

有限温度量子色动力学

赵 万 云

人们已经普遍相信,量子色动力学(简称 QCD)是目前强相互作用的一个成功的理论。然而,事实上,目前理论只是在通常“零温”和物质密度下,受到过一些实验的检验。既然如此,人们自然会问,在更广泛的物理条件下,例如:温度很高、物质密度很大等情况下,强子物质的性质将会发生怎样的变化呢?描写强相互作用的理论 QCD 将要作如何更改呢?会有什么新的现象和新的物质状态出现呢?我们希望在自然界中发现或在实验中产生这样极端的物理条件,从而在新的领域里检验强相互作用的理论,研究高温、高密度对强子物质结构的影响。在宇宙中,存在一些中子星,它的内核,也就是它的中心部份有很大的密度, $\rho \geq 10^{15}$ 克/厘米³。对原子核, $\rho \sim 10^{14} - 10^{14}$ 克/厘米³; 对中子, $\rho \sim 10^{15}$ 克/厘米³。所以,这种中子星的内核,其密度很高,超过中子的密度,它的组成成份不再是中子,很可能是夸克。这种中子星的内核不再是以中子作为它的基本单元,而是以夸克作为它的基本单元。这种夸克的状态是自由的,它们之间的作用是弱的,不再是被很强的力束缚成基本粒子。这些夸克周围的媒介物质就是胶子。中子星内核这种由自由夸克和胶子组成的状态,被称作为夸克-胶子等离子态。这种物质态的基本单元是一个夸克和周围有些胶子。另外,根据宇宙大爆炸理论,宇宙演变的早期阶段,大约在宇宙大爆炸的 10^{-5} 秒的极短瞬间,宇宙作为一个整体,处于极

高温状态,温度 $T \geq 10^{12}$ °K, 这时候的宇宙可能存在夸克-胶子等离子态。在通常电磁学中,等离子体是指这样一种物质状态,物质粒子处于从高度电离到完全电离的状态,整个等离子体系统是一个准中性的系统,它有一个德拜屏蔽长度的特性。在等离子体中的任何一个带电粒子所产生的库仑场,在德拜屏蔽长度 D 的距离上被屏蔽了,在夸克-胶子等离子态中,也有这种性质。带颜色的夸克所产生的强相互作用场,在一个德拜屏蔽长度的距离上也被屏蔽了,带颜色夸克之间的强相互作用,随它们之间的距离增加而很快地减弱。所以我们也把夸克-胶子的这种状态称为夸克-胶子等离子体状态。当然,夸克-胶子等离子态的德拜屏蔽长度与通常的等离子体的德拜屏蔽长度是不同的。在实验室里,期望在不久的将来,极高能量的重离子碰撞实验会产生夸克-胶子等离子态。

其次,从纯理论的角度讲,把原来“零温”的 QCD 延伸到有限温度领域,从而可以描述高温、高密度情况下的强子物质的性质,进而可以检验 QCD 的自洽性和合理性,增强对 QCD 的信赖。

一、威尔逊 (Wilson) 序参数和相变

到目前为止,实验上还没有看见从束缚态中跑出来的自由夸克。大家都相信,在通常的物理条件下,夸克是禁闭的。格点量子色动力学的研究表明,在强

耦合情况下,夸克是禁闭的.对此,我们要问,夸克禁闭的现象是否是一个绝对的现象呢?在高温、高密度的极端物理条件下,夸克禁闭现象是否还会保持?

夸克必须禁闭在束缚态中才稳定和夸克不必禁闭在束缚态中即可稳定这两种情况是属于两个不同的物理状态.要夸克禁闭在束缚态中的状态也可以称作夸克禁闭相,要夸克非禁闭的状态也可以称作夸克非禁闭相.这两个相有完全不同的特点,从一个相过渡到另一个相,在这两个相之间是否存在一个相变?正如在一个大气压情况下,把水加热到 100°C 时,水就从液体相变到水蒸气的气体相一样.当温度急剧增高时,会不会出现从夸克的禁闭相变到夸克的非禁闭相的现象呢?

在统计物理学中,当研究物质状态的相变和临界现象时,我们总要寻找一个物理参量,它能最好地描写某个物质状态的相变和临界现象,并且这个物理参量又是比较容易进行计算的.这个物理参量大小的改变,表明某个物质状态有序程度的改变及与之伴随而来的内部对称性质的变化.这样的物理参量我们把它叫做“序参量”.例如各向同性的铁磁体,在高温时,磁化强度 M 为零,低温时, $M \neq 0$. 非零的 M 标志着新的磁有序,它的大小表示有序的程度,我们就把 M 选为判别铁磁体相变的序参量,它反映铁磁体的内部状态,只要它具有非零值,就意味着内部对称性质发生改变,出现了有序.再如描写气体相-液体相这两相相变临界点的序参数,我们可以选这两相的密度差 $\rho_{液}-\rho_{气}$ 这个物理参量作为序参量.

现在回到有限温度 QCD. 1974 年,威尔逊提出了格点规范理论,在这个理论里,引进了一个物理参量,根据这个参量大小的变化,可以判别,夸克是禁闭的还是非禁闭的.当这个物理参量趋向零时,夸克是禁闭的,当这个物理参量趋向 1 时,夸克是非禁闭的.我们把这个物理参量称做“威尔逊序参数”,用它来描写从夸克禁闭相到夸克非禁闭相的相变.

后来有人把温度引入威尔逊序参数.因为时间的倒数是能量的量纲,而温度也是能量的量纲,所以,可以把威尔逊序参数中的欧几里德时间看作是温度的倒数;并让时间 τ (欧几里德时间,或称为虚时间)在一段区域里变化,例如从零变到 β , $0 \leq \tau \leq \beta$, $\beta = \frac{1}{T}$, T 是体系的温度,另外,对玻色场,给出周期性的边界条件;对费米场,给出反周期性的边界条件.这样的威尔逊序参数被称为“温度威尔逊序参数”.它是在有限温度时,判别夸克禁闭或非禁闭的一个物理参量.当温度 T 从零升高到无穷大时,“温度威尔逊序参数”就为零变到 1,夸克就从禁闭相变到非禁闭相.

由这种虚时间的温度威尔逊序参数引出来的一套量子场论方法,我们把它叫做虚时形式的有限温度量

子场论.这种虚时形式只能处理平衡态的问题.由于玻色场的周期性边界条件和费米场的反周期性边界条件,使得粒子的能量取值是分立的,对玻色场,正能量的最低值是零,能量取值的间隔是 $2\pi T$,对费米场,正能量的最低值是 πT ,能量取值的间隔是 $2\pi T$.可见在有限温度时, $T \neq 0$,玻色子与费米子满足不同的边界条件,使得它们处于不对称的地位,只要一有温度,超对称就是破坏的.这与大多数对称性在温度低时破坏,温度升高时会回复的现象正好相反.对超对称性,不管零温度时,是否破坏,只要一有温度,超对称性就被破坏.

除了虚时形式的有限温度量子场论外,还有另一类实时形式的有限温度量子场论.在实时形式中,时空都是连续变化的,从负无穷大变到正无穷大,温度是作为与时空无关的另一个物理量引进的,所以实时形式的有限温度场论可以处理非平衡态的问题.由于多了温度这一物量参量,使得实时形式的有限温度场论中,场量的数目,要比虚时形式的多一倍.这多出来的一倍场量是虚构的.在虚时形式中的场量,在实时形式中变成了矩阵,这使得许多物理量的计算,在实时形式中要比虚时形式时复杂得多.但虚时形式是非协变的,只能讨论非相对论的问题,而实时形式是协变的,可以讨论相对论的问题.例如,在研究夸克之间相互作用势的问题时,虚时形式的有限温度场论,只能讨论重夸克之间的相互作用势,这时可以把重夸克近似地看作是静止的.而实时形式的有限温度场论,既可以讨论重夸克之间的相互作用势,也可以讨论轻夸克之间的相互作用势.

二、重夸克相互作用势

研究夸克之间的相互作用势,一直是人们感兴趣的问题之一,在有限温度情况下,也是如此.当用虚时形式的有限温度场论来研究夸克之间相互作用势的问题时,当然考虑的是重夸克.在理论上已经证明,可以把重夸克相互作用势与两个温度威尔逊序参数(或称作温度威尔逊圈)的关联函数联系起来.这样,求重夸克势的问题就归结为求两个温度威尔逊圈的关联函数的问题.由于 QCD 是一个渐近自由的理论,所以有限温度 QCD,当温度很高时,其跑动耦合常数是个小量,从而可以用微扰论来计算高温时的双温度威尔逊圈的关联函数,我们得到重夸克势的高温行为与格点规范理论的蒙特卡罗(Monte Carlo)计算,都表明,高温时,重夸克势随它们之间的距离增加而指数地衰减,夸克是非禁闭的.两种不同方法的计算结果的差别在于,前者与夸克之间距离 r 的平方成反比,而后者是与 r 的一次方成反比.可见,夸克禁闭现象不是一个绝对的现象,在温度足够高时,夸克可以被释放出来,出现一个夸克-胶子等离子体状态,这时,夸克之间的相互

作用势是屏蔽的,其屏蔽长度为 $(m_e)^{-1}$.

三、屏蔽质量和能隙

零温时的 QCD, 胶子的自能(胶子的单圈费曼图), 在外动量趋于零时为零, 胶子的静止质量为零. 在有限温度时, 情况就不一样, 和光子在有限温度时会有静止质量类似, 胶子也会有静止质量. 这是由于温度效应引起的. 因为光子只有横向的, 所以有限温度时的光子只有一个静止质量. 而胶子场既有横向分量, 也有时间分量, 所以它在有限温度时, 有二种质量, “磁”质量和“电”质量. 我们把有限温度时, 胶子单圈级的自能张量的时间部分称为胶子的“电”质量为 gT . 胶子自能张量的空间部分称为胶子的“磁”质量为 g^2T . 这些质量都是由于有温度时的热涨落引起的. 胶子“电”质量也被称为高温 QCD 的胶子的屏蔽质量, 夸克-胶子等离子态中的带颜色的夸克是屏蔽的, 其屏蔽长度为 $(gT)^{-1}$. 胶子的“磁”质量也被称为高温时胶子场的能隙. 我们把真空态看作最低的能态, 其能量取作零. 有限温度 QCD 的最小能级, 也就是一个胶子的“磁”质量的能量, 这个最小能级离真空态有一间隙, 我们把这间隙叫做有限温度 QCD 的能隙, 其大小就是 g^2T . 在高温时, 跑动耦合常数 g 是个小量, 所以 $g^2T < gT$, 也就是说, “磁”质量小于“电”质量, 所以能隙应该等于“磁”质量. 正因为有了屏蔽质量, 夸克才是非禁闭的, 其屏蔽长度约为 $(gT)^{-1}$. 有限温度 QCD 的高温相是夸克非禁闭相, 这个相的特点是, 存在一个电屏蔽长度, $(gT)^{-1}$, 和一个能隙, g^2T .

四、有限温度 QCD 的重整化

零温时的 QCD 是一个可重整化的理论, 它的一切紫外发散都可以通过重整化来消除. 在有限温度时, 虚时形式的有限温度场论, 使得在动量空间中对能量的积分变成求和, 而这求和可以改写成一个回路积分, 而这回路积分又可表示成二个积分, 一个与温度无关的积分, 也就是原来零温时的积分, 另一个是与温度有关的积分, 而后者由于有一个指数因子它是不紫外发散的. 已经证明, 有限温度场论的一切紫外发散项都与零温时一样, 没有新的依赖温度的紫外发散项出现, 所以, 零温时的 QCD 的重整化足够消除有限温度 QCD 的一切紫外发散, 也就是说有限温度 QCD 的重整化与零温时的 QCD 的一样. 这不仅限于 QCD, 对其它场论, 有限温度时的重整化与零温时一样, 如果该场论是可重整化的理论.

五、红外问题

在高温时, 由于跑动耦合常数较小, 使得有可能用微扰论来讨论高温 QCD 的一些问题. 但是, 由于胶子的“磁”质量, g^2T , 较小, 使得处理低动量问题时, 在

微扰论的某一级以后, 将出现相同数量级的项, 而不是一级比一级数量级更小, 这样使得在某一级以后, 作微扰的计算变得不可靠, 这就是有限温度 QCD 的红外问题. 胶子场能隙的精确确定, 也是与这红外问题有关的, g^2T 的值只不过是数量级的估计, 胶子场的能隙不会比 g^2T 再大, 只可能比它更小. 红外问题和胶子场的能隙是有限温度 QCD 中一个还没有解决的问题. 在这方面工作的人们, 近十年来, 一直试图找到一个新的途径来解决红外问题, 但是没有成功. 在本世纪八十年代初, 规范场论的拓扑性质的研究开展后, 有些科学家发现, 对三维规范场理论, 为了保持其规范不变性, 将会在拉氏量里出现一个附加项, 这项中有质量的量纲, 我们把这项称为拓扑质量项, 并且其是量子化的, 有人就把它看作是胶子的“磁”质量, 因为这三维规范场的三维全是空间部份, 不包含时间, 这拓扑质量项的数量级也是 g^2T , 但是精确地确定它, 还是没有能做到, 所以红外问题还是没有解决. 也有人通过四维规范场论的费米子诱导流, 在高温极限下, 将时间那一维紧致成一点, 变成了三维的规范场, 从而也能得到这个量子化了的拓扑质量项的附加项. 至今, 探索红外问题仍是一个令人们感到兴趣的问题.

六、相变

在有限温度 QCD 中, 有以下两种相变: 一个是从夸克禁闭到夸克非禁闭的相变, 其相变的临界温度为 T_c ; 另一个是从手征对称性的破缺到手征对称性的回复的相变, 其相变的临界温度为 T_{ch} . 当温度 $T > T_c$ 时, 强子的束缚态变成了夸克-胶子等离子态. 当温度 $T > T_{ch}$ 时, 手征对称性回复了, 于是夸克可以被看作是无质量的. 如果温度 T 比 T_c 和 T_{ch} 都低时, 我们就有一个有质量的重子态. 如果温度 T 比 T_c 和 T_{ch} 都高时, 我们就有一个夸克-胶子等离子态, 这时夸克可以被认为无质量的. 看来 $T_c > T_{ch}$ 是不大可能的, 因为这意味着无质量的夸克将被束缚成强子, 这显然是不合理的. 强子束缚态是有质量的, 要把夸克从强子束缚态中拉出来, 需要很大的能量, 而释放出来的夸克又是无质量的, 这似乎是不可能的. 而临界温度 $T_c < T_{ch}$ 是可能的, 这相应于一个未被束缚的有质量的夸克体系的区域, 这是合理的. 格点规范理论的蒙特卡罗计算表明, $T_{ch} \approx 1.3T_c$, 并且给出, 对 $SU(2)$ 规范群, 这两种相变都是二级相变; 对 $SU(3)$ 规范群, 它们都是一级相变. 这些是通过蒙特卡罗计算体系的内能和比热而得出的. 这些计算都是比较粗糙和近似的. 关于临界温度 T_c , 对 $SU(3)$, 蒙特卡罗计算近似地给出 $T_c \approx 200$ MeV.

以上的讨论表明还有很多问题未能很好地解决, 有待在这方面工作的人们的努力. 到目前为止, 极高能量的重离子碰撞实验, 还没有能够得到夸克-胶子等

离子态。有朝一日,这种迹象出现了,将会检验有限温度 QCD 理论所给出的一些结果。反过来,极高能量离子碰撞实验中出现的一些新现象,以及夸克-胶子等离子态这种新的物质状态中出现的新的问题,会推动有限温度 QCD 理论的发展,要求新的理论能解释这些新现象和新问题。我们期望,不久的将来,会在实验室里看到夸克-胶子等离子态的出现。