第 18 卷 第 11 期　　高能物理与核物理　　Vol. 18, No. 11
1994 年 11 月　　HIGH ENERGY PHYSICS AND NUCLEAR PHYSICS　　Nov., 1994

超越阿贝尔优势近似和色等离子体的输运系数计算*

张晓飞　　李家荣
(华中师范大学粒子物理研究所　武汉　430070)

1993年7月21日收到

摘　　要

给出了一种超越阿贝尔优势近似求解夸克胶子等离子体输运方程的方法，并用它计算了夸克、反夸克等离子体的输运系数，讨论了输运系数的非阿贝尔修正。

关键词　夸克胶子等离子体，输运系数，阿贝尔优势近似.

1 引　　言

在相对论性重离子碰撞过程中有可能生成非平衡的夸克、胶子等离子体 (QGP)[1]. QGP 的输运理论是非阿贝尔的规范理论[2]，直接应用非阿贝尔的 QGP 输运方程是非常困难的. 目前，在讨论色振荡、粘滞效应等和非平衡的 QGP 有关的现象时，一般采用在阿贝尔优势近似下的 QGP 的输运方程[3]，色场的非阿贝尔性带来的影响有待进一步深入讨论. 本文尝试讨论一种超越阿贝尔优势近似求解 QGP 输运方程的方法，并用来计算输运系数.

在 QGP 的输运理论中，要解决的主要问题之一是计算 QGP 的输运系数，现在已有一些有关工作[4,5]. 但是，在这些文章里，QGP 一般被看作局域无色的等离子体，色场只通过散射截面体现. 为了讨论非阿贝尔色场对粘滞的影响，本文超越阿贝尔优势近似讨论了局域带色的夸克、反夸克等离子体的输运系数. 结果表明，由于非阿贝尔色场的存在，切向粘滞系数成为各向异性的张量.

2 输 运 方 程

建立在 QCD 理论基础上的夸克、反夸克的单粒子分布函数所满足的输运方程在半经典极限下分别为[2]

* 国家自然科学基金资助.

$$p^\mu \partial_\mu f(x,p) - igp^\mu [A_\mu(x), f(x,p)] + gp^\mu F_{\mu\nu}(x) \frac{\partial}{\partial p^\nu} f(x,p)$$
$$- \frac{g}{2} p^\mu \frac{\partial}{\partial p^\nu} [F_{\mu\nu}(x), f(x,p)] = C, \tag{2.1}$$

$$p^\mu \partial_\mu \bar{f}(x,p) - igp^\mu [A_\mu(x), \bar{f}(x,p)] - gp^\mu F_{\mu\nu}(x) \frac{\partial}{\partial p^\nu} \bar{f}(x,p)$$
$$+ \frac{g}{2} p^\mu \frac{\partial}{\partial p^\nu} [F_{\mu\nu}(x), \bar{f}(x,p)] = \bar{C}. \tag{2.2}$$

其中，$f(x,p)$,($\bar{f}(x,p)$) 分别是夸克(反夸克)的单粒子分布函数,它们在 $SU(N)$ 群的色空间里是$N\times N$矩阵,在规范变换下表示为

$$f(x,p) \to V(x) f(x,p) V^\dagger(x). \tag{2.3}$$

$F^{\mu\nu}$ 是非阿贝尔的平均场场张量，A^μ 是相应的矢量规范场，$F_{\mu\nu} = F^a_{\mu\nu}T^a, A_\mu = A^a_\mu T^a$，$T^a$ 是 $SU(N)$ 群的生成元。$F^{\mu\nu}$ 满足自恰场方程

$$\mathrm{D}^\mu F_{\mu\nu}(x) = j^\nu, \tag{2.4}$$

$$\mathrm{D}_\mu = \partial_\mu - ig[A_\mu(x), \quad], \tag{2.5}$$

这里 j^ν 为色流、定义为

$$j^\nu = -\frac{g}{2}(N^\mu - b^\nu), \tag{2.6}$$

$$N^\mu = \int \frac{\mathrm{d}^3 p}{p^0} p^\mu (f - \bar{f}), \tag{2.7}$$

$$b^\mu = \frac{1}{N} \mathrm{tr}(N^\mu). \tag{2.8}$$

方程(1.1),(1.2)中的碰撞项 C、$\bar{C}$ 这里选择为弛豫时间近似下的表示[6]

$$C = -\frac{p\cdot U}{\tau}(f - f^{\mathrm{eq}}), \tag{2.9}$$

$$\bar{C} = -\frac{p\cdot U}{\tau}(\bar{f} - \bar{f}^{\mathrm{eq}}), \tag{2.10}$$

其中，τ 是弛豫时间。$f^{\mathrm{eq}}, \bar{f}^{\mathrm{eq}}$ 分别是夸克、反夸克的局域平衡分布函数在色空间里的表示[7]

$$f^{\mathrm{eq}} = \mathrm{e}^{\alpha - \beta p^\nu U_\nu}, \tag{2.11}$$

$$\bar{f}^{\mathrm{eq}} = \mathrm{e}^{-\alpha - \beta p^\nu U_\nu}, \tag{2.12}$$

α 是化学势与温度之比，β 为温度的倒数，U^μ 是色流体四速度，它可以是色空间里的矩阵。

下面，给出物理量在色空间里的定义。能量-动量张量用分布函数的矩表示为

$$T^{\mu\nu} = \int \frac{\mathrm{d}^3 p}{p^0} p^\mu p^\nu (f + \bar{f}). \tag{2.13}$$

能量密度和重子数密度分别为

$$E(x) = T^{\mu\nu}(x) U_\mu(x) U_\nu(x), \tag{2.14}$$

$$N(x)=N^{\mu}(x)U_{\mu}(x). \tag{2.15}$$

其中 N^{μ} 是重子数流，它的表达式已由式(2.7)给出．这些定义在色空间里的物理量是不可观测的，可观测的相应物理量是分别对它们求迹后的结果．

3　超越阿贝尔优势

正如文献[8]所指出的，阿贝尔优势近似实质上是把原输运方程中的非阿贝尔对易子扔掉，留下的只是阿贝尔部分的贡献．为了得到非阿贝尔修正，我们把方程(2.1)，(2.2)中的对易子看作小量，并引入展开参数 κ，把方程(2.1)、(2.2)和自恰场方程表示为

$$\Big\{p^{\mu}\partial_{\mu}+gp^{\mu}F_{\mu\nu}(x)\frac{\partial}{\partial p^{\nu}}-\kappa\Big(igp^{\mu}[A_{\mu}(x),\quad] + \frac{g}{2}p^{\mu}\frac{\partial}{\partial p^{\nu}}[F_{\mu\nu}(x),\quad]\Big)\Big\}f(x,p)=C, \tag{3.1}$$

$$\Big\{p^{\mu}\partial_{\mu}-gp^{\mu}F_{\mu\nu}(x)\frac{\partial}{\partial p^{\nu}}-\kappa\Big(igp^{\mu}[A_{\mu}(x),\quad] - \frac{g}{2}p^{\mu}\frac{\partial}{\partial p^{\nu}}[F_{\mu\nu}(x),\quad]\Big)\Big\}\bar{f}(x,p)=\bar{C}, \tag{3.2}$$

$$\{\partial_{\mu}-ig\kappa[A_{\mu}(x),\quad]\}F^{\mu\nu}=j^{\nu}. \tag{3.3}$$

同样，把分布函数和非阿贝尔场做相应展开

$$f=f^{(0)}+\kappa f^{(1)}, \tag{3.4}$$

$$\bar{f}=\bar{f}^{(0)}+\kappa\bar{f}^{(1)}, \tag{3.5}$$

$$A^{\mu}=A^{\mu(0)}+\kappa A^{\mu}(1), \tag{3.6}$$

$$F^{\mu\nu}=F^{\mu\nu(0)}+\kappa F^{\mu\nu(1)}. \tag{3.7}$$

把(3.4—3.7)式代入(3.1—3.3)式，并按 κ 的幂次归并，则可得各级修正方程．零级近似方程为

$$p^{\mu}\partial_{\mu}f^{(0)}(x,p)+gp^{\mu}F^{(0)}_{\mu\nu}\frac{\partial}{\partial p^{\nu}}f^{(0)}(x,p)=-\frac{p\cdot U}{\tau}(f^{(0)}(x,p)-f^{eq}(x,p)), \tag{3.8}$$

$$p^{\mu}\partial_{\mu}\bar{f}^{(0)}(x,p)-gp^{\mu}F^{(0)}_{\mu\nu}\frac{\partial}{\partial p^{\nu}}\bar{f}^{(0)}(x,p)=-\frac{p\cdot U}{\tau}(\bar{f}^{(0)}(x,p)-\bar{f}^{eq}(x,p)), \tag{3.9}$$

$$\partial_{\mu}F^{\mu\nu(0)}(x)=j^{\nu(0)}. \tag{3.10}$$

显然，这就是输运方程(2.1)、(2.2)式在阿贝尔优势近似下的形式，因而级数展开(3.4—3.7)式是在阿贝尔优势近似解附近的展开．式(3.4—3.7)中的一次项是对阿贝尔优势近似的一级修正，和它们对应的一级方程为

$$\begin{aligned}&p^{\mu}\partial_{\mu}f^{(1)}(x,p)-igp^{\mu}[A^{(0)}_{\mu}(x),f^{(0)}(x,p)]+gp^{\mu}F_{\mu\nu}(x)^{(1)}\frac{\partial}{\partial p^{\nu}}f^{(0)}(x,p)\\&\quad+gp^{\mu}F^{(0)}_{\mu\nu}(x)\frac{\partial}{\partial p^{\nu}}f^{(1)}(x,p)-\frac{g}{2}p^{\mu}\frac{\partial}{\partial p^{\nu}}[F^{(0)}_{\mu\nu}(x),f^{(0)}(x,p)]\\&=-\frac{(p\cdot U)}{\tau}f^{(1)}(x,p),\end{aligned} \tag{3.11}$$

$$p^{\mu}\partial_{\mu}\bar{f}^{(1)}(x,p) - igp^{\mu}[A_{\mu}^{(0)}(x),\bar{f}^{(0)}(x,p)] - gp^{\mu}F_{\mu\nu}^{(1)}(x)\frac{\partial}{\partial p^{\nu}}\bar{f}^{(0)}(x,p)$$

$$- gp^{\mu}F_{\mu\nu}^{(0)}(x)\frac{\partial}{\partial p^{\nu}}\bar{f}^{(1)}(x,p) - \frac{g}{2}p^{\mu}\frac{\partial}{\partial p^{\nu}}[F_{\mu\nu}^{(0)}(x),\bar{f}^{(0)}(x,p)]$$

$$= -\frac{(p\cdot U)}{\tau}\bar{f}^{(1)}(x,p), \tag{3.12}$$

$$\partial_{\mu}F^{\mu\nu(1)} - ig[A_{\mu}^{(0)}(x),F^{\mu\nu(0)}(x)] = j^{\nu(1)}. \tag{3.13}$$

4 输运系数

当所研究的系统偏离局域平衡不很远时，热力学流和相应的热力学力间满足线性关系，输运系数是它们的比值．下面给出热导率和粘滞系数的定义．有关热力学流是热流，

$$I_q^{\mu} = \lambda X^{\mu}. \tag{4.1}$$

和粘滞压力张量

$$\Pi^{\mu\nu} = \mathring{\Pi}^{\mu\nu} - \Pi\Delta^{\mu\nu}, \tag{4.2}$$

其中无迹部分

$$\mathring{\Pi}^{\mu\nu} = \eta \mathring{X}^{\mu\nu}, \tag{4.3}$$

剩余部分

$$\Pi = \eta_{\nu}X. \tag{4.4}$$

式中 λ、η、η_{ν} 分别为热导率、切向粘滞系数和体积粘滞系数．X^{μ}、$X^{\mu\nu}$、X 为热力学力，定义为

$$X = \nabla_{\mu}U^{\mu}, \tag{4.5}$$

$$X^{\mu} = DU^{\mu} - \frac{\nabla^{\mu}T}{T}, \tag{4.6}$$

$$X^{\mu\nu} = \nabla^{\mu}U^{\nu} + \nabla^{\nu}U^{\mu} - \frac{2}{3}\nabla_{\mu}U^{\mu}\Delta^{\mu\nu}. \tag{4.7}$$

在以上表达式中采用了符号

$$\Delta^{\mu\nu} = g^{\mu\nu} - U^{\mu}U^{\nu}, \tag{4.8}$$

$$D = U^{\mu}\partial_{\mu}, \tag{4.9}$$

$$\nabla^{\mu} = \Delta^{\mu\nu}\partial_{\nu}. \tag{4.10}$$

热力学流可以用分布函数的矩表示，为了计算输运系数，首先讨论输运方程的近似解．零级方程(3.8)、(3.9)式的近似解为[6]

$$f^{(0)} = f^{eq} - \frac{\tau}{p\cdot U}[p^{\mu}\partial_{\mu}f^{eq} + g\beta p^{\mu}F_{\mu\nu}^{(0)}(x)U^{\nu}f^{eq}], \tag{4.11}$$

$$\bar{f}^{(0)} = \bar{f}^{eq} - \frac{\tau}{p\cdot U}[p^{\mu}\partial_{\mu}\bar{f}^{eq} - g\beta p^{\mu}F_{\mu\nu}^{(0)}(x)U^{\nu}\bar{f}^{eq}]. \tag{4.12}$$

对于一级方程(3.11)、(3.12)式，如果忽略 $f^{(1)}$、$\bar{f}^{(1)}$ 的时空梯度，则解可表示为

$$f^{(1)} = -\frac{\tau g}{p\cdot U}\left\{p^{\mu}F_{\mu\nu}^{(1)}(x)\frac{\partial f^{(0)}}{\partial p^{\nu}} - i[A_{\mu}^{(0)}(x),f^{(0)}] - \frac{1}{2}p^{\mu}\frac{\partial}{\partial p^{\nu}}[F_{\mu\nu}^{(0)},f^{(0)}]\right\}, \tag{4.13}$$

$$\bar{f}^{(1)} = -\frac{\tau g}{p\cdot U}\left\{-p^{\mu}F^{(1)}_{\mu\nu}\frac{\partial \bar{f}^{(0)}}{\partial p^{\nu}} - i[A^{(0)}_{\mu}(x),\bar{f}^{(0)}] + \frac{1}{2}p^{\mu}\frac{\partial}{\partial p^{\nu}}[F^{(0)}_{\mu\nu},\bar{f}^{(0)}]\right\}. \tag{4.14}$$

为了利用输运方程的近似解确定输运系数，必须自洽地选定流体四速度，并给出在相应条件下 N^{μ} 和 $T^{\mu\nu}$ 的表达式．关于流体四速度的选择，常用的是 Eckart 定义和 Landau-Lifshits 定义，若选择前者，应满足条件[9]

$$\Delta^{\mu\nu}N_{\nu} = \int\frac{d^3p}{p^0}\Delta^{\mu\nu}p_{\nu}(\delta f^{(r)} - \delta\bar{f}^{(r)}) = 0; \tag{4.15}$$

若选择后者，应满足

$$\Delta^{\mu\nu}T_{\nu\sigma}U^{\sigma} = \int\frac{d^3p}{p^0}\Delta^{\mu\nu}p_{\nu}p^{\sigma}U_{\sigma}(\delta f^{(r)} + \delta\bar{f}^{(r)}) = 0. \tag{4.16}$$

$$\delta f^{(r)} = f^{(r)} - f^{eq}, \tag{4.17}$$

$$\delta\bar{f}^{(r)} = \bar{f}^{(r)} - \bar{f}^{eq} \tag{4.18}$$

$$r = 0,1$$

当系统偏离局域平衡不很远时，有 Landau 条件

$$\int\frac{d^3p}{p^0}(p\cdot U)[\delta f^{(r)} + \delta\bar{f}^{(r)}] = 0, \tag{4.19}$$

$$\int\frac{d^3p}{p^0}(p\cdot U)^2[\delta f^{(r)} + \delta\bar{f}^{(r)}] = 0. \tag{4.20}$$

当 $r = 1$ 时，把(4.13)、(4.14)式代入(4.17)和(4.18)式得到

$$F^{(1)}_{\mu\nu}\int\frac{d^3p}{p^0}p^{\mu}[\delta f^{(0)} - \delta\bar{f}^{(0)}] = 0. \tag{4.21}$$

比较(4.21)式和(4.15)、(4.16)式，显然选择 Eckart 流体四速度定义更为恰当．

在选择 Eckart 流体四速度定义条件下，有一般性表达式[9]

$$N^{\mu} = N^{(eq)}U^{\mu}, \tag{4.22}$$

$$T^{\mu\nu} = T^{(eq)\mu\nu} + I^{\nu}_{q}U^{\mu} + I^{\mu}_{q}U^{\nu} + \Pi^{\mu\nu}, \tag{4.23}$$

$$I^{\mu}_{q} = U_{\nu}T^{\nu\sigma}\Delta^{\mu}_{\sigma}. \tag{4.24}$$

把输运方程的近似解(4.11)、(4.12)式和(4.13)、(4.14)式分别代入重子数流、能量-动量张量的定义式(2.7)、(2.13)式，得到 N^{μ}、$T^{\mu\nu}$ 的各级表达式，

$$N^{\mu} = N^{\mu(0)} + N^{\mu(1)}, \tag{4.25}$$

$$\begin{aligned}N^{\mu(0)} = {}&[(s^{(-)}_1 - 2s^{(-)}_2)D\beta - t^{(+)}_1 D\alpha - \beta s^{(-)}_2\nabla_{\nu}U^{\nu}]U^{\mu}\\ &- s_2\partial^{\mu}\beta - s^{(-)}_2 DU^{\mu} + t^{(+)}_2\partial^{\mu}\alpha,\end{aligned} \tag{4.26}$$

$$\begin{aligned}N^{\mu(1)} = g\tau\Bigg[&F^{(1)}_{\sigma\mu}\int\frac{d^3p}{p^0}\frac{p^{\sigma}}{(p\cdot U)}(\delta f^{(0)} + \delta\bar{f}^{(0)}) - F^{(1)}_{\sigma\lambda}U^{\lambda}\\ &\cdot\int\frac{d^3p}{p^0}\frac{p^{\sigma}p^{\mu}}{(p\cdot U)^2}(\delta f^{(0)} + \delta\bar{f}^{(0)})\Bigg].\end{aligned} \tag{4.27}$$

$$T^{\mu\nu} = T^{\mu\nu(0)} + T^{\mu\nu(1)}, \tag{4.28}$$

$$T^{\mu\nu(0)} = \Big[D\beta(q^{(+)}_1 - 5q^{(+)}_2 + 2q^{(+)}_3) - D\alpha(s^{(-)}_1 - 2s^{(-)}_2) - 2\beta\nabla_{\mu}U^{\mu}\Big(q^{(+)}_1$$

$$+\frac{1}{3}q_3^{(+)}\Big)\Big]U^\mu U^\nu-\Big[D\beta(q_2^{(+)}-q_3^{(+)})-D\alpha s_2^{(-)}-\frac{5}{3}q_3^{(+)}\beta\nabla_\mu U^\mu\Big]g^{\mu\nu}$$

$$-(q_2^{(+)}-q_3^{(+)})[(\beta DU^\mu+\nabla^\mu)U^\nu+(\beta DU^\nu+\nabla^\nu)U^\mu$$

$$+s_2^{(-)}(\nabla^\mu U^\nu+\nabla^\nu U^\mu)]+\beta q_3^{(+)}X^{\mu\nu}. \tag{4.29}$$

$$T^{\mu\nu(1)}=g\tau\Big[F^{(1)}_{\sigma\mu}\int\frac{d^3p}{p^0}\frac{p^\sigma p^\nu}{(p\cdot U)}(\delta f^{(0)}-\delta\bar f^{(0)})+F^{(1)}_{\sigma\nu}\int\frac{d^3p}{p^0}\frac{p^\sigma p^\mu}{(p\cdot U)}(\delta f^{(0)}-\delta\bar f^{(0)})$$

$$-F^{(1)}_{\sigma\lambda}U^\lambda\int\frac{d^3p}{p^0}\frac{p^\sigma p^\nu p^\mu}{(p\cdot U)^2}(\delta f^{(0)}-\delta\bar f^{(0)})\Big]. \tag{4.30}$$

其中 $q_i^{(+)}(i=1,2,3)$ 及 $s_i^{(-)}(i=1,2)$ 为和温度相关的系数，关于它们的讨论见附录.

再应用(4.15)式化简(4.26)、(4.27)式和(4.29)、(4.30)式，最后利用(4.22)—(4.24)式得到 $\Pi^{\mu\nu}, I_q^\mu$ 的热力学力表示，并和输运系数的定义式(4.1)、(4.3)、(4.4)式比较，便可得到输运系数. 在零级近似下的结果为

$$\lambda^{(0)}=\tau(q_2^{(+)}-q_3^{(+)}+s_2^{(-)}mh), \tag{4.31}$$

$$\eta^{(0)}=\tau\beta q_{(3)}^{(+)}, \tag{4.32}$$

$$\eta_\nu^{(0)}=-\tau\left\{(q_{(3)}^{(+)}-q_2^{(+)})\left[mr\left(h^2-\frac{5}{rh}-1+\frac{1}{r^2}\right)\right]^{-1}\right.$$

$$\left.-(r^2h'+rh)(r^2h'+1)s_2^{(-)}+\frac{5}{3}q_{(3)}^{(+)}\beta\right\}. \tag{4.33}$$

其中 $r=m\beta$, $h=\kappa_3(r)/\kappa_2(r)$, $h'=h^2-\frac{5h}{r}-1$, κ_n 是第二类变型贝塞尔函数.

在一级近似下得到的非阿贝尔修正为

$$\lambda^{(1)}=0, \tag{4.34}$$

$$\eta_\nu^{(1)}=0, \tag{4.35}$$

$$\Pi^{\mu\nu(1)}=\eta_{\lambda\theta}^{\mu\nu(1)}X^{\lambda\theta}, \tag{4.36}$$

$$\eta_{\lambda\theta}^{\mu\nu(1)}=\tau^2 g q_{(3)}'^{(-)}F^{(1)}_{\lambda\rho}\Delta^{\rho\kappa}(g^\mu_\kappa g^\nu_\theta+g^\nu_\kappa g^\mu_\theta). \tag{4.37}$$

其中 $q_3'^{(-)}$ 同样在附录中给出. 这里，$\eta_{\lambda\theta}^{(1)\mu\nu}$ 是一个各向异性的张量，即切向粘滞系数的非阿贝尔修正为一个各向异性的张量.

由于 $\Pi^{\mu\nu}$ 带色，是不可观测的. 为了讨论非阿贝尔修正的可观测效应，下面讨论 $\Pi^{\mu\nu}$ 相应的可观测物理量 $\mathrm{tr}\Pi^{\mu\nu}$

$$\mathrm{tr}(\Pi^{\mu\nu(1)})=\mathrm{tr}(\eta_{\lambda\theta}^{\mu\nu(1)}X^{\lambda\theta}). \tag{4.38}$$

若 U^μ 是色无关的，则注意到(4.37)式后，(4.38)式中对色指标求迹只需对 $F^{\mu\nu(1)}$ 进行，因为

$$\mathrm{tr}(F^{\mu\nu(1)})=0, \tag{4.39}$$

因此有

$$\mathrm{tr}(\Pi^{\mu\nu(1)})=0. \tag{4.40}$$

所以，只有当流体四速度是色空间里的矩阵-不同色的夸克、反夸克具有不同的流体四速

度时，输运系数的非阿贝尔修正才有观测效应。

切向粘滞系数的非阿贝尔修正项 $\eta_{\lambda\theta}^{\mu\nu(1)}$ 中含平均色场的非阿贝尔修正 $F^{\mu\nu(1)}$，它原则上应由方程(3.13)式决定，但由于该方程和分布函数所满足的输运方程(3.11)式和(3.12)式是相互耦合的，使它们退耦合的途径尚待寻找，所以这里没有给出更具体的结果。解决这一困难的另一途径是不从方程(3.3)式决定色平均场，而从具体物理模型出发讨论色平均场的特征。例如高能重离子碰撞中，色流管模型[10]可能是一个恰当的候选者。

附　　录

在化简 $T^{\mu\nu}, N^{\mu}$ 的分布函数矩表达式时，需要计算局域平衡分布函数的矩

$$S^{acd} = \int \frac{p^a p^c p^d}{p \cdot U} f^{eq}, \tag{1}$$

$$\bar{S}^{acd} = \int \frac{p^a p^c p^d}{p \cdot U} \bar{f}^{eq}, \tag{2}$$

$$Q^{abcd} = \int \frac{p^a p^b p^c p^d}{p \cdot U} f^{eq}, \tag{3}$$

$$\bar{Q}^{abcd} = \int \frac{p^a p^b p^c p^d}{p \cdot U} \bar{f}^{eq}, \tag{4}$$

$$Q'^{abcd} = \int \frac{p^a p^b p^c p^d}{(p \cdot U)^2} f^{eq}, \tag{5}$$

$$\bar{Q}'^{abcd} = \int \frac{p^a p^b p^c p^d}{(p \cdot U)^2} \bar{f}^{eq}. \tag{6}$$

由于它们只和局域平衡时的分布函数相关，所以，它们可以分解为

$$S^{acd} = s_1 U^a U^c U^d - s_2(U^a g^{cd} + U^c g^{ad} + U^d g^{ac}), \tag{7}$$

$$\bar{S}^{acd} = \bar{s}_1 U^a U^c U^d - \bar{s}_2(U^a g^{cd} + U^c g^{ad} + U^d g^{ac}), \tag{8}$$

$$\begin{aligned} Q^{abcd} = {} & q_1 U^a U^b U^c U^d - q_2(g^{ab}U^cU^d + g^{ac}U^bU^d + g^{ad}U^cU^b + g^{cb}U^aU^d \\ & + g^{db}U^cU^a + g^{cd}U^aU^b) + q_3(g^{ab}g^{cd} + g^{ac}g^{bd} + g^{cb}g^{ad}), \end{aligned} \tag{9}$$

$$\begin{aligned} \bar{Q}^{abcd} = {} & \bar{q}_1 U^a U^b U^c U^d - \bar{q}_2(g^{ab}U^cU^d + g^{ac}U^bU^d + g^{ad}U^cU^b + g^{cb}U^aU^d \\ & + g^{db}U^cU^a + g^{cd}U^aU^b) + \bar{q}_3(g^{ab}g^{cd} + g^{ac}g^{bd} + g^{cb}g^{ad}), \end{aligned} \tag{10}$$

$$\begin{aligned} Q'^{abcd} = {} & q'_1 U^a U^b U^c U^d - q'_2(g^{ab}U^cU^d + g^{ac}U^bU^d + g^{ad}U^cU^b + g^{cb}U^aU^d \\ & + g^{db}U^cU^a + g^{cd}U^aU^b) + q'_3(g^{ab}g^{cd} + g^{ac}g^{bd} + g^{cb}g^{ad}), \end{aligned} \tag{11}$$

$$\begin{aligned} \bar{Q}'^{abcd} = {} & \bar{q}'_1 U^a U^b U^c U^d - \bar{q}'_2(g^{ab}U^cU^d + g^{ac}U^bU^d + g^{ad}U^cU^b + g^{cb}U^aU^d \\ & + g^{db}U^cU^a + g^{cd}U^aU^b) + \bar{q}'_3(g^{ab}g^{cd} + g^{ac}g^{bd} + g^{cb}g^{ad}). \end{aligned} \tag{12}$$

表达式(7)、(8)、(9)、(10)、(11)、(12)中的分解系数可以通过分别和 U^a、g^{ab} 恰当的缩并求得，更详细的介绍文献[6]已给出，这里只给出和输运系数相关的展开系数

$$s_2^{(-)} = \bar{s}_2 - s_2 = \frac{4\pi m^4}{3}(e^{\alpha} - e^{-\alpha})\left(\frac{\kappa_3(r)}{r} - \frac{\kappa_2(r)}{r^2} - \frac{\kappa_1(r)}{r}\right), \tag{13}$$

$$\begin{aligned} q_2^{(+)} = q_2 + \bar{q}_2 = {} & \frac{4\pi m^5}{15}(e^{\alpha} + e^{-\alpha})\left[6\frac{\kappa_4(r)}{r} - 18\frac{\kappa_3(r)}{r^2}\right. \\ & \left. - 7\frac{\kappa_2(r)}{r} + (\kappa_1(r) - \kappa_{i1})\right], \end{aligned} \tag{14}$$

$$q_3^{(+)} = q_3 + \bar{q}_3 = \frac{4\pi m^5}{15}(e^{\alpha} + e^{-\alpha})\left[\frac{\kappa_4(r)}{r} - 3\frac{\kappa_3(r)}{r^2}\right.$$

$$-2\frac{\kappa_2(r)}{r}+(\kappa_1(r)-\kappa_{i1})\Big], \tag{15}$$

$$q_3'^{(-)}=q_3'-\bar{q}_3=\frac{4\pi m^4}{15}(e^{\alpha}-e^{-\alpha})\left(-2\frac{\kappa_1(r)}{r}+\frac{\kappa_3(r)}{r}-\frac{\kappa_2(r)}{r^2}+Z\right), \tag{16}$$

其中

$$Z=\frac{1}{m^4}\int_y^{\infty}dx x^2(x^2-y^2)^{\frac{3}{2}}\exp(-x), \tag{17}$$

$$\kappa_{in}=\int_0^{\infty}\kappa_n(t)dt. \tag{18}$$

参 考 文 献

[1] See for example Quark Matter 84, Proceeding of the Fourtn International Conference on Ultra Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions, Helsinki (1984), K. kajantie ed., Springer-Verlag 1984.
[2] H-Th Elze, M. Gyulassy, and D. Vasak, *Nucl. Phys.*, **B276**(1986) 706.
[3] M. Asakawa and T. matsui, *phys. Rev.*, **D43**(1991) 2871.
[4] A. Hosoya and K. Kajatic, *Nucl. Phys.*, **B250**(1985) 666.
[5] S. Gavin, *Nucl. Phys.*, **A435**(1985) 826.
[6] J. L. Anderson and H. R. Witting, *physica*, **74**(1974) 489.
[7] S. Mrowczynski, in "QUARK-GLOUN PLASMA", R. Hwa, ed., World Scientific (1990).
[8] M. Gyulessy, in "QUARK-GLOUN PLASMA", R. Hwa, ed., World Scientific (1990).
[9] R. de Groot, W. A. van Leuwen, and Ch. G. van Weert, "Relativistic Kinetic Theory", North-Holland, Amsterdam (1980).
[10] K. Kajantie and T. Matsui, *Phys. lett.*, **B164**(1985) 373.

Calculation of Transport Coefficients for Colored Plasma Beyond the Abelian Dominance Approximation

Zhang Xiaofei Li Jiarong

(*Institute of Particle Physics, Huazhong Normal University, Wuhan* 430070)

Received on July 21, 1993

Abstract

A method of solving the transport equations for quarkgluon plasma beyond the Abelian dominance approximation is given. The transport coefficients of colored quark-antiquark plasma are calculated using this method. The effects of non-Abelian color field on them are discussed.

Key words quark-gluon plasma, transport coefficients, abelian dominance approximation.