度，σ_d 为室温暗电导率，σ_p 为室温光电导率 (AM-1.5 光强)，ΔE 为电导激活能.

表1 硅薄膜的结构参数和物性

样品类型	结构参数		物性			
	晶粒大小 (nm)	$X_c=I_c/I_c+I_a$	E_g^{opt}(eV)	$\sigma_d(\Omega^{-1}\cdot cm^{-1})$	$\sigma_p(\Omega^{-1}\cdot cm^{-1})$	ΔE(eV)
非晶硅膜	—	0	2.02	4.80×10^{-10}	2.50×10^{-7}	0.73
微晶硅膜	3.5	35	1.91	4.49×10^{-4}	4.95×10^{-4}	0.21
	4.0	41	1.85	1.92×10^{-4}	2.97×10^{-4}	0.18
纳米硅膜	4.0	47	1.78	1.22×10^{-2}	1.43×10^{-2}	0.14
	4.5	54	1.77	4.65×10^{-2}	5.50×10^{-2}	0.12

[1] G. Willeke and W. E. Spear, *phil. Mag. B*, **46** (1982), 177.
[2] M. Hirose et al., *Jpn. J. Appl. Phys.*, Suppl **21**-1 (1982), 275.
[3] S. Veprek, Proc of European-MRS, Edited by P. Pinard, S. Kalbitzer, Strasbourg France, (1984), 425.
[4] Jiang Xianglu et al., Proc of Fifth European Conference on CVD, Uppsala, Sweden, (1985), 37.
[5] C. C. Tsai et al., *J. Non-Cryst Solids*, **114**(1989), 151.
[6] C. C. Tsai et al., *Mat. Res. Soc. Symp*, **192**(1990), 475.
[7] Y. Mishima et al., *Jpn. J. Appl Phys.*, **22**(1983), L46.
[8] S. Veprek, *J. Vac. Sci. Techno. A*, **7**-4(1989), 2614.
[9] 廖显伯等，第六届全国非晶态物理与材料讨论会文集，桂林，(1991年11月)，18.
[10] C. C. Tsai et al. *J. Non-Crystal Solids*, **137** & **138** (1991), 673.
[11] 傅广生等，物理学报，**36**-3，(1987)，293.
[12] D. L. Stalbler and C. R. Wronski, *Appl. phys. Lett.*, **34**-2(1979), 15.
[13] 何宇亮等，中国科学(A辑)，No. 9(1992)，995.
[14] H. Gleiter, *Prog Materials Science*, **33**(1989), 223.
[15] 张立德、牟季美，物理，**21**-3(1992)，995.
[16] S. Vepvek and F. A. Sarott, *Phys. Rev. B*, **36** (1987), 3344.
[17] 何宇亮等，半导体学报，**13**-11(1992)，683.
[18] 何宇亮等，物理学报，**39**-11(1990)，1798.
[19] 何宇亮等，科学通报，**27**-17(1982)，1037.

谈谈量子力学测量问题

何祚庥

(中国科学院理论物理研究所，北京 100080)

本文介绍了量子力学测量理论的新进展. 长期以来在量子力学研究中曾广泛流行在测量过程中必须有"主观介入"的观点，其"科学"基础都是来自1932年由诺依曼所证明的引用薛定谔方程的测量定理[1]. 但由于测量过程是熵增加的过程，测量定理是不能在薛定谔方程范围内推导出来的，因而诺依曼的"证明"实质上是由错误的前提而得出的错误的结论. 文章还介绍了格林探测器以及丹尼耳、朗格和珀罗斯拜里(D-L-P)等人的测量理论，指出格林 D-L-P 等人的理论已能较完整地回答量子测量过程中的一些疑难. 最后，作者将格林等人的测量理论用来探讨爱因斯坦等人提出的 EPR 佯谬，使所谓的量子力学和"定域性准则"相矛盾的困难能在新的测量理论中获得解决.

Abstract

Some new developments in the theory of measurement in quantum mechanics are presented. The theory of measurement given by Von Neumann is shown to be incorrect, since the process of measurement is one of increasing entropy and cannot be derived within the scope of Schrödinger's equation. The new theory developed by Daneri, Loinger and Prosperi can avoid the difficulties previously encountered and, furthermore, can explain the EPR paradox.

一、测量定理是量子力学基本原理中不可缺少的独立的基本原理

量子力学的规律通常包含以下两个内容：

1. 由波函数所描述的量子状态满足线性的随时间变化的薛定谔方程，该方程通常由下式表示：

$$h\frac{\partial}{\partial t}\Psi = H\Psi, \qquad (1.1)$$

其中 h 是普朗克常数，Ψ 是坐标和时间的函数，H 是哈密顿量，是用算子形式表示的系统的总能量. 对于某一单粒子体系，

$$H = T + V = \frac{p^2}{2M} + V(x,y,z,t), \qquad (1.2)$$

而 $p = -ih\nabla$. 对于多粒子体系，只不过将相应的粒子坐标扩展到高维的空间. 整个粒子体系的演化，将由一定的始值条件和边值条件所确定的薛定谔方程来描述.

2. 在量子力学中，进入薛定谔方程的都是微观物理量，实验所观察到的却是宏观的观察值. 所以要将量子力学理论应用于具体问题，这就必须回答这个宏观物理量(即观察值)和微观物理量之间的关系的问题. 这个问题已由波恩所提出的几率诠释或几率假说所回答，也就是宏观物理量 $\bar{L}$ 是微观物理量线性的和厄米的算子 L 在波函数上的平均值，即

$$\bar{L} = \frac{\int \Psi^* L\Psi dx}{\int \Psi^* \Psi dx}. \qquad (1.3)$$

对于量子体系的波函数可以有不同的归一化，有的在全空间中归一，有的在某一有限体积中归一，有时不归结为一，而是“归一”到 δ 函数，但由(1.3)式表示的平均值却总是对的.

可是，在通常的量子力学理论的表述中，往往忽略了另一个重要的假定，那就是量子力学体系在经历测量以后，要跃迁到相应的算符的本征态或者由所谓纯粹状态转化为混合状态(有的书又称为由纯粹系综转化为混合系综). 这一假说可以更具体地表示为：如果人们对某一量子力学体系的物理量 L 进行测量，那么在测量后，此体系必定进入由该物理量相对应的某一线性、厄米算子 L 所决定的本征态之一，亦即有

$$L\Psi_n = L_n\Psi_n, \qquad (1.4)$$

而任一量子力学体系 Ψ_i，在测量后，就有

$$\Psi_i \xrightarrow{\text{测量}} \Psi_n. \qquad (1.5)$$

至于 Ψ_i 进入 Ψ_n 的几率将是 $|C_n|^2$，而 C_n 却由展开式

$$\Psi_i = \sum_l C_l\Psi_l \qquad (1.6)$$

所决定，这一假说便称为测量假说，有些文献又称为投影假说，因为这一跃迁到本征态的过程，好象是希尔伯脱空间里的一个“投影”运算. 值得注意的是，微观粒子体系在测量前和测量后，在性质上有一个原则性的区别. 在测量前，波函数 Ψ_i 可以展开为算子 L 的本征波函数的叠加态，亦即有

$$\Psi_i = \sum_l C_l\Psi_l \qquad l = 1,2,3\cdots.$$

这里不同的本征态之间是“相干”的，而在测量后，Ψ 进入相应的本征态 Ψ_n，这时，不同的本征态间将是“不相干”的，即在进行具体计算时，将不能再计算它们的相干项. 相干的物理状态，人们称之为纯粹状态，不相干的物理状态就称之为混合状态. 当然，如果测量时只对决定全部量子状态的量子数之一进行测量，那么测量

后进入的状态将是部分相干的.

在实际的量子力学的计算中,常常遇到的一个问题是,所研究的对象是处在相干的状态,还是处在不相干的状态. 例如在探讨级联跃迁过程时,还常常要对中间态求和. 这就遇到一个是先求和后平方还是先平方后求和的问题. 一些初学量子力学的同学们常常对这些问题搞不清楚. 其实这里的准则是要问一下:它们是否经过测量. 未测量过的中间态是相干的,测量过的是不相干的.

关于测量假说,在量子力学中,并不列入基本的假说,原因之一是因为这一假说看来很有希望从量子力学的其他基本原理"推导"出来,有许多量子力学的奠基人探讨过这一问题,也有一些量子力学的教科书"给出"过这种推导. 但实际上这是做不到的. 其实,关于测量过程的这一测量假说,是必须独立地引入量子力学体系内. 而且,量子力学如果缺少了这个假说,那么在逻辑上就很难形成为自相封闭的系统. 例如,在双缝衍射的实验就会得到一系列不能自洽的矛盾结果. 在孔隙后面的衍射花样是由粒子所服从的薛定谔方程式以及相应的始值条件和边值条件所决定的. 障碍物上的单缝孔隙决定了孔隙后的照相底片拍摄的是单缝衍射花样. 障碍物上的双缝决定了图样是双缝衍射的花样,双缝衍射花样并不是两个单缝衍射花样的叠加!因为这里存在着"干涉"着的波. 如果人们在双缝后面的某一孔隙邻近对飞行中粒子进行测量(如放置一云雾室),那么此测量的后果将使我们知道有某一粒子飞过这一单缝,在今后的粒子运动将以此测量结果作为始值条件,并以满足此边界条件的薛定谔方程式而演化. 这样,我们将得到的是单缝衍射的花样. 而如果在两个双缝的孔隙后面都分别放上一个云雾室,可以期待的是,量子力学的计算结果将给出衍射花样是两个单缝衍射花样的叠加. 但是,如果在量子力学理论中不引进投影假说或测量假说,即认为测量将不影响粒子的状态,那么量子力学将产生一个严重的理论上的矛盾,即量子力学将给出两个极不相同的预言,一个是有干涉项在内的双缝衍射花样,另一个是两个单缝衍射花样的算术叠加!

为了消除这一理论上的矛盾,所以在量子力学中就宁愿引入投影假说或测量假说,宁愿假定粒子波函数在经过测量后进入本征态,也就是在许多教科书中称之为波包的扁缩的现象. 值得追问的是,这一假说是独立的还是不独立的?

二、玻尔的不可控制的相互作用

对于上述波包的扁缩的现象引起人们种种的探讨. 例如,一种在习惯上常有的想法就是用统计知识的不完备性来解释. 量子力学中的波函数通常认为是一种描述几率的波函数. 所以在量子力学预测中,都是未来概率的预测. 例如,根据中国人口统计资料,目前中国人民的平均寿命是 69 岁. 但是如果已知某人现有的年龄是 80 岁,那么对这个人寿命的预测就要根据新的知识来修正,要利用到 80 岁以上年龄的老人的平均寿命的统计资料再对这个人寿命做出预测,而这就是波包的扁缩现象.

但问题是,量子力学中的几率诠释指的是 $|\Psi|^2$,而波包的扁缩却是波函数 Ψ. 尽管在测量后人们确实需要根据新的知识做出新的预测,但是,只根据统计知识的不完备性并不能解释为什么测量后的双缝衍射花样要变成两个单缝衍射花样的叠加! 如果波包的扁缩是由于获得了新的"认识",那么为什么"干涉项"竟然随"认识"而消失!

玻尔深入分析了这一问题,提出了仪器和微观粒子之间存在着不可控制的相互作用的假说. 这一假说认为,在仪器和粒子相互作用时,会"不可控制"地在相应的本征态上产生某个任意的相角,正是这种任意的相角导致干涉项的消失. 仍以双缝衍射的现象为例,在缝隙 A 和 B 后的波函数可表示为两项的叠加,即

$$\Psi(X) = \Psi_A(X) + \Psi_B(X). \qquad (2.1)$$

如果只有 A 或 B,那么某粒子到达坐标 X 的概率将分别是

$$P_A(X) = |\Psi_A(X)|^2,$$
$$P_B(X) = |\Psi_B(X)|^2. \quad (2.2)$$

如果双缝 A 和 B 同时存在，就有

$$P(X) = |\Psi_A(X) + \Psi_B(X)|^2 = P_A(X) + P_B(X) + \Psi_A^*(X)\Psi_B(X) + \Psi_B^*(X) + \Psi_A(X), \quad (2.3)$$

式中后面的两项便是标准的干涉项. 玻尔认为，在测量后的波函数将引入一个任意的相位 α_A 和 α_B，亦即有

$$\Psi(X) = \Psi_A(X)e^{i\alpha_A} + \Psi_B(X)e^{i\alpha_B}, \quad (2.4)$$

这时，在坐标 x 上的概率就成为

$$P'(X) = |\Psi_A|^2 + |\Psi_B|^2 + \Psi_A^*\Psi_B\exp[i(\alpha_B - \alpha_A)] + \Psi_B^*\Psi_A\exp[i(\alpha_A - \alpha_B)], \quad (2.5)$$

式中后两项仍是干涉项，但这时由于新引入的相角是“无规”和“不可控制”的，因而使得这一干涉项的总的效应会互相抵消，从而等于零. 对于上述的斯忒恩和盖拉赫实验，在测量后的波包(例如对于粒子在空间的位置进行测量)也会引入某个“任意”的或“随机”的相角，从而使干涉项为零.

怎样来解释仪器和粒子间不可控制的相互作用?有些人便企图用测不准关系来加以解释. 在海森伯对一系列的“理想实验”的分析中，给予人们一种深刻的印象. 似乎微观粒子之所以测不准，是由于在仪器和粒子间存在着某种“不可控制”的作用量子. 这一“不可控制”的作用量子和“不可控制”的“任意”相角似乎有“相通”之处，因而有些人便认为这一“不可控制”的相角是因测不准关系导致的结果. 但这些解释无非是“摆摆手”(hand waving)的说法，在现代科学文献中，我们没有能看到如何由测不准关系出发推导出“不可控制”的“任意”的相角的结果. 相反，如果在测量后导致某种任意的相角，却要“破坏”已知的测不准关系. 例如，某个局限在某一空间范围内的波包可以展开为一系列平面波的叠加，如

$$\Psi(X) = \int\varphi(P)e^{i\frac{PX}{\hbar}}\frac{\mathrm{d}p}{(2\pi\hbar)^{\frac{1}{2}}}. \quad (2.6)$$

如果人们对这一系统的动量进行测量，其测量的后果将是一系列相互无干涉作用的平面波，这就导致波包的解体!

但是，玻尔的随机相角虽然为“干涉项”的消失提供了一种解释，但并不是唯一的解释，尤其是为什么仪器和粒子发生相互作用后，就出现了这种“随机”的相角，这是一个值得回答的问题.

三、诺依曼的测量定理和物理——心理的平行主义

值得探讨的一个问题是：粒子的运动可以用量子力学来描述，仪器只不过是多粒子体系，当然也可以用量子力学来描述. 所以，只要引入粒子和仪器间存在着某种相互作用，那么就应该从这种复杂体系的薛定谔方程中“推导”出“投影”假说.

诺依曼曾在这个方向作了艰巨的尝试，然而十分惊奇的是，诺依曼探讨这一问题所得的结论是：必须有人的眼睛的“最后一瞥”，才能最终地消除“干涉项”. 诺依曼设想测量仪器也是一个微观体系，也服从量子力学运动规律. 这样就可以把要测量的微观体系与测量仪器看作更大的一个微观体系. 设 H_{I} 是被测量微观系统的哈密顿量，H_{II} 是测量仪器的哈密顿量，H_{int} 是 I 和 II 的相互作用哈密顿量，那么总哈密顿量是

$$H = H_{\mathrm{I}} + H_{\mathrm{II}} + H_{\mathrm{int}}.$$

诺依曼利用这一哈密顿量讨论了仪器和微观体系的相互作用. 诺依曼证明了，在有了仪器 II 以后，的确可以做到使被测的微观体系 I 的干涉项消失. 但问题是，系统 I 的干涉项虽然可以消除，而系统 I + II 的干涉却产生了. 为了消除 I + II 的干涉项，就需要引进系统 III，而进一步就要引进系统 IV. 这仿佛形成了一条无限的链. 如果令系统 I 是某个待测量的对象. 要知道系统 I，必须有系统 II，例如 II 可以是指示器. 然而要知道系统 II，就必须有系统 III，例如指示器发出的光. 即使如此还不够，还必须有观察者的眼睛接收到光，由神经系统输送到大脑. 这样，按

照诺依曼的观点，将存在一个仪器的链条，以及观察者的神经系统等. 至于系统Ⅰ是客体，Ⅱ＋Ⅲ作为仪器，或者Ⅰ＋Ⅱ作为客体，Ⅲ作为仪器，在这一无限的“链”内都是自洽的. 因此，被测系统与测量仪器的界限是无关紧要的，这个界限可以在被测系统和测量仪器之间，也可以在测量仪器和感觉器官之间，也可以在感觉器官和神经系统之间，甚而也可以放在神经系统和最后的“抽象的自我”之间. 这就是所谓的“心理和物理的平行主义”的原理！按照诺依曼的意见，波包的扁缩最后必须由“抽象的自我”来决定！这里，意识起了决定作用，因而微观系统的测量的完成就离不开人的意识！这一结果是十分令人惊奇的，然而诺依曼确实以他的严密的数学推导而“证明”出这一结果！

四、对于诺依曼测量定理的批评——测量过程本质上是熵增加的过程

诺依曼的测量定理是量子力学理论里很著名的一个结果，虽然在我国只有很少人熟悉这一工作. 其实，有关量子力学理论必须引入“主观介入”的“科学”的“根据”，便是来自诺依曼的“证明”. 本来，仪器也是某种客观存在，仪器和微观粒子间的相互作用也不过是客观世界中的相互作用. 虽然量子力学的创始人曾一再把仪器说成是观察者，一再说观察者(亦即仪器)对微观粒子的影响大到不可忽略或难以设法加以校正，或不可控制，但终究是仪器和微观粒子间相互关系，谈不上什么“主观介入”. 甚而海森伯本人也觉察到了“观察者”一词的困难. 他在一个注解中特别声明：“观察”一词在这里不是用作对照底版上线条的观察，而是用来作为对“某单个原子中的电子”进行观察[2]. 虽然，在通常的习惯上的“观察”过程中，海森伯也难于将这种“观察”解释为“主观介入”. 但是，在诺依曼定理中，诺依曼确实表明，不仅观察对象和仪器的划分界线不甚确定，而且仪器和人的主观之间的界线也不甚确定. 特别是，没有人的“主观”的“介入”，就无法完成纯粹状态到混合状态这种不连续的跳跃！

诺依曼是一位大的数学家，是电子计算机的发明人，诺依曼的工作一向以他的数学上的严密性而著名. 人们也找不出诺依曼定理中证明的逻辑的错误所在. 因此，量子力学的成就就表明了主客观不可分的观点便成为公认的“正确”的理论了. 但是，从唯物主义的观点来看，诺依曼的结论，却无法令人接受，显然，这是某种“佯谬”，是一种“哲学”上的“佯谬”.

其实，产生这一“佯谬”的原因，在于诺依曼希望从量子力学的方程式中“推导”出这一“测量假说”，而这一假说是必须独立地另行引进的，这正如欧几里得几何中有关平行线的假设必须独立地引入欧几里得几何的公理之内，而不能由其他的公理推导或证明出来！

薛定谔方程的一个特点是具有时间反演的“可逆性”，而在朗道和栗佛西茨的量子力学中有一个关于时间反演可逆性的证明. 薛定谔方程

$$ih\frac{\partial}{\partial t}\Psi = H\Psi \tag{4.1}$$

在 $t=-t$ 的变换下(假定位势和时间无关)和 $\Psi\to\Psi^*$ 的变换下保持不变，也就是

$$\left[-ih\frac{\partial}{\partial t}\Psi^* = H\Psi^*\right]^* \to ih\frac{\partial}{\partial t}\Psi = H\Psi. \tag{4.2}$$

这意味着终态的共轭波函数 Ψ^* 在时间逆向发展时将回到它的始态. 但是，测量过程中由纯粹状态向混合状态的“跳跃”却是时间反演不可逆的. 玻尔把上述过程归结为测量时要在相应的本征态中引进了某个“任意”的相角. “可逆性”就意味着要将这一“混沌”的状态还原为具有确定的“相位差”. 这正如一个麦克斯韦的“小妖”在一个“小门”的前面可以任意开关这一“小门”，从而使高能量的粒子跑到容积的另一侧，而将低能的粒子保留在容积的另一侧. 这样一个“熵降低”的过程是和时间反演的“可逆性”不相容的. 如果薛定谔方程满足时间反演的“可逆性”，那么从原则上讲，就不可能“推导”出时间反演不可逆的结果. 从某种意义上说，这是由数

学上的"群"的性质所决定的，历史上曾有许多人尝试从牛顿力学"推导"出玻耳兹曼方程而总是不能成功的，其原因也在于前者是时间可逆，而后者却是时间反演不可逆. 诺依曼"证明"量子测量过程的完成有赖于"观察者"自我的"最后的一瞥，其作用实在很类似于麦克斯韦的"小妖"，只不过前者使熵减少，后者使熵增加.

玻耳兹曼方程不能归结为牛顿力学，量子力学测量过程也不能还原为薛定谔方程，这是两个很好的例子，表明"还原论"的作用范围是相当有限的. 这是对机械论世界观的又一次冲击. 如果连量子测量问题还不能用薛定谔方程来解释，怎么能设想用量子力学来描述世界上的一切？

关于量子体系和"熵"的观念的相互关系可以简要地叙述如下：一般说来，量子系统的熵可表示为

$$S = -k\mathrm{Spur}(\rho\ln\rho), \qquad (4.3)$$

式中 S 是熵，k 是玻耳兹曼常数，Spur 代表"求迹"，ρ 是密度矩阵. 在通常本征波函数作为希尔伯脱空间基矢时，与某一纯粹状态 λ 相应的密度矩阵的表示式是

$$e_\lambda = \begin{vmatrix} C_1^{(\lambda)} \\ \vdots \\ C_i^{(\lambda)} \\ \vdots \\ C_n^{(\lambda)} \end{vmatrix} (C_1^{(\lambda)*}\cdots C_i^{(\lambda)*}\cdots C_n^{(\lambda)*})$$

$$= \begin{vmatrix} C_1^{(\lambda)}C_1^{(\lambda)*} & \cdots & C_1^{(\lambda)}C_n^{(\lambda)*} \\ \vdots & C_i^{(\lambda)}C_i^{(\lambda)*} & \vdots \\ C_n^{(\lambda)}C_1^{(\lambda)*} & \cdots & C_n^{(\lambda)}C_n^{(\lambda)*} \end{vmatrix} \qquad (4.4)$$

式中 $C_i^{(\lambda)}$ 是波涵数 $\Psi^{(\lambda)}(X)$ 在本征波函数 $\varphi_i(X)$ 上的展开系数，即有

$$\Psi^{\lambda}(X) = \sum_i C_i^{(\lambda)}\varphi_i(X). \qquad (4.5)$$

容易证明下列性质：

$$\mathrm{Spur}\rho = 1, \quad \rho_\lambda^2 = \rho_\lambda, \quad \rho_\lambda\rho_{\lambda'} = \delta_{\lambda\lambda'}\rho_\lambda$$

$$(\text{当 } \lambda, \lambda' \text{ 是正交时}). \qquad (4.6)$$

在量子力学中引入密度矩阵的好处在于它能提供关于量子状态的一切细微的信息，所以在某些情形下，量子力学的方程式又可写成为密度矩阵的方程式，例如平均值 $\bar{L}$ 可写为

$$\bar{L} = \mathrm{Spur}(\rho L). \qquad (4.7)$$

而运动方程式又可写为

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} = -[H,\rho], \qquad (4.8)$$

式中$[H,\rho]$是量子泊松括弧对于混合状态的几率密度矩阵，可表示为

$$\rho = \sum_\lambda W_\lambda\rho_\lambda, \qquad (4.9)$$

其中

$$W_\lambda \geqslant 0, \qquad \sum_\lambda W_\lambda = 1, \qquad (4.10)$$

亦即 W_λ 是和 ρ_λ 相应的权重系数. 利用 ρ_λ 的性质容易证明

$$\begin{aligned} S &= -kS_p(\rho_\lambda\ln\rho_\lambda) \\ &= -kS_p\{\rho_\lambda\ln[1+(\rho_\lambda-1]\} \\ &= -kS_p\{\rho_\lambda[(\rho_\lambda-1)+\cdots]\} \\ &= 0. \end{aligned} \qquad (4.11)$$

当系统处于混合状态时，就恒有

$$S = -k\sum_\lambda W_\lambda\ln W_\lambda > 0. \qquad (4.12)$$

这意味着测量后的系统处于混合状态的熵恒大于纯粹状态的熵的数值.

值得探讨的一个问题是：何以上面给出的熵的定义确实是"熵"？设所研究的系统与一个大的热源处于热平衡状态，那么吉布斯系综将是

$$W_\lambda(kT) = C^{(F-E_\lambda)/kT}, \qquad (4.13)$$

式中 F 是自由能，E_λ 是能量算子 H 的本征值，将吉布斯系综表示式代入(4.12)式内，可证明

$$F = E - TS, \qquad (4.14)$$

式中 E 是系统的平均能量，即为

$$E = \sum_\lambda E_\lambda W_\lambda(kT), \qquad (4.15)$$

并有

$$\sum_\lambda W_\lambda(kT) = 1. \qquad (4.16)$$

由此可见，以上所引进的有关熵的定义，在量子统计假设下，确实是"熵". 这充分说明量子测量过程是"不可逆"过程.

值得注意的是，以上所给出的这一证明是

严格的.这里只用到了统计力学和量子力学的基本假定,再没有做任何近似.所以,诺依曼有关测量必须有"最后的一瞥"的"证明"是错误的.

五、格林探测器

早在 1942 年,日本物理学家武谷三男曾就诺依曼关于观察对象和观察者之间可以有任意的分界线的观点,提出了批评.武谷三男认为,界线是在测量过程中由微观现象转变到宏观现象的地方.但是,究竟微观现象和宏观现象相区别的特征何在?武谷三男却没有深入分析.

1958 年,澳大利亚学者格林(H. S. Green)首次给予了较深入的回答[3].格林认为,在量子测量过程中,仪器通常具有两方面的作用:(1)谱分析器的作用,亦即这一仪器具有将某一微观系统转化为由某些本征值所标志的物理上可以分离的微观系统(其作用犹如一个三棱镜);(2)必须能在宏观规模上测到这一信号,也就是探测仪器将处在某种宏观的亚稳的状态,这样,微观粒子对宏观仪器激发起的小扰动,就能得到放大,并且在宏观上可以被观察或记录.如果具体考察一下各种微观粒子探测器,如云雾室、泡室、计数管、光电倍增管、火花室,核乳胶等,可以说,这些探测器在和微观粒子发生作用以前,都处在宏观的亚稳状态.在粒子和探测器发生相互作用以后,这一探测器就由某个亚稳状态跃迁到某一不稳状态,从而发生新的趋向平衡的过程,出现能量、动量等宏观现象的变化.所以,在量子测量过程中的宏观探测器,一方面它们服从量子力学,而另一方面还需要反映出这种宏观亚稳状态的特点.

但是格林工作的重要性还不在于他给出这些议论,而是具体地设计了一个由 N 个二维谐振子组成的理想的探测器.由于这一探测器模型特别简单,所以格林可以将其中一切"细节"都具体解出来,具体地显示了"干涉项"消失的过程.由于这将涉及许多具体计算,有兴趣的同志可参看文献[3].

六、丹尼耳、朗格和珀罗斯拜里的测量理论

格林以一个具体模型解释了量子力学的测量过程,这就促使人们进一步探求能否给出一种普遍的测量理论.1962 年,意大利学者丹尼耳(A. Dancni)、朗格(A. Loinger)和珀罗斯拜里(G. M. Prosperi)给了一个较完整的回答[4],建立了一种测量理论,又称为 D-L-P 理论.

丹尼耳等人除了吸收了格林所提出的量子探测体系是宏观的热力学的亚稳系统的思想以外,又根据格林理论中"探测器将对应于不同的本征态而划分不同"成分"的思想,进一步用希尔伯脱空间的语言表述出来.显然,任何仪器既是一个量子系统,又必须具有相应的宏观变量;如果仪器不具有这双重特性,就无法用某种宏观变量来反映微观粒子系统的本征值.丹尼耳等人假设测量仪器是一个服从量子力学的多维体系.在希尔伯脱空间里,此体系按照薛定谔方程在能量 E_0 和 $E_0+\Delta E_0$ 之间的多维球面上运动.由于测量结果是确定的,因而相应于所测量的微观粒子体系的每一个本征值 k,在多维球面上就有一个相应的子空间 C_k,并且此子空间可以有某种运动积分(亦即微粒子系统在仪器上的宏观的表示值)来表征.在子空间 C_k 内的状态将由 S 维的基矢$\{\Omega_{k\nu}\}$来表示,其中 ν 代表着子空间 C_k 内除运动积分以外的其他某些可变的宏观变量,而 $i=1,2,\cdots S_k$.这样,在各个不同的子空间 C_k 的集合($k=0,1,\cdots n$)内,各不同的 C_k 将以一定的选择法则而相互禁戒.于是,在没有外界条件的干扰下,测量系统从宏观来讲要趋于某一平衡态,从微观来讲,只能以遵循量子力学规律的方式在某一子空间内运动.一般地说,测量仪器的任一状态 Ψ,应是由 $C_0,C_1\cdots C_k\cdots C_n$ 空间的基矢$\{\Omega_{0\nu}\}$,$\{\Omega_{1\nu}\}$,$\{\Omega_{i\nu}\}$,$\cdots\{\Omega_{k\nu}\}\cdots\{\Omega_{n\nu}\}$的集合来表示,但由于选择法则禁戒的原因,实际的状态只能在某一子空间内有投影,而在其他子空间内的投影为零,因而有

$$\sum_{\nu=1}^{s_k}|\Omega_{k\nu}\Psi|^2=1.$$

在任一子空间 C_k 内有相当大的状态数以及相应的维数相应于宏观的平衡状态，即 C_{ke_k}（其中 e_k 的指标意味着平衡态），C_{ke_k} 的维数 S_{ke_k} 将大大超过 $C_{k\nu}$（当 $\nu\neq e_k$）. 如果测量系统的始态是处在子空间的某一平衡状态（实际是某一亚稳的平衡状态）C_{0e_0} 上，那么在微观粒子的作用下，宏观测量仪器将跃迁到另一子空间 C_k 的某一态上. 由于在这一子空间系统 C_k 内，所有可能存在的状态将是各态历经的，因而在测量以后，仪器就将最终趋向于某一宏观的平衡态 C_{ke_k} 上.

在应用 D-L-P 理论所定义的“仪器”和微观粒子发生相互作用后，可以发现在相干项上将会乘上一个仅和“仪器”的变量有关的但差不多为零的因子（亦即是和非平衡态相应的态数除以总态数），而在非相干项上都乘以一个近似为 1 的因子（亦即和平衡态相对应的态数除以总态数）. 因此，当粒子和仪器相互作用后，干涉项将不再出现，这里并不需要仪器 Ⅱ，更不需要“抽象的自我”. 至于波包的扁缩现象都是在宏观测量仪器和微观粒子体系相互作用时发生的[4].

七、对 D-L-P 理论的反应及批评

自 D-L-P 理论出现以后，由于这一理论所具有的深刻的唯物主义性质，立即受到一些理论工作者的支持，其中包括坂田昌一教授和武谷三男教授[5]. 苏联的布洛欣采夫教授在 1963 年 9 期的《哲学问题》杂志上也写了一篇支持类似观点的文章，布洛欣采夫还给了一个具体的例子来说明类似的机制. 但是，强有力的支持却是来自哥本哈根学派中的重要成员罗森菲尔特（L. Rosemfeld）教授. 他先后在“*Prog. Theor. Phys.*”，“*Phys. Today*”，以及“*Nucl. Phys.*”上写了好几篇文章，讨论量子力学测量问题并且支持格林以及 D-L-P 理论创立者的观点[6]. 由于罗森菲尔特在学术界里的地位（他曾和玻尔教授合作写过讨论量子场论中测不准关系的一些文章，又常以哥本哈根学派中的发言人的身份出现），因而 D-L-P 理论就取得较多人的支持，如著名的普利高津教授在中国的一次演讲中，就表示他赞成朗格等人的观点. 当然，D-L-P 理论所以得到不少人的支持，更重要的是因为这一理论确实反映了量子测量过程中的一些重要特点. 但是，正如一切有价值的理论一样，D-L-P 理论也受到了来自不同观点的批评. 其中比较重要的是阿玛蒂（E. Amaldi）的批评，他指出，探测器的描述不应局限于热力学的亚稳体系，对云雾室、泡室、乳胶等，诚然是热力学上的亚稳体系，但是像火花室、闪烁计数器、光电倍增管、切伦柯夫计数器等，就很难认为是热力学的不稳定的体系了. 对于这一批评，D-L-P 理论的建立者表示接受，但认为他们的理论并不局限于热力学的亚稳状态，只要相应于统计力学上的更为普遍的亚稳状态就行了. 为此，在 D-L-P 理论中又进一步引入了量子的玻耳兹曼方程，即马斯特方程（Master Equation）来讨论这一问题[7]，但在实质性的问题上，并没有什么不同的地方. 实际上，在 D-L-P 理论中，干涉项消失的原因其实不在于仪器亚稳状态，而在于宏观系统达到平衡状态以前，干涉项就已经消失了. 亚稳状态不过起了一种放大的作用，使微弱的微观信号得以用宏观物理量表现出来而已. D-L-P 理论的实质，就在于所选择的测量仪器必须能将微粒子的本征值区别出来. 至于放大机制，可以用由亚稳状态向稳定状态过渡，也可以用其他放大信号的方法，布洛欣采夫就用一个放在尖峰上的小而重的球来实现这一放大机制.

对于 D-L-P 理论还有很多人从各种不同角度提出批评. 但正如 D-L-P 在“*Nucl. Phys.*”上的两篇文章中所讨论的[7,8]，所有这些批评或者是出于对他们理论的误解或是不正确的. 对于这些讨论，本文不作介绍，有兴趣同志们可参阅有关文献.

八、D-L-P 理论和爱因斯坦、波多尔斯基、罗森佯谬(以下简称 EPR 佯谬)

量子力学中另一有争议问题是爱因斯坦、波多尔斯基、(B. Podolsky)和罗森(N. Rosen)的佯谬[9]. 这一佯谬涉及量子力学是否完备,是否遵循定域性准则等原则问题,或者说量子力学是否存在着隐参数,是不是破坏微观因果律. 由于这一"佯谬"涉及到的问题是如此重要的基本,以致于物理学中两位极重要的物理学家——爱因斯坦和玻尔都卷入并领导了这一争论,先后历时达数十年,至今仍然不衰. 近年来由于实验有利于量子力学而不利于贝尔不等式[10],于是量子力学是否不满足微观因果律的问题,就更为尖锐和突出. 本来在探讨测量问题的论文里是不一定非要涉及这一问题,但是笔者最近重新研讨了 D-L-P 理论,感到似乎 EPR 佯谬的问题有可能在应用 D-L-P 理论后而获得解决. 这一点新的看法尚未见到前人在文献中讨论过,因而我们将在本节里进行某些论述.

现在先扼要地介绍一下 EPR 佯谬. EPR 考虑一个由两个粒子组成的复合系统作反向飞行. 如果这一双粒子系统的始态动量 $\boldsymbol{p}=0$(这并不丢失一般性),那么在两个粒子发生相互作用并分开后,按照动量守恒定律,必定有 $\boldsymbol{p}_1=-\boldsymbol{p}_2$,但并不十分清楚 $\boldsymbol{p}_1$ 和 $\boldsymbol{p}_2$ 的方向和它们的绝对值. 当人们用某一探测器测量了其中的粒子 1,得到 $\boldsymbol{p}_1=+\boldsymbol{a}$ 以后,那么按照量子力学(量子力学是满足动量守恒定律的),粒子必将处在 $\boldsymbol{p}_2=-\boldsymbol{a}$ 的状态上,但问题是,在量子系统的测量过程中,有一个波包扁缩的现象,探测器将从某个描述粒子 1 的波包 $\Psi_1(X_1)$ 中"挑选"出动量为 $\boldsymbol{p}_1=\boldsymbol{a}_1$ 的平面波;而按照量子力学传统观念,这一"谱分析"的过程是仪器和波包间某种"不可控制的相互作用"的结果,在这种"不可控制相互作用"影响下,可能有 $\boldsymbol{p}_1=\boldsymbol{a}$,也可能有 $\boldsymbol{p}_1=\boldsymbol{b}$ 等等. 但令人惊奇的是:只要探测器测量出 $\boldsymbol{p}_1=\boldsymbol{a}$,那么就必然有 $\boldsymbol{p}_2=-\boldsymbol{a}$,即不论是否对粒子 2 的波包 $\Psi_2(X_2)$ 进行测量都应该有这一数值! 这也就是说,当人们对波包 $\Psi_1(X_1)$ 进行测量并发生波包扁缩以后,描述粒子 2 的波包 $\Psi_2(X_2)$ 也将自动发生扁缩现象! 那么请问这一现象的产生的机制何在? 它们是以瞬时(即以超光速)的间隔即发生这样的现象,还是按照狭义相对论最多以光速来传播? 要知道这是一个相当普遍存在的现象. 例如,在北京正负电子对撞机上,人们将每天都观察到类似现象. 为什么测量所引起的波包的扁缩,却自动地保证着动量的守恒! 爱因斯坦等人在深入地分析了这一问题以后,得出结论:(1)或者量子力学的描述不完备;(2)或者量子力学不满足"定域性"的准则. 爱因斯坦是倾向于物理现象必须满足"定域性"准则(也就是不能有超光速的物理量的传递)的,因而他认为量子力学不是完备的理论. 由于爱因斯坦这个卓越的分析,相应地引起了许多人来探求关于量子力学的"隐参数"的理论.

爱因斯坦等人对于量子力学所提出的"质疑"的确引起了很大的震动,以致于量子力学创始人之一的玻尔教授不得不出面回答这一疑难. 1935 年,玻尔在《物理评论》上写了一篇短文[11],大意是,如果两个局部体系 1 和 2 形成一个总体系,那么这一总体系将由两个局部体系 1 和 2 所形成的波函数 $\Psi(1,2)$ 所描述. 在这种情况下,就没有理由说,这分别加以考察的局部体系 1 和 2 是某种互不相干的独立的实在. 即使这两个局部体系在某个被考察的特定时间内在空间上是分离的,也不能认为是两个互不相干的局部的实在. 因此,从量子力学的观点来看:对于子系统 1 的测量将不会影响到子系统 2. 这样的想法在量子力学的框架内是没有根据的,而且是不能接受的. 实际上,玻尔并没有真正反对爱因斯坦等人所提出的"佯谬",而只是回答说量子力学可以不一定满足定域性的原则,但是量子力学的描述已经是完备了. 这也就是说,答案应该选择(1)而不是选择(2).

那么究竟谁的意见更正确一些呢? 只能是由实验来检验. 1970 年,贝尔(J. Bell)进一步发展了爱因斯坦等人的思想[10]. 贝尔认为,对

于相互远离的两个粒子的第一个粒子的某种性质进行测量后，便能预先决定对第二个粒子的同一性质的测量结果；这表明双粒子系统中存在一定的关联性，并且可能用“隐参数”来加以说明. 为此，贝尔提出了一个适用于任何“定域”的隐变量理论的一个不等式，这一不等式对于对粒子体系的关联所预言的结果将和量子力学所预言的结果大不相同，从而可以从实验上判断那一种理论更为正确！

现在我们较具体地介绍一下贝尔不等式. 先从量子力学的角度，探讨一个具体问题——自旋关联. 假设存在一个由两个自旋为 1/2 的粒子 A 和 B 所组成的一个总自旋为零的复合系统，令 A_a 是对粒子 A 并沿单位矢量 $\boldsymbol{a}$ 方向测得的自旋分量的结果，令 B_b 是对粒子 B 并沿单位矢量 $\boldsymbol{b}$ 方向测得的自旋分量的结果. 按照量子力学，容易写出这一沿方向 $\boldsymbol{a}$ 和 $\boldsymbol{b}$ 的自旋分量的算符将是 $\frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma}_A \cdot \boldsymbol{a}$ 和 $\frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma}_B \cdot \boldsymbol{b}$. 这里的 $\frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma}_A$ 和 $\frac{1}{2}\boldsymbol{\sigma}_B$ 即是由泡利矩阵所表示的粒了 A 和 B 的自旋算符，而它们在单位矢量 $\boldsymbol{a}$ 和 $\boldsymbol{b}$ 上的投影，即它们的自旋分量，对于自旋关联函数 $E(\boldsymbol{a},\boldsymbol{b})$ 将定义为 A_a 和 B_b 的乘积的平均值，亦即有

$$E(\boldsymbol{a},\boldsymbol{b}) \equiv 4 \cdot \overline{A_a B_b}. \tag{8.1}$$

这里乘上一个不重要的因子 4 是为了便于“扫一”，$A_a \cdot B_b$ 之上的横线意味着要对不同测量结果的 A_a 和 B_b 的乘积求统计平均值. 按照量子力学，容易写出

$$\overline{A_a \cdot B_b} = \frac{1}{4}\langle 0^+ | \boldsymbol{\sigma}_A \cdot \boldsymbol{a} \boldsymbol{\sigma}_B \cdot \boldsymbol{b} | 0^+ \rangle, \tag{8.2}$$

其中 $|0^+\rangle$ 代表总自旋为零，由自旋量 $\frac{1}{2}$ 的粒子 A 和 B 所组成的自旋波函数，亦即有

$$|0^+\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[\Psi_{+\frac{1}{2}}(A)\Psi_{-\frac{1}{2}}(B) - \Psi_{-\frac{1}{2}}(A)\Psi_{+\frac{1}{2}}(B)\right], \tag{8.3}$$

而 $\langle 0^+|$ 则是 $|0^+\rangle$ 的共轭波函数，将(8.3)式代入(8.2)式，按照泡里矩阵的运算规则，将能算出

$$E(\boldsymbol{a},\boldsymbol{b}) \equiv 4 \cdot \overline{A_a \cdot B_b} = -\boldsymbol{a} \cdot \boldsymbol{b}. \tag{8.4}$$

(8.4)式有明显的物理意义，亦即如果有 $\boldsymbol{a}=\boldsymbol{b}$，那么对同一方向上自旋投影的测量结果的关联函数 $E(\boldsymbol{a},\boldsymbol{b})=-1$，亦即它们是“负关联”.

但是，从贝尔的定域的隐变量的量子力学出发，将能给出

$$|E(\boldsymbol{a},\boldsymbol{b}) - E(\boldsymbol{a},\boldsymbol{c})| \leqslant 1 + E(\boldsymbol{b},\boldsymbol{c}). \tag{8.5}$$

这是涉及三个方向 $\boldsymbol{a},\boldsymbol{b},\boldsymbol{c}$ 的自旋分量的测量，而(8.4)式却只有两个方向. 但如果令 $\boldsymbol{a}=\boldsymbol{b}=\boldsymbol{c}=\boldsymbol{n}$，那么贝尔不等式就为

$$E(\boldsymbol{n},\boldsymbol{n}) \geqslant -1 \tag{8.6}$$

即和量子力学的结果完全一样？但如果涉及三个方向的测量，如 $\boldsymbol{a}$ 和 $\boldsymbol{b}$，$\boldsymbol{b}$ 和 $\boldsymbol{c}$ 的夹角是 60°，而 $\boldsymbol{a}$ 和 $\boldsymbol{c}$ 夹角是 120°时，那么按照量子力学就有 $E(\boldsymbol{a},\boldsymbol{b})=E(\boldsymbol{b},\boldsymbol{c})=\frac{1}{2}$，$E(\boldsymbol{a},\boldsymbol{c})=-\frac{1}{2}$，进一步再代入(8.5)式，显然就有

$$\left|\frac{1}{2}+\frac{1}{2}\right| \leqslant 1-\frac{1}{2},$$

也就是

$$1 \leqslant \frac{1}{2}!!! \tag{8.7}$$

由此可看出，量子力学的自旋关联显然和贝尔不等式相矛盾.

从 1972—1982 年，先后有 12 组人进行了不同的实验(包括吴健雄教授所做的实验)，结果有 10 个实验和量子力学相一致，只有两个实验支持或比较支持贝尔不等式. 这样一来，问题就变得十分尖锐，量子力学将违反定域性，即和狭义相对论的“因果性”的要求相冲突！

我们认为，量子力学是否满足定域性的问题或许可由格林或 D-L-P 的测量理论来回答. 在本文的第二节中，曾经提到一种对波包扁缩的解释，也就是要区别概率的预测和概率的实现这两种不同的情况. 例如掷骰子，出现 1,2…的概率都是 1/6，但是当骰子落在桌面上以后得到的数字是 2，这一概率的预测就还原为确定的结果，也就是发生了波包的扁缩. 对于

EPR 所讨论的问题，人们完全可以设想是在投掷一种特殊的骰子，这一骰子的每一面上都有两组由 1，2，…6 所组成的花纹，使得每一面上花纹总数都是 7（亦即 1＋6＝7，2＋5＝7，…等），但是在形式上却使得其中的一组隐藏起来；在这种特殊的骰子的表面上，看到的仅是 1，2，…6. 当骰子接触到桌子以后，虽然只看到表面的数字为 2，但立刻可以知道那一隐藏的或将要显示出的数字是 5. 因为 2 和 5 是强烈地关联在一起的，而且这种关联是预先给定的，并不是由于“2”才引起“5”那样由“因果”联系所

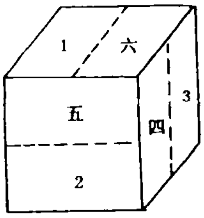

图 1

决定的（见图 1）. 可是，正如我们在上面曾指出的，古典概率论中讨论的概率和量子力学中的概率在观念上是不相同的. 某个量子状态 $\varphi(X)$ 在测量前是

$$\Psi(X) = \Psi_A(X) + \Psi_B(X), \quad (8.8)$$

也就是 A 和 B 状态的叠加，即它即处在状态 A，又处在状态 B，用英文的术语说，是处在“both”$\Psi_A(X)$“and”$\Psi_B(X)$，但在测量后，$\Psi(X)$就成为或是在 $\Psi_A(X)$或是在 $\Psi_B(X)$，用英文的术语可表示为“either”和“or”. 在量子力学中的波包扁缩将不同于古典概率中的波包扁缩，因为确有一个如何由“and”向“or”过渡的问题，这一过渡要在粒子体系和仪器相互作用以后才能实现！不能由于认识而使得干涉项消失，所以相应量子波包扁缩的问题也就不能用古典概率论中的波包扁缩来加以解释.

但是，在有了格林和 D-L-P 的测量理论以后，就需要重新考虑一下以上被抛弃了的“解释”了. 格林和 D-L-P 的理论的一个特点，那就是粒子体系在和探测器发生作用以后，并不引进某种任意的相因子，而只是从某个由多种组成分叠加而成的波包之中，“挑选”出和测量值相应的分量，它即可以“挑选”出状态 A，也可以是状态 B，当然是以一定的概率来实现这种“挑选”. 至于干涉项的消失却是由于在微粒子的体系上的相干的波函数乘上一个由仪器本身的性能所给出的一个极小的数字或等于零.

所以，在量子力学测量过程中，“仪器”将能和古典的桌子一样地由骰子的概率中“挑选出某一数字“2”，从量子力学的“波包”中“挑选”出“扁缩”后的状态，并能使“相干项”的贡献极小或为零. 不满足或不具备这种性能的宏观系统，就不构成量子测量过程中的“仪器”. 为什么会产生 EPR 佯谬？重要的原因是由于在双粒子态的波函数 $\Psi(X_1, X_2)$ 中，只存在着 $p_1 = p_2$ 的那些分量. 所以，当“仪器”挑选出 $p_1 = p_2$ 的分量时，也就自动地得到 $p_2 = -a$. 这正如上面提出那个满足特殊限制条件，（1＋六＝7，2＋五＝7，…）的骰子一样，所以不同的，对于量子系统，人们需要用到满足 D-L-P 理论的性能的探测器，而对于骰子，只要有略为平整一些的桌子，就足以将骰子上的花纹区分出来. 在粒子 1 和粒子 2 之间当然存在着关联，但这不是由对粒子 1 的测量而导致粒子 2 的本征态的这种关联，而是粒子 1 和粒子 2 之间存在着某种相互作用决定了有 $p_1 = -p_2$ 的这种关联，或者如（8.3）式中的波函数中的 $-\frac{1}{2}$ 的分量总是和 $-\frac{1}{2}$ 的分量相联系在一起. 显然，这种预先就决定了的（即在测量前就决定了的）关联是一点也不破坏因果律，是并不违反狭义相对论的要求的.

其实这里探讨的一种“可能”只不过是玻尔回答的一种扩充，即认为这两个粒子即使在空间上已是分离的，但并不能因此就认为它们是互不相关的物理的实在，因为这两个粒子在测量前，由于它们之间的相互作用，使它们必须满足 $p_1 = -p_2$，或 $E(\boldsymbol{a}, \boldsymbol{b}) = -\boldsymbol{a} \cdot \boldsymbol{b}$，但是由于玻尔把测量过程解释为粒子和仪器相互作用的结果，因而要引进某个不确定的或随机的相因子，这样就很难设想这一随机的相因子怎样能“传播”到粒子 2. 要知道，粒子 1 和粒子 2 间的距离原则上可以取一个很大的值，如 5 光年. 但是

在格林探测器中，在D-L-P理论里，都不存在类似的困难.

我感到，D-L-P理论可用来解释EPR佯谬，这正是这一理论的非常重要的优点.

怎样来看待玻尔和爱因斯坦的争论？我的回答是：在哲学上，爱因斯坦的看法是坚持了唯物主义，但是在物理上，那就是玻尔的看法要较为正确一些了. 在EPR佯谬里，这似乎是一个难以解决的"佯谬"，但有了格林探测器，有了D-L-P理论，EPR"佯谬"也只是某种佯谬而已！

九、D-L-P测量理论与量子力学哲学问题

自从量子力学诞生以后，就一直伴随着激烈的争论. 这里既有物理学上的分歧，也有哲学上的分歧，还有一些分歧是介乎二者之间的，如对它的物理概念、物理内容、物理图像的解释等. 参与争论有许多大科学家，大哲学家，还有正在学习量子力学的学生. 正如恩格斯所说的那样，随着自然科学的发展，唯物主义也将表现为新的形式. 既然D-L-P的测量理论取得了一定的成功，显然将不得不影响到许多哲学问题的看法. 这里面最基本的而且是最重要的，是主体和客体的相互关系问题. 譬如说，是否存在着不依赖于观察者的独立的宇宙？什么是物理的实在，怎样来理解物理的实在？或者用爱因斯坦向派斯(A. Pais)教授提出的问题：你究竟相信不相信，月亮只在我看着它的时候才存在[11]？在历史上以及在现在，一直有很多人对这些问题做出唯心主义的回答，其原因之一就在于实验已"证明"了量子力学过程的完成必须有观察者的参加. 而从D-L-P理论来看，这种看法并没有真正的科学上的根据. 另一类哲学问题是要求重新审查现有的建立在定域性基础上的时间、空间、物质属性和因果性等概念，因为实验已"证明"了建立在定域原理基础上的贝尔不等式是错误的. 可是，从我们这里所进行的分析来看，这种看法也还缺乏足够充足的科学上的根据. 鉴于国内外有很多讨论这些问题的文章，但却很少或几乎没有从量子测量理论的新发展——D-L-P理论出发，来审查他们所探讨或提出的一些论点，因此我们才作上述介绍.

[1] J. Von Neumann, Mathematical Foundation of Quantum Mechanics, Princton, N. J., (1955), Chap Ⅵ.

[2] W. Heisenberg, The Principles of Quantum Theory, University of Chicago Press, (1930).

[3] H. S. Green, *Nuovo. Cim*, **9**(1958), 880.

[4] A. Daneri et al., *Nucl. Phys.*, **33**(1962), 297.

[5] 坂田昌一，科学(日文期刊)，2月号(1959). 武谷三男，科学(日文期刊)，3月号(1964).

[6] L. Rosenfeld, *Phys. Today*, **16**-10(1963), 45; *Supplement to Progress of Theor. Phys.* (1965), 222; *Nucl. Phys.* **A108**(1968), 241.

[7] A. Daneri et al., *IL Nuovo. Cim.*, **44B**(1966), 119.

[8] A. Loinger, *Nucl. Phys.*, **A108**(1968), 245.

[9] A. Einstein et al., *Phys. Rev.*, **47**(1935), 777.

[10] J. S. Bell, Proc. Inter. School of Phys. Enrico Fermi, Course 49, Foundations of Quantcim Mcchcmics, (1970), 178.

[11] A. Pais, *Rev. Mod. Phys.*, **51**(1979), 363.

空间γ射线谱(Ⅱ)

方正知

(中国科学院空间科学中心，北京 100080)

2. γ射线谱的功用

(1)耀斑中粒子相互作用模型的推断

太阳耀斑中粒子相互作用模型有厚靶模型和薄靶模型两种. 这里的厚靶和薄靶与核物理、粒子碰撞物理中的厚、薄靶的含义有相似之处，这就是厚靶粒子经相互作用后全被吸收，而薄