全国高等农业院校教材

物理学在农业中的应用

光学分册

傅志东 主编

农科各专业用

中国农业出版社

全国高等农业院校教材

物理学在农业中的应用

光 学 分 册

傅志东 主编

农科各专业用

中国农业出版社

ISBN 7-109-04343-6

9 787109 043435 >

全国高等农业院校教材

物理学在农业中的应用

光 学 分 册

傅志东 主编

责任编辑 陈岳书

出版 中国农业出版社

(北京市朝阳区农展馆北路2号)

发行 新华书店北京发行所

印刷 通县曙光印刷厂

* * *

开本 787mm×1092mm 32 开本

印张 3.75 字数 78 千字

版、印次 1997年5月第1版

1997年5月北京第1次印刷

印数 1—2,000 册 定价 4.00 元

书号 ISBN 7-109-04343-6/O·93

主　编　傅志东（西北农业大学）
参　编　李树修（甘肃农业大学）
主　审　金仲辉（北京农业大学）

前　言

光学是物理学的一个重要组成部分。现代光学的发展使光学所包含的内容比本世纪初要丰富和深刻得多，它在科技领域和人类的生活中都得到广泛的应用。

人类总是在不断地探索自然界中力、热、光、电等各种物理因素对生命的影响，这对人类的生存和发展有着重要的意义。光也是生命环境中最重要的因素之一。生命与光有不可分割的联系。动物要靠植物生存，而植物要靠光通过光合作用而生长。

现代光学在生命科学中的应用已促成一门新的学科——光生物学的诞生。激光的产生使光学技术特别是光谱分析技术发生了革命性的飞跃，由于其高灵敏度、高精确度及低污染，便于计算机分析等优点，已成为研究生命物质结构、组成和运动规律的重要手段。

本书在农业高等院校普通物理学基础上，一方面较深入地探讨光学中的某些重要内容，一方面介绍与生命科学密切相关的现代光学问题。由于这一原因，加之严格的篇幅限制，本书不是也不可能系统地阐述光学问题以及光学在生命科学中的应用问题，因而本书与一般的光学书在系统和内容上均有很大的区别。

我们希望，这本书能成为农业高等院校生物类专业的本科生和研究生结合专业深入学习光学知识的参考书；同时也

能成为农业高等院校的物理教师的一本教学参考书。

我们也希望，这本书能成为物理学和生物学之间的一座小桥梁，为想用光学知识和技术去研究生物学的生物学家和物理学家提供有意义的参考。

本书由西北农业大学傅志东主编，并编写第 1 章、第 2 章和第 3 章；甘肃农业大学李树修参编，编写第 4 章和第 5 章。傅志东负责全书统稿，北京农业大学金仲辉教授主审。

由于对光学特别是对生物学知识的有限，所以错误不当之处难免，望读者批评指正。

作　者

1995-04-20

目　　录

第 1 章　光的量子性

在量子力学建立和发展过程中，光学也进入一个崭新的阶段，诞生了现代光学。现代光学的发展使人们对光的本质和产生机理有了更深刻的认识，同时也为生命科学的研究提供了许多有用的手段和研究方法。

§1.1　热辐射的实验规律

1.1.1　热 辐 射

我们知道，金属在加热过程中，温度逐渐升高到一定温度（如铁为 500 ℃ ）时将发射出可见光，而且光的颜色也由暗红到橙红，强度也不断增加。即随温度的升高，辐射的功率增大；辐射强度在光谱中的分布也由长波向短波方向转移。实际上，不仅在高温，在任何温度下物体都在进行热辐射，只是在温度较低时辐射强度小，而且主要是波长较长的红外线，不易为人们所察觉。可见，热辐射就是各种频率的电磁波辐射；任何温度下物体都在其周围建立一个辐射场。

另外，任何物体对外来的辐射都有一定的吸收能力。所以彼此不相接触的物体之间通过热辐射交换能量。为了能定量地描述辐射场与物体之间的能量转移过程，必需引入各种物理量并建立它们之间的关系。首先我们引入描述辐射场的辐射能分布函数 $f(\nu, s, r, t)$，其中 ν 是频率，s 是沿传播方

向的单位矢量，$\boldsymbol{r}$ 是空间点的坐标矢量，t 是时间。f 的物理意义是：在 t 时刻空间点 $\boldsymbol{r}$ 附近单位体积内的辐射场中，频率在 $\nu \to \nu + d\nu$ 之间，沿传播方向 $\boldsymbol{s}$，立体角 $d\Omega$ 内的能量为

$$f(\nu, \boldsymbol{s}, \boldsymbol{r}, t) d\nu d\Omega \tag{1.1.1}$$

如果辐射场是均匀的则 f 与 $\boldsymbol{r}$ 无关；如果辐射场是稳恒的，则 f 与 t 无关；如果辐射场是各向同性的，则 f 与 $\boldsymbol{s}$ 无关。

由分布函数我们可以给出几个描述辐射场性质及其与物体间能量交换的物理量；

(1)辐射能密度 ω 及其光谱密集度 ω_ν

辐射能密度指单位体积的辐射能

$$\omega(\boldsymbol{r}, t) = \int \omega_\nu(\boldsymbol{r}, t) d\nu \tag{1.1.2}$$

按辐射能分布函数定义，有

$$\omega_\nu(\boldsymbol{r}, t) = \oint f(\nu, \boldsymbol{s}, \boldsymbol{r}, t) d\Omega \tag{1.1.3}$$

各向同性时 $$\omega_\nu(\boldsymbol{r}, t) = 4\pi f(\nu, \boldsymbol{r}, t) \tag{1.1.4}$$

ω 的单位是 J/m^3。

(2)辐射出射度 M 及其谱密度 M_ν

辐射出射度表示从物体表面单位面积发射出的辐射能通量，简称辐出度；M_ν 称为单色辐出度

$$M = \int M_\nu d\nu \tag{1.1.5}$$

$$M_\nu = d\varphi(\nu)/dS \tag{1.1.6}$$

式中 $d\varphi(\nu)$ 是从面积元 dS 发出的辐射能通量谱密度。M 的单位是 W/m^2 或者 W/cm^2。

(3)辐射照度 E 及其谱密度 E_ν

辐射照度表示照射在物体表面单位面积上的辐射能通量，

$$E = \int E_\nu \mathrm{d}\nu \tag{1.1.7}$$

$$E_\nu = \mathrm{d}\varphi'(\nu)/\mathrm{d}S \tag{1.1.8}$$

式中　$\mathrm{d}\varphi'(\nu)$是照射在面积元 $\mathrm{d}S$ 上的辐射能通量密集度。E 的单位是 $\mathrm{W/m^2}$或 $\mathrm{W/cm^2}$。

可以证明在各向同性的情况

$$E_\nu = (c/4)\cdot \omega_\nu \tag{1.1.9}$$

(4)光谱吸收比 $\alpha(\nu)$

它表示吸收与入射的辐射能通量或光通量的光谱密集度之比,即

$$\alpha(\nu) = \frac{\mathrm{d}\varphi''(\nu)}{\mathrm{d}\varphi'(\nu)} \tag{1.1.10}$$

式中　$\mathrm{d}\varphi'$、$\mathrm{d}\varphi''$ 分别表示照射在物体表面上的和被物体表面吸收的辐射能通量光谱谱密度。由 $\mathrm{d}\varphi$ 的定义可见, α 是一个量纲一的量。按定义式(1.1.10),显然,

$$0 \leqslant \alpha(\nu) \leqslant 1$$

1.1.2　基尔霍夫定律

上面引入的描述辐射场的物理量,不论在热平衡或非热平衡情况均适用。现在我们讨论热平衡状态下的辐射场问题。

同一物体的单色辐出度 M_ν与光谱吸收比 α 之间有着内在的联系。一般讲, 吸收比大的物体其单色辐出度也大,在同一温度下两者严格成正比。这就是基尔霍夫定律的基本思想,其严格的表述为:任何物体在同一温度 T 下的单色辐出度 $M_\nu(T)$与吸收比 $\alpha(\nu, T)$ 成正比,比值与 ν 和 T 有关,即

$$\frac{M_\nu(T)}{\alpha(\nu, T)} = F(\nu, T) \tag{1.1.11}$$

$F(\nu, T)$是一个与物质性质无关的普适函数。这就是基尔霍夫定律。

其论证如下：设想如图1.1所示的封闭容器C中有互相不接触的若干物体$A_1, A_2, A_3, \cdots\cdots$，它们可以是不同物质做成的。如将容器C内部抽成真空，那么各物体之间只能通过热辐射交换能量。设容器壁是理想的反射体$[a(\nu, T) \equiv 0]$，则物体$A_1, A_2, A_3, \cdots\cdots$与辐射场一起组成一个孤立系。按热力学原理，此体系能量守恒，而且经过内部的热交换各物体最后趋于同一温度，即达到热力学平衡态。

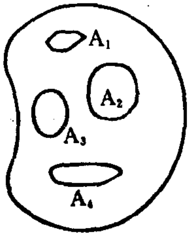

图1.1　基尔霍夫定律的推导

在热平衡条件下，其辐射场应该是均匀、稳恒和各向同性的，辐射能谱密集度$\omega_\nu(T)$在容器内各处应有相同的函数形式和数值，即它由ν和T唯一的决定。即是说，这时辐射场与组成各物体的物质的性质是否相同无关。我们把$\omega_\nu(T)$称为热辐射的标准能谱。它是一个与物质无关的普适函数。

在平衡条件下，从每个物体单位面积上辐射的能量和吸收的能量应该相等。所以

$$M_{\nu_1}(T) = \alpha_1(\nu, T) \cdot E_{\nu_1}(T)$$

$$M_{\nu_2}(T) = \alpha_2(\nu, T) \cdot E_{\nu_2}(T)$$

$$\cdots$$

按(1.1.9)式，有

$$E_{\nu_1}(T) = E_{\nu_2}(T) = \cdots = \frac{c}{4}\omega_\nu \qquad (1.1.12)$$

所以我们有 $$\frac{M_{\nu_1}(T)}{\alpha_1(\nu, T)} = \frac{M_{\nu_2}(T)}{\alpha_2(\nu, T)} = \cdots = \frac{c}{4}\omega_\nu(T)$$

或写成 $$\frac{M_\nu(T)}{\alpha(\nu, T)} = \frac{c}{4}\omega_\nu(T) = F(\nu, T) \qquad (1.1.13)$$

这就是基尔霍夫定律。由(1.1.11)式可见，普适函数$F(\nu, T)$就是热

辐射标准能谱 $\omega_\nu(T)$ 的 $c/4$ 倍。

§1.2 普朗克黑体辐射定律

1.2.1 绝对黑体

所谓绝对黑体是指这样一种物体，在任何温度下对照射在它上面的任何频率的热辐射都能完全被它所吸收，即在任何 ν 和 T 条件下

$$\alpha(\nu, T) \equiv 1 \tag{1.2.1}$$

所以由基尔霍夫(1.1.13)，对绝对黑体，有

$$M_{0\nu}(T) = \frac{c}{4}\omega_\nu(T) \tag{1.2.2}$$

下标"0"表示绝对黑体。即绝对黑体的辐出度与标准能谱之间只差一个常数 c/4。所以，如果能够测得 M_0，即可得知 $\omega_\nu(T)$，而要测得绝对黑体的单色辐出度 $M_{0\nu}(T)$，首先必需得到绝对黑体。而绝对黑体是一个理想模型，任何实际物体都不可能满足(1.2.1)的条件。但是，我们可以制造出非常接近绝对黑体的物体。如图 1.2 所示的带有小孔的空腔，只要小孔的面积足够小，它就成了一个很理想的绝对黑体了。所谓"足够小"是指当辐射进入小孔后在腔内多次被反射和吸收后再由小孔出来的只是极少一部分；同时指小孔的面积很小，由它出去的辐射量和腔壁所发射的辐射量相比很小很小，不会影响空腔内的热平衡。这时，在一定温度下由小孔观察到的就不

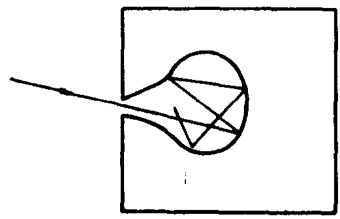

图 1.2 空腔——黑体的模型

是腔壁的辐出度，而是绝对黑体的单色辐出度 $M_{0\nu}(T)$。

图 1.3 是实验测得的各种温度下的黑体单色辐出度

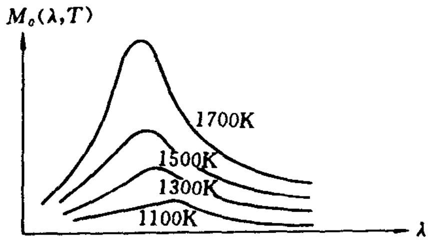

图 1.3 黑体辐射谱

$M_{0\nu}(T)$ 与波长的关系。按光谱学的习惯，这里我们已用 λ 代替 ν，应该注意

$$\nu = c/\lambda,\ d\nu = (-c/\lambda^2)\,d\lambda$$

根据图 1.3 的实验结果，可以总结出两个适用于黑体辐射的定律。

A. 斯忒藩—玻耳兹曼定律

实验表明，黑体的辐出度与绝对温度的四次方成正比，即

$$M_T = \sigma T^4 \tag{1.2.3}$$

这就是图 1.3 中任一条曲线下面的面积，即某温度下 M_ν 对整个波长的积分。实验给出

$$\sigma = 5.67 \times 10^{-12}\ \mathrm{W/(cm \cdot K^4)} \tag{1.2.4}$$

叫做斯忒藩—玻耳兹曼常数，它是一个普适常数。

B. 维恩位移定律

由图 1.3 的实验结果还可看出，任何温度下的黑体辐射曲线都有一个极大值，其所对应的波长 λ_m 与 T 成反比，即

$$\lambda_m T = b \tag{1.2.5}$$

$$b = 0.288\ \mathrm{cm \cdot K} \tag{1.2.6}$$

b 也是一个普适常数，由实验确定。(1.2.5)即是维恩位移定律。它将热辐射的“颜色”(λ)随温度的变化规律定量化了。

1.2.2 普朗克公式与能量子假说

从实验上获得黑体辐射能谱后，找出其具体函数的表达式成为当时物理学领域的一个重要课题。历史上许多物理学家为此作了大量工作。

按热力学原理，维恩证明，黑体辐射必有如下的函数形式：

$$M_{0\nu}(T) = c\nu^3 f(\nu/T) \qquad (1.2.7)_1$$

或

$$M_{0\lambda}(T) = \frac{c^4}{\lambda^5} f\left(\frac{c}{\lambda T}\right) \qquad (1.2.7)_2$$

弄清(1.2.7)中函数 f 的具体形式自然是当时物理学家最感兴趣的问题之一。

1893 年，维恩在假设气体分子辐射的频率只与其速度有关(这一假设是没有根据的)的条件下，得到了一个与麦克斯韦速度分布规律形式很相似的公式：

$$M_{0\nu}(T) = \frac{\alpha\nu^3}{c^2}\exp\left(-\frac{\beta\nu}{T}\right) \qquad (1.2.8)_1$$

$$M_{0\lambda}(T) = \frac{\alpha c^2}{\lambda^5}\exp\left(-\frac{\beta c}{\lambda T}\right) \qquad (1.2.8)_2$$

式中 α, β 为常数。这就是维恩公式。

瑞利—金斯从能量按自由度均分原理得到如下公式：

$$M_{0\nu}(T) = \frac{2\pi\nu^3}{c^2}kT \qquad (1.2.9)_1$$

$$M_{0\lambda}(T) = \frac{2\pi c^2}{\lambda^5}kT \qquad (1.2.9)_2$$

式中 k 为玻尔兹曼常数，$k = 1.38\times10^{-23}$J/K。这就是瑞

利—金斯公式。

虽然(1.2.8)和(1.2.9)都符合普遍式(1.2.7)式,但是,维恩公式在短波区与实验符合得很好而在长波区则产生系统的偏离;相反,瑞利公式在长波区与实验符合较好而在短波

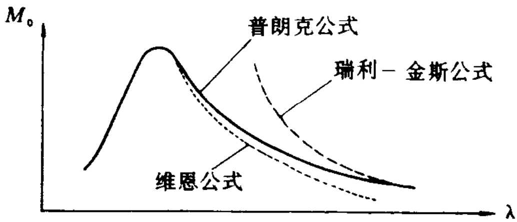

图 1.4 维—瑞公式与实验比较

区则偏离很大(图 1.4)。由(1.2.9)可见,当 $\lambda\to 0$ 时 $M_0\to\infty$,即波长极短的辐射量趋于无限大,自然总辐出度 M 也趋于无限大。这显然是荒谬的。瑞利之后,金斯作了许多努力,试图绕过上述困难,但他最后发现,只要坚持经典统计理论(能量均分原理),瑞利公式及其荒谬的结论就是不可避免的。这就是历史上所谓的"紫外区灾难"。

普朗克作出与经典理论截然不同的假设之后得到了与实验结果符合得很好的正确的黑体辐射公式

$$M_{0\nu}(T)\mathrm{d}\nu = \frac{2\pi h}{c^2}\frac{\nu^3\,\mathrm{d}\nu}{\exp(h\nu/kT)-1} \quad (1.2.10)_1$$

$$M_{0\lambda}(T)\mathrm{d}\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5}\frac{\mathrm{d}\lambda}{\exp(hc/kT\lambda)-1} \quad (1.2.10)_2$$

式中 k 是玻尔兹曼常数,$h = 6.626\times10^{-34}\mathrm{J\cdot s}$,它是一个普适常数,叫普朗克常数。(1.2.10)式称为普朗克公式。

下面我们简述普朗克公式是如何导出的。

因为与任何物体处于热平衡的辐射场,其能谱为(1.1.9)中的标准

能谱 $\omega_\nu(T)$。为了简单,假设黑体是由大量包含各种固有频率 ν 的谐振子组成的系统。通过发射和吸收,谐振子与辐射场交换能量。可以证明,达到热平衡的条件为

$$\omega_\nu(T) = \frac{8\pi\nu^2}{c^3}\bar{\varepsilon}(\nu, T) \tag{1.2.11}$$

式中 $\bar{\varepsilon}$ 为谐振子的平均能量。显然黑体的辐出度为

$$M_{0\nu}(T) = \frac{c}{4}\omega_\nu(T) = \frac{2\pi\nu^2}{c^2}\bar{\varepsilon}(\nu, T) \tag{1.2.12}$$

由玻耳兹曼分布很容易求出 $\bar{\varepsilon}(\nu, T)$,设谐振子的能量 ε 的值由 0 到 ∞ 连续变化,则

$$\bar{\varepsilon}(\nu, T) = \frac{\varepsilon \exp(-\varepsilon/kT)\, d}{\exp(-\varepsilon/kT)\, d} = kT \tag{1.2.13}$$

将此值代入(1.2.12)就可得到瑞利—金斯公式(1.2.9)。

为了摆脱困难,普朗克大胆地提出了一个能量量子化的假设:谐振子能量只能取某个基本单元的整数倍,即

$$\varepsilon = n\varepsilon_0 \qquad n = 0, 1, 2, 3, \cdots \tag{1.2.14}$$

$$\varepsilon_0 = h\nu \tag{1.2.15}$$

于是平均能量为

$$\bar{\varepsilon}(\nu, T) = \frac{\sum n\varepsilon_0 \exp(-n\varepsilon_0/kT)}{\sum \exp(-n\varepsilon_0/kT)}$$

$$= \frac{\partial}{\partial\beta}[\ln(\sum \exp(-n\varepsilon_0\beta))] \qquad \beta = 1/kT^{*}$$

*:参见《统计物理》 王竹溪 第2章

由无穷级数求和公式可得

$$\sum \exp(-n\varepsilon_0\beta) = 1/(1 - \exp(-\varepsilon_0\beta))$$

代入前式中可得到

$$\bar{\varepsilon}(\nu, T) = \frac{\varepsilon_0}{\exp(\varepsilon_0/kT) - 1}$$

此式代入(1.2.12)得