引入了一个新物理量"压缩度"对应于温度.但是温度计早就成为日常生活用品,而测量密堆度的仪器却至今没有问世!直观上我们不难发现,堆积体越松散,越容易挤压,也就具有更高的压缩程度.如果给定压缩度,那么堆积体会缩小它的总体积,以达到最紧密的堆积方式.这种理论为解释RCP中神奇的体积分数64%提供了一种视角,但其前提在于非平衡堵塞态系统可以照搬平衡态统计力学中的物理概念.也许只有时间能够告诉我们到底哪个理论能坚持到最后.

参考文献

[1] Mehta A,Barker G,Luck J M. Physics Today,2009,(5):40

[2] Bernal J D,Mason J. Nature,1960,188:910

[3] Clusel M *et al*. Nature,2009,460:611

[4] Krim J,Behringer B. Physics Today,2010,(9):66

(中科院物理研究所 张因、厚美瑛编译自Physics Today,2010,(11):64)

时间对称的量子理论

2010年11月出版的《Physics Today》杂志上,刊登了Aharonov,Popescu和Tollaksen等3人撰写的综述性论文[1],概述了Aharonov等人自1964年以来在与测量有关的量子问题方面完成的一系列工作[2—16].

在经典力学中,我们如果知道了一个孤立系统在某个初始时刻的状态和它的哈密顿量,就可以由此得出这个体系在此后演化过程中每时每刻的所有信息.演化过程中对体系进行的测量并不会给我们带来任何新东西,因为这些测量的结果,都可以从初始状态出发被预测出来.在量子力学中,情况就完全不同了.这时,即便我们完全知道体系在t_0时刻的波函数$|\Psi\rangle$,以及所有时刻上的哈密顿量,也不能预测在此后某个时刻t_1的测量结果.我们只能算出每个可能的结果出现的概率,却无法确切知道在一次具体的测量中究竟会得到哪一个结果.从这个角度上讲,t_1时刻的测量给我们带来了一些新的信息.

当然,以上这些在1964年以前就已经是众所周知的事实了.而Aharonov等人工作的新颖之处在于,它提供了一个方法,能让t_1时刻的测量结果不仅能影响该时刻之后的演化,而且能影响t_1时刻之前的事情.

我们考虑一个由众多粒子组成的大系综.假设在t_0时刻每个粒子都被制备在一个相同的量子态$|\Psi\rangle$上面.在t_0和t_1之间的某个时刻t,我们对每个粒子进行一次测量,而在最终的时刻t_1,我们对每个粒子再进行一次测量.这样,当所有这些步骤进行完之后,我们就可以按照t_1时刻的测量结果来把这个大系综划分成若干个子系综.每个子系综都由那些在t_1时刻的测量中给出相同结果的粒子组成.我们称这种子系综为"事前事后共同选择的系综"1).这时候,在每一个不同的事前事后共同选择的子系综中,t时刻的测量结果的分布一般是不同的.同时,t时刻的测量结果在这些子系综中的分布,也和在整个大系综中的分布不同.因而从这个角度讲,t时刻的测量结果不仅依赖于早先的t_0时刻发生的事情,也依赖于此后的t_1时刻发生的事情.

读者或许会认为,这类讨论本质上并无新意.的确,在经典世界中,这类"事前事后共同选择的系综"并不新奇.比如当一束粒子被一个势场散射的时候,我们可以把从特定角度出射的粒子,作为一个事前事后共同选择的子系综.如果粒子的内部状态与它的出射方向相关的话,那么显然,粒子内部状态在这个特定子系综中的分布,将与在所有入射粒子构成的大系综中的分布有所不同.

然而,在这个问题上经典世界和量子世界有本质的不同.在经典世界中,所谓的"事后选择",只是一种为了操作方便而采取的策略而已.因为从原则上讲,我们可以把粒子精确地制备在同一个状态上,它们在散射结束后,也都会精确地从同一个方向出射.真能做到这一点的话,也就没有必要进行事后选择了.然而,在量子世界中,因为我们在原则上就不可能有办法从体系的初始状态预测未来的测量结果,因而事后选择就绝不仅仅是精确的初态制备的一个替代品了.

1988年,Aharonov,D.Albert和L.Vaidman(AAV)三人发表文章[3],2)指出,事前事后共同选择的量子系综有可能给出惊人的结果.为了尽可能地避免t时刻的量子测量对体系量子态的干扰,AAV的方案并非基于严格的投影测量,而是基于一种所谓的"弱测量".这类弱测量对体系的量子态的扰动十分微小,作为代价,对单个粒子进行的弱测量并不精确.然而,如果我们对N个粒子逐一进行测量,然后把测量结果求和,那么这个结果之和的涨落,就只有$\sqrt{N}$的量级,而相对涨落只有$1/\sqrt{N}$的量级.

现在我们考虑一个由N个自旋为1/2的粒子组成的,事先事后共同选择的系综.我们假设在t_0时刻,这N个粒子都被制备在z方向自旋为+1/2的状态,在t时刻,这N个粒子经历了一次"弱测量",而在t_1时刻,这N个粒子的x方向的自旋经受了理想的量子投影测量,并且都给出了结果+1/2 3).在这些假

1) 在本文中,我们主要研究t时刻的测量结果在这类子系综中的分布.由于这些子系综的粒子,是由t时刻之前(t_0时刻)的初态制备和t时刻之后(t_1时刻)的测量结果共同确定的,故称子系综为"事前事后共同选择的系综".相应地,我们称只由初态制备确定的整个大系综为"事前选择的系综"——译者注

2) 如果读者有兴趣对本文的内容作深入了解,那么很有必要仔细阅读文献[3].该文献对弱测量的概念进行了详尽而又严格的阐述,而这一概念是本文主要结论的基石——译者注

3) 在具体的实验中,可以在t_0时刻制备更多的粒子,在整个过程结束后,挑出N个在t_1时刻给出x方向自旋为+1/2的粒子组成这个系综——译者注

设下，如果这 N 个粒子在 t 时刻受到的“弱测量”是针对 z 或者 x 方向自旋进行的，那么初态制备和 t_1 时刻量子测量的信息告诉我们，这 N 个粒子的弱测量的结果总和必然是 $N/2\pm\sqrt{N}$[4)]．现在我们考虑另一个情况，就是说，t 时刻的弱测量是针对和 x 轴与 z 轴均夹 $\pi/4$ 角的方向的自旋进行的．从算符上说，这个方向的自旋是 x 方向自旋与 z 方向自旋之和的 $1/\sqrt{2}$ 倍．由于 t 时刻的测量是弱测量，对体系的扰动极其微小，因而 N 个粒子的结果总和几乎不受不同方向自旋算符之间不对易这件事情的影响．这样，算符之间的关系放到 N 个粒子的弱测量的结果总和上，也是成立的．于是我们就知道，如果 t 时刻的弱测量是对上述 $\pi/4$ 方向的自旋进行的，那么 N 个粒子的测量结果总和将是 $\sqrt{2}N/2$．然而，N 个自旋为 $1/2$ 的粒子，其总自旋在任何方向上的投影，最大的本征值都是 $N/2$．因而在刚才这个事先事后共同选择的系综中，t 时刻对 $\pi/4$ 方向总自旋的弱测量给出的结果，是其最大本征值的 $\sqrt{2}$ 倍．

上述惊人的结果，其实是由弱测量的非理想性造成的．如前所述，弱测量对体系的扰动很小，而为此付出的代价是，弱测量总会有一定的概率得到错误的，甚至完全在被测力学量本征值范围之外的结果．而前面的例子，其实是说，如果这 N 个粒子在 t_1 时刻对 x 方向自旋的理想测量中，都给出了 $+1/2$ 的结果，那么它们在这之前的 t 时刻所做的对 $\pi/4$ 方向自旋的弱测量的结果，会不约而同地有很多都偏离了自旋本征值的范围，以致于结果的总和总是落在 $\sqrt{2}N/2$ 这样一个远大于总自旋最大本征值的地方．

这个结果有比较深刻的含义，因为它与弱测量的具体形式无关．在这样一个事先事后共同选择的系综中，任何弱测量都会有类似的结果．事实上，如果一个事先事后共同选择的系综，在 t_0 时刻 N 个粒子都被制备在量子态 $|\Psi\rangle$，在 t 时刻经历了对单粒子力学量 A 的弱测量，在 t_1 时刻的理想投影测量中给出了结果 $|\Phi\rangle$，那么，这个系综中粒子在 t 时刻的测量结果总和再除以 N，将是 $A_W=\langle\Phi|A|\Psi\rangle/\langle\Phi|\Psi\rangle$[3]．这样一来，如果 $\langle\Phi|\Psi\rangle$ 足够小的话，A_W 就很容易超出算符 A 的本征值的范围．根据这个公式，除了上面那个自旋的例子之外，我们还可以在事先事后共同选择的系综中构造很多类似的例子．比如，我们考虑这样一个系综，其中每个粒子在 t_0 时刻的初态都是 $|\Psi\rangle=(|1\rangle+|2\rangle+|3\rangle)/\sqrt{3}$，而 t_1 时刻的测量结果都是 $|\Phi\rangle=(|1\rangle+|2\rangle-|3\rangle)/\sqrt{3}$，那么，如果 t 时刻的弱测量是针对每态上的粒子数进行的，我们将发现，态 $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 上的粒子数都是 N，而态 $|3\rangle$ 上的粒子数竟然是不可思议的 $-N$[5]．另一个例子是，如果一个系综中的粒子，t_0 时刻都被制备在一个一维有限深方势阱的束缚态上面，而在 t_1 时刻对粒子位置的测量中，这些粒子给出的结果都在阱外，那么在 t 时刻对这些粒子动能的测量结果的平均值将是一个负数[6]．这个结果显然也在动能算符的本征值范围之外．

弱测量的概念提出之后，这方面的预言相继被一系列实验证实．1991 年，Ritchie 及其合作者[7]观测到了前面说的“不可能的超大自旋”效应．两年前，Suter 及其合作者[8]在核磁共振中实现了所谓“时间转换机”[9]，也就是在不了解一个自旋体系的初态或者演化信息的情况下，把这个体系还原到初态上去．2009 年，关于负光子数的预言(Hardy 佯谬[10])也被两个小组在实验上实现[11,12]．最近这方面的进展还涉及到利用弱测量做信号放大的问题．事实上，我们刚才说的巨大自旋的效应，也可以理解为在事前事后共同选择的系综中，测量得到的信号被放大了．2008 年，Hosten O 和 Kwiat P 利用这个技术将激光光束的位移放大了几万倍，从而验证了光场中的 Hall 效应．去年，Dixon B 及其合作者在 Sagnac 环形干涉仪中观测到了镜子 10fm 量级的移动．

在理论方面，尽管所有基于事前事后共同选择的系综和弱测量的效应，都可以在传统的量子力学的框架内得到解释，然而，这样的解释显得很复杂．Aharonov 等人发展了一套新的，但是与传统方法完全等价的量子理论框架[5,15,16]．在这套框架中，用两个波函数来描述同一个基于事前事后共同选择的实验．这两个波函数中，一个由事前选择确定，并且顺着时间传播，另一个由事后选择确定，并且逆着时间传播．传统框架中的量子态的时间演化和测量的效应，在这里则是用两种传播方式量子态之间的关联来描述．这套新框架和传统的框架是等价的，但是在未来，当我们需要把量子力学和一些新物理进行接轨时，这套框架可能会比较好用．

参考文献

[1] Aharonov Y，Popescu S，Tollaksen J．Physics Today，2010，(11)：27
[2] Aharonov Y，Bergmann P G，Lebowitz J L．Phys．Rev．，1964，134：B1410
[3] Aharonov Y，Albert D，Vaidman L．Phys．Rev．Lett．，1988，60：1351
[4] Aharonov Y，Popescu S，Rohrlich D．Tel Aviv University preprint TAUP 184790，1990；Berry M V，Popescu S．J．Phys．A，2006，39：6965
[5] Aharonov Y，Vaidman L．J．Phys．A，1991，24：2315
[6] Aharonov Y，Popescu S，Rohrlich D *et al*．Phys．Rev．A，1993，48：4084
[7] Ritchie N W M，Story J G，Hulet R G．Phys．Rev．Lett．，1991，66：1107
[8] Suter D，Ernst M，Ernst R R．Mol．Phys．，1993，78：95
[9] Aharonov Y，Anandan J，Popescu S *et al*．Phys．Rev．Lett．，1990，64：2965
[10] Hardy L．Phys．Rev．Lett．，1992，68：2981；Aharonov Y *et al*．Phys．Lett．A，2002，301：130
[11] Lundeen J S，Steinberg A M．Phys．Rev．Lett．，2009，102：020404
[12] Yokota K，Yamamoto T，Koashi M *et al*．New J．Phys．，2009，11：033011
[13] Hosten O，Kwiat P．Science，2008，319：787
[14] Dixon P B，Starling D J，Jordan A N *et al*．Phys．Rev．Lett．，2009，102：173601
[15] Aharonov Y，Vaidman L．Phys．Rev．A，2002，41：11
[16] Aharonov Y，Popescu S，Tollaksen J *et al*．Phys．Rev．A，2009，79：052110

(中国人民大学物理系张艽编译自 Physics Today，2010，(11)：27)

4) 原文此处误为 $\sqrt{2}N/2\pm\sqrt{N}$——译者注