第 38 卷 第 9 期　　物 理 学 报　　Vol. 38, No. 9
1989 年 9 月　　ACTA PHYSICA SINICA　　Sept., 1989

非平衡涨落问题的微观唯象分析理论（I）

一种新的广义不可逆热力学理论与热涨落中涨落-耗散表示式的非平衡修正

李 富 斌

淮北煤炭师范学院物理系

1988 年 12 月 7 日收到

本文给出非平衡涨落问题的微观唯象分析理论——非平衡涨落的统计学描述理论．该理论的基础是广义非平衡熵与描述涨落几率的爱因斯坦表示式的推广．通过计算求得刚体热传导中比能与热通量的非平衡涨落的二阶矩．导出对热涨落的通用涨落-耗散表示式的非平衡修正，同时发现该修正相当于固体电介质中的光子热输运与金属中电子热输运的数值修正．

一、引　　言

关于在非平衡稳态附近的热力学涨落的描述是本世纪 70 年代以来国际学术界所普遍关注的问题[1-8]．对此问题的研究主要表现在两个方面：动力学描述与统计力学描述[3,4]．从动力学的观点看，要通过求解在相应边界条件下的完全非线性方程，从而求得宏观变量的稳态值，再通过对上述的非线性方程的线性化而求得小涨落的运动方程．从统计力学的观点看，在非平衡问题中，统计力学是通过给线性化方程附加一个 Langevin 力而引入，从而求得其涨落．通常假定 Langevin 力是用非平衡态的相关函数来描述的，且该函数与具有局域温度值和局域输入系数值的平衡态中的相关函数相同．其所以这样，是由于相应的随机力是短时相关的，这种短时相关仅在系统的一个小范围内才具有意外的探针作用，借助于一个局域平衡的平均值便足以表征这种短时相关的随机力[2-4]．从对于 Langevin 力的上述表述出发，便可由相应于非平衡修正的动力学随机方程求得热力学涨落的经典公式．

本文的目的是要给出一个对于非平衡涨落问题的纯粹统计力学的唯象分析．其中也考虑了 Langevin 力的非零弛豫时间，无论这种弛豫时间通常是如何的微小，但它对于整个热力学体系却是极有影响的：它可改变非平衡熵的通常定义；也可进入非平衡统计力学的本构方程；也可给出 Langevin 力的相关函数中的非平衡修正量．为了简便起见，将非平衡涨落的纯粹统计力学的唯象分析仅限于刚体热传导的热涨落情形，其中的 Langevin 力是用涨落热通量的散度表示的．按照这种方法，可求得对于通常的涨落热通量的二阶矩的 Landan-Lifshitz 公式的某些非平衡修正量[9]．进行上述分析的依据是广

义非平衡熵，该熵不仅依赖于经典热力学变量，而且依赖于广义不可逆热力学体系中的耗散通量[10,11]．

二、广义不可逆热力学与耗散通量的平衡涨落

在本世纪 80 年代初期，Silva Lebon 和 Eu 等人曾试图建立并不依据经典局域平衡假定的不可逆热力学理论[10,12]． 依照不可逆热力学的正常推理[13]，我们的确由此可导出固体中热传导的傅里叶定律，由此可导出有关温度计算的抛物线方程，进而预言热扰动是以无穷大速度传播的，但是，不可逆热力学理论却无法描述在某些低温固体中所发现的次声现象[14]．经典瞬时熵产生意味着为了维持热波动，则在某些阶段，热量必须从低区域向高区域流动；正因为如此，所以所产生的次声现象就与经典瞬时熵产生的正定特性不一致．

本文的目的之一是要依据与上述实验事实相一致的广义熵建立广义不可逆热力学理论．为此假定：广义熵仅依赖于其耗散通量，而且也依赖于可用广义 Gibbs 方程所表示的经典热力学变量．由于经典不可逆热力学理论只依赖于经典变量和仍局限于其平衡形式的 Gibbs 方程[13]，所以由本文所建立的广义不可逆热力学理论并不同于经典的不可逆热力学理论．也不同于自由熵热力学理论，因为后者回避了非平衡熵的采用[15]．即使是采用非平衡熵的有理热力学理论[16]，也与由本文所建立的广义不可逆热力学理论有许多重要的差别．在所谓的有理热力学中，曾假定非平衡熵是存在的，并把非平衡温度作为初始变量，但对系统偏离平衡态无论多么远却无关紧要．

本文假定广义不可逆热力学理论中的熵和温度对于所有的虚过程，都具有满足 Clausius-Duhem 不等式的性质． 即使不能确保非平衡温度一定由任何的物理学热力仪器给出，也要将非平衡温度作为广义不可逆热力学理论的基本变量来考虑． 由于 Clausius-Dubem 不等式的限制，故所求得的连续性方程以及由本文所推广的广义 Gibbs 方程在广义不可逆热力学理论中并不起任何实质性的作用．在本文所建立的广义不可逆热力学理论的体系中，熵和温度均为局域平衡变量，在理论和实验两方面均具有十分明确的意义，且都依赖于用物理参数所表示的耗散通量．所以，与有理热力学理论相对照，本文的理论原则上并不适用于任意的远平衡态．

本文其所以要导出广义不可逆热力学理论，其目的就在于给出热力学系统的微观唯象描述，在此描述中[17]，不仅把其经典变量看作为独立变量，而且将耗散通量也看作独立变量．由于我们所关心的是其特征时间尺度可与其耗散通量的弛豫时间可相比较的高频现象，所以在我们的理论中不仅将通常的守恒变量，而且也将非守恒通量取为我们理论中的慢变量．采用这样一组慢变量便使我们的理论相当成功．例如，在中子散射的分析中，在流体中和在 Mori's 体系的理论框架中，使用本理论均相当成功[18]． 由于对经典变量的计算与普遍的守恒定律有关，所以可用通常的质量、动量、能量等平衡定律进行描述，由此可导出其耗散通量的计算方程．在极为普遍的统计力学理论的研究中，都包含着有关这些方程的微观推导过程，这些方程能使我们由宏观假定出发，按照广义热力学的框架，求得它们的简化表示式．

1. 广义 Gibbs 方程与连续性方程的推导

本文的热力学分析是在存在广义熵的假定下展开的，对于刚体热传导的特定情形，广义熵是每单位质量的比内能 u 和热通量 $\boldsymbol{q}$ 的一个函数．广义熵如同经典熵一样，假定广义熵在局域平衡态具有一个最大值，且对于所有的虚过程，其相应的熵产生也必是局域的和瞬时正定的．进而假定广义熵是充分可微的，可以将其写为

$$dS = (\partial S/\partial u)_q \rightarrow du + (\partial S/\partial \boldsymbol{q})_u \cdot d\boldsymbol{q}. \tag{1}$$

在各向同性系统中，可将熵的导数写到热通量的二次方，即有

$$(\partial S/\partial u)_q = T^{-1}(u)O(\boldsymbol{q}^2),$$
$$(\partial S/\partial \boldsymbol{q})_u = T^{-1}v\alpha(u)\boldsymbol{q}, \tag{2}$$

式中 T 是局域平衡的绝对温度；v 是每单位质量的比容；α 是一个在广义不可逆热力学中极易表示的参数[11]，这在下面便可看出．如果将(1)式与如下的内能平衡方程：

$$\rho\dot{u} = -\nabla \cdot \boldsymbol{q} \tag{3}$$

相结合，并假定熵通量 $\boldsymbol{J}_s$ 是已知的，则借助于 $\boldsymbol{J}_s = T^{-1}\boldsymbol{q}$ 的关系，由平衡方程的如下标准形式：

$$\rho\dot{s} + \nabla \cdot \boldsymbol{J}_s = \sigma \tag{4}$$

求得其熵产生 σ，

$$\sigma = \boldsymbol{q} \cdot (\nabla T^{-1} + T^{-1}\alpha\dot{\boldsymbol{q}}), \tag{5}$$

$\boldsymbol{q}$ 的最简单的表示式与我们有关瞬时熵产生必须是局域正定的假定相一致，将该假定写为

$$\nabla T^{-1} + T^{-1}\alpha\dot{\boldsymbol{q}} = \mu\boldsymbol{q}, \tag{6}$$

式中系数 α 与 μ 均可通过将(6)式与如下的 Maxwell-Cattaneo 方程[10,11,14]：

$$\dot{\boldsymbol{q}} = -\tau^{-1}(\boldsymbol{q} + \lambda\nabla T) \tag{7}$$

的比较来加以确定．式中 λ 是热传导率，τ 是其弛豫时间．将(3)式引入(7)式时，则用(7)式可描述固体中的次声[14]，并由此可导出热扰动传播的一个有限速度[10,11]．由(6)和(7)式，给出系数 α 与 μ 的如下表示式：

$$\alpha = -\tau(\lambda T)^{-1},\ \mu = (\lambda T^2)^{-1}; \tag{8}$$

由此可将熵的导数(2)式最终表示为

$$(\partial S/\partial u)_q = T^{-1}(u) - \frac{1}{2}[\partial(\tau v\lambda^{-1}T^{-2})/\partial u]\boldsymbol{q}^2, \tag{9}$$

$$(\partial S/\partial \boldsymbol{q})_u = -\tau v\lambda^{-1}T^{-2}\boldsymbol{q}. \tag{10}$$

(9)式中的 $\boldsymbol{q}^2$ 项可从对(1)式的二阶混合导数的等式中求得．在某种意义上，可将由(9)式所确定的物理量看作为广义非平衡绝对温度 θ 的倒数，θ 实质上是在其局域平衡绝对温度 T 上再加上一个有效的修正小量[19]．

依照(9)和(10)式，将(1)式写成如下的广义 Gibbs 方程的形式[11,19]：

$$dS = \theta^{-1}du - (\tau v/\lambda T^2)\boldsymbol{q} \cdot d\boldsymbol{q}. \tag{11}$$

在(11)式中要注意到：为计算(7)式中的热通量而出现于本构方程中的非零弛豫时间 τ 会对其局域熵的确定产生影响，该局域熵的大小与次声可相比较．

2. 平衡涨落

由于耗散系数与涨落都来源于组成系统的大量粒子间的碰撞，所以，对非平衡耗散现象的分析就与耗散通量的涨落的分析密切相关。由于在平衡态中所发现的耗散与涨落这两种现象间的密切关系可用一个数学公式表示成涨落-耗散定理[20]. 所以，在热力学涨落的描述中，就特别注意研究方程(11)式的结果。对一个处于平衡态的孤立系统，可由 Boltzmann-Einstein 关系 $W \approx \exp(\Delta S/k_B)$ 给出，其中 k_B 是 Boltzmann 常数。如果系统不是孤立系，而是处于恒温恒压恒定条件下，则其涨落的几率分布函数的表示式就更带普遍性。如同在经典理论中一样，假定处于恒温和恒定温度梯度下的系统的涨落几率由下式给出[21]:

$$W \approx \exp\{(1/k_B)\{S(\hat{u},\hat{\boldsymbol{q}}) - \theta_0^{-1}\hat{u} + (\tau v/\lambda T^2)\boldsymbol{q}_0\cdot\hat{\boldsymbol{q}} - S[\theta_0^{-1}, -(\tau v/\lambda T^2)\boldsymbol{q}_0]\boldsymbol{q}_0\}\},\tag{12}$$

式中 $\hat{u}$ 和 $\hat{\boldsymbol{q}}$ 是 u 和 $\boldsymbol{q}$ 的瞬时值； θ_0^{-1} 与 $(\tau v/\lambda T^2)\boldsymbol{q}_0 = -(\tau v/\lambda T^2)\times(\nabla T)_0$ 是相应参数的固定值，$\theta^{-1} = \partial S/\partial u$, $(\tau v/\lambda T^2)\boldsymbol{q} = -\partial S/\partial \boldsymbol{q}$. 另一方面，$S[\theta_0^{-1}, -(\tau v/\lambda T^2)\boldsymbol{q}_0]$ 相应于 s 的 Legendre 变换，这种变换是 Massieu-Planck 函数概念在我们所讨论情形下的推广，即

$$S[\theta_0^{-1}, -(\tau v/\lambda T^2)\boldsymbol{q}] = S - \theta_0^{-1}u + (\tau v/\lambda T^2)\boldsymbol{q}_0\cdot\boldsymbol{q}.\tag{13}$$

依照通常方法，将 $S(\hat{u},\hat{\boldsymbol{q}})$ 依其导数

$$\delta u = \hat{u} - u_0,\quad \delta\boldsymbol{q} = \hat{\boldsymbol{q}} - \boldsymbol{q}_0$$

的幂次绕其平均值 $S(u_0,\boldsymbol{q}_0)$ 进行展开：

$$S(\hat{u},\hat{\boldsymbol{q}}) = S(u_0,\boldsymbol{q}_0) + \theta_0^{-1}\delta u - (\tau v/\lambda T^2)\boldsymbol{q}_0\cdot\delta\boldsymbol{q} + \frac{1}{2}\delta^2 S + \cdots,\tag{14}$$

式中 $\delta^2 S$ 代表熵的二阶系数。如果将(14)式代入(12)和(13)式中，则 δu 和 δq 中的一阶线性项便相互对消，若再忽略其高阶项，可求得如下的近似公式：

$$W \approx \exp[(1/2k_B)\delta^2 S].\tag{15}$$

上式便是近似的 Gaussian 分布函数，即所谓的 Einstein 关系式。由此关系可预计出准确的二阶矩，但却不能预计出更为精确的三阶或更高阶矩。然而，由于我们只关心其二阶矩，故采用如(15)式所示的 Einstein 关系式就足够。

由(11)式所求得的熵的二阶系数为

$$\delta_S^2 = -\left[(CT^2)^{-1} + \frac{1}{2}\boldsymbol{q}_0^2(\partial^2 a/\partial u^2)\right](\delta u)^2 - a\delta\boldsymbol{q}\cdot\delta\boldsymbol{q} - 2\boldsymbol{q}_0(\partial a/\partial u)\delta u\cdot\delta\boldsymbol{q},\tag{16}$$

式中 c 是每单位质量的比热，且 $a = \tau v/\lambda T^2$. 在平衡态，若考虑到平均热通量 $\boldsymbol{q}_0$ 为零，且将相应于(16)式的简化公式引入(15)式中，可求出如下所示的几率分布函数：

$$W(\delta u,\delta q) \approx \exp\{-(1/2k_B)[(cT^2)^{-1}(\delta u)^2 + (\tau v/\lambda T^2)\delta\boldsymbol{q}\cdot\delta\boldsymbol{q}]\},\tag{17}$$

由上式给出涨落的二阶矩

$$\langle\delta u\delta u\rangle = k_B cT^2,\tag{18}$$

$$\langle\delta q_i\delta q_j\rangle = k_B\lambda T^2\tau^{-1}v^{-1}\delta_{ij},\tag{19}$$

$$\langle \delta u \delta q_i \rangle = 0. \tag{20}$$

(18)式是能量涨落的经典公式;(19)式则与热通量的平衡涨落有关,依据涨落-耗散定理,热通量中含有相应的耗散系数 λ. 若将(7)式考虑进去,再借助于 Onsager 假定[22], 则可通过描述系统对外界扰动的响应的同样方程计算出涨落的平均值,由此求得的热涨落 $\delta \boldsymbol{q}$ 为

$$\langle \delta \dot{\boldsymbol{q}} \rangle = -\tau^{-1} \delta \boldsymbol{q}, \tag{21}$$

而热通量涨落的光谱函数为

$$\langle \delta q_i \delta q_j \rangle_w = 2k_B \lambda T^2 v^{-1} (1 + w^2 \tau^2)^{-1} \delta_{ij}, \tag{22}$$

在低频(即 $(\omega\tau^2) \ll 1$) 情形下,可将(22)式缩减为通常的 Landau-Lifshitz 公式,该公式描述了热通量的涨落[9].

值得注意的是在本文的理论体系中,所涉及的仅是我们所研究问题的纯粹统计学部分,依照对此问题的通常处理方法,可以同时导出 $\langle \delta u \delta u \rangle$、$\langle \delta q_i \delta q_j \rangle$ 和 $\langle \delta u \delta q_i \rangle$ 的表示式,进而由 $\langle \delta u \delta u \rangle$ 和计算其内能的动力学方程(3)可求得 $\langle \delta q_i \delta q_j \rangle$ 的表示式. 将这种方法用于分析刚性热导体的热涨落[24],电流涨落[25],以及流体中的涨落[26]. 若将上述各个公式联合成为能量与热涨落的公式,则该公式便能对非平衡熵的二阶导数起到某种约束作用,这种约束要求在平衡态,由这个公式能给出热涨落和其它耗散通量的涨落的一个正确描述. 但这种约束却无法用来分析依据先验的非平衡熵而建立的其它不可逆热力学体系, 例如有理热力学体系.

三、非平衡涨落的统计描述理论

由于事实证明,用(15)式描述平衡涨落是很成功的,所以,有些学者曾提议,依据局域平衡理论[27],是否可将(15)式加以推广而用于描述不太远的非平衡态涨落. 事实上,在非平衡涨落的分析中所采用的大多数通用方法都使用了作为其初始条件的非平衡相关函数和动力学相关函数的局域-平衡形式. 然而,事实证明, 将上述方法与上述相关函数的局域-平衡形式一旦应用于非平衡涨落分析之中,由于热力学参数的局域变化或由于非线性效应[1,3,5],便会导致某些新的结果,即使对上述理论加以改进,但仍会保持 Langevin 噪声的局域平衡形式. 其原因就在于一开始就假定了噪声的相关时间为零. 如果噪声的相关时间虽然很小但却不为零,一定要知道未处于平衡态的系统所具有的快速涨落时间,这样就可期望对于通常的 Langtvin 噪音作出某些非平衡修正.

本文的目的之一是要在广义不可逆热力学的理论框架内求出这些非平衡修正量.

另外一些学者还曾提出, 只要从已知的非平衡涨落的二阶矩出发, 也可由有关 Langevin 噪声的某些统计假定和用于确定非平衡热力学势的动力学方程求出这些非平衡修正量. 依照这种方法,由(15)式可求出其涨落的几率 W,进而找到相应的广义势.

但我们的观点却与此相反: 我们先求出可用于非平衡态的广义热力学势(11)式, 由于该势所具有的耗散通量可作为独立变量, 所以我们想按照平衡涨落的几率来研究(15)式所示的结论.

在此,假定可通过相应的非平衡广义 Einstein 关系式(15)描述非平衡涨落问题的纯

粹统计学部分．然而，应当记住，将这种统计描述引入到动力学方程中时，可求得对态相关函数与动力学相关函数的非局域本源或非线性本源的有效修正．

对于非平衡稳定态，依据(7)式可通过经典傅里叶定律给出热通量 $\boldsymbol{q}_0$ 的平均值．将(16)式的相应表示式引入到(15)式中，可求得

$$W(\delta u,\delta \boldsymbol{q}) \approx \exp(-1/2k_B)\left\{\left[(CT^2)^{-1}+\frac{\lambda^2}{2}(\nabla T)_0^2\left(\frac{\partial^2 a}{\partial u^2}\right)\right](\delta u)^2 + a(\delta \boldsymbol{q})\cdot(\delta \boldsymbol{q}) - 2\lambda(\nabla T)_0\left(\frac{\partial a}{\partial u}\right)\delta u\cdot\delta \boldsymbol{q}\right\}. \tag{23}$$

若考虑到平衡涨落几率W是一个多变量函数，则其涨落几率W的 Gaussian 分布形式为

$$W \approx \exp\left[-\frac{1}{2}E_{ik}\delta x_i\delta x_k\right]. \tag{24}$$

若平衡涨落的二阶矩由 $\langle \delta x_i \delta x_j\rangle = E_{ij}^{-1}$ 给出，则非平衡涨落的二阶矩下式给出：

$$\langle \delta u \delta u\rangle = k_B c T^2[1 + A(\nabla T)_0^2]^{-1}, \tag{25}$$

$$\langle \delta q_i \delta q_j\rangle = \left(\frac{k_B \lambda T^2}{\tau v}\right)\left[\delta_{ij}+\frac{\lambda^2 c T^2}{2}\left(\frac{\partial^2 a}{\partial u^2}\right)\left(\frac{\partial T}{\partial x_i}\right)_0\left(\frac{\partial T}{\partial x_j}\right)_0\right]\Big/[1 + A(\nabla T)_0^2], \tag{26}$$

$$\langle \delta u \delta q_i\rangle = \frac{k_B \lambda^2 c T^4}{\tau v}\left(\frac{\partial a}{\partial u}\right)\left(\frac{\partial T}{\partial x_i}\right)_0\Big/[1 + A(\nabla T)_0^2], \tag{27}$$

式中

$$A = \lambda^2 C T^2\left[\frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2 a}{\partial u^2}\right) - \frac{1}{a}\left(\frac{\partial a}{\partial u}\right)^2\right]. \tag{28}$$

上述这些表示式是对平衡涨落公式(18)，(19)和(20)诸式的非平衡修正． 尤其值得注意的是，由于非零弛豫时间的存在，所以广义的 Landau-Lifshitz 公式(19)就表现出某些非平衡修正；至于能量-热通量的校正问题，在平衡态，能量-热通量为零，但在非平衡态，能量-热通量却不为零．若观察(25)，(26)和(27)诸式，也可发现，如果系数A为负数，当$(\nabla T)_0^2 = -A^{-1}$时，则其涨落就变为无限大．在其涨落变为无穷大的极限下，探讨本文理论的适用性将是一有趣的研究课题，此时就有可能存在着某种非平衡不稳定性，这种不稳定性有点类似于流体中的 Rayleigh-Bénard 不稳定性或者非平衡的某种转变．

在描述非平衡涨落的大多数理论中，其中 Keizer's 理论在 80 年代初期曾被公认为是最受关注的理论． 该理论是从其元过程的输运方程的一个正则形式出发，并通过其 Langevin 力可由一个广义涨落耗散表示式求得的假定建立起来的．在热传导问题中，与本文的普遍表示式相对比， Keizer's 的结果无论如何都是经典结果[5]． 这是由于 Keizer's 理论的出发点是假定用傅里叶定律可描述热传导．如此可见，一个更为普遍的假定是由热传导的连续方程可导出非平衡噪声的不同结果；由于本文考虑了瞬变效应因而使其连续方程(7)式出现了新项，所以对于温度的稳定分布并未产生影响．

四、结 论

本文对非平衡涨落统计中的广义熵与广义 Einstein 关系进行了深入的研究，并求得

了许多重要的结果．与此同时，还求得了对能量涨落方程中的 Langevin 随机噪声的通用表示式的某些非平衡修正，即求得了对通常的热通量涨落的 Landan-Lifshiez 公式的非平衡修正．这些非平衡修正是由非零热弛豫时间引起的．值得注意的是我们所求出的非平衡修正是对整个热力学体系而言的．由于我们的广义熵依赖于其耗散通量，故适用于非平衡态，至少适用于其通量为小值时的非平衡态．非平衡熵的精确基础应基于对非平衡态的统计分析．在简单情形下，可以求得某些明显的统计结果，但这并非一般系统的情形．为了便于从宏观唯象观点来解释非平衡熵的作用、特性、定义和结果，就要采用与这些宏观唯象观点相关的普遍性的统计理论[28]．

若采用本文第一部分中所已描述的宏观理论，则可求得相类似的二阶线性连续性方程和二阶非线性连续性方程[10,11]．例如，所求得的动力学理论的 Buvnett 三阶矩方程或 Grad's 三阶矩方程．采用这些唯象方程可分析固体中的次声；可用于分析单原子流体中的超声波的扩散和吸收；也可用于解释流体中的中子散射实验．按照在上述这些方面的进展来看，通常并未涉及到熵，而且大量的广义连续方程，事实上也不能与局域平衡熵的正定特性相比较，似乎需要寻找一个更为普遍的熵．这不仅仅是一个哲学观点问题，而且也可以带来其它的物理学信息．的确，由于我们在此发现了广义熵与次声可以相比较，所以本文中求得了有关非平衡涨落的新的信息，就是由本文所求得的广义涨落-耗散表示式．

[1] I. Procaccia, D. Donis *et al.*, *Phys. Rev.*, **A19**(1979), 1290.
[2] D. Ronis, I. Procaccia, J. Machta, *Phys. Rev.*, **A22**(1980), 714.
[3] (a) A. M. S. Tremblay, E. Siggia, M. R. Arai, *Phys. Lett.*, **A76**(1980), 57.
(b) A. M. S. Tremblay, M. R. Arai, E. Siggia, *Phys. Lett.*, **A23**(1981), 1451.
(c) A. M. S. Tremblay, B. Patton, P. C. Martin *Phys. Bett.*, **A19**(1979), 1721
[4] J. Swift, P. C. Hohenberg, *Phys. Rev.*, **A15**(1977), 319.
[5] J. Keizer, *J. Chem. Phys.*, **64**(1976), 1679.
[6] R. Graham, *Phys. Rev. Lett.*, **31**(1973), 1479.
[7] F. Jahnig, P. H. Richter, *J. Chem. Phys.*, **64**(1976), 4645.
[8] A. Onuki, K. Kawasaki, *Ann. Phys. New York*, **121**(1979), 456.
[9] L. Landau, E. Lifshitz, Mecanique des Fluides, MIR. Moscow, (1971).
[10] Robles-Dominguze, B. Silva, L. S. Garcia-Colin, *Physica*, **106A**(1981), 539.
[11] G. Lebon, D. Jou, J. Casas-Vazquez, *J. Phys.*, **A13**(1980), 275.
[12] F. Bampi, A. Morro, *J. Math. Phys.*, 21(1980), 1201.
[13] S. R. De Groot, P. Mazur, Nonequilibrium Thermodynamics, North-Holland, Amsterdam, (1969).
[14] (a) R. A. Guyer, J. A. Krumhansl, *Phys. Rev.*, 148(1966), 766.
(b) S. J. Rogers, *Phys. Rev.*, **B3**(1971), 1440.
(c) H. E. Jackson, C. T. Walker, *Phys. Rev.*, 3(1971), 1428.
(d) V. Narayanamurti, R. S. Dynes, K. Andres, *Phys. Rev.*, **11**(1975), 2500.
[15] J. Meixner, in Foundations of Continum Thermodynamics, edited. by J. J. D. Domingos, M. N. R. Nina *et al.*, MacMillan, London, (1974).
[16] C. Truesdell, Rational Thermodynamics, McGraw-Hill, New York, (1969).
[17] D. Foster, Hydrodynamics Fluctuations, Broken Symmetry, and Correlation Functions, Benjamin, Reading, Massachusetts, (1975).
[18] A. Z. Arcasu, E. Daniels, *Phys. Rev.*, **A2**(1970), 962.
[19] J. Casas-Vazquez, D. Jou, *J. Phys.*, **A14**(1981), 1225.
[20] R. Balescu, Equilibrium and Nonequilibrium Statistical Mechanics, Wiley, New York, (1975).
[21] H. B. Callen, Thermodynamics, Wiley, New York, (1960).
[22] L. Onsager, *Phys. Rev.*, **37**(1931), 405.

[23] R. F. Fox, G. E. Uhlenbeck, *Phys. Fluids*, 13(1970), 1893.
[24] D. Jou, C. Perez-Garcia, *Physica*, 104A(1980), 320.
[25] D. Jou, J. E. Llebot, *J. Phys.*, A13(1980), L47.
[26] D. Jou, J. M. Rubi, J. Casas-Vazquez, *Physica*, 101A(1980), 588.
[27] P. Glansdorff, I. Prigoging, Thermodynamic Theory of Structure, Stability and Fluctuations, Wiley, New York, (1971).
[28] J. A. McLennan, *Phys. Fluids*, 3(1960), 493.

THE MICROSCOPIC PHENOMENOLOGICAL THEORY OF ANALYSIS FOR THE PROBLEM OF NONEQUILIBRIUM FLUCTUATIONS (I)

A NEW THEORY OF EXTENDED IRREVERSIBLE THERMODYNAMICS AND NONEQUILIBRIUM CORRECTIONS OF THE FLUCTUATION-DISSIPATION EXPRESSIONS FOR THE HEAT FLUCTUATIONS

LI FU-BIN

Department of Physics, Huaibei Coal Teacher's College, Anhui

(Received 7 December 1988)

ABSTRACT

This paper provide the microscopic phenomenological theory of analysis for the problem of nonequilibrium fluctuations, i.e. the statistical theory for description of nonequilibrium fluctuations. This theory is based on a generalized nonequilibrium entropy and an extension of the Einstein formula for the probability of the fluctuations. We obtain the second moments of nonequilibrium fluctuation of the specific energy and the heat flux in rigid heat conductors by calculation. This approach leads to nonequilibrium corrections to the conventional fluctuation-dissipation expressions for the heat fluctuations. The corresponding numerical corrections are obtained for phonon heat transport in dielectrics and for electronic heat transport in metals.