光子流体动力学理论基础

章冠人 编著

国防工业出版社

光子流体动力学理论基础

章冠人　编著

国防工业出版社
·北京·

图书在版编目(CIP)数据

光子流体动力学理论基础/章冠人编著.—北京:国防工业出版社,1996.1

ISBN 7-118-01422-2

Ⅰ.光… Ⅱ.章… Ⅲ.光子-流体动力学-基础理论
Ⅳ.0572.31

中国版本图书馆 CIP 数据核字(95)第 01910 号

国防工业出版社出版发行
(北京市海淀区紫竹院南路 23 号)
(邮政编码 100044)
新华书店经售
北京怀柔新华印刷厂印刷

开本 850×1168 1/32 印张 8⅜ 214 千字
1996 年 1 月第 1 版 1996 年 1 月北京第 1 次印刷
印数 1:—1500 册 定价:13.10 元

致 读 者

本书由国防科技图书出版基金资助出版。

国防科技图书出版工作是国防科技事业的一个重要方面。优秀的国防科技图书既是国防科技成果的一部分，又是国防科技水平的重要标志。为了促进国防科技事业的发展，加强社会主义物质文明和精神文明建设，培养优秀科技人才，确保国防科技优秀图书的出版，国防科工委于 1988 年初决定每年拨出专款，设立国防科技图书出版基金，成立评审委员会，扶持、审定出版国防科技优秀图书。

国防科技图书出版基金资助的对象是：

1. 学术水平高，内容有创见，在学科上居领先地位的基础科学理论图书；在工程技术理论方面有突破的应用科学专著。

2. 学术思想新颖，内容具体、实用，对国防科技发展具有较大推动作用的专著；密切结合科技现代化和国防现代化需要的高新技术内容的专著。

3. 有重要发展前景和有重大开拓使用价值，密切结合科技现代化和国防现代化需要的新工艺、新材料内容的科技图书。

4. 填补目前我国科技领域空白的薄弱学科和边缘学科的科技图书。

5. 特别有价值的科技论文集、译著等。

国防科技图书出版基金评审委员会在国防科工委的领导下开展工作，负责掌握出版基金的使用方向，评审受理的图书选题，决定资助的图书选题和资助金额，以及决定中断或取消资助等。经评审给予资助的图书，由国防工业出版社列选出版。

国防科技事业已经取得了举世瞩目的成就。国防科技图书承

担着记载和弘扬这些成就，积累和传播科技知识的使命。在改革开放的新形势下，国防科工委率先设立出版基金，扶持出版科技图书，这是一项具有深远意义的创举。此举势必促使国防科技图书的出版，随着国防科技事业的发展更加兴旺。

设立出版基金是一件新生事物，是对出版工作的一项改革。因而，评审工作需要不断地摸索、认真地总结和及时地改进，这样，才能使有限的基金发挥出巨大的效能。评审工作更需要国防科技工业战线广大科技工作者、专家、教授，以及社会各界朋友的热情支持。

让我们携起手来，为祖国昌盛、科技腾飞、出版繁荣而共同奋斗！

国防科技图书出版基金
评审委员会

国防科技图书出版基金
第二届评审委员会组成人员

前　言

近代科学技术的发展，物理环境条件可以说是向两个极端状态进军，一边是向高温、高压迈进；另一边则是向绝对零度、高真空接近。当温度、压力很高时，所有介质几乎呈流体状态，那时，从理论上处理问题，一般则可以把介质当作流体看待，可以应用流体力学的方法。

对通常的介质（例如，空气），温度只达几千度时，可以不考虑辐射作用；当温度高达几十万度时，介质内能和辐射能已经达到同一数量级，就应当开始考虑辐射效应，即光子与介质的作用；当温度达到几百万度以上时，辐射对介质的运动已经起主导作用，此时从理论上考虑问题时，应当采用辐射流体力学的方法。

所谓辐射流体力学，是 50 年代以来适应某些物理和技术领域（如天体物理学、高速空气动力学、核爆炸、原子反应堆工程和可控热核反应、激光聚爆等）的要求发展起来的，主要是研究流体在高温条件下的运动规律，以及流体与光子的相互作用及其对流体运动的影响。虽然，这门学科还比较年青，但可以认为它所特有的一些基本规律已被人们所认识，研究这门学科所必须的条件（如高速大内存电子计算机）已经陆续具备，并在不断地改进。所以，将其基本原理作一系统的阐明，是十分必要和适时的。

辐射流体力学在国外早已出版了许多著作，如 Pomraning 的《辐射流体力学方程式》[1]和 Pai S I 的《辐射气体动力学》[2]等。在我国，有关这方面的书籍至今尚属空白。所以，在我国加速实现四个现代化、加强尖端科学技术的研究工作过程中，推广辐射流体力学科学技术更是十分迫切。

就现国外已出版的有关辐射流体力学内容专著而言，均偏重

于从宏观辐射输运方程方面讨论问题，对方程式中一些参数的获得，则论述较少，或略加介绍，或一带而过，或借其他专题文献介绍。所以，这些书籍在实际设计工作中应用，显得十分不够。另外，这些书籍对数值计算方面的内容很少涉及，因此对实际应用更是一个缺憾。为了弥补这些内容，参考了国外已出版的这方面著作和文献，编撰了这本专著。从总体上说，本书比较全面，对于暂时还用不到的内容，如相对论辐射流体力学等，则尚未包括进去。从内容上说，本书微观方面的内容似乎多了一些，所以没有采用“辐射流体力学”的书名，而改用“光子流体动力学理论基础”的名字，表示本书偏重于光子流体动力学方面的内容。

对光子与物质作用截面参数，因为内容太多，面也太广，本书只能摘录最后的结果，注明其来源，供查阅。这样，可以说比较简明扼要，以避免不突出重点的毛病。

本书初稿承蒙方正知教授审阅，编印成讲义后，罗吉庭教授曾采用作为研究生教材，并提出了不少有益的建议，在此一并表示谢意。本书经过 14 年后，适得国防科技图书出版基金的资助，始得问世。出版前又修改了一次，加入了一些新的内容，希望这本书的出版能对我国科技发展起到微薄作用。但是，由于作者学识有限，这方面内容涉及面又太广，书中一定还存在不少谬误，恳请读者不吝批评指正，不胜感谢。

章冠人

内 容 简 介

全书共分十章:从光子的基本性质开始到辐射流体力学方程组的建立及其数值解结束。中间加入辐射参数的获得、光子与电子、离子(或原子)的相互作用和辐射波在介质中的传播,以作为光子输运方程和辐射流体力学解析解的实例。其中对辐射参数的获得作了较详细的叙述,着重于微观过程,并应用了数值计算方法。因此,书中内容较实用。

本书可供高温辐射流体物理工作者或天体物理工作者参考,也可供高等院校高温辐射流体力学专业学生和研究生阅读。

ISBN 7-118-01422-2/O · 109

定价:13.10 元

目　　录

第一章　光子场的基本概念

本章主要介绍在描写光子场时要用到的一些基本概念和物理量。同样，这些内容在描写光子与物质发生相互作用时也经常要用到。

1.1　光子

光子是一种没有静止质量的基本粒子，它遵守博什-爱因斯坦统计学，即一个多光子粒子系统可以用将两个光子坐标互换时成对称的波函数来描写它们。又因为当光子与物质相互作用时，可能被吸收或放出新的光子，所以光子“气体”的粒子数目不是固定不变的。

一个光子的频率为 ν，则其能量 E 等于 $h\nu$，其中 $h=6.6254\times10^{-34}\mathrm{J\cdot s}$，称为普朗克常数。我们知道，没有静止质量的粒子的动量可以通过能量除以速度求得，所以光子的动量 $\boldsymbol{p}=\frac{E}{c}\boldsymbol{\Omega}=\frac{h\nu}{c}\boldsymbol{\Omega}=\hbar\boldsymbol{k}$，其中 c 为光子速度；$\boldsymbol{\Omega}$ 为其运动方向的单位矢量；$\boldsymbol{k}$ 的绝对值等于 $2\pi\nu/c$ 或等于 $1/\lambda$，即等于波长的倒数，$\boldsymbol{k}$ 的方向即为光子运动的方向；$\hbar$ 为折合普朗克常数，$\hbar=h/2\pi=1.05446\times10^{-34}\mathrm{J\cdot s}=0.65817\times10^{-15}\mathrm{eV\cdot s}$。一个光子有两种自旋方向，向左或向右，以后在必要区别它们时，用下标 $i=1,2$ 来分别表示向左或向右，无必要时，即予以省略。

1.2　光子的分布函数

在任意时刻 t，可以用六个变量来确定光子在相空间内的位置，就是三个位置坐标 $\boldsymbol{r}$ 和三个动量坐标 $\boldsymbol{p}$(或 $\boldsymbol{k}$)。有时，常常不用

动量坐标，而用频率 ν 和其传播方向 $\boldsymbol{\Omega}$ 代替。应用这些变量，引入分布函数 $f(\boldsymbol{r},\nu,\boldsymbol{\Omega},t)$。这时，定义：

$$dN = f(\boldsymbol{r},\nu,\boldsymbol{\Omega},t)dVd\nu d\Omega \tag{1.2.1}$$

可见，dN 为在坐标 $\boldsymbol{r}$ 点附近体积元 dV 内和频率 ν 附近频率间隔 $d\nu$ 内，沿 $\boldsymbol{\Omega}$ 方向的主体角元 $d\Omega$ 内传播的光子数。所以，函数 f 的物理意义为单位体积、单位频率间隔、单位立体角内，位置在 $\boldsymbol{r}$ 点处，频率为 ν，在 t 时刻沿着 $\boldsymbol{\Omega}$ 方向传播的光子数。

1.3 占有数

有时，为了方便，也有用 $\boldsymbol{r}$ 和 $\boldsymbol{k}$ 定义的另外一种分布函数 $n(\boldsymbol{r},\boldsymbol{k},t)$，称占有数。这时定义：

$$\begin{aligned} dN &= \frac{2}{(2\pi)^3} \times n(\boldsymbol{r},\boldsymbol{k},t)dVdk \\ &= 2n(\boldsymbol{r},\boldsymbol{k},t)dVd\boldsymbol{p}/h^3 \end{aligned} \tag{1.3.1}$$

式中 $dVd\boldsymbol{p}$ 是相空间中的体积元。按照量子理论，每 h^3 相空间体积即存在一个态(包括二个量子态，由于光子有二个极化方向)。所以，$dVd\boldsymbol{p}/h^3$ 就是这体积元中所包含的态数(1/2 量子态数)。因此，$n(\boldsymbol{r},\boldsymbol{k},t)$的物理意义就是在一个量子态上填充的光子数。

将式(1.2.1)与式(1.3.1)相等，很容易得到光子分布函数和占有数间的关系为：

$$f(\boldsymbol{r},\nu,\boldsymbol{\Omega},t) = \frac{2\nu^2}{c^3}n(\boldsymbol{r},\boldsymbol{k},t) \tag{1.3.2}$$

1.4 光子场强度(辐射强度)

有时，引入光子场强度 $I=I(\boldsymbol{r},\nu,\boldsymbol{\Omega},t)$的概念比较方便，它与分布函数 f 的关系如下：

$$I(\boldsymbol{r},\nu,\boldsymbol{\Omega},t) = ch\nu f(\boldsymbol{r},\nu,\boldsymbol{\Omega},t) \tag{1.4.1}$$

其物理意义为：在时刻 t，r 处，频率为 ν，传播方向为 $\boldsymbol{\Omega}$ 的光子能量通量。如沿 $\boldsymbol{\Omega}$ 方向有一立体角元 $d\Omega$，它与某面积元 $d\sigma$ 法线间的夹角为 θ，则在频率间隔 ν 到 $\nu+d\nu$ 内，在立体角元 $d\Omega$ 内，向 $\boldsymbol{\Omega}$ 方向

传播，在 dt 时间内，经 $d\sigma$ 面积元的光子能量为：

$$dE = I(\boldsymbol{r},\nu,\boldsymbol{\Omega},t)\cos\theta d\nu d\Omega d\sigma dt \tag{1.4.2}$$

如图 1.4.1 所示。如果强度 I 在某一点与 $\boldsymbol{\Omega}$ 无关，则光子场称为在该点是各向同性的；如果强度 I 与 $\boldsymbol{r}$ 及 $\boldsymbol{\Omega}$ 均没有关系，则光子场称为在该点是均匀各向同性的。

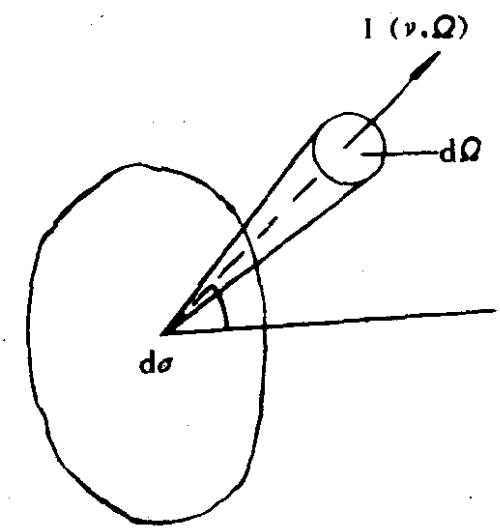

图 1.4.1　强度的几何解释

1.5 光子能量密度、能量通量、压力张量

根据分布函数 f 和强度 I 的定义，如果分别将 I 乘以 1，$\boldsymbol{\Omega}$ 和 $\boldsymbol{\Omega}\cdot\boldsymbol{\Omega}$ 之后，对 $d\Omega$ 和 $d\nu$ 积分，则得光子场的能量密度、能量通量和压力张量。

光子场能量密度 $E=E(\boldsymbol{r},t)$，其定义为：

$$E=\int_0^\infty d\nu\int_{4\pi} h\nu f d\Omega = \frac{1}{c}\int_0^\infty d\nu\int_{4\pi} I d\Omega \tag{1.5.1}$$

其物理意义为单位体积内的光子场能量。

光子场能量通量 $\boldsymbol{F}=\boldsymbol{F}(\boldsymbol{r},t)$，其定义为：

$$\boldsymbol{F} = \int_0^\infty d\nu\int_{4\pi} I d\Omega\cdot\boldsymbol{\Omega} \tag{1.5.2}$$

其物理意义为通过单位面积能流的速率。

光子场压力张量 $\boldsymbol{p}=\boldsymbol{p}(\boldsymbol{r},t)$，其定义为：

$$\boldsymbol{p} = \frac{1}{c}\int_0^\infty d\nu\int_{4\pi} I d\Omega\cdot\boldsymbol{\Omega}\cdot\boldsymbol{\Omega} \tag{1.5.3}$$

其物理意义为通过单位面积动量流的速率。

第二章　光子的输运方程式

在研究等离子体中辐射的分布、强激光通过物质等问题时，必须解决光子在物质中的输运问题。首先，要建立光子在物质内的输运方程式。在建立方程式时，必须考虑光子与物质的作用。光子与物质的相互作用可以归结为散射、辐射和吸收三种作用。这三种作用在光子输运方程式中起着产生光子和消失光子的作用。在这一章中，我们只建立光子的输运方程式和确立其定解条件。光子与物质的相互作用将在以后去讨论。

2.1　输运方程式

考虑在时刻 t，一个相空间中体积元 $\Delta V\Delta\nu\Delta\boldsymbol{\Omega}$，其中 ΔV 表示体积元；$\Delta\nu$ 表示频率间隔；$\Delta\boldsymbol{\Omega}$ 表示方向间隔。则在此相空间体积元中的光子数为：

$$\Delta N = f(\boldsymbol{r},\nu,\boldsymbol{\Omega},t)\Delta V\Delta\nu\Delta\boldsymbol{\Omega} \tag{2.1.1}$$

这些光子在物质内运动，除了与物质作用过程中增加和减少外，光子数应该是守恒的。假设它们经 δt 时间后，移动到 $\boldsymbol{r}'=\boldsymbol{r}+c\boldsymbol{\Omega}\delta t$ 的位置，其光子数为：

$$\Delta N' = f(\boldsymbol{r}',\nu,\boldsymbol{\Omega},t+\delta t)\Delta V\Delta\nu\Delta\boldsymbol{\Omega} \tag{2.1.2}$$

假设 δt 比光子与其它粒子的作用时间长得多，并且假定光子每次只与一个粒子相互作用，又 $f\Big/\dfrac{\delta f}{\delta t}\ll\delta t$，就是在 δt 时间内，光子要与粒子作用很多次，有些光子要消失掉，有些新的光子要增加进来。这样，单位体积内光子数由于相互作用而发生改变，其改变率写为 $\Delta f/\delta t$，则可以写出下式：

$$\Delta N' - \Delta N = \left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)\Delta V\Delta\nu\Delta\boldsymbol{\Omega}\delta t \tag{2.1.3}$$

将式(2.1.1),式(2.1.2)代入式(2.1.3)可得:

$$f(\boldsymbol{r},\nu,\boldsymbol{\Omega},t+\delta t)-f(\boldsymbol{r},\nu,\boldsymbol{\Omega},t)=\left(\frac{\delta f}{\delta t}\right)\delta t \qquad (2.1.4)$$

用泰勒级数对 t 和 $\boldsymbol{r}'-\boldsymbol{r}=c\boldsymbol{\Omega}\delta t$ 展开,取一阶项,即得:

$$\frac{\partial f}{\partial t}+c\boldsymbol{\Omega}\cdot\nabla f=\left(\frac{\delta f}{\delta t}\right) \qquad (2.1.5)$$

这就是光子分布函数遵守的输运方程式。利用前章中所讲的关系,很容易把式(2.1.5)变换为其它物理量,如强度、能量、占有数等输运方程式。式(2.1.5)的物理意义为:右边表示频率为 ν,传播方向为 $\boldsymbol{\Omega}$ 的光子,其分布函数在单位时间内,在输运过程中的改变;左边第一项表示光子如果不动时,其分布函数随时间的变化率,第二项则表示在单位时间内,从体积表面流入或流出的光子数。

这个方程式,再加上边界条件和初始条件,原则上就可以解决光子在物质内输运时的演变过程。但是,这个方程右边项内包含了光子与物质作用的所有过程,是比较复杂的,在解方程式之前必须先把它们的表达式确定下来。

2.2 光子的吸收、散射、辐射和感应

在高温介质或等离子体中,光子与物质的相互作用,具体而言,就是光子与电子、原子和离子间的相互作用。作用过程可以归结为四种基本过程,即吸收、辐射、感应和散射;但这仅是经典的理论,实际上,在高温、高压情况下,物质呈等离子体状态,运动的形态是很复杂的,必须考虑集体振荡行为,就是还要考虑光子与准粒子的作用。不过,我们在这里只考虑经典的情况。

首先,研究吸收问题。当一个光子穿过物质时,存在一定的几率被物质所吸收。定量地描写这一过程的物理量是宏观吸收系数,或者简称吸收系数 $\mu_a=\mu_a(\boldsymbol{r},\nu,t)$,其物理意义为一个光子在物质中经距离 $\mathrm{d}s$,被吸收的几率,即

$$\text{吸收几率}=\mu_a \mathrm{d}s$$

一般,吸收系数与频率、空间、时间和方向有关,但我们假设介质不

是晶体，所以与方向无关。有时，应用质量吸收系数 $K(\nu)$，它与 $\mu_a(\nu)$ 的关系为：

$$\mu_a(\nu) = \rho K_a(\nu) \tag{2.2.1}$$

式中 ρ 为物质密度；$K_a(\nu)$ 的意义就是单位质量的吸收系数。

有时，还应用微观吸收系数 $\sigma_a(\nu)$，它与 $\mu_a(\nu)$ 的关系为：

$$\mu_a(\nu) = N\sigma_a(\nu) \tag{2.2.2}$$

式中 N 为原子数密度($1/\text{cm}^3$)。由上式可见，$\sigma_a(\nu)$ 即为一个原子或离子对频率为 ν 的光子的吸收系数，或称吸收截面。

另外，也常应用所谓爱因斯坦吸收系数 B_{mn}，它与 $\mu_a(\nu_{nm})$ 的关系为：

$$\mu_a(\nu_{nm}) = h\nu_{nm}\sum_{n,m} N_m B_{mn} \tag{2.2.3}$$

式中 N_m 为 m 能态原子数密度。B_{mn} 含义为：在频率为 ν_{nm} 的光子的照射下，原子或离子吸收频率为 ν_{nm} 的光子，同时从能态 m 跃迁到能态 n 的几率。

与吸收作用相似，光子与物质可能发生散射。散射系数，$\mu_s = \mu_s(\boldsymbol{r}, \nu, t)$，其物理定义为一个光子在介质中经距离 ds，被散射的几率，即

$$\text{散射几率} = \mu_s(\nu)ds \tag{2.2.4}$$

这里，仍然假定它和 $\boldsymbol{\Omega}$ 无关。

因为光子散射后，频率可以从 ν' 变为 ν，其方向从 $\boldsymbol{\Omega}'$ 变为 $\boldsymbol{\Omega}$，所以定义一个微分散射系数 $\mu_s(\boldsymbol{r}, \nu' \to \nu, \boldsymbol{\Omega}' \cdot \boldsymbol{\Omega}, t)$，其含义为一个光子在物质中经距离 ds，频率从 ν' 变为 ν 到 $\nu + d\nu$ 内，方向从 $\boldsymbol{\Omega}'$ 变为 $\boldsymbol{\Omega}$ 到 $\boldsymbol{\Omega} + d\boldsymbol{\Omega}$ 内被散射的几率，即

$$\text{散射几率} = \mu_s(\nu' \to \nu, \boldsymbol{\Omega}' \cdot \boldsymbol{\Omega})d\nu d\boldsymbol{\Omega}ds \tag{2.2.5}$$

这里必须指出，光子运动方向从 $\boldsymbol{\Omega}'$ 变为 $\boldsymbol{\Omega}$，不写为 $\boldsymbol{\Omega}' \to \boldsymbol{\Omega}$，而采用 $\boldsymbol{\Omega}' \cdot \boldsymbol{\Omega}$ 的积(标量)，表示散射几率仅与散射角的余弦有关，而与光子的方向 $\boldsymbol{\Omega}$ 无关。

把式(2.2.5)对 $d\nu$ 和 $d\boldsymbol{\Omega}$ 进行积分，就得式(2.2.4)定义的散射系数，即