

量子光通信

董孝义

(南开大学现代光学研究所)

量子光通信是以量子信息论和量子力学为理论基础的一种全光型通信,是正处于开发之中的现代光通信前沿。本文简明地介绍了量子光通信的基本概念与特征,阐明了在这种通信系统中一个光子可将无限的信息传递给无限个分支终端。量子光通信系统分为三个关键性部分,即亚泊松激光器、量子非破坏测量和光子计数器。本文对它们的工作原理、基本特性等分别作了介绍,指出了它们的现状和发展前景。

今天,IM/DD(光强调制/直接探测)模式的光纤通信已普遍实用化,目前世界上运行的各类光纤通信系统几乎全部属于这类模式^[1]。为了充分挖掘光频载波的潜力,人们还在不断地提出新的优化光纤通信系统,例如已接近实用化的光纤相干光通信系统^[2],已部分投入运行的各种光波复用通信系统^[3],以及正在开发的光孤子通信系统^[4]等等。这些系统虽然在很大程度上能进一步提高通信容量,并为光纤通信展示出广阔的发展远景。但是,与光通信实质上的潜在能力相比,这种提高终归是有限的。这是因为这些通信模式(包括已实用化的和正在开发的)均基于经典的通信观念和理论。根据这种观念,光波是一种波段落在 $0.1\sim 100\mu\text{m}$ 范围内的电磁波。因此作为光载波传输信息,从本质上讲和早已实用化的中波、短波,一直到微波段的无线电通信没有区别。无线电通信中的所有概念、理论和技术均可在光通信中得以应用。这里,我们可把这类通信称为经典通信,作为这种光通信的信道——光纤,则称为经典信道。在这种信道中,由于受到高斯噪声的限制,因此信道容量最终是有限的。

为了超越这一限制,人们受到现代光学的启发,最近提出了量子光通信(或称光子通信)的新概念和通信新模式^[5]。根据这一新观念,光通信服从量子信息论。由于信息的载体是光量子,故它的传输与作用应由量子力学原理决

定。现已给出了这种新通信模式的基本实验方案:其发射端为亚泊松激光器,接收端采用的是量子非破坏测量和光子计数方法。在这种实验系统中,根据下面我们计算出的光子的信息量以及有关量子非破坏测量原理,可以预言:一个光子可将无限的信息传递给无限个分支终端,即无限个收信者。显然,它在通信容量上将远远超过各种非量子的经典通信。正是由于这个原因,量子光通信一经提出就引起人们广泛关注。人们普遍认为,对这种新的通信模式的研究必将引起光通信领域的一场深刻的变革。

一、光波、光子与信息

已知光具有波粒二象性。在作为光波表现时,其电场分量可写成如下形式:

$$\begin{aligned} E(t, z) &= A \sin(\omega t - kz + \varphi_0) \\ &= A e^{-i(\omega t - kz + \varphi_0)}, \end{aligned} \quad (1)$$

式中 A , ω , k , φ_0 分别表示光波的振幅、圆频率、传播矢量值和初始相位,它们均可被信号调制,使光波携带信息。光波作为信息的载体,其容量大小与光波的频率有关。光通信中光波频率的典型值为 10^{14}Hz ,因此一般认为,光波具有 10^3GHz 以上的载荷能力。但是,考虑到信道的带宽、调制与解调方式以及复用的有限性等实际因素,这个指标事实上是难以达到的。

光在作为粒子表现时,可认为光是由光子

组成的,光子的能量为

$$\mathcal{E} = h\nu, \quad (2)$$

其中 ν 为光频, h 为普朗克常数. 如果光源发射功率为 P_s , 则光子的发射速率为

$$n = P_s/h\nu, \quad (3)$$

它表示单位时间发射 n 个光子.

与经典理论不同,在量子理论中,由于存在测不准关系,对于波动性, A 与 φ 不能同时确定,对于粒子性, n 与 φ 不能同时确定. 在光通信中使用的激光器,由于发射的是相干光,即光处于相干态,所以光子数很大,并且光子数的涨落与相位涨落乘积按测不准关系取最小值. 这时观察到光子数为 n 的几率按泊松分布^[6],即

$$p(n) = \frac{e^{-N} \cdot N^n}{n!}, \quad (4)$$

其中 N 为光信号,即在 t 时间内发射的光子数. 对于这种分布,不难算出其方差 $\text{Var}(n)$ 值和标准偏差 σ 值,计算的结果为^[6]

$$\left. \begin{aligned} \text{Var}(n) &= N, \\ \sigma &= \sqrt{N}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

根据上述知识,不难求出一个光子可携带的信息量. 对于经典信道,极限信噪比 (SNR) 由光信号噪声决定,其表达式为^[6]

$$\text{SNR} = \eta P_s/h\nu \cdot B, \quad (6)$$

其中 B 为系统带宽, η 为量子效率. 另外根据信息论中的仙农定理,经典信道容量为

$$C = B \ln(1 + \text{SNR}) \quad (\text{nat/s}), \quad (7)$$

$$1(\text{nat}) = \log_2 e = 1.44(\text{bit}).$$

根据(5)–(7)式,可得

$$C = B \ln(1 + \eta P_s/h\nu \cdot B), \quad (8)$$

一个光子可携带的信息量(即光子的信息效率)为

$$\rho = C/N = 1.44(h\nu \cdot B/P_s) \times \ln(1 + \eta P_s/h\nu \cdot B). \quad (9)$$

当取 $B \rightarrow \infty$ 时,有

$$\rho \rightarrow 1.44(\text{bit/光子}), \quad (10)$$

即一个光子可携带 1.44 bit 的信息量. 这是经典信道的理论极限值. 事实上,在现实的通信系统中,考虑到各种因素后, ρ 值均远小于此值,从表 1 和表 2 分别给出的不同情况下 ρ 的

表 1 ρ 的理论计算值

接收方式	零差幅度相干接收	零差相移键控相干接收	外差幅度键控接收	外差相移键控接收	外差相移键控接收	非相干幅度接收
ρ (bit/光子)	1/18	1/9	1/36	1/36	1/18	1/10

表 2 一些实验系统的 ρ 值

研究单位	BTRL	NEC	ATT Bell	NTT	Bell Comm	ATT Bell
调制方式	FSK	FSK	PSK	FSK	FSK	PSK
ρ (bit/光子)	1/170	1/500	1/45	1/195	1/1670	1/270

理论值和实验值中,可以明显地看出这一点^[7].

对于量子通道,量子数 n 和相位 φ 是一对测不准关系量,但由于采用量子计数, φ 的涨落可不考虑,因此光子数涨落可取得很小,以致为零. 首先我们分析二进制 PCM (脉码调制) 情况. 当发射符号“1”时,计数到的 1 bit 间隔的光子数由泊松分布决定;发射符号“0”时,计数到的光子数为零. 显然,符号“0”的误码率为零;符号“1”的误码率可根据(4)式估算,即

$$P_e = P(n=1)/N = e^{-N}. \quad (11)$$

如要求 $P_e = 10^{-9}$, 则 $N = 20.7$, 由此可以求出 $\rho = 21.6$ (bit/光子). 下面将证明此值仅为光子信息效率的下限. 当采用 PPM (脉位调制) 时, 1 bit 的间隔可以等分为 m 段, 信号光脉冲可在任一段计数, 因此每一个码的信息量为 $\ln(m)$, 一个光子的信息量则为

$$\rho = \ln(m)/N \quad (\text{nat/光子}), \quad (12)$$

式中 m 可以取得很大, 故 ρ 值可显著提高. 量子信道的通信容量最终受到“热光子”(或称混沌光子) 限制, 由此决定了光子信息效率的上限, 即

$$\rho_m = h\nu/kT \quad (\text{nat/光子}), \quad (13)$$

其中 k 为玻耳兹曼常数, T 为系统的温度. 在常规情况下, T 和 λ 的典型值分别为 $T = 300$ K, $\lambda = c/\nu = 1\mu\text{m}$, 由此可得 $\rho_m = 69$ (bit/光子). 就是说,量子信道的光子信息效率比经典信道的相关值可高出 2—3 个量级,如果再考虑到将接收器置于冷却条件下,那么还可以将信息效率进一步提高几个量级. 这样高的信息

效率真是无与伦比。

二、量子光通信的关键技术

实现量子光通信的关键性技术有光子计数、非量子破坏测量和亚泊松激光器的制造技术。

1. 光子计数

在以往的光通信系统中，无论是模拟的还是数字的，无论是直接的(如 IM/DD) 还是相干的(如 FSK/HD)，无论是利用光波的振幅和相位还是利用其偏振或相干度，它的光电探测部分都是使用非线性光电变换器件，即平方律型探测器件，其输出(电信号)与输入光场的平方(即光强)成正比。

光子计数与这类探测方式截然不同，是一种新颖的探测方法。它只对入射光子反应，将其变换为相应的电脉冲并加以计数，计数的多少与入射光信号直接发生关系。由(5)式不难看出，如令光子数 N 为输入光信号，则输出信噪比应为^[6]

$$\text{SNR} = \frac{\sigma}{\text{Var}(n)} = \sqrt{N}. \quad (14)$$

显然，由此可得到非常可观的 SNR。这是因为，对于信号光子， N 次计数应为等量加权线性相加，故输出正比于 N ；对于噪声光子(或称混沌光子)， N 次计数则应为等量加权矢量相加，故输出正比于 \sqrt{N} ，因此有 $\text{SNR} = N/\sqrt{N} = \sqrt{N}$ 。这是在一般情况下得到的结果。如果进一步考虑到信号光子与混沌光子在转换成相应电脉冲后的实际差别，并采用特殊的计数技术，信噪比还可以大幅度提高，这对弱光信号探测十分有利。下面我们简要说明其物理机制。

当用光电倍增管(PMT)或雪崩光电二极管(APD)探测入射光信号时，随着入射光的不断减弱，其输出发生如图1所示的变化。当输入较强时，输出为一伴有噪声涨落的直流信号，当输入减弱到一定程度时，输出则为一序列电脉冲，并发现，这些脉冲具有特殊的脉高分布谱，如图1(d)所示。由图1(d)不难看出，噪

物理

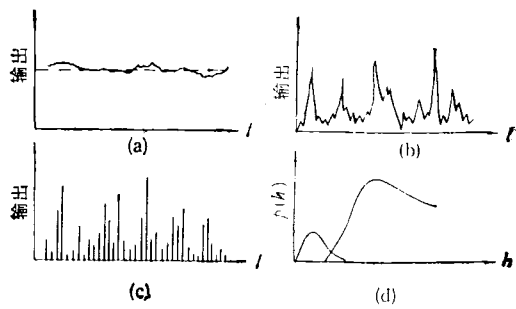


图 1

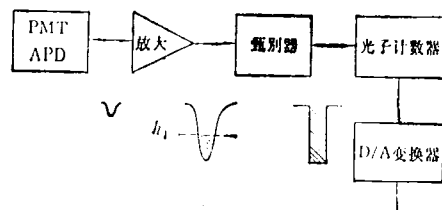


图 2

声光子对应的电脉冲高度均在 h_1 以下，而信号光子脉冲对应的电脉冲高度则处于 h_1 以上^[6]。如果采用图2所示的计数电路，其中甄别器的甄别阈值取作 h_1 ，即高于 h_1 的脉冲被计数，那么原则上讲，计数器输出仅由信号光子决定。但在实际运用时，考虑到大的脉冲干扰以及多光子重迭计数等因素，常常采用上下甄别阈值 h_1 和 h_2 。这时的计数输出应为

$$P_0 = \int_0^{\infty} W(h)[P_s(h) + P_n(h)]dh, \quad (15)$$

其中 $P_s(h)$, $P_n(h)$ 分别为信号和噪声光子脉冲的脉高分布函数， $W(h)$ 为加权函数，这里选 $W(h)$ 为窗口函数，即

$$W(h) = \begin{cases} 1 & h_1 < h < h_2, \\ 0 & h < h_1, h > h_2. \end{cases} \quad (16)$$

在理想加权情况下，(15)式应该有以下结果：

$$P_0 = N_s + N_n = N_s. \quad (17)$$

由于 PMT 具有高增益、低噪声等优点，所以一直在光子计数技术中被使用，但由于它的带宽窄、量子效率低，且仅能在可见光波长范围内使用，因此在光通信中受到限制。为此，近年来人们一直努力开发 APD 的光子计数技术。Ge-APD 使用波长可达 $1.6 \mu\text{m}$ ，但是与 PMT 相比，它的增益低、暗噪声大。为此最近有人提出，对 APD 冷却并加以适量偏置的方法^[8]。这

样不但有效地抑制了暗噪声,而且随系统带宽 B 的增加,还会使动态范围增大,脉高分辨力提高,加上 APD 原有的量子效率高、响应速度快、可集成等优点,因此,将其用于光子计数是非常适宜的。

2. 量子非破坏测量

以往,无论是哪种形式的光探测均需从被测的量中吸收一定的能量。正因为如此,所有光探测都以探测灵敏度的高低表征其性能的优劣。下面介绍的一种新颖的光探测方法,不需要从被测的量中吸收能量,因此称为量子非破坏测量,即在测量中不需要“消灭”光子,自然可将无限的信息传送给无限个终端受信者。

量子非破坏测量的原理是基于光克尔效应。光克尔效应是一种三阶非线性光学效应^[9,4],当载有信息的信号光通过具有光克尔效应的介质时,介质的折射率将随变化的光强作相应变化。这时如用一束探测光波通过这一介质,那么,这种变化就会被检测出来。测量装置如图 3(a) 所示。信号光光子数为 n_s , 相位为 ϕ_s , 输入探测光光子数为 n_p , 相位为 ϕ_p , 经克尔介质后,输出的探测光光子数仍为 n_p , 但相位变为 ϕ'_p 。该装置仅对探测波构成马赫-森德干涉仪,因此经输入(作为参考光)与输出(载有相位被调制的信息)探测波的干涉和差动检测,即可将信息解调出来。为了增强克尔效应通常采用共振型耦合,即图 3(b) 所示情况,这

时效应恰好发生在 $\hbar(\omega_s + \omega_p)$ 附近。显然,信号光引起的折射率变化仅对探测光发生作用,并用于测量;而探测光引起的折射率变化仅对信号光发生作用,由此引起信号光的相位噪声 $\Delta\varphi$ 。由量子力学测不准关系得知, $\Delta\varphi$ 最小值由下式决定:

$$\Delta\varphi = \frac{1}{2\Delta n},$$

Δn 为量子数涨落值。在上述解调过程中,信号光光子数 n_s 没有发生变化。因此是一种量子非破坏过程。正因为如此,它可以用于无数个终端解调,即将信息传输给无限个受信者。

3. 亚泊松态与亚泊松态激光器

光场的量子力学描述为

$$\begin{aligned} E &= \lambda(ae^{-i\omega t} + a^+e^{i\omega t}) \\ &= \frac{\lambda}{2}(a_1 \cos \omega t + a_2 \sin \omega t), \end{aligned} \quad (18)$$

其中 λ 为常数, a, a^+ 分别为光子湮灭算符和生成算符; a_1, a_2 为两个具有正交相位成分的振幅算子,它们的不确定性应满足一般形式的测不准关系^[10],即

$$\begin{aligned} \langle \Delta a_1^2 \rangle \cdot \langle \Delta a_2^2 \rangle \\ \geq \frac{1}{4} | \langle [a_1, a_2] \rangle |^2 = \frac{1}{16}. \end{aligned} \quad (19)$$

当 a_1, a_2 具有同一最小的不确定性时,即 $\langle \Delta a_1^2 \rangle = \langle \Delta a_2^2 \rangle = 1/4$ 时,这样的光学状态称为相干态;当 $\langle \Delta a_1^2 \rangle > 1/4$, 亦即 $\langle \Delta a_2^2 \rangle < 1/4$ 时,则

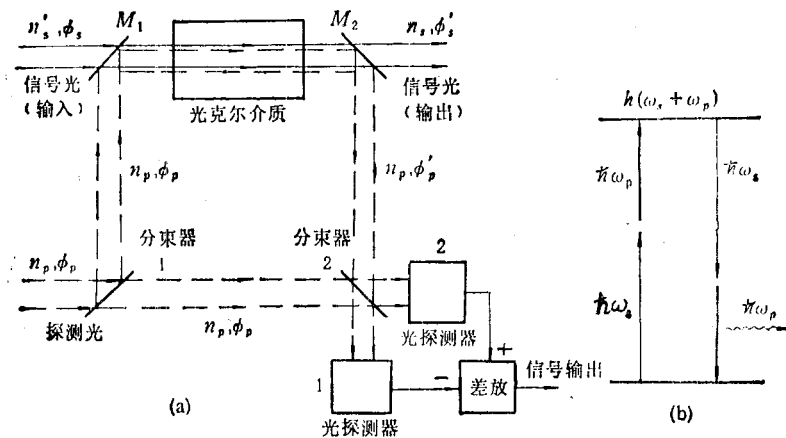


图 3

(M_1 和 M_2 能让信号光全部透过,能对探测光全反射)

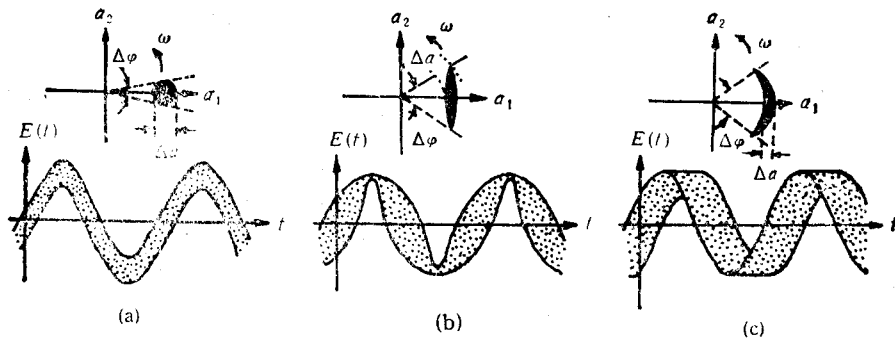


图 4

(a) 相干态, $\Delta a_1 = \Delta a_2 = 1/2$, $\Delta n = \langle n \rangle^{1/2}$, $\Delta \varphi = \frac{1}{2} \langle n \rangle^{1/2}$; (b) 压缩态, $\Delta a_1 < 1/2$, $\Delta a_2 > 1/2$;

(c) 亚泊松态, $\Delta n < \langle n \rangle^{1/2}$, $\Delta \varphi > \frac{1}{2} \langle n \rangle^{1/2}$

为压缩态。在压缩态时,由于 $\langle \Delta a_2^2 \rangle$ 的减小会引起 $\langle \Delta a_1^2 \rangle$ 相应的增加,故光子数涨落 $\Delta n = \langle a^+ a \rangle$ 不会因此而下降。光子数算符 $a^+ a$ 的本征态 $|n\rangle$ 称为光子数态。在光子数状态下,不同于压缩态,可以把全部能量用于信号信息,就是说可以使光子数的不确定性减至最小(以至为零),使相位的不确定性增大到相应程度。这样一种光子数态的极限状态称为亚泊松态。图 4 给出了这几种光学态的示意图。从中可以看出,对于亚泊松态,可通过增大 $\Delta \varphi$ 使 Δn 降低到最小值。由于信息不是由相位转载的,因此 Δn 的减小可使 SNR 达到相当高的值。图 5 是一种亚泊松态发生器原理图。半导体激光器输出具有涨落为 Δn 的光量子,通过量子非破坏测量装置与规定值(调制信号电平)比较,由此得到的差信号作为负反馈注入给半导体激光器,致使输出光子数保持在规定值。这时作为量子非破坏测量的反作用,使相位涨落附加到输出光上,并发生最小测不准关系: $\Delta n \cdot \Delta \varphi = 1/2$, 即输出为亚泊松态的激光,因此可

将这种装置称为亚泊松态激光器。

三、光量子通信的实验装置

量子光通信的概念从六十年代末提出^[10]以来一直被人们所关注,目前已提出多种实验方案。实验装置的原理如图 6 所示。由图 6 可以看出,亚泊松态激光器、光调制器及相应设置(信源)组成了量子光通信系统的发射端。在这里具有最小涨落 Δn 值的光子数受到待传输信号的调制,因此发射端发射的是载有信息的亚泊松态光子流。这种光子流经光纤传输到接收端。接收部分是由多组量子非破坏测量装置及相应的光子计数器组成,它们分别从载有信息的光子流中将信号 $S_1, S_2 \dots S_n$ 解调出来。由于在量子非破坏测量中不需要从光子流中吸收能量,因此从原理上讲,它可提供无数多个终端(即 n 为无穷大)将有关信号解调出来。

为了提高通信系统的灵敏度,近年来还有人提出另外一种新颖的量子光通信实验系统——基于相关光子对的量子光通信系统^[11,12]。它的主要特点是在接收端使用了光子对的相关探测^[6]。这样一来,即使信号被噪声掩埋,它也能将信号识别出来。

目前,量子光通信的实验和研究仍处于开创阶段。尽管它的基本理论框架和实验模型都已初步形成,并且已经足以表明其优越性,但是

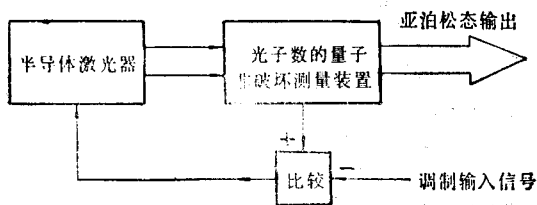


图 5

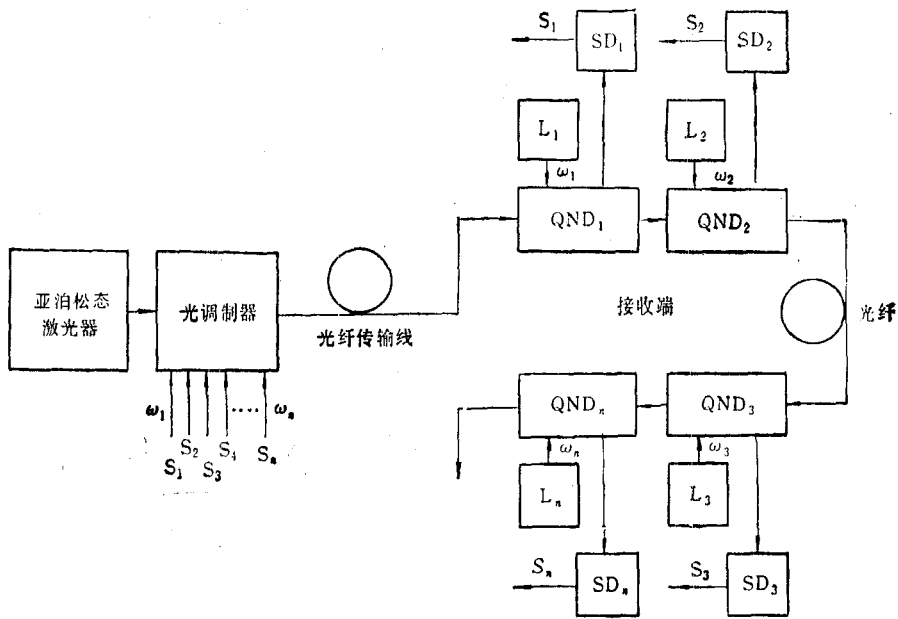


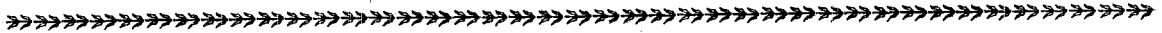
图 6

L——探测光源；SD——光探测与光子计数；QND——量子非破坏测量装置；S——电信号

由于在研制一些关键部件中遇到的问题目前尚难以解决，例如研制通信波段具有高速、高增益、低噪声的光子计数器件问题，研制量子非破坏测量装置及亚泊松态半导体激光器中的非经典技术问题等等^[43-45]。解决这些问题均需较长的时间，因此作为量子光通信的实用化系统的问世，恐怕还是较为遥远的事情。不过，在今天信息技术得到飞速发展的时代，一些技术难题的解决时间往往会出人意料地大幅度缩短，所以有人讲^[46]，量子光通信将会在二十一世纪得以实现，并将实用化和普及化，应当说这是可信的。

[1] 韩馥儿, 光通信技术, 11-2(1987), 5.
 [2] 董孝义, 物理, 16(1986), 375.
 [3] 董孝义, 物理, 16(1987), 629.

[4] 董孝义, 物理, 15(1986), 111.
 [5] 山本·喜久, 日本の科学と技術, No.234(1985), 80-85.
 [6] 董孝义, 光波电子学, 南开大学出版社, (1987), 503-512.
 [7] 王瑞骥, 光通信技术, 11-1(1987), 3.
 [8] T.E. Ingerson et al., *Appl. Opt.*, 22-13(1983), 2013.
 [9] 董孝义, 物理, 17(1988).
 [10] R.M. Gagliardi, *IEEE Trans. on Commun. Theory*, com-17 (1969), 208-216.
 [11] C.K. Hong et al., *Appl. Opt.*, 24(1985), 3877-3882.
 [12] L. Mandel, *J. Opt. Soc. Am.*, B1-1(1984), 108-110.
 [13] B.F. Levine et al., *Appl. Phys. Lett.*, 44(1984), 581-582.
 [14] B.F. Levine et al., *Appl. Phys. Lett.*, 44(1984), 649-650.
 [15] K. Kikuchi et al., *IEEE, J. of Lightwave Technol.*, LT-4 (1986), 828-832.
 [16] 菊池·和朗, 日本の科学と技術, No. 234(1985), 75-79.



(上接第 417 页)

这条曲线的基本特点与文献[5]中报道的第二类超导体的 I_c-T 曲线相似。这似乎说明,这种氧化物超导体也属于磁通钉扎超导体,但它在这样低的电流密度下就进入磁通流动态,说明它的磁通钉扎力实在太弱。这是一个值得进一步研究的问题。

[1] H. K. Onnes, *Leiden Comm.*, 122b, 122c(1911).
 [2] 杨沛然等, 科学通报, 32(1987), 972.
 [3] D. J. Quinn III et al., *J. Appl. Phys.*, 33(1962), 748.
 [4] Wei-Jiang Yeh et al., *Phys. Rev. B*, 36(1987), 2414.
 [5] M. Suenage, *Superconductor Materials Science: Metallurgy, Fabrication, and Application*, Edited by S. Foner and B. B. Schwartz, New York, Plenum Cor. (1981), 527.