1921 年二版)，普朗克(Planck M.)的《热辐射理论》(“The theory of heat radiation”1914年)，薛定谔(Schrödinger E.)的《波动力学文集和四篇讲演文章》(“Collected papers and Four lectures on wave-mechanics”1928 年)，汤姆逊 J. J. 的《正电子射线》(“Rays of positive electricity”1921 年二版)和《气体中的电子传导》(“Conduction of electricity through gases”1928 年)，埃斯顿(Aston F. W.)的《同位素》(“Isotops”1924 年二版)，康普顿(Compton A. H.)的《X 射线与电子》(“X-rays and electrons”1925 年)，西格贝(Siegbahn)的《X 射线的分光学》(“The spectroscopy of X-rays”1925 年)，苏台(Soddy F.)的《镭的内含》(“The interpretation of radium”1922 年四版)，居里夫人(Curie Madame P.)的“Traite de radioactivite”1910 年版(法文本).

《物理学会手册》的最后部分是附表，有物理学和天文学上的常数表，物理学单位及变换因子表，微积分公式表，元素原子量表和国内外各大仪器公司介绍等. 这些附表从今天看似很平常，书店里很容易买到，但在当时国内尚无此类科技工具书出版，要从外国原版书、刊中汇编起来，达到了编者在导言中所述“为使有志于理工同志得一最简便之治学工具”之目的.

李国鼎先生是我们的前辈、学长，他毕业于中央大学物理系(1931 年届)，而此《物理学会手册》付印于 1930 年，此时他是高班同学，可以看出他风华正茂，很有作为，时任中央大学物理学会常务执行委员，和其他四位执委汪积恕、戴学炽、谢立惠、吕大元一起负责《物理学会手册》的编纂工作.

该《物理学会手册》是我们现今所见到对中央大学物理系记叙最早的文字资料，在 20 年代我国物理学人才极为稀有，而中央大学物理系(包括其前身南京高等师范、东南大学)所培养出来的物理人才在全国占有很大比重，且毕业生中不乏出类拔萃的杰出物理科学家，所以《物理学会手册》对我国物理学学史的研究有其重要意义.

应当感谢李永泰先生给我们送来此富有史料意义的《物理学会手册》. 据他告知李国鼎先生处已无《物理学会手册》原件，此复印件是从汪积恕先生(南京化工学院物理教授)保存的原件复印来，可惜汪先生已于去年故世，原件恐难以找到，此复印本就更珍贵了. 我们更感谢在台湾的李国鼎先生，在他年青时就为我们后人办了一件好事——编纂了《物理学会手册》.

虹现象研究的成功与困难

崔开海
(上海大学工学院，上海 200032)
黄影芳
(华东师范大学物理系，上海 200062)

虹是由阳光照射在雨云中大量水滴上所产生的光学现象. 夏日的傍晚或清晨，阵雨夹着隆隆的雷声从上空滚过. 雨过天晴，这时再注视太阳对面的天空，就往往可以看到两条横贯天际的彩弧. 内弧外红内紫，色彩明亮，这就是主虹. 主虹的外面是较弱的副虹，其颜色顺序正好和主虹相反，为外紫内红(图 1). 在主虹的紫色边缘内侧，有时还会出现一条或两条只能看到顶部的微弱的虹，主要为桃红和绿色，这就是主虹的过剩虹. 副虹也有其过剩虹，其位置在副虹紫色边缘外侧，但由于过弱，一般不可能见到. 以太阳和观察者的眼睛连线为轴，眼睛为顶点，主虹出现在半顶角约为 42°的可视锥面上，副虹则在约为 51°的可视锥面上. 只要太阳在地平

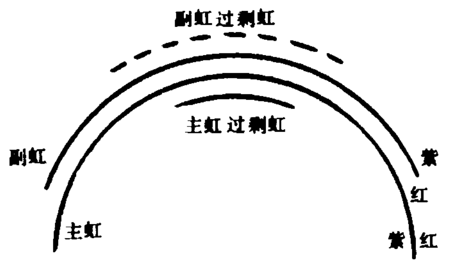

图 1

面上的视高度小于 51°，背向太阳的前方视野内存在大量被阳光照射到的大小合适的水滴，就会出现虹. 所以，除了雨虹之外，还可以观察到雾虹和露虹.

一、虹的几何光学解释

在人类过去漫长的文明史中，虹一直以其绚丽的色彩被赋予十分神秘的地位，几乎所有的民族都有各自关于虹的神话. 亚里士多德是西方第一个试图以科学的眼光观察虹的人，但他的解释并不正确. 直到 17 世纪末叶，牛顿根据光谱分析，得出虹是阳光作用结果的正确论断，开始揭去了虹现象的神秘面纱. 这一时期的著名学者笛卡儿等人也曾试图进一步解释虹的成因，但都未能成功. 在光的反射和折射定律建立以后，经过大量观察和研究，终于弄清了主、副虹分别是阳光在水滴内部经历一次、二次反射后再从表面折射出来所形成的，并且得出了和观察相当符合的几何光学定量结果. 这就是 18 世纪下半叶的 Descartes 理论[1].

对于图 2 所示的反、折射过程，按折射定律有

$$\frac{\sin i}{\sin \gamma} = n. \qquad (1)$$

设一次反射光——主虹光、二次反射光——副虹光与阳光的夹角分别为 φ 和 φ'，由几何关系有

$$\varphi = 4\gamma - 2i,$$
$$\varphi' = 2i - 6\gamma + 180°. \qquad (2)$$

结合(1)，(2)两式即有

$$\frac{d\varphi}{di} = \frac{4\cos i}{n\cos\gamma} - 2,$$

$$\frac{d\varphi'}{di} = 2 - 6\frac{\cos i}{n\cos\gamma}. \qquad (3)$$

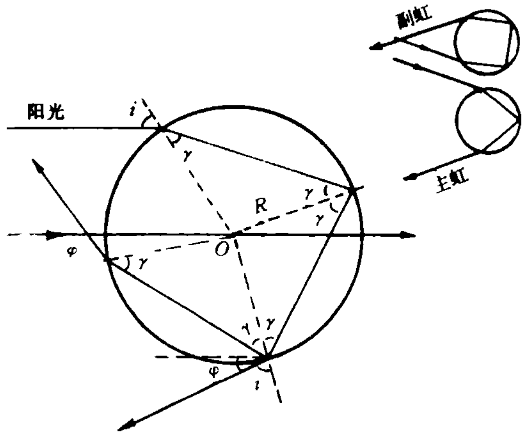

图 2

令上列两式等于零，即当 $i = i_0$ 或

$$\sin i_0 = \sqrt{\frac{4-n^2}{3}}\left(\sin\gamma_0 = \sqrt{\frac{4-n^2}{3n^2}}\right) \qquad (4)$$

时有

$$\varphi_{\max} = 4\sin^{-1}\sqrt{\frac{4-n^2}{3}} - 2\sin^{-1}\sqrt{\frac{4-n^2}{3n^2}}. \qquad (5)$$

又当 $i = i_0'$ 或

$$\sin i_0' = \sqrt{\frac{9-n^2}{8}}\left(\sin\gamma_0' = \sqrt{\frac{9-n^2}{8n^2}}\right) \qquad (6)$$

时有

$$\varphi'_{\max} = 2\sin^{-1}\sqrt{\frac{9-n^2}{8}} - 6\sin^{-1}\sqrt{\frac{9-n^2}{8n^2}} + 180°. \qquad (7)$$

结论为：(1)对于一定的折射率 n，主虹光和副虹光都存在相应的最小偏向角，分别为 $180°-\varphi_{\max}$(例如当 $n=4/3$ 时，$\varphi_{\max}=42.03°$，最小偏向角为 137.97°)和 $180°-\varphi'_{\max}$(当 $n=4/3$ 时，$\varphi'_{\max}=50.98°$，最小偏向角为 129.02°). 由于光向虹区偏折，虹两侧天空将相对阴暗.

(2)对于一般入射角 i，$d\varphi/di \neq 0$，$d\varphi'/di \neq 0$；仅当 i 接近或等于 i_0 或 i_0' 时才分别有 $d\varphi/di = 0$ 和 $d\varphi'/di = 0$，此时出射光束呈强烈会聚趋

势，从而形成虹.

(3)由于水对各种色光的折射率稍有差别，于是不同色光依次在稍有不同的最小偏向角方向出现会聚，虹就成为一种自然界特有的阳光色谱.

二、虹光波阵面的真面目

几何光学解释了主虹和副虹，但它本质上只应当是更为严密的波动光学的近似结果. 至于虹现象的精细结构，例如过剩虹的存在，虹的亮度以及各种色彩的相对亮度的变化，虹光的偏振等，都必须通过研究虹光的干涉、衍射效应才能得到合理的解释. 这里首先遇到的就是虹光波阵面的表达问题. 上世纪 30 年代，Airy 等人通过波阵面成象方法提出主虹光波阵面在最小偏向角方向(y 轴)与入射面的交线可表成简单函数[2]

$$y = -cx^3, \tag{8}$$

其中的系数 c，数经修正，最近的修正为日本学者藤原咲平在本世纪 30 年代做出，称为藤原系数，即[3]

$$c' = \frac{1}{4(n^2-1)R^2}\sqrt{\frac{4-n^2}{n^2-1}}. \tag{9}$$

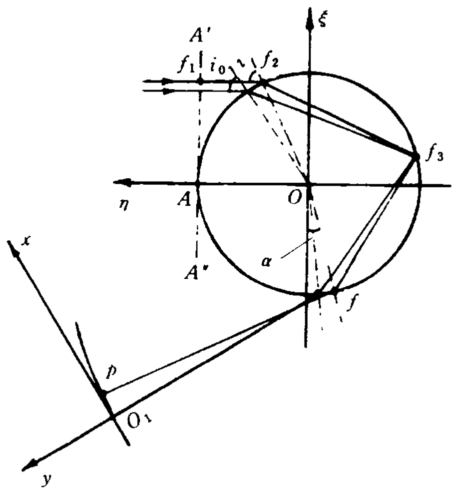

图 3

经过我们研究发现，上述描述存在不少问题. 即以主虹光为例，取图 3 中 $A'AA''$为入射阳光参考波面，出射主虹光波面如图中过 O_1 点的曲线(波面与入射面交线)所示，两者间的光程差为 mnR(为保证全部出射，可取 $m \geqslant 4$). 其上 O_1 点相应于入射角为 i_0、偏向角最小的光列，p 点则相应于任意入射角的光列. 于是光列 $f_1f_2f_3fp$ 的光程差亦为 mnR. 为方便起见，暂记 $R=1$，

$$(1-\cos i) + 4n\cos\gamma + \overline{fp} = mn.$$

f 点在图中 $\xi O \eta$ 系中的坐标为

$$\xi_f = -\cos\alpha, \qquad \eta_f = -\sin\alpha,$$

式中 $\alpha = 270° - i - 2(180° - 2\gamma) = 4\gamma - i - 90°$. p 点的坐标为

$$\xi = -\cos\alpha - \overline{fp}\sin\varphi, \quad \eta = -\sin\alpha + \overline{fp}\cos\varphi.$$

O_1 点的坐标即 $\xi_0(i_0)$，$\eta_0(i_0)$. 作坐标变换，p 点在图中 xOy 坐标系中的坐标则为

$$x/R = (\xi - \xi_0)\cos\varphi_0 + (\eta - \eta_0)\sin\varphi_0,$$

$$y/R = -(\xi - \xi_0)\sin\varphi_0 + (\eta - \eta_0)\cos\varphi_0,$$

式中 φ_0 即为前述的 φ_{max}. 将上列各式整理即得

$$\left\{\begin{aligned} \frac{x}{R} &= [n(m - 4\cos\gamma) - 1 + \cos i] \\ &\quad \cdot \sin(2i - 4\gamma - 2i_0 + 4\gamma_0) \\ &\quad - \sin(4\gamma - i + 2i_0 - 4\gamma_0) + \sin i_0, \\ \frac{y}{R} &= [n(m - 4\cos\gamma) - 1 + \cos i] \\ &\quad \cdot \cos(2i - 4\gamma - 2i_0 + 4\gamma_0) \\ &\quad + \cos(4\gamma - i + 2i_0 - 4\gamma_0) \\ &\quad - [n(m - 4\cos\gamma_0) - 1 \\ &\quad + 2\cos i_0], \end{aligned}\right. \tag{10}$$

其中 $\sin i = n\sin\gamma$. 这就是出射主虹光波阵面与入射面交线的参数方程. 为了考察其形态，对于 O_1 点即最小偏向角附近，取 $i = i_0 \pm di$，$\gamma = \gamma_0 \pm d\gamma$. 由于 $d\gamma = (\cos i_0 / n\cos\gamma_0)di = di/2$，代入(10)式，作关于小量的泰勒展开，并保留到无穷小量的最低次幂，就有

$$\frac{x}{R} = \mp (\cos i_0)di,$$

$$\frac{y}{R} = \pm \frac{1}{4}(\sin i_0)(di)^3,$$

由此得到 $y(x)$ 在原点附近的渐近表达式为

$$y = -\frac{3}{4(n^2-1)R^2}\sqrt{\frac{4-n^2}{n^2-1}}x^3. \tag{11}$$

同样可以证明，在 $i=0$ 附近 $y(x)$ 的渐近表达式为一次式 $y=-ax+b$. 选择不同的 i 代入(10)式可以发现，$y(x)$ 是一支两叶曲线. 当 $0\leqslant i<i_0$ 构成其一叶，$i_0<i\leqslant 90°$ 构成其另一叶. 图 4 是选取 $m=6$，经过大量数值计算后画出的 $y(x)$ 曲线，$y'(x')$ 则是出射副虹光波阵面与入射面的交线. 它们仅是由水滴上半部的入射光所形成，将它们绕 AA' 轴旋转一周所得的对称曲面，才是出射虹光的完整波阵面.

根据以上讨论，迄今对虹光波阵面的描述中存在如下不容忽视的伴谬：

(1)所有著述都将虹光波阵面说成是一叶连续曲面，如上所述实际情形并非如此.

(2)从 1838 年 Airy 提出虹积分时即把上述 $y(x)$ 曲线看成是向两侧对称延伸的[2]，实际计算发现，不管 m 取何值，$y=-cx^3$ 向 $x<0$ 的反向延伸都小于 $10^{-2}R$.

(3)虹光波阵面与入射面交线方程在 $x=0$ 邻域内的渐近表达式 $y=-cx^3$ 中的系数 c 应为

$$c=\frac{3}{4(n^2-1)R^2}\sqrt{\frac{4-n^2}{n^2-1}}, \qquad (12)$$

即是藤原系数的三倍.

三、Airy 虹积分的价值与局限

1838 年，Airy 提出对(8)式所示的波阵面与入射面交线进行如下线积分以研究虹现象[2]：

$$\widetilde{A}=K\int\cos\theta\frac{e^{ikr}}{r}dl. \qquad (13)$$

后经 Stokes，Pernter 等人的相继完善，得出了著名的爱里虹积分[1,3]

$$A=K(n,R)\int_0^{\infty}\cos\frac{\pi}{2}(u^3-\Phi u)du, \qquad (14)$$

式中 $\Phi=(16/\lambda^2c)^{1/3}\psi$，$\psi$ 是对最小偏向角方向的倾斜角. 其结果可以表示为 1/3 阶贝塞耳函数. 对于相同的 λ，除了第一极大，还有第二、第三……极大. 确实预示了过剩虹的存在.

笔者认为，经多位科学家共同努力得出的爱里虹积分第一次向人们展示了虹现象的衍射

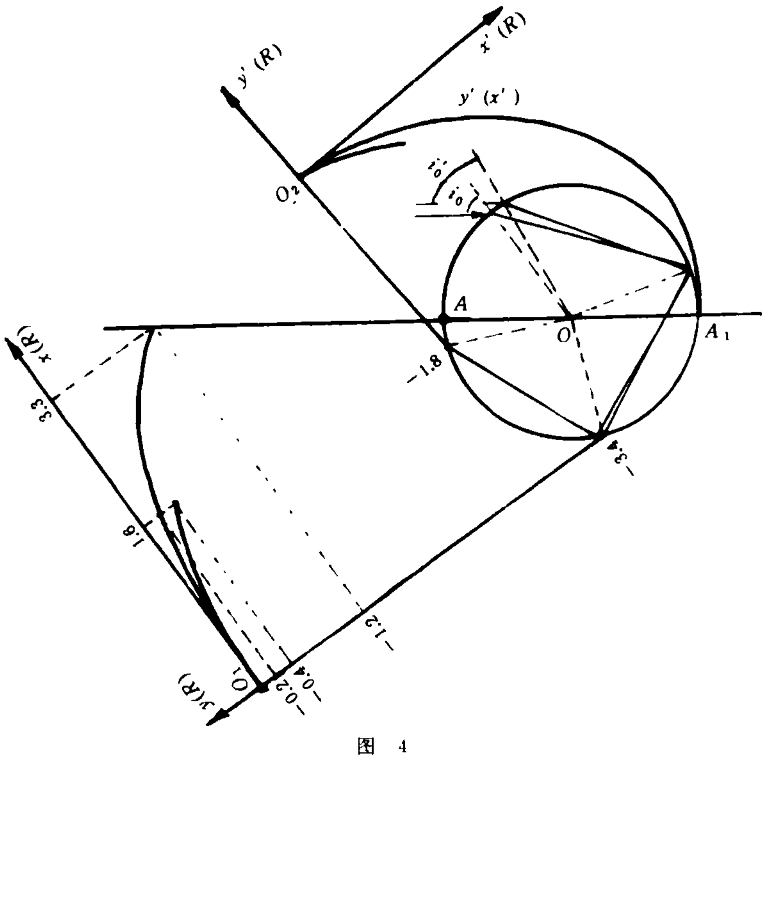

图 4

机制，但它还只是一种有益的尝试，其局限性是十分清楚的：

（1）首先，最主要的是爱里虹积分仅仅是对波阵面与入射面的交线进行的. 虹光波阵面能否简化为线模型，是很值得商榷的.

（2）爱里虹积分建立的基本条件是始终有 $r \gg x$，在这样的假设下又将 $y=-cx^3$ 曲线作了向两侧的广义延拓，实际上它仍然是作了近轴（y 轴）近似的 $x=0$ 邻域内的等幅线积分. 这与虹光波阵面的实际行为有较大的偏离.

（3）爱里虹积分是在基尔霍夫衍射理论建立以前提出的，它所采用的倾斜因子 $f(\theta)=\cos\theta$ 后来已经作了众所周知的改进[4].

按照菲涅耳-基尔霍夫衍射理论，虹光波场中任一点 Q 的光振动应当是对出射虹光波阵面进行如下的面积分[5]：

$$\widetilde{A}(Q)=-\frac{i}{2\lambda}\iint(1+\cos\theta)\widetilde{A}_0\frac{e^{ikr}}{r}d\Sigma, \quad (15)$$

式中 λ 是色光波长，$k=\lambda/2\pi$ 为波矢，θ 是 Q 对面元 $d\Sigma$ 法向的倾斜角，r 是 Q 离 $d\Sigma$ 的距离，$\widetilde{A}_0$ 是 $d\Sigma$ 处光振动的复振幅. 显然，此式将决定一种衍射图象，即光强分布随观察点 Q 发生规律性变化，主虹、副虹、过剩虹等由此产生，而且各点的光强还将与色光波长（或折射率）及水滴半径有关. 这些都是与观察结果定性一致的. 但是由于最小偏向角附近的观察点对于虹光的旋转对称波阵面属于远轴情形，众所周知，这种积分是难以解析进行的. 加之虹光波阵面本身就很复杂，$\widetilde{A}_0$ 亦为复杂函数，更增加了这一积分的难度，甚至要建立一种简化的近似模型也是很困难的. 同自然界的许多现象一样，对虹现象的奥秘，我们现在还是只能知道其大概，即几何光学的结果. 计算机模拟技术的发展或许能解决（15）式所示的虹积分，这也许就是我们的希望.

[1] M. Minnaert, The Nature of Light & Color in the Open Air, New York, Dover, (1954), 174, 177.

[2] G. B. Airy, *Transact. Camb. Phil. Soc.*, **6**(1938), 141, 379.

[3] [日]久保田 广著，刘瑞祥译，王国强校，波动光学，科学出版社，(1983)，438，439.

[4] [英]M. 玻恩、E. 沃耳夫著，杨葭孙等译校，光学原理（上），科学出版社，(1978)，194.

[5] 赵凯华、钟锡华，光学（上），北京大学出版社，(1984)，188.

试谈应用物理专业的人才培养问题

齐凤春

（大连理工大学物理系，大连 116024）

1978 年以来，不少以工科为主的重点高等院校相继设置了应用物理专业，应当说这是个重要措施，应该肯定. 但是，还存在一些值得探讨的问题.

什么是应用物理？说法不完全一样. 我赞成这样的观点：应用物理学，是物理学和技术科学之间的媒介，其基本任务在于研究如何把物理学的原理和定律应用于实际？从而不断向技术科学领域输送新鲜血液，如新方法、新工艺、新材料和新器件等. 从原理到应用，绝非是个简单的搬套，而是有个艰苦的研究过程，是一种再创造. 这已被科学发展史所证明了的. 基于应用物理的学科特点，很自然会得出结论：应用物理专业培养的人才，不应当是理论型的，而应当是应用型的，这是区别于物理专业的地方. 应用物理专业培养的应用型人才，还应当具有坚实的理论基础，这是区别于技术学科的地方. 不妨再从社会需要来考察，当前高等学校和科研机关对应用物理专业毕业生的需求量较少，并且要求的人才档次也都提高了，往往把硕士毕业生作