

左手性材料研究进展*

马中团 鲁拥华 王沛 曹勇 潘必才 明海†

(中国科学技术大学物理系 合肥 230026)

摘要 综述了左手性材料的理论与实验研究方面取得的最新进展. 采用电磁理论分析了左手性介质的基本性质, 阐述了用左手性介质制作的平板透镜进行实现超衍射分辨率成像的机理, 介绍了在人工构造左手性材料方面所取得的实验进展.

关键词 左手性介质, 负折射率材料, 完美透镜, 斯涅耳定律

Advances in research on left-handed materials

MA Zhong-Tuan LU Yong-Hua WANG Pei CAO Yong PAN Bi-Cai MING Hai†

(Department of Physics, University of Science and Technology of China, Hefei 230026, China)

Abstract The latest progress in research on left-handed materials, both theoretical and experimental, are surveyed. The basic properties of left-handed materials are explained based on electromagnetic theory. The super resolution imaging mechanism of plate lenses made from left-handed materials is discussed. Experimental advances in the fabrication of left-handed materials with metamaterials are reviewed.

Key words left-handed materials, negative refractive materials, perfect lens, Snell law

1 引言

介电常数 ϵ 和磁导率 μ 是描述均匀媒质中电磁场性质的最基本的两个物理量. 对于一般电介质而言, 介电常数 ϵ 和磁导率 μ 都是非负的常数. 由麦克斯韦方程可知, 在 ϵ 和 μ 都为正值的物质中, 电场、磁场和波矢三者构成右手关系, 我们称这样的物质为右手性介质 (right-handed materials, RHM). 1968 年, 前苏联物理学家 Veselago^[1] 在理论上研究了介电常数 ϵ 和磁导率 μ 都为负值的物质的电磁学性质, 他发现与常规材料 (RHM) 不同的是: 当 ϵ 和 μ 都为负值时, 电场、磁场和波矢之间构成左手关系, 他称这种假想的物质为左手性介质 (left-handed materials, LHM). 他还指出, 左手性介质中电磁波的行为与在右手性介质中有很大的不同, 比如光的负折射, 负的切连科夫效应, 反多普勒效应等等. 尽管左

手性介质有很多新奇的性质, 但自然界中并不存在实际的左手性物质, 因此他的研究只是停留在理论上, 并且在随后的 30 年里没有得到太大的重视. 直到 1999 年, 由于 Pendry^[2] 等人预言利用某种特定的人造复合材料可以制作出在某一频率区间满足 $\mu < 0$ 的物质, 而且将这种材料与介电常数 $\epsilon < 0$ 的物质 (比如金属线阵列) 组合起来就能够制造出左手性材料^[3-8], 因此人们才对这种材料投入了更多的兴趣. 2001 年, 加州大学 San Diego (University of California at San Diego, UCSD) 分校的 Smith^[3] 等物理学家根据 Pendry 等人的建议, 利用以铜为主的复合材料首次制造出在微波波段具有负介电常数、负磁

* 国家自然科学基金 (批准号 90206002)、国家高技术研究发展计划 (批准号 2002AA313030) 和安徽省自然科学基金重点科研项目 (批准号 2004kj364zd) 资助项目

2003-08-11 收到初稿, 2003-11-21 修回

† 通讯联系人. E-mail: minghai@ustc.edu.cn

导率的物质^[9-11],证明了左手性介质的存在.

2 左手性介质的电磁学性质

从理论上说,麦克斯韦方程允许 ε 和 μ 取负值,因此左手性介质并不违背已知的电磁学定律.对于平面单色波,麦克斯韦方程可以化成如下简单形式:

$$k \times E = \frac{\omega}{c} \mu H, \quad (1)$$

$$k \times H = -\frac{\omega}{c} \varepsilon E, \quad (2)$$

$$S = \frac{c}{4\pi} E \times H. \quad (3)$$

在右手性介质($\varepsilon > 0, \mu > 0$)中,由(1)(2)两式可得电场 E 、磁场 H 和波矢 k 三者构成右手关系;在左手性介质中,由于 $\varepsilon < 0, \mu < 0$,因此电场 E 、磁场 H 和波矢 k 为左手关系.由于(3)式不含 ε 和 μ ,因此不论是在左手性介质还是在右手性介质中,电场、磁场、坡印亭矢量三者都是右手关系.在右手性介质中坡印亭矢量方向与波矢 k 方向相同,在左手性介质中坡印亭矢量方向与波矢 k 方向相反.我们知道,波矢 k 代表位相传播方向,坡印亭矢量 S 代表能流传播方向即群速度方向,因此左手性介质是一种相速度和群速度方向相反的物质.

同时,左手性介质必然是色散介质,这一点可以由电磁场能量表达式(4)得到:

$$W = \frac{\partial(\varepsilon\omega)}{\partial\omega} E^2 + \frac{\partial(\mu\omega)}{\partial\omega} H^2, \quad (4)$$

如果不存在色散的话,由于 $\varepsilon < 0, \mu < 0$,总能量将为负值.

利用前面的结论,我们考虑典型的光线在两介质交界面的折射问题.如图1所示,假设一束平面单色波入射到两介质交界面,如果给定了两物质的介电常数 ε 和磁导率 μ 的值,根据麦克斯韦方程即可解出反射光线和折射光线的解析表达式,作为结论,实际上我们有更简单的描述方式,即斯涅耳定律: $n_1 \sin(\varphi) = n_2 \sin(\psi)$. 光线1由介质一入射到介质一与介质二交界面,对于常规材料(介质一和介质二都满足 $\varepsilon > 0, \mu > 0$)反射光线和折射光线方向分别由2和4给出,入射光线和折射光线将分居界面法线两侧,我们称这种折射为“正折射”,折射角 ψ 与物质的折射率 n 有关.由于斯涅耳定律可由麦克斯韦方程导出,因此折射率 n 并不是一个描述物质性质的新参数,实际上它可以写成 ε 和 μ 的表达式: $n^2 = \varepsilon\mu$. 对于常规材料($\varepsilon > 0, \mu > 0$),我们都把折射率 n 取为正根 $\sqrt{\varepsilon\mu}$,这样做的主要原因是为了使理

论与实验相吻合.因此,传统的斯涅耳定律是在假设二物质都为右手性介质时得到的,对于左手性介质是否适用呢?我们现在考虑这样的情况:如果介质一仍然为右手性介质($\varepsilon > 0, \mu > 0$),而把介质二改为左手性介质($\varepsilon < 0, \mu < 0$),那么光线的折射情况会怎样呢?由麦克斯韦方程可以得到电磁场在介质界面上的连续性条件(5)(6)式,即电场强度、磁场强度在界面切线方向连续,而对于各向同性媒质,电位移矢量 $D = \varepsilon E$,磁感应强度 $B = \mu H$,二者在界面法线方向连续:

$$E_{t1} = E_{t2} \quad H_{n1} = H_{n2}, \quad (5)$$

$$\varepsilon_1 E_{n1} = \varepsilon_2 E_{n2} \quad \mu_1 H_{t1} = \mu_2 H_{t2}. \quad (6)$$

如图1所示,如果我们把介质二的 ε 和 μ 同时改为负号,那么由(5)(6)式可知,电场、磁场的 x, y 分量将保持不变,而 z 分量将改变符号.因此,相对于 $\varepsilon > 0, \mu > 0$ 情况下的电磁场,当把 ε 和 μ 同时改为负号时,电场、磁场将按下面的关系变换:

$$(E_x, E_y, E_z) \rightarrow (E_x, E_y, -E_z),$$

$$(H_x, H_y, H_z) \rightarrow (H_x, H_y, -H_z),$$

由上面的关系可求得能流密度 S 的方向(由 $E \times H$ 给出),即图1中的3,而波矢 k 的方向与 S 相反,即光线3的反方向.此时折射光线与入射光线位于界面法线同侧,相当于折射角为负值,我们把这种折射称为光线的“负折射”.折射角大小仍由斯涅耳定律确定,如果把折射率取为负值的话,斯涅耳定律仍然成立,因此左手性介质也被称为负折射率物质.另外详细的理论分析^[12,13]同样证明,当 ε, μ 同时小于零时,折射率 n 应该取负值.而且人们已经通过实验^[11,14]观测到了光线的负折射现象,尽管开始的时候关于左手性介质的负折射问题还存在一些争论^[15-18].随着进一步的实验工作的进展,研究者现在普遍接受光线的负折射在理论上是没有问题的.

由于左手性介质对光线存在负折射,因而用左手性介质制作的透镜与普通玻璃透镜相比有完全相反的效果.如图2:用左手性介质制作的凸透镜对光线有发散作用(相当于通常的凹透镜),用左手性材料制作的凹透镜对光线有汇聚作用(相当于通常的凸透镜).而用左手性介质制作的平板则具有成像功能.

除了光线的负折射之外,左手性介质还有其他一些奇特电磁学性质^[1],比如对于多普勒效应,由于左手性介质中波矢 k 的方向与光线的传播方向相反,因此同一般材料(右手性介质)相比,左手性介质将呈现相反的多普勒效应.如图3所示,如果探测

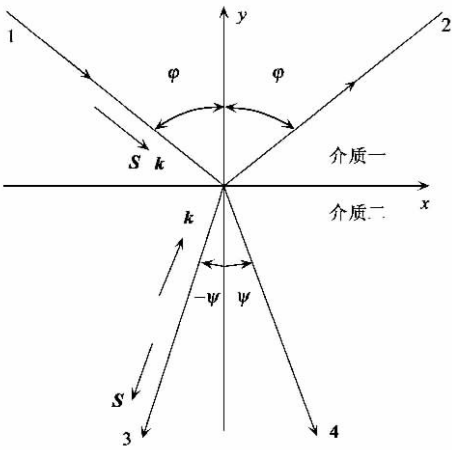


图1 光线的折射

(1:入射光 2:反射光 3:当介质二为左手性物质时的折射光 4:当介质二为右手性物质时的折射光)

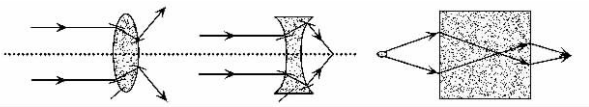


图2 左手性介质透镜

器向着靠近光源(发射角频率为 ω_0 的电磁波)方向运动,那么在右手性介质中探测到的频率会比 ω_0 高,而在左手性介质中探测到的频率则会比 ω_0 低;当探测器远离光源运动时,右手性介质中探测到的频率会比 ω_0 低,而在左手性介质中探测到的频率则会比 ω_0 高.

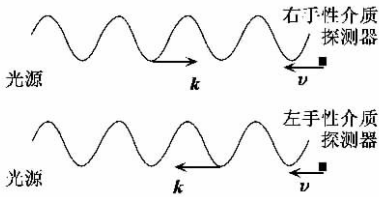


图3 多普勒效应

对于切连科夫效应左手性介质也会给出与右手性介质相反的结果. 如果一个粒子以速度 v 在介质中沿一直线运动,它辐射出的场会遵循 $\exp[i(k_z z + k_r r - \omega t)]$ 的形式,波矢 $k = k_z / \cos \theta$,其方向会主要顺着速度 v 的方向. 但 k_r 方向分量在右手性介质中与左手性介质中则恰好完全相反,如图4所示. 在右手性介质中,辐射圆锥在粒子运动轨迹的反方向上,而在左手性介质中,辐射圆锥则在粒子运动轨迹的同方向上.

电磁辐射会对反射体造成光压,一束平面单色

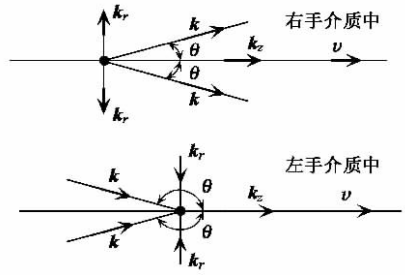


图4 切连科夫效应

波可以看作是光子流,其中每个光子携带的动量 $p = \hbar k$. 在右手性介质中,波矢 k 方向与波传播方向相同,因此在右手性介质中,电磁波会对反射体产生压力;在左手性介质中,波矢 k 方向与波传播方向相反,故左手性介质中传播的电磁波会对反射体产生吸引力,如图5所示.

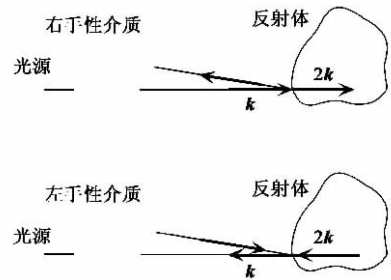


图5 光对反射体的作用力

3 完美透镜

传统的光学显微镜分辨率受 Rayleigh 衍射极限的限制,可分辨的最小结构约为半个波长. 假设光源 S 为一极小的频率为 ω 的偶极子,其辐射场的电场分量利用傅里叶级数展开如下(垂直透镜方向为 z 方向):

$$E(r, t) = \sum_{\sigma, k_x, k_y} E\sigma(k_x, k_y) \cdot \exp[ik_z z + ik_x x + ik_y y - i\omega t], \quad (7)$$

代入麦克斯韦方程后可得:

$$k_z = \sqrt{\omega^2 c^{-2} - k_x^2 - k_y^2},$$

当 $\omega^2 c^{-2} > k_x^2 + k_y^2$ 时 k_z 为一实数,代入(7)式,得到场的传播波成分. 当 $\omega^2 c^{-2} < k_x^2 + k_y^2$ 时 k_z 为一虚数:

$$k_z = i\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - \omega^2 c^{-2}},$$

代入(7)式,会得到沿 z 方向指数衰减的倏逝波. 由于倏逝波衰减过快而不能到达成像面参与成像,即

只有传播波对成像有贡献,而倏逝波成分所携带的物体信息被丢失掉了.这样,物面上可能的光波受下面的条件限制:

$$k_x^2 + k_y^2 < \omega^2 c^{-2},$$

因此,普通光学透镜的最大分辨率为

$$\Delta \approx \frac{2\pi}{k_{\max}} = \frac{2\pi c}{\omega} = \lambda,$$

因此要想突破光学分辨率极限,必须想办法使倏逝波参与成像. Pendry^[19]在2000年发表于PRL的一篇论文中证明了:当 $\epsilon = -1$ $\mu = -1$ 时,左手性介质平板透镜不仅能够捕获光场的传播波成分,而且能够捕获倏逝波成分,光场的所有成分都无损失地参与了成像,他把这种透镜称为“完美透镜”(perfect lens).

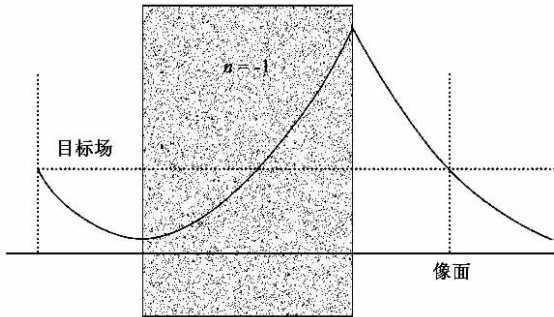


图6 完美透镜

由于左手性介质必然是色散介质,因此存在某一特定频率使得 $\epsilon = -1$ $\mu = -1$,相应的折射率 n 为 -1 ,此时由菲涅耳公式确定的反射系数为零,即传播波无损失地参与了成像.那倏逝波呢?我们知道,波场传播一段距离 z 的效应只是相当于对位相加以修正,修正表达式可以写为 $\exp(ik_z z)$.对倏逝波 k_z 为虚数,表现为指数衰减或指数增强的场,由于左手性介质与右手性介质中的波矢 k 的方向恰好相反,因此右手性介质中的衰减场进入左手性介质后会变为增强场,右手性介质中的增强场进入左手性介质后会变为衰减场.左手性介质平板对倏逝场成像正是利用这一点.如图6所示,指数衰减的倏逝场进入透镜左端面后将变为指数增强场,相当于透镜对倏逝场进行放大,这种对倏逝场的放大过程并不违背能量守恒,因为倏逝场只在 x, y 方向传播,在 z 方向并不传递能量.经过“过放大”的倏逝场经过透镜右端面后重新变为衰减场,最后在像平面上恢复到原来光场值,倏逝场最终参与了成像.

按一些物理学家的观点,“完美透镜”理论似乎是与因果律以及光速不变理论相抵触的^[15, 20-22],然

而更加详细的物理分析^[15, 23-26]证明了“接近完美”的透镜是存在的,而且这些分析给我们带来了对此一现象的更深入的一些认识^[27-31].

4 左手性介质的制备

尽管左手性介质在理论上是可能的,但自然界中并不存在这样的物质,只有通过人工合成来制备这种材料.左手性介质有两个方面的要求,即 $\epsilon < 0$ 和 $\mu < 0$.如果单考虑 $\epsilon < 0$ 的话,那么金属就是一个很好的例子,由于表面等离子体激元的存在,金属对入射场的响应有 90° 的位相延迟,因此其介电常数 ϵ 为负值.磁场中并不存在像金属表面自由电荷那样的自由磁荷,通过人工合成的方法制作小的“自由磁偶极子”来构造 $\mu < 0$ 的材料,然后尝试把 $\epsilon < 0$ 和 $\mu < 0$ 的材料组合在一起得到同时满足 $\epsilon < 0$ 和 $\mu < 0$ 的左手性介质. Pendry在1999年指出,利用图7中的开口环共振器开环谐振腔(split ring resonator, SRR)就可以得到负的 μ :当频率稍低于共振频率时,磁导率 μ 为负值^[2].2001年,加州大学圣迭戈分校的Smith^[11]等物理学家成功地实现了这种构想,制作出左手性介质并通过实验观察到了光线的负折射.

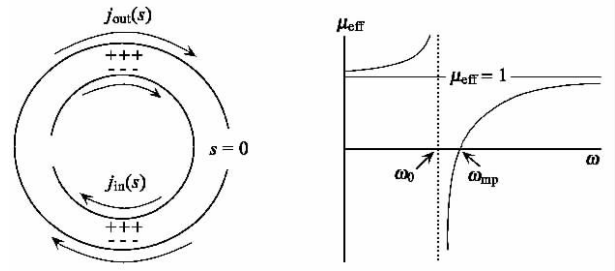


图7 开环谐振腔

他们实验所用的样品并不是一种均匀物质,而是一种经过仔细设计的独特的材料(meta-material),如图8.他们利用一个二维的金属线阵列来产生负的介电常数,由于金属本身在光学频段(稍低于表面等离子体共振频率处)介电常数为负值,为了能在微波波段得到负的介电常数,需要降低表面等离子体共振频率 $\omega_p^2 = \frac{ne^2}{\epsilon_0 m_{\text{eff}}}$ 的值,而由金属线构成的周期性阵列则能够降低电子密度,提高有效质量,因此可以将共振频率降低到微波波段(GHz)范围.同时利用周期性开环谐振腔阵列来产生负的磁导率,并将二者组合为一个相当于棱镜的体系.样品 Cell 尺

寸5mm. 整体厚度1.2cm. 入射源采用10.5GHz的微波,微波波长2.8cm,所以对此入射源可以认为样品是“均匀”的. 利用图9所示的实验装置,他们分别对右手性介质和图8所示的左手性介质测量了不同角度的出射辐射功率. 实验结果如图10所示,常规材料峰值发生在 27° 处,对应于 $n=1.4\pm 0.1$;对左手性介质,峰值发生在大约 -61° 处,对应于 $n=2.7\pm 0.1$. 左手性介质与常规材料的折射角相差 88° . 实验结果有力地证明了左手性介质的存在.



图8 样品

此迄今为止的大部分工作集中在对这种材料的理解,对其存在合理性进行检验以及对现有理论及现象进行重新审度. 同时人们也开始尝试制作这种材料. 实际上左手性介质的潜在应用已经浮出水面. 例如,利用左手性介质的独特的性质,有望做出具有超高分辨率的扁平光学透镜,分辨率比常规光学透镜高几百倍;左手性介质也有望解决高密度近场光存储遇到的光学分辨率极限问题,可能制作出存储容量比现有DVD高几个数量级的新型光学存储系统;现有的磁共振成像设备价格昂贵,利用左手性介质则可以制作出价格极低而且性能更好的磁共振成像设备^[31]. 左手性介质的应用远不止这些,因为左手性介质开创了一个全新的领域. 现在要解决的问题就是制作出符合应用要求的实际的这种材料.

参 考 文 献

- [1] Veselago V G. Soviet Physics USPEKHI, 1968, 10 : 509
- [2] Pendry J B *et al.* IEEE Trans. Microwave Theory and Technology, 1999, 47 : 2075
- [3] Pendry J B, Holden A J, Stewart W J *et al.* Phys. Rev. Lett., 1996, 76 : 4773
- [4] Pendry J B, Holden A J, Robbins D J *et al.* J. Phys. : Condens. Matt., 1998, 10 : 4785
- [5] Sigalas M, Chan C T, Ho K M *et al.* Phys. Rev. B, 1995, 52 : 11744
- [6] Smith D R, Schultz S, Kroll N *et al.* Appl. Phys. Lett., 1994, 65 : 645
- [7] Sarychev A K, Shalaev V M. Comment On [3], e-print cond-mat /0103145, 2001
- [8] Pokrovsky A L, Efros A L. Phys. Rev. Lett., 2002, 89 : 093901
- [9] Smith D R, Padilla W, Vier D *et al.* Phys. Rev. Lett., 2000, 84 : 4184
- [10] Shelby R A, Smith D R, Nemat-Nasser S C *et al.* Appl. Phys. Lett., 2001, 78 : 489
- [11] Shelby R A, Smith D R, Schultz S. Science, 2001, 292 : 77
- [12] Smith D R, Kroll N. Phys. Rev. Lett., 2000, 85 : 2933
- [13] Richard W, Ziokowski, Heyman E. Phys. Rev. E., 2001, 64 : 056625
- [14] Parazzoli C G, Gregor R B, Li K *et al.* Phys. Rev. Lett., 2003, 90 : 107401
- [15] Valanju P M, Walsler R M, Valanju A P. Phys. Rev. Lett., 2002, 88 : 187401
- [16] Smith D R, Schurig D, Pendry J B. Appl. Phys. Lett., 2002, 81 : 2713
- [17] Garcia N, Nieto-Vesperinas M. Optics Lett., 2002, 27 : 885
- [18] Sanz V, Papageorgopoulos A C, Egelhoff Jr W F *et al.* Phys. Rev. E, 2002, 67 : 067601
- [19] Pendry J B. Phys. Rev. Lett., 2000, 85 : 3966

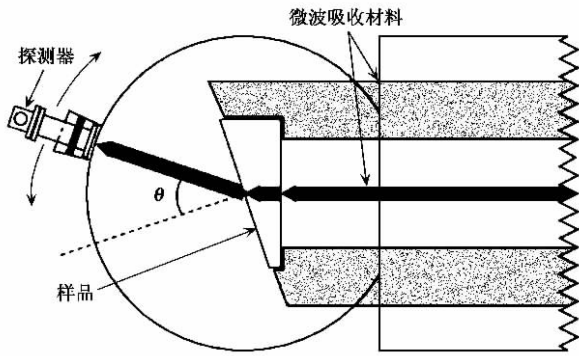


图9 实验装置

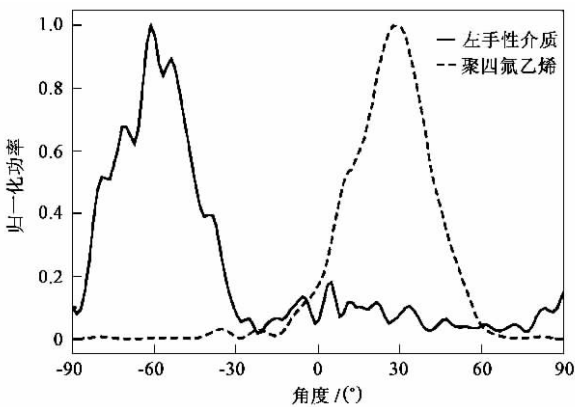


图10 实验结果

5 潜在应用

由于左手性介质是一种新颖的奇异的物质,因

- [20] tHoof G W. Comment On [19]. Phys. Rev. Lett. ,2001 , 87 :249701
- [21] Williams J M Comment On [19]. Phys. Rev. Lett. ,2001 , 87 :249703
- [22] Garcia N , Nieto-Vesperinas M. Phys. Rev. Lett. ,2002 , 88 : 207403
- [23] Pendry J B. Replies to [20] [21]. Phys. Rev. Lett. ,2001 , 87 :249702 ;249704
- [24] Pendry J B. Comment On [22]. e-print cond-mat /0206563 , 2002
- [25] Pendry J B , Smith D R. Comment on [15]. e-print cond-mat /0207689 , 2002
- [26] Lu W T , Sokoloff J B , Sridhar S. Comment on [15]. e-print cond-mat /0207689 , 2002
- [27] Ruppin R. Phys. Lett. A , 2000 , 277 : 61 ; Ruppin R. J. Phys. : Condens. Matt. , 2001 , 13 : 1811
- [28] Haldane F D M. Electromagnetic surface modes at interfaces with negative refractive index make a " Not-quite-perfect " lens. e-print cond-mat/ 0206420 , 2002
- [29] Smith D R , Schurig D. Phys. Rev. Lett. , 2003 , 90 : 077405
- [30] Feise M W , Bevelacqua P J , Schneider J B. Phys. Rev. B , 2002 , 66 : 035113
- [31] Nefedov I S , Tretyakov S A. Phys. Rev. B , 2002 , 66 : 036611
- [32] Pendry J B. Physics World , 2001 , 14 : 47

· 物理新闻和动态 ·

张杰院士获 2004 年度海外华人物理学会亚洲成就奖

6 月 3 日海外华人物理学会亚洲成就奖评选委员会宣布 , 中国科学院物理研究所张杰院士获得 2004 年度亚洲成就奖(Achievement in Asia Award) , 以表彰他在 X 射线激光、相对论高次谐波产生和超短超强激光与物质相互作用方面所做出的重要贡献. 张杰院士现任《物理》杂志副主编.

· 书评和书讯 ·

科学出版社物理类新书推荐

书 名	作(译)者	定价	出版日期	发行号
火灾风险评估方法学	范维澄,孙金华, 陆守香等	¥80.00	2004年6月	X-114
井孔中的声场和波	张海澜,王秀明, 张碧星	¥42.00	2004年6月	O-1334
岩石力学	谢和平	¥54.00	2004年5月	O-1944
圆柱壳冲击动力学及耐撞性设计	杜星文,宋宏伟	¥42.00	2004年5月	O-1931
现代声学理论基础	马大猷	¥48.00	2004年3月	O-1830
计算电磁学要论	盛新庆	¥32.00	2004年3月	O-1900
医用加速器	顾本广	¥110.00	2003年10月	R-1192
软 X 射线与极紫外辐射的原理和应用	张 杰	¥59.00	2003年9月	O-1682
应用力学对偶体系	钟万勰	¥42.00	2003年3月	O-1542
广义相对论和引力场理论	胡 宁	¥15.00	2003年3月	O-1157
激光的衍射及热作用计算	李俊昌	¥34.00	2003年3月	O-1553
高激发原子	詹明生	¥35.00	2003年2月	O-1683
粉末衍射法测定晶体结构	梁敬魁	¥68.00	2003年4月	O-1697

欢迎各界人士邮购科学出版社各类图书. 如果您有出版意向, 请和我们联系. 凡购书者均免邮费, 请按以下方式和我们联系:
 电 话 : 010 - 64017957 64033515 电子邮件 : mlhukai@ yahoo. com. cn 或 dpyan@ cspg. net
 通讯地址 : 北京东黄城根北街 16 号 科学出版社 邮政编码 : 100717 联系人 : 胡凯 鄢德平
 欢迎访问科学出版社网址 <http://www.sciencep.com>