



# 理工科优秀论文选

车 晴 主编

北  
广  
理  
工  
科  
文  
集

# 理工科优秀论文选

车 晴 主编

北京广播学院出版社

**图书在版编目 (CIP) 数据**

理工科优秀论文选 / 车晴主编. —北京: 北京广播学院出版社,  
2004. 8

(北广理工科文集)

ISBN 7-81085-350-3

I. 理… II. 车… III. 自然科学-中国-文集 IV. N53

中国版本图书馆 CIP 数据核字 (2004) 第 086068 号

**理工科优秀论文选**

---

主 编 车 晴

责任编辑 赵 欣

封面设计 源大设计工作室

---

出版发行 北京广播学院出版社

社 址 北京市朝阳区定福庄东街 1 号 邮编 100024

电 话 010-65450532 65450528 传真 010-65779405

网 址 <http://www.cbbip.com>

经 销 新华书店总店北京发行所

印 刷 北京市梦宇印务有限公司

---

开 本 787 × 1092 毫米 1/16

印 张 21

版 次 2004 年 8 月第 1 版 2004 年 8 月第 1 次印刷

---

ISBN 7-81085-350-3/N · 177

定价: 42.00 元

---

版权所有 翻印必究 印装错误 负责调换

北  
广  
理  
工  
科  
文  
集

编  
委  
会

主 任 苏志武

编 委 (以姓氏笔画为序)  
车 晴 石民勇 吕 锐 李 栋  
李鉴增 高福安 速贵祯

# 前 言

---

50年前，北京广播学院起步于设在京城西南良乡发射台内的中央广播事业局广播技术人员训练班，在历任校领导和几代教职员工的共同努力之下，逐步发展成专科学校、本科高校，继而成为进入国家“211工程”的著名大学。

半个世纪以来，我校理工科教学和科研工作取得了长足的进展：在学科建设方面，目前已经设有1个博士后流动站（信息与通信工程）、2个博士点专业（通信与信息系统、电磁场与微波技术）、5个硕士点专业、1个工程硕士点专业和十多个本科专业；在科学研究方面，获得了数十项省部级奖项和国家广电总局高校科研奖项，完成过相当数量的高水平科研项目，在数字广播、调频同步广播等技术领域内处于国内领先的地位，在国内外学术刊物和学术会议上，发表过一大批高质量的学术论文。

为纪念建校50周年，全面反映和记录我校理工科各院系在科研工作方面所取得的成就，我们组织编辑了3部文集。本书汇集了我校教师近年来在国内外学术刊物（包括《中国科学》、《物理学报》、《电子学报》等，其中大部分为SCI和EI检索刊物）上发表的数十篇学术论文，按照内容分为自然科学前沿、电子技术、数学及物理三部分。在每部分之内，依刊物名称和发表时间（逆序）编排。这些论文清晰地体现了我校理工科教师的科研领域以及所达到的学术水平，这对于全面了解我校理工科的成长和发展，无疑是有益的。

《北广理工科文集》编委会

2004年8月

# 目 录

## ● 自然科学前沿

- 1 超光速研究的量子力学基础 / 黄志洵

## ● 电子技术

- 12 Scattering and pattern perturbation by a conducting tubular cylinder of finite length / 毛志俊等
- 19 Extending the sound impulse response of room using extrapolation / 孟子厚等
- 24 负介电常数和负磁导率微波媒质的实验 / 隋 强等
- 36 Experimental study of composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity / 隋 强等
- 51 Tree - decompositions of graphs (1) / 石民勇
- 56 A note on the tree decompositions of graphs / 石民勇
- 60 An adaptive sampling scheme for out - of - core simplification / 费广正等
- 69 Forecasting sound impulse response using neural network / 孟子厚等
- 75 Predictability of a room impulse response / 孟子厚等
- 83 两种新的时域有限差分算法 / 居继龙等
- 88 分析卫星广播业务中线极化问题的矢量代数法 / 车 晴等
- 92 高斯随机粗糙表面的电磁散射研究 / 逄贵楨等
- 95 一种基于小波包的多载波数字 AM 系统 / 黄 奎等
- 99 基于多航迹处理的第三代电视跟踪算法 / 陈远知等
- 102 基于小波包变换的自适应均衡算法 / 黄 奎等
- 106 Ku 波段卫星广播中雨衰现象的研究 / 车 晴等
- 112 一种新的迭代算法研究 / 逄贵楨等
- 115 EM scattering from rough surface / 逄贵楨等
- 121 位相屏模型中菲涅耳近似的讨论 / 逄贵楨等
- 126 垂直电偶极子在介质—导体平面结构中场的表达式 / 逄贵楨等
- 130 用庞加莱球法测量二阶偏振模色散 / 刘开贤等

- 134 双频相干函数的解 / 逯贵祯
- 137 手征介质中并矢格林函数的讨论 / 逯贵祯
- 141 分形随机粗糙表面的电磁散射研究 / 逯贵祯等
- 147 基于 ICA 的人机交互手势的识别 / 戴志强等
- 150 基于细节迁移的快速外存模型简化方法 / 费广正等
- 158 基于递进网格的多层次模型编辑 / 费广正等
- 165 动态联盟协同设计组织模型与系统结构 / 王永滨等

● 数学及物理

- 172 Some *a posteriori* error estimates of the finite - difference streamline - diffusion method for convection - dominated diffusion equations / 康 彤等
- 198 A posteriori error estimate of the DSD method for first - order hyperbolic equations / 康 彤等
- 207 Complete lie algebras with  $l$  - step nilpotent radicals / 高永存等
- 213 Generalized vertex algebras generated by parafermion - like vertex operators / 高永存等
- 249  $(3, k)$  - factor - critical graphs and toughness / 石民勇等
- 257 Tree decompositions for a class of graphs / 石民勇等
- 269 Tree decompositions of multigraphs / 石民勇
- 276 A new plane - symmetric solution of Einstein - Maxwell equations / 李荃增等
- 280 An extension of the plane - symmetric electrovac general solution to Einstein equations / 李荃增等
- 286 Static "semi - plane - symmetric" metrics yielded by plane - symmetric electromagnetic fields / 李荃增等
- 289 Space - times with plane - symmetric scalar waves / 李荃增
- 292 半平面对称非类光电磁场产生的半平面对称时空 / 李荃增等
- 300 一类半平面对称的电磁真空时空 / 李荃增等
- 307 平面对称标量场的静态时空 / 李荃增等
- 314 电磁场存在时宇宙因子不为零的高维类 Vaidya 时空 / 李荃增
- 320 Einstein 场方程的一个平面对称非静态标量场解 / 李荃增
- 325 广义相对论中静态荷电球体的一组内解 / 李荃增

## 专题报告

## 超光速研究的量子力学基础

黄志洵

(北京广播学院, 北京 100024)

**【摘要】** 量子力学为超光速的研究带来了希望与可能。为检验 EPR 论文所做的实验显示, 景象背后有某种东西比光进行得更快。量子隧道效应对超光速研究有重大意义, 有关理论和实验研究都证明, 人为地使一个光子或一个脉冲以超光速行进是绝对能做到的事; 预期把等离子体用作位(势)垒时也会发现超光速现象; 建议用实验研究物质波粒子(如电子)通过位(势)垒时将会发生的情况

**【关键词】** 超光速; 量子力学; 非局域性; 量子纠缠态; 量子隧穿; 位(势)垒

**【中图分类号】** O413.1; TN201 **【文献标识码】** A **【文章编号】** 1009-1742(2004)04-0015-11

## 1 引言

1905年 A. Einstein 创立狭义相对论(SR)的20年后, 一批欧洲的物理学家创立了量子力学(QM)。不久前, 英国的科学刊物 New Scientist 说:“相对论仍然是一种古典理论”; 与此相对照, QM 则完全具备现代科学理论的特征, 尽管它描述的量子世界与人类的生活经验常常大相径庭。尽管现在也还有科学家对 QM 表示怀疑, 绝大多数专家学者则对它不持异议, 并对其数学物理思想的美丽深为折服。而且, 80年来的科学史实证明, QM 绝非一种空洞而不切实际的理论, 它已解决了许多科学技术发展中亟待解决的实际问题。当然, QM 的一些原理和结论至今令人感到难以理解, 例如: a. QM 对物质、世界、宇宙持有独特的看法, 在量子世界中测量将改变观察对象, 而不作观察测量又无法获得认识, 因而我们对“客观实在”的理解将变得模糊而不确定。如果说, 客观实在本身在一定程度上取决于人对观察测量所作的选择, 那么传统上认为客观世界与人类无关的科学、哲学观念就将失效。正是这种情况使 Einstein 曾生气地说:“当我不抬头望月时, 那月亮是否存在?” b. QM

认为不存在因果间的直接关系, 经典物理学中奉为金科玉律的确定性因果律, 对量子世界不再正确, 因为事件与时间并不一定保持连续性、和谐性的关系, 而可能突然、间断地变化。故事件常常不可预测, 几率性思维取代了因果性思维。这种情况也使 Einstein 生气, 他说“上帝不掷骰子”(实际上大自然确实像在做掷骰子游戏, 因为人们只能谈事件发生的可能性而非必然性); 他又说“如果电子能随意地选择跃迁的时刻和方向, 我宁愿去当修鞋匠也不愿再当物理学家。” c. QM 认为超光速是可能的, 甚至无限大速度(物质间的超距作用)都有可能, 这就是非局域性(non-locality, 也译非定域性)现象。有些信仰 Einstein 局域性实在论的物理学家也承认, 由于 A. Aspect 的实验否定了 Bell 不等式, 又由于近年对 Quark 幽禁问题的研究结果表明, 基本粒子之间存在远距离相关, 不仅西方科学家一般倾向于非局域 QM, 这位物理学家也不得不“容忍”非局域 QM 的存在, 因为它“似有实验支持。” d. QM 认为微观粒子可以从“无”中借来能量并越过更高的能量屏障, 即位(势)垒。其理论基础是 W. Heisenberg 的不确定性原理(测不准关系式), 而该现象被赋予“量子隧道效应”的

**【收稿日期】** 2003-12-05; **【修回日期】** 2004-02-17

**【作者简介】** 黄志洵(1936-), 男, 北京市人, 北京广播学院教授, 中国科学院电子学研究所客座教授



名称。e. QM 还认为“真空不空”，正如 J. Wheeler 所说，真空中有剧烈的物理过程发生。量子场论的“真空观”不但与经典物理学不同，与相对论也不一样，其观点已为反物质的发现而证明是有道理的。使用不确定性原理，可以证明在极短的时间内可以违反“能量守恒”，例如在  $10^{-13}$  s 时间内一个电子和一个正电子可以从“无”中突然出现，然后又互相结合而湮灭。此外，在真空中会不断产生，又不断消失虚光子对。真空中的起伏、涨落无论在宇宙学中或在粒子物理学中都极为重要。

笔者认为，以上 5 条原理正是 QM 最精彩的思想，同时也是超光速研究的理论基础。因此，正是量子力学为超光速的实现带来希望。

## 2 量子力学非局域性和量子纠缠态对超光速研究的影响和启示

长期以来，对 1935 年 EPR 论文<sup>[1]</sup>的讨论长盛不衰，并使人们认识到所谓量子纠缠态 (quantum entangled state) 中的作用传递过程是不需要时间的，即无限大速度，当然也是超光速，也可理解为超距作用 (over distance action)。当然，能否利用这一原理传递信息，即实现量子超光速通信，存在着很大的争议<sup>[2]</sup>。但无论如何，QM 所揭示的微观粒子之间的神秘“超光速相关”，为我们研究超光速问题带来深刻影响和重要启示。

如所周知，量子系统的状况可由求解 Schrödinger 方程而得出，一系列能量本征值被称为定态 (stationary state)。本征态的线性叠加构成了叠加态 (superposed state)，它将导致测量上的不确定性。总之，在考虑多自由度或多粒子的复合体系时，对 Hamiltonian 的考虑要复杂得多。对于二元体系 (A+B) 或 (I+II)，又有可分态与不可分态两种不同状况。当二元体系存在无法写成直积形式的态时，就称之为不可分态或纠缠态<sup>[3]</sup>。例如 EPR 论文中所讨论的二元体系的量子态就是典型的纠缠态。对多元体系来讲，纠缠态具有普遍性的特点。

笔者已有两篇文章对 EPR 论文作了讨论<sup>[4,5]</sup>，这里不再重复。现在想说的是，人们常提起的“要努力使 SR 与 QM 完全协调和融合”可能是一个实现不了的愿望。2000 年末，中国的一家科学期刊的主编曾写道：“……希望发现使相对论和量子力学统一起来的关键所在。”他（以及有类似想法的

人）恐怕没有注意 Einstein 本人对 QM 的态度，它在 1935 年发表的 EPR 论文中有最完整的体现。

EPR 论文一开始就说，一个有成就的、令人满意的物理理论必须既有正确性，又有完备性；而 QM 在后一方面存在问题<sup>[1]</sup>。物理理论的完备性表现在，物理实在的每个要素都必须在物理理论中有其对应。以上说法，对不熟悉 QM 的人们来讲，会觉得难以理解，笔者在这里试作解释。在 QM 中，粒子坐标  $q(t)$  与动量  $p$  组成正则共轭对，Heisenberg 曾假设  $q, p$  的 Hermite 算符遵循关系式

$$pq - qp = \frac{h}{2\pi i} I \quad (1)$$

式中  $h$  是 Planck 常数， $I$  是单位矢量， $j = \sqrt{-1}$ ；QM 的思想是通过实验和测量以定义  $p, q$ ，相对论本来也是这种观点。Heisenberg 的不确定性原理也以这种认知为基础。并且，QM 认为波函数  $\psi$  是对体系的完备描述。然而，正如吴大猷先生所指出的，虽然 Einstein 最早用测量定义了时间和空间，现在却后退了——他坚持认为，即使  $p, q$  在同时测量中受到不确定性原理（即测不准关系式）的限制，但其精确值即使人们不测量时也存在，故  $p, q$  都应在  $\psi$  中出现<sup>[6]</sup>。QM 不能保证这种“各要素都有其对应”的关系，故 EPR 文章说 QM 用波函数  $\psi$  所作的描述不完备。如果笔者的解释没有错，我们就可看出 Einstein 非常不认可 Heisenberg 的理论。然而，Heisenberg 的工作，特别是不确定性原理，已被证明是描述世界和宇宙的最基本规律之一。此外，由于 EPR 论文抨击了波函数，可以了解到 Einstein 对 Schrödinger 和 Born 也不满意。大家知道，Einstein 于 1933 年 10 月定居美国，成为 Princeton 高等研究院的教授。E. Segre 曾评论说：“天才的光辉在减退，明灯不会再从 Princeton 生辉了”<sup>[7]</sup>。

EPR 论文确立了后人称为“实在的局域性” (realize locality) 或“局域性实在论” (reality of locality) 的理论概念。该文的后一部分，论述了包含两个子系统 (I 和 II) 的系统，指出这种先有相互作用后来又分开的子系统，不可能再发生类似超距作用的相互影响。由于 SR 规定自然界的相互影响只能以低于光速  $c$  的速度传播，空间分开的体系应该是局域的 (localize)。EPR 认为，由波函数给出物理实在的量子力学描述是不完备的。

John Bell 原来是欧洲核子研究中心的科学家。

他在 EPR 论文发表 30 年后,即在 196~1965 年间,提出了在 QM 发展史上颇为著名的 Bell 定理和 Bell 不等式。1982~1983 年 A. Aspect 完成了一系列直接检验 Bell 不等式的实验以后,一次, Bell 在受访时说,“量子力学是科学上极有成就的科学分支”,并说,Aspect 的实验表明,“Einstein 的世界观是站不住脚的”。Bell 认为,在这些 EPR 实验中有一种启示,即景象背后有某种东西比光进行得更快<sup>[8]</sup>。他说,存在着“Einstein 之前的相对论”,即 L.A. Lorentz 和 H. Poincaré 的理论,他们认为存在着一种以太(ether),实际上是一种特惠参照系。有许多问题,通过设想存在以太,可以更容易地解决。神秘之处在于,这种以太在观察水平上显示不出来。Bell 主张,在大学里应给学生讲解以太。J. Bell 于 1990 年去世;此后仅过了两三年,欧美科学家们便做成功了以量子隧道效应为基础的超光速实验。目前,对以太的讨论和认识也日趋深入。这些仿佛是在证实 J. Bell 的预言。

总之,量子纠缠是上述一系列理论的基础,它成为国际科学界的研究热点是有充分理由的,是人类智慧的卓越发现。纠缠态不仅保留了诸如不确定性、相干性等一般量子态的性质,而且还有独特的性质(如不可分性、非局域性),造成了量子信息学(QIT)研究、超光速研究的理论基础。至于为什么量子非局域性并不能直接导致信息的超光速传递,我们将在后面论述。

### 3 量子隧道效应的理论分析

为了了解 20 世纪 90 年代以来的多个超光速实验,必须先建立关于量子隧道效应和消失波效应的理论基础。考虑一个粒子沿坐标  $z$  方向作一维运动,途中遇到一个位(势)能区域,宽度为  $l$ ,高度为  $U_0$ (图 1);假定粒子能量为  $E$ ,而  $E < U_0$ ;如果是宏观粒子,按经典力学它将在矩形位(势)垒的左边界处被反射,绝无穿过去的可能。如果是微观粒子,情况则不同,按照波粒二象性,微观粒子可按波动而分析;虽然会有反射,但也会有透射(亦即漏波),问题仅在于透射系数的大小。如果我们把透射过来的波动又看成粒子,那么这些少量的粒子可以看作是从矩形位(势)垒中穿过一条隧道过来的,这就叫量子隧道效应(QTE, quantum tunneling effect)。科学史实表明, QTE 既在实验中有许多体现,又在实践中开辟了许多高新技术的应

用。由于透射系数小,宏观条件下是难以观察到量子隧穿现象的。20 世纪 20 年代,物理学家 Gamow 用量子隧道效应解释了放射性元素的  $\alpha$  衰变,结果很成功。微观粒子具有这种能力是很奇怪的,是经典物理学解释不了的。Gamow 在他的名著《物理世界奇遇记》中形象地比喻说,这好像明明锁在车库里的汽车自己穿越出来,实在令人惊愕。实际上,与 QTE 有关的科学成就,在 20 世纪中已授予科学家们好几个 Nobel 物理学奖,如 1973 年对 B. D. Josephson, I. Giaever 和 L. Esaki 的授奖都是 QTE 方面的理论与实验工作,并且是 3 个不同的贡献;1986 年对 G. Binnig 和 H. Rohrer 的授奖,是由于扫描隧道电子显微镜的发明。

图 1 表示一个粒子在力场作用下射向矩形位(势)垒,并表示把一维空间划分为 3 个区域,一维 Schrödinger 波方程为

$$-\jmath \frac{\hbar}{2\pi} \frac{d\Psi(z, t)}{dt} = -\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \frac{d^2\Psi(z, t)}{dz^2} + U(z)\Psi(z, t).$$

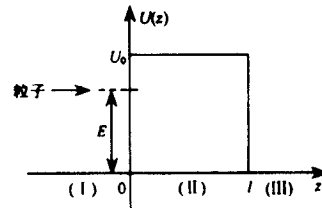


图 1 微观粒子射向一维位(势)垒

Fig.1 The tunneling process of a particle through the 1D barrier

令  $\Psi(z, t) = \psi(z)f(t)$ , 代入后得

$$-\jmath \frac{\hbar}{2\pi} \frac{1}{f(t)} \frac{df(t)}{dt} = -\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \frac{1}{\psi(z)} \frac{d^2\psi(z)}{dz^2} + U(z).$$

为使上式成立,应使等式两端各等于同一个常数,设该常数为  $E$ ,则有

$$-\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \frac{d^2\psi(z)}{dz^2} + U(z)\psi(z) = E\psi(z) \quad (2)$$

先分析  $E < U_0$  的情况,对 3 个区域(I, II, III)可写出:

$$-\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \frac{d^2\psi_1(z)}{dz^2} = E\psi_1(z),$$

$$-\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \frac{d^2\psi_2(z)}{dz^2} + U_0\psi_2(z) = E\psi_2(z),$$

$$-\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \frac{d^2\psi_3(z)}{dz^2} = E\psi_3(z).$$

我们规定一个符号  $h_0$ ，它在 Maxwell 导波场论中是本征值，不是 Planck 常数；令

$$h_{01}^2 = \frac{8\pi^2 mE}{h^2} \quad (3)$$

$$h_{02}^2 = \frac{8\pi^2 mE}{h^2} (E - U_0) \quad (4)$$

等式右端中的  $h$  是 Planck 常数；现在可以写出统一的微分方程：

$$\frac{d^2 \psi_i(z)}{dz^2} + h_{0i}^2 \psi_i(z) = 0, \quad (i = 1, 2, 3)$$

故得通解为：

$$\psi_1 = A e^{jh_{01}z} + A' e^{-jh_{01}z} \quad (5)$$

$$\psi_2 = B e^{jh_{02}z} + B' e^{-jh_{02}z} \quad (6)$$

$$\psi_3 = C e^{jh_{01}z} \quad (7)$$

以因子  $e^{-j2\pi E t/h}$  乘各式，可见等式左端第 1 项为右行平面波，第 2 项为左行平面波。 $\psi_3$  等式右端无第 2 项，因没有反射。5 个待定常数可运用边界条件列出一组代数方程后加以确定。

定义矢量  $J$  为几率流密度，即单位时间内通过垂直于  $P$  的单位面积的几率，则有

$$J = \frac{j\hbar}{4\pi m} (\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi)$$

例如在一维情况下有

$$J = \frac{j\hbar}{4\pi m} \left( \psi \frac{d\psi^*}{dz} - \psi^* \frac{d\psi}{dz} \right) \quad (8)$$

式中 \* 代表共轭复数；现在定义反射系数  $\rho$ 、透射（传输）系数  $T$  为

$$\rho = \frac{J_{ref}}{J_{inc}}, \quad T = \frac{J_{tr}}{J_{inc}}$$

式中  $J_{inc}$ 、 $J_{tr}$ 、 $J_{ref}$  分别为入射的、透射（传输）的、反射的几率流密度；显然， $\rho + T = 1$ ，表示粒子总数守恒；可以证明：

$$J_{inc} = \frac{\hbar h_{01}}{2\pi m} |A|^2 > 0,$$

$$J_{tr} = \frac{\hbar h_{01}}{2\pi m} |C|^2 > 0,$$

$$J_{ref} = \frac{-\hbar h_{01}}{2\pi m} |A'|^2 < 0.$$

故最终可以证明：

$$T = \left| \frac{C}{A} \right|^2 = \frac{4E(E - U_0)}{4E(E - U_0) + U_0^2 \sin^2 \left[ \frac{2\pi l \sqrt{2m(E - U_0)}}{h} \right]}$$

故  $T$  随位（势）垒厚度的变化而周期地波动。

现在考虑  $E < U_0$  会发生什么情况。设粒子速度为  $v$ ，按能量守恒就有

$$\frac{1}{2} m v^2 = E - U_0 \quad (9)$$

如  $E < U_0$ ，粒子动能（等式左方的值）为负，在  $m > 0$  条件下得到虚速度；这是不合理、不可能的，故一个经典力学中的粒子是不可能到达位（势）垒的右方。微观粒子则不同，按照 QM 中的不确定性原理（测不准关系式），不可能同时得到粒子速度和坐标位置的准确值，即不能同时得到粒子动能和位（势）能的准确值；故在区域 II 位（势）能为已知值的情况下，动能是不确定的。这时，表示粒子能量等于动能与位（势）能之和的公式，即式（9），失去了意义。即使在位（势）垒右方发现粒子，也不存在理论上的困难。

当  $E < U_0$ ， $h_{02}$  为虚数；令  $h_{02} = j h'_{02}$ ，则有

$$h'_{02} = \sqrt{\frac{8\pi^2 m(U_0 - E)}{h^2}} \quad (10)$$

透射（传输）系数为

$$T = \frac{4h_{01}^2 h_{02}^2}{(h_{01}^2 + h_{02}^2)^2 (\sinh h_{02} l)^2 + 4h_{01}^2 h_{02}^2}$$

式中  $\sinh(h'_{02} l)$  是双曲正弦函数；上式其实就是

$$T = \frac{4E(U_0 - E)}{4E(U_0 - E) + U_0^2 \left[ \sinh \left( \frac{2\pi l}{h} \sqrt{2m(U_0 - E)} \right) \right]^2} \quad (11)$$

可以证明，当  $h'_{02} l \gg 1$ ，有

$$T \cong \frac{16E(U_0 - E)}{U_0^2} e^{-2h'_{02} l} \quad (12)$$

可见，在区域 II 波函数并不为零，而是表现为一种穿透深度  $(h'_{02})^{-1}$  的消失波。当  $l \leq (h'_{02})^{-1}$  时，粒子以隧道效应穿透位（势）垒的几率就相当大了。因此，只要位（势）垒宽度为有限值，不存在真正的束缚态。图 2 显示，在位（势）垒壁以内波函数  $\psi$  是指数地减小；而在位（势）垒右面  $\psi \neq 0$ 。

以上分析是以粒子波动性（或说以几率波理论）为基础而进行的。由式（10）及式（12），可写出

$$T \cong \frac{16E(U_0 - E)}{U_0^2} e^{-4\pi l \sqrt{2m(U_0 - E)}/h} \quad (12a)$$

故透射的大小取决于位（势）垒的宽度  $l$ 、粒子质量  $m$ 、 $U_0$  与  $E$  的差这几个因素。如希望透射几率加大，应减小  $l$ 、 $m$  和  $(U_0 - E)$ 。在宏观物质

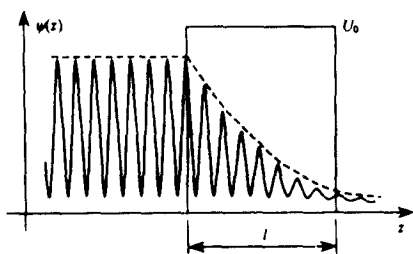


图2 位(势)垒内的消失波

Fig.2 The evanescent wave in the barrier

条件下,  $m$ ,  $l$  都很大, 负指数函数的值小, 粒子不能通过位(势)垒, 再谈论量子隧道效应即无意义。从数值计算上讲, 量子效应的情况, 例如可得  $T = 10^{-3} \sim 10^{-4}$ ; 宏观机制的情况, 例如可得  $T = 10^{-35} \sim 10^{-36}$ ; 后者即认为隧道效应不复存在。另一个计算例亦提供有启发性的数据; 已知电子  $m_0 = 9.10938188 \times 10^{-31}$  kg, 又知  $h = 6.62606876 \times 10^{-34}$  J·s, 取  $U_0 - E = 5$  eV  $= 8 \times 10^{-19}$  J; 算出当  $l = 0.1, 0.5, 1.0$  nm 时,  $T = 10^{-1}, 1.7 \times 10^{-5}, 3 \times 10^{-10}$ ; 可见, 位(势)垒宽度加大时, 透射系数减小很快(按指数规律衰减)。

#### 4 量子隧道效应的等效传输线模型

虽然 QTE 在理论上确立得很早, 但直到 20 世纪 90 年代(即发现 QTE 数十年后), 才利用这一效应做超光速实验。实际上, 两者之间有一个过渡历程, 先在理论上做了准备和铺垫。理论工作中在 2 个问题上, 首先是隧穿的动力学理论, 特别是隧穿时间如何定义; 其次是用怎样的物理结构来做量子隧穿实验。在前一方面, 最早有 L.A. MacColl 的“波包在位(势)垒的传输及反射”<sup>[9]</sup>, 认为微观粒子隧穿位(势)垒不需要时间, 后来证明并不正确(虽然隧穿时间非常短暂)。1955 年 E.P. Wigner 的文章讨论了相时间(phase time)定义<sup>[10]</sup>, 根据波包峰的位置进行分析, 断定隧穿时间非常小, 表示粒子穿过位(势)垒的速度可以比光快; 他还认为隧穿时间将达到最大值, 并在垒厚( $l$ )加大时, 保持恒定。这意思是说, 当  $l$  加大, 有效的隧穿速度也不断加大而无限制; 虽然透射粒子的几率急剧降低, 但仍有少数粒子, 其运动突破了光速极限。在后一方面, 1985 年笔者发表了论文“波导截止现象的量子类比”<sup>[11]</sup>, 在国内外最早

提出用量子隧道效应理论描述传统上属于经典电磁学范畴的波导, 建立了相关的几率波分析理论, 指出一维量子隧道过程与截止波导中的消失波传播等效。以下所述为笔者的理论研究工作。

上述式(5)和式(6)表示几率波函数  $\psi(z)$  等于入射波与反射波的合成; 对符号略作改变后可重写出统一的方程:

$$\psi(z) = C_1 e^{-\gamma z} + C_2 e^{\gamma z} \quad (13)$$

式中

$$\gamma = j h_0 \quad (14)$$

在矩形位(势)垒区中( $0 \leq z \leq l$ ),  $h_0$  即  $h_0^2$ ; 故当  $E > U_0$ ,  $\gamma$  是虚数; 当  $E < U_0$ ,  $\gamma$  是实数。现在可以用分布参数电路(传输线)来模拟量子力学中的矩形位(势)垒效应, 为此只需把  $\psi(z)$  看作电压,  $\psi'(z)$  看作是电流, 而它们都是入射分量与反射分量之和:

$$\begin{aligned} \psi(z) &= \psi_+(z) + \psi_-(z), \\ \psi'(z) &= \psi'_+(z) + \psi'_-(z). \end{aligned}$$

于是, 我们可以画出位(势)垒效应的等效传输线, 见图3; 图中  $\gamma$  是传输线传播常数,  $Z_0$  是传输线特性阻抗,  $Z_{in}$  是传输线输入阻抗,  $\rho_1, \rho_2$  为位垒两壁处的反射系数。

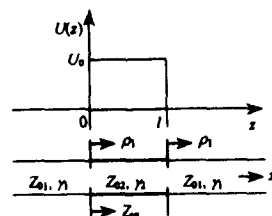


图3 位(势)垒的等效传输线模型

Fig.3 The transmission line model of the barrier

根据传输线理论, 有

$$\begin{aligned} \rho_1 &= \frac{Z_{in} - Z_{02}}{Z_{in} + Z_{02}}, \\ \rho_2 &= \frac{Z_{01} - Z_{02}}{Z_{01} + Z_{02}}. \end{aligned}$$

为使几率密度流公式与传输线上功率流公式等效, 定义电流类似于  $-j\psi'(z)$ , 故特性阻抗为

$$Z_0 = j \frac{\psi_+(z)}{\psi'_+(z)} \quad (15)$$

传播常数为

$$\gamma = \frac{\psi'_+(z)}{\psi_+(z)} \quad (16)$$

故  $\gamma Z_0 = j$ ; 现在  $z=0$  处的输入阻抗为

$$Z_{in} = Z_0 \frac{1 + \rho_2 e^{-2\gamma l}}{1 - \rho_2 e^{-2\gamma l}} \quad (17)$$

如位(势)垒厚( $l$ )大,可忽略用  $\rho_2$  代表的反射,这时  $Z_{in} \cong Z_0$ ,  $\rho_1 \cong 0$ .

然而,等效传输线所代表的不是平行双线而是波导——一种在频域有截止现象的波动过程。首先定义与传输线上简谐电压、电流的工作频率相似的波频率作为等效波导的工作频率:

$$\omega = 2\pi \frac{E}{h} \quad (18)$$

相对应的波导截止频率为

$$\omega_c = 2\pi \frac{U_0}{h} \quad (19)$$

故可导出

$$\gamma = j2\sqrt{\frac{\pi m}{h}} \sqrt{\omega - \omega_c} \quad (20)$$

然而,在波导理论中,均匀柱波导的传播常数为

$$\gamma = j\sqrt{k^2 - h^2},$$

式中  $k = \omega \sqrt{\epsilon\mu}$  是填充介质的波数;  $h$  是分离常数(本征值),不是 Planck 常数。据此可证

$$\gamma = \frac{\sqrt{\epsilon_r \mu_r}}{c} \sqrt{\omega^2 - \omega_c^2} \quad (21)$$

将式(21)与式(20)对比,我们注意到两种情况下的色散特性是不同的。

现在我们将得到一个重要结论,即量子隧道效应可以和介入到信号传播路径中的截止波导相比拟。由式(20)可知,当  $\omega > \omega_c$ , 是波导传输模;当  $\omega \leq \omega_c$ , 是截止模。 $\omega < \omega_c$ , 即  $E < U_0$ , 这时  $\gamma$  为实数 ( $\gamma = \alpha$ ); 而  $|\psi|^2$  与  $e^{-\alpha z}$  成正比,即消失场。在截止频段,特性阻抗为纯电抗:

$$Z_0 = \frac{j}{\gamma} \quad (22)$$

而根据已知的传播常数  $\gamma$  和特性阻抗  $Z_0$ ,就可求出分布参数链路中  $\Gamma$  形单节电路的串联阻抗  $Z$  和并联导纳  $Y$ :

$$Z = \gamma Z_0 = j = j\omega\omega^{-1} \quad (23)$$

$$Y = \gamma Z_0^{-1} = -j\gamma^2 = j\omega \frac{4\pi m}{h} + \frac{1}{j\omega} \frac{4\pi m}{h} \omega_c^2 \quad (24)$$

这就证明了量子隧道效应(矩形位垒)可等效为 TE 波导,等效电路(单节)见图4。

关于等效功率流的问题,在传输线理论中有:

$$\text{功率流} = K \operatorname{Re} \left( \frac{U U^*}{Z_0} \right),$$

式中  $U$  是电压,  $K$  是常数。而在目前量子隧道效应问题中有:

$$\text{几率密度流} = \operatorname{Re} \left( \psi^* \frac{\hbar}{j2\pi m} \psi' \right) = K \operatorname{Re} \left( \frac{\psi \psi^*}{Z_0} \right) \quad (25)$$

二者是等效的,这也证明前面所取等效电压、等效电流定义正确。

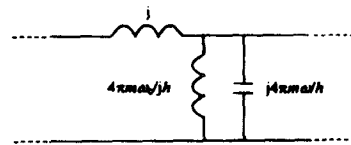


图4 量子隧道效应等效为 TE 波导时的单节电路  
Fig.4 The single section circuit of the TE-mode waveguide which equivalent the quantum tunnel effect

文献[11]无疑肯定了物理实验中使用波导作为位(势)垒的可能性。7年后即1992年,西方国家的科学家才注意于此, T.Martin 和 R.Landauer 题为“消失波电磁波的时延与粒子隧道效应的类比”的论文<sup>[12]</sup>,与笔者的文章<sup>[11]</sup>颇有相似之处。文献[12]说,遵循 Schrödinger 方程而运动的电子与电磁消失波传播的方法之间的类比,成为量子理论方法的一项重要内容;与粒子隧道效应相比,由众多光子组成的电磁波较易探测,可以使用截止频率以下波导状态。值得注意的是在消失区(evanescent region)内的衰减模没有相位上的变化;并且,在用脉冲通过消失区时,高频部分衰减较小,故输出脉冲的平均频率更高,故意味着更高的群速度。无论对光子还是电子而言,消失区都相当于一个有效的加速器,促进脉冲的加速运动也可以这样理解,由于高频成分比低频成分更容易穿过位(势)垒,可造成对波包的有效加速作用。因此,文献[11,12]完成了理论上的做超光速实验的准备。此外,文献[12]还指出出现下述现象的可能:传输波包的峰值实际上在传输波包到达之前就已出现,这实际上是指负群速现象,笔者将在本文的后面论述,并指出我们早就在研究截止波导理论的过程中发现了负群速。Martin 和 Landauer 认为,这是由于高频成分移动更快速,造成波包前端处高频成分将占主要地位,这些高频成分也能更有效地通过消失区,故传输波包优先来

自入射波包的高频部分。

## 5 利用量子隧道效应的双光子赛跑超光速实验

1993年, 美国科学家 A.M. Steinberg, P.G. Kwiat 和 R.Y. Chiao (乔瑞雨) 联名发表了“单光子隧穿时间的测量”论文<sup>[13]</sup>, 报道了一个构思与设计都非常出色的超光速实验。它实际上是设法使2个光子赛跑, 并比较其到达终点的时间。这个闪耀着人类智慧光芒的实验(以下我们称其为SKC实验)有以下几个特点:

1) 既然要使2个光子赛跑, 如何使它们精确地同时出发就成为一个难题。SKC实验是使用相关联双光子(correlated two photons, CTP); 虽然这不是最早使用这一技术的事例, 但却是构思巧妙并成功实践的例子。具体讲, 用激光照射可降频晶体, 产生双光子(I和II), 然后让它们通过不同路径(A和B)到达同一终端的光子检测器。

2) 必须设计一个合适的结构以充当位(势)垒, 或叫滤光器。SKC选用TiO<sub>2</sub>和SiO<sub>2</sub>两种材料的薄膜, 它们具有不同的折射率, 不同材料交叠后总厚度只有1 μm, 以与非常短的光波波长相适应。这一结构应用时要与激光波长的选取相配合, 以使入射的大部分光子被反射, 而只有少数光子通过它, 从而创造出一种消失波的原理和效果。

3) 由于是处理飞秒级时间间隔的技术, 整个系统的灵敏度和分辨率要求非常高。美国Rochester大学L. Mendel教授研制的干涉仪具有10<sup>6</sup>级的增益系数, 配合使用灵敏度10<sup>-9</sup> s的符合计数器(conic counter), 使这一问题得到解决。

图5是SKC实验的布置, DB代表dielectric barrier(介电障碍, 即位垒), 它的制作可以在基片上搞多层涂复。作为基片的SiO<sub>2</sub>, 无耗时折射率 $n = 1.41$ , 有耗时 $n = 1.41 + j0.0372$ ; TiO<sub>2</sub>材料, 不论无耗、有耗, 均有 $n = 2.22$ 。针对激光源(L)的频率 $f_0 = 5.37 \times 10^{15}$  Hz, 做成 $\lambda/4$ 结构( $\lambda$ 是波长)。BS代表beam splitter(束分光器), 也称半镀银镜。P是三棱镜, CC是符合计数器, PD是光子检测器, L是激光源。CTP一旦产生, 即同时出发、分A、B两路前进(光子I走A路, 主要经过空气; 光子II走B路, 要经过DB)。两路光子冲击50%的BS表面, 最后由PD负责检测。如果2个光子同时到达BS, 它们必定会汇合

一起, 再沿相同路径离开BS, 到达PD<sub>1</sub>或PD<sub>2</sub>。亦即当2个光子的波包在BS理想地交搭时, 符合率达到最小。这可由下述方法调整实现——在干涉仪臂中移动选定的镜(注意S处的箭头), 从而补偿由DB造成的时延。总之, 调试的要点是先撤除DB, 2路光子都穿过空气, 当CC显示信号消失就表明两光路长度相同。然后插入DB, CC有显示; 重新调整路径长度使显示为零, 长度补偿的多少代表时间差的大小。测量时间差 $\Delta t$ 是实验的关键点。

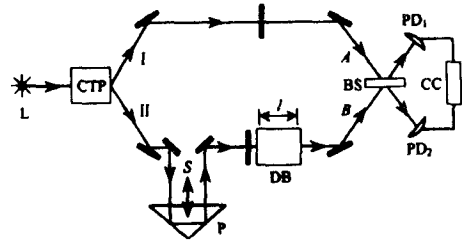


图5 SKC双光子赛跑的实验布置

Fig. 5 Apparatus for measuring the single-photon tunneling

相关光子对从开始到达终点, 所需时间只有几飞秒, 故检测2路光子的时间差是非常困难的, 但SKC实验者却以完美的方法做到了。设位(势)垒厚度为 $l$ , 光子穿越它的时间为 $t_B$  ( $t_B = l/v$ ,  $v$ 是隧穿速度), 而在A路(即在空气中)穿越同样长度的时间为 $t_A$  ( $t_A = l/c$ ,  $c$ 是光速); 那么就有

$$\Delta t = t_A - t_B = \frac{l}{c} - \frac{l}{v},$$

故得

$$v = \frac{lc}{l - c \cdot \Delta t} \quad (26)$$

现在 $l$ ,  $c$ 均已知, 故只需测出 $\Delta t$ 就可得 $v$ ; 实际上,  $l = 10^{-6}$  m, 而测得 $\Delta t = 1.5 \times 10^{-15}$  s; 故可算出 $v = 1.7c$  (误差 $\pm 0.2c$ )。另外, 还可推算出 $t_A = 3.64$  fs,  $t_B = 2.14$  fs。

因此, 乔瑞雨小组的实验使一个光子的速度比光速快了70%! SKC实验是如此出色, 以致英国科学刊物New Scientist分别于1995年、2003年组织了对它的评论<sup>[14, 15]</sup>。提出了一种“避免使相对论陷入困境”的解释<sup>[14]</sup>。根据波粒二象性, 光子也可看成一个波包; 如果位(势)垒使波包变形,

例如使波峰（最可能找到光子的位置）提前，故穿过位（势）垒的光子比在空气传播的光子能更早到达终端，这种情况如图6所示。

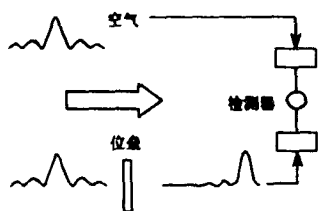


图6 对SKC实验所做解释的图示

Fig.6 Theoretical explanation to the SKC single-photon tunneling experiment

1996年，T.Grunter和D.G.Welsch<sup>[16]</sup>，针对非色散性吸收媒质（多层介电平板结构）导出了量子光学的输入、输出关系。使用辐射的量子化理论，针对多层的位（势）垒采用频域中的多级复介电率进行描述，满足Kramers-Kronig关系式。分析表明，损耗会改变隧穿时间，而且折射率的小虚部会增大到一定程度，并算出了固体位（势）垒的传输系数模的二次方与频率的关系（见图7）；可见，11层的位垒系统具有典型的带阻滤波器特性；层数过多，并不是好的选择。

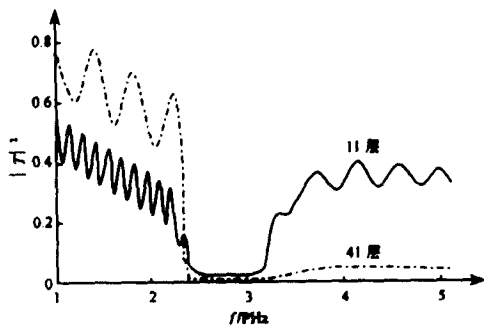


图7 多层平面介电结构的传输常数与频率的关系

Fig.7 The square of the absolute value of the transmittance of a multi-layer absorbing barrier

虽然现在已有许多超光速实验公布出来，但在文献[15]中只提及了3个最著名的实验，SKC实验是其中之一。文章说，最先被探测器记录的正是运动最快的隧穿光子，是超光速的。

## 6 利用量子隧道效应的双脉冲赛跑超光速实验

1994年，Spielman等发表了“经过光子带隙的光脉冲隧穿”一文<sup>[17]</sup>，报道了使用飞秒激光器产生12 fs的脉冲后，用分光器将其分为2路，其中一路经过空气，另一路穿过多层介质（起位垒作用），最后比较到达终端检测器的时间。这实际上是让2个激光脉冲赛跑，与SKC实验有相似之处。实验证明了群速超光速可以获得；而当位（势）垒的厚度增加时，隧穿时间增加，达到饱和后隧穿时间与位（势）垒的厚度无关。

G. Nimtz 研究组用截止波导作为位（势）垒的微波实验是比较著名的。现就该研究组1992—1998年间发表的文章<sup>[18-20]</sup>进行讨论。如前所述，通常用作微波传输线的波导，在截止频率以下（ $f < f_c$ ）的状态不再是传输波，而是消失场；这就造成与量子隧道效应类比的可能<sup>[10]</sup>，给实验中用波导作为位（势）垒创造了前提，并可以写出一对公式：

$$E = hf \quad (27)$$

$$U_0 = hf_c \quad (28)$$

式中  $E$  是向位（势）垒入射的粒子能量，而  $U_0$  是位（势）垒的高度。以上两式的右端（ $f$ ， $f_c$ ）是波导工作参数，而左端（ $E$ ， $U_0$ ）是量子参数。式（28）是由式（19）而得到的，是量子隧道效应的等效传输线理论的一部分。在设计位（势）垒的工作状态时，一般说工作频率（微波脉冲中心频率）可取为

$$f_0 = (0.8 \sim 0.9)f_c \quad (29)$$

$f_c$  之值可由波导的横向尺寸决定<sup>[21]</sup>。

Nimtz小组1992年公布的实验<sup>[18]</sup>，是把微波脉冲分成两路，一路上接有位（势）垒，实际上是长度约12 cm的截止波导；另一路是等长的以光速  $c$  传播的传输线。精确测定二者到达终端的时差，就可以判断通过位（势）垒的脉冲是否以超光速穿越。实验的结果是，通过位（势）垒的脉冲其群速超光速， $v_g = 4.7c$ 。1997年Nimtz小组又公布一个新结果<sup>[19]</sup>： $v_g = 4.34c$ ；后者的实验布置如图8所示，图中WBCO是截止波导，M是调制器，S是微波信号发生器，T，R是小型发送天线和接收天线。

和SKC实验不同，Nimtz小组的实验实施了

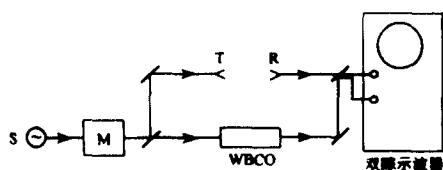


图8 用截止波导作位(势)垒时的  
双脉冲赛跑实验的布置

Fig.8 Apparatus for measuring the microwave  
pulse tunneling

编码传输。实际上是用 Mozart 第 40 交响曲的音乐,亦即低频波调制微波而传输。1995 年他在美国 Snowbird 市召开的学术会议上做了表演——在接收端解码后,音乐仍然清晰可辨。那么是否信息以  $4.7c$  的超光速得到了传送呢?会上发生了剧烈的争论, R. Y. Chiao (乔瑞雨) 等科学家持反对意见。但是 G. Nimtz 至今坚持认为,信息可以比光传得更快。

## 7 用等离子体作为位(势)垒以进行超光速实验的理论预期

当电磁波通过等离子体时,媒质呈现强烈的色散特性。取时间相位因子为  $e^{i(\omega - kx)}$ , 可以证明有下述色散方程:

$$\beta^2 = \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 - \left(\frac{\omega_{ep}}{c}\right)^2 \quad (30)$$

式中  $\omega_{ep}$  是等离子体的自然谐振频率:

$$\omega_{ep} = 2\pi\eta\sqrt{n_c} \quad (31)$$

式中  $n_c$  是电子浓度。显然,一般情况下  $\omega > \omega_{ep}$ ,  $\beta^2 > 0$  是实数,电磁波可顺利通过。但如加大  $n_c$ , 使  $\omega_{ep}$  大到一定程度,使  $\beta^2 = 0$ , 即为截止。 $n_c$  再增大,可造成  $\omega < \omega_{ep}$ , 这时  $\beta^2 < 0$ , 电磁波不能通过,等离子体中呈消失场状态,场按指数规律衰减。这些物理状况很像截止波导,可以推论出“在量子隧道效应类型的超光速实验中,可使用等离子体构成一个位(势)垒”的观点。

笔者在文献 [21, 22] 已给出了详细的理论分析和图表解说,这里不再重复。取传播常数  $\gamma = \alpha + j\beta$ , 计算已证明在等离子体的截止区,  $\alpha$  很大而  $\beta$  很小,场呈电抗性。在等离子体的情况,符号  $f_c$  的意义与金属壁波导时不同。实际上,常有  $f_{ep} > f_c$  的关系,而  $(f_c \sim f_{ep})$  才是截止频域!  $f_c$  则

由等离子体的压强决定:

$$f_c = kp \quad (32)$$

$p$  是气体压强;  $f_c$  的下标  $c$  代表 collision (碰撞),而非 cutoff (截止)。现在,是  $f_{ep}$  这个参数与金属壁波导的截止相对应。

如果等离子体是高度电离的、高温的,满足  $f < f_{ep}$ , 则有 3 个频区。首先是低频 ( $f < f_c$ ) 时的高电导区,等离子体像导体,这发生在几十兆赫以下;其次是中频 ( $f_c < f < f_{ep}$ ) 时的截止区,电磁波不能传播,这发生在几十兆赫至几十吉赫;最后是高频 ( $f > f_{ep}$ ) 时的介质区,等离子体像低损耗介质,这常常发生在几十吉赫以上。图 9 是计算例,算时取氢等离子体 ( $n_c = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ )。可以看出,在  $f > f_c$  时很像是金属壁柱波导特性——中频区类似截止波导,高频区类似传输波导。因此,我们的理论分析预示着,当在物理学实验中采用等离子体作为位(势)垒时,会得到“群速超光速”的实验结果。

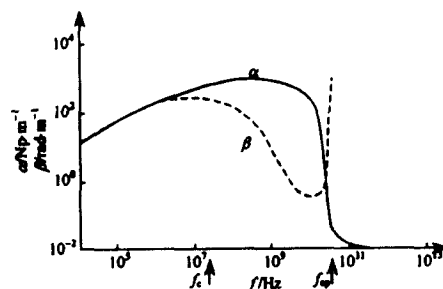


图9 等离子体传播常数随频率变化的示例

Fig.9 The propagation constant of a  
hydrogen-plasma

## 8 讨论

正如吴大猷先生所说,量子力学是人类思想史上最美丽、最重要的成就之一。它对超光速研究所带来的启示,也是丰富而独特的。具体说来,可以作以下几点讨论。

1) 关于实现量子超光速通信的可能性。这个问题包含两个不同的方面。首先是目前已有的方案(由 C. H. Bennett 于 1993 年提出<sup>[23]</sup>, 潘建伟等于 1997 年实现<sup>[24]</sup>), 为什么必须有一个经典通道,从而使整个量子隐形传态成为亚光速的通信;其次,在 EPR 粒子对之间,是否已经在进行着事实上的超光速通信,只是没办法被人类所利用。



先来看前一个问题。所谓 Bennett 方案, 参与工作过程的共有 3 个光子。光子 1 是发送方由人(我们称之为 A) 事先准备的, 它的量子态包含了待传信息; 光子 2、3 是 EPR 光子对, 处于纠缠态, 也是由人制备好的, 并将其发到 A 处和另一人 B 处 (A 与 B 的间距不受限制)。在光子 2、3 之间即已建立起量子通道。现在, A 对光子 1、2 作 Bell 基测量, 把结果经由经典通道告诉 B——这个步骤是必须的, 因 B 要对光子 3 做了自态测量和处置; 由于当 A、B 作测量时总量子态坍塌, B 如收不到经典通道传来的信息就不知道该怎么处置。最终的结果是, 光子 1 的量子态被传到了光子 3 上面 (或说光子 3 获得了光子 1 的初始态), 从原则上讲光子间距可以是任意远。……目前的通信 (假如我们把量子态传送看成是通信) 是亚光速的。解决之道有两种可能<sup>[3]</sup>, 一是设法用另一个量子通道代替经典通道, 二是用快子担任经典通道的工作。

再看后一个问题。讨论时只限于 2 个光子, 而非 3 个光子。量子纠缠态所揭示的超光速影响 (所谓“幽灵式的超距作用”) 迄今未能帮助人们实现量子超光速通信。有一种看法认为, 相互耦合着的 2 个 EPR 粒子, 可能在事实上已经存在着相互间的信息传递 (以超光速, 实际是无限大速度), 但却无法被人类掌握利用以达到通信的目的。这是因为尽管对粒子 I 测量时粒子 II 的状态立即相应地变化, 但后者仍处于量子叠加态, 不能从对它的测量中取得全部信息, 还要一个经典通道以把粒子 I 的状态传送过来。结果似乎是, 量子理论在创造了超光速通信的可能性的同时又自己破坏了这种可能性。

但是, 上述困难并不能阻挡人们的研究。例如, 文献 [2] 提出了一种基于波函数坍塌和意识功能的量子超光速通信原理, 给出了基于上述原理的量子超光速通信实现方案和相关实验建议, 并分析了超光速通信存在的可能迹象。笔者相信, 国内外今后还会有其他更巧妙的新方案出现。

2) 信息能否以超光速传输。由于脉冲通过位 (势) 垒时会失真, 一般认为目前已有的量子隧穿超光速实验并不能证明有用信息已能以超光速传递。不过, 也有科学家 (例如德国科隆大学的 G. Nimtz) 保留不同意见, 他认为他领导的研究组已在 1995 年以前以实验证明了信息可以比光传得

更快。

2000 年王力军小组完成的光脉冲群速超光速 (实际上是负群速) 实验<sup>[25]</sup>, 由于能做到脉冲不失真而凸显其重要性。但一般是用经典的反常色散理论来解释该实验的<sup>[26]</sup>, 虽然它其实是一个典型的量子光学实验。国内有专家曾作努力, 以量子理论来解释王力军小组的实验<sup>[3]</sup>, 应当把这些工作看成是“量子力学给超光速的实现带来希望”的说法的一个组成部分。

3) 尽管存在一些问题, 在 20 世纪的最后十几年, 由于对电磁理论 (波导理论) 和量子力学中的消失波的深入探索, 超光速研究再次成为热点。实验表明, 人们能做到让一个光子或一个脉冲跑得比真空中光速 ( $c$ ) 快, 办法就是利用量子隧道效应。目前所缺乏的是使物质波粒子 (如电子) 通过位 (势) 垒的实验, 如也发现超光速则将有重大意义。我们还预期, 如进行电磁波通过等离子体的有关实验, 可能也会观察到超光速现象。

#### 参考文献

- [1] Einstein A, Podolsky B, Rosen N. Can quantum mechanical description of physical reality be considered complete [J]. Phys Rev, 1935, 47: 777~780
- [2] 高山. 量子运动与超光速通信 [M]. 北京: 中国广播电视出版社, 2000
- [3] 耿天明. 量子纠缠的理论与实践 [J]. 北京广播学院学报 (自然科学版) 增刊, 2003, 11 (增刊): 40~50
- [4] 黄志海. 从 EPR 思维、Bell 不等式到量子信息学 [J]. 北京广播学院学报 (自然科学版), 2001, 8 (4): 1~11
- [5] 黄志海. EPR 思维研究中的若干问题 [J]. 北京广播学院学报 (自然科学版), 2003, 11 (增刊): 27~39
- [6] 吴大猷. 物理学的历史和哲学 [M]. 北京: 中国大百科全书出版社, 1997
- [7] Segre E. 从 X 射线到夸克 [M]. 夏考勇, 等译. 上海: 上海科学技术文献出版社, 1984
- [8] Brown J, Davies P. 原子中的幽灵 [M]. 易心洁译. 长沙: 湖南科学技术出版社, 1992
- [9] MacColl L A. Note on the transmission and reflection of wave packets by potential barriers [J]. Phys Rev, 1932, 40: 621~626
- [10] Wigner E P. Lower limit for the energy derivative of the scattering phase time [J]. Phys. Rev., 1955, 98 (1): 145~149
- [11] 黄志海. 波导截止现象的量子类比 [J]. 电子科学学刊, 1985, 7 (3): 232~237

10

理工科优秀论文选