

实验室模拟研究超新星遗迹演化动力学过程*

王 薇^{1 2 3} 张 杰^{2 †} 赵 刚¹

(1 中国科学院国家天文台 北京 100012)

(2 中国科学院物理研究所光物理实验室 北京 100080)

(3 首都师范大学 物理系 北京 100037)

摘 要 文章详细分析讨论了超新星遗迹演化过程中冲击波动力学过程以及激光等离子体喷流的动力学特点,阐述了利用激光等离子体实验产生与超新星遗迹演化动力学类似的冲击波结构来模拟研究超新星遗迹动力学与演化过程.这些分析与讨论对于实验室利用高能激光模拟研究超新星遗迹演化动力学过程具有重要的意义.

关键词 超新星遗迹,激光等离子体,冲击波,辐射

Laboratory study of hydrodynamic processes during the evolution of supernova remnants

Wang Wei^{1 2 3} Zhang Jie^{2 †} Zhao Gang¹

(1 National astronomical Observatories, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100012, China)

(2 Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

(3 Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100037, China)

Abstract The hydrodynamic processes during the evolution of supernova remnants are discussed. High power laser systems are used to simulate and explore the flow-driven shocks and instability within shocked structures that occur during the evolution of the remnants. This is significance for the investigation of the hydrodynamics of the remnants evolution of SN1987A

Keywords supernova remnants, laser-produced plasmas, shock wave, radiation

近年来,利用强激光进行超新星遗迹(SNR)演化动力学过程的实验室模拟研究正在不断地引起了科学家们的极大兴趣,并已经取得了一些重要的成果^[1-6].这些研究不但证明在实验室进行天体物理学研究的可行性,而且为实验室天体物理学研究提供了有效的实验方法和思路.

本文主要就利用强激光模拟超新星遗迹演化动力学过程的一些相关的理论和实验研究进行较为详细的介绍和分析.这对进一步深入理解超新星遗迹演化过程具有十分重要的意义,并为进一步开展SNR演化动力学的实验室模拟工作奠定了一定的理论基础.

1 超新星遗迹及其演化动力学过程

超新星是高度演化恒星的灾难性爆炸^[7].它既是大质量恒星的终点,又是超新星遗迹的开始.超新星爆发时向周围星际空间喷射质量约为1—20M_⊙的残骸,这些残骸构成具有10⁵¹erg巨大动能的高速喷流,它们沿着各个方向迅速膨胀形成由内到外温度逐渐降低的气体薄壳,像雪犁一样不断犁开周围的星际介质(ISM).在喷流与星际介质相互作用处

* 国家自然科学基金(批准号:10374116,10433010,10573024)资助项目

2005-03-01收到初稿,2005-06-17修回

† 通讯联系人. Email: jzhang@aphy.iphy.ac.cn

驱动一个前向冲击波进入到 ISM 中,同时受积累物质的减速作用,将在喷流中形成一个反向冲击波,在喷流与 ISM 相遇的接触间断处还会出现流体动力学的不稳定性现象^[8].

图 1 为哈勃空间望远镜拍摄的早期阶段的 SN1987A 遗迹.图 1(a)为 1994 年拍摄的它的类星云结构.从图中可以清晰地看到,SN1987A 遗迹中向星际介质扩展的标准的喷流,同时在喷流周围还可以看到三个类似星云的环^[9,10].超新星喷流是一个高马赫数的等离子体流,它位于内环中心,以约 10000km/s 的速度不断地犁开周围的星际物质(ISM)向着内环传播.而内环则是相对静止的(速度约 10—20km/s),其直径约为 1 光年.预计向前喷注的喷流将在超新星爆炸约 5—10 年后与内环的内边界碰撞并驱动一个速度约为 200—400km/s 的辐射冲击波到内环中,将其加热到 100—300eV,其辐射波长范围很广,可以从红外、可见光到 X 射线.近年来,天文学家陆续发现了一些有关喷流与内环边界相互作用的迹象.

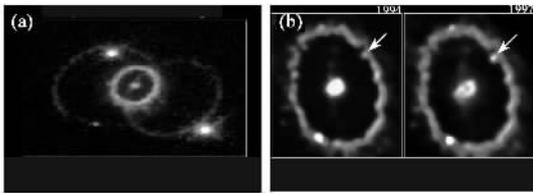


图 1 哈勃空间望远镜拍摄的早期阶段的 SN1987A 遗迹 (a)为 1994 年拍摄的 SN1987A 与它的类星云三环;(b)分别为 1994 年(左)和 1997 年(右)SN1987A 内环

图 1(b)分别为 1994 年和 1997 年哈勃望远镜拍摄的 SN1987A 的内环照片.通过观察比较可以发现,1997 年拍摄的内环照片的右上方出现了一个明亮的局域化的热斑.该热斑可以归结为 SN1987A 向外传播的喷流与内环相碰撞的结果.对于莱曼-a 辐射的光谱成像表明,反向冲击波已经穿过了从环到恒星距离的 80%^[11,12].

在超新星遗迹(SNR)的演化过程中,冲击波动力学起主要的支配作用.研究 SNR 演化过程中的冲击波动力学,将有助于更深入地理解 SNR 演化的基本动力学过程,并有望阐明 SN1987A 的三环的结构、组成并推测其形成的时间和起因.

SNR 演化冲击波动力学过程主要经历三个相对明显的阶段(1)以喷射物质为主导的自由膨胀阶段(2)绝热膨胀 Sedov - Taylor(ST)冲击波阶段;

(3)压力驱动雪犁(snowplow)阶段(PDS)^[13].在 SNR 演化初期,喷流驱动的冲击波的速度很大,可以高达 5000—10000km/s,此时被犁开的星际物质的质量与喷发物质的质量相比非常小,不断向外膨胀的薄壳的密度很低,几乎可以看成是透明的,这时的 SNR 处于最早期的自由膨胀阶段.随着时间的演化,当被犁开的星际物质的质量大到可以与初始喷流的质量相比拟时,超新星遗迹进入到绝热 Sedov - Taylor 冲击波膨胀阶段.这个时期向前传播的冲击波的速度依然很高,从而保证了冲击波为纯动力学性质,此时 SNR 的性质可以由自相似的 Sedov 解来描述.到了 SNR 演化后期,冲击波速度变得很慢(<300km/s)辐射引起的能量损失对动力学过程来说开始变得非常重要,此时超新星遗迹进入到压力驱动的雪犁阶段.

对第一和第二阶段而言,由于喷流驱动的冲击波速度很高,周围星际介质的密度相对非常低,薄壳内物质的辐射能与它的内能相比很小,此时辐射损耗相对动力学来说并不重要,所以这两个阶段常被称作无辐射的冲击波阶段.研究中常常引入冲击波的渐近轨迹半径 $R(t) = \beta t^\alpha$ 来表征各阶段的冲击波.式中 α 为衰减系数($\alpha = Vt/R$,其中 V 和 R 分别为 t 时刻的冲击波的速度和半径).在最初的自由膨胀阶段,冲击波的轨迹半径可以表征为 $R(t) \propto t$,此时 $\alpha = 1$.到了绝热膨胀阶段,所对应的 Sedov - Taylor 冲击波仅仅与绝热流体动力学相关,其轨迹偏离质量、动量守恒定律以及 Ranki - Hugonio 关系. Liang 和 Keilty 等人^[13]给出了柱对称情形下的 ST 冲击波的渐进轨迹半径:

$$R = \left[\frac{4(\gamma - 1)(\gamma + 1)^2}{\pi(3\gamma - 1)} \right]^{1/4} \left(\frac{E_0}{\rho_0} \right)^{1/4} t^{1/2}, \quad (1)$$

式中 γ 为绝热系数, E_0 为单位长度的初始能量, ρ_0 为初始环境介质的密度, t 为时间.可以看出此时衰减系数 $\alpha = 1/2$.(此情形下的球对称 Sedov - Taylor 冲击波的衰减系数为 $\alpha = 2/5$).

在 SNR 演化后期,周围气体的密度变得足够高,辐射冷却此时变得相当重要. SNR 开始进入到第三个阶段.处于该阶段的冲击波称为辐射性冲击波.对于辐射冲击波,辐射冷却将导致一个非常薄的密度壳,在壳的后面,气体的密度可以忽略,但是其压力仍然可以很高.在这个区域由于辐射损耗将导致能量不再守恒,衰减参数低于 Sedov - Taylor 的值,接近 $\alpha = \frac{2}{7}$.

当冲击波后面的低密气体的辐射损耗足够大并导致壳后面的气体的密度和压力都可以忽略时, SNR 开始进入到动量守恒的 Snowplow 阶段(MCS). 此时冲击波为全辐射型, 遵循质量和动量守恒定律, 但其能量不守恒. 在该极限情形下, 柱对称冲击波的轨迹半径可以表为

$$R = \left(\frac{18E_0 d_0}{\pi \rho_0 l} \right)^{1/6} t^{1/3}, \quad (2)$$

其中 d_0 为冲击波波前的初始位置. 可以看到, 此时 $\alpha = 1/3$. (对于球对称情形 $\alpha = 1/4$).

值得注意的是, 由于辐射冷却导致的能量损耗和压力下降, 为此, 辐射冲击波的速度相对纯动力学的 ST 冲击波而言其要慢得多. 实际中冲击波究竟是辐射性还是纯动力学性(绝热), 主要依赖星际物质密度、喷流密度以及冲击波的速度.

2 激光实验模拟研究 SNR 演化动力学过程

2.1 SNR 演化冲击波动力学过程模拟研究

激光与固体靶相互作用产生的等离子体流类似于超新星喷流. 激光等离子体喷流与环境介质相互作用在接触间断处的流体动力学不稳定性, 同超新星喷流与星际介质之间的接触间断处的流体力学不稳定性也是非常相似的, 因此利用强激光实验可以模拟研究 SNR 演化中的基本动力学过程^[14]. 图 2 为 Remington B A 等人^[15,16]利用 Nova 激光装置模拟 SN1987A 遗迹演化冲击波动力学过程的实验示意图. 实验采用能量约为 20kJ、波长为 0.35 μm 、脉宽为 1ns 的激光, 加热一长为 3mm、直径为 1.6mm 的圆柱形金腔靶到大约 220eV 的温度. 所产生的 X 射线辐照一个掺 Br 的 CH 薄膜靶(掺 Br 减小了更高能量的 X 射线的穿透率), 烧蚀驱动一个非常强 (~50Mbar)的冲击波穿过 CH 薄膜, 当冲击波穿透 CH 膜的后表面时, CH 等离子体喷流开始释放. 其温度约为 30eV, 膨胀的前沿的 Mach 数依然很高(大约为 10). 被释放的等离子体喷流向着距离 150 μm 处的直径为 700 μm 、密度达 40mg/cm³ 的 SiO₂ 汽溶胶泡沫方向加速、膨胀、冷却.

实验结果表明, 在大约 2ns 时冲击波冲出 CH (Br)薄膜靶, 在大约 1ns 后, CH 等离子体喷流与泡沫相撞. 当等离子体喷流与泡沫相撞时, 喷流速度骤减, 停滞的喷流在接触间断处将驱动一个前向冲

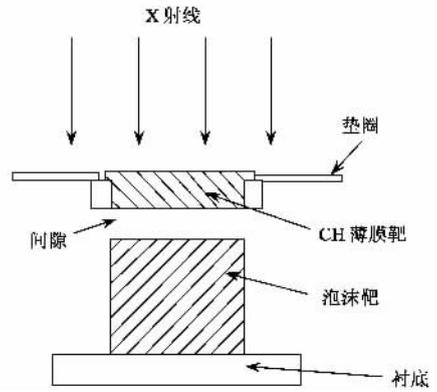


图 2 模拟 SN1987A 遗迹演化冲击波动力学实验示意图

击波向泡沫内传输, 同时在喷流内形成一个反向冲击波(稀疏波). 图 3 为该实验得到的一维冲击波动力学模拟结果. 由图 3 可以看到与超新星遗迹冲击波动力学相似的结构.

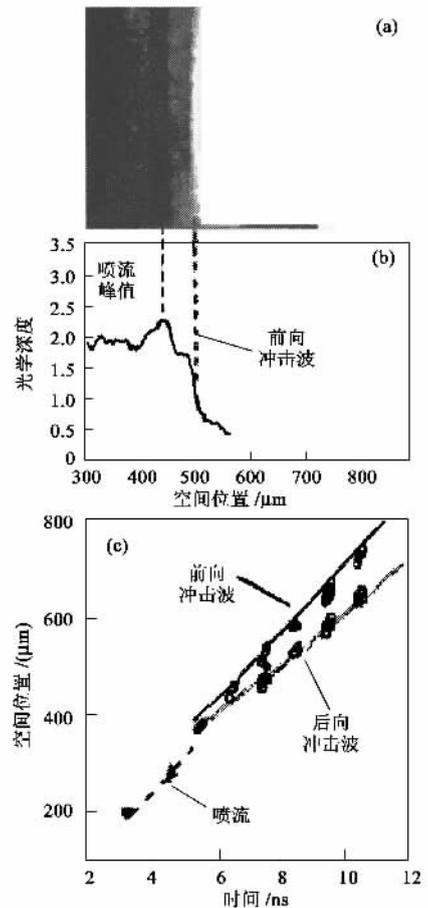


图 3 激光实验模拟研究 SNR 演化过程中的冲击波动力学

(a)和(b)分别为实验中测得在 6ns 时刻的光学深度的空间分布的灰度图和线图(c)分别给出了前向和后向冲击波以及喷流峰值的空间位置随时间的变化曲线

在实验室天体物理学研究中,常常把由反向冲击波前 R、接触间断面 CD(contact discontinuity)和前向冲击波前 F 构成的 R/CD/F 系统视为一个复杂的爆轰波系统,它在实验室模拟研究许多天体物理过程具有相当重要的作用. Drake R P 等人^[16]利用 LASNEX 程序模拟研究了图 3 实验中的冲击波系统中的密度、压力、速度和离子温度的空间分布特性(见图 4).

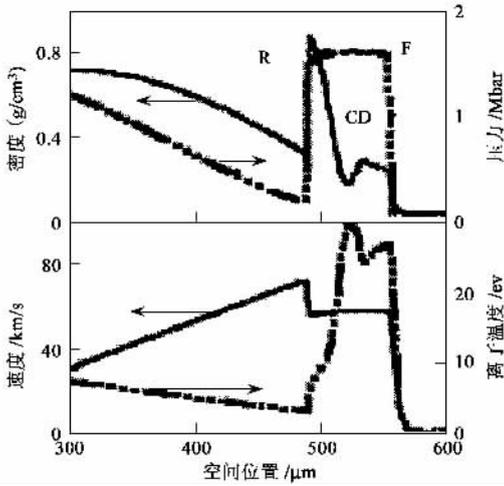


图 4 R/CD/F 系统的流体动力学性质

图 4 显示从左向右膨胀的等离子体喷流密度、压力和离子温度不断下降,而速度则不断上升,在反向冲击波前,粒子速度突然骤减,而密度、压力和离子温度则开始增加,在 CD 处,密度达到最小值;而在前向冲击波前,所有的物理量都将骤减.此外,模拟结果还表明,在接触间断 CD 处附近,速度和压力是连续的,但是密度和离子温度是不连续的.

利用激光实验模拟研究 SNR 演化动力学过程中需要注意,必须将两者通过标度变换建立起联系.目前,科学家们通过不断努力已经建立起 SNR 与激

光等离子体相互作用流体动力学之间的标度变换关系^[17].具体到 Drake R P 的实验参数与 SN1987A 演化之间的流体动力学参数的变换关系为:1ns→1yr(1年),100km/s→10⁴km/s,100μm→0.03lt-yr(lt-yr:光年).

2.2 辐射冲击波模拟研究

由于实际中超新星的遗迹形成动力学经常是辐射性的,因此把上述激光实验扩展到辐射区域是很有意义的.在这方面科学家们作出了很多努力.图 5 为 Edwards M J 等人利用超短飞秒激光与团簇相互作用实验装置^[18,19]所得到的 Ne(氖),Ar(氩)和 Xe(氙)三种气体在某一时刻的电子密度分布曲线.图 5(a)(b)(c)图的右上角为所对应的圆柱冲击波的干涉图像.干涉条纹上的突起扭结表明冲击波的前沿.数据清晰地显示一圆柱壳形的冲击波在气体中迅速向外传播.通过沿圆柱等离子体轴向的快速傅里叶变换计算干涉条纹的相移,利用 Abel 反演可以推算出电子密度.由图 5 我们可以看到,电子密度曲线显示出很陡的冲击波前沿和在冲击波前沿之前的非常重要的预离化现象^[20,21].它表明在冲击波到达之前,冲击波后面的热等离子体的辐射将会对波前冷的气体进行了加热和离化.比较图 5(a),(b)(c)所得到的三种气体的密度曲线还可以看到,随着核电荷数的增加,冲击波波前的预离化现象变得越来越显著.这主要是由于高 Z 靶相对于低 Z 靶而言^[23],其辐射效率相对要大.

图 6 为实验中得到的冲击波波前轨迹半径与时间的关系曲线.实验发现,在早期($t \leq 4\text{ns}$)由于冲击波没有犁开足够多的环境气体质量,为此不能由经典的自相似 ST 解来描述.只有当 $t > 4\text{ns}$ 以后,冲击波才开始进入到自相似阶段.此时通过 χ^2 最小化拟

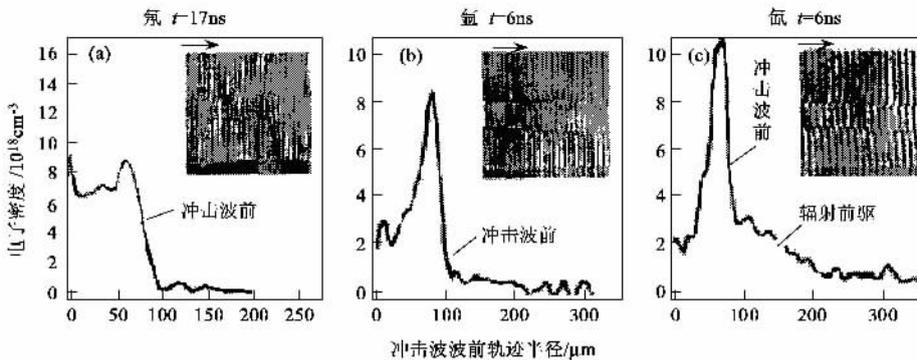


图 5 冲击波的密度分布曲线

合得到实验中冲击波轨迹为 $R \propto t^\alpha$, 轨迹半径随时间呈现指数增长.

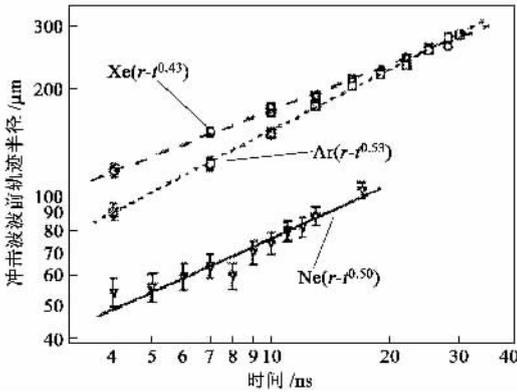


图6 冲击波波前轨迹半径与时间的关系

实验表明,对于 Ne 和 Ar 气体中的冲击波,其衰减系数 α 与 ST 冲击波的衰减系数值 ($\alpha = 1/2$) 非常接近. 表明冲击波处于无辐射绝热 ST 冲击波阶段. 然而对于 Xe 气中的冲击波,其衰减系数相对要低. 在冲击波演化之前 30ns, 它的衰减系数为 $\alpha = 0.43 \pm 0.010$, 处于绝热情形的 $\alpha = 1/2$ 和全辐射情形的 $\alpha = 1/3$ 之间, 表明冲击波确实进入到辐射区域.

2.3 SNR 演化过程中流体力学不稳定性模拟研究

激光烧蚀等离子体与环境气体相撞在相互作用界面处出现的 ST 不稳定性,对超新星结构以及恒星和银河系的形成过程都具有相当重要的影响. 特别是近期成为热点的 SN1987A 喷流即将与类星云的内环相撞,使得冲击波的 ST 不稳定性开始倍受关注.

ST 不稳定性与 Rayleigh - Taylor (RT) 不稳定性及 Richtmyer - Meshkov (RM) 不稳定性不同. RT 不稳定性是指当高密度的流体处于低密度的流体上部时引起的界面不稳定性. RM 不稳定性是 RT 不稳定性在冲击波与环境介质相互作用中的类似,通常可以将 RM 不稳定性认为是脉冲式加速流体,而 RT 不稳定性对流体的加速是连续的. 而 ST 不稳定性则是指相互作用界面处的密度梯度和压力梯度所引起的脉动式的波纹随时间呈现指数增长. 这主要是由于驱动冲击波的热压垂直于冲击波壳的表面,而外部由碰撞产生的压力(环境气体密度与冲击波速度的平方的乘积)则是反平行于冲击波的传播方向. 对于稳定的冲击波,其波前与传播方向是垂直的,从而保证了热压和碰撞压均与壳的表面相垂直. 但是对于非稳定(皱性)冲击波,热压将不再与传播方向

平行,而碰撞压的方向却没有改变. 因此在冲击波波前表面将会生成一个净压力,它将导致 ST 不稳定性的产生. ST 不稳定性与波长、冲击波壳的半径、厚度均有关,从而与环境气体的相对绝热系数相关. 受冲击波的辐射冷却的影响,与环境介质的相对绝热系数相关.

图7为 Grun J^[24]等人首次在实验上观察到了激光烧蚀的等离子体与环境气体相互作用界面处所产生的随时间指数增长的 ST 不稳定性. 实验发现,在氖气中形成的 ST 冲击波总是非常稳定的[见图7(a)],相反,在具有较高 Z 的氙气中,则可以明显看到 Sedov - Taylor 不稳定性[见图7(b)].

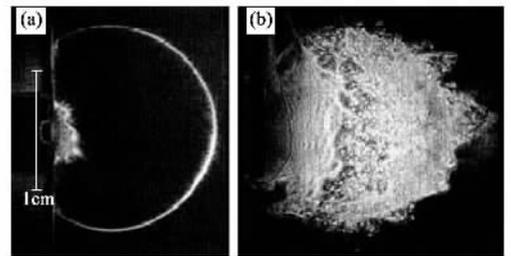


图7 Sedov - Taylor 冲击波的不稳定性 (a)氖气 (b)氙气

理论研究表明,冲击波与环境气体相互作用能否发生 ST 不稳定性现象主要取决于环境气体的有效绝热系数的大小. Vishniac E T 等^[25]在理论上曾预言,只有当 ST 冲击波处于绝热系数相对很低 ($\gamma < 1.2$) 的均匀气体中时,才会在相互作用界面处出现 ST 不稳定现象. 这是由于 ST 不稳定性主要是受辐射冷却的影响. Ripin B H 等人^[26]利用实验具体测得氖气的有效绝热系数为 1.3 ± 0.1 , 氙气的有效绝热系数为 1.06 ± 0.02 . 氙气的有效绝热系数小于氖气的有效绝热系数表明,氙气与氖气相比其辐射效应更强(来自冲击波后面的热等离子体的辐射将会增加波前气体的自由度,从而导致气体的有效绝热系数的下降). 这导致了氙气中冲击波是不稳定性,而氖气中的冲击波则是稳定的.

综上所述,可以看出,超短、超强脉冲激光的出现,给许多学科和领域都带来了新的机遇和挑战. 利用强激光与固体靶相互作用,可以在实验室条件下对天体等离子体的某些现象进行模拟研究. 它是在实验室中对天体物理的观测和理论模拟的能力进行定量检验的一种重要手段,对于更好地理解天体物理的某些过程具有十分重要的意义.

参考文献

- [1] Drake R P et al. Appl. Phys. J., 1998, 500 L157

- [2] Ripin B H *et al.* *Laser Part. Beams* ,1990 ,8 :183
- [3] Rose S J. *Phys. World* ,1994 ,7 :56
- [4] Remington B A *et al.* *Science* ,1999 ,248 :1488
- [5] Takabe H *et al.* *Plasma Phys. Controlled Fusion* ,1999 ,41 : A75
- [6] Woolsey N C. *Phys. Plasmas* ,2001 ,8 :2439
- [7] Borrows A. *Nature* ,2000 ,403 :727
- [8] Chevalier R A. *Astrophys. J.* ,1982 ,258 :790
- [9] Wang L *et al.* *Astron. Astrophys.* 1992 ,262 :L9
- [10] Jacobsen P R *et al.* *Appl. Phys. J.* ,1991 ,369 :L63
- [11] 夏江帆,张杰. *物理* 2001 ,30 :340 [Xia J F , Zhang J. *Wuli (Physics)* ,2001 ,30 :340 (in Chinese)]
- [12] Liang E *et al.* *Appl. Phys. J.* ,2000 ,533 :890
- [13] Cioffi D F *et al.* *Appl. Phys. J.* ,1988 ,334 :252
- [14] Ryutov D *et al.* , *Appl. Phys. J.* ,1999 ,518 :821
- [15] Remington B A *et al.* *Phys. Plasmas* ,1997 ,4 :1994
- [16] Drake R P *et al.* *Phys. Rev. Lett.* ,1998 ,81 :2068
- [17] Chevalier R A. *Appl. Phys. J.* ,1982 ,258 :790
- [18] Edwards M J *et al.* *Phys. Rev. Lett.* ,2001 ,87 :085004-1-4
- [19] Shigemori K *et al.* *Appl. Phys. J.* ,2000 ,533 :L159
- [20] Keiter P A *et al.* *Phys. Rev. Lett.* ,2002 ,89 :165003-1-4
- [21] Hoarty D *et al.* *Phys. Rev. Lett.* ,1999 ,82 :3070
- [22] Keilty K A , Liang E P , Drtmire T *et al.* *Appl. Phys. J.* , 2000 ,538 :645
- [23] Keilty K A *et al.* *Appl. Phys. J.* ,2000 ,538 :645
- [24] Grun J *et al.* *Phys. Rev. Lett.* ,1991 ,27 :2738
- [25] Vishniac E T *et al.* *Appl. Phys. J.* ,1989 ,337 :917
- [26] Ripin B H *et al.* , In : *laser interaction and related plasma phenomena.* Hora H , Miley G H. New York : Plenum ,1986 ,7 : 857—877 ;



· 物理新闻和动态 ·

电子顺磁共振成像法

电子顺磁共振成像 (EPRI) 可以成为确定在肿瘤和其他生物组织内氧分子分布的一种重要手段. 对于许多疾病来说, 氧的存在与否是非常重要的, 例如由于缺乏氧分子会使癌细胞在对待辐射和化学治疗时有一定的抵抗性. 美国芝加哥大学的 Pelizzari C 博士和他的同事们一直在研究如何测试氧分子在生物体内的分布状况, 他们认为电子在生物体内可具有反映这种性质的能力, 因此采用一种新的技术来提高对小动物体内获得的氧分子毫米分辨率的分布图像是问题的关键. 最近在西雅图召开的美国医学物理年会上, Pelizzari C 博士展示了他们的研究成果, 他们将电子顺磁共振成像法得到的氧分布图有层次地叠加在动物的核磁共振法得到的解剖图像上. 芝加哥大学的“磁共振在体内成像研究中心”正在发展这些技术, 研究者们利用磁场操纵生物体内某些含氧分子(如人体内的自由基等)中的不配对电子的行为, 来反映氧分子的分布状态.

在原子与分子中的电子大多数是以配对状态存在, 这种状态可抵消它们内在的磁性, 若电子是以不配对的形态存在时, 它们就将与外磁场间有较弱的耦合作用, 这就是顺磁共振的基本原理. 不论是核磁共振还是电子顺磁共振都是按照这一相同的原理, 核磁共振成像是利用了原子核的磁矩与磁场间的耦合, 即顺磁分子的核磁矩在按磁场方向进行排列时, 吸收并辐射微波波段的电磁波, 藉助于调控磁场的大小来改变在给定空间内电磁波的强度, 从而可重构出该空间内的三维图像. 电子顺磁共振成像比核磁共振成像的优越, 体现在它能在活组织内提供氧分子的定量分布图像. 研究组期望电子顺磁共振成像法能将空间分辨率提高到亚毫米量级, 并可直接应用到人体组织.

电子顺磁共振成像将在两方面提供长期的潜在的应用, 一是可以在治疗前给出在辐射治疗时会对辐射形成有阻碍的肿瘤部位, 另一个是可提供出有关肿瘤治疗效果的快速结果, 其快速程度可以按日或按小时来计算, 同时还不需要使用任何其他辐射物质.

(云中客 摘自 *Physics News Update* 738 , 21 July 2005)

对亚马逊河测重

对亚马逊河的测重是利用地球卫星 GPS 网络系统对地球外壳的上升与下降进行监测来完成的. 这个工作是由巴西的 Brasileiro de Geografia e Estatistica 和 Nacional de Pesquisas da Amazonas 两个研究所以及美国的俄亥俄州立大学、孟菲斯大学和夏威夷大学的科学家们经过多年不懈的努力才完成的. 他们几年来通过地球卫星 GPS 网络系统将亚马逊河在每个季节性周期内河水的泛滥和干涸的资料用精密的原子钟同步地记录下来. 这些资料可以提供地球表面的精确位置, 在水平方向其误差不会超过 1mm, 而在垂直方向的误差为 9mm. 经过几年重复的测量后, 对任何地点地壳层的速度值都可测量到 1mm/年 的精确度. 综观全球, 大多数的地壳层上升与下降的速度约为 2—10mm/年, 但在大片的热带流域, 伴随着大量的水流入河槽和泛滥于平原之上, 所以地壳层升降的振荡比较大, 从测量报告中看到, 最大振幅可达到 50—75mm/年. 当河流比较“重”时, 地壳陆地会下沉. 相反, 当河流比较“轻”时, 地壳表面会反弹. 通过细致的研究, 科学家们发现位于巴西的 Manaus 城是地球表面发生最大位移的地点. 同时科学家们也对地球表面有如此规模的振荡也感到很大的惊奇.

(云中客 摘自 *Geophysical Research Letters* , 15 September 2005)