

# X 射线在碳纳米管(绳)和 Fullerites 晶体内的传输

郑里平 许子健 朱志远 夏汇浩 朱德彰 余笑寒

(中国科学院上海应用物理研究所 上海 201800)

**摘要** 近年来发展起来的新毛细管光学聚焦元件由许多根弯曲的多层壁碳纳米管组成, 能被用来产生高强度的 nm 级 X 射线微束。作为软 X 射线布拉格(Bragg)衍射传输的新元件, 单层壁碳纳米管绳(超晶格结构的晶体)和 Fullerites ( $C_{60}$  分子晶体)已经引起了世界范围内的研究兴趣。本文介绍这方面的研究进展。

**关键词** 碳纳米管(绳), Fullerites( $C_{60}$  分子晶体), 毛细管, 沟道效应, X 射线传输

**中图分类号** O434.1, O571.33, O572.21<sup>+</sup>1

与电子、质子或离子探针相比较, X 射线微束有灵敏度高、对样品无损、可分析厚样品、可在大气和水环境下测量等优点; 因此 X 射线微束已成为材料、地质、生物、医学和环境等研究和应用领域的重要工具<sup>[1-13]</sup>。

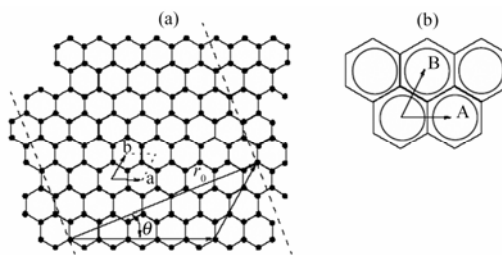
X 射线微束领域包括 X 射线源、传输、, 聚焦、成像探测等方向。作为 X 射线源的同步辐射光源具有很多优点, 例如强度高、亮度高、天然准直性、频谱宽、连续可调和偏振性好等。同步辐射光源的横向发散度仅为 0.1—0.3 mrad, 于是人们可以利用狭缝形成 2—10  $\mu\text{m}$  级的 X 射线微束, 但是此方法得到的 X 射线微束的光通量较小。为了形成足够强度的  $\mu\text{m}$  级甚至 nm 级 X 射线微束, 就必须进行微聚焦。X 射线微聚焦是一个富有挑战性的问题: X 射线是不带电的电磁波, 它不能利用电磁场来偏转和聚焦; 同时由于在 X 射线范围内物质的折射率近似为 1, 它也不能像可见光一样利用玻璃等材料制成透镜进行折射聚焦。全反射镜、波带片、玻璃毛细管、复合折射透镜与波导管等是常用的 X 射线微聚焦技术<sup>[1]</sup>。

当前作为新毛细管(Capillary)的多层壁碳纳米管已经成为 X 射线微聚焦技术的新元件。一个值得注意的研究动向是: 在沟道 2004 意大利会议上的 50 个报告中有 25 个是与纳米尺度下的 X 射线源和毛细管光学聚焦元件有关的。同时, 作为 X 射线布拉格(Bragg)衍射传输的新元件, 单层壁碳纳米管绳(超晶格结构的晶体)和 Fullerites( $C_{60}$  分子晶体)已经引起了世界范围内的研究兴趣。总之这两个新元件尚属基础研究阶段, 本文主要介绍这方面的研究进展<sup>[2-11,12,13]</sup>。

## 1 X 射线的特性以及碳纳米管和 $C_{60}$ 晶体的结构

X 射线有软(波长  $\lambda > 0.1\text{nm}$ )、硬( $\lambda < 0.1\text{nm}$ )之分; 它有波动性, 能显现干涉、衍射和偏振现象(波动光学); 它有粒子性(量子光学), 有能量和动量。

( $n, m$ )碳纳米管既可被看作为巨大的碳分子链又可被看作为把石墨的六边网状晶格面(层)捲成一个中空的圆柱体。它的直径  $d = l(3(n^2 + nm + m^2))^{1/2} / \pi$  ( $l$  是碳原子之间的键长,  $l = 0.14\text{nm}$ )是纳米量级, 它的长度可达到宏观尺度。碳纳米管分为低指数( $n$  或  $m = 10^1$ )单层壁碳纳米管、高指数( $n$  或  $m = 10^2$ )单层壁碳纳米管(图 1)<sup>[7]</sup>、低指数多层壁碳纳米管、高指数多层壁碳纳米管四类。



**图 1** 单层壁碳纳米管的原子结构(a)和它的超晶格结构(b)  
**Fig.1** The atomic structure of a single-walled nanotube (a) and the structure of its superlattice (b)

$C_{60}$  是既可被看作为 60 个碳原子组成的大的碳分子链、又可被看作为由 20 个石墨的五(或六)边网状晶格构成的一个中空的球状体; 它的直径是 0.7 nm。 $C_{60}$  分子晶体是面心立方(fcc)结构, 其晶格常数(立方体的边长)为 1.42 nm<sup>[6]</sup>。

第一作者: 郑里平, 男, 1941 年出生, 1965 年毕业于北京大学, 核物理专业, 目前为研究员, 从事束流传输研究

收稿日期: 2005-10-09, 修回日期: 2006-11-24

## 2 传输方程

金刚石(原子晶体, 晶格点阵由碳原子构成)、C<sub>60</sub> 分子晶体(晶格点阵由 C<sub>60</sub> 分子构成)、碳纳米管(超晶格结构的晶体, 晶格点阵由碳原子构成)都是晶体。具有圆频率  $\omega$  的 X 射线在晶体内传输, 可由以下方程描述:

$$\Delta_r F + k_{\perp}^2 = 0 \quad (1)$$

式(1)中  $\Delta_r$  是横向坐标空间的拉普拉斯变换算符,  $F$  是 X 射线波本身的电磁场的纵向成分(有电(TM)和磁(TE)模式),  $k_{\perp}^2 = \omega^2 [1 + \chi(\omega, r)] - k_z^2$ ,  $k_{\perp}$  是 X 射线波的波矢量的横向(分)成分,  $k_z$  是波矢量的纵向(分)成分,  $\chi(\omega, r)$  是(光)电容率,  $r$  是径向坐标。式(1)显示一个保守场, X 射线波本身的电磁场项  $\Delta_r F$  与 X 射线波的波动项  $k_{\perp}^2$  之和应该为零<sup>[7]</sup>。

## 3 (直)管的图像

X 射线在碳纳米(直)管内传输, 主要是 X 射线与电子相互作用。通常 X 光子能量比碳原子的 K-壳电子束缚能(283 eV)大得多, 那么碳原子的所有的电子都可被认定是近似自由的。对于自由电子, 碳原子晶格点阵的约束将被消除; 电子密度仅与系统径向坐标  $r$  有关。因此对于 X 射线传输, 碳纳米(直)管可被看作为中空的有壁厚的毛细管(指的是多层壁碳纳米管); 管内电子密度  $N_e(r < a)$  为零, 管壁电子密度  $N_e(r > a)$  有一定值; 这里  $a$  是管的内半径。等离子体是由大量的接近于自由运动的带电粒子所组成的体系, 因此自由电子密度为  $N_e(r > a)$  的多层壁碳纳米管管壁是等离子体, 其等离子体圆频率  $\omega_p = ((4\pi e^2/m_e) N_e(r > a))^{1/2}$ 。

电子密度  $N_e(r)$  与电容率  $\chi(\omega, r)$  有下列关系,

$$\chi(\omega, r) = -(4\pi e^2/m_e \omega^2) N_e(r) \quad (2)$$

式(2)中,  $e$  是电子电荷,  $m_e$  是电子质量。依据式(2), 能得到菲涅耳(Fresnel)全反射临界角  $\theta_c = \chi(\omega, r < a)^{1/2} - \chi(\omega, r > a)^{1/2} = \omega_p / \omega$ , 从而得到等离子体(横向分)波长  $\lambda_p = 1/\omega \theta_c = 1/\omega_p$ ;  $\lambda_p$  与  $\omega$  ( $\omega$  与 X 光子能量成正比)无关, 也就是说它与 X 光子能量无关。典型的  $\lambda_p = 7 \text{ nm}$ <sup>[4]</sup>。

## 4 波与(直)管的匹配

从(光)电学角度来看, 碳纳米(直)管是(光)电容元件,  $\chi(\omega, r)$  是(光)电容因子, 这就有了波与直管的匹配问题, 也就是说 X 射线的横向波矢量  $k_{\perp}$  与直管的内半径  $a$  的关系。用傅里叶(Fourier)级数依照方位角、径向、极化三个方向展开, 解式(1)可得到横向波矢量  $k_{\perp}(m_1, n, \sigma)$ ; 其中  $m_1$  是方位角量子数,  $n$

是径向量子数,  $\sigma$  是极化量子数。图 2 显示  $k_{\perp}$  与碳纳米管的内半径  $a$  之间的关系<sup>[4]</sup>。从图 2 看出,  $k_{\perp}/\omega_p \leq 1$ , 并且  $a > \lambda_p$ 。(0,1,+1), (0,1,-1), (2,1,-1) 曲线表示三个量子态简并(triple degenerated), (1,1,1), (3,1,-1) 曲线表示二个量子态简并; 当  $a > 2.4\lambda_p$  时才出现量子态简并。

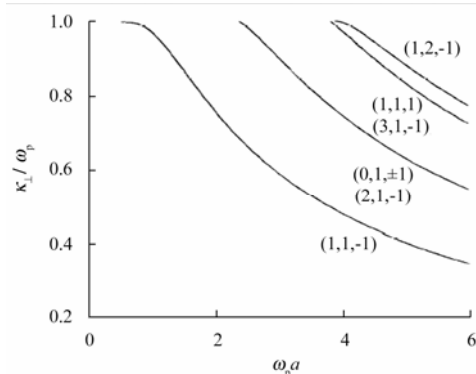


图 2 X-射线的横向波矢量( $k_{\perp}/\omega_p$ )与多层壁碳纳米(直)管的内半径( $\omega_p a$ )的关系

Fig.2 The transverse wave vector ( $k_{\perp}/\omega_p$ ) of X-rays as a function of the internal radius ( $\omega_p a$ ) of the multi-walled nanotube

对于轴对称模式( $m_1=0$ ), X 射线通过一维势垒隧道的几率, 也就是说泄漏几率  $w$  用下式表示:

$$w = \exp(-2 k_{\perp} \Delta a) \quad (3)$$

式(3)中,  $\Delta a$  是壁厚; 减小泄漏的条件是  $\Delta a \geq \lambda_p$  (因为  $k_{\perp}/\omega_p \leq 1$ ,  $\lambda_p = 1/\omega_p$ )。可见单层壁碳纳米管传输 X 射线是不合适的<sup>[4]</sup>。

## 5 衍射

### 5.1 在管绳内

单层壁碳纳米管绳是二维超晶格的六面对称性的大单晶体(图 1b)。在一根碳纳米管绳里, 一根根碳纳米管中心轴( $z$ -轴)彼此平行, 它们有共同的正交平面( $x$ - $y$  平面)。例如, 每一根(10,10)单管有六面对称性, 一根单管的直径为 1.38 nm, 相邻单管壁之间的间隙为 0.315 nm, 一根(10,10)单层壁碳纳米管绳的超晶格周期为 1.695 nm。

对于单层壁碳纳米管绳, 其软 X 射线衍射的布拉格(Bragg)定律为<sup>[7]</sup>

$$\sin(\theta_B) = H/2\omega \approx \lambda/2L \quad (4)$$

式(4)中,  $\theta_B$  是布拉格(Bragg)角,  $H = 4\pi/\sqrt{3} L$  是倒易晶格点阵矢量(Reciprocal-lattice vectors),  $L$  是单层壁碳纳米管绳的超晶格周期,  $\lambda$  是(总)波长。

具有圆频率  $\omega$  的 X 射线的初始束流, 在与(10,10)单层壁碳纳米管绳的一组(1,0)相互平行面(碳纳米管绳有三组相互平行面)的夹角为  $\theta$  ( $\Delta\theta = 0$ )

$-\theta_B$ )的方向上传输,它的微分布拉格反射系数  $R(\Delta\theta)$  和积分布拉格反射系数  $R_i$  如下<sup>[7]</sup>:虽然当  $\lambda$  增大时  $R(\Delta\theta)$  减小(这是碳纳米管绳作为介质吸收增大的结果);即使对于很软的 X 射线( $\lambda=1.5$  nm),仍然有  $R(\Delta\theta) \approx 0.3$  (图 3)。图 4 显示与  $\sigma$  极化很不相同,对于  $\pi$  极化,当(总)波长  $\lambda \approx 2$  nm 时  $R_i \approx 0$ ; 这个很有意思的结果可使单层壁碳纳米管绳成为  $\sigma$  极化 X 光学元件。当  $\lambda=2$  nm 时  $\theta_B \approx \pi/5$ (依据式(4)可得到)。

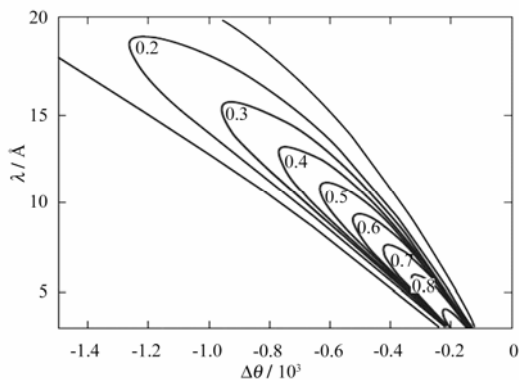


图 3 对于(10,10)单层壁碳纳米管绳和  $\sigma$  极化, X 射线的微分布拉格反射系数  $R(\Delta\theta)$  与  $\lambda(\Delta\theta=\theta-\theta_B)$  的关系。 $\theta$  是入射角,  $\theta_B$  是布拉格(Bragg)角,  $\lambda$  是(总)波长

Fig.3 Differential Bragg reflection coefficient as a function of  $\lambda$  (the X-rays wavelength) and  $\Delta\theta(\Delta\theta=\theta-\theta_B)$  for  $\sigma$  polarization for the (10,10) single-walled nanotube rope, where  $\theta$  is incident angle and  $\theta_B$  is kinematic Bragg angle

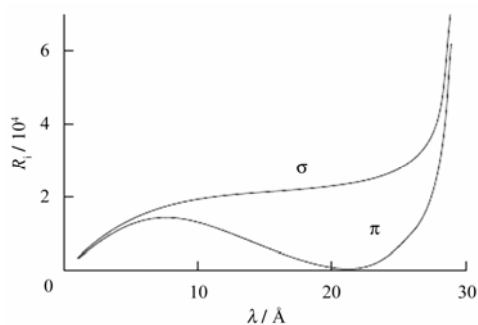


图 4 对于(10,10)单层壁碳纳米管绳以及  $\sigma$  和  $\pi$  极化, X 射线的积分布拉格反射系数  $R_i$  与  $\lambda$ (总)波长的关系

Fig.4 Integral Bragg reflection coefficient as a function of  $\lambda$  (the X-rays wavelength) for the  $\sigma$  polarization and the  $\pi$  one for the (10,10) single-walled nanotube rope

### 5.2 在 $C_{60}$ 晶体内

$C_{60}$  球的直径是 0.7 nm;  $C_{60}$  分子晶体是面心立方(fcc)结构,其晶格常数(立方体的边长)为 1.42 nm (节 2)。晶格周期(或晶面间距)分别为  $L=1.42$  nm ((100)晶面),  $1.42/\sqrt{2}$  ((110)晶面),  $1.42/\sqrt{3}$  ((111)晶面)。通常 X 光子能量远大于碳原子的 K 壳电子束缚能 283 eV,那么碳原子的所有的电子都可被认定是在系统(碳纳米管或  $C_{60}$  球状体)二维空间内自由;因此电子密度仅与系统径向坐标  $r$  有关。对于中空碳纳米管,电子密度仅在管壁上有一定值;

对于中空的  $C_{60}$  球状体,电子密度仅在球的表面上有一定值。式(4)同样适合软 X-射线在  $C_{60}$  晶体内的衍射(对于单层壁碳纳米管绳  $\sin(\theta_B) \approx \lambda/2L$ , 对于  $C_{60}$  晶体  $\sin(\theta_B) = \lambda/2L$ )。

图 5<sup>[6]</sup>显示具有圆频率  $\omega$  的 X-射线的初始束流在与  $C_{60}$  分子晶体的(111)晶面的夹角为  $\theta(\Delta\theta=\theta-\theta_B)$  的方向上传输时,它的( $\sigma$  和  $\pi$  极化)微分布拉格反射系数  $R_\sigma$  和  $R_\pi$  与(总)波长  $\lambda$  的关系。在  $0.3$  nm  $< \lambda < 1.6$  nm 区间,当  $\lambda$  增大时  $R_\sigma$  减小。在  $0.3$  nm  $< \lambda < 1.2$  nm 区间,当  $\lambda$  增大时  $R_\pi$  减小;在  $1.2$  nm  $< \lambda < 1.6$  nm 区间,当  $\lambda$  增大时  $R_\pi$  增大;当  $\lambda \approx 1.2$  nm 时( $\theta_B = 20.7^\circ =$  Brewster(布儒斯特)角),  $R_\pi = 0.0$ 。当  $\lambda \approx 1.6$  nm 时  $\theta_B \approx \pi/2$ (依据式(4)可得到)。与普通晶体相比,  $C_{60}$  分子晶体在达到  $\lambda \approx 1.6$  nm 的很软范围内仍然是很好的反射(当  $\lambda \approx 1.5$  nm 时  $R_\sigma=0.6$ )和  $\sigma$  极化(当  $\lambda \approx 1.2$  nm 时  $R_\pi = 0.0$ )的软 X 光学元件,而普通晶体在此范围内是无效的。 $C_{60}$  分子晶体有可能成为同步辐射光源的良好准直的宽带单色器。

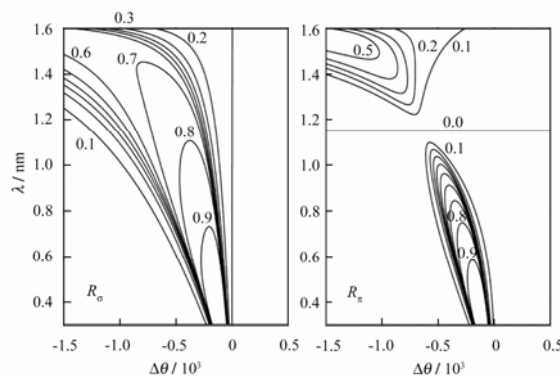


图 5 在室温下对于  $C_{60}$  分子晶体的(111)晶面, X 射线的微分布拉格反射系数  $R_\sigma(\Delta\theta)$  和  $R_\pi(\Delta\theta)$  与  $\lambda(\Delta\theta=\theta-\theta_B)$  的关系。 $\theta$  是入射角,  $\theta_B$  是布拉格(Bragg)角,  $\lambda$  是(总)波长

Fig.5 The dependence of the differential Bragg reflection coefficients from(111) crystallographic planes of a  $C_{60}$  crystal at room temperature on the wavelength and the deviation  $\Delta\theta$  from the exact Bragg direction

### 6 毛细管光学聚焦元件

毛细管光学聚焦元件是在 1990 年由 Kumakhov<sup>[1]</sup>依据全反射原理(以  $\theta$  掠(擦边)角入射(Grazing incidence),从而达到全反射)提出的,故又称 Kumakhov 透镜;它由许多根弯曲的空心的玻璃毛细管组成;它有非常大的收集角( $>100$  mrad)。Kumakhov 透镜的聚焦光斑点可到 20  $\mu$ m。近年来把许多根弯曲的碳纳米管组成新毛细管光学聚焦元件(图 6),形成高强度的 nm 级 X 射线微束。

从图 6(上半部)看出在弯曲毛细管(碳纳米管)内, X 射线传输轨迹始终沿着管内壁上表面。这就

有了 X 射线传输轨迹的横向尺寸与毛细管直径比较的问题。如果横向尺寸小小于管直径,称为 X 射线传输的表面沟道效应(Surface channeling);如果横向尺寸近似于管直径,称为 X 射线传输的基体沟道效应(Bulk channeling)。以上仅是两个沟道效应的粗略解释,深入解释如下。

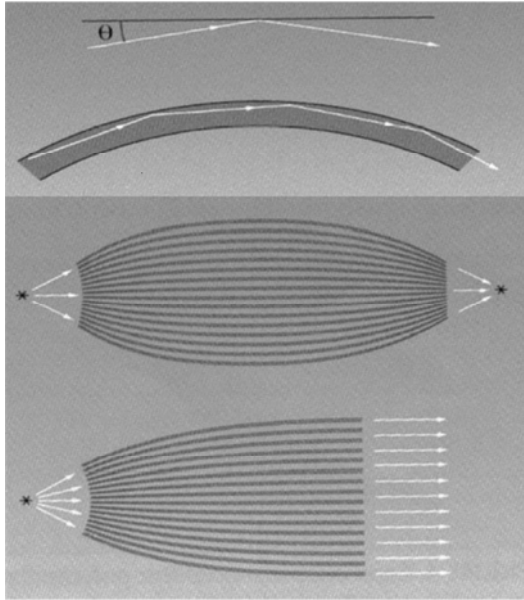


图 6 X 射线传输和聚焦示意图  
Fig.6 Illustration of propagation and focus of X-rays

在弯曲毛细管 i 的有效沟道典型尺寸(Typical sizes of an ‘effective channel’)  $\delta_i$  内, X 射线传输分为两部分:一是作为波动性, X 射线遵守光学散射规律(在管壁上反射和折射),二是作为粒子性它被管内壁表面沟道势并束缚。一个沟道 X 光子波动性的必须条件是  $\delta_i \approx \lambda_{\perp}$  (横向(分)波长)(图 7) [13]。当管 i 直径  $d \gg \delta_i \approx \lambda_{\perp}$  时,称为 X 射线传输的表面沟道效应(Surface channeling)。考虑到  $\lambda_{\perp} = \lambda/\theta \gg \lambda$ , 可得到 i 管的弯曲半径  $(r_{\text{curv}})_i$  与(总)波长  $\lambda$  关系如下:

$$(r_{\text{curv}})_i \theta^3 \sim \lambda \quad (5)$$

式(5)中,入射掠角  $\theta < \theta_c$  (全反射临界角  $\theta_c \sim 10^{-3}$ )。例如对于表面沟道效应,一根很大直径的弯管,

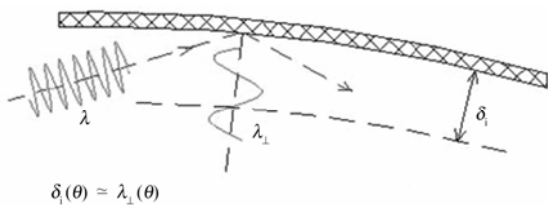


图 7 X 射线在弯曲毛细管内壁表面反射的示意图。辐射模式是表面沟道效

Fig.7 Illustration of X-rays reflection from the bent capillary inner surface. The radiation is grasped in a mode of the surface channeling

$(r_{\text{curv}})_i = 10 \text{ cm}$  与  $\lambda = 0.1 \text{ nm}$  相应。

当  $d \sim \lambda_{\perp}$  时,称为 X 射线传输的基体沟道效应(bulk channeling)。X 射线传输的基体沟道效应相当于荷电粒子传输的(轴)沟道效应。节 5 研究了 X 射线的横向波长  $\lambda_{\perp}$  与直(或弯)管 i 的半径  $a$  的关系,也就是说直(或弯)管 i 的直径  $d$  的关系。此节给出弯管 i 有效弯曲条件是(图 8) [13]:

$$(r_{\text{curv}})_i (\theta_c)^2 / 2d \geq 1 \quad (6)$$

例如对于基体沟道效应,一根(10,10)弯管,  $d = 1.38 \text{ nm}$ ,  $(r_{\text{curv}})_i = 1 \text{ cm}$ , 此时  $(r_{\text{curv}})_i (\theta_c)^2 / 2d = 3.62 > 1$ , 此弯管 i 是有效弯曲的。式(6)表明有效弯曲条件与弯管 i 的直径  $d$  成反比,也就是说 nm 级毛细管的聚焦效率比  $\mu\text{m}$  级毛细管高得多。

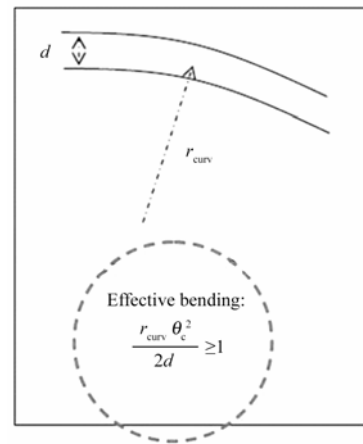


图 8 X 射线在弯曲毛细管内传输的示意图。辐射模式是基体沟道效应

Fig.8 Illustration of X-rays propagation in the bent capillary. The radiation is grasped in a mode of the bulk channeling

## 7 结束语

近年来出现的新毛细管光学聚焦元件由许多根弯曲的多层壁碳纳米管组成,这种新元件能被用来产生高强度的 nm 级 X 射线微束。对于 X 射线传输(以掠角入射从而达到全反射),多层壁碳纳米直(或弯)管可被看作为中空的有壁厚的毛细管;管内电子密度为零,管壁电子密度有一定值。一个沟道 X 光子波动性的必须条件是有效沟道尺寸  $\delta_i \approx \lambda_{\perp}$  (横向(分)波长)。当管 i 直径  $d \gg \lambda_{\perp}$  时,称为 X 射线传输的表面沟道效应(Surface channeling)。当  $d \sim \lambda_{\perp}$  时,称为 X 射线传输的基体沟道效应(bulk channeling)。 $d > 4.8 \lambda_{\perp}$  和壁厚  $\Delta d \geq 2 \lambda_{\perp}$  是 X 射线传输有效条件。 $(r_{\text{curv}})_i (\theta_c)^2 / 2d \geq 1$  是弯管 i 的有效弯曲条件。nm 级毛细管比  $\mu\text{m}$  级毛细管聚焦效率高得多。

作为 X 射线布拉格(Bragg)衍射传输的新元件,单层壁碳纳米管绳(超晶格结构的晶体)和

Fullerites( $C_{60}$  分子晶体)已经引起了世界范围内的研究兴趣。与普通晶体相比,单层壁碳纳米管绳和  $C_{60}$  分子晶体在很软(波长  $\lambda > 1 \text{ nm}$ )范围内仍然是良好的反射和  $\sigma$  极化的软 X 光学元件。而普通晶体在此范围内是无效的。例如  $C_{60}$  分子晶体在  $\lambda \approx 1.6 \text{ nm}$  的很软范围内仍然是很好的反射(当  $\lambda \approx 1.5 \text{ nm}$  时微分布拉格反射系数  $R_{\sigma}=0.6$ )和  $\sigma$  极化(当  $\lambda \approx 1.2 \text{ nm}$  时  $R_{\pi}=0.0$ )的软 X 光学元件。 $C_{60}$  分子晶体有可能成为同步辐射光源的良好准直的宽带单色器。

当前研究主要是理论研究阶段, 实验研究尚属初试阶段。

对于以下各专题, 在以后的文章中将作进一步介绍:

(1) 与现有聚焦元件(波带片、KB 镜)的比较, 包括传输效率、最小光斑尺寸、光子能量依赖性、对入射光相干特性的要求等;

(2) 目前最新的进展及存在的问题(包括对光源及材料本身的要求);

(3) 该元件的潜力及将来有可能的应用方向。

#### 参考文献

- 1 Kumakhov M A, Komarov F A. Phys Rep, 1990, **5**: 289
- 2 Iijima S. Nature, 1991, **354**: 56
- 3 Bethune D S, Kiang C H, Gorman G. Nature, 1993, **363**: 605
- 4 Zhevago N K, Glebov V I. Phys Lett, 1998, **A250**: 360
- 5 Gevorgian L A, Ispirian K A, Ispirian R K. Nucl Instr and Meth, 1998, **B145**: 155
- 6 Zhevago N K, Glebov V I. Phys Lett, 2001, **A282**: 97
- 7 Zhevago N K, Glebov V I. Solids Structure, 2000, **91**: 504
- 8 Greenenko A A, Shul'ga N F. Nucl Instr and Meth, 2001, **B173**: 178
- 9 Greenenko A A, Shul'ga N F. Nucl Instr and Meth, 2002, **B193**: 133
- 10 Greenenko A A, Shul'ga N F. Nucl Instr and Meth, 2003, **B205**: 767
- 11 Zhevago N K, Glebov V I. Phys Lett, 2003, **A309**: 311
- 12 沟道 2004 意大利会议展览  
Channeling 2004 Italy Conference Display
- 13 Bellucci S, Dabagov S B. Nuovo Cimento, 2001, **B116**: 361

## Propagation of X-rays in nanotubes (rope) and fullerites

ZHENG Liping XU Zijian ZHU Zhiyuan XIA Huihao ZHU Dezhang YU Xiaohan

(Shanghai Institute of Applied Physics, the Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)

**Abstract** Recently, a new capillary optics focus element, which is composed of many bent-multi-walled nanotubes, can be used to produce the high strength nanometer-X-ray beams. In the world, as new elements of diffraction propagation of X-ray, the single-walled nanotubes (rope) and the fullerites ( $C_{60}$  crystal) have caused great interest in the world. This paper introduces the progress of the above studied field.

**Key words** Carbon nanotube (rope), Fullerites ( $C_{60}$  crystal), Capillary, Channeling, X-ray propagation

**CLC** O434.1, O571.33, O572.21<sup>+</sup>1