

强磁场下的固体物理研究进展*

曹效文

(中国科学院等离子体物理研究所强磁场实验室 合肥 230031)

摘要 强磁场下的物理研究是一个富有成果的研究领域. 40T 以上稳态强磁场的研制成功为固体物理研究提供了新的科学机遇. 文章简要地介绍强磁场下某些固体物理, 其中包括高温超导体的 $H-T$ 相图和非费米液体行为, 德哈斯(de Haas)效应和费米面性质, 电子的 Wigner 结晶及其动力学行为, 磁场诱导的相变(如绝缘体-金属和超导转变), 多级磁有序, 串级自旋密度波和大块材料中的量子霍尔效应等的实验研究的近期进展, 希望以此引起人们对国内强磁场下物理研究的关注.

关键词 强磁场, 超导体, 德哈斯(de Haas)效应, Wigner 结晶, 相变

PROGRESS OF SOLID STATE PHYSICS IN HIGH MAGNETIC FIELD

CAO Xiao-Wen

(High Magnetic Field Laboratory , Institute of Plasma Physics , Chinese Academy of Sciences , Hefei 230031 , China)

Abstract The physics of high magnetic fields is a subject rich in achievements. Steady high magnetic fields above 40T have been successfully developed, providing new opportunities for studying solid state physics under such fields. An overview is presented of recent progress in this area, including the $H-T$ phase diagram and non-Fermi liquid behavior of high temperature superconductors, the de Haas effect and properties of the Fermi surface, Wigner crystallization of electrons and its dynamical properties, magnetic field-induced phase transitions such as insulator-metal and superconductor transitions, multistage magnetic ordering, successive spin density waves and the quantum Hall effect in bulk material.

Key words high magnetic field, superconductor, de Haas effect, Wigner crystal of electrons, phase transition

在现代实验物理研究中, 科学机遇往往与所能达到的极端条件有密切关系, 这些极端条件包括强磁场、极低温、高压和强激光等. 下一个目标的极端条件的创立便是产生新的科学机遇条件. 以强磁场为例, 在 20 世纪 70 年代未曾把 30T 磁场强度定义为可获得科学机遇的场, 当时运行的稳态场仅为 20—25T. 30T 稳态场运行若干年后, 下一个目标机遇场为 40T 以上稳态场. 磁体设计, 导体材料以及相关技术研究近年来获得的长足进步^[1]为上述目标提供了必要的科学技术储备, 于是美国于 1990 年 8 月在佛罗里达大学开始实施以 45T 稳态混合磁体为核心的强磁场实验室计划^[2]. 日本则在筑波实施 40T 混合磁体计划^[3]. 荷兰的 Nijmegen 强磁场实验室也有 40T 混合磁体计划. 在我国合肥强磁场实验室也有 40T 以上稳态强磁场计划. 超导强磁场技术由于高温超导体 Bi 系银包套带材的加盟, 已由原来的

21T 提高到 24T^[4]. 目前, 超导磁体的最高场主要受限于高温超导材料工艺和磁体技术. 从 Bi 系材料在高场下的 $J_c(H)$ 特性来看, 随着这些工艺和技术的进步, 30T 的超导磁体估计在 5—10 年内是可望实现的. 当然, 在上述机遇场以下磁场范围内仍有不少工作可做, 并且仍有一定的科学机遇, 例如, YCo₅ 单晶的磁晶各向异性就是 1966 年用一个 5T 的超导磁体进行的研究中发现的. 这一发现为当时制备新的永磁材料指出了光明前景.

强磁场下的固体物理是一个富有成果的研究领域, 并且曾铸就过固体物理研究的辉煌, 例如量子霍尔效应^[5]和分数量子霍尔效应^[6]的发现导致了两次诺贝尔物理奖的获得, 以及一系列新现象和新效应

* 2002-01-28 收到初稿, 2002-04-28 修回

的发现和观察,其中包括磁场诱导的电子结晶点阵,即 Wigner 固体^[7],磁场诱导的绝缘体-金属转变和超导电性^[8]等.有关强磁场下的科学研究讨论会和半导体物理都有定期的国际会议,强关联电子系统的国际会议也含有可观数量的强磁场下的研究内容.

强磁场下的物理研究课题颇多,这里仅介绍某些方面,并借此引起国内物理学界对强磁场下物理研究的关注.

1 强磁场下的高温超导体研究

和低温超导体相比,高温超导体的超导转变温度 T_c 和上临界场 H_{c2} 均高出近一个量级,即 T_c 约为 10^2K , $H_{c2}(0)$ 高于 10^2T . 这么高的临界参量预示着高温超导体的潜在应用前景及其可观的经济价值,同时也丰富了超导物理的研究内容,例如与强磁场密切相关的 $H-T$ 相图和以 $J_c(H)$ 为中心的磁通动力学性质的研究等. 到目前为止,这些研究多数仅限于液氮温区,对于高温超导体来说,由于 T_c 为百 K 量级,这一温度范围仍限于 T_c 附近,所用磁场也多数限于 10T 以下,这对于临界场高于 100T 的高温超导体来说,也仅属于低场. 更低温区的研究是必要的,但是要求更高的磁场,例如日本筑波 40T 稳态场磁体系统的建立就是以高温超导体为主要目标的.

1.1 高温超导体的 $H-T$ 相图

高温超导体 $H-T$ 相图的一个显著特点是,在下临界场 $H_{c1}(T)$ 与上临界场 $H_{c2}(T)$ 之间的混合态区域内存在着一个新的相变线——不可逆线 IL (图中标为 H_{irr}),如图 1 所示. 这个新相交线的性质可以大致归纳为:对于无孪晶界和明显缺陷的单晶, IL 是一个由涡旋点阵态到涡旋液态的熔化线,这个相变属于一级相变;对于存在有效钉扎作用的缺陷的样品,如存在着明显无序的薄膜和有明显缺陷的单晶, IL 是一个由涡旋玻璃固态到液态的转变,并且属于二级相变. 不可逆线上线下的不同涡旋状态表明了磁通钉扎强度的改变,因而 IL 上下的临界电流密度及其行为应该是有区别的. 近来的实验结果^[9]表明,在 IL 上下存在着 J_c 的剧烈变化,并遵守不同的温度关系和磁场关系. 由此可以看出, IL 是一个对材料结构(它直接影响 J_c 行为)敏感的参量,这与 $H_{c1}(T)$ 和 $H_{c2}(T)$ 是材料的本征参量形成鲜明对照. 已有由于钉扎强度的改善, IL 也随之抬高的有关报道.

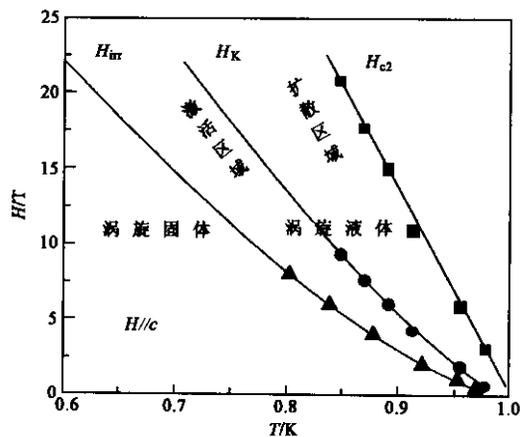


图 1 YBCO 超导薄膜在磁场 $H//c$ 位形下的 $H-T$ 相图^[10]

关于高温超导体耗散(dissipation)行为的研究进一步表明,在 IL 和 $H_{c2}(T)$ 之间还存在一个新的相界 $H_K(T)$ 线的证据^[10]. $H_K(T)$ 线把涡旋液态分成两个区:在 IL 与 $H_K(T)$ 之间涡旋之间是关联的(correlated),涡旋运动具有激活的特征;在 $H_K(T)$ 与 $H_{c2}(T)$ 之间,涡旋之间是非关联的,其运动以扩散运动为特征. 关于这方面研究的报道仍较少,其相变性质也有待进一步研究.

以上研究,一方面大多限于 T_c 附近温区,向更低温区扩展要求更高的磁场强度. 另一方面, IL 和 $H_K(T)$ 的性质和起源尚未得到完全一致的认识.

1.2 强磁场下的 $J_c(H)$ 特性

虽然高的超导转变温度和高的上临界场预示着高温超导体的潜在应用前景,但最终决定其大规模应用前景的是在一定温度下的 $J_c(H)$ 特性,通常要求 J_c 值高于 $10^4\text{A}/\text{cm}^2$.

高温超导体与低温超导体的 $J_c(H)$ 关系的比较研究显示^[11],在 4.2K , Bi 系银包套带材在 15T 以上磁场范围的 J_c 明显高于低温超导体,而 YBCO 的 CVD 膜在 77K 的 J_c 值,在 25T 以上磁场范围也明显地高于低温超导体. 这些高温超导体 $J_c(H)$ 的一个显著特点是,直到 30T 的高场仍未出现显著下降,这对高场应用十分有利. 但是,我们必须记住,超导体 $J_c(H)$ 特性是一个对材料结构因素(如缺陷和第二相的存在等)敏感的临界参量,因此它强烈地取决于成材工艺. 但到目前为止, YBCO 和 Bi 系材料中什么样的缺陷对钉扎是最有效的,仍不清楚. 因而,任何一家生产者对其产品进行高场检验都是必须的. 另一方面,高温超导材料在高场下与磁通运动特性密切相关的稳定性等问题也尚缺少系统的仔细研究.

1.3 强磁场下的正常态性质

含铜氧化物超导体在 T_c 以上温区的面内电阻 ρ_{ab} 的线性行为及其与面外电阻 ρ_c 的半导体行为的共存^[12]常常被作为非费米液体的证据^[13]. 这两种相反的电阻温度关系是否可以扩展到远离 T_c 的低温区, 并作为一种正常态基态性质是一个不清楚的问题. 一个最直接的方法是用强磁场抑制其超导电性来进行 T_c 以下温区的正常态性质的研究. 但是这一方法是困难的, 因为该类超导体上临界场很高, 如前面所述. 因此, 选择一个 T_c 较低的同类材料和提高所能达到的场强是人们所希望的. Ando 等^[14]利用 61T 场强的脉冲场研究了 $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CuO}_y$ 单晶 ($T_c = 13\text{K}$) 在 T_c 以下温区的正常态各向异性电阻行为. 结果表明, 直到 0.66K ($T/T_c = 0.05$) 仍然保持着上述的面内和面外电阻的温度关系行为, 即仍表明一个非费米液体性质. 其实, 含铜氧化物超导体还存在一个面内和面外电阻行为相反的磁输运行为, 这就是在高场区面内电阻 ρ_{ab} 表现出正磁阻, 而面外电阻 ρ_c 则呈现出负磁阻^[15]. 进一步的研究表明, 随着磁场的增加, $\rho_{ab}(H)$ 趋于饱和^[14], 而 $\rho_c(H)$ 则趋于线性减小^[16]. 这种相反的磁电阻行为的起源尚不清楚, 可能与 T_c 以上温区电阻的相反行为有关. 有人认为 $\rho_c(H)$ 的负磁电阻行为与双极化子超导理论相一致^[16] 或者被认为与态密度项对涨落电导的贡献有关, 或与能隙的磁场关系有关, 即负磁电阻意味着能隙随磁场的增加而减小.

实际上, 高温超导体正常态的非费米液体行为的一个直接证明是由 Hill 等^[17] 近来刚刚完成的, 他们用强磁场抑制了电子型氧化物超导体 (Pr, Ce) $_2\text{CuO}_4$ ($T_c = 20\text{K}$) 的超导电性, 并测量了在极低温下正常态的热导和电导. 试验结果表明, 二者之间的比值违反了维德曼 - 弗兰兹定律 (Wiedeman - Franz law), 并强烈地表明存在着电子的自旋 - 电荷分离态. 由于维德曼 - 弗兰兹定律是费米液体理论的一个固有结果, 因此上述结果是高温超导体的非费米液体行为的第一个直接证明^[18]. 为了确认费米液体图像对这类超导体的不适用性, 对不同超导体及其不同化学掺杂量样品的重复测量是必要的.

在高温超导体中还普遍存在着另一个反常的正常态输运行为, 霍尔角 $\text{Cot}\theta_H = \rho_{xx}/\rho_{xy} \propto T^2$, 并且也被作为非费米液体的实验证据. 但近来也有 $\text{Cot}\theta_H \propto T$ 关系的报道^[19], 这一结果与费米液体的物理图像是一致的.

2 强磁场下费米面性质研究

磁场对固体中载流子运动的重要影响之一是量子化效应. 在一个均匀磁场中, 电子作环绕磁力线的螺旋运动. 在一恒定磁场下, 其回转频率 $\omega_0 = qB/m^*$. 如果在垂直于磁场方向施加一频率为 $\omega = \omega_0$ 的交变场, 其能量将被电子共振吸收, 这就是回旋共振现象. 随着磁场增大, 电子的这种螺旋运动会形成一个高度简并的朗道 (Landau) 能级, 当这些朗道能级与费米面相切时, 就会出现磁化率、电阻或比热等物理量随磁场的振荡现象, 并且这些振荡与磁场的倒数 $1/H$ 呈周期结构. 磁化率随 $1/H$ 呈现的周期性振荡称为德哈斯 - 范阿尔芬 (de Haas - van Alphen, dHvA) 效应, 类似的电阻周期性振荡称为舒布尼科夫 - 德哈斯 (Shubnikov - de Haas, SdH) 效应. 为了清楚地显现出 de Haas 效应, 要求满足两个条件: $\omega_0\tau \gg 1$ 和 $\hbar\omega_0 > k_B T$, 式中 τ 是电子的自由运动时间. 由 $\omega_0\tau \gg 1$ 要求尽可能高的磁场强度和纯度的单晶; 为满足 $\hbar\omega_0 > k_B T$ 要求实验必须在足够低的温度下进行, 通常在 1K 以下温度进行, 低温也有利于 τ 值的提高.

电子能带结构是凝聚态物质物理性质的核心问题, 而基于 de Haas 效应的费米面及其性质的实验研究是了解电子能带结构的最直接和最有效的方法. 自 de Haas 效应发现以来, 新的合成材料的不断出现和磁场强度的不断提高, 使得费米面及其性质研究的内容进一步丰富, 并使其一直是凝聚态物理研究中的前沿课题, 例如一个时期以来有机超导体^[20] 和以稀土元素化合物为主体的强关联体系^[21] 的费米面及其性质研究等. 这里值得一提的有两项实验研究: 一个是 YBCO 高温超导体的 dHvA 效应. Mueller 等^[22] 在 Los Alamos 国家实验室在 $2.4\text{--}4.2\text{K}$ 温区采用 100T 脉冲磁场观察到了 YBCO 的 dHvA 效应, 经傅里叶变换处理的结果, 表明三个独立的基频分别为 $0.53, 0.78$ 和 3.15kT . Kido 等^[23] 在 $1.8\text{--}3.1\text{K}$ 温度范围内, 用场强为 27T 的直流磁场, 观察到频率为 0.54kT 的 dHvA 效应, 与 Mueller 的 0.53kT 基本一致. 由上述两个实验, 我们可以得出两个重要结论: (1) YBCO 高温超导体存在着费米面; (2) 在上临界场 H_{c2} 以下的混合态能够观察到 dHvA 效应, 而传统认为 $H > H_{c2}$ 是观察这一效应的必要条件. 基于这一结论, 在低温 AlSi 超导体 V_3Si 上获得了类似结果^[24].

另一个值得一提的费米面研究实验是 β' (BEDT - TTF) $\text{F}_5\text{CH}_2\text{CF}_2\text{SO}_3$ 有机超导体的 SdH 效应. 通常观察的是与磁场垂直的面内电阻 $\rho_{xx}(H)$ 的 de Haas

振荡.但 Nam 等^[25]近来用 60T 脉冲场第一次观察到层间电阻 ρ_{zz} 随磁场的振荡,并且电导最小值即电阻振荡峰值与温度的关系呈现出热激活行为,这一结果对有机超导体费米面及其性质的认识无疑提供了新的信息.

3 电子的 Wigner 结晶

磁场对固体中载流子运动的另一重要影响是维度效应.在一个低载流子浓度的三维系统中,当磁场足够强(例如 $\omega_0\tau \gg 1$)时,电子运动轨道呈圆柱形,电子的运动实际上只沿单一方向发生.在一个垂直于磁场的二维系统中,磁场把输运载流子捕获在它的最低朗道能级上,载流子的运动轨道被限制在平面内,其迁移能大大降低,系统实际上成为准零维的.在一个处于低温下的低载流子密度的系统中,可以出现“磁冻结”状态的局域化.当磁长度 $l_c = (\hbar/eB)^{1/2}$ 可以和载流子的平均距离 a_0 相比拟时,就会出现载流子的有序排列,即凝聚成电子结晶点阵,这就是所谓的 Wigner 结晶.这种电子的磁冻结现象是数十年来电子-电子相关能量观察的顶点.在输运测量中,当“磁冻结”发生时,将伴随着电阻率的急剧增大,实际上发生了金属-绝缘体转变. Wigner 电子结晶已先后在低载流子浓度的二维电子气系统^[26]和三维系统^[7,27]中观察到.不难看出,磁场引起的输运电子局域化,磁冻结和 Wigner 结晶的实质是磁场诱导的输运载流子运动维度减小的结果.在二维电子气系统中, l_c 趋近于 a_0 也是导致分数量子霍尔效应的条件.在实验中,随着磁场的增大,系统首先进入分数量子霍尔效应态,然后,最终进入 Wigner 结晶态^[26].

近来 Glassoff^[28]利用输运测量观察了 Wigner 结晶中的动力学有序化, Li 等^[29]利用微波共振实验研究了二维电子系统中载流子-载流子和载流子-杂质相互作用之间的竞争在高场绝缘相中的作用,结果表明,在载流子-载流子相互作用为主的系统中形成 Wigner 结晶,而在载流子-杂质相互作用占支配地位的系统中则形成 Wigner 玻璃态.

4 磁场诱导的相变

4.1 绝缘体-金属和超导转变

Khmelnitskiĭ^[30]从理论上提出,如果一个系统是全局域的,那么在磁场中可能恢复到退局域态,一个

典型的实验结果是^[31]:Si 掺杂的 GaAs 异质结在 $H = 5T$ 附近发生半导体-金属转变,在 $H < 5T$ 时表现为负的电导温度系数,在 $H \geq 5T$ 时则呈现出正的电导温度系数.近来,碳纳米管的实验也表明了类似的磁场诱导的绝缘体-金属相变^[32].

近来 Uji 等^[8,33]在实验中发现,对于准二维绝缘材料 $\lambda-(\text{BETS})_2\text{FeCl}_4$,当平行于层面的磁场达到 10.5T 时,系统发生绝缘体-金属转变;当磁场增加到 18T 时发生超导转变,相应的 $T_c = 0.04K$,然后随着磁场增加, T_c 升高.遗憾的是,该实验中的磁场仅能达到 20T.紧接着, Balicas 等^[33]利用塔拉哈西国家强磁场实验室的 45T 稳态场,研究了不同温度下的磁电阻 $R(H)$ 和不同磁场下的电阻转变 $R(T)$,如图 2 所示.结果表明, T_c 的最高值为 4.2K,对应的磁场值是 33T.然后,随着磁场的进一步增加, T_c 降低,如图 2(b) 所示. Uji 等^[8]认为,上述磁场诱导的超导电性是由于平行于传导层的强磁场抑制了轨道效应, Balicas 等^[33]则认为这是由于外加磁场补偿了定向排列的 Fe^{3+} 离子的交换场所致,即可以依照 Jaccarino-Peter 效应解释.

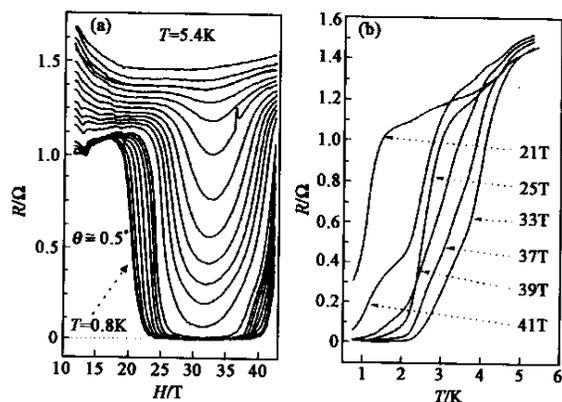


图 2 (a) $\lambda-(\text{BETS})_2\text{FeCl}_4$ 单晶体的电阻 R 的磁场关系,测量的温度间隔为 0.25K (b) 电阻转变的温度关系. 磁场诱导的超导转变的最高温是 33T 附近的 4.2K^[33]

磁场诱导的绝缘体-金属转变的另一个例子是含锰氧化物的巨磁电阻效应.这种相变应归结为磁场诱导的载流子的退局域化效应.但是这类实验通常仅要求 10T 以下的低磁场.对于在低温下处于反铁磁态的掺杂的钙钛矿锰氧化物,更强的磁场会导致一个绝缘体-金属转变,实际上是一种反铁磁-铁磁转变,并伴随着电荷有序或轨道有序相的融化^[34].

4.2 磁场诱导的磁相变

在含有稀土元素的材料中,由于 f 电子往往呈现出强关联效应,继而导致各种反常态,磁有序反常是其中之一.一个典型的例子是,在 CeP 的磁相图中有六个以上的磁有序相存在^[35],在磁化强度的磁场关系中表现为六个台阶,并且这些磁有序相的临界场在 $1/H$ 坐标上几乎是等间隔的,这相应于朗道能级与费米面相切.在 PrCo_2Si_2 系统中也观察到类似的反常磁有序现象^[36].这种串级磁有序的机制尚不清楚.

4.3 有机导体中磁场诱导的串级自旋密度波和量子霍尔效应

以 Bechgaard 盐为基础的有机材料[通式 $(\text{TMTSF})_2X$, $X = \text{PF}_6, \text{AsF}_6, \text{ClO}_4, \text{ReO}_4$ 等]通常具有准一维或准二维特性,库仑作用占支配地位,因此,自旋密度波(SDW)基态是有利的.另一方面,某些有机导体在某个临界压力 P_c 以上是超导的,如 $(\text{TMTSF})_2\text{PF}_6$ 等.有些常压下就是超导体,如 $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ 等.当沿着 c 方向施加一个超过临界场的强磁场时,可观察到一系列的金属-SDW 相变,例如在 $(\text{TMTSF})_2\text{ClO}_4$ 中,这一串级金属-SDW 相变发生在 3—27T 磁场范围,热力学测量证明这些相变属于一级相变.此外,霍尔效应测量表明,每个 SDW 相对应的霍尔效应都是量子化的,这是第一个在大块材料上观察到的量子霍尔效应.串级自旋密度波和量子霍尔效应被认为是近年来有机材料研究中的两个重要发现^[37],并且与有关理论预计是一致的^[38].

5 强磁场下的纳米材料

当金属颗粒直径减小到纳米尺度时,金属颗粒的电子态成为 3D 阱或 Wood-Saxon 势的本征态.由于这个本征态是用球形谐振波函数描述的,所以纳米颗粒的电子态完全不同于大块金属的布洛赫波函数^[39].纳米材料中的晶粒尺寸与一些基本物理量,如德布罗意波长和超导相关长度等可以相比拟,电子运动出现限域性,量子尺寸效应以及强关联性.这些使得纳米材料呈现出一系列不同寻常的性质.

强磁场对固体性质影响可归结为磁场对电子运动行为的影响,如前面有关部分所述.当磁长度 $l_c = (\hbar/eB)^{1/2}$ 达到纳米材料晶粒量级(如 $B = 25\text{T}$ 时, $l_c = 5.75\text{nm}$)时,纳米材料会呈现出怎样的物理性质,是值得关注的问题.

6 结束语

本文简要的介绍了强磁场下固体物理研究的某些方面及其进展,由此可以了解强磁场在现代物理研究中的重要作用,同时还可以看到这些研究大多是在 1K 以下的极低温条件下进行的.因此,在获得强磁场条件的同时还必须佐以必要的极低温条件.

参 考 文 献

- [1] 曹效文. 物理, 1996, 25 :552[Cao X W. Wuli(Physics), 1996, 25 :552 in Chinese]
- [2] Brooks J *et al.* Physica B, 1994, 197 :19 ;Muller J R *et al.* IEEE Transition Magnetism, 1994, 30 :1563
- [3] Inone K *et al.* Physica B, 1992, 177 :7 ;1994, 201 :517
- [4] Ohkura K *et al.* Appl. Phys. Lett., 1995, 67 :1923
- [5] Von Klitzing K *et al.* Phys. Rev. Lett., 1980, 45 :494
- [6] Stümer H L *et al.* Phys. Rev. Lett., 1983, 50 :1953
- [7] Rosenbaum T F *et al.* Phys. Rev. Lett., 1985, 54 :241
- [8] Uji S *et al.* Nature(London), 2001, 410 :908
- [9] Cao X W, Wang Z H, Li K B. Physica C, 1998, 305 :68
- [10] Palstra T T M *et al.* Phys. Rev. B, 1990, 41 :6621 ; Puzmak R *et al.* Phys. Rev. B, 1995, 52 :3756 ; Chien T R *et al.* Phys. Rev. Lett., 1991, 66 :3075 ; Cao X W, Wang Z H, Li K B. Phys. Rev. B, 2000, 62 :12552 ; Cao X W, Wang Z H, Xu X J. Phys. Rev. B, 2002, 65 :064521
- [11] Nakagawa Y *et al.* Physica B, 1994, 201 :49
- [12] Iye Y, Ed. Ginsberg D M. Physical Properties of High Temperature Superconductors III. Singapore :World Scientific, 1991
- [13] Anderson P W. Science, 1992, 256 :1526
- [14] Ando Y *et al.* Phys. Rev. Lett., 1996, 77 :2065
- [15] Yan Y F *et al.* Phys. Rev. B, 1995, 52 :R751
- [16] Zavaritsky V N, Springford M, Alexandor A S. Physica B, 2001, 294—295 :363
- [17] Hill R W *et al.* Nature, 2001, 414 :711
- [18] Behnia K. Nature, 2001, 414 :696
- [19] Vedenev S I, Jansen A G M, Wyder P. Physica B, 2000, 284—288 :1023
- [20] Wonitza J. Fermi surface of low dimensional organic metals and superconductors. Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 134. Berlin : Springer, 1996
- [21] Physica B, 2000, 281—282 :736—786 多篇文章
- [22] Mueller F M *et al.* Bull. Am. Phys. Soc., 1990, 35 :550
- [23] Kido G *et al.* Proc. 2nd ISSP Int. Symp. on Physics and Chemistry of Oxide Superconductors. Tokyo :Springer ;Physica B, 1992, 177 :46
- [24] Mueller F M. Physica B, 1992, 177 :41
- [25] Nam S *et al.* Phys. Rev. Lett., 2001, 87 :117001
- [26] Williams F I B *et al.* Phys. Rev. Lett., 1991, 66 :3285 ;Sontos M B *et al.* Phys. Rev. Lett., 1992, 68 :1188 ;Rodgers P J *et al.* Physica B, 1993, 184 :95

- [27] Shayegan M *et al.* Phys. Rev. B ,1985 ,31 :6123 ;Dupuis N ,Montambaux. Phys. Rev. Lett. ,1992 ,68 :357 ;Brossard L *et al.* Eur-Phys. J. B ,1998 ,1 :439
- [28] Glasson P *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2001 ,87 :176802
- [29] Li C C *et al.* Phys. Rev. B ,2000 ,61 :10905
- [30] Khmel'nitskii D E. Phys Lett. ,1984 ,106A :182
- [31] Jiang H W *et al.* Physica B ,1994 ,197 :449
- [32] Fujiwara A *et al.* Physica B ,2001 ,298 :541
- [33] Balicas L *et al.* Phys. Rev. Lett. ,2001 ,87 :067002
- [34] Garcia-Landa B *et al.* Physica B ,2001 ,294—295 :107 ;Hayashi T *et al.* Physica B ,2001 ,294—295 :115
- [35] Suzuki T *et al.* Physica B ,1995 ,206/207 :771
- [36] Sugiyama K *et al.* Physica B ,1992 ,177 :275
- [37] Montambaux G *et al.* Physica B ,1992 ,177 :339
- [38] Chaikin P M *et al.* Physica B ,1992 ,177 :353
- [39] Pedersen J *et al.* Nature ,1991 ,353 :733 ;Hori H *et al.* Physica B ,2001 ,294—295 :292

·物理新闻·

一种测试“复杂性”的新方法

(A New Way to Measuring Complexity)

对于一个生物系统,我们应该如何去测定它的复杂性呢?最近美国哈佛大学医学院和葡萄牙里斯本大学的 M. Costa 教授及其研究小组提出了一个新的设想,他们认为疾病与衰老可以用信息的损失来定量描述.换句话说,一个生物组织(或器官)的复杂性是与它对环境的适应性和它的功能性的发挥有着密切的关系,而疾病与衰老将会降低生物组织(器官)的复杂性,使得它们不容易适应环境的变化以及抵抗灾变事件的能力.

但是传统对复杂性的描述常常是与这种“信息损失理论”相矛盾的,按信息科学的观点来说,一个系统的复杂性是由该系统能生成多少新的信息量来确定的.如果我们用一个具有心律不齐或者有心房颤动的病人作试验,从他的心电图上可发现其复杂性要比一个健康人大得多,这是因为在心脏病患者的心电图中可观察到许多的无规振荡(即白噪声),而无规振荡是可以连续不断地产生“新”信息量的,也就是说,心电图上前一时刻的心律跳动是无法预测他下一时刻的心律跳动的,因此这是一个具有较高复杂性的系统.与此相反,一个健康人的心电图中,他的心律跳动是遵守 $1/f$ 噪声规则的,因此它所需的信息量较少,也就是它的复杂性程度较低.

为什么会产生这种矛盾呢? M. Costa 教授的研究组认为,生物组织的内部存在着时间尺度上的多重性,因此对复杂性的量度需要用多标度的时间尺度来测定,为此他们在计算生物系统复杂性时使用了“多标度熵(multi-scale entropy 简称 MSE)”的新概念.具体的计算方法如下:将一个记录有 30000 次心律跳动的时序进行粗粒化,就是用 20 个跳动作为一个单位,计算出每一个单位的平均心律跳动,用这些平均数重构成一个新的时间序列并测出它的不可预测性,反复进行粗粒化并测定不可预测性.如果不可预测性高,表示信息量大,也就是该生物系统的复杂性程度高.他们采用不同长度的心律跳动(从 2—20 个)作为划分单位来重复计算其不可预测性.显然这种多尺度的测量方法可以揭示出信息量在不同时间尺度下的复杂排列.将一个健康的年青人与一个患有心律不齐和心房颤动的老年病人的心电图作对比,利用 MSE 算法后,可以发现始终保持着健康的的心脏要比衰老有病的心脏具有较高的复杂性.

(云中客 摘自 Phys. Rev. Lett. 5 August 2002)