

束缚核子内部的温度*

陈伟中 刘连寿

(华中师范大学粒子物理研究所, 武汉)

摘 要

本文提出束缚核子内部存在温度的观点, 并推出了这个温度与口袋常数之间的关系; 进而指出 EMC 效应可能是由这个温度引起, 并定出了几组核子内部温度值。最后给出了一个相变温度, 并预言了极限核的存在。

一、引 言

温度是描写核物质向夸克物质相变的主要特征量^[1]。1982年, 欧洲 μ 子合作组发现 EMC 效应^[2]之后, 为了解释这一实验现象, 理论上出现了许多模型或想法^[3], 如标度变化模型^[4,5]、 π 介子模型^[6]、多夸克集团模型^[4]等等。其中也有涉及到温度概念的工作。Sourendu Gupta 等人认为重核中的所有核子有一定的几率处于完全色囚禁解除态, 或者说, 重核中有一部分核子处于完全色囚禁解除态, 然后再假定在核体积范围之内这些完全解除色囚禁的自由夸克、反夸克、胶子等平衡于共同温度 T , 并且其动量按理想费米气体分布^[7]。这个模型中的温度是遍及整个核体积内的, 因此和现有的核结构理论不自洽。C. Angelini 等人在核子内部引入温度概念^[8]避免了上述问题。他们把核子中的价夸克看成是无任何运动学限制的理想麦-玻气体, 构造了一个热力学模型, 引入了一个和深度非弹散射实验中的四动量转移平方 Q^2 相关的内部温度 $T(Q^2)$, 并且把核子的体积 V 和温度 T 同时看成自由参量。这种依赖于 Q^2 的“温度”和深度非弹的冲量近似不自洽。文献[8]的作者自己也注意到了这一点, 他们另外定义了一个核子中夸克气的真实温度 T_0 , 并且估计出这个 T_0 大约在 160 MeV ~ 230 MeV 范围内^[9]。原子核中束缚核子内部究竟是否有温度? 它和夸克物质相变有什么关系? 这些都是值得进一步研究的问题。

在本文中, 我们先给出一个图象。在这个图象中, 在原子核层次没有温度, 从而和通常的核结构理论相自洽。但是, 在束缚核子内部存在非零温度。

如果上述图象正确, 束缚核子内部的温度在实验上应该有所反映。轻子在核上的深度非弹散射正好是测量这个温度的理想探针。因此, EMC 效应应该与这个温度有关。为了建立两者的关系, 我们利用了 QCD 的唯象模型和有限温度场论^[10,11]。

在与 QCD 有关的众多模型中, Friedberg-Lee 的孤子模型^[12]具有吸引力。本文采

* 中国国家自然科学基金资助的课题。
本文 1987 年 1 月 22 日收到。

用虚时有限温度场论的程式对 Friedberg-Lee 模型的拉氏量进行温度修正,从而建立起口袋常数与温度之间的关系;再利用 Jaffe 等人的标度变换模型^[3],建立起 EMC 效应和核子内部温度之间的关系.并以 EMC 和 SLAC 的数据为输入,定出了几组核的核子内部温度值.发现这样定出来的核子内部温度值具有下列性质:原子核越大,其核内束缚核子内部温度越高;但随核子数的增大,其核内束缚核子内部温度的升高速率会逐渐变慢.

另一方面,从对口袋常数与温度之间的关系的讨论,发现当温度上升到一个临界值 T_c 之后,口袋常数为零,核子口袋半径发散.这可以看成是核物质向夸克物质相变的信号.我们估算出这个 T_c 约为 260 MeV. 由于核内核子温度与核子数有关,并随核子数的增加而升高.因此,从理论上可以预言.自然界存在的原子核的核子数有上限,即存在极限核.

二、束缚核子内部的温度对束缚核子的影响

对深度非弹散射实验的分析得出了强子的部分子模型.模型认为:强子内部存在数量无限的部分子,一般认为部分子即为夸克,包括价夸克和海夸克.因此,强子内部有大量的内部自由度.另一方面,原子核可以看作是由核子组成的简并费米气体.核内核子不会静止,而要进行非匀速的运动,即通常所谓的“费米运动”.

可见,束缚核子内部的夸克系统是囚禁在整体作费米运动的核子口袋之中的.这样的夸克系统原则上会不会形成温度?这种具有内部自由度的量子振子的动力学和热力学性质是一个有待于进一步研究的问题.在本文中暂时回避这一问题,只承认束缚核子内部可能存在温度,来研究其唯象后果.

如果束缚核子内部存在温度,那么这个温度应该给束缚核子自身带来影响,使其不同于自由核子.为了计算这个影响,我们借助于强子的 Friedberg-Lee 孤子模型^[12],模型所取的拉氏量为:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & -\frac{1}{4} \kappa V_{\mu\nu}^i V_{\mu\nu}^i - \phi^+ \gamma_4 (\gamma_\mu D_\mu + f\sigma + m)\phi \\ & - \frac{1}{2} \partial_\mu \sigma \cdot \partial_\mu \sigma - u(\sigma) \end{aligned} \quad (1)$$

$$u(\sigma) = p + \frac{1}{2!} a\sigma^2 + \frac{1}{3!} b \cdot \sigma^3 + \frac{1}{4!} c\sigma^4 \quad (2)$$

其中: $V_{\mu\nu}^i$, D_μ 和 ϕ 分别为色 $SU(3)$ 群中的规范场,协变微分和夸克场; κ 是色介电常数.唯象场 σ 的引入是为了描写色囚禁现象.有效位势 $u(\sigma)$ 在 $\sigma = \sigma_{vac}$ 处有绝对极小, $u(\sigma_{vac}) = 0$; 而在 $\sigma = 0$ 处有局域极小, $u(0) = p$. p 就是口袋常数,也即真空对强子口袋的压强.模型中的 a , b , c 和 f 是四个参数,可以通过和自由核子性质,如自由核子的质量、有效电荷半径,以及口袋常数、胶球质量等等的啮合而定出^[13],但由于这四个参数相互牵连以及用来啮合的物理量的不确定性,目前还没有一套标准的参数值. R. Horn 给出一系列可取的参数值.(见参考文献[14]中表 1 所列)总体来说从 a 到 b 到 c , 数量级

立起
立和
子内
束缚
渐变

界值
的信
子数
存在

在数
有大
核子

这样
力学
子内

不同
型所

(1)

(2)

常数。
极小，
口袋
的质
相互
in 给
数量级

依次递增, 而 a 可以在 1 到 100 之间取值, b 则始终是小于零的。

考虑到我们只希望求出最低级的温度效应修正, 所以我们利用有限温度场论的程式对(1)式中的关键部分:

$$\mathcal{L}_\sigma = -\frac{1}{2} (\partial_\mu \sigma)^2 - u(\sigma) \quad (3)$$

求温度单圈修正。这一修正可以表为^[10]:

$$\begin{aligned} \Delta u^{(\beta)}(\sigma) &= \int \frac{d^3 k}{(2\pi)^3} \left[\frac{E_M}{2} + \frac{1}{\beta} \ln(1 - e^{-\beta E_M}) \right] \\ &= \bar{u}^{(0)}(\sigma) + \bar{u}^{(\beta)}(\sigma) \end{aligned} \quad (4)$$

其中:

$$E_M^2 = K^2 + M^2; \quad (5)$$

$$M^2 = a + b\sigma + c\sigma^2/2; \quad (6)$$

$$\beta = 1/T \quad (\hbar = c = k = 1); \quad (7)$$

T 是核子内部温度;

$\bar{u}^{(0)}(\sigma)$ 和 $\bar{u}^{(\beta)}(\sigma)$ 分别表示零温度和有限温度下的修正。

$\bar{u}^{(0)}(\sigma)$ 和温度无关, 可以合并到零温的有效势中去¹⁾, 合并后的零温有效势如图 1 中的点划线。以下只讨论 $\bar{u}^{(\beta)}(\sigma)$ 的贡献。计算后得出:

$$\bar{u}^{(\beta)}(\sigma) = -\frac{M^4}{2\pi^2\alpha^3} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} \left[\alpha K_0(n\alpha) + \frac{2}{n} K_1(n\alpha) \right] \quad (8)$$

其中, $\alpha \equiv \beta M$; $K_0(x)$ 和 $K_1(x)$ 分别为零阶、一阶 Basset 函数, 其行为如图 2 所示。由于 Basset 函数的良好收敛性, 保证了(8)式中的作用和对不同的温度和场值都具有良好的收敛性。

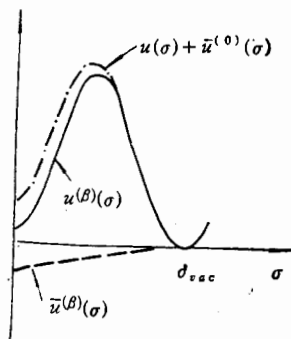


图 1 点划线和实线分别给出零温度和有限温度下的有效位势曲线; 虚线给出温度修正项随 σ 的变化关系

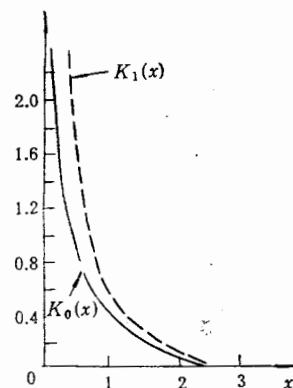


图 2 实线和虚线分别给出零阶和一阶 Basset 函数随其宗量的变化关系。可见, 对宗量的增大, 它们都有良好的收敛性

考虑到 Basset 函数的行为以及(6)、(7)两式, 可见 $\bar{u}^{(\beta)}(\sigma)$ 具有下列性质:

1) 合并之后的零温有效势仍保持(2)式的形式, 但参数 a, b, c 的值略有修正, ρ 值不变。

- (1) $\bar{u}^{(\beta)}(\sigma)$ 恒小于零;
- (2) 温度越高其绝对值越大(参看图 3 的虚线);
- (3) 对足够大的场变量其绝对值趋于零(参看图 1 中的虚线).

考虑了温度效应以后,有效势

$$u^{(\beta)}(\sigma) = u(\sigma) + \Delta u^{(\beta)}(\sigma) \quad (9)$$

不同于零温时的 $u(\sigma) + \bar{u}^{(0)}(\sigma)$. 它们两者的区别在 $\sigma = \sigma_{vac}$ 处几乎消失,如图 1 所示. 因此,按口袋常数的定义,得到口袋常数与温度之间的关系:

$$p(T) = u^{(\beta)}(0) = p + \bar{u}^{(\beta)}(0) \quad (10)$$

$p(T)$ 随 T 的变化如图 3 的实线所示. 可见,口袋常数是温度的函数,温度升高,口袋常数即真空对口袋的压强减小. 我们知道,按口袋模型,真空压强减小直接导致口袋有效半径的增大. 因此又有:

温度升高,束缚核子半径膨胀,见图 4.

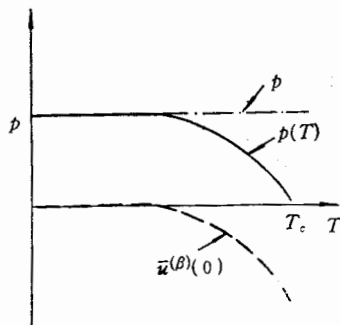


图 3 实线给出有限温度下的口袋常数随温度的变化
当 $T = T_c$ 时, $p(T_c) = 0$. 点划线为零温口袋常数; 虚线为温度修正项

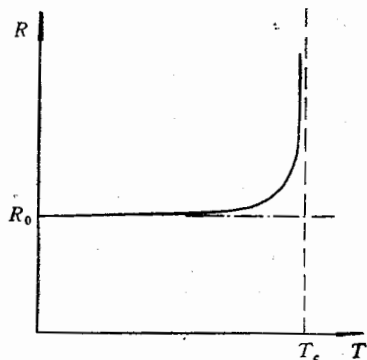


图 4 核子有效半径随温度变化曲线
当 $T = T_c$ 时, 半径发散.

三、核子内部温度与 EMC 效应

既然核子内部温度会导致核子体积膨胀. 那么这个体积膨胀应该在实验上有所体现. 显然, 轻子在核上的深度非弹散射是一种理想的探针. 根据 Jaffe 等人^[3]为解释 EMC 效应所提出的标度变换模型及文献[15]中所给出的核子体积变化与标度变换系数之间的关系, 可以看到 EMC 效应与核子内部的温度有关, 是束缚核子内部存在温度的一种信号. 基于这样的考虑, 我们先认为 EMC 效应完全来自温度效应, 再认为只有 50% 来自温度效应, 而另外 50% 来自其它效应(例如, 核内 QCD 真空畸变^[15], 或形成 6 夸克集团^[4]等), 以 EMC 和 SLAC 数据为输入, 在可取范围之内选定模型参数 α 值, 口袋常数取 MIT 口袋模型值, 其它参数与文献[15]相同, 我们定出了四套 He^4 , Be^9 , Al^{27} , Fe^{56} , Au^{197} 以及 C^{12} , Ca^{40} , Ag^{107} 等八个核的核子内部温度值, 如表 1. 在表 1 中还列出了这

八个核内核子的有效半径¹⁾。从表 1 中可以看到束缚核子内部温度具有下列定性结论:

- (1) 核子数大的核,其内核子内部温度高;
- (2) 随着核子数的增大,核子内部温度升高的速率变慢。

同时,我们也看到,这样定出来的核子内部温度值依赖于模型参数,尤其是参数 a 的选择。大的 a 对应于较高的温度,小的 a 所相应的温度值较低,但温度随核子数变化的规律不变。

(9)
折示。

(10)
口袋
有效

表 1

核	核子半径 (fm)	$r = 100\%$		$r = 50\%$	
		$a = 1.0$ (fm ⁻²)	$a = 10.0$ (fm ⁻²)	$a = 1.0$ (fm ⁻²)	$a = 10.0$ (fm ⁻²)
He ⁴	1.011 ± 0.005	161.5 ± 5.0	208.7 ± 5.0	141.0 ± 9.5	188.2 ± 9.3
Be ⁹	1.020 ± 0.006	169.3 ± 5.0	216.3 ± 4.9	148.0 ± 9.5	195.3 ± 9.4
C ¹²	1.028	175.4	222.1	154.0	201.2
Al ²⁷	1.046 ± 0.003	187.0 ± 1.9	233.8 ± 1.8	165.0 ± 3.6	212.5 ± 3.5
Ca ⁴⁰	1.054	191.0	237.5	168.7	215.8
Fe ⁵⁶	1.058 ± 0.004	192.7 ± 1.7	239.2 ± 1.8	170.6 ± 3.5	217.7 ± 3.5
Ag ¹⁰⁷	1.074	199.6	246.0	177.9	224.8
Au ¹⁹⁷	1.097 ± 0.006	207.3 ± 1.9	253.4 ± 1.8	185.8 ± 3.8	232.7 ± 4.1

四、核物质向夸克物质相变的临界温度与极限核

尽管在目前的实验条件下还没有发现夸克物质,但是人们相信在高温高密条件下,会发生相变,产生夸克物质,并已作了大量的研究工作,预言了各种临界参数^[1]。在这一节,我们从随温度变化的口袋常数来研究这个相变,给出一种非常直观的图象。

上一节已经得出口袋常数随核子内部温度变化的规律(9)式。如果某种外界能量的传入使得核子内部温度继续上升,那么口袋常数将继续下降;当温度升高到某一临界值 T_c 时,

$$p(T_c) = 0, \quad (11)$$

此时,口袋常数为零,口袋半径变为无穷大,见图 3、图 4。可以认为这是一个相变信号,此时核物质向夸克物质的相变发生。取定模型参数可以计算出这个 T_c 来。表 2 给出两个模型参数 a 值下,不考虑其它导致相变的因素时的两个对应的临界温度值。由表 2 可见,按我们的模型估算出来的 T_c 和用格点规范理论估计出来的值^[16]相近。同时,也看到了, T_c 值也与模型参数有关,较大的 a , 对应的相变温度较高。因此在我们的图象中,色禁闭的强弱很大程度上由 a 值的大小来体现。当然,这仅仅是在温度效应对 σ_{vac} 点修正不显

1) 自由核子半径也取 MIT 口袋模型值: 0.98fm.

所体
解释
系数
的一
50%
夸克
口袋常
Fe⁵⁶,
出了这

表 2

	$a = 1.0 \text{ (fm}^{-2}\text{)}$	$a = 10.0 \text{ (fm}^{-2}\text{)}$
$T_c \text{ (MeV)}$	262	302

著的前提下。

另一方面,由于核子内部的温度随核子数增大而升高,当核子数增大到某一 A_c 时,原子核内核子本身的温度就达到 T_c , 此时将会发生相变。当然,这样大的核是不能存在的。因此, A_c 是自然界中能存在的核(包括在实验室中用重离子碰撞产生出来的核^[17])的核子数的上限。这样,就从理论上预言了极限核的存在。

五、结 论

在本文的计算中,用到了许多唯象模型和近似,特别是在计算 σ 场的温度修正时,忽略了夸克场的影响,因此,我们的结论是比较粗糙的,只具有定性的意义。由本文的计算可以得到的定性结论是:

(1) 除了已有的对 EMC 的各种解释(如:核子有效质量下降^[18],核内形成 $|6q\rangle$, $|9q\rangle \dots$ 态^[4]、核内QCD真空畸变^[19]、核子形成(3,3)共振态^[19]、核内的 π 介子、胶子效应^[6] 以及第一节中提到的温度效应等等)之外,也可能用我们的束缚核子内部存在温度来解释。反过来说,EMC 效应可以用来作为束缚核子内部温度的探针。核子数越大,其内束缚核子内部温度越高。

(2) 随着核子内部温度的升高,将会达到一个临界值,出现向夸克物质的相变。如果取 $\gamma = 100\%$, $a = 1.0 \text{ fm}^{-2}$, 则临界温度值 $\sim 260 \text{ MeV}$ 。

(3) 存在极限核。由于模型比较粗糙,实验数据也不够充分,还不能精确地确定出核子数和核子内部温度之间的关系。因此,要想对极限核的大小作定量的估计,有待于增加数据和进一步完善模型。

本文作者感谢李家荣、刘保华同志的有益讨论。

参 考 文 献

- [1] T. A. Degrand et al., *Nucl. Phys.*, **B225**(1983), 590 及其中所引文献。
- [2] J. J. Aubert et al., *Phys. Lett.*, **123B**(1983), 275.
- [3] I. Savin, Proceedings of XXII International Conference on High Energy Physics (Leipzig, 1984) Vol. II, 251 及其中所引文献。
- [4] R. L. Jaffe, *Phys. Rev. Lett.*, **50**(1983), 228.
- [5] F. E. Close et al., *Phys. Lett.*, **129B**(1983), 346.
R. L. Jaffe et al., *Phys. Lett.*, **134B**(1984), 449.
- [6] C. H. Llewellyn, *Smith Phys. Lett.*, **128B**(1983), 107.
- [7] Sourendu Gupta et al., *Zeit Phys.*, **C29**(1985), 320.
- [8] C. Angelini et al., *Phys. Lett.*, **154B**(1985), 328.
- [9] C. Angelini et al., *Phys. Lett.*, **135B**(1984), 472.

第
[10]
[11]
[12]
[13]
[14]
[15]
[16]

[17]
[18]
[19]

OI

wee
effe
nuc
per

- [10] L. Dolan et al., *Phys. Rev.*, **D9**(1974), 3320.
 [11] C. W. Bernard, *Phys. Rev.*, **D9**(1974), 3312.
 [12] R. Friedberg et al., *Phys. Rev.*, **D16**(1977), 1096.
 [13] R. Goldflam et al., *Comments on Nucl. & Particle Phys.*, **4**(1984), 191.
 [14] M. Bickelboer et al., *Phys. Rev.*, **D31**(1985), 2892.
 [15] 刘连寿, 彭宏安和赵维勤, 中国科学, (A 辑) 11 月号 (1985)1008.
 [16] L. McLerran et al., *Phys. Lett.*, **98B**(1981), 195.
 K. Kajantie et al., *Zeit. Phys.*, **C9**(1981), 253.
 [17] B. Schwarzschild, *Phys. Today*, **11**(1985), 17 及其中所引文献.
 [18] M. Staszal et al., *Phys. Rev.*, **D29**(1984), 2638.
 [19] J. Szwed, *Phys. Lett.*, **128B**(1983), 245.

寸,原
E的.
核子

ON THE INTERNAL TEMPERATURE OF BOUND NUCLEONS

CHEN WEIZHONG LIU LIANSHOU

(Institute of Particle Physics, Hua-Zhong Normal University, Wuhan)

ABSTRACT

It is suggested that there is internal temperature inside bound nucleons. The relation between this temperature and the bag constant is deduced. It is further assumed that EMC effect could be a result of this temperature, and the values of the internal temperature of nucleons bound in some nuclei are thus obtained. Finally, a value of phase transition temperature is given, and the existence of limiting nucleus is predicted.

, 忽
计算

5q),
应^[6]
长解
为束

如果

出核
曾加