中国科学 : 物理学 力学 天文学　　2014 年　第 44 卷　第 9 期 : 879－895
SCIENTIA SINICA Physica, Mechanica & Astronomica　　phys.scichina.com
《中国科学》杂志社
SCIENCE CHINA PRESS

评 述

原子分子体系的引力效应

张保成, 蔡庆宇, 詹明生*

中国科学院武汉物理与数学研究所, 波谱与原子分子国家重点实验室, 武汉 430071
*联系人, mszhan@wipm.ac.cn

收稿日期: 2013-11-13; 接受日期: 2014-04-24; 网络出版日期: 2014-07-31
国家自然科学基金(批准号: 11074283, 11104324, 11374330, 11227803)资助项目

摘要 寻找完整的量子引力理论是目前理论物理中的前沿热点问题之一, 而黑洞热力学和量子干涉仪探测引力效应被认为是正在形成的量子引力理论的两个重要的"实验区". 前者通过将量子概念引入到广义相对论来检验二者如何结合, 特别是量子力学幺正性将在这两个理论的结合中经受严峻考验; 而后者通过量子系统在引力场背景中的演化来试验引力对系统量子属性的影响, 在这一方面广义相对论等效原理在微观粒子领域将接受越来越严格的实验检验. 目前, 原子分子物理实验中出现了类似黑洞辐射的现象, 然而, 这些现象出现的理论机制还不是非常明确, 究竟能否用目前已有的理论解释, 或者还是需要构建新的理论来解释也是不清楚的, 但是无论如何, 这些现象的出现为实验研究量子引力理论打开了一扇窗户. 另一方面, 人们已经使用量子系统测量一些弱引力效应, 这不仅为研究引力对量子系统的影响提供了便利条件, 也为研究二者结合提供了一个好的突破口. 本综述将结合我们近几年的工作, 围绕原子分子体系中的强引力和弱引力效应来介绍和讨论这些问题.

关键词 原子分子体系, 量子引力, 类引力模型, 黑洞辐射, 原子干涉

PACS: 04.60.-m, 04.70.-s, 03.75.Dg

doi: 10.1360/SSPMA-2013-00095

1 引言

量子场论和广义相对论是目前最成功的物理学理论, 它们分别描述了自然界存在的四种基本相互作用, 其中量子场论能够统一强、弱相互作用和电磁相互作用的描述, 而广义相对论则给出了引力的基本描述, 同时还革新了人们对时空的认识. 到目前为止, 还没有发现任何自然现象或实验结果违背了这两个理论中的任何一个. 那么这是不是说明基本理论的构建工作已经完成了呢? 答案是否定的, 原因主要来自以下两个方面.

量子场论的构建不仅要满足量子理论的要求, 还要满足狭义相对论的要求. 而后面两个理论目前的状况是这样的: 量子理论的诞生不仅深化了人们对自然界的认识, 还催生了一系列的物理分支领域(目前几乎所有流行的理论都喜欢在名称中冠上"量子(Quantum)", 甚至许多未来的发展规划都离不开量子理论, 可见其影响之深刻、深远; 狭义相对论自诞生之日起, 针对其理论的基本假设, 例如光速不变原理、洛伦兹变换不变性等的一些实验检验工

引用格式: 张保成, 蔡庆宇, 詹明生. 原子分子体系的引力效应. 中国科学: 物理学 力学 天文学, 2014, 44: 879–895
Zhang B C, Cai Q Y, Zhan M S. Gravitational effects of atomic and molecular systems (in Chinese). Sci Sin-Phys Mech Astron, 2014, 44: 879–895, doi: 10.1360/SSPMA-2013-00095

作一直在进展中, 但是随着实验精度的不断提高, 狭义相对论的检验总是不可避免和广义相对论纠缠在一起, 因此有时候狭义相对论的检验也被当作是广义相对论的最初级的或第一级的检验[1]. 既然量子理论和狭义相对论结合导致了一个重要的理论——量子场论, 那么人们自然会问, 在广义相对论下, 量子理论能否获得新的发展?

广义相对论的构建所需要的基本假设是爱因斯坦基于对以前的物理现实的更为深入的观测和分析而提出来的. 再加上黎曼几何的知识, 我们就能从爱因斯坦的理论中获得一个全新的对时空的或对引力的认识. 广义相对论自诞生之日起其基本假设就一直经受越来越精确的实验检验. 尽管一些有针对性的替代理论(例如Brans-Dick理论, 标量张量理论等)也不断被提出[2], 广义相对论的地位不仅没有受到挑战, 而且似乎越来越稳固. 但是值得提及的是广义相对论的一个重要的推论, 即引力波, 一直还没有被探测到. 之所以会有引力波的预言, 主要是因为广义相对论本质上能够被看做是一个经典的场论, 引力场相互作用的传播需要媒介, 引力波就扮演了这样的角色. 此外我们想要观测的引力波多是由大质量体随时间的变化而产生的, 其传播需要时间. 所有这些都非常类似于电磁相互作用描述中的电磁波, 那么人们自然会问, 广义相对论下的经典引力场能否像电磁场那样拥有量子化描述的理论呢?

于是, 量子引力理论或者说量子理论和广义相对论的结合理论的提出在这两个理论的任何一个的发展中都是十分自然的事情. 这是逻辑上的必然, 如果仅仅是逻辑上的必然, 那么对于是否应该发展量子引力理论就要谨慎了. 实际上, 每一个理论即使在它们自己的领域也不是无所不能的, 例如量子理论能否完备描述测量过程尚存争议; 而广义相对论总是导致时空奇点出现, 对暗物质和暗能量缺乏有效描述, 等等. 而这两个理论的结合更是引发了一些严重的问题, 例如弱引力场的量子描述必然会在某一尺度导致等效原理的破缺, 而强引力场的量子描述的结果被认为可能违背了量子理论的基本原理(例如黑洞辐射违反了量子力学的幺正性). 这些现象的出现一方面似乎在抵触二者的结合, 但是从另外一方面来看, 这又很像20世纪初的"紫外灾难"最终导致量子力学诞生一样, 可能预示着在更基本的尺度上, 必须有一些更基本的原理来主导量子引力理论的构建. 沿着这个思路已经出现了一些重要的理论, 例如超弦理论或M理论, 圈量子引力(Loop Quantum Gravity)等(参考最近的专题[3]).

这样, 量子引力理论的需求同时也是一种能够解决目前理论中自相矛盾的基本理论的需求, 更是对更小尺度(普朗克尺度 10^{-35} m)或更大尺度(宇宙学尺度 460亿光年)的物理知识的需求. 但是不论如何, 物理学作为描述自然界基本规律的一门科学, 其理论的构建必须要满足一些必需的条件, 一个是要经受严格的物理实验或观测的不断检验, 而另一个便是能够恢复已经存在的并且经受了多个实验或观测检验的物理理论, 例如在弱场, 慢运动近似下广义相对论能够过渡到牛顿的引力理论. 综合比较, 原子分子体系恰好满足实验检验量子引力理论的要求. 这是因为, 一方面, 原子分子物理实验已经达到了前所未有的测量精度, 譬如, 实验室中原子钟可以感受到几十厘米甚至十几厘米的引力势场的变化, 这为精密检验量子引力理论提供了可能; 另一方面, 原子分子体系既可以有效实现量子干涉, 又可以有效体现出引力效应. 比原子分子质量更小的粒子虽然量子效应更明显, 但引力效应会下降. 目前, 量子理论和引力结合的一个较为成熟的方面便是一种所谓的半经典理论(弯曲空间的量子场论[4]就是这样的一种半经典理论), 在这种理论中包括两个成熟的现象学——黑洞热力学以及引力诱导的量子干涉, 而这两种现象学都与原子分子光物理产生了一些密切联系, 为在实验室观测量子理论和广义相对论结合的可能情况提供了极为重要的参考. 在这个评述中, 我们将结合我们在这些方面的工作, 简要介绍量子引力在这两个方面可能与原子分子物理产生的联系.

2 类引力模型中的黑洞现象

类引力模型的想法最早来自于Gordon(Klein-Gordon方程的Gordon), 他将电介质(Dielectric Medium)和引力场联系起来[5]. 随后他的想法也获得了一些发展, 特别是声学方面几乎走到实验研究的边

缘[6–8]. 但是这样的想法仅仅停留在相互比照的水平上, 因此没有获得科学界广泛的关注. 1981年Unruh发现可以用流体模拟黑洞辐射现象[9], 从而为这个领域打开了用已知手段探索未知领域的窗口. 下面我们以玻色-爱因斯坦凝聚(Bose-Einstein Condensate)为例简要介绍一下实验室的体系是怎么和黑洞辐射现象联系起来的[10–12].

玻色-爱因斯坦凝聚体可以被看作为受陷于外部势V_{ext}中N个相互作用的玻色子的多体哈密顿的基态. 在零温极限下, 由于原子数目很大以及原子间相互作用足够小, 即使系统被轻微的干扰, 几乎所有的原子还是会呆在一个同样的单粒子量子态$\Psi(x,t)$. Ψ的演化可以用著名的Gross-Pitaevskii方程来描述[13]:

$$\mathrm{i}\hbar\partial_t\Psi=\left(-\frac{\hbar^2}{2m}\bigtriangledown^2+V_{ext}+\frac{4\pi a\hbar^2}{m}|\Psi|^2\right)\Psi, \quad (1)$$

这里 m 是单个原子的质量, a 是散射长度, 并且波函数满足归一化条件 $\frac{1}{N}\int \mathrm{d}^3x|\Psi|^2=1$. 这里我们不关心如何去解Gross-Pitaevskii方程, 我们将集中讨论对凝聚体的一个稳态$\Psi_s(x,t)$进行的小的扰动后, 这个扰动是怎么传播的? 一般的, 这样的扰动服从Bogoliubov系统中关于密度扰动ρ和相位扰动ϕ的两个二阶微分方程[13]. 并且在Thomas-Fermi近似下, 密度扰动和相位扰动可以跟速度联系起来, 即, 局域声速可以表达为$c(x)=\frac{\hbar}{m}\sqrt{4\pi a\rho(x)}$, 作为背景的稳态速度可以表达为$\boldsymbol{v}=\frac{\hbar}{m}\nabla\phi$. 如果我们只关注相位微扰的传播, 那么我们就可以抵消掉密度微扰, 从而得到

$$\partial_\mu\left(\sqrt{-g}g_{\mu\nu}\partial_\nu\phi\right)=0, g=\det g_{\mu\nu}\ . \quad (2)$$

这可以看做是在弯曲时空背景下相位微扰的有效传播方程, 而这个弯曲时空的度规则完全由局域声速c和背景稳态速度$\boldsymbol{v}$所决定[14], 其数学表达式为

$$\left(g_{\mu\nu}\right)=\begin{pmatrix}-\left(c^2-v^2\right) & -\boldsymbol{v}^{\mathrm{T}}\\ -\boldsymbol{v} & \mathbf{1}\end{pmatrix}. \quad (3)$$

这样的一类度规能够包含事件视界(Event Horizon), 例如背景稳态速度随位置变化有一个分布, 在某个位置r_0处有$v=c$并且在这个位置一边有$v>c$而另一边有$v<c$, 这样我们就说在位置r_0处形成了事件视界, 如图1所示. 为了看清这一点, 我们能够很容易把度归$\mathrm{d}s^2=g_{\mu\nu}\mathrm{d}x^\mu\mathrm{d}x^\upsilon$和施瓦兹(Schwarzschild)度规联系起来[9]. 首先在视界附近展开背景速率$v=-c+\alpha(r-r_0)+O((r-r_0)^2)$, 然后使用球坐标系展开, 度规变为

$$\mathrm{d}s^2\backsimeq\frac{\rho}{c}\left(2c\alpha(r-r_0)\mathrm{d}t^2-\frac{\mathrm{d}r^2}{2\alpha(r-r_0)}\right). \quad (4)$$

这个类似于施瓦兹黑洞在视界附近的度规$\mathrm{d}s^2\backsimeq\frac{r-2M}{2M}\mathrm{d}t^2-\frac{2M}{r-2M}\mathrm{d}r^2$, 其中$M$是黑洞的质量.

如果我们进一步对相位微扰ϕ进行二次量子化, 就会发现视界附近会产生正负频的粒子对, 类似黑洞辐射[15,16]. 在适当的条件下, 模拟的黑洞视界附近也会产生辐射, 这种辐射也是热辐射, 其温度可以表示为$T=\frac{\hbar}{2\pi k}\frac{\partial v}{\partial r}|_{r=r_0}$, 而施瓦兹黑洞温度为$T=\frac{\hbar}{2\pi k}\frac{c^3}{4GM}$, 注意后者中的$c$不再是声速而是光速. 到这里, 我们就叙述了玻色-爱因斯坦凝聚体中是怎么出现黑洞现象的.

最后, 对特别重要的一个现象——类霍金辐射的出现, 通常认为一般应该具备如下的条件: 稳定的背景体系, 形成类事件视界, 负频模式的出现, 以及辐射谱的随机性, 这四个条件是缺一不可的, 例如, 如果背景体系不稳定, 形成的时空度归很有可能是类似宇宙的, 更详细的分析可以参考文献 [17–19]. 最

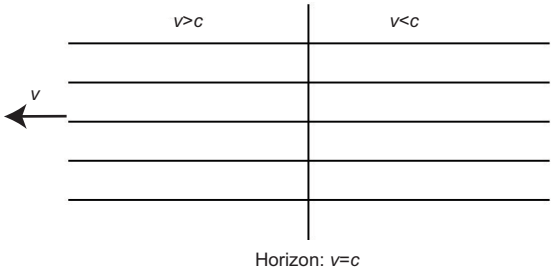

图 1 类黑洞示意图. 图左部分是超音速区, 右部分是亚音速区域, 这两个区域的连接处形成视界

Figure 1 Schematic diagram of analogous black holes. The left is the superluminal region and the right is the subluminal region. The analogous event horizon is located at the conjunction of the two regions.

近20年, 这个领域已经产生了很多成果, 可以用来模拟的体系已经被发现很多, 例如空气中的声音传播[20], 超流体中声音传播[21], 窄水波[22], 介质中折射率变化[23], 玻色-爱因斯坦凝聚[24], 慢光[25], 以及一些晶格模型[26]等. 最近几年, 实验观测方面也取得了很大进步, 不仅成功模拟了一些宇宙学现象[27], 而且光纤[28], 激光脉冲丝(Laser Pulse Filament)[29], 水波[30]和玻色-爱因斯坦凝聚体[31]中成功地模拟了黑洞视界. 实验方面的进展则为深刻的了解霍金辐射的起源甚至量子理论和广义相对论结合的情况提供非常有价值的线索和证据. 特别要提醒的是, 我们这里说实验室中体系出现的是"类似"黑洞现象, 而不说"模拟", 其原因是新出现的现象如果不用度规或黑洞等广义相对论的概念理解似乎不能有更好的纯量子理论的解释. 下面我们着重介绍我们最近几年在黑洞热力学方面取得的结果并在最后一部分简要说明这些现象怎么在实验室中观测以及观测的意义.

2.1 黑洞热力学

虽然不同的方法都能得到黑洞发射热辐射的结果, 但是这里我们主要涉及一种叫做隧穿霍金辐射(Hawking Radiation as Tunneling)的方法, 这种方法是2000年由Parikh和Wilczek提出, 具有其独特的优越性[32,33]. 首先, 隧穿霍金辐射的方法能给出黑洞发射热辐射的结果[34], 特别是量子力学中隧穿方法的使用, 直接和霍金辐射的物理机制联系起来, 便于理解. 其次, 这种方法给出的结果可以直接和黑洞热力学联系起来[35,36], 进一步表明黑洞辐射和热力学之间的内在相关性. 第三, 这种方法考虑了辐射粒子以后黑洞自身的反冲效应, 维持了黑洞辐射过程的能量守恒, 同时也导致了黑洞隧穿辐射谱的一个微小的修正, 而正是这个修正的存在, 使得黑洞辐射过程中信息不会丢失[37–40]. 这里我们将仅集中在我们的工作, 不打算对这个领域的发展做系统的分析, 感兴趣的读者可以参看最近的综述文献[41]. 这一部分我们将简要回顾黑洞隧穿辐射过程中的热力学内容.

首先我们考虑一般的球对称系统的度规[42],

$$\mathrm{d}s^2 = -N_t(r)^2\,\mathrm{d}t^2 + [\mathrm{d}r + N_r(r)\,\mathrm{d}t]^2 + r^2\mathrm{d}\Omega^2. \quad (5)$$

这个并不是最一般的形式, 而是考虑了无质量粒子情况并且选取了适当的规范后得到的. 如果取

$$N_t = \sqrt{\frac{f(r)}{g(r)}},\ N_r = f(r)\sqrt{\frac{1-g(r)}{f(r)\,g(r)}},$$

将会得到一般的类施瓦兹的球对称度规[43]. 更具体的, 如$N_t = 1$, $N_r = \sqrt{2M/r}$给出球对称黑洞的施瓦兹解, $N_t = 1, N_r = \sqrt{\dfrac{2M}{r} - \dfrac{Q^2}{r^2}}$给出Reissner-Nordsrom解, 其中$M$是黑洞质量, Q是黑洞所带电荷.

然后我们考虑无质量粒子隧穿过程. 考虑反冲效应后, 粒子在视界附近运行的测地线(Geodesics)方程可以表示为

$$\begin{aligned} \dot{r} &= N_t(r) - N_r(r) \\ &\simeq (N_t'(R) - N_r'(R))(r-R) + O((r-R)^2), \end{aligned} \quad (6)$$

这里视界$r = R$是由条件$N_t(R) - N_r(R) = 0$决定. 按照累时Killing矢量的定义, 黑洞的表面引力可以表示为$\kappa \simeq N_t'(R) - N_r'(R)$, 这样我们能够写出黑洞辐射温度为

$$T = \frac{\kappa}{2\pi} = \frac{N_t'(R) - N_r'(R)}{2\pi}. \quad (7)$$

注意温度是几何量, 只依赖我们所选择的时空背景.

现在我们能够像Parikh和Wilczek一样使用零测地线方法得出黑洞隧穿辐射几率[32], 但是这里我们将从热力学第一定律出发得到同样的结果[35,43]. 首先, 我们考虑黑洞质量变化导致的熵变化为

$$\Delta S = \int_{M_i}^{M_f} \frac{\mathrm{d}S}{\mathrm{d}M}\mathrm{d}M = \int_{M_i}^{M_f} 2\pi R \frac{\mathrm{d}R}{\mathrm{d}M}\mathrm{d}M. \quad (8)$$

然后插入数学等式$\mathrm{Im}\displaystyle\int_{r_i}^{r_f} \frac{1}{r-R}\mathrm{d}r = -\pi$, 并考虑热力学温度关系$\dfrac{1}{T} = \dfrac{\partial S}{\partial E}$以及粒子运动的测地线方程(6), 我们得到熵的变化为

$$\Delta S = -2\,\mathrm{Im}\int_{M_i}^{M_f}\int_{r_i}^{r_f} \frac{\mathrm{d}R}{\dot{r}}\mathrm{d}M = -2\,\mathrm{Im}\,I, \quad (9)$$

这里I是WKB近似下出射粒子的作用量.

于是得到粒子隧穿的几率,

$$\Gamma \sim \mathrm{e}^{\Delta S} = \mathrm{e}^{-2\,\mathrm{Im}\,I}. \quad (10)$$

这样我们就通过热力学第一定律直接得出了黑洞隧穿辐射的几率. 这里我们要强调的是, 热力学第一定律的使用必须首先知道黑洞熵的表达式以及温度和表面引力的关系. 当我们考虑量子引力效应时, 黑洞熵将存在一个修正项[44–46], 即正比于黑洞表面积的对数项,

$$S_{QG}=\frac{A}{4L_P^2}+\alpha\ln\frac{A}{L_p^2}+O\left(\frac{L_p^2}{A}\right), \tag{11}$$

这里A是黑洞视界面积, L_p是普朗克长度, α跟具体的量子引力理论相关[47,48].

如果我们仍然考虑黑洞辐射温度和黑洞表面引力存在正比例关系, $T=\kappa/2\pi$, 并且注意到量子引力效应对黑洞表面引力的修正[49,50], 则我们使用上面同样的过程可以直接从热力学第一定律得出量子引力修正后的黑洞隧穿辐射谱[35,51],

$$\Gamma(E)\sim \mathrm{e}^{-2\mathrm{Im}I}=\left(1-\frac{E}{M}\right)^{2\alpha}\mathrm{e}^{\left(-8\pi ME\left(1-\frac{E}{2M}\right)\right)}. \tag{12}$$

通过上面的分析可以看出来, 黑洞隧穿辐射方法本质上是热力学第一定律的表示, 也是其基本前提——能量守恒的表示. 这里值得提及的一点是温度和表面引力的正比例关系对上面的计算过程非常重要, 但是并没有对其正比例系数给出任何限制. 如此宽松的条件也导致了使用一种叫做Hamilton-Jacobi的方法计算黑洞隧穿辐射的几率时得到的温度值是霍金计算值的2倍, 这个问题通常被叫做黑洞隧穿辐射温度的"因子2问题(the factor of 2 problem)", 即温度增倍问题[52–55].

黑洞隧穿辐射温度增倍的问题起源于正则不变性的考虑[56], 即认为应该选取公式 $\Gamma=\mathrm{e}^{-\mathrm{Im}(\int p\mathrm{d}x)}$ 计算隧穿几率而不是公式 $\Gamma=\mathrm{e}^{-2\mathrm{Im}(\int p\mathrm{d}x)}$. 当使用前者进行计算的时候, 我们发现黑洞隧穿辐射的几率通常能分解为入射振幅和出射振幅的乘积. 量子力学中对一个量子系统从某个时间地点向另一个时间地点跃迁的振幅的描述可以用传播子来表示[57], 但是在同一过程中相反方向的传播子虽然一样, 但是能量却要改变符号, 这个可以从下面的公式中看出来,

$$K(x_it_i;x_ft_f)=\left\langle x_i,t_i|x_f,t_f\right\rangle=\mathrm{e}^{\mathrm{i}S^+}=\mathrm{e}^{\mathrm{i}\mathrm{Re}S}\mathrm{e}^{\mathrm{Im}S}, \tag{13}$$

和

$$K(x_ft_f;x_it_i)=\left\langle x_f,t_f|x_i,t_i\right\rangle=\mathrm{e}^{\mathrm{i}S}=\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\mathrm{Re}S}\mathrm{e}^{\mathrm{Im}S}. \tag{14}$$

基于这样的观察, 当使用闭合积分计算黑洞隧穿辐射几率时, 我们可以分别计算正能粒子的出射振幅和负能粒子的入射振幅, 这两个振幅的乘积相当于这样的事件——正能粒子隧穿出黑洞的几率. 在施瓦兹坐标下, 考虑无质量粒子的准静态隧穿过程, 并适当选取归一化常数, 我们计算得到出射振幅为

$$\langle out|in\rangle_{pe}=\exp(-\mathrm{i}\theta)\exp(-4\pi ME); \tag{15}$$

入射振幅为

$$\langle in|out\rangle_{ne}=\exp(\mathrm{i}\theta)\exp(-4\pi ME). \tag{16}$$

因此, 考虑正则不变性的隧穿几率可以计算为

$$\Gamma=\langle out|in\rangle_{pe}\langle in|out\rangle_{ne}=\exp(-8\pi ME). \tag{17}$$

容易看出, 温度值仍然是$T=\frac{1}{8\pi M}$[16,58–60], 而不是先前得到二倍值$\frac{1}{4\pi M}$. 我们的方法也能直接应用到正能粒子掉入黑洞的过程, 即$\Gamma=\langle in|out\rangle_{pe}\langle out|in\rangle_{ne}=1$, 正如预料的一样, 掉落的粒子不会遇到任何势垒.

通过上面的分析我们看出来, 使用量子隧穿计算黑洞辐射过程是可行的, 得到的热力学和使用其他方法得到的是一样的. 由于直接使用了量子力学方法, 更加凸显了黑洞辐射和热力学之间的内在联系. 特别的, 隧穿的方法也能延伸到有质量粒子隧穿的过程, 并且和宇宙监督原理一致[36].

2.2 黑洞辐射信息丢失问题

所谓"黑洞信息丢失之谜", 确切的说就是, 不论最初形成黑洞的物质状态是什么, 都将确定地演化为热态, 这是一个多对一的映射, 人们无法从末态推演出系统的初态, 这意味着黑洞在辐射过程中最初的信息已经丢失. 另外, 热态意味着辐射之间不存在关联, 而且整个辐射过程中伴随着熵增[61,62], 这与量子力学的幺正性冲突, 从而揭示了量子力学与引力理论(广义相对论)之间潜在的冲突. 一般来说, 黑洞外

面的热态或混合态并不是问题. 毕竟这只是量子系统的一部分, 我们可以用量子力学的纠缠机制解释, 信息可能存储在辐射的自由度和黑洞内部自由度之间的关联上. 但黑洞最终会辐射完, 这时只留下了热辐射, 纠缠机制无法解释了. 针对这个问题, 许多小组都尝试解决它[63–70], 但是一直没有令人满意的答案. 特别的, 2007年Braunstein和Pati指出信息不允许编码在黑洞内态和辐射之间的关联中[71], 这样我们就不能再用纠缠的机制去解释黑洞蒸发完以前信息的去处. 也就是说, 黑洞一开始辐射, 信息就开始丢失了, 造成这种局面的根源在于热辐射本身. 从上面一部分的介绍中我们知道, 使用量子隧穿机制得到的黑洞辐射谱是非热的, 那么这种非热性能够维持信息守恒吗? 为回答这个问题, 我们首先回答非热的辐射谱中是否有关联存在的问题. 根据统计力学的知识[72], 判断两个事件之间是否有关联存在, 需要检查这两个事件独立发生的概率之积是否等于这两个同时发生的概率. 根据这个原理, 我们定义函数$C(E_1+E_2;E_1,E_2)=\ln\Gamma(E_1+E_2)-\ln[\Gamma(E_1)\Gamma(E_2)]$来检查黑洞两次连续发射之间是否有关联存在, 计算后得到

$$C(E_1+E_2;E_1,E_2)=8\pi E_1E_2\neq 0. \tag{18}$$

说明辐射之间的确有关联存在.

接下来我们讨论整个辐射过程中熵是否守恒. 根据我们以前的分析[37], 我们可以使用条件熵$S(E_i|E_1,E_2,\cdots,E_{i-1})$来定义在辐射了能量为$E_1,E_2,\cdots,E_{i-1}$的粒子后, 能量为$E_i$的粒子被辐射时所携带的熵, 这个熵容易通过计算得到$S(E_i|E_1,E_2,\ldots,E_{i-1})=8\pi E_i\left(M-\sum_{j=1}^{i-1}E_j-\frac{E_j}{2}\right)$. 于是对一个给定的发射序列$(E_1,E_2,\cdots,E_n)$并且$\sum_i E_i=M$, 我们有

$$S(E_1,E_2,\cdots,E_n)=\sum_{i=1}^{n}S(E_i|E_1,E_2,\cdots,E_{i-1}), \tag{19}$$

这样在隧穿辐射过程中不仅辐射之间有关联存在, 而且整个辐射过程中熵守恒, 这完全符合量子力学幺正性的要求. 我们也可以使用单纯的量子统计力学来理解上述过程, 也就是将一个发射序列$(E_1,E_2,\cdots,E_n)$等效的定义为一个黑洞的微观态, 通过数黑洞微观状态的个数给出黑洞熵的Boltzmann统计解释. 我们定义的微观态出现的概率可以通过计算得到

$$P=\Gamma(M;E_1)\times\Gamma(M-E_1;E_2)\times\cdots\times\Gamma\left(M-\sum_{j=1}^{n-1}E_j;E_n\right),$$

其中

$$\begin{aligned}\Gamma(M;E_1)&=\exp\left[-8\pi E_1\left(M-\frac{E_1}{2}\right)\right],\\ \Gamma(M-E_1;E_2)&=\exp\left[-8\pi E_2\left(M-E_1-\frac{E_2}{2}\right)\right],\\ &\vdots\\ \Gamma(M-\sum_{j=1}^{n-1}E_j;E_n)&=\exp\left[-8\pi E_n\left(M-\sum_{j=1}^{n-1}E_j-\frac{E_n}{2}\right)\right]\\ &=\exp\left(-4\pi E_n^2\right).\end{aligned}$$

详细的计算得到$P=\exp(-4\pi M^2)=\exp(-S_{\rm BH})$, 其中$S_{\rm BH}$是黑洞的熵. 按照统计力学的假定, 封闭的孤立系统的每一个微观状态都是等可能出现的, 于是我们得到黑洞微观状态数目$\Omega=\frac{1}{p}=\exp(S_{\rm BH})$. 然后按照Boltzmann定义, 我们获得黑洞耗尽后辐射的熵为$S=\ln\Omega=S_{\rm BH}$, 即黑洞蒸发完后, 剩余辐射的熵和黑洞最初的熵是一样的. 这样我们通过辐射序列定义了黑洞微观态并给黑洞熵一种统计解释.

此外, 关联的存在不仅可以使我们对黑洞熵有一种全新的理解, 而且也为通过实验或观测区分黑洞辐射究竟是热谱还是非热谱提供了一个重要观测量[73]. 而黑洞所能够携带的信息不仅仅包括一些经典守恒量的信息, 而且也包括量子引力修正后的时空[38]以及时空是否是非对易的信息[40], 特别是对理解de Sitter空间热力学提供了一些便利[74]. 基于我们的分析, 我们可以确信正如Landauer所说的"Information is physical", 因此信息在任何的物理过程中都是不可能丢失的[75]. 我们对信息守恒的分析也得到其他科学家的肯定, 例如英国、加拿大皇家科学院院士Isreal W和其合作者Yun Z 指出我们的工作把解决长期存在的黑洞信息丢失问题向前推进了一大步(This goes a considerable way toward resolving a long-standing "information loss paradox.")[76].

2.3 三维黑洞

三维黑洞是三维引力理论的解, 而研究三维引力的初衷则是希望在更简单的时空背景下看如何简化描述引力以及是否有相应的一致的量子描述. 对广义相对论, 三维的描述导致没有引力传播模式(也就是引力子, Gravitons)存在, 而为了包含引力传播模式而推广的三维广义相对论总是包含"鬼"模式(负能模式), 为了避免"鬼"模式的存在, 引力子必须携带质量, 这样我们解释了为什么经常看到的都是三维有质量引力理论[77,78].

在负的宇宙常数情况下, 三维爱因斯坦引力场方程有一个黑洞解存在, 就是Banados-Teitelboim-Zanelli(BTZ)黑洞[79], 其度规可以表示为

$$\mathrm{d}s^2=-N^2\mathrm{d}t^2+N^{-2}\mathrm{d}r^2+r^2\left(\mathrm{d}\phi+N^{\phi}\mathrm{d}t\right)^2. \tag{20}$$

这里$N^2=-8Gm+\dfrac{r^2}{\ell^2}+\dfrac{16G^2j^2}{r^2}$, $N^{\phi}=-\dfrac{4Gj}{r^2}$, 其中$\ell$是AdS半径, G是三维牛顿引力常数. 对三维广义相对论, 参数(m,j)可以解释为黑洞的质量和角动量, 这样的黑洞类似于四维的Kerr黑洞, 有内外两个视界, 其中外视界就是我们通常说的事件视界. BTZ黑洞的熵遵从标准的Bekenstein-Hawking 公式, 即正比于黑洞外视界的面积, 并且可以通过全息(Holographic)对偶的共形场理论做统计解释[80,81]. 除了BTZ黑洞, 也存在许多其他种类的三维黑洞, 这里我们将简单介绍一种跟平常对黑洞的认识有反差的一种黑洞[82].

三维广义相对论有一个奇异的版本[83], 它给出的三维引力场方程和通常我们了解的一样, 但是其黑洞的解(这里我们称为奇异黑洞)和平常的BTZ 黑洞有很大差异. 第一个差异便是其质量和角动量得表示为

$$M=j/\ell,\quad J=\ell m. \tag{21}$$

也就是说质量和角动量的角色相对于一般的BTZ黑洞而言相互交换了. 这种相互交换可以用三维广义相对论和其奇异版本之间的关系来解释, 例如我们可以在对偶的共形场理论中[84]定义相应的势A, 然后定义相应的守恒量Q, 这样黑洞的质量和角动量在两种理论中可以分别表示为

$$\ell M=Q_+ +Q_-,\qquad J=Q_+ -Q_-,\qquad (\text{normal}) \tag{22}$$

和

$$\ell M=Q_+ -Q_-,\qquad J=Q_+ +Q_-,\qquad (\text{exotic}) \tag{23}$$

这样我们就明白了质量和角动量交换角色是因为守恒荷在奇异理论中翻转了符号[82].

另外一个差异是, 奇异黑洞的熵不再正比于黑洞外视界的面积, 而是正比于黑洞内视界的面积, 即$S=\dfrac{\pi}{2G}(\alpha r_+ +\gamma r_-)$. 熵的这种奇怪的性质首先让人产生一个疑问, 即在奇异黑洞的背景下黑洞热力学是否还成立, 但是标准的分析表示黑洞辐射仍然遵守热力学定律. 即热力学第一定律可以表示为

$$\mathrm{d}M-\Omega\mathrm{d}J=T\mathrm{d}S. \tag{24}$$

其中$T=\dfrac{r_+^2-r_-^2}{2\pi r_+\ell^2}$, $\Omega=\dfrac{r_-}{\ell r_+}$是黑洞的温度和转动的角速率.

对于粒子掉入黑洞的情况, 容易证明

$$\mathrm{d}S\geqslant 0. \tag{25}$$

说明热力学第二定律也是成立的.

虽然奇异黑洞的熵仍然有热力学意义, 但是对其做统计解释时必须小心, 虽然都是通过全息对偶的共形场理论来完成[85], 但是后者由于对右移的观测者来说中心荷为负, 因此必须保证配分函数对左右观测者而言是可以解析因子化的(Holomorphically Factorized)[86], 这样对偶的左右部分将不会发生相互作用, 从而保证统计解释不会违反量子力学的幺正性. 例如在奇异的三维广义相对论中, 中心荷为$c_L=3\ell/2G$, $c_R=-3\ell/2G$, 然后根据公式$2\Delta_L=\ell M_E+J_E$和$-2\Delta_R=J_E-\ell M_E$, 我们得到左右部分的熵为

$$S_L=\pi\sqrt{\frac{\ell(J+\ell M)}{2G}},\qquad S_R=\pi\sqrt{\frac{\ell(J-\ell M)}{2G}}. \tag{26}$$

和平常的三维广义相对论不同的是, 总的配分函数不再表示为$Z=Z_LZ_R$, 而应该表示为$Z=Z_L/Z_R$ (注意这样的表示是因为一方面我们已经证明了奇异黑洞的热力学是平常的, 另一方面相对于右移的观测

者能量是负的, 然后按照标准的热力学关系式$E = -\partial \ln Z/\partial\beta$就可以获得相应的表示), 这样我们得到了奇异黑洞熵的统计解释 [82]. 这也是第一次对这样奇怪的熵做统计解释, 对于理解全息原理甚至量子引力理论将会有重要的意义.

最后要指出的是, 奇异的黑洞并不是我们首次发现的, 在之前的理论中也曾经出现过类似的黑洞现象 [87–90], 但是基于纯引力理论对这样的黑洞进行分析还是首次, 这将会对深化理解引力/规范对偶理论有一定的意义.

2.4 类引力模型的前景

上面我们结合我们过去的工作展现了黑洞研究的一些方面, 但是并没有对黑洞热力学或量子黑洞进行系统的归纳, 后面两个方面有很多现成的参考文献, 例如文献 [91, 92]等. 此外, 在这一部分的开始, 我们就介绍了类引力模型中存在许多类黑洞现象, 那么和我们介绍的工作有什么联系. 下面我们将从量子引力的角度说明.

Bekenstein和Hawking在20世纪70年代做的一些工作, 使人们联想到, 广义相对论和量子力学都和热力学密切相关. 进而一些科学家想到引力可能被当作为一种热力学现象 [93], 而1995年马里兰大学的物理学家Jacobson对这种观点给了一个非常有力的解释 [94]. 他假定时空每一点都位于黑洞表面上并且遵循熵的面积关系, 然后使用热力学概念和Raychaudhuri方程直接得到了爱因斯坦引力场方程, 而没借助任何有关时空弯曲的概念. 2010年荷兰的弦理论专家Verlinde进一步的延伸了这种想法 [95], 通过使用热力学的概念和对时空的统计理解, 直接得到了牛顿的引力定律. 广义相对论的强场和弱场极限都能被联系到热力学, 表明热力学确实有可能能够蕴含引力概念. 我们前面介绍从热力学第一定律得出黑洞辐射的隧穿几率 [35], 也有几分这样的味道, 即我们通过热力学定律和隧穿关系得到强引力场的一个重要现象——黑洞辐射. 如果引力的确能够被考虑为从热力学中浮现出来, 则对于推动类引力模型 [14]的研究, 特别是实验研究有重要影响. 前面已经介绍, 在许多实验系统中, 都有可能观测到类黑洞辐射现象, 而这些现象只有引入引力或者时空弯曲的概念, 才可以获得合理的解释. 当然, 热力学作为引力基础还不能够设计实验直接进行检验, 但类引力模型无疑提供了一个很好的领地. 要想推动引力作为一种浮现的现象, 有一些问题必须克服, 例如如何维持洛伦兹不变性, 等效原理, Diffeomorphism不变性等广义相对论中的对称性, 而要推动类引力模型成为浮现引力的模型, 一些细微的地方必须被注意, 详细的可以参考文献 [96, 97].

类引力模型的实验中进展最好的且对理解量子引力有意义的目前看起来当属一些光学 [29]和玻色-爱因斯坦凝聚体实验 [31], 而我们通常在实验中观测类黑洞辐射的一个重要的物理量便是统计的分析辐射的温度值(例如激光脉冲丝的实验), 因此黑洞辐射的温度值到底怎么表示对实验非常关键. 我们上面对黑洞隧穿辐射温度的分析得到, 温度的标准表示$T = \kappa/2\pi$, 也是正则变换不变的 [34], 这对实验非常重要. 但是目前我们得到的相关引力的信息, 都是通过类比得到的, 如果我们能够通过分析所研究的物理系统得到这些信息, 将会对量子引力的理解起到极大的促进作用. 而这一方面寄希望于实验能否发现一些超越目前分析的现象, 另一方面仔细分析物理系统的量子性质, 研究类引力现象出现时量子性质如何变化也会对理解量子引力提供一些有益的线索.

至于研究三维黑洞对类引力的实验的意义则更容易理解, 因为我们目前分析的可进行实验的类引力模型都是低维的. 我们前面介绍的三维奇异黑洞 [82]告诉我们, 虽然平常的三维黑洞和奇异的三维黑洞都可以用BTZ度规表示, 但是由于守恒量的值有差异, 导致这两种黑洞之间的明显差异. 因此在类引力模型中, 我们必须小心, 虽然一定条件已经导致了时空度规的形成, 但是这种度规是否表示唯一的时空必须仔细的分析. 三维黑洞的经验告诉我们, 将度规中的参数和有明确物理意义的守恒量联系起来可以保证度规唯一的描述某一时空. 另外, 三维奇异黑洞的反常熵提醒我们, 当进行类引力模型分析的时候, 统计力学并不一定总是我们常用的, 而如果能够在类引力模型中发现此类奇异黑洞, 则无疑对量子引力的研究有重大意义, 因为其微观自由度的数目

竟然和黑洞内部几何联系起来了.

3 引力对量子系统的影响

上一部分我们展现了广义相对论和量子理论的结合导致黑洞物理学中出现很多与热力学相关的有趣现象, 但是其中一个重要事件, 即热辐射的发现也导致了著名的"黑洞信息丢失之谜", 这个谜的存在已经成为阻碍广义相对论和量子理论结合的一道很难逾越的鸿沟. 虽然我们已经使用量子隧穿的黑洞辐射的结果说明了黑洞辐射过程中没有信息丢失存在, 但是究竟辐射的谱是热谱还是非热谱最终还要依靠实验观测来断定. 不论强引力场中究竟怎样, 在弱引力场区域标准的量子系统已经被选作为探测广义相对论效应的一种重要手段.

3.1 引力效应的量子表示

在介绍如何通过量子系统探测引力效应前, 我们先简单的介绍下在经典领域中和量子领域中引力角色的不同[57]. 这里我们考虑一个质量为m的粒子, 在引力势为$\Phi = gz$的引力场中自由运动, 其运动方程可以表示为

$$m\frac{\mathrm{d}^2 z}{\mathrm{d}t^2} = mgz. \tag{27}$$

容易看出来质量能够被约掉, 这是经典引力场一个明显的特征. 例如在哈密顿经典方法中, $\delta\int_{t_1}^{t_2}\mathrm{d}t\left(\frac{1}{2}m\dot{z}^2 - mgz\right) = 0$, 质量可以在一开始就被抵消掉. 质量之所以能够被抵消掉, 是因为我们假定了弱等效原理, 即引力质量等于惯性质量[98]. 这个也等效于Galileo所说的, 在不考虑空气阻力的前提下, 羽毛和石头在同样的引力场的影响下的运动方程是一样的. 而且正是因为质量不出现在粒子的运动方程中, 经典领域中, 引力经常被考虑为一种纯的几何效应.

但是, 在量子力学中, 情况是完全不同的. 对上面同样的情况, 粒子的演化将遵守量子力学的薛定谔方程:

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \left(-\frac{\hbar^2}{2m}\frac{\mathrm{d}^2}{\mathrm{d}t^2} + mg\hat{z}\right)\psi, \tag{28}$$

这里$\psi = \psi(\hat{z},t)$是描述粒子的波函数, $\hat{z}$是粒子的位置算符. 从这个演化方程中, 我们可以看出质量不再能够被抵消掉了, 而总是和$\hbar$一起出现. 这一点能够通过自由下落粒子的Feynman路径积分公式看出

$$\langle\hat{z}_n,t_n|\hat{z}_{n-1},t_{n-1}\rangle = \sqrt{\frac{m}{2\pi i\hbar\Delta t}}\exp\left[i\int_{t_{n-1}}^{t_n}\frac{\frac{1}{2}m\dot{z}^2 - mgz}{\hbar}\right], \tag{29}$$

在$t_n - t_{n-1} = \Delta t \to 0$的极限下, 这里再一次可以明显看出质量出现在$m/\hbar$中. 但是, 如果量子粒子的运动能够用一个窄波包描述, 那么按照Ehrenfest定理, 这个粒子位置的平均值将服从经典的测地线方程, 从而为量子力学提供了一个自然的经典极限. 尽管如此, 围绕测地线的依赖质量的量子震荡仍然存在.

注意上面的讨论中没有区分引力质量和惯性质量, 假定它们是相等的. 从我们讨论中, 我们发现引力的量子效应的出现总伴随着$\hbar$, 因而同时伴随着质量m的出现, 这意味着在微小的量子尺度上, 引力或者时空并不是纯几何的. 上面的比较仅仅是形式上的, 接下来我们举两个例子来说明.

一个是关于量子粒子能够进入经典的引力势禁止的区域[99,100]. 考虑地球引力场中一个质量为m的粒子, 以初速度v被垂直上抛, 它所能到达的高度为$h = v^2/2g$, 而超越h的位置就被视为这种情况下的"经典禁区". 通常情况下, 我们观测粒子的返回时间来确定引力场情况, 即$t = 2v/g$. 当这种粒子是量子的, 它就有可能隧穿进入经典禁区, 其隧穿深度将依赖质量. 在观测上, 这个量子粒子将有一个明显的依赖质量的量子延迟时间, 这很类似于探测经典广义相对论的雷达回波延迟的实验. 但是在量子情况下, 时间的定义必须明确, 也就是必须找一个方法定义粒子经过两个固定空间位置之间的时间间隔. 对于窄波包, 我们可以利用波包的中线位置定义时间, 但是由于较大的空间位置的不确定性, 宽波包不能用类似窄波包的方法定义时间. 为解决这个问题, Peres等人[101,102]曾提出一个量子钟的模型, 即通过测量粒子经过两个固定空间位置的相位变化$\Delta\phi$来定义粒子运行的时间间隔Δt, $\Delta t = \hbar\partial(\Delta\phi)/\partial E$. 为计算量子延迟时间, 我们得求解薛定谔方程(28), 而其解正好可以用Airy函数表示[103], 例如能量为$E = \frac{mv^2}{2}$的本征

态可以表示为

$$u(x) \sim Ai\left[(x-h)/l\right], \tag{30}$$

这里$l=\left(\dfrac{\hbar^2}{2m^2g}\right)^{1/3}$是量子粒子的隧穿深度. 对地球附近的一个电子而言, 它的隧穿深度大概是1 mm, 而在太空中其隧穿深度将会增大. 利用此粒子的能量本征态以及Peres的量子钟模型, 可以计算其返回到出发点时的量子时间延迟为

$$\Delta t \approx \left(\frac{\hbar}{2mg^2}\right)^{1/3}. \tag{31}$$

可以验证, 量子时间延迟和通过概率流计算得到的粒子在经典禁区驻留的时间值非常接近. 对地球附近的电子, 其返回的量子时间延迟值大概是4 ms, 对于精密物理实验这个时间已经足够长了. 但是必须注意的是, 上述量子力学的计算没有考虑量子粒子在到达经典高度以前被引力势散射的程度, 而令人惊奇的是, 当考虑引力势对粒子的散射时, 量子时间延迟被抵消掉了. 这说明在均匀的经典引力场中, 粒子不会有量子时间延迟(这个讨论是因为选取的钟放在初始点, 如果钟接近最高位置, 则量子时间延迟仍然有可能被探测到). 那么对非均匀的引力场, 情况会怎么样呢? Davies也曾考虑过非均匀的引力场的情况. 例如考虑地球引力场梯度,

$$\Delta t \approx \left(\frac{\hbar}{2mg^2}\right)^{1/3}\frac{GMm}{R+h} \simeq \frac{GMm}{R}-\frac{GMmh}{R^2}+\frac{GMmh^2}{R^3},$$

其中M和R是地球的质量和半径, 得到的结果和均匀引力场类似. 特别的, 量子时间延迟可以一般的表示为$\dfrac{\Delta t}{t_c} \sim \dfrac{1}{k^2h^2}$, 其中$t_c$是经典时间, $k=mv/\hbar$是粒子波矢量, 这个表示说明当粒子的de Broglie波长接近经典长度h时, 量子时间延迟效应最大.

另一个例子是引力诱导的量子干涉效应[57, 104]. 这种效应可以被考虑为中子干涉仪[105]或原子干涉仪[106, 107]的理论原型, 而Chiao和Speliotopoulos曾建议基于这种干涉效应去探测上述的量子时间延迟效应[108]. 如图2, 我们考虑一个矩形的干涉仪, 粒子经过路径ABD和ACD发生干涉. 这种干涉发生的机理

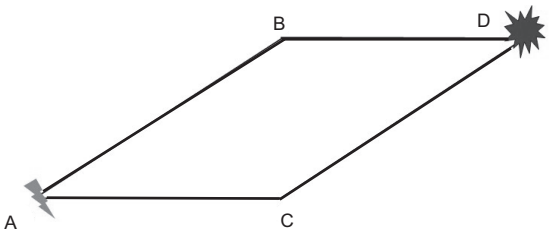

图 2　水平放置的矩形干涉仪示意图

此时AC和BD之间没有引力势差; 当绕AC轴旋转时, 它们之间会出现引力势差, 从而导致D 处的干涉条纹的移动

Figure 2　Schematic diagram of rectangular interferometer placed horizontally. There is no difference of gravitational potential between axises of AC and BD; when rotate the interferometer along the axis of AC, the difference of gravitational potential will appear, which causes the shift of interferential fringes.

起源于量子力学的波粒二象性, 即粒子可以被考虑为物质波, 这样在A处, 物质波通过某一物理过程(例如光栅衍射或Beamsplitter分波器等)被分为两路, 一路沿着ABD, 而另一路沿着ACD. 当这个干涉仪水平放置时, 两个路径之间没有任何势差, 因此在D 点就没有相位差, 这个与竖直放置有很大差别, 因为竖直放置时路径BD和AC之间有引力势差从而导致在D点两个路径存在一定相位差. 这样当图2所示的干涉仪被从水平放置绕AC转动时, 干涉条纹就会发生变化. 假设干涉仪长为l, 宽为h, 转动的角度为α时, 粒子在D点处的相位差为

$$\Delta\phi = \frac{m^2glh\lambda\sin\alpha}{\hbar^2}, \tag{32}$$

其中m为粒子质量, λ为粒子的de Broglie波长, g是重力加速度.

从上面两个例子再一次明显的看出, 引力的量子效应与量子力学的基本常数$\hbar$密切相关, 而相关项也同时包含质量.

3.2　原子干涉仪中的引力效应

可以用来测量引力效应的量子系统有很多, 大多数都集中在精密测量领域, 原子干涉仪就是其中一个著名的例子. 这一部分我们将结合我们最近的一个工作, 简单介绍原子干涉仪的工作原理, 更详细的内容, 读者可以参考文献 [109]. 特别的, 我们将介

绍量子效应(例如量子纠缠)的引入将会对引力效应的测量带来什么样的影响[110].

使用激光脉冲的原子干涉仪[107]最初是由Kasevich和Chu提出来的, 其主要结构是三束激光脉冲, 主要起类似于分波器, 反射镜, 分波器的功能, 这种干涉仪的功能类似加速度计. 如果原子没有被加速, 那么在两个不同路径上原子处于激发态的时间是一样, 因此原子经过两个路径汇合后没有相位差. 但是如果有加速度存在, 则时间不同, 这样原子沿较快的路径运行将积累更多的相位, 从而当两个路径汇合时, 会出现正比于加速度的相位差. 如果加速度是由引力场提供的, 则有关引力场的信息将被携带在原子的干涉相位中. 另外这样的干涉仪中, 还会出现一种内部自由度和外部自由度相关联的原子纠缠态[110].

既然原子干涉仪用到也是量子系统, 那么其过程也可以用薛定谔方程来描述, 这个过程的哈密顿量可以表示为

$$H=\frac{p^2}{2m}+\sum_i E_i\left|A_i\right\rangle\left\langle A_i\right|-\boldsymbol{d}\cdot\boldsymbol{E}+V(r). \tag{33}$$

这里第一项是原子的运动能, 它将影响原子演化的外部自由度; 第二项描述原子的内部结构; 第三项跟原子与激光相互作用有关, 其中$\boldsymbol{d}$是电偶极算符, $\boldsymbol{E}$是激光的电场强度; 最后一项是引力势, $V(r)=V(r_0)-g_a(r_a-r_0)+\frac{1}{2}V_{ab}(r_a-r_0)(r_b-r_0)$, 其中$g_a=-\frac{1}{m}\partial_a V(r_0)$是引力加速度而$V_{ab}=\partial_a\partial_b V(r_0)$则与引力梯度或时空曲率相关.

如果进入干涉仪的原子都处于基态, 那么经过原子干涉仪作用后, 原子态变为

$$\left|\chi\right\rangle=\frac{1}{2}\left[\left(1+\mathrm{e}^{-i\Delta\phi_{\mathrm{tot}}}\right)\left|g\right\rangle\left|p\right\rangle+\left(1-\mathrm{e}^{-i\Delta\phi_{\mathrm{tot}}}\right)\left|\mathrm{e}\right\rangle\left|p+k\right\rangle\right]. \tag{34}$$

这里$\Delta\phi_{\mathrm{tot}}$是原子经过干涉仪中两个路径到达终点时总的相位不同, 这个也提供了实验观测的基础. 通常直接求解薛定谔方程是很困难的, 而总的相位不同可以通过其他方式求解[111–115], $\Delta\phi=\Delta\phi_{\mathrm{path}}+\Delta\phi_{\mathrm{light}}+\Delta\phi_{\mathrm{seperation}}$, 即分别计算原子沿两个路径自由演化的相位不同$\Delta\phi_{\mathrm{path}}$, 原子和激光相互作用导致的相位不同$\Delta\phi_{\mathrm{light}}$, 以及原子沿两个路径到达终点时位置的分离导致的相位不同$\Delta\phi_{\mathrm{seperation}}$. 在原子和激光相互作用时间很短并且整个过程中原子波包扩散很小的情况下, 总的相位不同通过计算得到

$$\Delta\phi_{\mathrm{tot}}=kgT^2. \tag{35}$$

这里k是激光场的有效波矢, T是两个连续脉冲之间的时间间隔, 而g是重力场的梯度, 对其目前实验观测的精度[116,117]是$\Delta g/g\simeq 3\times10^{-9}$. 当然地球附近的引力场并不是均匀的, 为了探测诸如引力梯度, 引力非线性耦合, 引力波等更多的引力效应[115,118–120], 需要不断的提高干涉仪的灵敏度. 另外, 有效波矢$k=mv/\hbar$, 因此和上一部分结论一样, 引力效应通过原子干涉仪后不可避免的和量子性质关联起来了. 同时, 有效波矢也可以用约化的de Broglie波长来表示, $k=2\pi/\lambda$, 因此总的相位不同为$\Delta\phi_{\mathrm{tot}}=-2\pi gT^2/\lambda$, 也就是说总的相位不同就是自由下落的距离和de Broglie波长的比值, 跟等效原理的要求一致. 最后要说明的是, 干涉仪的信号是通过观测最后仍然处于基态的原子数目得到的, 即等效于计算出射原子处于基态的概率:

$$P_t=\frac{1+\cos(\Delta\phi_{\mathrm{tot}})}{2}. \tag{36}$$

如果进入原子干涉仪的原子和其他位置的原子有纠缠[121,122], 例如处于纠缠态$|\Psi\rangle=\frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle_1|e\rangle_2+|e\rangle_1|g\rangle_2)$的原子2进入干涉仪, 那么经过原子干涉仪的作用后, 最终出射的原子态仍然和外部的原子有纠缠, 但是其纠缠的程度将会减弱. 最后我们观测到的信号, 即出射原子处于基态的概率变为

$$P=\frac{1+\cos(\Delta\phi)}{4}. \tag{37}$$

这个不同于处于基态的原子入射时的情况, 但是总的相位不同所携带的引力信息不会减少, 例如$\Delta\phi=\Delta\phi_{\mathrm{tot}}=kgT^2+O(T^3)$, 其中$O(T^3)$包含更复杂的关于地球引力场的信息. 此外, 量子纠缠的存在相当于给转移引力信息提供了一个量子通道, 简单的计算后发现引力信息的确能够通过这个通道被转移[110]. 另一方面, 引力信息的观测过程中总是伴随着噪声的影响,

上面我们已经看出由于量子纠缠信道的存在, 引力效应的观测受到影响, 那么量子信道的存在会对噪声产生什么影响吗? 针对这个问题, 我们简单的分析了白噪声和相位噪声的情况 [110], 发现量子信道的存在将会放大白噪声, 但是减弱相位噪声, 通过对1999年的实验数据 [116]分析得到相位噪声对信号的影响远远大于白噪声的影响, 因此综合来看, 量子信道的存在将削弱噪声对信号的影响. 进一步的分析还发现, 最大纠缠态提供的量子信道对噪声的抑制是最强的.

这样, 我们就通过一个具体的量子干涉仪的例子初步展现了量子效应和引力效应是怎么相互作用相互影响的, 即相比于上一部分我们说明的量子系统作为载体可以传递引力效应, 这一部分我们进一步说明量子效应对传递引力效应也会产生明显的影响.

3.3 引力对量子系统的影响

引力效应通过量子系统展现后总是和约化的普朗克常数$\hbar$联系在一起, 这个虽然并不能完全被看作为引力的量子效应, 但是至少说明在某些尺度上引力是可以和量子性质明显的系统耦合起来的. 而由于我们所展现的这些效应相对来说都很小, 所以有些时候引力也被考虑为一种对系统量子性质造成影响的环境因素, 但是这并不是我们所采取的的观点. 我们认为引力对量子系统的影响是根本性的, 从某种程度上来讲, 引力对量子系统的影响是不可去除的, 它们只能以统一的面貌在自然界或宇宙中展示它们的效应. 这样, 引力效应的存在不仅会引起一些新的量子现象, 而且还有可能对量子理论的一些基本问题产生影响.

量子力学中波函数坍缩的起源 [123]目前仍然是不清楚, 但是一直有一种猜想, 认为波函数的坍缩是由引力造成的. 这种想法可能追朔到Feynman [124], 他首先考虑了宏观物体的量子化以及引力对这些量子化可能造成的破坏. 之后也有一些物理学家发展了这种想法, 最著名的是Diosi [125, 126]和Penrose [127], 他们各自独立地研究了引力是怎样引起一个物体的空间叠加态坍缩到任何一个空间本征态的, 并且给出 一个坍缩所需要的时间, 即$\tau \simeq \hbar c^4 R/[G(\Delta E)^2]$, 其中$R$是物体的平均半径, ΔE是所考虑的两个态的能量差. 他们获得结论的方法通常也被叫做Diosi-Penrose法则. 不难看出, 对一般的量子系统, 按照Diosi-Penrose法则所得到的坍缩时间的确是很短的, 因此也是很难通过实验检验的. 其他的一些科学家, 通过经典引力和量子理论耦合的办法, 研究了实验观测引力诱导量子波包坍缩的可能性, 并因此建议了用分子干涉仪去探测 [128–131]. 除此之外, 这些研究还能告诉实验人员怎么样能够通过控制实验条件来防止量子波包的坍缩, 并且预言下一代的分子干涉仪可能使这些问题的研究更加深入.

另一方面有趣的事是关于相对论量子信息的 [132], 主要研究量子态加速后将会发生什么现象. 一般的, 单量子比特被加速后将导致量子相干态的退相干, 而纠缠态的一部分被加速也会导致纠缠量的减小 [133]. 这些效应有时候和真空中的Unruh效应 [134]联系在一起, 但是在弯曲时空中, 特别是黑洞附近的量子纠缠退化的现象则是真正的引力诱导的量子退相干 [135], 这些被预言的效应有可能随着实验技术的发展获得相应的检验. 而封闭类时曲线(广义相对论预言的一类违反因果性的曲线)在量子信息中的角色 [136], 以及粒子过去和未来的纠缠 [137] 则为量子信息研究提供了更为丰富的素材.

4 总结和展望

在本综述中, 我们结合自己近几年的工作对引力和量子理论结合的两个方面做了一些简单分析. 我们的分析正好契合引力的两个极端, 第一个是强引力场的情况, 这种情况下引力足够强, 能够引起物质坍缩而形成黑洞; 另外一个是弱引力场情况, 在这种情况下牛顿理论可以被当作为一种恰当的引力描述. 而在这两种情况下, 当引入量子理论时又都产生一些新奇现象甚至是矛盾, 例如原子分子体系中出现黑洞辐射等强引力现象; 量子非局域性又不可避免的导致等效原理的破缺等等. 为解释这些现象或解决其中的矛盾, 物理学家们做了大量的工作, 这篇综述中我们的讨论仅集中在原子分子光学和引力物理交叉有可能带来的一些有帮助的启示和线索.

虽然实验室物理系统中已经出现了一些明显的引力效应, 但是出现的这些引力效应诸如黑洞辐射的物理机制还没有完全弄明白. 因此未来应该一方面继续弄清楚这些可能出现在实验室物理系统中的引力效应的机制, 另一方面也应该仔细的分析和研究这些效应出现在实验室物理系统中的条件, 这两方面是相辅相成的, 特别是后一方面的研究将有可能极大的促进对这些效应的理解, 而对这些效应的理解将有可能促进量子引力理论的发展. 此外, 有一部分物理学家提出引力应该作为一种浮现现象来理解, 但是也面临着严重的挑战, 仅仅是逻辑上理顺还需要做很多的工作, 但是鉴于目前出现的实验方面的工作, 很有可能促进这种观点的发展.

弱引力效应可以通过量子系统展现并且总是和普朗克常数联系在一起, 以及引力的存在对某些量子效应的影响, 暗示着引力并不是完全和量子理论相斥的. 但是量子力学的非局域性直接冲突了等效原理, 因此想要进一步研究量子理论和广义相对论的结合, 必须仔细地处理等效原理. 首先必须弄清楚, 等效原理在量子引力理论中是否还能够被考虑为基本原理, 如果能, 目前许多指出等效原理在量子领域被违反的讨论得要仔细处理; 如果不能, 研究清楚其不成立的条件也会对量子引力理论的建立和发展产生重要影响.

参考文献

1 Shapiro I I. A century of relativity. Rev Mod Phys, 1999, 71: S41–S53
2 Will C M. The confrontation between general relativity and experiment. Living Rev Relat, 2006, 9: 3
3 Editorial. Focus section on quantum gravity-25 years of quantum gravity. Class Quant Grav, 2011, 28: 150301
4 Wald R W. Quantum Field Theory in Curved Spacetime and Black Hole Thermodynamics. Chicago: The University of Chicago Press, 1994
5 Gordon W. Zur Lichtfortpflanzung nach der Relativitatstheorie. Ann Phys (Leipzig), 1923, 72: 421–456
6 White R W. Acoustic ray tracing in moving inhomogeneous fluids. J Acoust Soc Am,1973, 53: 1700–1704
7 Matarrese S. On the classical and quantum irrotational motions of a relativistic perfect fliud. Proc R Soc Ser A, 1985, 401: 53–57
8 Badulin S I. A laboratory study of the transformation of regular gravity-capillary waves inhomogeneous flows. Izv Atmos Ocean Phys, 1983, 19(10): 1035–1041
9 Unruh W G. Experimental black hole evaporation. Phys Rev Lett, 1981, 46: 1351–1353
10 Garay L J, Anglin J R, Cirac J I, et al. Sonic analog of gravitational black Holes in Bose-Einstein condensates. Phys Rev Lett, 2000, 85: 4643–4647
11 Garay L J, Anglin J R, Cirac J I, et al. Sonic black holes in dilute Bose-Einstein condensates. Phys Rev A, 2001, 63: 023611
12 Macher J, Parentani R. Black-hole radiation in Bose-Einstein condensates. Phys Rev A, 2009, 80: 043601
13 Dalfovo F, Giorgini S, Pitaevskii L P, et al. Theory of Bose-Einstein condensation in trapped gases. Rev Mod Phys, 1999, 71: 463–512
14 Barcelo C, Liberati S, Visser M. Analogous gravity. Living Rev Relat, 2011, 14: 3
15 Hawking S W. Black hole explosions? Nature, 1974, 248: 30–31
16 Hawking S W. Particle creation by black holes. Comm Math Phys, 1975, 43: 199–220
17 Schützhold R, Unruh W G. Origin of the particles in black hole evaporation. Phys Rev D, 2008, 78: 041504(R)
18 Schützhold R, Unruh W G. Comment on “Hawking Radiation from Ultrashort Laser Pulse Filaments”. Phys Rev Lett, 2011, 107: 149401
19 Barceló C, Liberati S, Sonego S, et al. Minimal conditions for the existence of a Hawking-like flux. Phys Rev D, 2011, 83: 041501(R)
20 Visser M. Acoustic propagation in fliuds: An unexpected example of Lorentzian geometry. arXiv: gr-qc/9311028
21 Bilic N. Relativistic acoustic geometry. Class Quant Grav, 1999, 46: 3953–3964
22 Schützhold R, Unruh W G. Gravity wave analogues of black holes. Phys Rev D, 2002, 66: 044019
23 Reznik B. Origin of the thermal radiation in a solid-state analogue of a black hole. Phys Rev D, 2000, 62: 044044
24 Barceló C, Liberati S, Visser M. Towards the observation of Hawking radiation in Bose-Einstein condensates. Int J Mod Phys A, 2003, 18: 3735–3745
25 Unruh W G, Schützhold R. On slow light as a black hole analogue. Phys Rev D, 2003, 68: 024008
26 Jacobson T A. Trans-Planckian redshifts and the substance of the space-time river. Prog Theor Phys Suppl, 1999, 136: 1

27 Genov D A, Zhang S, Zhang X, et al. Mimicking celestial mechanics in metamaterials. Nat Phys, 2009, 5: 687–692
28 Philbin T G, Kuklewicz C, Robertson S, et al. Fiber optical analog of event horizon. Science, 2008, 319: 1367–1370
29 Belgiorno F, Cacciatori S L, Clerici M, et al. Hawking radiation from untrashort laser pulse filaments. Phys Rev Lett, 2010, 105: 203901
30 Weinfurtner S, Tedford E W, Penrice M C J, et al. Measurement of stimulated Hawking emission in an analogue system. Phys Rev Lett, 2011, 106: 021302
31 Lahav O, Itah A, Blumkin A, et al. Realization of a sonic black hole analog in a Bose-Einstein condensate. Phys Rev Lett, 2010, 105: 240401
32 Parikh M K, Wilczek F. Hawking radiation as tunneling. Phys Rev Lett, 2000, 85: 5042–5045
33 Parikh M K. A secret tunnel through the horizon. Int J Mod Phys D, 2004, 13: 2351–2354
34 Zhang B, Cai Q Y, Zhan M S. The temperature in Hawking radiation as tunneling. Phys Lett B, 2009, 671: 310–313
35 Zhang B, Cai Q Y, Zhan M S. Hawking radiation as tunneling derived from black hole thermodynamics through the quantum horizon. Phys Lett B, 2008, 665: 260–263
36 Zhang B, Cai Q Y, Zhan M S. Thermodynamics inducing massive particles' tunneling and cosmic censorship. Eur Phys J C, 2010, 68: 561–566
37 Zhang B, Cai Q Y, You L, et al. Hidden messenger revealed in Hawking radiation: A resolution to the paradox of black hole information loss. Phys Lett B, 2009, 675: 98–101
38 Zhang B, Cai Q Y, Zhan M S, et al. Entropy is conserved in Hawking radiation as tunneling: A revisit of the black hole information loss paradox. Ann Phys, 2011, 326: 350–363
39 Zhang B, Cai Q Y, Zhan M S, et al. An interpretation for the entropy of a black hole. Gen Relativ Gravit, 2011, 43: 797–804
40 Zhang B, Cai Q Y, Zhan M S, et al. Noncommutative information is revealed from Hawking radiation as tunneling. EPL, 2011, 94: 20002
41 Vanzo L, Acquaviva G, Criscienzo R D. Tunneling methods and Hawking's radiation: Achievements and prospects. Class Quant Grav, 2011, 28: 183001
42 Kraus P, Wilczek F. Self-interaction correction to black hole radiance. Nucl Phys B, 1995, 433: 403–420
43 Pilling T. Black hole thermodynamics and the factor of 2 problem. Phys Lett B, 2008, 660: 402–406
44 Fursaev D V. Temperature and entropy of a quantum black hole and conformal anomaly. Phys Rev D, 1995, 51: R5352–R5355
45 Kaul R K, Majumdar P. Logarithmic correction to the Bekenstein-Hawking entropy. Phys Rev Lett, 2000, 84: 5255–5257
46 Page D N. Hawking radiation and black hole thermodynamics. New J Phys, 2005, 7: 203
47 Ghosh A, Mitra P. Log correction to the black hole area law. Phys Rev D, 2005, 71: 027502
48 Solodukhin S N. Entropy of the Schwarzschild black hole and the string-black-hole correspondence. Phys Rev D, 1998, 57: 2410–2414
49 York J W. Black hole in thermal equilibrium with a scalar field: The back-reaction. Phys Rev D, 1985, 31: 775–784
50 Lousto C O, Sanchez N. Back reaction effects in black hole spacetimes. Phys Lett B, 1988, 212: 411–414
51 Arzano M A, Medved J M, Vagenas E C. Hawking radiation as tunneling through the quantum horizon. J High Energy Phys, 2005, 09: 037
52 Akhmedov E T, Akhmedova V, Singleton D. Hawking temperature in the tunneling picture. Phys Lett B, 2006, 642: 124–128
53 Mitra P. Hawking temperature from tunnelling formalism. Phys Lett B, 2007, 648: 240–242
54 Akhmedova V, Pilling T, Gill A, et al. Temporal contribution to gravitational WKB-like calculations. Phys Lett B, 666: 269–271
55 Akhmedov E T, Pilling T, Singleton D. Subtleties in the quasi-classical calculation of Hawking radiation. Int J Mod Phys D, 2008, 17: 2453–2458
56 Chowdhury B D. Problems with tunneling of thin shells from black holes. Pramana, 2008, 70: 593–612
57 Sakurai J J, Tuan S F. Modern Quantum Mechanics-Revised Edition. New Jersey: Addison Wesley, 2005
58 Bardeen J M, Carter B, Hawking S W. The four laws of black hole mechanics. Commun Math Phys, 1973, 31: 161–170
59 Gibbons G W, Perry M J. Black holes in thermal Equilibrium. Phys Rev Lett, 1976, 36: 985–987
60 Gibbons G W, Hawking S W. Cosmological event horizons, thermodynamics, and particle creation. Phys Rev D, 1977, 15: 2738–2751
61 Zurek W H. Entropy evaporated by a black hole. Phys Rev Lett, 1982, 49: 1683–1686
62 Page D N. Comment on "Entropy Evaporated by a Black Hole". Phys Rev Lett, 1982, 50: 1013
63 Hawking S W. Breakdown of predictability in gravitational collapse. Phys Rev D, 1976, 14: 2460–2473
64 Hawking S W. Information loss in black holes. Phys Rev D, 2005, 72: 084013
65 Aharonov Y, Casher A, Nussinov S. The unitarity puzzle and Planck mass stable particles. Phys Lett B, 1987, 191: 51–55
66 Krauss L M, Wilczek F. Discrete gauge symmetry in continuum theories. Phys Rev Lett, 1989, 62: 1221–1223

67 Bekenstein J D. How fast does information leak out from a black hole? Phys Rev Lett, 1993, 70: 3680–3683
68 Horowitz G T, Maldacena J. The black hole final state. J High Energy Phys, 2004, 02: 008
69 Lloyd S. Almost certain escape from black holes in final state projection models. Phys Rev Lett, 2006, 96: 061302
70 Belokolos E D, Teslyk M V. Scalar field entanglement entropy of a Schwarzschild black hole from the Schmidt decomposition viewpoint. Class Quant Grav, 2009, 26: 235008
71 Braunstein S L, Pati A K. Quantum information cannot be completely hidden in correlations: Implications for the black-hole information paradox. Phys Rev Lett, 2007, 98: 080502
72 Grimmett G R, Stirzaker D R. Probability and Random Processes. Oxford: Clarendon Press, 1992
73 Zhang B, Cai Q Y, Zhan M S, et al. Towards experimentally testing the paradox of black hole information loss. Phys Rev D, 2013, 87: 044006; Errum, 88: 049901
74 Zhang B, Cai Q Y, Zhan M S. Entropy conservation in the transition of Schwarzschild-de Sitter space to de Sitter space through tunneling. Chin Phys Lett, 2012, 29: 020401
75 Zhang B, Cai Q Y, Zhan M S, et al. Information conservation is fundamental: Recovering the lost information in Hawking radiation. Int J Mod Phys D, 2013, 22: 1341014
76 Israel W, Yun Z. Band-aid for information loss from black holes. Phys Rev D, 2010, 82: 124036
77 Hinterbichler K. Theoretical aspects of massive gravity. Rev Mod Phys, 2012, 84: 671–710
78 Hohm O, Routh A, Townsend P K, et al. On the Hamiltonian form of 3D massive gravity. Phys Rev D, 2012, 86: 084035
79 Bañados M, Teitelboim C, Zanelli J. Black hole in three-dimensional spacetime. Phys Rev Lett, 1992, 69: 1849–1851
80 Strominger A. Black hole entropy from near-horizon microstates. J High Energy Phys, 1998, 02: 009
81 Birmingham D, Sachs I, Sen S. Entropy of three-dimensional black holes in string theory. Phys Lett B, 1998, 424: 275–280
82 Townsend P K, Zhang B. Thermodynamics of "Exotic" Bañados-Teitelboim-Zanelli black holes. Phys Rev Lett, 2013, 110: 241302
83 Witten E. 2 + 1 dimensional gravity as an exactly soluble system. Nucl Phys B, 1988, 311: 46-78
84 Izquierdo J M, Townsend P K. Supersymmetric spacetimes in (2+1) adS-supergravity models. Class Quant Grav, 1995, 12: 895
85 Cardy J L. Operator content of two-dimensional conformally invariant theories. Nucl Phys B, 1986, 270: 186–204
86 Maloney A, Witten E. Quantum gravity partition function in three dimensions. J High Energy Phys, 2010, 02: 029
87 Carlip S, Gegenberg J. Gravitating topological matter in 2+1 dimensions. Phys Rev D, 1991, 44: 424–428
88 Carlip S, Gegenberg J, Mann R B. Black holes in three-dimensional topological gravity. Phys Rev D, 1995, 51: 6854–6859
89 Bañados M. Constant curvature black holes. Phys Rev D, 1998, 57: 1068–1072
90 Bañados M, Gomberoff A, Martinez C. Anti-de Sitter space and black holes. Class Quant Grav, 1998, 15: 3575
91 Padmanabhan T. Gravity andthe thermodynamics of horizons. Phys Rep, 2005, 406: 49–125
92 Susskind L. The paradox of quantum black holes. Nat Phys, 2006, 2: 665–677
93 Padmanabhan T. Thermodynamical aspects of gravity: New insights. Rep Prog Phys, 2010, 73: 046901
94 Jacobson T. Thermodynamics of spacetime: The Einstein equation of state. Phys Rev Lett, 1995, 75: 1260–1263
95 Verlinde E. On the origin of gravity and the laws of Newton. J High Energy Phys, 2011, 04: 029
96 Carlip S. Challenges for emergent gravity. arXiv: 1207.2504
97 Sindoni L. Emergent models for gravity: An overview of microscopic models. SIGMA, 2012, 8: 027
98 Unnikrishnan C S, Gillies G T. Equivalence principle exotica. Front Phys China, 2008, 3: 444–456
99 Davies P C W, Birrell N D. Quantum Fields in Curved Space. Cambridge: Cambridge University Press, 1982
100 Davies P C W. Quantum mechanics and the equivalence. Class Quant Grav, 2004, 21: 2761–2772
101 Salecker H, Wigner E P. Quantum limitations of the measurement of space-time distances. Phys Rev, 1958, 109: 571–577
102 Peres A. Measurement of time by quantum clocks. Am J Phys, 1980, 48: 552–557
103 Abramowitz M, Stegun I A. Handbook of Mathematical Functions, Graphs, and Mathematical Tables. New York: Dover, 1972
104 Stodolsky L. Matter and light wave interferometery in gravitational fields. Gen Relativ Grav, 1979, 11: 391–405
105 Colella R, Overhauser A W, Werner S A. Observation of gravitationally induced quantum interference. Phys Rev Lett, 1975, 34: 1472–1474
106 Riehle F, Kisters T, Witteet A, et al. Optical Ramsey spectroscopy in a rotating frame: Sagnac effect in a matter-wave interferometer. Phys Rev

Lett, 1991, 67: 177–180
107 Kasevich M A, Chu S. Atomic interferometry using stimulated Raman transitions. Phys Rev Lett, 1991, 67: 181–184
108 Chiao R Y, Speliotopoulos A D. Quantum interference to measure spacetime curvature: A proposed experiment at the intersection of quantum mechanics and general relativity. Int J Mod Phys D, 2003, 12: 1627–1632
109 Cronin A D, Schmiedmayer J, Pritchard D E. Optics and interferometry with atoms and molecules. Rev Mod Phys, 2009, 81: 1051–1129
110 Zhang B, Cai Q Y, Zhan M S. Transfer of gravitational information through a quantum channel. Eur Phys J D, 2013, 67: 184
111 Kasevich M A, Chu S. Measurement of the gravitational acceleration of an atom with a light-pulse atom interferometer. Appl Phys B, 1992, 54: 321–332
112 Storey P, Cohen-Tannoudji C. The Feynman path integral approach to atomic interferometry. A Tutorial J Phys France, 1994, 4: 1999–2027
113 Peters A, Chung K Y, Young B, et al. Precision atom interferometry. Phil Trans R Soc Lond A, 1997, 355: 2223–2233
114 Dimopoulos S, Graham P W, Hogan J M, et al. Testing general relativity with atom interferometry. Phys Rev Lett, 2007, 98: 111102
115 Dimopoulos S, Graham P W, Hogan J M, et al. General relativistic effects in atom interferometry. Phys Rev D, 2008, 78: 042003
116 Peters A, Chung K Y, Chu S. Measurement of gravitational acceleration by dropping atoms. Nature, 1999, 400: 849–852
117 Zhou L, Xiong Z Y, Yang W, et al. Measurement of local gravity via a cold atom interferometer. Chin Phys Lett, 2011, 28: 013701
118 Zhou L, Xiong Z Y, Yang W, et al. Development of an atom gravimeter and status of the 10-meter atom interferometer for precision gravity measurement. Gen Relativ Grav, 2011, 43: 1931–1942
119 Chiao R Y, Speliotopoulos A D. Towards MIGO, the matter-wave interferometric gravitational-wave observatory, and the intersection of quantum mechanics with general relativity. J Mod Opt, 2004, 51: 861–899
120 Gao D F, Ju P, Zhang B, et al. Gravitational-wave detection with matter-wave interferometers based on standing light waves. Gen Relativ Grav, 2011, 43: 2027–2036
121 Hagley E, Maître X, Nogues G, et al. Generation of Einstein-Podolsky-Rosen pairs of atoms. Phys Rev Lett, 1997, 79: 1–5
122 Yurtsever U, Strekalov D, Dowling J P. Interferometry with entangled atoms. Eur Phys J D, 2003, 22: 365–371
123 Bassi A, Lochan K, Satin S, et al. Models of wave-function collapse, underlying theories, and experimental tests. Rev Mod Phys, 2013, 85: 471–527
124 Feynman R. Feynman Lectures on Gravitation. Massachusetts: Addison-Wesley, 1995
125 Diósi L. A universal master equation for the gravitational violation of quantum mechanics. Phys Lett A, 1987, 120: 377–381
126 Diósi L. Models for universal reduction of macroscopic quantum fluctuations. Phys Rev A, 1989, 40: 1165–1174
127 Penrose R. On Gravity's role in quantum state reduction. Gen Relativ Grav, 1989, 28: 581–599
128 Brezger B, Arndt M, Zeilinger A. Concepts for near-field interferometers with large molecules. J Opt B-Quantum Semiclass Opt, 2003, 5: S82–S89
129 Hornberger K, Uttenthaler S, Brezger B, et al. Collisional decoherence observed in matter wave interferometry. Phys Rev Lett, 2003, 90: 160401
130 Arndt M, Hornberger K, Zeilinger A. Probing the limits of the quantum world. Phys World, 2005, 18: 35
131 Carlip S. Is quantum gravity necessary? Class Quant Grav, 2008, 25: 154010
132 Peres A, Terno D R. Quantum information and relativity theory. Rev Mod Phys, 2004, 76: 93–123
133 Ralph T C, Milburn G J, Downes T. Quantum connectivity of space-time and gravitationally induced decorrelation of entanglement. Phys Rev A, 2009, 79: 022121
134 Crispino L C B, Higuchi A, Matsas G E A. The Unruh effect and its applications. Rev Mod Phys, 2008, 80: 787–837
135 Martín-Martínez E, Garay L J, León J. Unveiling quantum entanglement degradation near a Schwarzschild black hole. Phys Rev D, 2010, 82: 064006
136 Hornberger K, Uttenthaler S, Brezger B, et al. Can closed timelike curves or nonlinear quantum mechanics improve quantum state discrimination or help solve hard problems? Phys Rev Lett, 2009, 103: 170502
137 Olson S J, Ralph T C. Entanglement between the future and the past in the quantum vacuum. Phys Rev Lett, 2011, 106: 110404

Gravitational effects of atomic and molecular systems

ZHANG BaoCheng, CAI QingYu & ZHAN MingSheng*

State Key Laboratory of Magnetic Resonances and Atomic and Molecular Physics, Wuhan Institute of Physics and Mathematics, Chinese Academy of Sciences, Wuhan 430071, China

Finding the complete quantum gravity theory is the most important and frontal subject in theoretical physics, and the black hole thermodynamics and using quantum interferometer to test gravitational effect are considered as two significant "probing fields" for the coming quantum gravity theory. The two fields represent two respective ends of modern research into quantum gravity: one introduces quantum mechanics into a gravitational system, while the other attempts to incorporate gravity with a quantum system through observing the evolution of the quantum system in the gravitational background. For the former, the unitarity of quantum mechanics will meet a great challenge, while for the latter, the equivalence principle of general relativity will be probed more and more rigorously in experiments done with microscopical particles. Now the Hawking radiation of black holes has been found in the atomic, molecular and optic experiments, but its mechanism is unclear. In particular, whether the phenomenon could be explained within the current theories or needs the new physics is also unclear. However, it is very significant to get insight into some possible elements about quantum gravity through these experiments. On the other hand, the gravitational effects can be measured by quantum systems, which provides not only the convenience to study the influence of gravitational effects on quantum systems, but also a possible entrance to study the incorporation of quantum mechanics and gravity. In the review, we will discuss all these based on the interdiscipline of atom-molecule-optics and gravity, and our recent works related to the incorporation of quantum mechanics and gravity.

atomic and molecular system, quantum gravity, black hole radiation, analogous gravity, atom interferometry

PACS: 04.60.-m, 04.70.-s, 03.75.Dg

doi: 10.1360/SSPMA-2013-00095