

高等学校教学用书



分子光学

上册

M. B. 伏尔坚斯坦著

王鼎昌译

高等教育出版社



本書系根据苏联技术理論書籍出版社 (Гостехиздат) 出版的伏尔坚斯坦 (М. В. Волькенштейн) 著“分子光学” (Молекулярная оптика) 1951 年版譯出。可供大学生、研究生、以及研究液体、晶体、高分子化合物和膠体等物質底分子性質与分子結構的科学工作者参考。

中譯本分二册出版。本書为上册,共分六章,講解光在媒質中的折射、散射,散射以及晶体光学要点。

Dt21/06

分 子 光 学

上 册

M. B. 伏尔坚斯坦 著

王鼎昌 譯

高等教育出版社出版 北京宣武門內承恩寺7号

(北京市書刊出版業營業許可証出字第054号)

京华印書局印刷 新华書店發行

統一書号13010·439 開本 850×1168 $1/32$ 印張 11 $9/16$ 字數 275,000 印數 0001—4,000
1958年5月第1版 1958年5月北京第1次印刷 定價(8) 羊 1.30

序 言

本書底任务,是在某种程度上填补科学文献中的一个空白点。到现在为止,还没有一本系统地叙述分子光学的专著或教科書,而分子光学是物理学底一个部門,它日益获得越来越大的科学意义与实际意义。

在这一部門底發展中,苏联科学占着主导的地位,所以在本書中,对苏联学者們底研究特別注意。本書是尽可能完整地闡明分子光学底現狀的一个尝试,目的是給研究分子、液体、晶体、高分子物質与膠体底性質和結構的大学生、研究生、科学工作者們,提供一本必需的参考書。本書底基础,是著者在1948—1949与1949—1950这两个学年中,向荣获列宁勛章的以日丹諾夫命名的国立列宁格勒大学物理系分子物理專門化四年級学生講課的講义。

我向Г.С. 蘭斯別尔格(Ландсберг)院士致以深深的謝意,因为他批判地审閱了本書底原稿,并且作了一些重要的指示。我也感謝苏联科学院通訊院士Е.Ф. 格罗斯(Гросс)、В.Н. 茨維特可夫(Цветков)教授和一級科学研究员Г.Ф. 德魯卡列夫(Друкарев),因为他們在閱讀本書原稿时提出了許多宝貴的意見。

M. 伏尔坚斯坦

1950年5月于列宁格勒。

53.74
223

上册目录

序言	ii
第一章 緒論	1
§ 1. 分子光学底对象与方法	1
§ 2. 光底电磁理論底几个基本定律	5
§ 3. 極化率張量	11
§ 4. 媒質底性質和分子底性質	19
第二章 光在各向同性媒質中的折射	24
§ 5. 折射率和極化率	24
§ 6. 分子折射度	38
§ 7. 同極化合物底折射度底相加性	42
§ 8. 非相加性化合物底折射度	50
§ 9. 离子化合物底折射度与極化率	54
§ 10. 原子与离子底極化率	59
第三章 光底色散	65
§ 11. 初等的古典理論	65
§ 12. 色散底量子力学理論	75
§ 13. 極化率底量子力学表达式底推导	83
§ 14. 色散与折射度	88
§ 15. 原子極化强度	97
§ 16. Д. С. 罗日杰斯特文斯基底鈎狀法和 И. В. 奧勃列以莫夫底衍射法	102
第四章 晶体光学要点	110
§ 17. 晶体底对称性与物理性質	110
§ 18. 光在各向异性媒質中的傳播	120
§ 19. 透明晶体中的双折射	129
§ 20. 双折射底分子理論	142
§ 21. 吸光晶体	150
§ 22. 單軸晶体中的光底吸收	157
第五章 光底散射	166
§ 23. 引言	166
§ 24. 密度底起伏所引起的气体中的分子散射	172
§ 25. 各向异性底起伏所引起的散射和气体所散射的光底偏振	185

3301805

§ 26. 分子液体所引起的光底散射	198
§ 27. 各向同性媒質所引起的分子散射底几种特殊情形	218
§ 28. 巨大的不均匀結構上的散射	232
§ 29. 光在溶液中的散射	246
第六章 光在固体中的散射和散射光譜	256
§ 30. 晶体底彈性与光学性質底关系	256
§ 31. 晶体底热容量和晶体底振动	275
§ 32. 光在彈性波上的散射	292
§ 33. 晶体中的光底散射理論	298
§ 34. 瑞利綫底精細結構	312
§ 35. 光底联合散射	325
§ 36. 光底散射底量子力学理論	344
§ 37. 瑞利綫底“兩翼”和低頻联合散射光譜	350

第一章 緒論

§ 1. 分子光学底对象与方法

分子光学是物理学底一个部門,它研究光和物質(分子、液体与晶体)相互作用的各种过程,研究物質底微觀結構所决定的各种过程。我們把这样的現象叫做分子光学現象,它們不仅表現出光底性質,而且也表現出和光相互作用的媒質底性質。于是,分子、液体与晶体底結構和性質,以及高分子物質与膠体系統底結構和性質,这几方面的知識,就以各种分子光学現象为其最重要的来源之一。这决定了分子光学底巨大的实用意义,决定了它在技术中,在物理学、化学、气象学与天文学底各个不同部門中的应用。显然,各种分子光学現象應該会提供許多資料,以便于我們了解光底性質,因为在光与物質相互作用的时候,这些性質有鮮明的表現。

虽然分子光学所研究的現象是多种多样的,但是我們却有一定的理由把它看作物理学底一个固定的部門,因为只要利用一定的方法,就有可能以統一的观点來說明几乎所有这些現象。我們知道,量子力学应用于分子光学現象所得出的結果,和借助于簡單的古典觀念特別是諧振子的电子模型所得出的結果,一般說来是相同的。也正是因为这个緣故,在我們看来,分子光学在某种程度上是一門独立的學問,它的特点是用統一的方法来研究多种多样的現象。

很早以来,人們就知道各种分子光学現象。这里只需指出下面的事实就够了:光底折射、反射与吸收,是光与媒質底質点相互作用底結果。只有根据詳細的分子觀念,才能正确地理解这些現

象。在光底微粒論和波動論中，人們都是唯象地考慮媒質底性質的。固然，M. B. 羅蒙諾索夫根據自然力底統一與運動守恆定律底深刻思想，早就自覺地提出過一些分子光學問題。M. B. 羅蒙諾索夫——分子運動論底奠基人，曾在物體底微粒結構中尋求對於物體底顏色的解釋。他給自己提出了光和帶電物質相互作用的問題^①。但是這些超越自己的時代達 150 多年的思想，僅在上世紀下半葉才得到勝利。僅僅由於人們認識到麥克斯韋底光底電磁理論底局限性，結果才能完整地提出光和物質相互作用的問題。實際上，在懂得了光是一種交變電磁場以後，應用我們在研究靜止場中的物質底行為時所得到的那些結果，就有可能考察這種交變電磁場和物質底相互作用了。但正是在這兒，對於真空來說能夠給出極好結果的光底電磁理論，遭到了原則性的困難和限制。例如，它不能解釋光底色散現象。麥克斯韋底理論，可以導出光波底折射率 n 、物質底介電常數 ε 與導磁系數 μ 三者之間的下列關係式：

$$n^2 = \varepsilon \mu. \quad (1.1)$$

但是，這個關係式是跟實驗互相矛盾的，因為 n 隨着波長而變，而我們在研究靜止場中的物質底行為時所得到的 ε 與 μ 這兩個量，卻應該看作是常量。解釋這一矛盾和其他類似矛盾底必要性，是建立電子論底原因之一，電子論代替了唯象的電動力學。各種電子現象底發現，以及關於物質底分子-原子本性的知識底發展，導致電子論底產生。在考慮到原子與分子底結構特點的電子論底範圍內，已經成功地求得對於分子光學底一些現象的普遍解釋。現在我們明白，以古典觀念為基礎的電子論也是有限制的：代表微觀對象——原子與分子——底性質的物理量，只有借助於量子力學才能在理論上予以確定。各種分子光學現象底量子力學

^① 羅蒙諾索夫底筆記：“必須做一個實驗，看看光線在帶電的玻璃和水中是否會發生另一種折射。”

理論,特別是光底色散現象底量子力学理論,在最近的几十年中已經很好地建立起来了。現在,原則上,我們已經有可能从理論上确定原子与分子底各种分子光学常数,但是实际上这一可能性并未实现。在多电子系統底情形下,薛定谔波动方程式不能得到严格的解,并且它底各种优良的近似解法,又只能适用于球面对称性的系統[B. A. 福克(Фок)計算过的一些原子],和某些最簡單的双原子分子。正好在光学中原則上有可能应用古典模型的証明,在分子光学底量子力学理論与古典理論之間有一定对应关系的証明,是从各种分子光学常数底量子力学理論中得出的最重要的結論。当然,为了准确地計算那些表征微觀对象——原子与分子——的具体物理量,古典模型是不适宜的。所以分子光学底古典理論,應該建立在半經驗的基础之上。但正是由于上面指出的量子理論与古典理論之間的对应关系,我們有可能建立各种分子光学現象底古典的半經驗理論,这种理論不仅能够定性地解釋各种分子光学現象,而且也能定量地解釋它們,揭示它們的內在联系。这个理論底基础,一方面是光底电磁理論底普遍原理和輻射电子底性質,另一方面是分子結構底化学理論。在这个意义上,分子光学是A. M. 布特列罗夫(Бутлеров)底卓越思想底进一步發展。

我們將簡括地列举分子光学所研究的一些最重要的現象。这就是:各向同性媒質与各向异性媒質所引起的光底折射、反射和吸收、光底色散、光底散射、天然旋光性,以及光在受到力場(电場、磁場、超声場等)作用的媒質中發生的一系列現象。在分子光学中,这些現象底相互关系已經确定:所有这些現象,在某种程度上都决定于分子底最重要的光学性質——分子底極化率。这些分子常数(極化率張量底各个分量),是唯象地引入于分子光学中的,但是由于量子力学底發展,現在我們已有可能把这些常数用这样一些物理量表示出来,这些物理量直接表征分子底电子壳層底結構。分

子底能級以及能級之間的躍迁几率底数值，就是这样的物理量。归根結底，我們利用分子光譜中的頻率与强度，就能够揭發分子底光学性質底本質。光譜学是分子光学底基础。

当然，分子光学底历史是和整个光学底历史分不开的。在分子光学底發展中，一切研究过光学現象与电磁現象的偉大的物理学家，諸如牛頓、惠更斯、M. B. 罗蒙諾索夫、法拉第、麦克斯韋、洛倫茲、伍莫夫、П. Н. 列別捷夫(Лебедев)和瑞利，都作了很多的貢獻。許多基本工作是屬於愛因斯坦、波恩(M. Born)和其他的当代物理学家的。許多苏联物理学家——首先是Л. И. 曼杰尔希达姆(Мандельштам)——底工作，对于分子光学有特殊重大的意义。在曼杰尔希达姆底著作中，在他的学派底学者們Г. С. 蘭斯別尔格、М. А. 列昂托維奇(Леонтович)等人底著作中，在Е. Ф. 格罗斯及其同事們的著作中，分子光学底最重要、最有趣的一部分——光底散射学說，得到了嶄新的發展。这里只須指出二十世紀光学領域中最大的發現——光底联合散射底發現——就够了：同时又独立地作出这个發現的，有Л. И. 曼杰尔希达姆和Г. С. 蘭斯別尔格，有印度物理学家拉曼(Raman)。Д. С. 罗日杰斯特文斯基(Рождественский)在反常色散方面的工作、С. И. 瓦維洛夫(Вавилов)在發光学領域內的工作^①，И. В. 奧勃列以莫夫(Обреимов)在晶体光譜方面的工作，对于分子光学也有非常重大的意义。在膠体光学、高分子物質光学和液态晶体光学底領域中，許多詳細而有系統的研究，是屬於В. Н. 茨維特可夫(Цветков)的。由此可見，在分子光学底領域中，主导地位現在屬於苏联的分子光学。

① 由于С. И. 瓦維洛夫及其同事們底工作，發光学這門學問已經發展得这样广泛而深入，宜于把它分出来成为一个独立的部門。在本書中，我們只提到有关發光学的某几个問題(第十二章)。

§ 2. 光底电磁理論底几个基本定律^①

在以后的叙述中,我們假定讀者已經熟悉电磁場底基本理論。所以我們只限于簡括地和形式地摘录光底电磁理論底一些基本原理。

真空中的电磁波,是以电場强度矢量 $\vec{E}$ 和磁場强度矢量 $\vec{H}$ 底数值来描写的。在物質中,描写光波底电磁場的物理量是:电感应矢量 $\vec{D}$ 与磁感应矢量 $\vec{B}$,以及 $\vec{E}$ 与 $\vec{H}$;电荷密度 ρ ,以及傳导电流底密度 $\vec{j}$ (在导体底情形下)。电磁波底性質由麦克斯韋方程式表示:

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } \vec{H} &= \frac{1}{c} \dot{\vec{D}} + \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \\ \text{rot } \vec{E} &= -\frac{1}{c} \dot{\vec{B}}, \\ \text{div } \vec{D} &= 4\pi\rho, \\ \text{div } \vec{B} &= 0. \end{aligned} \right\} \quad (1.2)$$

这兒的 c 是真空中光速(3×10^{10} 厘米·秒⁻¹)。五个場矢量之間的关系由下列关系式表出(对于各向同性媒質才对):

$$\left. \begin{aligned} \vec{j} &= \sigma \vec{E}, \\ \vec{D} &= \varepsilon \vec{E}, \\ \vec{B} &= \mu \vec{H}. \end{aligned} \right\} \quad (1.3)$$

式中的 σ 是电导率, ε 是介电常数, μ 是物質底导磁系数。 ε 与 μ 这两个物理量是沒有量綱的,电导率底量綱是秒⁻¹。在各向异性物体底普遍情形下,电导率、介电常数和导磁系数都是各向异性

^① 参考 И. Е. Тамм(塔姆): Основы теории электричества. Гостехиздат(1949); 有中譯本(“电学原理”),由高等教育出版社出版。

的，并且用張量来表示。我們主要地是考察各种非磁性电介質和光底相互作用，对于这些物質來說， $\sigma = 0$ ， $\mu = 1$ 。利用物質底極化强度矢量(电極化强度矢量或磁極化强度矢量)，感应矢量和場强矢量之間的关系也可以用另一方式表达出来。在电场底情形下，我們有

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} = \vec{E} + 4\pi \vec{P} \quad (1.4)$$

或

$$\vec{P} = \frac{\epsilon - 1}{4\pi} \vec{E}. \quad (1.5)$$

矢量 $\vec{P}$ 代表物質底單位体积中的电偶極矩。

电磁場底能量底体积密度，等于

$$w = \frac{1}{8\pi} \vec{E} \vec{D} + \frac{1}{8\pi} \vec{H} \vec{B}. \quad (1.6)$$

場强可以用場底势表示出来。由于磁场底渦旋性，可以假設

$$\vec{B} = \text{rot } \vec{A}. \quad (1.7)$$

$\vec{A}$ 是場底矢势。把这个方程式代入(1.2)底第二个方程式，我們得到

$$\text{rot} \left(\vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0. \quad (1.8)$$

方程式(1.8)被表达式

$$\vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \text{grad } \varphi \quad (1.9)$$

所滿足，因为一个标量底梯度底旋量恒等于零：

$$\text{rot grad } \varphi \equiv 0,$$

式中的 φ 是場底标势。

方程式(1.7)規定了矢势底旋量。給定了下面形式的散量^①，

$$\text{div } \vec{A} = -\frac{\epsilon \mu}{c} \frac{\partial \varphi}{\partial t}, \quad (1.10)$$

① 参考 И. Е. 塔姆(Тамм)著的“电学原理”，中文本 § 94 与 96。

我們就从麦克斯韋方程式中得到对于矢势和标势的方程式

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 \vec{A} - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} &= -\frac{4\pi \mu}{c} \vec{j}, \\ \nabla^2 \varphi - \frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} &= -\frac{4\pi}{\varepsilon} \rho, \end{aligned} \right\} \quad (1.11)$$

在沒有自由电荷与自由电流的情形下,两个势都滿足波动方程式

$$\nabla^2 \psi = \frac{1}{c'^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial t^2}, \quad (1.12)$$

式中的

$$c' = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \mu}}.$$

用波动方程式底球面对称解,可以描述球面电磁波

$$\psi = \frac{1}{R} \left\{ f_1 \left(t - \frac{R}{c'} \right) + f_2 \left(t + \frac{R}{c'} \right) \right\}, \quad (1.13)$$

式中的 f_1 与 f_2 是任意函数。(1.13)中的第一項,代表从某个場源出發并以速度 c' 傳播的球面波;第二項代表来自無穷远处并会聚于場源上的波。我們感兴趣的只是(1.13)这个解底第一部分:

$$\psi = \frac{1}{R} f \left(t - \frac{R}{c'} \right). \quad (1.13a)$$

运动着的电荷,可以当作交变电磁場底場源。把(1.13a)这个解表示为显函数形式时,可以得到

$$\left. \begin{aligned} \varphi &= \frac{1}{\varepsilon} \int \frac{\rho \left(t - \frac{R}{c'} \right)}{R} dV, \\ \vec{A} &= \frac{\mu}{c} \int \frac{\vec{j} \left(t - \frac{R}{c'} \right)}{R} dV. \end{aligned} \right| \quad (1.14)$$

积分遍及全部体积。为了求出在某一时刻 t 的某一点底电磁場,就必须对于每个体积元 dV , 定出在时刻 $t - \frac{R}{c'}$ 位于 dV 中的电荷与电流,这兒的 R 是从 dV 到待定点的那一点的距离。

(1.14)底兩個勢,就是推迟勢。

球面波从輻射体积內帶走一定数量的能量。如果能量只是通过輻射才損失的,那么我們就能写作

$$\begin{aligned} -\frac{\partial W}{\partial t} &= -\frac{\partial}{\partial t} \int w dV = \\ &= -\frac{1}{8\pi} \frac{\partial}{\partial t} \int (\vec{E} \vec{D} + \vec{H} \vec{B}) dV = \int_S S_n dS. \end{aligned} \quad (1.15)$$

式中的 S_n , 是能流矢量在包含輻射体积的那个面底面元 dS 底法綫上的投影。能流矢量就是伍莫夫-坡印亭矢量

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} [\vec{E} \vec{H}]. \quad (1.16)$$

显然为了得到球面电磁波底 $\vec{E}$ 和 $\vec{H}$ 底直接表达式, 就必须給出輻射体底一定的特征。但是不管怎样, 下面这一点是很清楚的: 在离开輻射体的距离足够大的地方, 球面波底有限的一部分波陣面, 可以看作是平面。因此, 如果 z 是这一部分波陣面底法綫底方向, 即波底傳播方向, 那么

$$\vec{E} = \vec{E}(z, t); \quad \vec{H} = \vec{H}(z, t), \quad (1.17)$$

再把波看作單色波, 即按照諧和規律随时間而变的波, 我們可以得到:

$$\vec{E} = \vec{E}'(z) e^{i\omega t}; \quad \vec{H} = \vec{H}'(z) e^{i\omega t}. \quad (1.17a)$$

我們来考察沒有自由电荷的均匀电介質中的平面波。从(1.2)与(1.3)可以得到

$$\frac{\varepsilon}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \text{rot } \vec{H}.$$

把这个方程式对時間微分, 并且把(1.2)底第二个方程式中的 $\vec{H}$ 底数值代入, 最后我們可以得到

$$\frac{\varepsilon \mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = \nabla^2 \vec{E}, \quad (1.18)$$

类似地,

$$\frac{\varepsilon\mu}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} = \nabla^2 \vec{H}. \quad (1.18a)$$

把(1.17a)代入(1.18)和(1.18a), 可以得到

$$\left. \begin{aligned} \vec{E} &= \vec{E}_{01} e^{i(\omega t - kz)} + \vec{E}_{02} e^{i(\omega t + kz)}, \\ \vec{H} &= \vec{H}_{01} e^{i(\omega t - kz)} + \vec{H}_{02} e^{i(\omega t + kz)}. \end{aligned} \right\} \quad (1.19)$$

这兒的

$$k = \omega \frac{\sqrt{\varepsilon\mu}}{c} = \frac{\omega}{c'} = \frac{2\pi\nu}{c'} = \frac{2\pi}{c'T} = \frac{2\pi}{\lambda},$$

T 是周期, λ 是媒質中的波長, 它和真空中的波長以下面的关系式相連系:

$$\lambda = \frac{c'}{c} \lambda_0. \quad (1.20)$$

(1.19)底兩個式子底第一項, 描述沿着 z 底正方向傳播的平面电磁波, 第二項却描述沿着 z 底負方向傳播的电磁波。我們現在只限于考察第一項。在普遍情形下, 我們可以写作

$$\vec{E} = \vec{E}_0 e^{i\omega\left(t - \frac{\vec{r}\vec{s}}{c'}\right)} = \vec{E}_0 e^{i(\omega t - \vec{k}\vec{r})}, \quad (1.21)$$

类似地, 对于 $\vec{H}$ 也可以写出这样的表达式。

这兒的 $\vec{s}$ 是波陣面底法綫底單位矢量, $\vec{k}$ 是波矢量:

$$\vec{k} = \frac{2\pi\vec{s}}{\lambda}.$$

把(1.21)代入麦克斯韋方程式, 經過一些不复杂的变换, 我們可以得到

$$\vec{E}\vec{s} = 0, \quad \vec{H}\vec{s} = 0, \quad \vec{E}\vec{H} = 0. \quad (1.22)$$

这些方程式表示光波底橫波性, 并且表明 $\vec{E}$ 与 $\vec{H}$ 互相垂直。

光波可以用不同的偏振状态来描写。在自然光中, 由于个别波列底偏振底無規則取向, 互相垂直的兩個矢量 $\vec{E}$ 与 $\vec{H}$, 它們的振动平面不是固定的, 而且在这兩個矢量底各个分量之間并沒有一定的关系。对時間平均的結果是

$$\overline{E_x^2} = \overline{E_y^2} = \overline{E_z^2}; \quad \overline{E_x E_y} = \overline{E_y E_z} = \overline{E_z E_x} = 0;$$

类似地, 对于 $\vec{H}$ 也是这样。

平面偏振波(綫偏振波)底特征, 是矢量 $\vec{E}$ 与 $\vec{H}$ 底振动有一定的方向。在这兒, 通常把磁矢量底振动平面, 換句話說, 就是把那个跟电矢量底振动平面垂直的平面, 叫做光波底偏振平面。如果波(1.21)底个别分量底特点, 是数值不同, 那么在普遍情形下, 这个波是椭圆偏振波。設 $s = s_z$, 并且(在实数形式下)

$$E_x = A_1 \cos(\tau + \delta_1),$$

$$E_y = A_2 \cos(\tau + \delta_2).$$

这兒的

$$\tau = \omega \left(t - \frac{\vec{r} \cdot \vec{s}}{c} \right).$$

消去 τ , 我們可以得到

$$\left(\frac{E_x}{A_1} \right)^2 + \left(\frac{E_y}{A_2} \right)^2 - 2 \frac{E_x E_y}{A_1 A_2} \cos(\delta_2 - \delta_1) = \sin^2(\delta_2 - \delta_1). \quad (1.23)$$

这是一个椭圆方程式。在特殊情形下, 当 $\delta_2 - \delta_1 = 2n\frac{\pi}{2}$ 时, 我們

得到綫偏振, 而在 $A_1 = A_2$ 和 $\delta_2 - \delta_1 = (2n \pm 1)\frac{\pi}{2}$ 的情形下, 却得

到圆偏振 ($n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$)。如果 $\delta_2 - \delta_1 = \frac{\pi}{2} + 2|n|\pi$, 即

$$E_x = A \cos(\tau + \delta_1),$$

$$E_y = -A \sin(\tau + \delta_1),$$

那么波是右旋的波。而如果 $\delta_2 - \delta_1 = -\frac{\pi}{2} + 2|n|\pi$, 即

$$E_x = A \cos(\tau + \delta_1),$$

$$E_y = A \sin(\tau + \delta_1),$$

那么波是左旋的波。如果迎着傳播着的波看去, 那么在右旋的波中, 电矢量依照順时針方向繞圈子; 而在左旋的波中, 电矢量却依照反时針方向繞圈子。在复数形式下, 椭圆偏振波可以表示为关系式

$$\frac{E_y}{E_x} = a + bi,$$

并且对于綫偏振波來說, $b=0$ 。在右旋圓偏振波和左旋圓偏振波底情形中, 我們分別得到

$$\frac{E_y}{E_x} = i, \quad \frac{E_y}{E_x} = -i.$$

一方面, 我們不难确定 a 与 b 底比值, 另一方面, 也不难确定 A_1 , A_2 和 $\delta_2 - \delta_1$ 。下面我們还要回头研究这个問題。

§ 3. 極化率張量

在普遍的各向异性的情形下, 媒質(非磁性电介質)底各种光学性質, 是用对于电磁波說的介电常数底張量来描写的。在各向同性的媒質中, 按照光底电磁理論, 介电常数和折射率以下面的关系式互相連系:

$$\epsilon = n^2. \quad (1.1a)$$

按照(1.4), $\epsilon \vec{E} = \vec{E} + 4\pi \vec{P}$.

極化强度矢量 $\vec{P}$, 表示媒質(其中有电场 $\vec{E}$)底單位体积中的偶極矩。如果 N_1 是單位体积中的分子数目, 那么

$$\vec{P} = N_1 \vec{p}_E.$$

$\vec{p}_E$ 是一个分子在电场方向上的偶極矩。在光波底迅速变化着的电场中, $\vec{p}_E$ 底产生只是由于电荷底感应, 而不是由于偶極分子被外場取向排列, 因为在电场变化底頻率很大时, 分子来不及取向(色散)。

被电场感生出来的偶極矩跟場强成正比例:

$$\vec{p}_E = a \vec{E}, \quad (1.24)$$

并且

$$\vec{P} = N_1 a \vec{E}. \quad (1.24a)$$

系数 a 表示分子底感生电子極化率, 即分子底电子在电场 $\vec{E}$ 作用下移动底本领。从关系式 (1.24) 可以直接求出, a 底量綱是体积底量綱。

在普遍情形下, 極化率是各向异性的, 并且代替了 (1.24), 應該写作关系式

$$p_i = \sum_k a_{ik} E_k; \quad i, k = x, y, z. \quad (1.25)$$

于是, 系数 a_{ik} 是二級張量底各个分量。張量 a_{ik} 可以是复数, 显然, 这表示偶極矩 p_i 底貌和作用着的电场强度 E_k 底貌不相同。作为一个特例, 由于某种原因而引起的电子振动底衰减, 就可以决定貌底这种不重合。在这种情形下, 分子中有非保守力在作用着, 并且电磁場底某一部分能量被吸收了: 發生了光底吸收。在离开本征吸收帶足够远的光譜区域内研究物質, 我們就能避开这些非保守力底作用。

在不發生光底吸收的情形下, 被研究的系統是一个保守系, 并且極化率張量 a_{ik} 應該是厄米張量, 即應該遵守条件、

$$a_{ik} = a_{ki}^*. \quad (1.26)$$

因此, 張量底对角綫上的分量 a_{ii} 必定是实数①。

我們將証明極化率底厄米張量應該对应于保守系。

在电场中, 極化分子底能量底普遍表达式是

$$U = \frac{1}{2} \vec{p} \vec{E}^* = \frac{1}{2} \sum_{i, k} a_{ik} E_i^* E_k. \quad (1.27)$$

这个表达式是实数式, 能量底表达式本来就应该是这样。系数 $1/2$

① 实际上, 如果

$$a_{jj} = a'_{jj} e^{i\varphi},$$

那么

$$a_{jj}^* = a'_{jj} e^{-i\varphi},$$

并且条件 (1.26) 只在 $\varphi=0$ 时才被遵守。