

反铁磁晶体的红外频率特性*

王 奇 周炯昂 吴 中 李春芳
(上海大学理学院物理系, 上海, 200436)

摘要 研究了红外频段非线性 s 偏振表面波在反铁磁晶体和电介质交界面上的频率特性. 求出了非线性色散方程, 揭示了非线性 s 偏振表面波存在一个临界频率, 低于这个频率, 非线性 s 偏振波是后向表面波. 利用色散方程与边界条件详细讨论了非线性 s 偏振表面波的频率范围. 发现功率不再是决定导波频率范围的唯一因素, 两种材料的介电常数比在这里起了至关重要的作用.

关键词 反铁磁晶体, s 偏振表面波, 频率范围, 红外波段.

INFRARED FREQUENCY CHARACTERISTIC OF ANTIFERROMAGNETIC CRYSTAL*

WANG Qi ZHOU Jiong-Mao WU Zhong LI Chun-Fang
(Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200436, China)

Abstract Frequency properties of infrared nonlinear s-polarized surface waves, which transmit through the interface between a dielectric and a nonlinear antiferromagnet were studied. The nonlinear dispersion equation was derived. It is found that there is a critical frequency in the nonlinear s-polarized surface waves. Below this frequency, the nonlinear s-polarized waves on the interface are backward surface waves. Using the dispersion equation and boundary conditions, the frequency region of nonlinear s-polarized waves was discussed in detail. The results show that not only the power but also the ratio of dielectric constants of two materials can influence the frequency region significantly.

Key words antiferromagnetic crystal, S-polarized surface wave, frequency region, infrared band.

引言

近十几年来,随着优质旋磁晶体制备工艺的不断提高,电磁波与旋磁材料的非线性相互作用越来越引起国内外学者的关注^[1-4]. Almedia 和 Mills 在研究反铁磁材料非线性红外响应时所导出的非线性磁化率 χ_{NL} ^[5] 为研究旋磁材料中的非线性电磁波奠定了理论基础. 在此基础上,人们先后研究了不同波型的电磁波在多种材料构成的旋磁波导中的传播行为,得到了大量新颖的理论结果^[6-9]. 事实上,对于表面波的 s 偏振和 p 偏振波型而言,由于 s 偏振波磁场的两个分量在边值问题中不能分离,所以对 s 偏振波的理论分析远比 p 偏振波^[6] 复杂的多.

本文导出了在反铁磁晶体-电介质这一波导结构上传播的 s 偏振波所满足的严格色散方程,并通过色散方程求出了 s 偏振波的群速度. 表明在一定

条件下非线性 s 偏振表面波存在一个临界频率,低于这个频率,反铁磁晶体表面支持的非线性 s 偏振波是后向表面波,即群速度与相速度反向. 详细讨论了在反铁磁波导中非线性 s 偏振波的导带与禁带,结果表明,导带与禁带不仅与 s 偏振波的强度有关而且随两种介质介电常数比的变化而变化,不同的频率具有不同的功率导通阈值和截止功率,可以通过调整入射波功率来实现导带与禁带的转换,带宽则由两种材料的介电常数比决定.

1 色散关系

波导的结构如图 1 所示,由两层介质构成,覆层为非线性反铁磁晶体,电磁波沿反铁磁晶体表面的易磁化轴(z 轴)传播.

无外加静磁偏置场的反铁磁晶体具有磁各向异性,其磁导率张量为一个三阶对角矩阵,对 s 偏振波

* 国家自然科学基金(批准号 69877009)资助项目
稿件收到日期 2001-11-16, 修改稿收到日期 2002-05-29

* The project supported by the National Science Foundation of China
(No. 69877009)
Received 2001-11-16, revised 2002-05-29

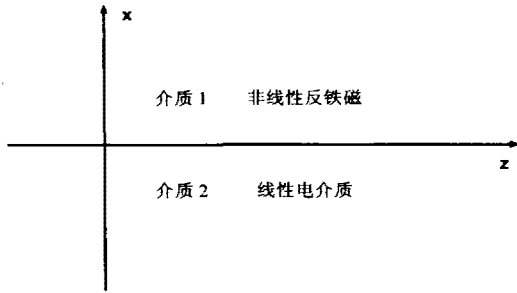


图1 非线性反铁磁界面波导的结构示意图
Fig.1 Geometry for a nonlinear antiferromagnet interface waveguide.

而言,磁导率张量可表示为

$$\ddot{\mu} = \begin{bmatrix} \mu_x & 0 & 0 \\ 0 & \mu_y & 0 \\ 0 & 0 & \mu_z \end{bmatrix},$$

$$\mu_x(\omega) = \mu_L + \chi_{NL} |h_x|^2$$

$$\mu_y = \mu_L$$

$$\mu_z = 1, \tag{1}$$

其中 μ_L, χ_{NL} 分别为线性磁导率和非线性磁化率系数^[5]. 设沿 z 方向传播的 s 偏振电磁场具有如下的形式

$$\vec{E} = (0, E_y, 0) e^{i(kz - \omega t)}, \tag{2}$$

$$\vec{H} = (H_x, 0, H_z) e^{i(kz - \omega t)}, \tag{3}$$

通过麦克斯韦方程组可得到各个场分量之间的关系

$$ikE_y = -i\omega\mu_0\mu_x H_x, \tag{4}$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial x} = i\omega\mu_0 H_z, \tag{5}$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = ikH_x + i\omega\varepsilon_0\varepsilon E_y, \tag{6}$$

考虑到无损耗情况下 s 偏振波的 x 分量和 z 分量的相位差为 $\pi/2$, 令 $H_x = h_x, H_z = ih_z$ 和 $E_y = e_y$. 这样, 在反铁磁晶体中, 磁场的两个分量 h_{x1}, h_{z1} 的关系可以由方程式(4)和(6)推出

$$\frac{\partial^2 h_{z1}}{\partial x^2} - k \frac{\partial h_{x1}}{\partial x} = -k_0^2 \varepsilon_1 h_{z1}, \tag{7}$$

$$\frac{\partial^2 h_{z1}}{\partial x} = \frac{1}{k} (k_1^2 - k_0^2 \varepsilon_1 \mu_{NL}) h_{x1}, \tag{8}$$

进而可得

$$\frac{k_0^2}{k^2} \varepsilon_1 (\mu_L + \mu_{NL})^2 - \frac{3}{2} \mu_{NL} - \mu_L + \left(\frac{h_{x1}}{h_{z1}}\right)^2 = 0, \tag{9}$$

根据边界条件, 可得

$$\frac{h_{x1}(0)}{h_{z1}(0)} = \frac{k_2 [\mu_L + \mu_{NL}(0)]}{k}, \tag{10}$$

其中 $\mu_{NL}(0) = \chi_{NL} |h_{z1}(0)|^2$. 将式(10)代入方程式(9)可以导出非线性 s 偏振表面波所满足的色散方程

$$k^2 = k_0^2 (\varepsilon_2 - \varepsilon_1) / (1 - \frac{1}{\xi^2}), \tag{11}$$

其中 $\xi^2 = [\mu_L + \mu_{NL}(0)]^2 / [\mu_L + \frac{3}{2} \mu_{NL}(0)]$, 它是线性磁导率与非线性磁导率的耦合项. 式(11)中 k^2 必须大于0, 对于不同材料的介电常数, ξ^2 要满足不同的要求:

当 $\varepsilon_1 > \varepsilon_2$ 时, 必须有 $\xi^2 < 1$ 成立. 在此条件下, 色散曲线 $k(\omega)$ 如图2所示;

当 $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$ 时, 必须有 $\xi^2 > 1$ 成立. 此时, 色散曲线 $k(\omega)$ 如图3所示;

由图3可以看出, 在 $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$ 的情况下, 存在着一个临界频率 $\omega = \omega_{cn}$, 对应这一频率 k^2 有一最小值. 其中, ω_{cn} 由方程

$$\frac{\mu_L - 1}{c^2 - 1} \eta = \frac{\omega_c^2 - \omega^2}{\omega^2}, \tag{12}$$

给出, 这里

$$\eta = \frac{\mu_L + 2\mu_{NL}(0)}{[\mu_L + 3/2\mu_{NL}(0)][\mu_L + \mu_{NL}(0)]}, \tag{13}$$

通过式(11)可以求出 s 偏振表面波的群速度 V_g 的表达式

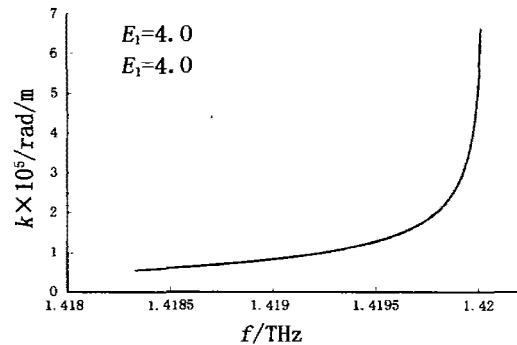


图2 色散曲线 $k(\omega)$ ($\varepsilon_1 > \varepsilon_2$). 其中, 参数 $\omega_m = 0.0106 \times 10^{12}$ (rad/s), $\omega_A = 3.517 \times 10^{12}$ (rad/s), $\omega_c = 8.8974 \times 10^{12}$ (rad/s), $\mu_{NL} = 0.3$, $f = \omega/2\pi$ 且 $1.4182\text{THz} < f < 1.42\text{THz}$

Fig.2 Dispersion curve $K(\omega)$ ($\varepsilon_1 > \varepsilon_2$). Where $\omega_m = 0.0106 \times 10^{12}$ (rad/s), $\omega_A = 3.517 \times 10^{12}$ (rad/s), $\omega_c = 8.8974 \times 10^{12}$ (rad/s), $\mu_{NL} = 0.3$, $f = \omega/2\pi$ and $1.4182\text{THz} < f < 1.42\text{THz}$

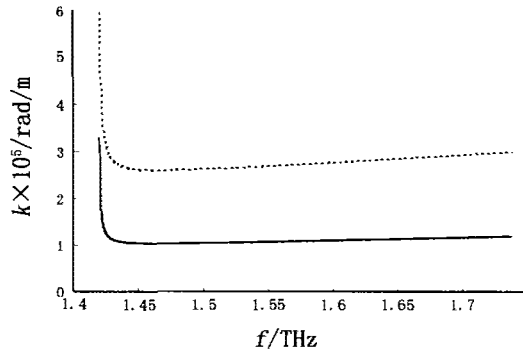


图3 色散曲线 $k(\omega)$ ($\epsilon_1 > \epsilon_2$). 其中, 参数同图2, 其中实线对应 $\epsilon_1 = 4.0, \epsilon_2 = 5.5$; 虚线取 $\epsilon_1 = 4.0, \epsilon_2 = 13.5$. 且 $f > 1.42\text{THz}$

Fig. 3 Dispersion curve $K(\omega)$ ($\epsilon_1 < \epsilon_2$). The parameters are the same as Fig. 2. $\epsilon_1 = 4.0, \epsilon_2 = 5.5$ for solid curve; $\epsilon_1 = 4.0, \epsilon_2 = 13.5$ for dashed curve, and $f > 1.42$ (THz).

$$V_g = \frac{d\omega}{dk} = \frac{\omega}{k} \frac{1}{1 + \eta\omega^2(\mu_L - 1)/(\xi^2 - 1)(\omega_c^2 - \omega^2)}. \quad (14)$$

很明显, 当式(13)右边的分母取负值时, s 偏振表面波的相速度 $V_p = \frac{\omega}{k}$ 与群速度 V_g 反向, 不难得到, 只有当 $\epsilon_1 < \epsilon_2$, 且 $\omega < \omega_{cr}$ 时, V_g 与 V_p 反向, 即在反铁磁晶体表面上有后向表面波被激发。

如图4所示, 当 $\omega < \omega_{cr}$ 时, $V_g < 0$. 在 ω_{cr} 的附近, $V_g(\omega)$ 对频率的变化相当敏感; 而在远离 ω_{cr} 处, $V_g(\omega)$ 对频率的变化很不敏感。

2 频率特性

根据式(9)和式(10), 当 $|\delta| \rightarrow 0$ 时, 可得

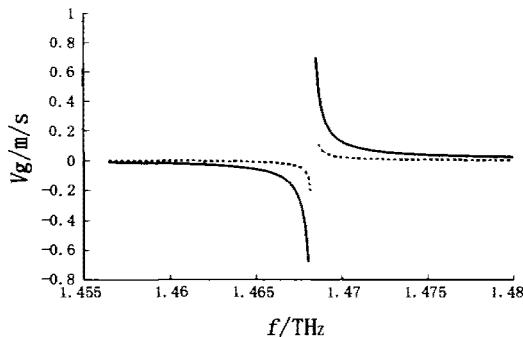


图4 色散曲线 $k(\omega)$ ($\epsilon_1 < \epsilon_2$). 参数同图3, 且 $f_{critical} = 1.4684\text{THz}$

Fig. 4 Dispersion curve $K(\omega)$ ($\epsilon_1 < \epsilon_2$). The parameters are the same as Fig. 3. and $f_{critical} = 1.4684\text{THz}$

$$Ah_{x1}^4(0) + Bh_{x1}^2(0) + C = 0, \quad (15)$$

其中 $A = \chi_{NL}^2(k_2^2 - k_0^2\epsilon_1)$, $B = \chi_{NL}^2(\frac{1}{2}k_2^2 + 2k_2^2\mu_L - 2k_1^2)$, $C = \mu_L(k_2^2\mu_L - k_1^2)$. 考虑 k_2^2 的定义, 我们知道仅在以下两种情况下方程(15)的解 $h_{x1}(0)$ 有正的实根^[10]: (1) $C > 0, B < 0$ 且 $B^2 > 4AC$; (2) $C < 0$. 因为对于线偏振的入射波有 $\chi_{NL} > 0$, 对于 s 偏振波有 $\mu_L > 0$, 所以, 只有当 $C > 0$ 时式(15)才能有正的实根, 即得到

$$k_2^2\mu_L - k_1^2 < 0, \quad (16)$$

另外, s 偏振表面波要求 $k_1^2 > 0, k_2^2 > 0$, 我们又得到

$$k^2 > k_0^2\epsilon_1\mu_L, \quad (17)$$

$$k^2 > k_0^2\epsilon_2. \quad (18)$$

下面我们将分情况给出导波的频率范围。

2.1 $\epsilon_1 > \epsilon_2$ 情况

从式(16)~式(18)式可以导出非线性 s 偏振表面波所满足的存在条件:

$$(1) 0 < \mu_L < \epsilon_2/\epsilon_1, \text{ 传播常数应满足 } k^2 > k_0^2\epsilon_2.$$

将方程式(11)代入式(18)得 $\epsilon_2/\epsilon_1 < \xi^2 < 1$. 因此, 若这两个不等式同时成立要求 μ_L 满足

$$\max\{N, 0\} < \mu_L < \min\left\{M, \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}\right\}, \quad (19)$$

其中

$$M = \frac{1}{2}[-(2\mu_{NL} - 1) + \sqrt{2\mu_{NL} + 1}], \quad (20)$$

$$N = \frac{1}{2}[-(2\mu_{NL} - \epsilon_2/\epsilon_1)$$

$$+ \sqrt{2\mu_{NL}\epsilon_2/\epsilon_1 + \epsilon_2^2/\epsilon_1^2}], \quad (21)$$

上式清楚地表明了非线性 s 偏振波强度对导波频率范围的影响. 由于 M, N 都是 μ_{NL} 的函数, 不等式(19)的最大、最小值取决于入射波的强度. 若令 $N = 0$ 时, 有 $\mu_a = 3\epsilon_2/2\epsilon_1$; 令 $M = \epsilon_2/\epsilon_1$ 时, $\mu_b = \frac{1}{8} \left[1 + \sqrt{1 + 8(1 - \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2})} \right]^2 \frac{1}{2}$; 令 $M = 0$ 时, $\mu_c = 3/2$. 因此, 整个频率范围可以分为 3 个部分. 但对应于不同的介电常数比又可分为两种情况.

情况 1: $\mu_a < \mu_b$, 对应于 $\epsilon_2/\epsilon_1 < 13/25$. 整个频率范围分为

a. 当 $0 < \mu_{NL} < \mu_a$ 时, 有 $N < \mu_L < \epsilon_2/\epsilon_1$, 由于

$$\mu_L = 1 - \frac{2\omega_m\omega_A}{\omega^2 - \omega_c^2}, \quad (22)$$

解得频率范围为

$$\sqrt{\omega_c^2 + \frac{2\omega_A\omega_m}{1-N}} < \omega < \sqrt{\omega_c^2 + \frac{2\omega_A\omega_m}{1-\varepsilon_2/\varepsilon_1}}, \quad (23)$$

b. 当 $\mu_a < \mu_{NL} < \mu_b$ 时, 有 $0 < \mu_L < \varepsilon_2/\varepsilon_1$, 频率范围为

$$\sqrt{\omega_c^2 + 2\omega_A\omega_m} < \omega < \sqrt{\omega_c^2 + \frac{2\omega_A\omega_m}{1-\varepsilon_2/\varepsilon_1}}, \quad (24)$$

c. 当 $\mu_b < \mu_{NL} < \mu_c$ 时, 有 $0 < \mu_L < M$, 频率范围为

$$\sqrt{\omega_c^2 + 2\omega_A\omega_m} < \omega < \sqrt{\omega_c^2 + \frac{2\omega_A\omega_m}{1-M}}, \quad (25)$$

情况 2: $\mu_a > \mu_b$, 对应于 $\varepsilon_2/\varepsilon_1 > 13/25$, 整个频率范围分为

a. 当 $0 < \mu_{NL} < \mu_b$ 时, 有 $N < \mu_L < \varepsilon_2/\varepsilon_1$, 频率范围为

$$\sqrt{\omega_c^2 + \frac{2\omega_A\omega_m}{1-N}} < \omega < \sqrt{\omega_c^2 + \frac{2\omega_A\omega_m}{1-\varepsilon_2/\varepsilon_1}}, \quad (26)$$

b. 当 $\mu_b < \mu_{NL} < \mu_a$ 时, 有 $N < \mu_L < M$, 频率范围为

$$\sqrt{\omega_c^2 + \frac{2\omega_A\omega_m}{1-N}} < \omega < \sqrt{\omega_c^2 + \frac{2\omega_A\omega_m}{1-M}}, \quad (27)$$

c. 当 $\mu_b < \mu_{NL} < \mu_c$ 时, 有 $0 < \mu_L < M$, 频率范围为

$$\sqrt{\omega_c^2 + 2\omega_A\omega_m} < \omega < \sqrt{\omega_c^2 + \frac{2\omega_A\omega_m}{1-M}}, \quad (28)$$

整个频率范围如图 5 所示.

从图 5 可以看出, 导波频率范围随 s 偏振波强度的变化而变化, 最大宽度为 $\Delta\omega_{max} =$

$\sqrt{\omega_c^2 + \frac{2\omega_A\omega_m}{1-\varepsilon_2/\varepsilon_1}} - \sqrt{\omega_c^2 + 2\omega_A\omega_m}$, 由介电常数比决定了 $\Delta\omega_{max}$. 当 $\mu_{NL} = 0$ 或 $\mu_{NL} > \mu_c$ 时, 都不存在导波. 不同频率的 s 偏振表面波对应的导通阈值功率不同,

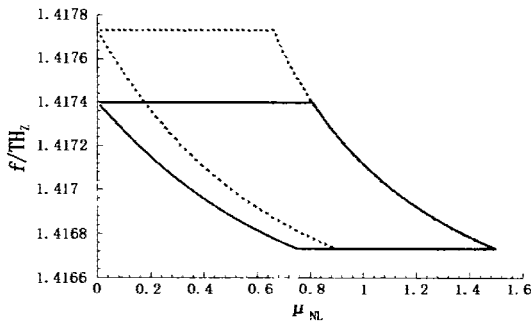


图 5 频率范围与 μ_{NL} ($\varepsilon_1 < \varepsilon_2, 0 < \mu_L < \varepsilon_2/\varepsilon_1$) 的变化关系. 参数同图 2, 实线对应 $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 1/2$, 虚线对应 $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 3/5$

Fig. 5 Variations of frequency region with μ_{NL} ($\varepsilon_1 > \varepsilon_2, 0 < \mu_L < \varepsilon_2 < \varepsilon_1$). The parameters are the same as Fig. 2, and $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 1/2$ for solid curve, $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 3/5$ for dashed curve

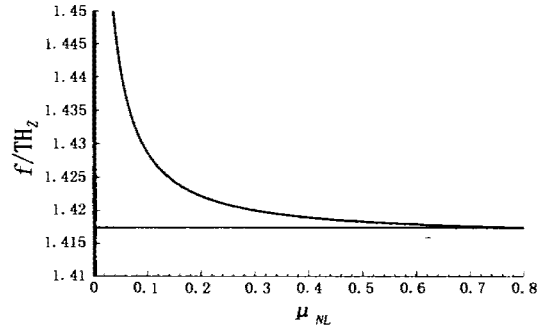


图 6 频率范围与 μ_{NL} ($\varepsilon_1 > \varepsilon_2, \varepsilon_2/\varepsilon_1 < \mu_L < 1$) 的变化关系. 参数同图 2, 且 $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 1/2$
Fig. 6 Variations of frequency region with μ_{NL} ($\varepsilon_1 > \varepsilon_2, \varepsilon_2/\varepsilon_1 < \mu_L < 1$). The parameters are the same as Fig. 2, and $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 1/2$

在整个带宽内随频率的增大而降低.

(2) 当 $\varepsilon_2/\varepsilon_1 < \mu_L < 1$ 时, 传播常数满足 $k^2 > \frac{k_0^2\mu_L(\varepsilon_1 - \varepsilon_2)}{1 - \mu_L}$. 将方程式(11)代入式(16)则有 $\mu_L < \xi^2 < 1$. 两个不等式同时成立则要求 μ_L 满足不等式

$$\varepsilon_2\varepsilon_1 < \mu_L < M, \quad (29)$$

同理, 当 $0 < \mu_{NL} < \mu_b$, 解得频率范围为

$$\sqrt{\omega_c^2 + \frac{2\omega_A\omega_m}{1-\varepsilon_2/\varepsilon_1}} < \omega < \sqrt{\omega_c^2 + \frac{2\omega_A\omega_m}{1-M}}, \quad (30)$$

如图 6 所示, 随磁场强度的增大, 整个频率范围的宽度减小, 当 $\mu_{NL} > \mu_b$ 时, 导波不存在, 而当 $\mu_{NL} = 0$ 时, 整个频率范围则为 $\omega > \sqrt{\omega_c^2 + \frac{2\omega_A\omega_m}{1-\varepsilon_2/\varepsilon_1}}$. 在整个带宽内不同频率的 s 偏振表面波对应的截止阈值功率随频率的增大而降低.

2.2 $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$ 情况

同理, s 偏振表面波应满足的条件是:

(1) 当 $0 < \mu_L < 1$ 时, 传播常数应满足 $k^2 > k_0^2\varepsilon_2$. 将方程式(13)代入则有 $1 < \xi^2 < \varepsilon_2/\varepsilon_1$. 两个不等式同时成立则要求 μ_L 满足

$$\max\{M, 0\} < \mu_L < \min\{N, 1\}, \quad (31)$$

令 $N = 1, \mu_d = \frac{1}{8} [\sqrt{\varepsilon_2/\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2/\varepsilon_1 + 8(\varepsilon_2/\varepsilon_1 - 1)}]^2 - \frac{\varepsilon_2}{2\varepsilon_1}$, 整个频率范围同样可分为三部分, 且对应于不同的介电常数比可分为两种情况:

情况 1: $\mu_c > \mu_d$, 对应于 $\varepsilon_2/\varepsilon_1 < 50/27$, 整个频率范围可分为

a. 当 $0 < \mu_{NL} < \mu_d$ 时, 有 $M < \mu_L < 1$, 频率范围为

$$\omega > \sqrt{\omega_c^2 + \frac{2\omega_A\omega_m}{1-M}}, \quad (32)$$

b. 当 $\mu_d < \mu_{NL} < \mu_c$ 时, 有 $M < \mu_L < N$, 频率范围为

$$\sqrt{\omega_c^2 + \frac{2\omega_A\omega_m}{1-M}} < \omega < \sqrt{\omega_c^2 + \frac{2\omega_A\omega_m}{1-N}}, \quad (33)$$

c. 当 $\mu_c < \mu_{NL} < \mu_a$ 时, 有 $0 < \mu_L < N$, 频率范围为

$$\sqrt{\omega_c^2 + 2\omega_m\omega_A} < \omega < \sqrt{\omega_c^2 + \frac{2\omega_m\omega_A}{1-N}}, \quad (34)$$

情况2: $\mu_c > \mu_d$, 对应于 $\varepsilon_2/\varepsilon_1 > 50/27$, 整个频率范围分为

a. 当 $0 < \mu_{NL} < \mu_c$ 时, 有 $M < \mu_L < 1$, 频率范围为

$$\omega > \sqrt{\omega_c^2 + \frac{2\omega_m\omega_A}{1-M}}, \quad (35)$$

b. 当 $\mu_c < \mu_{NL} < \mu_d$ 时, 有 $0 < \mu_L < 1$, 频率范围为

$$\omega > \sqrt{\omega_c^2 + 2\omega_m\omega_A}, \quad (36)$$

c. 当 $\mu_d < \mu_{NL} < \mu_a$ 时, 有 $0 < \mu_L < N$, 频率范围为

$$\sqrt{\omega_c^2 + 2\omega_m\omega_A} < \omega < \sqrt{\omega_c^2 + \frac{2\omega_m\omega_A}{1-N}}, \quad (37)$$

整个频率范围如图7所示.

由图7看出, 只有在s偏振波的强度较低或较高的情况下, 频率范围受强度影响较为明显, 而在强度中等 ($0.5 < \mu_{NL} < \mu_d$) 的情况下, 频率范围基本不受强度影响, 由介电常数比决定了这一强度范围的大小. 同样, 当 $\mu_{NL} = 0$ 或 $\mu_{NL} > \mu_a$ 时, 导波不存在. 在整个带宽内不同频率的s偏振表面波的导通阈值功率随频率的增大而降低.

(2) 当 $1 < \mu_L < \varepsilon_2/\varepsilon_1$ 时, 传播常数满足 $k_0^2\varepsilon_2 < k^2 < k_0^2\frac{\mu_L(\varepsilon_2 - \varepsilon_1)}{\mu_L - 1}$. 将方程式(11)代入则有 $\mu_L < \xi^2$

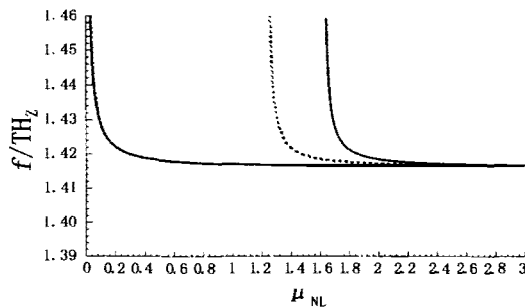


图7 频率范围与 μ_{NL} ($\varepsilon_1 < \varepsilon_2, 0 < \mu_L < 1$) 的变化关系. 参数同图2, 实线对应 $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 2$, 虚线对应 $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 7/4$

Fig. 7 Variations of frequency region with μ_{NL} ($\varepsilon_1 < \varepsilon_2, 0 < \mu_L < 1$). The parameters are the same as Fig. 2, and $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 2$ for solid curve; $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 7/4$ for dashed curve.

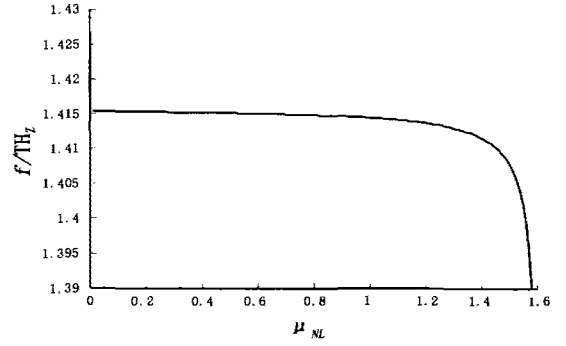


图8 频率范围与 μ_{NL} ($\varepsilon_1 < \varepsilon_2, 0 < \mu_L < 1$) 的变化关系. 参数同图2, 实线对应 $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 2$, 虚线对应 $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 7/4$

Fig. 8 Variations of frequency region with μ_{NL} ($\varepsilon_1 < \varepsilon_2, 0 < \mu_L < 1$). The parameters are the same as Fig. 2, and $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 2$ for solid curve; $\varepsilon_2/\varepsilon_1 = 7/4$ for dashed curve.

$< \varepsilon_2/\varepsilon_1$. 两个不等式同时成立时则要求 μ_L 满足不等式

$$1 < \mu_L < N, \quad (38)$$

所以, 当 $0 < \mu_{NL} < \mu_c$ 时, 其中 $\mu_c = \frac{1}{8} [\sqrt{\varepsilon_2/\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2/\varepsilon_1 + 8(\varepsilon_2/\varepsilon_1 - D)}]^2 - \frac{\varepsilon_2}{2\varepsilon_1}$, $D = 1 + \frac{2\omega_m\omega_A}{\omega_c^2}$, 可解得频率范围为

$$\omega < \sqrt{\omega_c^2 - \frac{2\omega_m\omega_A}{N-1}}. \quad (39)$$

由图8所示, 只有当s偏振波的强度较高时, μ_{NL} 接近 μ_c 时, 频率范围才会显著地受到强度的影响, 并且在 $\mu_{NL} > \mu_c$ 时, 导波不存在. 而在其它情况下, 频率范围基本不受s偏振波强度的影响. 在带宽内, 不同频率的s偏振表面波的截止阈值功率随频率的增大而降低.

3 结论

(1) 由色散方程可以导出, 在 $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$ 时, 在反铁磁晶体中传播的非线性s偏振表面波存在一个临界频率 ω_m , 若低于这个频率, 会在反铁磁晶体的表面激发后的表面波, 其群速度 V_g 与相速度 V_p 反向.

(2) 在 $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$ 和 $\varepsilon_1 < \varepsilon_2$ 的两种情况下, 反铁磁晶体都支持s偏振表面波的传播, 但导波的频率范围会受到功率和介电常数比的影响, 且不同的频率具有不同的功率导通阈值和截止功率. 因此, 可以通过调整入射功率来控制非线性s偏振表面波的传播和截止, 而带宽则由两种材料介电常数的比值来决定.

REFERENCES

- [1] Patton C D. Magnetic excitations in solids. *Physics Reports*. 1984, **103**(5): 252 — 315
- [2] WANG Qi, BAO Jia-Shan, CAI Yin-Gshi. Characteristics of nonlinear magnetostatic surface waves. *Acta Physica Sinica* (王奇, 鲍家善, 蔡英时. 非线性静磁表面波的传播特性. *物理学报*), 1993, **42**(12): 2005 — 2013
- [3] Boardman A D, Wang Qi, Nikitov S A, *et al.* Nonlinear magnetostatic surface waves in ferromagnetic films. *IEEE Trans. Magn.*, 1994, **30**(1): 14 — 22
- [4] Emtage P R, Danial M R. Magnetostatic waves and spin waves in layered ferrite structures. *Phys. Rev B*, 1984, **29**(1): 212 — 220
- [5] Almedia N S, Mills D L. Nonlinear infrared response of antiferromagnets, *Phys. Rev. B*, 1987, **36**(4): 2015 — 2023
- [6] WANG Qi, WU Zhong, WANG Li-Qiang. Nonlinear electromagnetic waves on the surface of antiferromagnetic crystals. *Science in China (Series A)* (王奇, 吴中, 王利强. 反铁磁晶体表面上的非线性电磁波. *中国科学 A 辑*), 1998, **28**(12): 1135 — 1142
- [7] WANG Qi, WU Zhong, Wang Li-Qiang. Nonlinear TM waves on Interface of gyromagnets. *Acta Physica Sinica* (王奇, 吴中, 王利强. 旋磁晶体界面上的非线性 TM 表面波. *物理学报*), 2000, **49**(2): 349 — 354
- [8] WANG Qi, WU Zhong, LI Song-Mao, *et al.* Nonlinear behavior of magnetic surface waves on the interface between ferromagnet and antiferromagnet. *J. Appl. Phys.* 2000, **87**(4): 1908 — 1913
- [9] ZHOU Jiong-Mao, WANG Qi, WU Zhong, *et al.* Frequency properties of nonlinear transverse electric surface waves. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 2000, **39**(11): 6223 — 6229
- [10] WANG Qi, WANG You-Fa, BAO Jia-Shan. Nonlinear TE surface waves on an Antiferromagne. *Acta Physica Sinica* (王奇, 王又发, 鲍家善. 反铁磁晶体中的非线性 TE 表面波. *物理学报*), 1997, **46**(1): 145 — 153