

朗道

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА ТОМ X

Е. М. ЛИФШИЦ
Л. П. ПИТАЕВСКИЙ

ФИЗИЧЕСКАЯ
КИНЕТИКА

理论物理学教程 第十卷

物理动理学 (第二版)

Е. М. 栗弗席兹 Л. П. 皮塔耶夫斯基 著 徐锡申 徐春华 黄京民 译



高等教育出版社



041/52

2008

ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ФИЗИКА том X

Е. М. ЛИФШИЦ
Л. П. ПИТАЕВСКИЙ

**ФИЗИЧЕСКАЯ
КИНЕТИКА**

理论物理学教程 第十卷

物理动理学 (第二版)

Е. М. 栗弗席兹 Л. П. 皮塔耶夫斯基 著 徐锡申 徐春华 黄京民 译

俄罗斯联邦教育部推荐大学物理专业教学参考书



高等教育出版社

图字:01-2007-0919 号

Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Теоретическая физика. В 10 томах

Copyright © FIZMATLIT PUBLISHERS RUSSIA, ISBN 5-9221-0053-X

The Chinese language edition is authorized by FIZMATLIT PUBLISHERS RUSSIA
for publishing and sales in the People's Republic of China

图书在版编目(CIP)数据

物理动理学:第2版/(俄罗斯)栗弗席兹,(俄罗斯)
皮塔耶夫斯基著;徐锡申,徐春华,黄京民译. —北京:
高等教育出版社,2008.1

ISBN 978-7-04-023069-7

I. 物… II. ①栗…②皮…③徐…④徐…⑤黄…
III. 理论物理学-高等学校-教材 IV. O41

中国版本图书馆 CIP 数据核字(2007)第 159397 号

策划编辑	王超	责任编辑	王超	封面设计	刘晓翔
版式设计	史新薇	责任校对	王效珍	责任印制	张泽业

出版发行 高等教育出版社
社 址 北京市西城区德外大街 4 号
邮政编码 100011
总 机 010-58581000

经 销 蓝色畅想图书发行有限公司
印 刷 三河市春园印刷有限公司

开 本 787×1092 1/16
印 张 27
字 数 500 000
插 页 1

购书热线 010-58581118
免费咨询 800-810-0598
网 址 <http://www.hep.edu.cn>
<http://www.hep.com.cn>
网上订购 <http://www.landaco.com>
<http://www.landaco.com.cn>
畅想教育 <http://www.widedu.com>

版 次 2008 年 1 月第 1 版
印 次 2008 年 1 月第 1 次印刷
定 价 55.00 元

本书如有缺页、倒页、脱页等质量问题,请到所购图书销售部门联系调换。

版权所有 侵权必究

物料号 23069-00

序 言

《理论物理学教程》的最后这一卷用于论述物理动理学^①,就广义而言,应该理解为统计非平衡系统中过程的微观理论。

与统计平衡系统的性质不同的是,任何物理客体中的动理学性质和微观相互作用特性的联系要更加紧密得多。由此可以看出这些性质的极其多样性以及它们的理论的极其复杂性。因此,哪些材料应该进入理论物理学一般教程的问题,就变得不那么简单了。

本书内容由目录可清楚了解。这里仅想再作几点说明。

气体理论通常被认为是动理学理论的最简单的一个分支,本书对此给予了相当的注意。书中用了几章篇幅来论述等离子体理论,这不仅是由于动理学理论的这个分支本身在物理学中的重要性,而且还因为许多等离子体动理学问题已经可以彻底解决,给动理学理论的一般方法提供了大有教益的例证。

固体的动理学性质尤其多种多样。在选择相应章节的材料时,我们自然须将注意力仅限于那些能阐明物理动理学基本现象及其研究方法的最普遍问题。这里应当再一次着重指出,本书仅是理论物理学教程的一部分,绝无打算将本书写成固体理论教程。

本书内容有两个很明显的不足:没有包括磁过程动理学问题以及与快粒子穿越物质相关的动理现象理论。这与时间不够有关,在这一版中我们决意容忍这些不足,以使这本书的出版不致更加延迟。我们可以期望虽然本书并不包含可能需要的一切内容,但我们相信,它已包含的全部内容对读者来说都是饶有兴趣和有用的。

这卷书的出版完成了列夫·达维多维奇·朗道四十多年前拟定的计划。整个教程由下列十卷组成:

第一卷:力学,

^① 英文“kinetics”现订名为“动理学”,专指研究稀薄流体微观粒子(或准粒子)运动机理的学科。曾用名“动力学”易与经典力学中研究物体受力和运动状态变化规律的分支学科“动力学(dynamics)”相混淆。——译者注。

- 第二卷:场论,
第三卷:量子力学(非相对论理论),
第四卷:量子电动力学,
第五卷:统计物理学 I,
第六卷:流体力学,
第七卷:弹性理论,
第八卷:连续介质电动力学,
第九卷:统计物理学 II(凝聚态理论),
第十卷:物理动理学.

应该注意,《统计物理学 II》列于这套教程中第九卷的位置是由于它要应用到许多流体力学和宏观电动力学的知识.

这套教程从 1973 年开始的俄文新版本到现在为止已经出版的有第一、二、三、五、九、十各卷^①. 第七卷可能无需很多修改就可再版. 以前出版的名为《相对论性量子理论》的第四卷,将从中删除关于弱相互作用和强相互作用的章节,不久将作为《量子电动力学》再版. 第六卷和第八卷已有多年未曾再版,需要进行相当大的修改和补充,我们打算在近期着手这件工作.

A. Ф. 安德列耶夫, P. H. 古尔日, B. Л. 古列维奇, Ю. М. 卡甘, M. И. 卡甘诺夫和 И. М. 栗弗席兹曾参加研讨过本书所论述的若干问题,谨在此表达我们的衷心感谢.

Л. П. 戈里科夫和 A. A. 鲁哈泽通读过本书手稿并作了若干评注,谨在此表示谢意.

1978 年 11 月

E. M. 栗弗席兹
Л. П. 皮塔耶夫斯基

^① 目前原著新版本已全部出齐,中译本将由高等教育出版社陆续翻译出版——译者注.

符 号

粒子分布函数 f (第一至第六章): 按动量的分布总是相对于 d^3p .

电子的和声子的分布函数 - 量子态占有数 $n(\mathbf{p})$ 和 $N(\mathbf{k})$ (第七, 九至第十一章); 按动量的分布总是相对于 $d^3p/(2\pi\hbar)^3$.

碰撞积分 C , 线性化碰撞积分 I .

热力学量: 温度 T , 压强 P , 化学势 μ , 粒子数密度 N , 粒子总数 $\mathcal{N}$, 总体积 $\mathcal{V}$.

电场强度 $\mathbf{E}$, 磁感应强度 $\mathbf{B}$, 元电荷 e (电子电荷 $-e$).

估计时采用下列符号: 特征长度 L ; 原子尺度, 晶格常量 d ; 平均自由程 l ; 声速 u .

求平均由角括号 $\langle \dots \rangle$ 或在字母上加横线来表示.

三维矢量的下标用希腊字母 $\alpha, \beta, \dots$ 表示.

在第三至第六章中:

电子质量 m , 离子质量 M .

电子电荷 $-e$, 离子电荷 ze .

电子和离子的热速度

$$v_{Te} = (T_e/m)^{1/2}, \quad v_{Ti} = (T_i/M)^{1/2}.$$

等离子体频率

$$\Omega_e = (4\pi N_e e^2/m)^{1/2}, \quad \Omega_i = (4\pi N_i z^2 e^2/M)^{1/2}.$$

德拜半径

$$a_e = \left(\frac{T_e}{4\pi N_e e^2} \right)^{1/2}, \quad a_i = \left(\frac{T_i}{4\pi N_i z^2 e^2} \right)^{1/2}.$$
$$a^{-2} = a_e^{-2} + a_i^{-2}.$$

拉莫尔频率

$$\omega_{Be} = \frac{eB}{mc}, \quad \omega_{Bi} = \frac{zeB}{Mc}.$$

引用《理论物理学教程》其它各卷中的章节号和公式号时:

第一卷 = 《力学》, 俄文第五版, 中文第一版, 2007,

第二卷 = 《场论》, 俄文第八版, 中文第一版,

第三卷 = 《量子力学(非相对论理论)》, 俄文第六版, 中文第一版,

-
- 第四卷 = 《量子电动力学》, 俄文第四版, 中文第一版,
第五卷 = 《统计物理学 I》, 俄文第五版, 中文第一版,
第六卷 = 《流体力学》, 俄文第五版, 中文第一版,
第七卷 = 《弹性理论》, 俄文第五版, 中文第一版,
第八卷 = 《连续介质电动力学》, 俄文第四版, 中文第一版,
第九卷 = 《统计物理学 II (凝聚态理论)》, 俄文第四版, 中文第一版.



列夫·达维多维奇·朗道（1908—1968）理论物理学家、苏联科学院院士、诺贝尔物理学奖获得者。1908年1月22日生于今阿塞拜疆共和国的首都巴库，父母是工程师和医生。朗道19岁从列宁格勒大学物理系毕业后在列宁格勒物理技术研究所开始学术生涯。1929—1931年赴德国、瑞士、荷兰、英国、比利时、丹麦等国家进修，特别是在哥本哈根，曾受益于玻尔的指引。1932—1937年，朗道在哈尔科夫担任乌克兰物理技术研究所理论部主任。从1937年起在莫斯科担任苏联科学院物理问题研究所理论部主任。朗道非常重视教学工作，曾先后在哈尔科夫大学、莫斯科大学等学校教授理论物理，撰写了大量教材和科普读物。

朗道的研究工作几乎涵盖了从流体力学到量子场论的所有理论物理学分支。1927年朗道引入量子力学中的重要概念——密度矩阵；1930年创立电子抗磁性的量子理论（相关现象被称为朗道抗磁性，电子的相应能级被称为朗道能级）；1935年创立铁磁性的磁畴理论和反铁磁性的理论解释；1936—1937年创立二级相变的一般理论和超导体的中间态理论（相关理论被称为朗道相变理论和朗道中间态结构模型）；1937年创立原子核的几率理论；1940—1941年创立液氦的超流理论（被称为朗道超流理论）和量子液体理论；1946年创立等离子体振动理论（相关现象被称为朗道阻尼）；1950年与金兹堡一起创立超导理论（金兹堡—朗道唯象理论）；1954年创立基本粒子的电荷约束理论；1956—1958年创立了费米液体的量子理论（被称为朗道费米液体理论）并提出了弱相互作用的CP不变性。

朗道于1946年当选为苏联科学院院士，曾3次获得苏联国家奖；1954年获得社会主义劳动英雄称号；1961年获得马克斯·普朗克奖章和弗里茨·伦敦奖；1962年他与栗弗席兹合著的《理论物理学教程》获得列宁奖，同年，他因为对凝聚态物质特别是液氦的开创性工作而获得了诺贝尔物理学奖。朗道还是丹麦皇家科学院院士、荷兰皇家科学院院士、英国皇家学会会员、美国国家科学院院士、美国国家艺术与科学院院士、英国和法国物理学会的荣誉会员。



“朗道十诫”石板*

1958年苏联原子能研究所为庆贺朗道50岁寿辰，送给他的刻有朗道在物理学上最重要的10项科学成果的大理石板，这10项成果是：

1. 量子力学中的密度矩阵和统计物理学（1927年）
2. 自由电子抗磁性的理论（1930年）
3. 二级相变的研究（1936—1937年）
4. 铁磁性的磁畴理论和反铁磁性的理论解释（1935年）
5. 超导体的混合态理论（1934年）
6. 原子核的几率理论（1937年）
7. 氦II超流性的量子理论（1940—1941年）
8. 基本粒子的电荷约束理论（1954年）
9. 费米液体的量子理论（1956年）
10. 弱相互作用的CP不变性（1957年）

* Бессараб М. Я. Ландау: Страницы жизни. Москва: Московский рабочий, 1988.

目 录

第一章 气体动理学理论	1
§ 1 分布函数	1
§ 2 细致平衡原理	4
§ 3 玻尔兹曼动理方程	7
§ 4 H 定理	10
§ 5 向宏观方程的转变	12
§ 6 微弱不均匀气体的动理方程	15
§ 7 气体中的热传导	19
§ 8 气体中的黏性	22
§ 9 动理系数的对称性	25
§ 10 动理方程的近似解	28
§ 11 轻气体在重气体中的扩散	33
§ 12 重气体在轻气体中的扩散	37
§ 13 存在外场时气体中的动理现象	38
§ 14 轻度稀薄气体中的现象	43
§ 15 高度稀薄气体中的现象	51
§ 16 动理方程的动力学推导	62
§ 17 考虑到三粒子碰撞的动理方程	66
§ 18 动理系数的位力展开	72
§ 19 平衡气体中分布函数的涨落	74
§ 20 非平衡气体中分布函数的涨落	78
第二章 扩散近似	82
§ 21 福克尔-普朗克方程	82
§ 22 电场中的弱电离气体	86
§ 23 非平衡弱电离气体中的涨落	90
§ 24 复合与电离	94
§ 25 双极扩散	98

§ 26	强电解质溶液中的离子迁移率·····	100
第三章	无碰撞等离子体·····	106
§ 27	自洽场·····	106
§ 28	等离子体中的空间色散·····	109
§ 29	无碰撞等离子体的电容率·····	111
§ 30	朗道阻尼·····	114
§ 31	麦克斯韦等离子体的电容率·····	117
§ 32	纵等离子体波·····	123
§ 33	离子声波·····	126
§ 34	初始微扰的弛豫·····	127
§ 35	等离子体回波·····	130
§ 36	浸渐电子陷阱·····	135
§ 37	准中性等离子体·····	137
§ 38	双温等离子体流体力学·····	139
§ 39	弱色散介质中的孤子·····	142
§ 40	无碰撞简并性等离子体的电容率·····	148
第四章	等离子体中的碰撞·····	155
§ 41	朗道碰撞积分·····	155
§ 42	电子与离子之间的能量传递·····	160
§ 43	等离子体中粒子的平均自由程·····	161
§ 44	洛伦兹等离子体·····	163
§ 45	脱逸电子·····	166
§ 46	收敛碰撞积分·····	169
§ 47	通过等离子体波的相互作用·····	178
§ 48	高频极限下等离子体中的吸收·····	181
§ 49	朗道阻尼的准线性理论·····	184
§ 50	相对论性等离子体的动理方程·····	189
§ 51	等离子体中的涨落·····	193
第五章	磁场中的等离子体·····	201
§ 52	无碰撞冷等离子体的电容率·····	201
§ 53	磁场中的分布函数·····	204
§ 54	磁旋麦克斯韦等离子体的电容率·····	208
§ 55	磁旋等离子体中的朗道阻尼·····	210
§ 56	磁旋冷等离子体中的电磁波·····	215
§ 57	磁旋等离子体中热运动对电磁波传播的影响·····	221

§ 58	磁旋等离子体流体力学方程	224
§ 59	强磁场中等离体的动理系数	227
§ 60	漂移近似	238
第六章	不稳定性理论	247
§ 61	束不稳定性	247
§ 62	绝对不稳定性与对流不稳定性	250
§ 63	放大性与不透明性	255
§ 64	振荡谱两分支弱耦合情况下的不稳定性	258
§ 65	有限系统中的不稳定性	262
第七章	介电体	265
§ 66	声子相互作用	265
§ 67	介电体中声子的动理方程	268
§ 68	介电体中的热传导 高温	272
§ 69	介电体中的热传导 低温	276
§ 70	杂质对声子的散射	280
§ 71	介电体中声子气体动力学	281
§ 72	介电体中的声吸收 长波	283
§ 73	介电体中的声吸收 短波	287
第八章	量子液体	290
§ 74	费米液体中准粒子的动理方程	290
§ 75	费米液体的热导率和黏度	295
§ 76	费米液体中的声吸收	297
§ 77	玻色液体中准粒子的动理方程	300
第九章	金属	306
§ 78	剩余电阻	306
§ 79	电子声子相互作用	310
§ 80	金属中的动理系数 高温	314
§ 81	金属中的倒逆过程	317
§ 82	金属中的动理系数 低温	320
§ 83	费米面上的电子扩散	327
§ 84	强场中的磁场电流现象 一般理论	331
§ 85	强场中的磁场电流现象 特殊情况	335
§ 86	反常趋肤效应	339
§ 87	红外区的趋肤效应	346
§ 88	金属中的螺旋波	349

§ 89 金属中的磁等离子体波	351
§ 90 磁场中金属电导率的量子振荡	353
第十章 非平衡系统的图解法	361
§ 91 松原响应率	361
§ 92 非平衡系统的格林函数	364
§ 93 非平衡系统的图解法	370
§ 94 自能函数	373
§ 95 图解法中的动理方程	376
第十一章 超导体	381
§ 96 超导体的高频性质 一般公式	381
§ 97 超导体的高频性质 极限情况	386
§ 98 超导体的热导率	390
第十二章 相变动理学	393
§ 99 一级相变的动理学 成核	393
§ 100 一级相变的动理学 聚结	397
§ 101 二级相变点邻近序参量的弛豫	403
§ 102 动理学标度不变性	405
§ 103 液氦中邻近 λ 点的弛豫	407
索引	411
外国人名译名对照表	414

第一章

气体动理学理论

§1 分布函数

这一章论述气体动理学理论^①,只考虑由电中性原子或分子组成的普通气体. 这个理论的研究对象是理想气体中的非平衡状态和过程. 应该注意到,这里理想气体是指稀薄到如此程度的气体,以致其中每个分子几乎总是作自由运动,只有在与其它分子切近碰撞时才发生相互作用. 换句话说,这意味着分子间的平均距离 $\bar{r} \sim N^{-1/3}$ (N 是单位体积中的分子数)要远大于它们本身的尺度,更精确地说,要远大于分子间力的作用半径 d ,小量 $Nd^3 \sim (d/\bar{r})^3$ 有时称为“气态参量”.

气体的统计描述可以利用气体分子在其相空间中的分布函数 $f(t, q, p)$ 来实现. 一般地说,它是以某种方式选定的分子的广义坐标(其总体用 q 表示)和相应的广义动量(其总体用 p 表示)的函数,而在非定态情况下,它还是时间 t 的函数. 利用 $d\tau = dq dp$ 来表示分子相空间的体积元,这里约定 dq 和 dp 分别表示全体坐标和全体动量的相应微分的乘积. 乘积 $f d\tau$ 是处于给定相空间体积元 $d\tau$ 中的平均分子数,也就是说,具有 q 和 p 的值在给定区间 dq 和 dp 内的平均分子数. 关于这个定义中的平均概念的意义,我们将在后面再来论述.

虽然函数 f 总是理解为相空间中的分布密度,但是在动理学理论中,最好采用适当选择的变量来表达,这些变量甚至可以不是正则共轭的广义坐标和动量. 让我们首先来约定这个选择.

分子的平移运动总是经典的. 它由分子的质心坐标 $\mathbf{r} = (x, y, z)$ 和整体运动的动量 $\mathbf{p}$ (或速度 $\mathbf{v} = \mathbf{p}/m$) 描述. 在单原子气体中,粒子(原子)只有平移运动. 在多原子气体中,分子还具有转动和振动自由度.

^① 简称气体动理论,曾用名“气体分子运动论”.——译者注.

气体中分子的转动实际上也总是经典的^①。首先,它由分子的角动量矢量 $\mathbf{M}$ 描述。对于双原子分子,这就足够了。这样的分子是转子,它在垂直于矢量 $\mathbf{M}$ 的平面内转动。至于在这个平面中分子轴转动的角度 φ ,在实际物理问题中,可以认为分布函数与它无关,也就是说,在上述平面内分子的一切取向都是等概率的。这个情况与分子转动时角度 φ 变化迅速有关,它的起源可以解释如下。

φ 的变化速率(分子转动角速度)是 $\dot{\varphi} \equiv \Omega = M/I$ 。这个速率的平均值是 $\bar{\Omega} \sim \bar{v}/d$, 其中 d 是分子的尺度,而 $\bar{v}$ 是线速度的平均值。但是不同分子具有不同的 Ω 值,它们围绕 Ω 值按某种规律分布。因此,初始时具有相同 φ 的分子很快形成 φ 值的分散;发生所谓按角度的迅速“匀化”。假设在初始时刻 $t=0$ 时分子按角度 $\varphi = \varphi_0$ (在从 0 到 2π 区间内)和按 Ω 的分布由某个函数 $f(\varphi_0, \Omega)$ 给出。让我们从其中分出不依赖于 φ 的平均值 $\bar{f}(\Omega)$:

$$f = \bar{f}(\Omega) + f'(\varphi_0, \Omega),$$

$$\bar{f}(\Omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\varphi_0, \Omega) d\varphi_0.$$

因此, $f'(\varphi_0, \Omega)$ 是 φ_0 的周期函数,其周期为 2π , 平均值等于零。在时间进程中,由于分子的自由转动 ($\varphi = \Omega t + \varphi_0$), 分布函数按下列方式变化:

$$f(\varphi, \Omega, t) = \bar{f}(\Omega) + f'(\varphi - \Omega t, \Omega)$$

(并且利用减去 2π 的适当的整倍数的方法,变量 $\varphi - \Omega t$ 可以认为是简化至从 0 到 2π 的区间)。在时间进程中, f' 变成随 Ω 愈来愈快振荡的函数:特征振荡周期是 $\Delta\Omega \sim 2\pi/t$, 它在分子(两次碰撞之间的)平均自由运动时间内就已经变得远小于 $\bar{\Omega}$ 了。但是,所有可观察物理量本身含有分布函数按 Ω 的某种平均;在这种平均中,迅速振荡函数 f' 的贡献本来就小得可以忽略。正是这一点使我们能够用对角度平均的函数 $\bar{f}(\Omega)$ 来代替分布函数 $f(\varphi, \Omega)$ 。

上述论点显然具有普遍性,并且适用于在有限区间内取值的任何迅变量(相位)。

现在回到分子的转动自由度,我们注意到在多原子气体中,分布函数还可能依赖于另外的角度,它们确定着分子轴相对于矢量 $\mathbf{M}$ 的固定取向。例如,在对称陀螺型分子中,这个角度是 $\mathbf{M}$ 和陀螺轴之间的夹角(旋进角);再次可以认为分布函数不依赖于陀螺绕其本身轴转动和这个轴绕 $\mathbf{M}$ 旋进这些迅速变化着的

① 我们注意到,要使转动成为经典的,条件是要满足不等式 $\hbar^2/2I \ll T$ (其中 I 是分子的转动惯量, T 是气体的温度)。在普通气体中,只有低温下的氢气和氦气,才可能不满足这个条件。

* 本书采用令玻尔兹曼常量 $k=1$ 的单位,故这里的温度 T 是以能量单位量度的。——译者注。

角度①.

分子内部原子的振动实际上总是量子化的,因此分子的振动态由相应的量子数确定.然而,在通常条件下(在不太高的温度下),振动根本不能激发,分子处于它的基态(零点)振动能级.

本章今后将用符号 Γ 来表示分布函数所依赖的除分子质心坐标(和时间 t)以外的一切变量总体.从相空间体积元 $d\tau$ 中分出因子 $dV = dx dy dz$,而把其余部分变换为所用变量(并对分布函数 f 与之无关的角度进行积分)由符号 $d\Gamma$ 表示.量 Γ 具有一个重要的共同特征:它们是运动积分,对于每个分子在其连续两次碰撞之间的自由运动期间内(不存在外场时),保持为常量;但每次碰撞的结果,一般说来,这些 Γ 量会发生改变.相反,分子的质心坐标 x, y, z ,在自由运动过程中当然要发生改变.

对于单原子气体,量 Γ 是原子动量 $\mathbf{p} = m\mathbf{v}$ 的三个分量,因此 $d\Gamma = d^3p$. 对于双原子分子,在 Γ 中除动量 $\mathbf{p}$ 以外还有角动量 $\mathbf{M}$,相应微元 $d\Gamma$ 可以表示成下列形式:

$$d\Gamma = 2\pi d^3p M dM d\phi_M \quad (1.1)$$

其中 $d\phi_M$ 是对于矢量 $\mathbf{M}$ 方向的立体角元②. 对于对称陀螺分子,在 Γ 中同时还有 $\mathbf{M}$ 和陀螺轴之间的夹角 θ ,于是微元 $d\Gamma$ 变成

$$d\Gamma = 4\pi^2 d^3p M^2 dM d\phi_M d\cos\theta$$

(其中一个 2π 因数是由于对陀螺绕其轴转动的角度积分而来;另一个 2π 因数则是由于对旋进角度积分而来).

积分

$$\int f(t, \mathbf{r}, \Gamma) d\Gamma = N(t, \mathbf{r})$$

是气体粒子的空间分布密度, $N dV$ 是体积元 dV 中的平均分子数. 在这方面,必须作下列说明.

这里说到无穷小体积元 dV ,其实所指的并不是数学上的小体积,而是物理

① 当球形陀螺分子(例如 CH_4)转动时,确定分子相对于方向 $\mathbf{M}$ (与角速度 $\boldsymbol{\Omega}$ 的方向一致)的取向的两个角度始终是常数. 当不对称陀螺分子转动时,由转动能量 $E_r = M_x^2/(2I_1) + M_y^2/(2I_2) + M_z^2/(2I_3)$ 守恒所表达的角度组合始终是常量. 这里 M_x, M_y, M_z 是矢量 $\mathbf{M}$ 在分子的转动惯量主轴上的投影,而 I_1, I_2, I_3 是相应的主转动惯量.

② 按下列方式可以得到表达式(1.1). 首先将 $d\Gamma$ 写成

$$d\Gamma = d^3p \delta(\mathbf{M} \cdot \mathbf{n}) d^3M d\phi_n = d^3p \delta(M \cos\theta) M^2 dM d\phi_M d\cos\theta d\phi$$

的形式,其中 $d\phi_n = d\cos\theta d\phi$ 是分子轴方向的立体角元(θ 是分子轴与 $\mathbf{M}$ 之间的夹角). δ 函数表达这样的事实, $\mathbf{M}$ 只有两个独立分量(相应于双原子分子转动自由度的数目):角动量 $\mathbf{M}$ 与分子轴互相垂直. 将上面写出的表达式对 $d\cos\theta d\phi$ 积分,就得到(1.1).

上的小体积,即这样的空间区域,它的尺度远小于问题的特征尺度 L ,同时又远大于分子的尺度. 换句话说,所谓某分子处于给定体积元 dV 中,这个断言所确定的分子位置至多只能准确到一个分子尺度量级的距离. 这个情况非常重要. 假如气体粒子的坐标可以精确地确定,那么当比如说单原子气体的两个原子碰撞时,就会按确定的经典轨道运动,碰撞的结果也就会是完全确定的了. 但是,如果问题是关于(像通常在气体动理学理论中那样)发生在给定的物理小体积中的原子碰撞,那么由于原子相互的精确位置的不确定性,碰撞的结果也将是不确定的,因而只可能考虑它的某种结局的概率.

现在我们可以明确规定,说到平均粒子数密度时,我们指的是按上述物理无穷小体积元的平均,并且时间上相应地也是按粒子穿越该体积元的时间这样的量级的平均.

既然用来确定分布函数的体积元的尺度远大于分子尺度 d ,那么分布函数发生显著变化的距离 L 在一切场合应该同样也远大于 d . 至于物理无穷小体积元的尺度与平均分子间距离 $\bar{r}$ 之间的比值,一般地说可以是任意的. 然而,由分布函数所确定的密度的性质会由于这个比值的不同而存在差异. 如果体积元 dV 的尺度不是远大于 $\bar{r}$,那么密度 N 就不是宏观量:这时 dV 中粒子数的涨落变得可与粒子数的平均值相比较. 只有当密度 N 是相对于包含许多粒子的体积 dV 而定义时,它才变成宏观量;这时在这些体积中粒子数的涨落相对来说较小. 然而显然的是,只有当问题的特征尺度 L 同样也满足 $L \gg \bar{r}$ 的条件时,这样的定义才是可能的.

§ 2 细致平衡原理

让我们考虑两个分子之间的碰撞,其中一个分子的 Γ 值在给定区间 $d\Gamma$,另一个分子的 Γ_1 值在给定区间 $d\Gamma_1$,而在碰撞后分别获得的 Γ 值在 $d\Gamma'$ 和 $d\Gamma'_1$ 区间内,为简洁起见,我们将之简称为初值为 Γ 和 Γ_1 而结果为 Γ' 和 Γ'_1 的两个分子的碰撞,或 $\Gamma, \Gamma_1 \rightarrow \Gamma', \Gamma'_1$. 气体每单位体积在单位时间内这种碰撞的总数,可以写成两个因子的乘积:每单位体积中的分子数 $f(t, \mathbf{r}, \Gamma) d\Gamma$,与其中任一分子经受该类型碰撞的概率的乘积. 这个概率总是正比于单位体积中 Γ_1 分子数 $f(t, \mathbf{r}, \Gamma_1) d\Gamma_1$,并且正比于碰撞后两个分子 Γ 值的区间 $d\Gamma'$ 和 $d\Gamma'_1$. 因此,单位时间和单位体积内 $\Gamma, \Gamma_1 \rightarrow \Gamma', \Gamma'_1$ 碰撞数可写为

$$w(\Gamma', \Gamma'_1; \Gamma, \Gamma_1) f f_1 d\Gamma d\Gamma_1 d\Gamma' d\Gamma'_1, \quad (2.1)$$

由此以后函数 f 的附标均对应于其变量 Γ 的附标: $f_1 \equiv f(t, \mathbf{r}, \Gamma_1)$, $f' \equiv f(t, \mathbf{r}, \Gamma')$, 等等. 系数 w 是其所有变量的函数^①. $w d\Gamma' d\Gamma'_1$ 与互碰分子相对速度

① w 中初态(i)和末态(f)的特征从右向左书写, $w(f, i)$, 对应于量子力学中的习惯.