

1948年12月终于迎来了燕园解放,燕大物理学系师生以更高的热情投入了新中国的建设.1951年燕京大学由私立改为公立,直属中央人民政府教育部.1952年燕京大学与北京大学合并,校名撤销,燕京大学物理学系同时与北京大学物理学系合并,从而结束了燕京大学物理学系的历史.

此时期燕大物理学系本科生的招生人数有大幅度的增长,1947年入学学生即达37人.毕业的研究生有孙德亮、李维城、萧振喜、李宝贞、胡南琦和王怀德等人.

自1925年至1952年,燕大物理学系存在仅27年,这在历史上不过短暂的瞬间,却也崎岖坎坷,迂回曲折,其中表现了前人不曲不挠的精神和对事业的耿耿忠心与孜孜不倦的追求,也是中国物理学事业初创时期的一幅幅动人的绚丽的画面.在近30年的时间里,燕大物理学系毕业的研究生约40余人,他们中的许多人后来都成为我国物理学界的中坚,对我国以至世界物理学的发展作出了杰出的贡献,如褚圣麟、孟昭英、王明贞、张文裕、陈尚义、冯秉铨、毕德显、袁家骝、陈仁烈、许宗岳、高墀恩、王承书、杜连耀、葛庭燧、程京等.徐献瑜则转移至数学领域,成为著名的数学家,在燕京大学数学期担任系主任.在燕大物理学系本科毕业,后来成为著名专家的也大不乏人,如卢鹤绂、徐海超、邝华俊、洪晶、戴文赛、鲍家善、黄昆、吴林襄、孙念台、王知人、谢家荣、赵景员、黄永宝、陆卓如、孙亦栋、张世龙、李椿等等,还有更多的人长期活

跃在各个领域作出自己的贡献.

燕大物理学系结束已有40年,但它的精神和事业并没有结束,其筚路之功光被永世.

作者后记:物换星移,事过境迁,资料散佚,人事迷茫,现时我们所能搜集到的史料仅片鳞雪爪而已.本文所述,未尽者殊多,欠妥者亦必不少,恳请燕大旧友同仁以及知之识之者批评订正,以期日后改成较为准确与详尽的文稿,再奉献于读者案前.前事已已,前人之绩自当永志不忘.

- [1] 私立燕京大学一览(1929—1930).
- [2] 私立燕京大学一览(1936—1937).
- [3] 燕京大学研究院同学会会刊(1939).
- [4] 物理通讯,1,(1935).
- [5] 物理学讯,2(1936);10,(1941).
- [6] 孟昭英,物理,11(1982),651.
- [7] 孙德亮,物理通讯,1,(1951),56.
- [8] 梅贻宝,燕大校友通讯,12,(1984).
- [9] 燕大成都校友会整理,燕大文史资料,第三辑,北京大学出版社,(1990).
- [10] 杨振宇,物理,16(1987),146.
- [11] 钱临照,物理,16(1987),184.
- [12] 褚圣麟,物理,16,(1987),185.
- [13] 洪盈,燕大文史资料,第三辑,北京大学出版社,(1990),264—265.
- [14] 张泽渝,张克潜:燕大文史资料,第五辑,北京大学出版社,(1991),210—224.
- [15] 王知人,燕京大学37—41级校友入学50周年纪念刊,燕大校友通讯专辑,1988,5.
- [16] 李维城,燕京大学37—41级校友入学50周年纪念刊,燕大校友通讯专辑,1988,5.

第二个回合——德布罗意波导理论的成败得失

沈惠川

(中国科学技术大学,合肥 230026)

德布罗意与哥本哈根学派之间的交锋经历了三个回合:第一个回合是波动力学的提出,这一回合以薛定谔方程的提出为标志而大获全胜,尽管哥本哈根学派的代表人物对薛定谔波

函数作出了完全不同的解释;第二个回合是德布罗意在1927年10月第五届索尔维物理学会议上所作的波导理论学术报告,由于这一理论失去了因果理论的逻辑一致性,因而遭到哥本

哈根学派的奚落而归失败,德布罗意本人也因此以 25 年时间的代价吞嚼这一苦果;第三个回合以 1952 年德布罗意重新找回的双重解理论为标志,后来发展成称为“非线性波动力学”的系统理论,尽管这一理论在德布罗意的有生之年未获完全成功,但在其 90 岁时已隐约可见获胜的端倪.

为纪念德布罗意 90 华诞,玻姆(D. J. Bohm)和希利(B. J. Hiley)曾写过一篇《德布罗意波导理论及其引起的进展》.笔者认为,在德布罗意 100 岁冥诞之时,撰写一篇总结波导理论的文章是合适的,因为德布罗意认为,“从双重解理论来看,波导理论是没有前途的”.

尽管如此,波导理论仍取得了许多积极成果.

一、德布罗意的向导公式

德布罗意在 1927 年一篇题为《物质及其辐射的波动力学和原子结构》的论文中,首次得到质量为 m 的粒子的速度 v_k 或动量 p_k ,在非相对论近似下与缔合波的相位 S 之间有以下向导公式:

$$v_k = \frac{1}{m} \partial_k S, \quad \text{或} \quad p_k = \partial_k S. \quad (1)$$

巴黎矿业学校的法尔格(D. Fargue)教授指出了向导公式的适用问题:对不可压缩流体它是严格成立的;当波长的量级(10^{-10} m)大于粒子特征长度(10^{-15} m)时它是必然成立的;在相位和谐定律下它是肯定成立的.

德布罗意的向导公式,在其双重解理论和各类波导理论中得到了广泛的应用.

二、马德隆的流体力学表象

无巧不成书,就在德布罗意于 1927 年 10 月向第五届索尔维物理学会议提出波导理论的同一天,德国法兰克福大学的马德隆(E. Madelung)教授也提出了量子力学的流体力学表象.马德隆设薛定谔方程的解为

物理

$$\psi = R(x_k, t) \exp\left[\frac{i}{\hbar} S(x_k, t)\right], \quad (2)$$

式中 R 和 S 均为实函数.将(2)式代入薛定谔方程,分开实部和虚部,并利用向导公式,就有

$$m \frac{dv_k}{dt} = - \partial_k (V + Q), \quad (3)$$

$$\partial_k \rho + \partial_k (\rho v_k) = 0, \quad (4)$$

式中

$$v_k = \frac{1}{m} \partial_k S, \quad \rho = R^2, \quad Q = - \frac{\hbar^2}{2m} \frac{\nabla^2 R}{R}. \quad (5)$$

可以看出,(4)式即为流体力学中的连续性方程,而(3)式很象粒子所服从的牛顿方程.根据笔者的演绎,(3)式最终可化为理想流体的欧拉(Euler)方程,其中有一项“量子焓” h ,可代替(3)式中的“量子势” Q :

$$h = - \frac{\hbar^2}{2m^2} \frac{\nabla^2 R}{R}. \quad (6)$$

这样才能组成完备的流体力学方程组.法尔格教授从另一角度出发,认为量子势 Q 相当于连续介质力学中的应力张量,即

$$R^2 \partial_k Q = \partial_k \left[\frac{\hbar^2}{2m^2} R^2 \partial_k (\partial_k R) \right]. \quad (7)$$

不管是量子焓,还是量子应力,它们都表示一种内部相互作用.从这一意义上理解,薛定谔方程所表述的决不是单个粒子的行为.用爱因斯坦的话来说,它所描述的应当是系综.由此可看出,波导理论必定导致理论上的非局域性.

必须指出,流体力学表象中的向导公式与德布罗意的向导公式之间是有微妙差别的:德布罗意向导公式中的速度,确实确实是粒子的速度;而马德隆向导公式中的速度则是流线在空间各处的当地速度.

此外,马德隆流体力学表象中有一个致命的缺陷:粒子不见了!(法尔格认为,这其中还有许多问题可探讨.)

三、一些非线性波导理论

为了描述粒子并抵消波包的不可避免的扩散,在波动方程中引入非线性项就十分必要了.

引入非线性项有两种方法.

1. 洛伦兹-庞加莱(Poincaré)模型

这种方法从物理学的经验出发,引入一种特殊的内聚力,并考虑到有自作用的静电项,就可得到一个其形式相当吓人的非线性方程:

$$i\hbar \partial_t \psi = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V + \frac{e}{m} \frac{1}{k_0} \int \frac{\psi(a)\psi^*(a)}{|x_k - a_k|} d^3a + \int \psi(a)\psi^*(a)g(|x_k - a_k|)d^3a \right] \psi. \quad (8)$$

这种形式不优美的方程在理论上是没有积极意义的,因而一般倾向于用第二种方法.

2. 立方非线性薛定谔方程, BB-M 方程, W 方程

在第二种方法中,引入非线性项的原则是在取得效果的同时,必须尽量使其他一些属性少受或不受附加项的干扰.

(1) 立方非线性薛定谔方程:

$$i\hbar \partial_t \psi = \left(-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V - g\psi\psi^* \right) \psi. \quad (9)$$

立方非线性薛定谔方程有众所周知的孤子解.

(2) BB-M 方程

BB-M 方程是华沙大学的比阿路尼斯基-比卢拉(I. Bialynicki-Birula)和摩切尔斯基(J. Mycielski)所引入的. BB 和 M 的论文题目就叫做《非线性波动力学》,与德布罗意 1956 年所写的一本书的英译本同名. 但必须指出的是,德布罗意在书中主要讲的是双重解理论,而 BB 和 M 的论文则完全是波导理论. BB-M 方程的形式为

$$i\hbar \partial_t \psi = \left[-\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V + F(\psi\psi^*) \right] \psi, \quad (10)$$

式中 F 为一待定函数. BB 和 M 证明了,若要满足波动叠加原理, F 必须取对数形式

$$F(\psi\psi^*) = -b \ln(a^n |\psi|^2), \quad (11)$$

而 a 为任意正的常数, b 为实的普通常数, n 为位形空间的维数. 为了保证波包不扩散, b 必须大于零. 根据 BB 和 M 的估算

$$b < 4 \times 10^{-10} \text{eV}.$$

以确保与拉摩位移的实验值相一致.

(3) W 方程

1989 年,温伯格(S. Weinberg)提出了 F 函数另一种形式

$$F = \sum |\psi\psi^*|, \quad (12)$$

式中 $\psi = (\psi_{+1}, \psi_0, \psi_{-1})$. 当在磁场中时,其能量本征值给出

$$E = \begin{cases} +\mu B, \\ \epsilon, \\ -\mu B, \end{cases}$$

即原来的单一能谱线 μB 会分裂为两条 $\mu B \pm \epsilon$.

可以看出,立方非线性薛定谔方程和 W 方程均是 BB-M 方程的特例,而且由 BB-M 方程还可以得到具有孤子解的正弦高登方程(sine-Gordon 方程).

可以验证,上述非线性波导理论中,都存在类似于量子势 Q 的一项,因而在理论上都是非局域的.

1980 年,肖耳(C. G. Shull)等人根据中子干涉实验,给出 BB-M 方程中 b 值的上限为

$$b < (+1.1 \pm 3.7) \times 10^{-13} \text{eV}.$$

另外,1960 年休斯(Hughes)等人曾做过一个实验以核查另一效应. 当人们用 W 方程来重新分析休斯等人的实验时,发现

$$|\epsilon| < 10^{-5} \text{eV}.$$

由此可见,对单一系统来说,非线性项小得可怜,从而可以忽略(对粒子系统而言一般不能作此忽略). 这里就出现了一个矛盾:人们本意是想通过引入非线性项来解决粒子问题的,但眼前的事实却是 BB-M 方程和 W 方程不能描述单个局域粒子. 它反映了波导理论的内在逻辑矛盾,这就是自 1927 年以来德布罗意始终对波导理论持否定态度的原因.

四、玻姆的量子势理论

量子势 Q 实际上是德布罗意在 1927 年最先得到的,但他当时没有特别强调“量子势”这一专门名词,而玻姆自 1952 年恢复德布罗意的

波导理论以来,一直将量子势作为他撰文的出发点,因而“量子势理论”似乎成为玻姆的专利.玻姆量子势理论,又称为“迹径(轨道)表象”.

由于非线性波导理论中的非线性项都十分小,玻姆宁愿回到线性薛定谔方程上去.但是正如前面所说的,由于玻姆的理论仍是波导理论,因而量子势理论中粒子仍是非局域的.

但玻姆的量子势理论中有一点具有参考价值,即对多粒子系统的处理方法.当时他是为了答复泡利(W. Pauli)的无情指责,没想到竟为德布罗意报了1927年10月第五届索尔维物理学会议上遭受泡利奚落的一箭之仇.自此以后,泡利再也无话可说.玻姆的具体做法是,将二粒子系统中的哈密顿算符写成

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m}(\nabla_1^2 + \nabla_2^2) + V, \quad (13)$$

于是立即可得其量子势为

$$Q = -\frac{\hbar^2}{2m} \frac{(\nabla_1^2 + \nabla_2^2)R}{R}. \quad (14)$$

这貌不惊人之笔,却为德布罗意解决了大问题.当然,德布罗意对其中一个问题还是存在疑虑的.这个疑虑是:由哈密顿算符(13)式所给出的描述是在组态空间的,而并非在物理空间的.这

问题一直困扰着德布罗意.

玻姆的另一成功之处,是计算了双高斯缝背后的粒子迹径系统.这一工作实际上是由玻姆的博士生菲力皮德斯(C. Philippidis)、杜奈(Dewdney)及玻姆的合作者希利(B. J. Hiley)通过计算机模拟得到的.在正统量子力学的哥本哈根诠释中,粒子的运动迹径是“不许问”的,有人将此诠释画成一张漫画(见图1).

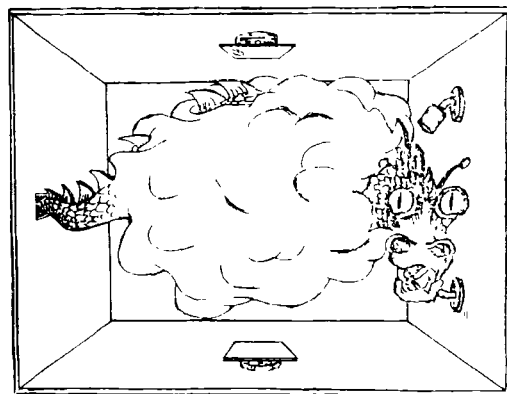


图1 正统量子力学的哥本哈根诠释:神龙见首见尾
不见身

然而,在玻姆的量子势理论中,“神龙”显身了.图2为菲力皮德斯等人所绘制的双缝粒子

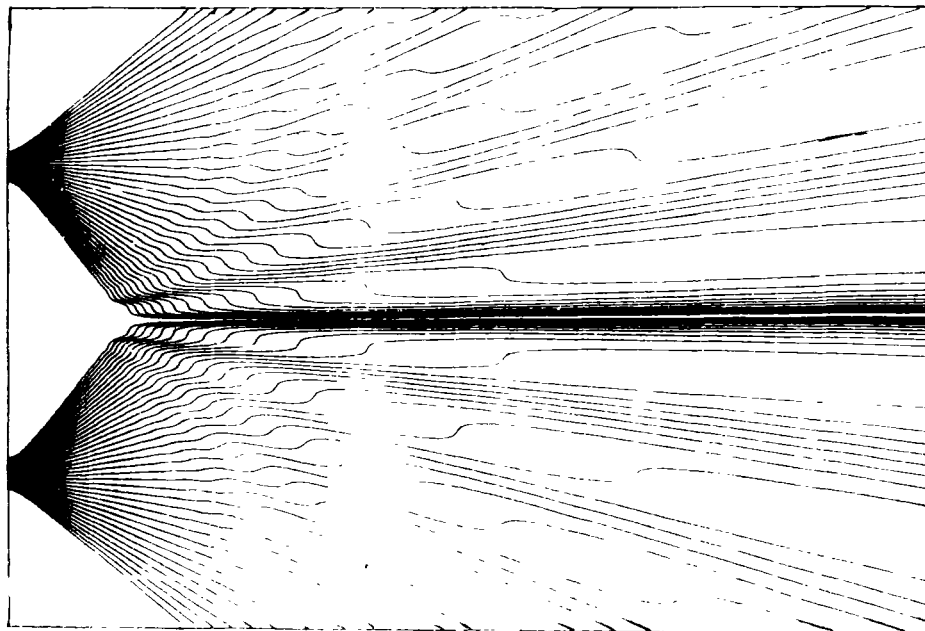


图2 玻姆的量子势理论:神龙显身(德布罗意导向公式的应用)

迹径图.它与量子理论所预言的屏上粒子密度分布完全一致.这不能不说是一项成功.但必须提到的是,玻姆及其合作者和学生在计算这张图时,所用到的基本公式正是德布罗意的向导公式.

还应当为日本名古屋大学的高林武彦(T. Takabayasi)记上一功.就在玻姆于1952年发表那两篇著名的“隐”变量建议的文章差不多时候,高林武彦也发表了一篇长文,同样得到了德布罗意1927年退化了的波导理论.高林武彦属于名古屋大学坂田昌一所领导的理论物理小组,他经常在东京和巴黎之间来回穿梭.日本著名物理学家汤川秀树的许多非正统观点,都来自德布罗意(中介人就是高林武彦).

顺便插一句,我的朋友、北京大学黄湘友教授近年来所发展的“双波理论”,其本质也是波导理论,但它与上述波导理论又有微妙的差别.在双波理论中,由双波定义了一个 δ 函数,使理论上的不确定性不复存在.

总的说来,波导理论有成功的一面,也有许多不足和矛盾之处.

波导理论最不成功的地方是无法解决德布罗意所提出的根本问题:物质波在物理上究竟是否存在?粒子是局域于物质波中的,还是非局域的?物质波应当在物理空间传播,还是应当在组态空间传播?相位和谐定律是否是波与粒子缔合的关键所在?德布罗意坚信物质波在物理上是存在的,粒子是局域于物质波中的,相位和谐定律起着突出的作用.德布罗意基金会主席罗切克(G. Lochak)说:这就是德布罗意的科学遗产.

正是出于这个缘由,德布罗意说:“从双重解理论来看,波导理论是没有什么价值的.”

然而,波导理论给予人们的教训是深刻的.德布罗意1921年争取在第三届索尔维物理学会议被邀的努力失败之后,曾经发誓要以自己的工作争取被以后的索尔维物理学会议所邀.但是在1927年第五届索尔维物理学会议上尽管受到洛伦兹的邀请,德布罗意却由于不谨慎

地作了有关波导理论的学术报告而备受哥本哈根学派的奚落.这使德布罗意万分失意.德布罗意多年后回忆道:“由于这次退让,使自己处于十分不利的地位.”“由于这次失败,造成了纯几率诠释大获全胜的态势.”最糟的是,由于这次失败,德布罗意差一点认为双重解理论也是错的,要不是1952年以后的发展形势,德布罗意或许永远不会再有对简单、清晰的世界图像的追求.德布罗意所花的25年时间的代价是沉重的.

当然,波导理论也取得了一些积极的成果.从波导理论的成败得失中,人们可以吸取许多经验和教训.其中一些最值得注意的成果,可以被吸收到双重解理论中去.

玻姆说过:“德布罗意早期工作对发展量子理论数学形式本身起了重要作用.遗憾的是,他的物理直觉和富有想象的洞察力并未被普遍接受,因而未能对以后的理论工作产生广泛影响……事实上,有些物理学家仍在致力于德布罗意思想或其他思想的发展和推广,目的在于更好地理解那些被大多数物理学家用数学形式处理的物理实在.这些人对德布罗意的工作予以高度评价,将其视为一种启发,一种不竭的思想源泉.”

德布罗意本人自然也从波导理论中吸取了不少经验和教训,1952年后他重新回到双重解理论的立场上就是明证.1952年以后,德布罗意重新开始战斗,那已是他对哥本哈根学派交锋的第三个回合了.

笔者感谢德布罗意基金会和罗切克教授本人所提供的大量有用资料;感谢玻姆教授和维吉尔教授的热情来信;感谢顾之雨教授、耿天明教授、谢国强教授,张明尧教授、丁泽军博士、曹则贤博士、赵波先生、黄博文先生以及其他许多人的支持和帮助;感谢黄湘友教授的关心和所提供的一切.笔者还要特别感谢王福山先生和钱临照先生始终一贯的鼓励.