

含单负材料光子晶体隧穿模的偏振特性

李文胜¹, 张 琴¹, 黄海铭¹, 付艳华¹, 是度芳^{1,2}

(湖北汽车工业学院 理学系, 湖北 十堰 442002; 华中科技大学 物理系, 湖北 武汉 430074)

摘 要: 为探讨含磁单负材料光子晶体的偏振特性, 构造了由普通材料 A(SiO₂)和磁单负材料 B 组成的(AB)³(BA)³ 对称型一维光子晶体。数值计算结果表明, 垂直入射时, 原禁带的 1 907 nm 处出现了一个十分尖锐的隧穿模。对 TE 波, 入射角 θ 增加、B 介质的介电常数 ϵ_B 或几何厚度减少时, 禁带边缘蓝移, 宽度变窄, 隧穿模的透射率和半峰全宽保持不变, 但其位置蓝移。上述 3 个参数分别变化时, TM 波的透射谱及隧穿模的变化规律与 TE 波的相同, 只是入射角增加时, TM 波禁带长波边缘的蓝移量小于 TE 波的。隧穿模的这些偏振特性对高品质滤波器的设计具有指导意义。

关键词: 光子晶体; 电单负材料; 偏振; 隧穿模

中图分类号: O434 文献标志码: A 文章编号: 1007-2276(2012)08-2033-05

Polarization properties of photonic crystal tunneling mode containing single-negative materials

Li Wensheng¹, Zhang Qin¹, Huang Haiming¹, Fu Yanhua¹, Shi Dufang^{1,2}

(1. Department of Basic Science, Hubei University of Automotive Technology, Shiyan 442002, China;

2. Department of Physics, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan 430074, China)

Abstract: In order to study the polarization properties of photonic crystals containing magnetic single-negative materials, an (AB)³(BA)³ symmetrical structured one-dimensional photonic crystal was constructed from common material A (SiO₂) and magnetic single-negative material B. Numerical calculation results indicate that at the normal incidence, there is a very sharp tunneling mode at 1 907 nm of the original band. For TE wave, when the incident angle θ increases, the permittivity ϵ_B or the geometry thickness variation of B medium decreases, blue-shifts are observed with the edge of band gap. The width of the tunneling mode is narrowed, the transmittance and the full-width half-maximum does not change, but its position blue shifts. When the above three parameters change respectively, the transmission spectra and the tunneling mode of TM wave change as same as TE wave's. Only when the incident angle increases, the blue shift of long-wave edge of TM wave band is less than TE wave's. It is helpful for designing high-quality filter.

Key words: photonic crystal; electric single-negative materials; polarization; tunneling modes

收稿日期: 2011-12-22; 修订日期: 2012-01-19

基金项目: 国家自然科学基金(10974048); 湖北省教育厅科学技术研究项目(Q20122307)

作者简介: 李文胜(1955-), 男, 副教授, 主要从事光学的教学与研究。Email: liwensheng200099@sina.com

0 引言

左手材料是由前苏联科学院物理学家 V.G. Veselago 于 1968 年提出来的^[1], 尽管该材料目前只能在实验室通过人工制作的方法实现, 但由于其异常的光学性质早已引起了人们极大的研究兴趣。已有研究表明在由普通材料和左手材料交替排列组成的一维周期光子晶体中, 光波的传输具有一些特殊的性质^[2-3]。这类一维光子晶体在研究倏逝波放大及隧道效应、非线性光学^[4]和全反射器^[5]等方面具有重要的作用。左手材料的介电常量 ε 和磁导率 μ 都小于零, 也称为双负材料, 而 ε 或 μ 只有一个小于零的称为单负材料^[6], 若 $\varepsilon > 0, \mu < 0$, 则称为磁单负材料。在单负材料中, 因电磁波的波矢为复数而迅速衰减, 故单负材料对电磁波是不透明的^[7]。而由一种单负材料和正折射率材料交替组成的周期性结构却显露出一些特有的性质^[8]。为研究含磁单负材料光子晶体的偏振特性, 构造了由普通材料 A 和磁单负材料 B 组成的 $(AB)^N(BA)^N$ 对称型一维光子晶体, 并利用传输矩阵法讨论了当入射角 θ 、介质厚度和介电常数分别变化时, 在特定波长范围内该光子晶体的偏振特性。

1 物理模型

材料 A 取常见的 SiO_2 , 为使所得到的结果更具有实际意义, 必须考虑该材料的色散, 由参考文献^[9]不难得到 SiO_2 的色散关系为:

$$n_A(\lambda) = 0.3016\lambda^6 - 1.775\lambda^5 + 4.2667\lambda^4 - 5.3824\lambda^3 + 3.7878\lambda^2 - 1.4413\lambda + 1.6929 \quad (1)$$

式中: λ 是入射光的波长, μm 。

设 B 为磁单负材料, 其介电常数、磁导率满足^[10]:

$$\mu_B = 1 - \omega_{\text{mp}}^2 / \omega^2 \quad (\omega < \omega_{\text{mp}}) \quad (2)$$

式中: ω_{mp} 为磁等离子体频率。设 A、B 两介质的几何厚度分别 a 、 b 。

采用传输矩阵法, 上述光子晶体的总传输矩阵为:

$$M = \prod_K T_{KA} T_{KB} \cdot \prod_K T_{KB} T_{KA} \quad (3)$$

式中: T_{KA} 和 T_{KB} 分别为第 K 周期中 A、B 两介质的

特征矩阵; N 为周期数。对于第 K 周期中的 j 介质层, 其特征矩阵 T_{Kj} 的具体表示为:

$$T_{Kj} = \begin{bmatrix} \cos\delta_{Kj} & i\sin\delta_{Kj}\eta_j \\ i\eta_j \sin\delta_{Kj} & \cos\delta_{Kj} \end{bmatrix} \quad (4)$$

式中: $\delta_{Kj} = 2\pi d_j = \sqrt{\varepsilon_j \mu_j - \sin^2\theta_j} / \lambda$, 对 TE 波, $\eta_j = \sqrt{\varepsilon_j / \mu_j} \cos\theta_j$; 而对 TM 波, $\eta_j = \sqrt{\varepsilon_j / \mu_j} / \cos\theta_j$, θ_j 为第 k 周期中 j 介质层中光线的折射角。若

$$M = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{bmatrix} \quad (5)$$

则透射率为:

$$T = \frac{4\eta_a^2}{|\eta_a m_{11} + \eta_a m_{12} + m_{21} + \eta_a m_{22}|^2} \quad (6)$$

式中: η_a 为光子晶体外侧介质的导纳。

2 计算结果及分析

设光子晶体两外侧都是空气, 电磁波的入射角为 θ 。对磁单负材料 B, 取 $\varepsilon_B = 7, \mu_B$ 由公式(2)决定, $a = 200\text{nm}, b = 240\text{nm}$ 。磁等离子体频率 ω_{mp} 取 10^9Hz 。

2.1 对称结构对透射谱的影响

为考察对称结构对透射谱的影响, 光子晶体取上述参数, 周期数 $N = 3$ 。当入射角 θ 为零时, 普通结构和对称型结构的光子晶体的透射谱如图 1 中虚、实线所示。

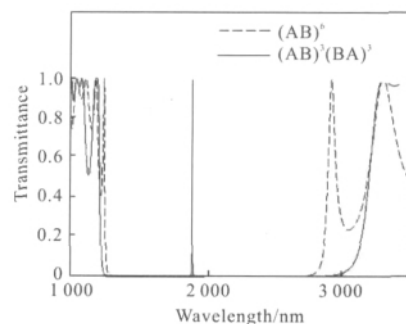


图 1 $(AB)^6$ 和 $(AB)^3(BA)^3$ 型一维光子晶体的透射谱

Fig.1 Transmission spectra of $(AB)^6$ and $(AB)^3(BA)^3$ -type one-dimensional photonic crystal

从图中可见, 当光子晶体为普通的 $(AB)^6$ 结构时, 在 $1255 \sim 2907\text{nm}$ 的波长内是一严格的禁带。而此禁带外侧的短、长波端都是顶部有振荡的通带。当光子晶体取 $(AB)^3(BA)^3$ 的对称型时, 其透射谱有明

显的变化,原对应禁带的短、长波边缘分别移动到 1 215、3 215 nm 处,因而原禁带的宽度由 1 652 nm 变宽为 2 000 nm。此外,还在原禁带 1 907 nm 处出现了一个十分尖锐的隧穿模。这一现象可解释为:因在对称交界面处两层 B 叠合在一起,使其厚度变为原来的 2 倍,若记为 B',这相当于在此处形成了一 AB'A 型缺陷,禁带中的隧穿模相当于缺陷模。这一现象也表明,含磁单负材料的对称型光子晶体相当于含了缺陷,且对应的隧穿模要比普通的缺陷模尖锐。

2.2 入射角对透射谱的影响

在 2.1 节的讨论中,因入射角为 0,所以,TE 波和 TM 波的透射谱是完全相同的。为探讨其偏振特性,使 $(AB)^3(BA)^3$ 对称型光子晶体的各参数保持不变,当入射角变化时,其 TE 和 TM 波的透射谱如图 2、图 3 所示。从图 2 中可见,入射角增加时,TE

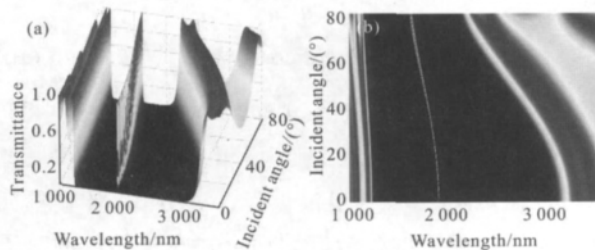


图 2 入射角不同时 TE 波的透射谱

Fig.2 Transmission spectra of TE waves at different incident angles

波隧穿模的透射率和半峰全宽度均保持不变,但其位置发生了蓝移。隧穿模的位置随入射角的移动率 $|d\lambda/d\theta|$ 在 $30^\circ\sim 60^\circ$ 之间较大而在两端较小。此外,入射角增加,TE 波禁带的边缘都发生了蓝移,且位置移动量 $d\lambda$ 和入射角增量 $d\theta$ 间呈非线性关系。因短波端的移动量远小于长波端的,故入射角增加时,禁

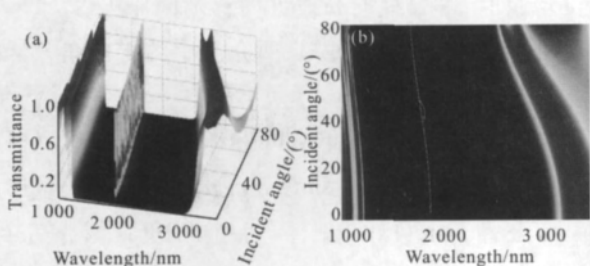


图 3 入射角不同时 TM 波的透射谱

Fig.3 Transmission spectra of TM waves at different incident angles

带宽度变窄。从图 3 可见,入射角增加时,TM 波透射谱的变化规律与 TE 波的相同,只是入射角增加时,TM 波禁带长波边缘的蓝移量小于 TE 波的,因而禁带宽度随入射角的变化量小于 TE 波的。隧穿模随入射角的变化特征表明,用此类光子晶体制作滤波器,无论对 TE 波还是 TM 波,均具有较好的单色性,但其角度宽容性还有待进一步改善。

2.3 介电常数对透射谱的影响

探讨介电常数不同时,上述对称型光子晶体透射谱的变化情况。当 B 介质的介电常数 ϵ_b 从 5 到 10 间变化、入射角 $\theta=40^\circ$ 、而其他各参数保持不变时,数值计算表明,上对称型光子晶体的 TE 和 TM 波的透射谱分别如图 4、图 5 所示。从图 4 可见,介电常

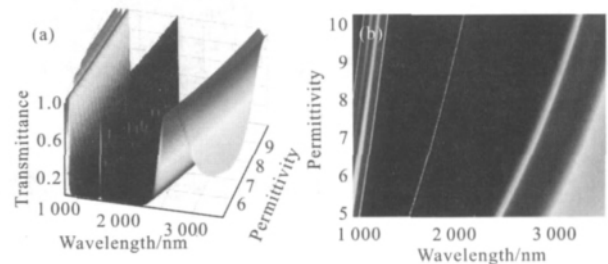


图 4 介质的介电常数不同时 TE 波的透射谱

Fig.4 Transmission spectra of TE waves at different the permittivity of media

数增加时,TE 波隧穿模的透射率和半峰全宽及原各通带的透射率均保持不变,但其位置发生了红移。从图 4(b)可以清楚地看出,隧穿模和原禁带长、短波边缘的移动量 $d\lambda$ 和介电常数的增量 $d\epsilon_b$ 间有近似的线性关系。进一步的计算表明,三者的移动率 $d\lambda/d\epsilon_b$ 分别约为 110.4、164.4 和 55.2。因长波端的红移量大于短波端的,故 ϵ_b 增加时,禁带变宽。从图 5 可见,介电常数 ϵ_b 增加时, TM 波透射谱的变化和 TE 波的相

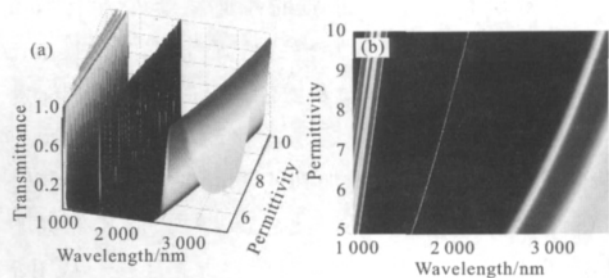


图 5 介质的磁导率不同时 TM 波的透射谱

Fig.5 Transmission spectra of TM waves at different permittivity of media

同,只是禁带长波端的红移量大于 TE 波的。进一步的计算表明(见图 5(b)),隧穿模、禁带长、短波端的移动率 $d\lambda/d\epsilon_B$ 分别约为 112.7、175.8 和 57.5。上述特性表明,介电常数对隧穿模的透射率和半峰全宽没有影响,但对其位置影响较大。

2.4 B 介质的几何厚度对透射谱的影响

为讨论磁单负材料的几何厚度变化时,上述对称型光子晶体的偏振特性,取周期数 $N=3$,入射角 $\theta=40^\circ$ 。当磁单负材料 B 的几何厚度在 100~500 nm 间变化时,TE 和 TM 波的透射谱分别如图 6、图 7 所示。

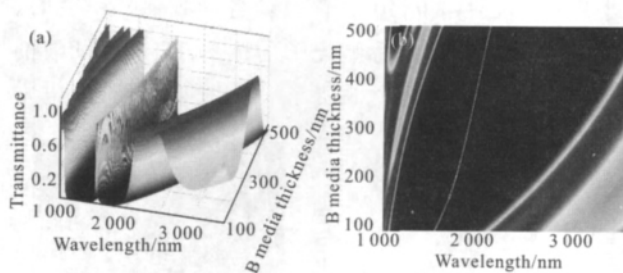


图 6 B 介质的厚度不同时 TE 波的透射谱

Fig.6 Transmission spectra of TE waves at different geometry thickness of media

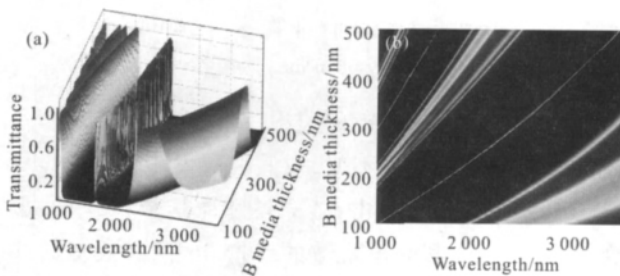


图 7 B 介质的厚度不同时 TM 波的透射谱

Fig.7 Transmission spectra of TM waves at different geometry thickness of media

从图 6 中可见,B 介质的几何厚度 b 为 100 nm 时,禁带长、短边缘及隧穿模的位置分别在 2 034 nm、1 065 nm 和 1 529 nm 处。 b 增加时,三者的位置都发生红移,只是禁带长波边缘的移动率 $d\lambda/db$ 远大于其他两个的。如当 b 增加到 454 nm 时,禁带长波边缘已红移到 3 500 nm 处。此外, b 增加,原禁带宽度增加,隧穿模的透射率和半峰全宽保持不变。从图 7 可见, b 增加时,TM 波的透射谱和隧穿模的变化规律与 TE 波的大体相同,只是禁带长波边缘的移动率大于 TE 波的。隧穿模随 B 介质厚度的变化规律

表明,用此类对称型光子晶体作为滤波器,应严格控制磁单负材料的厚度。

3 理论分析

对于上述对称型光子晶体的透射谱分别随入射角、磁单负材料的介电常数和几何层厚度的变化规律,可以从理论上作一简要分析。根据一维对称型光子晶体及传输矩阵法的特点,把两层介质作为一个基本的传输单元,从左到右共有 AB 和 BA 两种传输单元。设 AB 传输单元的传输矩阵为:

$$T_A T_B = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{21} \\ T_{12} & T_{22} \end{bmatrix} \quad (7)$$

则第二类切比雪夫多项式的综量^[11]为:

$$x = (T_{11} + T_{22})/2 \quad (8)$$

由公式(4)及 A、B 层介质的特点,计算可得:

$$x = \cos\delta_A \cos\delta_B - \frac{\eta_A^2 + \eta_B^2}{2\eta_A \eta_B} \sin\delta_A \sin\delta_B \quad (9)$$

其中 $\delta_A = 2\pi n_A a \cos\theta_A / \lambda$ (10)

$$\delta_B = 2\pi \sqrt{\epsilon_B \mu_B} b \cos\theta_B / \lambda \quad (11)$$

由切比雪夫多项式的性质^[12]可知,当 $x=1$ 时,单元的传输矩阵 $T_A T_B$ 是单位矩阵,对于 BA 传输单元也可作完全相同的分析,因而上述光子晶体的总传输矩阵也是单位阵。此时的透射率 $T=1$,对应透射谱中的隧穿模和禁带的长、短波边缘。由公式(9)可知,当 $\delta_A = \delta_B = \pm 2k\pi$ 时,切比雪夫多项式的综量满足 $x=1$ 。由公式(10)、(11)有:

$$n_A a \cos\theta_A = \pm k\lambda \quad (12)$$

$$\sqrt{\epsilon_B \mu_B} b \cos\theta_B = \pm k\lambda \quad (13)$$

由此可知,对于 k 取一定值,当介质厚度增加时,满足公式(12)、(13)的波长 λ 也将增加。这就是介质厚度增量时,隧穿模向长波方向移动的原因。

由 Snell 折射定律可知,两介质中的折射角 θ_A 和 θ_B 满足:

$$\theta_A = \arcsin(n_0 \sin\theta / n_A) \quad (14)$$

$$\theta_B = \arcsin(n_0 \sin\theta / \sqrt{\epsilon_B \mu_B}) \quad (15)$$

由公式(14)~(15)可见,入射角 θ 增加,两介质中的折射角 θ_A 和 θ_B 也增加,由公式(12)、(13)可见,介质厚度一定时,满足公式(12)、(13)的波长 λ 变短。这就是入射角增加时,隧穿模向短波方向移动的简单解释。

由公式(12)直接知, ε_B 增加, 满足公式(13)的波长变长。

4 结论

由 A 介质 SiO_2 和 B 介质磁单负材料分别组成了 $(AB)^6$ 普通型和 $(AB)^3(BA)^3$ 对称型光子晶体。考虑到 SiO_2 的色散特性, 并取 B 介质的磁导率 $\mu_B = 1 - \omega_{mp}^2 / \omega^2$, 介电常数 $\varepsilon_B = 7$, 当两介质的几何厚度 a, b 分别取 200 nm 和 240 nm。电磁波垂直入射时, 普通型光子晶体在 1255~2907 nm 间是一严格的禁带, 而对称型光子晶体原禁带移至 1215~3215 nm, 其宽度由 1652 nm 变宽为 2000 nm。此外, 还在原禁带 1907 nm 处出现了一个十分尖锐的隧穿模。对 TE 波, 其透射谱有如下特性: (1) 在入射角增加时, 原禁带的边缘都发生了蓝移, 宽度变窄; 隧穿模的透射率和半峰全宽度均保持不变, 但其位置也发生了蓝移。(2) 入射角 $\theta = 40^\circ$, 两介质的几何厚度不变, 仅是 B 介质的介电常数 ε_B 从 5 增加到 10 时, 禁带边缘和隧穿模才发生红移, 禁带宽度增加, 隧穿模的透射率和半峰全宽度均保持不变。(3) 仅是 B 介质的几何厚度 b 减小时, 禁带边缘和隧穿模才发生蓝移, 禁带宽度变窄, 隧穿模的透射率和半峰全宽保持不变。上述 3 参数分别变化时, TM 波的透射谱及隧穿模的变化规律与 TE 波的基本相同, 只是几何厚度 b 增加时, TM 波禁带长波端的红移量大于 TE 波的。上述结论对由磁单负材料组成的对称性光子晶体隧穿模特性的理论和实验研究具有一定的参考价值。

参考文献:

- [1] Yablonovitch E. Inhibited spontaneous emission solid state physics and electronics [J]. *Phys Rev Lett*, 1987, 58(20): 2059-2062.
- [2] Lindell I V, Tretyakov S A, Nikoskinen K I, et al. BW-media with negative parameters capable of supporting backward wave [J]. *Microw, and Opt Tech Lett*, 2001, 31(2): 129-133.
- [3] Belov P A. Backward wave and negative refraction in uniaxial dielectrics with negative dielectric permittivity along the anisotropy axis [J]. *Microw, and Opt Tech Lett*, 2003, 37(4): 259-263.
- [4] Enoch S, Simon J J, Escoubas L, et al. Simple layer-by-layer photonic crystal for the control of thermal emission[J]. *Appl Phys Lett*, 2005, 86: 261101.
- [5] Chan D L, Soljacic M, Joannopoulos J D. Thermal emission and design in one-dimensional periodic metallic photonic crystal slabs [J]. *Physical Review E*, 2006, 74: 016609.
- [6] Li Wensheng, Huang Haiming, Fu Yanhua, et al. Properties of one-dimensional photonic crystal tunneling mode containing single-negative material with symmetrical structure [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2012, 41(1): 69-72. (in Chinese)
李文胜, 黄海铭, 付艳华, 等. 含单负材料对称型一维光子晶体隧穿模的特性[J]. *红外与激光工程*, 2012, 41(1): 69-72.
- [7] Zhang Zhengren, Long Zhengwen, Yuan Yuqun, et al. The band structure of symmetrical structured 1-D photonic crystal with single-negative materials[J]. *Acta Physica Sinica*, 2010, 59(1): 587-591. (in Chinese).
张正仁, 隆正文, 袁玉群, 等. 对称型单负交替一维光子晶体的能带结构[J]. *物理学报*, 2010, 59(1): 587-591.
- [8] Wang Chong, Peng Tongjiang, Duan Tao. Preparation and band-gap properties of hetero structure photonic crystal I [J]. *Journal of Synthetic Crystals*, 2010, 39(2): 474-480. (in Chinese).
王充, 彭同江, 段涛. 异质结构光子晶体的制备与带隙特性研究[J]. *人工晶体学报*, 2010, 39(2): 474-480.
- [9] Li Wensheng, Fu Yanhua, Shi Dufang. Study of transmission properties of quasi-periodic 1-D photonic crystal containing left-handed materials [J]. *Acta Sinica Quantum Optica*, 2009, 3(6): 274-278. (in Chinese)
李文胜, 付艳华, 是度芳. 含左手材料的一维准周期光子晶体的透射特性[J]. *量子光学学报*, 2009, 3(6): 274-278.
- [10] Gao Yongfang, Shi Jiaming, Zhao Dapeng. Far infrared and laser band compatible camouflage material based on photonic crystals [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2011, 40(4): 647-650. (in Chinese)
高永芳, 时家明, 赵大鹏. 基于光子晶体的红外与激光兼容伪装材料[J]. *红外与激光工程*, 2011, 40(4): 647-650.
- [11] Tang Jun, Yang Huajun, Xu Quan, et al. Analysis of the transfer characteristics of one dimensional photonic crystal and its application with transfer matrix methods [J]. *Infrared and Laser Engineering*, 2010, 39(1): 76-80. (in Chinese)
唐军, 杨华军, 徐权, 等. 传输矩阵法分析一维光子晶体传输特性及其应用[J]. *红外与激光工程*, 2010, 39(1): 76-80.
- [12] Lin Yongchang, Lu Weiqiang. Principle of Optical Thin Films [M]. Beijing: National Defense Industry Press, 1990: 40-44. (in Chinese)
林永昌, 卢维强. 光学薄膜原理 [M]. 北京: 国防工业出版社, 1990: 40-44.