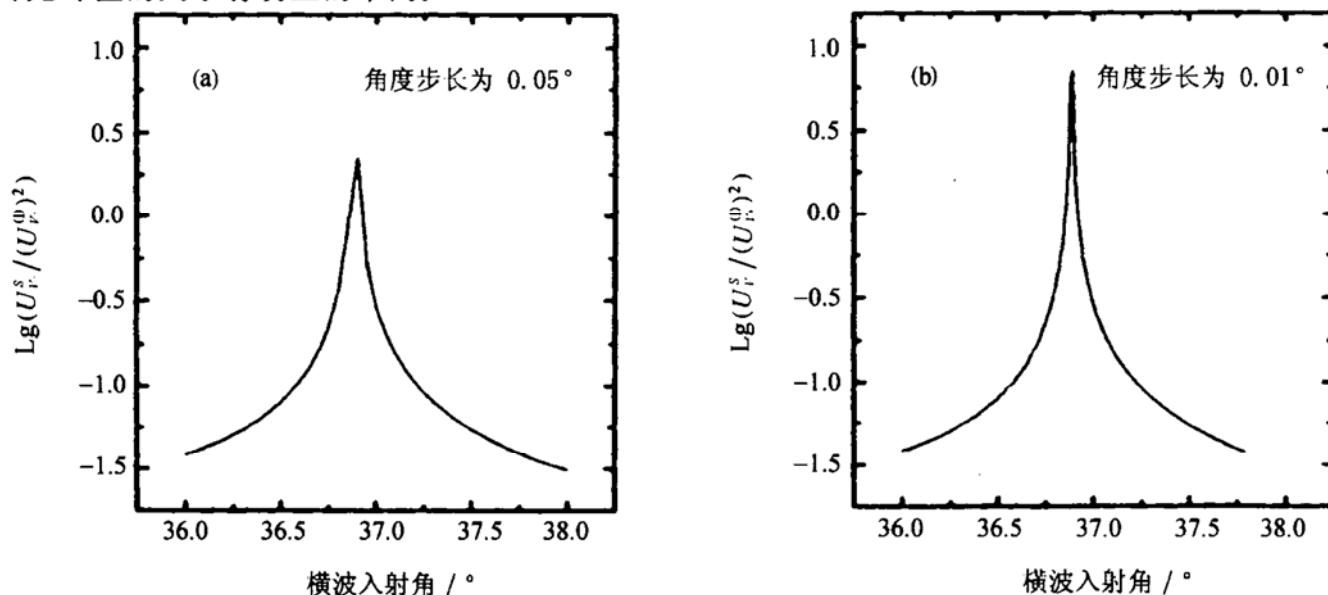


图 6 玻璃-铁界面反射纵波临界角附近步长变细的计算结果

3 结论

实验测量了 SV 波入射到玻璃和几种金属构成的各向同性固体-固体界面以及玻璃-空气的自由界面时, 界面反射的自由谐波 SV 波。系统研究了二次谐波激发效率与入射角以及材料性质的关系。实验上观察到了理论预示的一些峰, 得到了与理论定性一致的结果。如上所述, 由于缺乏绝对测量横波振幅的手段, 所以目前实验与理论尚无法作定量比较。再者, 由于目前的在逐级近似框架下的无限大平面波的非线性界面反(折)射理论尚不能定量给出在互作用满足共振时非线性反射系数的大小, 因而各个峰之间的相对比较也不可能, 因此, 进一步的理论和实验工作是必要的。尽管如此, 上述研究给出了以下启示:

(1) 在入射横波与反射纵波的互作用达到共振时, 非线性反射是较强的, 其强度与线性反射纵波的振幅直接有关, 因而也就与界面耦合质量有关, 这一结果有助于发展界面耦合质量无损评价的非线性声学方法。

(2) 在临界角附近, 二次谐波的激发效率是高的。特别是在反射纵波临界角处, 此时同时有入射的一阶 SV 波和反射的一阶 SV 波的互作用激励的二次谐波纵波满足共振条件, 从而可以测量到较强的二次谐波, 但它主要反映了入射媒质的非线性特性。而当入射角大于折射横波的临界角时, 反射纵波、折射纵波和横波均成为消逝波, 能量集中在界面附近, 因此在这个临界角附近反射的二次谐波将包含有更多的界面的信息, 所以在研究界面非线性效应时, 这一角度更应值得关注。

参 考 文 献

- 1 Qian Z W. Reflection of finite-amplitude sound wave on a plane boundary of half space. *Sci Sin*, 1982(A25): 492
- 2 Shu K T, Ginsberg J H. Oblique reflection of a nonlinear P wave from the boundary of a elastic half space. *J. Acoust. Soc. Am.*, 1991; **89**(6): 2652—2662
- 3 Zhou S, Shui Y. Nonlinear refletion of bulk acoustic wave at the interface. *J. Appl. Phys.*, 1992(72): 5070—5079
- 4 Zhou S, Jiang W, Shui Y. Nonlinear bulk acoustic waves in anisotropic solids: propagation, generation and reflection. *J. Appl. Phys.*, 1995; **78**(1): 39—46
- 5 He X, Shui Y, Mao Y, Jiang W. A nonlinear interaction of two acoustic beams on the solid interface. *Appl. Phys. Lett.*, 1996; **69**(5): 614—616
- 6 Korotkov A S, Sutin A M. Modulation of ultrasound by vibrations in metal constructions with cracks. *Acoustic letters*, 1994; **18**(4): 59—62
- 7 Cantrell J H, Yost W T. Acoustic harmonic generation and dislocation dynamics of fatigued aluminum alloys. *Rev. of Prog. in QNDE*, 1993; **12**: 2059—2066
- 8 Mao Y, Shui Y, Lu Z, Wu W. Second-harmonic generation of interface waves. *Appl. Phys. Lett.*, 1989; **55**(23): 2394—2396
- 9 Shui Y, Mao Y, Jiang W, Wu W, Solodov I Yu. THe second harmonic generation of bulk acoustic wave reflection. *IEEE Ultrasonics Symposium Proc.* 1987: 429—432