

高二物理竞赛 • 电磁学与近代物理

学而思

目录

第一章 静电学	5
1.1 电荷与电场	5
1.1.1 电磁相互作用与电荷	5
1.1.2 库仑定律	6
1.1.3 电场	6
1.2 两个定律与电势	9
1.2.1 电场的高斯定律	10
1.2.2 电势与电场的环路定律	11
1.2.3 总结	12
1.3 静电能	13
1.3.1 静电势能	13
1.3.2 自能与相互作用能	14
1.3.3 电场能	16
1.4 电荷体系	17
1.4.1 电偶极子	17
1.4.2 电荷密度	20
1.4.3 极化强度	21
第二章 导体与介质	23
2.1 导体与静电平衡	23
2.1.1 导体特点	23
2.2 电像法	23
2.3 电介质	23
2.4 再议静电能	23
第三章 稳恒电流	25
3.1 稳恒电流描述与形成	25
3.1.1 德鲁特模型	25
3.1.2 费米气观点 *	26
3.1.3 能带论 *	28
3.1.4 惯性, 阻尼与回复力	30
3.1.5 稳恒电流与形成条件	31
3.2 电路与电路方程	33
3.3 电路分析基础	33
3.4 电路分析方法	33
3.5 半导体	33

第四章 静磁场	35
4.1 电流与磁场	35
4.2 两个定理与矢势	35
4.3 磁偶极子	35
4.4 磁介质与磁能	35
4.5 超导简介	35
第五章 电磁感应	37
5.1 动生电动势	37
5.2 感生电动势	37
5.3 自感与互感	37
5.4 法拉第电磁感应定律	37
第六章 麦克斯韦方程组	39
6.1 麦克斯韦方程组	39
6.2 平面电磁波	39
6.3 电磁场能量与动量	39
6.4 电磁波辐射	39
第七章 交流电路	41
7.1 代数与几何表示	41
7.2 常见电路	41
7.3 变压器	41
7.4 电能传输	41
第八章 光的干涉	43
8.1 标量波理论	43
8.2 分波面干涉	47
8.2.1 杨氏双缝干涉仪	47
8.3 分振幅干涉	47
8.4 偏振干涉	47
8.5 相干性	47
8.6 多光束干涉	47
第九章 光的衍射	49
9.1 光栅与波带片	49
9.2 布拉格衍射	49
9.3 衍射积分公式	49
9.4 波前分析法	49
第十章 物理光学	51
10.1 经典色散理论	51
10.1.1 复波矢与复折射率	51
10.1.2 经典电子论的解释	54
10.2 色散, 散射与吸收	56
10.3 群速与展宽	56
10.4 光量子	56

第十一章 量子论	57
11.1 黑体辐射	57
11.2 光粒子性	57
11.3 玻尔原子	57
11.4 电子波动性	57
11.5 物质波与波函数	57
第十二章 物理学尺度	59
12.1 宇观	59
12.2 宏观	59
12.3 介观	59
12.4 微观原子	59
12.5 微观亚原子	59

第一章 静电学

1.1 电荷与电场

1.1.1 电磁相互作用与电荷

物质若携带电荷(charge), 则可以发生电磁相互作用(electromagnetic interaction). 在经典情形下理解为电荷受到一个力. 我们先研究静电学(electrostatics), 它要求受力物体与施力物体¹都处于静止状态, 或者认为一切电荷都处于静止状态.

电荷分正负, 阴阳激荡.

作为协变电磁场理论的基本要求与实验规律, 电荷是一个参考系不变的标量, 微观地看电荷具有量子化(quantized) 的奇妙特性². 质子的质量与电子的质量没有简单的整数比关系, 但电荷量确实严格相反. 如果设想两者电量有着微小差异, 那么构成自然界的原子也就携带了一个能够传递远程相互作用的库仑力, 从而导致自然界的不稳定³. 而质子的电量被定义为基本电荷(elementary charge)⁴:

$$e = 1.602176634 \times 10^{-19} \text{ C}$$

实际上今天我们知道, 电荷量的量子化单位实际上更小, 至少是 $\frac{1}{3}e$, 夸克的电量就是这个电量的一倍或两倍.

电荷如同静质量, 是基本粒子的基本属性. 它只能随着基本粒子运动, 没有相互作用时不能被创造与消灭. 在存在电磁相互作用时电荷可以被创造与消灭, 典型的过程如电子与正电子湮灭(annihilation) 为两个光子或高能光子在原子核附近产生(production) 电子正电子对. 这些过程电荷的代数和守恒, 其实现要求反物质与相对论性运动的存在. 在经典情形下有严格的电荷守恒定律(charge conservation), 电荷可以流动形成电流, 但流动的过程中电荷的总量不能发生改变. 我们总是计算一定体积内的电荷代数和:

$$dQ = \sum_i n_i q_i dV$$

其中 n_i 是第 i 种基本构成粒子的数密度, q_i 是这种基本粒子的带电量. dV 则为微元体积. 而上式也被写为:

$$dQ = \rho dV ; \quad \rho = \sum_i n_i q_i = \sum_i \rho_i$$

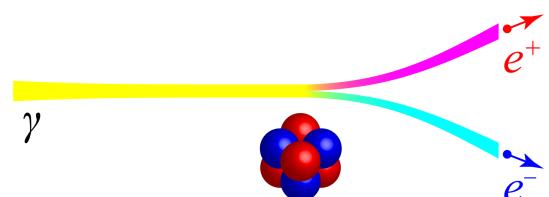
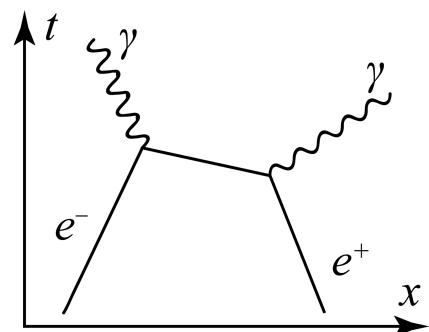


图 1.1: 电子对湮灭与产生

¹实际上物理上不允许超距的施力物体, 施力物体就是局域的电场.

²与磁单极子的存在与量子化有关.

³是的, 这种思考方式就是人择原理(anthropic principle).

⁴这个值是 2018 新国际标准单位制提出的规定值.

1.1.2 库仑定律

库仑定律(Coulomb's law) 用于描述真空中的两个孤立静止点电荷之间的相互作用力:

$$\mathbf{F}_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \mathbf{e}_{12}$$

其中系数 $k_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \approx 8.99 \times 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{C}^{-2}$ 为库仑常数.

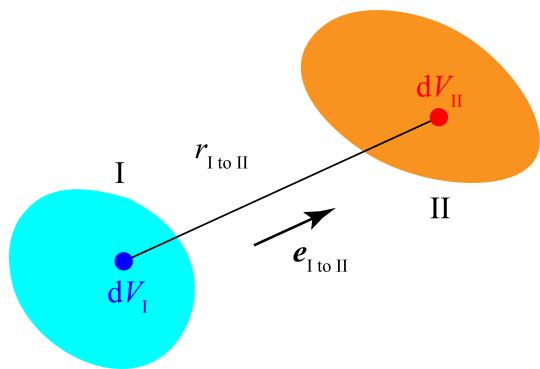


图 1.2: 电荷体系间的相互作用力
加本性. 一个复杂电荷系统 (包括构成介质的电荷) 可以用连续的电荷密度描述:

$$dQ = \rho dV$$

那么两部分电荷之间的相互作用力为:

$$\mathbf{F}_{I \text{ to } II} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{V_{II}} \rho(\mathbf{r}_{II}) \int_{V_I} \frac{\rho(\mathbf{r}_I)}{r_{I \text{ to } II}^2} \mathbf{e}_{I \text{ to } II} dV_I dV_{II}$$

相互作用力在定义上就是成对存在的, 所以两部分电荷体系间的相互作用力满足牛顿第三定律: 大小相等, 方向相反, 对整个体系产生的力矩的贡献为零.

1.1.3 电场

现代物理认为, 狭义相对论下的时空观是正确的. 一个重要的推论就是**局域性原理**(principle of locality): 物体仅仅被此时此刻周围的物质所影响. 所有相互作用必须被理解为**近距作用**(action upon contact) 而不能是**超距作用**(action at a distance). 这是为了能与更本质的**因果律**(principle of causality) 相适应. 如果物体这一时刻的状态极其改变取决于同一时刻的空间上相隔一定距离的另外一个点 (类空间隔). 那么就可以另一个点的事件称作因, 而物体的状态与状态改变称作果. 但类空间隔在洛伦兹变换下具有可逆性. 也就是原则上可以在果的时空点也可以制造事件去对因的点产生影响. 从而造成逻辑上的紊乱. 所以我们必须规定这两个时空点间不存在因果关系, 互相独立没有影响.

局域性原理的直接结论便是, 在引力与电磁相互作用时, 作为物质的**场**(field) 的概念的引入. 场本是数学概念. 在一个三维的欧几里得空间 \mathbb{R}^3 中, 如果每一个点都定义了一个数 (标量), 代表某种物理量, 物理现象可以在不同参考系, 惯性系中观察, 所对应的时空点的位置坐标可能发生改变, 但特定的时空点的概念, 和与之相结合的物理现象与描述它的这个数, 不应该发生改变, 称为**标量**(scalar):

$$f: \quad \mathbf{r} \mapsto f(\mathbf{r})$$

如,压强场,温度场,波动的相位场,都是典型的标量场的例子.数学上定义了标量场的梯度(gradient)来描述在一点极其附近的标量场的行为,它是一个矢量,方向是使得标量上升最快的欧几里得空间中的方向,大小是沿这个方向的标量变化的方向导数.数学上可以证明:

$$\nabla f = \frac{\partial f}{\partial x} e_x + \frac{\partial f}{\partial y} e_y + \frac{\partial f}{\partial z} e_z$$

物理量在某点 \mathbf{r} 的局部,偏离一个 $d\mathbf{r}$ 后值变为:

$$f(\mathbf{r} + d\mathbf{r}) = f(\mathbf{r}) + \nabla f \cdot d\mathbf{r}$$

这就是微元形式的牛顿-莱布尼茨定理(Newton-Leibniz theorem).而标量场的梯度往往也具有重要的含义.压强场的梯度决定浮力的方向与大小(反向),温度场的梯度决定热传导的方向与强弱(也是反向),波动的相位场的梯度则决定波的传播方向与波长(波矢).

而在三维的欧几里得空间中在每一个空间点也可以引入一个矢量(vector),它不占三维空间的有限体积⁵而是定义在一个点上,可以认为是这个点上扩展出了一个新的与原三维空间坐标平行的 $e_x - e_y - e_z$ 坐标系.而这一点定义的矢量就位于这个“浓缩在一点”的坐标系中⁶:

$$\mathfrak{F}: \mathbf{r} \mapsto \mathbf{F}(\mathbf{r})$$

显然,标量场的梯度恰是一个矢量场.矢量不能简单理解为三个标量场的合成.因为在空间旋转(或时空的惯性系变化)下,标量应该是不变的,而矢量将发生与坐标系相似的旋转,从而三个分量之间相互转化,只有矢量的模长是不变的.另一种典型的矢量场是流体的流速场 \mathbf{v} ,或者更普遍的,某种物理属性的流密度场 \mathbf{j} ,前者定义为单位时间通过单位面积的体积,后者则推广为单位时间通过单位面积的某物理量 Q :

$$dQ = \mathbf{j} \cdot dA dt$$

在一点附近的矢量场的行为则比标量场复杂很多:

$$\mathbf{F}(\mathbf{r} + d\mathbf{r}) = \mathbf{F}(\mathbf{r}) + d\mathbf{r} \cdot \nabla \mathbf{F}$$

此处 $\nabla = e_x \frac{\partial}{\partial x} + e_y \frac{\partial}{\partial y} + e_z \frac{\partial}{\partial z}$ 可以形式地视为矢量微分算符,它写在上一式的后一项中实际上是在表示:

$$\begin{aligned} d\mathbf{F} &= dF_x e_x + dF_y e_y + dF_z e_z \\ &= (\frac{\partial F_x}{\partial x} dx + \frac{\partial F_x}{\partial y} dy + \frac{\partial F_x}{\partial z} dz) e_x \\ &\quad + (\frac{\partial F_y}{\partial x} dx + \frac{\partial F_y}{\partial y} dy + \frac{\partial F_y}{\partial z} dz) e_y \\ &\quad + (\frac{\partial F_z}{\partial x} dx + \frac{\partial F_z}{\partial y} dy + \frac{\partial F_z}{\partial z} dz) e_z \\ &= (dx \frac{\partial}{\partial x} + dy \frac{\partial}{\partial y} + dz \frac{\partial}{\partial z})(F_x e_x + F_y e_y + F_z e_z) \\ &= d\mathbf{r} \cdot \nabla \mathbf{F} \end{aligned}$$

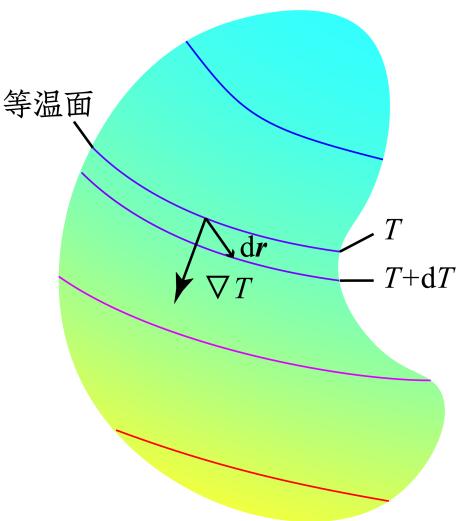


图 1.3: 温度场的梯度

⁵即,不同于位移矢量那样必须与三维空间中的不同点同时建立联系

⁶数学术语把空间叫做微分流形(differentiable manifold),而局部的矢量位于的空间叫做纤维(fiber)或切空间(tangent space),每一点都有一个这样的空间,合称纤维丛(fiber bundle).

而也可以把 ∇F 认为能完整描述这个矢量在该点处的一阶变化行为,也称为矢量的梯度,但它实际上由九个分量组成,分别描述三个分量在三个方向的变化率,一般写在一张数表中,也就是矩阵⁷:

$$\nabla \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \frac{\partial F_x}{\partial x} & \frac{\partial F_y}{\partial x} & \frac{\partial F_z}{\partial x} \\ \frac{\partial F_x}{\partial y} & \frac{\partial F_y}{\partial y} & \frac{\partial F_z}{\partial y} \\ \frac{\partial F_x}{\partial z} & \frac{\partial F_y}{\partial z} & \frac{\partial F_z}{\partial z} \end{bmatrix}$$

显然用这样的一个矩阵去描述矢量场在一点处的行为是代数的,抽象地,不几何直观的.所以我们引入两个物理上会更实用的概念.

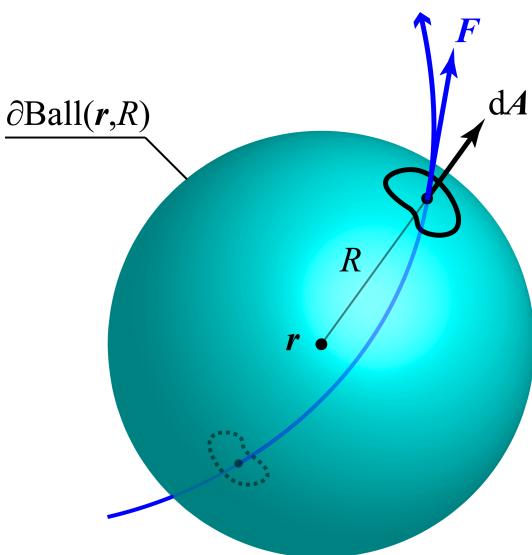


图 1.4: 矢量场的散度

一是矢量场的散度(divergence),它是一个标量,定义为矢量场的源强度:

$$\nabla \cdot \mathbf{F} = \lim_{R \rightarrow 0} \left(\oint_{\partial \text{Ball}(r, R)} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{A} \right) / \left(\frac{4}{3} \pi R^3 \right)$$

其中 $\text{Ball}(r, R)$ 表示以待研究的点为球心的,半径为 R 的球形体,而 ∂Ball 表示它的表面.积分号 \oint 用来代表此场合下用来积分的区域是一个闭合的区域⁸.积分的量称为通量(flux),即矢量场与面积的电场,速度场情况下即单位时间通过面 $d\mathbf{A}$ 的体积.现在对闭合的面进行积分,再除以面包含的体积,代表的是该点单位体积内产生这个矢量场的场线的源的多少,即源强度.数学上可以证明,它与体积以怎样的取法趋于零无关,如果取成与坐标系平行的长方体的形状,能够在坐标系下计算出它的值:

$$\nabla \cdot \mathbf{F} = \frac{\partial F_x}{\partial x} + \frac{\partial F_y}{\partial y} + \frac{\partial F_z}{\partial z}$$

第二个概念便是旋度(curl)了.它实际上代表矢量场的变化矩阵表中反对称的那一部分⁹.它可以被写为一个矢量.与在这一点处的无限小的环积分有关,数学上不难证明:

$$\mathbf{n} \cdot \nabla \times \mathbf{F} = \lim_{R \rightarrow 0} \left(\oint_{\partial \text{Circ}(r, n, R)} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{l} \right) / (\pi R^2)$$

由于半径为 R 的圆的选取还依赖于其朝向.故在上式中我们对积分的方向和垂直于积分圆面的法向单位矢量 n 采取了右手定则式的对应.而最后积分出来得到的数恰好是面法向单位矢量与从 \mathbf{F} 的各个导数中提取的旋度矢量的点乘.环积分通常被称为环量(circulation),旋度则反应矢量场局域的涡旋程度.数学上可以证明旋度可以由行列式表示为:

$$\nabla \times \mathbf{F} = \begin{vmatrix} \frac{\partial}{\partial x} & \frac{\partial}{\partial y} & \frac{\partial}{\partial z} \\ F_x & F_y & F_z \\ e_x & e_y & e_z \end{vmatrix}$$

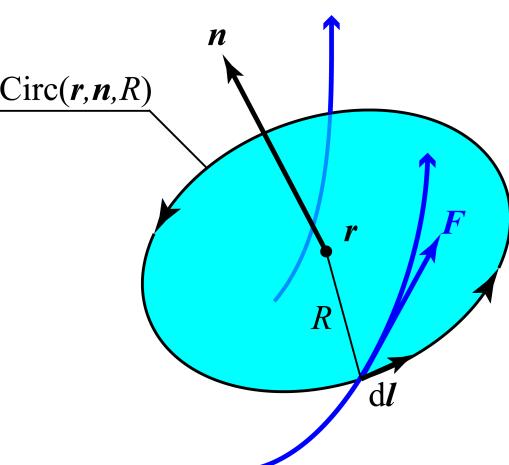


图 1.5: 矢量场的旋度

⁷实际上,形成了一个张量场(tensor filed).张量将不在本教材的讨论范围内.

⁸数学上称为又闭又开(clopen)的集合,表示它没有边界.

⁹任何一个矩阵都可以被唯一地分解为一个对称矩阵与反对称矩阵之和,前者有六个独立分量,包含原来的对角线与对称位置的两元素和的一半,后者仅有三个独立分量,为对称两个位置元素差的一半.

作为与牛顿-莱布尼茨定理对应的散度与旋度版本,根据两个量的定义可知前者发生在体积内部的积分与其闭合表面上,后者发生在曲面上面积分和它的闭合曲线边界上:

$$\int_V \nabla \cdot \mathbf{F} dV = \oint_{\partial V} \mathbf{F} \cdot d\mathbf{A}$$

$$\int_A \nabla \times \mathbf{F} \cdot d\mathbf{A} = \oint_{\partial A} \mathbf{F} \cdot dl$$

前者为[奥斯特诺格拉德斯基-高斯定理](#)(Ostrogradsky-Gauss theorem),后者则为[开尔文-斯托克斯定理](#)(Kelvin-Stokes theorem)¹⁰.

现在让我们回到库仑定律,现在就必须把它理解为两个公式:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r^2} \mathbf{e}_r \quad ; \quad \mathbf{F} = q\mathbf{E}$$

前一半式子说明,即使没有引入任何试探电荷 q ,在空间中距离场源电荷 Q 为 r 处依然存在某种独立于电荷而存在的“场”.否则也就不可能对引入的电荷瞬间产生力的作用.这个场由电荷激发,以后将知道它有自己的能量与动量,而且都是可以被局域地确定¹¹.经典物理中似乎只能由电荷产生场,但高能物理下场也能反过来产生电荷粒子,实际上此时会将电磁场理解为“光子”这样的物质.电磁场的特点是能对带电荷的物质产生作用.

而后一半的式子则给出了电磁场中一点处电场强度矢量 \mathbf{E} 的定义.带点粒子如果在电磁场中静止,那么将受到一个与电荷量成正比的力.把力与电荷量的比值定义为电场强度矢量.

显然,带电粒子的引入也会产生电场.这个电场与原来场源电荷产生的电场叠加,形成了空间的真实电场分布.但在计算这个“试探电荷”的电场时,不应该考虑自己在自己这一点处产生的电场.因为自己对自己的力总是零.而总是计算“外场”在试探电荷这一点的值.不过,试探电荷的引入与否可能会对外界的场源电荷部分产生改变.从而改变外场.这又需要另说了,我们下一章的导体静电感应就是在不断讨论这个问题.

电场满足[叠加原理](#)(superposition principle).我们总是一对一对地考虑电荷之间的二体作用,把相互作用力做非相干的矢量叠加.这也就是说,给定一个场源电荷分布,可以叠加计算出空间中任意一点的电场强度:

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) = \int_{V'} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\rho e_R}{R^2} dV' \quad , \quad \mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$$

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}) := \frac{\mathbf{F}_{\text{static}}}{q}$$

也是出于这个原因,所有由电场强度派生出来的量:电势,电通量等等都符合线性的叠加原理.马上就会介绍,这是由于描述电场与电荷关系的基本方程是一个线性的微分方程的缘故.

1.2 两个定律与电势

库仑定律是静电学最基本的公理,但我们研究电场作为场的性质,它与电荷的关系.为以后深入了解电磁场整体打好基础.

¹⁰微分流形上的微分形式有一个[嘉当-斯托克斯定理](#)(Cartan-Stokes theorem) 统一了以上所有形式:

$$\oint_{\partial\Omega} \omega = \int_{\Omega} d\omega$$

¹¹即,可以确定每一点的场能量动量密度.

1.2.1 电场的高斯定律

首先让我们研究电通量(electric flux), 通过一个曲面(不一定闭合)的电通量定义为曲面上电场强度的积分:

$$\Phi = \int_A \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A}$$

我们在这儿必须引入有向曲线, 曲面, 体积的概念. 固然, 曲线, 曲面, 体积都没有方向与正负, 它们仅仅是特定空间中的几何形状. 但定义各种积分时, 曲线积分的线元矢量 $d\mathbf{l}$, 曲面积分的面元矢量 $d\mathbf{A}$ 都有两个可能的方向. 而体积元 dV 也不一定恒正, 在某些情况下将取负. 那么我们通常会有一个符号约定:

- 对于可定向(orientable)曲面(不可定向的比如莫比乌斯环), 总是定义一个方向为正, 即为每一个面元指定一个面元矢量, 它取垂直于面的两个方向之一, 而相邻的面元具有相同的取向. 而如果涉及到面边界上闭合曲线的环积分, 则线元矢量取的方向与面元构成右手定则(right-hand rule).
- 对于连通.connected)体积区域, 如果取体积微元为正, 那么涉及到区域边界闭合曲面上的面积分时, 面元取从体积内到体积外的方向. 如果取体积微元为负, 则面上面元取体积外到体积内的方向.

而我们之前写出的奥-高定理和开-斯定理, 都是在这个意义下正确的.

从而以上电通量也就因为我们选择的面的两种可能的正向而造成两个不同的结果, 它们相差一个相反数.

电场的高斯定律(Gauss's law)指出:

$$\oint_{\partial V} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_V \rho dV$$

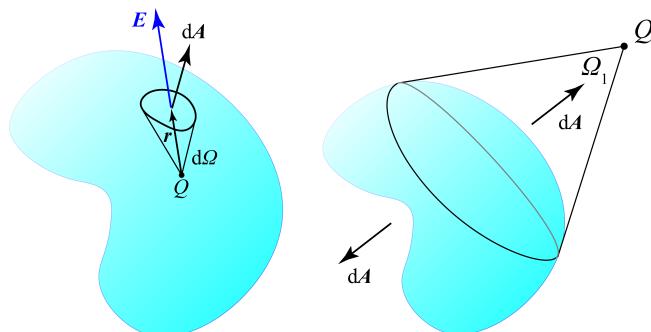


图 1.6: 证明高斯定律

我们来用库仑定律证明高斯定律. 首先考虑一个在闭合曲面内部的点电荷, 我们发现面元上的通量:

$$d\Phi = \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q e_r \cdot d\mathbf{A}}{r^2}$$

而这一个小面元对点电荷张的立体角恰好是:

$$d\Omega = \frac{e_r \cdot d\mathbf{A}}{r^2}$$

故对面积分总立体角给出 4π 的结果:

$$d\Phi = \frac{Q}{\varepsilon_0} \cdot \frac{d\Omega}{4\pi} \Rightarrow \Phi = \frac{Q}{\varepsilon_0} \cdot \oint_{\partial V} \frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{Q}{\varepsilon_0}$$

我们再考虑在面外的点电荷 Q 对面产生的电通量, 此时面的正向与点电荷产生电场方向的点乘就有了正负号, 积分以后得到的结果是通过点电荷去看曲面, 把曲面对点电荷张的最大视角处的曲线找到, 将曲面

分为两个部分,立体角都是 Ω_1 ,总积分为:

$$\Phi = \frac{Q}{\varepsilon_0} \cdot \oint_{\partial V} \frac{d\Omega}{4\pi} = \frac{Q}{\varepsilon_0} (\Omega_1 - \Omega_1) = 0$$

从而我们证明了,电荷若在闭合曲面内,则电通量贡献为 $\frac{Q}{\varepsilon_0}$.而若在闭合曲面外,则电通量贡献为 0.再由叠加原理,得任意情况下闭合曲面的电通量等于内部总电荷量除真空介电常数 ε_0 .考虑电荷连续分布或准连续分布的情况下,有:

$$\oint_{\partial V} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{A} = \frac{1}{\varepsilon_0} \int_V \rho dV$$

此即高斯定律,由数学上的奥-高定理,我们可以把上式写为局域的微分形式:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

高斯定律旨在说明:电荷产生电场(电荷是电场的源强度).

1.2.2 电势与电场的环路定律

对点电荷产生的电场 $\mathbf{E} = \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r^2} \mathbf{e}_r$,再引入以下标量场是方便的:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{Q}{r}$$

这是因为如果计算球坐标下的梯度:

$$\nabla = \mathbf{e}_r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\mathbf{e}_\theta}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{\mathbf{e}_\varphi}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi}$$

便得到以下关系式:

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi$$

即电场可以表示为我们引入的另一个标量场的负梯度的形式.这个标量场就叫做**电势**(electric potential).而以上关系,结合梯度的含义理解,便是沿电场线方向电势降低.可以通过牛-莱定理写为积分形式(下式与路径无关):

$$\int_A^B \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = \varphi_A - \varphi_B$$

以上关系式由叠加原理,在任意电荷分部的情况下都成立,此时对应的电势标量场为:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \int \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{\rho}{|\mathbf{R}|} dV' , \quad \mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$$

对于电势的引入可能存在一点疑惑:我们都应该知道电场的定义是可以独立于场源电荷的,它为在一点处引入静止的试探电荷时单位电荷的受力.那么电势是否可以独立于场源电荷而定义呢?观点一比较基础,它认为在静电场情况下既然全空间电场已经被定义了,它就应该反映了该点处场的全部实际信息,那么电势作为与电场符合一个梯度关系的梯度场,也就能被相应的确定下来,两个可能的电势还可以差一个全空间都一致的常数.也就是这种观点把电场视为更加基础的场的特征.下面便可以知道电势的含义是引入试探电荷后单位试探电荷在该点处的电势能.而观点二则更加本质,我们今天知道了势比场强实际上包含更多的信息.由于微观粒子的量子特性,力的概念已然失效,从而场强反而不如用势来描述一个场更为直接而实用.电磁场论实际上也就是一个矢量场论,它由矢势和标势组成一个四维矢量来完整地描述,但取法不唯一,多出来的冗余自由度被称为**规范**(gauge),它恰好就在表示电荷与场的相互作用时,与电荷的量子相位协同变化,从而造成实际可以观测的影响.为了实际问题的方便,通常约定势有特定的取法.在静电学的常见情况下(电荷分布区域有限时),常常取无穷远处电势为零,注意上电势积分式也恰恰符合这一点.

我们进一步考察电势的物理含义,如果把以上电场视为外电场,引入试探电荷 q ,并在以上积分形式的场强与势的关系中乘以 q ,便发现 $q\mathbf{E}$ 就是电荷的受力,左边就是表示电场力的做功:

$$W_{A \rightarrow B} = q\varphi_A - q\varphi_B$$

很自然地我们发现电场力是保守力,而对应的电势能,基于它应该与电荷量成正比的观点,我们总是直接取为:

$$E_p = q\varphi$$

从而电势的效果,是为试探电荷带来一个电势能.

最后我们再考察电场的一个特性,由于任何路径上的电场积分可以根据牛-莱定理写为端点的电势差的形式,考虑闭合的曲线积分,它可以看成一个可定向曲面的边界,由于两端点重合:

$$\oint_{\partial A} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = 0$$

这就是电场的环路定律(circuital law),再根据数学上的开-斯定理,我们写出环路定律的微分形式:

$$\nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{0}$$

也就是静电场无旋.值得指出这不过是静电场可以表示为标量电势场的负梯度的直接结果,因为任意一个标量场的梯度都是无旋的¹²:

$$\oint_{\partial A} \nabla f \cdot d\mathbf{l} = 0 \Rightarrow \nabla \times \nabla f = \mathbf{0}$$

1.2.3 总结

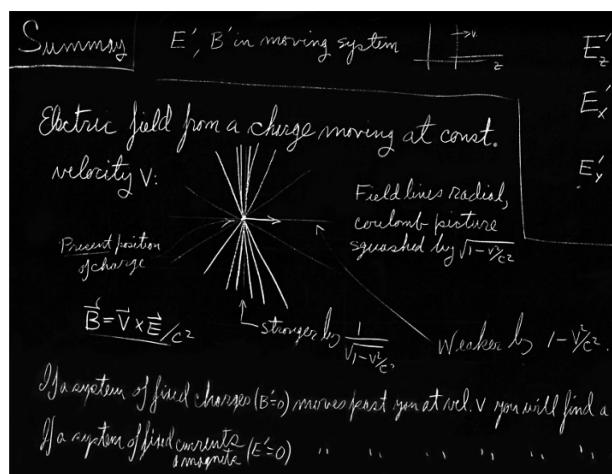


图 1.7: Feynman 讲座一瞥

我们现在有三个不同的层次去看待电荷与电荷之间的相互作用问题¹³:

1. 不引入场:

$$\mathbf{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Qq}{r^2} \mathbf{e}$$

2. 引入场,用场强描述:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}; \quad \nabla \times \mathbf{E} = \mathbf{0}$$

$$\mathbf{F} = q\mathbf{E}$$

3. 引入场,用势描述:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$$

$$E_p = q\varphi$$

¹²这个结论向流形推广就是著名的庞加莱引例(Poincaré lemma)了,它指出任意 $p-$ 形式 ω 的二次全微分为零:

$$d\omega = 0$$

一个以后会用得上的推论可以通过考察矢量场的旋度在闭合曲面上的面积分,而把闭合曲面看成是边界曲线缩小到零的有边界曲面而得:

$$\oint_{\partial V} \nabla \times \mathbf{F} \cdot d\mathbf{A} = 0 \Rightarrow \nabla \cdot \nabla \times \mathbf{F} = 0$$

¹³拉普拉斯算子 $\nabla^2 = \nabla \cdot \nabla$,如作用在标量上即表示先求梯度后求散度:

$$\nabla^2 f = \nabla \cdot (\nabla f)$$

以上描述一个比一个适用范围更广,第一个仅仅适用于静电场或低速情况,第二个则是对高速运动的电荷与电磁场适用,比如匀速运动的电荷由简单相对论讨论可得:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r^2} \frac{1 - \beta^2}{(1 - \beta^2 \sin^2 \theta)^{3/2}} \mathbf{e}_r$$

$$\mathbf{B} = \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{E}}{c^2}$$

它要符合第二个式子(旋度需要做相对论修正),而第三个式子更是适用于非经典场论情况.

1.3 静电能

我们将进一步深入研究电场相互作用中的能量概念.

1.3.1 静电势能

之前已经引入了电势能的概念,我们把外场中引入的试探电荷(点电荷)所具有的势能的大小计做电势能,并得出了电势能的表达式:

$$E_p = q\varphi$$

还指出了,它的作用是用来表示不变的外电场对电荷的做功的多少,基于这样的观察,我们把这个能量称为**静电势能**(electrostatic potential energy),静电的含义,是要求外场不能随着试探电荷的引入与移动而改变.而更常见的一类情况是,随着试探电荷的移动,场源电荷也在随着改变,如之后将会经常讨论的静电感应的情况.此时仍然可以计算外场的场强与电势,并引入试探电荷以后依然可以形式地写出**电势能**(electro potential energy)的值 $E_p = q\varphi$,但它不再代表实际移动试探电荷电场对电荷做的功了,它代表什么?电场对电荷做功普遍地应该怎么表示?外力做功又如何和它发生联系,这是我们之后的讨论关心的问题.

首先对于这个问题的第一步考察是,虽然试探电荷的特定位置带来特定的外场,但一旦确定了外场的场源的电荷分布,便可以独立于试探电荷地产生一个分布于全空间的电势与电场,而可以设想固定这个电荷分布不变,而把试探电荷放在空间中的任意一点,讨论其受力与能量.这些改变试探电荷位置而不改变外场的位移称为**虚位移**(virtual displacement).它是一种广泛用来建立理论模型的方法.它的强大之处在于虚位移的任意性,在每一个实际时刻试探电荷可以在任意位置,外场在缓慢随时间发生改变,而试探电荷发生的实际位移是所有虚位移中的一个特例.在这个意义上,电势能的含义便在于,试探电荷发生虚位移时,即场源电荷分布不变时,电场力对试探电荷做的虚功即为电势能的减小,此即静电场下的虚功原理:

$$\delta E_p = -q\mathbf{E} \cdot \delta\mathbf{r}$$

我们可以把这个概念推广,如果在该外场中引入不止一个点试探电荷,我们写出一个电荷体系在外场中的电势能来:

$$E_p = \sum_i q_i \varphi_i$$

这个写法存在一些问题,首先是如果没有引入任何试探电荷,体系是否固有一个能量?用场的角度来理解就会发现不对,场是一种物质,物质必定伴随着能量.或者考虑场源电荷之间的相互作用,它也一定会伴随着能量.再者,引入两个以上的点电荷时,它们之间的相互作用能没有被包含在以上项中.第三,即使是单个点电荷单独存在,也必定会带来其自能.我们需要从更基础的角度来讨论电荷体系的能量.

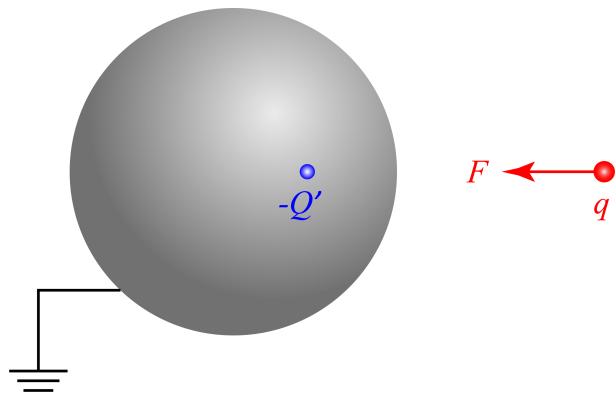


图 1.8: 情形: 场源电荷取决于试探电荷

1.3.2 自能与相互作用能

考虑真空中的两个点电荷之间的相互作用. 电荷 q_1 在电荷 q_2 处产生的电场与电势为 \mathbf{E}_{12} 与 φ_{12} , 电荷 q_2 在电荷 q_1 处产生的电场与电势为 \mathbf{E}_{21} 与 φ_{21} 无疑, 相互作用力是相互的, 满足牛顿第三定律 $q_1\mathbf{E}_{21} + q_2\mathbf{E}_{12} = \mathbf{0}$. 那么电势能是相互的吗? 注意到:

$$q_1 U_{21} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r} = q_2 U_{12}$$

从而两个电势能实际上是相等的. 根据电势能的定义, 它等于 1 不动 2 移到无穷远电场力所做的功, 也会等于 2 不动 1 移到无穷远电场力所做的功. 这两种情况平移对称, 从而我们有理由判断: 无论如何移动两个电荷, 将 1 与 2 分开到无限远时电场力做功都会是以上值, 这一点也不难在数学上证明.

从而我们把这个能量称为 12 间相互作用力对应的相互作用能(interaction energy). 它可以用任何一个电荷乘以另一个电荷在这个电荷处产生的势相乘得到, 或者找到这一对相互作用, 直接写出:

$$I_{12} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r_{12}}$$

按照这思路, 由叠加原理, 我们可以很轻易地写出点电荷体系与连续分布电荷体系的总相互作用能:

1. 点电荷体系:

$$I = \sum_{\{i,j\}!} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i q_j}{r_{ij}}$$

2. 连续分布电荷体系:

$$I = \iint_{\{\mathrm{d}V, \mathrm{d}V'\}!} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\rho \rho'}{r} \mathrm{d}V \mathrm{d}V'$$

关于以上求和我们做出以下解释:

首先, 点电荷体系的相互作用能表示把点电荷从计算这个能量的状态移动到点电荷彼此之间都相距无穷远时电场力所做的功. 但一定要注意每个点电荷移动到无穷远以后还会因为自身的电磁相互作用而产生一个待定的能量, 叫做自能, 我们紧接着会讨论到这个问题. 而连续分布电荷体系则表示把每一份电荷微元移动到无穷远以后电场力做的功, 移动到无穷远以后电荷无限分散(宏观意义上), 所以每一份微元电荷对应的电磁相互作用能真实地趋于零, 故我们计算的这个能量就是这个体系的总电磁相互作用对应的能量.

第二, 是这个求和表示的含义. 我们用 (i, j) 来表示特定集合中两个元素 i, j 构成的有序对(ordered pair), 而 $\{i, j\}$ 则表示交换 i, j 后表示同一代数元素的¹⁴对称无序对(symmetrized unordered pair), 即 $\{i, j\} = \{j, i\}$. 求和下加这个对符号表示对所有一对一对的情况进行求和. 每一对只需要要求一次即可. 这之后还跟着一个感叹号, 它表示 i, j 必须取不同值(而 $\mathrm{d}V$ 与 $\mathrm{d}V'$ 可以取相同值, 这些项会在体积很小时求和也很小而可以忽略). 那么由简单的代数变形, 我们发现上两式即:

$$I = \frac{1}{2} \sum_i \sum_{j \neq i} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i q_j}{r_{ij}} = \frac{1}{2} \sum_i q_i \phi_i$$

$$I = \frac{1}{2} \int \int_{\mathrm{d}V \mathrm{d}V'} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\rho \rho'}{r} \mathrm{d}V \mathrm{d}V' = \frac{1}{2} \int \rho \varphi \mathrm{d}V$$

注意到第一式中 ϕ_i 表示的是别的电荷在 q_i 处产生的电势, 不包括自己在自己上产生的, 我们把符号稍微变动一下以示区别. 而在后一个表达式中则不需要考虑这种区别, 这个式子将作为一个普遍的求总电磁相互作用能的表达式而使用.

¹⁴以后还会用到 n 个元素的对称无序类(symmetrized unordered setoid) 与反对称无序类(antisymmetrized unordered setoid):

$$\{i_1 \cdots i_p \cdots i_q \cdots i_n\} = \{i_1 \cdots i_q \cdots i_p \cdots i_n\}$$

$$[i_1 \cdots i_p \cdots i_q \cdots i_n] = -[i_1 \cdots i_q \cdots i_p \cdots i_n]$$

第三,是这个求和的使用方法.实际上,如果电荷连续分布系统从一个状态变化到另一个状态,电荷分布与它产生的电势分布都发生改变,那么前后的能量增加:

$$\Delta I = \frac{1}{2} \int \rho' \varphi' dV - \frac{1}{2} \int \rho \varphi dV$$

自然表示电场对电荷体系所做的负功,或者表示由电荷流向电场的能量,它使得场的能量,也就是 I ,发生了增长¹⁵.而反过来考察电荷体系,如果外力对电荷体系做功为 W ,那么根据动能定理应该有:

$$W - \Delta I = \Delta E_k$$

在十分缓慢地移动电荷的情况下,亦或是导体在载流子为电子,其动能十分的小可以忽略的情况下,动能的增长可以视为零,从而有:

$$W = \Delta I$$

即,外力做功,通过电荷为媒介,转化为了场的能量的增长.这个观点也是我们经常用到的.

我们最后回到电势能与相互作用能的关系,考虑整个体系由两部分电荷体系构成,那么由叠加原理,整个空间中每一点的电势可以写成两部分贡献的和 $\varphi_1 + \varphi_2$.我们只需要对全空间的电荷积分,就得到了整个体系的相互作用能:

$$\begin{aligned} I &= \frac{1}{2} \int_{I+II} \rho \varphi dV \\ &= \frac{1}{2} \int_I \rho_1 (\varphi_1 + \varphi_2) dV_1 + \frac{1}{2} \int_{II} \rho_2 (\varphi_1 + \varphi_2) dV_2 \\ &= \frac{1}{2} \int_I \rho_1 \varphi_1 dV_1 + \frac{1}{2} \int_{II} \rho_2 \varphi_2 dV_2 + \frac{1}{2} \left(\int_I \rho_1 \varphi_2 dV_1 + \int_{II} \rho_2 \varphi_1 dV_2 \right) \\ &= I_1 + I_2 + I_{12} \end{aligned}$$

我们于是找到了三个能量, I_1, I_2 是两个电荷分布体系单独存在时各自的自相互作用能, 我们把它简称作**自能**(self-energy), 它一定是大于零的, 这一点下一节就可以发现. 而余下的交叉求和项就是表示两个体系之间的相互作用能. 仔细一看不难发现一项其实就是电荷体系 II 产生的外场下电荷体系 I 的电势能, 而另一项就是电荷体系 I 产生的外场下电荷体系 II 的电势能, 两者仔细研究下发现其实相等:

$$I_{12} = \iint_{I II} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\rho_1 \rho_2}{r} dV_1 dV_2 = \int_I \rho_1 \varphi_2 dV_1 = \int_{II} \rho_2 \varphi_1 dV_2$$

这一项可以大于零也可以小于零, 表示的是相互作用. 现在我们试探电荷体系在外场中的电势能有了一个新的看法, 它其实表示试探电荷体系与场源电荷体系的相互作用能, 作为相互作用, 它也可以反过来用场源电荷体系在试探电荷体系产生的场中的电势能来计算, 或是对称地, 用两者和的一半来计算.

最后让我们来看一下点电荷的自能. 实际上在之前点电荷体系相互作用能体系中我们已经指出, 其表达式中电荷 q_i 上电势 ϕ_i 与真实电势 φ_i 的区别就在于没有计及点电荷在自己位置处产生的电势 φ_{ii} , 从而漏掉的项其实就是点电荷的自能:

$$I_i = \frac{1}{2} q_i \varphi_{ii}$$

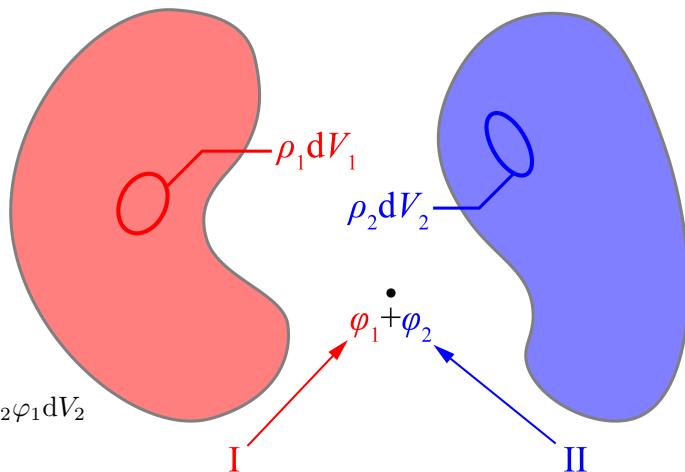


图 1.9: 自能与相互作用能

¹⁵场只能和带荷的物质发生作用, 这也是唯一的使得场能量变化的方法

这些项不会影响我们的实际计算,因为点电荷总被我们认为是没有内部改变的理想体系,我们经常把微观基本粒子做这样的抽象,因为它们都是小到可以忽略其尺寸.当粒子速度远小于光速,且不涉及到高能粒子反应的情况下,它们也的确不发生任何内部的改变,自能精确地保持不变.所以只需要计算扣除点电荷自能的相互作用能表达式,就能够知道有多少势能被存储在场中,就能够用它来写出电荷分布发生改变时释放出来的能量.

点电荷的自能如何计算呢?这取决于我们采取的模型.如果我们考虑的是一个电荷均匀分布在表面的球体,那么自能为:

$$I = \frac{1}{2}Q \cdot \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r}$$

对于电子,如果我们认为电子的静质量全部来源于它携带的场的惯性,那么能够写出:

$$I = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r} = m_e c^2$$

事实上我们并不能确定电子内部电荷分布,所以我们更常直接定义**经典电子半径**(classical electron radius) 为:

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_e} = m_e c^2 \Rightarrow r_e = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m_e c^2} = 2.82 \times 10^{-15} \text{ m}$$

然而这仅仅是一个方便计算的实用常数,并不能代表电子的真实情况!事实上用不带电荷的粒子与电子发生散射实验就会发现,电子的尺寸比这要小得多,上面的计算结果甚至比质子的半径还要大几倍!而实验更是发现电子在多种意义上就是一个点粒子,根本没有内部组成结构,十分稳定不能衰变.那么显然从上式发现这也面临着自能发散的问题.双重矛盾如何解决呢?

解决方案是量子力学的引入,电子不是点粒子,在原子尺度下电子就已经必须要由波函数描述了,电子没有同时确定的位置和速度,在原子外形成“电子云”.狄拉克 (P. Dirac) 于 1928 年提出**狄拉克方程**(Dirac equation),把电子像光子那样处理为一个传播的“场”,从而从根本上摒弃了电子作为点电荷的观点,电子的质量被理解为场的质量或者静能,而电子的电荷量被理解为与电磁场(光子)的耦合常数.从而把电荷作为一种物质和场物质彻底分割开来独立描述.还同时一并给出了电子的自旋与预言了电子的反物质:**正电子**(positron) 的存在.它们都被天然而巧妙的包含在一个统一的代数形式中,极大程度地推动了物理学理论的进展.

但这没有给出问题的全部解释,对于点电荷自能发散的问题这种做法仍然没有给出绝对的答案.经典地看一个匀速运动的经典无穷小点电荷会携带着一个发散的场共同向前运动,这在量子场论语言下,变成了电子与光子相互作用的无限可能性求和,从而也理所当然地引进了各种各样的发散.对于这些发散物理学家们发展出了各种各样的处理方法,但直到今天还仅仅停留在现象解释的层面,背后是否有更加简单的解释方法还是一个谜.

1.3.3 电场能

我们已经十分熟悉,电荷之间的相互作用能实际上就是场的能量.我们现在将给出这一说法的定域化描述.记得一个电荷连续分布体系的相互作用能为:

$$I = \frac{1}{2} \int_V \rho \varphi dV$$

而又根据场与电荷之间的关系:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$$

我们把以上积分写为:

$$I = -\frac{\epsilon_0}{2} \int_V \varphi \nabla^2 \varphi dV$$

再根据著名的¹⁶第一格林等式(Green's first identity):

$$\nabla \cdot (\phi \nabla \psi) = \phi \nabla^2 \psi + \nabla \phi \cdot \nabla \psi$$

我们再取 ϕ, ψ 都为 φ , 从而:

$$\varphi \nabla^2 \varphi = \nabla \cdot (\varphi \nabla \varphi) - (\nabla \varphi)^2$$

带入以上积分, 我们得到:

$$\begin{aligned} I &= \frac{\epsilon_0}{2} \int_V (\nabla \varphi)^2 dV - \frac{\epsilon_0}{2} \oint_{\partial V} \varphi \nabla \varphi \cdot dA \\ &= \int_V \frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{E}^2 dV + \frac{\epsilon_0}{2} \oint_{\partial V} \varphi \mathbf{E} \cdot dA \end{aligned}$$

我们总是考虑电荷分布有限的情况. 此时最初的积分体积只要包含所有电荷即可, 那么我们最后得到的这个恒等式就十分的有意思,, 它将一个体系的相互作用转化为了一个量的体积分和另一个量在包含所有电荷的面上的面积分的形式. 我们如果取体积为无穷大的全空间, 那么考虑到随着远离电荷体系 R 处 φ 以至多 $\frac{1}{R}$ 的方式衰减 (若体系总电荷量为零则衰减更加剧烈), 而 \mathbf{E} 以至多 $\frac{1}{R^2}$ 的方式衰减, 而积分面积以 R^2 的方式增加, 故整个积分以至多 $\frac{1}{R}$ 的方式衰减, 在无穷远处这个积分的第二项就会趋于零.

从而我们得到了:

$$I = \int \frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{E}^2 dV$$

从而发现相互作用能可以用场来定域地计算. 电场的能量密度(energy density) 为:

$$w_e = \frac{\epsilon_0}{2} \mathbf{E}^2$$

场的能量不再由电荷造成, 而是由场自己的场强去定义, 以后还会进一步证明, 场在一点处对电荷有力的作用, 将会使场的动量密度发生改变, 而对电荷有做功, 将会影响这一点处的能量密度.

1.4 电荷体系

讨论若干电荷体系对于之后问题的理解是大有帮助的. 这些包括:

1.4.1 电偶极子

我们都应该知道一个电荷体系如果带电, 那么尽管在离电荷体系很近处电场分布不均匀, 但离开分布电荷足够远处的场强却总是趋于一个点电荷的电场. 常见的情况发生在原子核中, 原子核由质子和中子组成, 质子带电而中子不带电. 原子核内电荷分布总是不均匀的, 但在考虑外界电子受力时总是将其产生的场视为库仑场. 这是因为电子典型半径: 波尔半径与原子核的尺寸比差了 5 个数量级. 在这个距离处电场完全可以看成是库仑场, 它与库仑场的偏离将作为一个可以忽略的小量而不去考虑.

但类似的, 我们将考虑到很多不带净电荷的电荷分布体系, 它们在近处产生一个不均匀的电场, 而在远处产生的电场

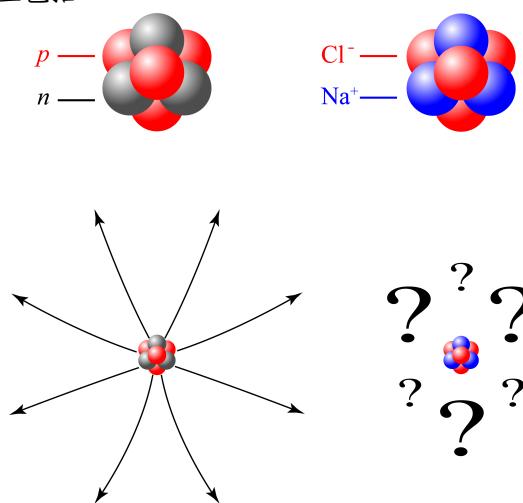


图 1.10: 远方的场

¹⁶而第二格林等式(Green's second identity) 在格林函数法解边值问题时将十分有用:

$$\nabla \cdot (\phi \nabla \psi - \psi \nabla \phi) = \phi \nabla^2 \psi - \psi \nabla^2 \phi$$

却总是存在着某些规律。这个问题有重要的实用价值。比如我们如果从 NaCl 晶体中取出一小块来，它的总电量总是为零，但由于晶体的变形等因素导致正负电荷产生的电场并不能完全抵消，这个电场将会与晶体的动力学耦合，极大地影响晶体的动力学特征。又比如很多分子实际上属于极性分子(polar molecule)，由于原子的电负性(electronegativity)差异，原子间的键合具有极性，在很多情形下一个原子对公用电子对的吸引能力更强，导致电子集中在一个原子一侧。从而负电荷的中心向这个原子位移。只要分子结构上的对称性不会使得键的极性不会相互抵消，整个分子就会显示出极性来，它是溶液中溶剂溶解机理的关键，也会影响物质的熔点、沸点、极化率等等关键的物理特性。

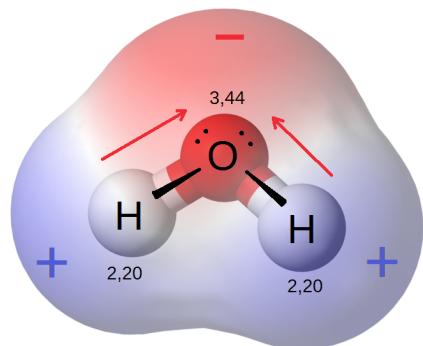


图 1.11: 水分子极性

所以我们关心总电荷量为零的体系在很远处产生的电场，理论上我们可以采取更完整的多极展开(multipole expansion)的做法，在很多情况下电偶极项(dipole term)成为了这种情形下的领头项(leading order)。我们定义小范围分布电荷体系中所有正电荷的“中心”和负电荷的“中心”：

$$\mathbf{r}_+ = \frac{\sum_{q_i > 0} q_i \mathbf{r}_i}{Q}, \quad Q = \sum_{q_i > 0} q_i$$

$$\mathbf{r}_- = \frac{\sum_{q_i < 0} q_i \mathbf{r}_i}{-Q}, \quad -Q = \sum_{q_i < 0} q_i$$

而体系的电偶极矩(dipole moment)就被定义为由负电荷指向正电荷的矢量：

$$\mathbf{d} = Q(\mathbf{r}_+ - \mathbf{r}_-)$$

或者写为：

$$\mathbf{d} = \sum_i q_i \mathbf{r}_i$$

求和遍及所有电荷，无论正负。由于总电荷量是零，不难验证这个矢量与坐标原点的选取无关，为了纪念物理学家德拜(P. Debye)在分子物理领域的相关开创性工作，它一般使用以德拜命名的单位，它是一个高斯制单位：

$$\begin{aligned} 1 \text{ D} &= 10^{-18} \text{ statC} \cdot \text{cm} \\ &= \frac{1}{299792458} \times 10^{-21} \text{ C} \cdot \text{m} \\ &= 3.34 \times 10^{-30} \text{ C} \cdot \text{m} \\ &= 0.208 \text{ e} \cdot \text{\AA} \end{aligned}$$

为何定义这样的一个矢量呢？我们考察在原点附近分布了一个电荷体系 $\{q_i, \mathbf{r}_i\}$ ，那么在很远处产生的电势应该为：

$$\varphi(\mathbf{r}) = \sum_i \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_i}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|}$$

而对于分母中的矢量的模，我们考虑到 $|\mathbf{r}| \gg |\mathbf{r}_i|$ ，可以做如下近似：

$$\begin{aligned} \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_i|} &= [(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i)^2]^{-\frac{1}{2}} = (\mathbf{r}^2 - 2\mathbf{r}_i \cdot \mathbf{r} + \mathbf{r}_i^2)^{-\frac{1}{2}} \\ &\approx (r^2 - 2\mathbf{r}_i \cdot \mathbf{r})^{-\frac{1}{2}} = \frac{1}{r} (1 - 2\frac{\mathbf{r}_i \cdot \mathbf{r}}{r^2})^{-\frac{1}{2}} \\ &\approx \frac{1}{r} (1 + \frac{\mathbf{r}_i \cdot \mathbf{r}}{r^2}) = \frac{1}{r} + \frac{\mathbf{r}}{r^3} \cdot \mathbf{r}_i \\ &= \frac{1}{r} + \frac{e_r}{r^2} \cdot \mathbf{r}_i \end{aligned}$$

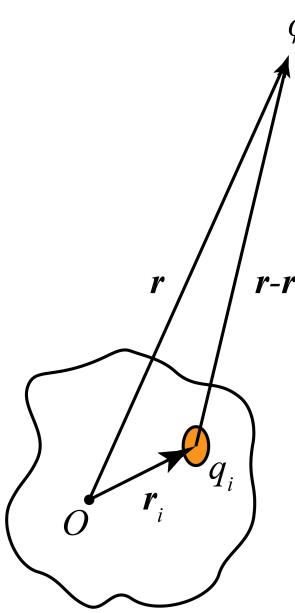


图 1.12: 偶极展开

代入求和表达式, 得:

$$\varphi(\mathbf{r}) \approx \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sum_i q_i}{r} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{e}_r \cdot \sum_i q_i \mathbf{r}_i}{r^2}$$

第一项求和由于总电荷量为零放弃了成为领头项的机会, 而第二项凸显了出来, 根据我们之前定义的电偶极矩, 它实际上就是:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{d}}{r^2} \quad (r \gg d)$$

我们取了等号, 条件是我们考察的点的矢径 r 远大于电荷分布的平均尺寸 d . 而理论上常常构造一种十分独特的体系, 我们让一对电量为 $+Q$ 与 $-Q$ 严格相等的点电荷相离 $\mathbf{r}_+ - \mathbf{r}_- = \mathbf{l}$, 再令 $Q \rightarrow \infty$ 而 $\mathbf{l} \rightarrow \mathbf{0}$, 而保持 $\mathbf{p} = Q\mathbf{l}$ 的值保持不变, 其极限就是抽象的模型: 点电偶极子(point dipole), 它在除原点外, 全空间产生的电势都可以用上式来表示. 这也是我们以后讨论的中心. 如果在点电偶所在空间建立球极坐标系, 而把电偶极矩矢量指向的方向作为极轴, 我们可以写出电势为:

$$\varphi(r, \theta) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p \cos \theta}{r^2}$$

这是一个与半径平方反比的电势, 它与角度有关. 利用球坐标下梯度算符的表示:

$$\nabla = \mathbf{e}_r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi}$$

我们计算出点电偶极子的电场来:

$$E_r(r, \theta) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2p \cos \theta}{r^3}$$

$$E_\theta(r, \theta) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{p \sin \theta}{r^3}$$

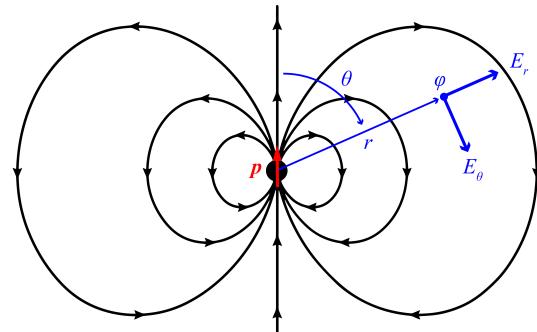


图 1.13: 点电偶极子的场

可见电场倒是三次反比了. 它比点电荷产生的场随距离减少地更快. 理论研究经常会把以上两个分量式组合为一个矢量式, 不难验证¹⁷

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{3(\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{p})\mathbf{e}_r - \mathbf{p}}{r^3}$$

如果考虑电偶极子在外场中的情形, 采用两电荷分布极限为点电偶极子的结果, 我们很容易发现它的电势能为:

$$E_p = Q(\varphi_+ - \varphi_-) = Q\mathbf{l} \cdot \nabla \varphi = -\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}$$

注意到根据电势能的含义, 这个能量是不包含构成电偶极子的两电荷之间的相互作用能的, 而在电偶极子在电场中发生位移的过程中我们也应该不能让电偶极子发生结构的改变: 即, \mathbf{p} 的大小不能改变, 但 \mathbf{p} 的方向, 位置都可以发生改变, 随着这两个剩余自由度发生变化, 电场对电偶极子做的虚功 $-\delta E_p = \delta[\mathbf{p} \cdot \mathbf{E}(\mathbf{r})]$ 就被理解为力矩与受力:

$$\delta \mathbf{r} = \mathbf{0}, \delta \mathbf{p} = \delta \boldsymbol{\theta} \times \mathbf{p}: -\delta E_p = \mathbf{M} \cdot \delta \boldsymbol{\theta} \Rightarrow \mathbf{M} = \mathbf{p} \times \mathbf{E}$$

$$\delta \mathbf{r} \neq \mathbf{0}, \delta \mathbf{p} = 0: -\delta E_p = \mathbf{F} \cdot \delta \mathbf{r} \Rightarrow \mathbf{F} = \mathbf{p} \cdot \nabla \mathbf{E}$$

其中表达式 $\mathbf{p} \cdot \nabla \mathbf{E}$ 的含义为取沿 \mathbf{p} 方向的矢量场 \mathbf{E} 的方向导数. 以后会提到导体或电介质颗粒将会在外电场下感应或极化出一个电偶极子来:

$$\mathbf{p} = \alpha \mathbf{E}$$

¹⁷这个表达式对原点以外的点适用, 如果考虑原点的奇异电场特性, 并引入狄拉克德爾塔函数(Dirac delta function), 则更准确的表达式为:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{3(\mathbf{e}_r \cdot \mathbf{p})\mathbf{e}_r - \mathbf{p}}{r^3} - \frac{\mathbf{p}}{3\epsilon_0} \delta^3(\mathbf{0})$$

把此式代入受力公式, 我们发现:

$$\mathbf{M} = 0 \quad ; \quad \mathbf{F} = \frac{\alpha}{2} \nabla E^2$$

这也就是我们常说的电场有能够吸引轻小物体的本领的解释, 我们发现这些小物体在外电场中的受力方向总是指向电场强度大小增加的方向的, 而与电场强度方向关系不大.

1.4.2 电荷密度

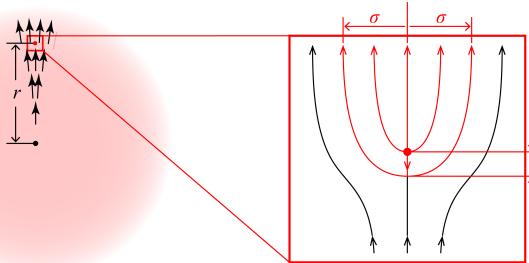


图 1.14: 连续分布点电荷产生平均电场

我们经常会用到连续分布的电荷这样的说法, 把电荷分布写成一个 $\rho(\mathbf{r})$ 的形式, 表示每一个体积元 dV 中含有的电荷量为 ρdV . 这种做法在分析理论问题时发挥了很重要的作用, 但是它却并不实际. 实际电荷分布在很小的尺度看来永远是不连续的, 经典情况下一般可以视为由基本电荷量的点粒子产生的. 那么正如前述, 在这样的情况下电荷密度被理解为:

$$\rho = \sum_i n_i q_i$$

更难理解的此时电场强度的定义. 让我们考虑一个均匀带点的球, 此时球外的电场强度自然可以简单的按 $\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0 r^2}$ 来计算. 若内部的电场若按照完全的连续电荷分布来计算, 给出了:

$$\mathbf{E} = \frac{\rho \mathbf{r}}{3\varepsilon_0}$$

的结果. 但这个结果忽略了电荷的离散性, 我们如果认为这个球是由电荷数密度为 n , 电荷量为 q 的大量点电荷构成. 那么设在半径为 r 处的电场与单个点电荷在距中心为 r' 处的电场相等. 我们可以得到:

$$\frac{nqr}{3\varepsilon_0} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 r'^2}$$

如果一个电荷的平均占据体积视为球体, 半径为 R , 那么电荷数密度与它的关系为:

$$n \cdot \frac{4}{3}\pi R^3 = 1$$

这样就得到:

$$\frac{r'}{R} = \sqrt{\frac{R}{r}}$$

或者用 r 区域内包含的电荷数量 $N = \frac{4}{3}\pi r^3 / \frac{4}{3}\pi R^3$, 得到:

$$r' = \frac{R}{N^{1/6}}$$

还有一种看法是考察一个电荷发出的电场线在远方形成匀强电场以后的截面:

$$\frac{nqr}{3\varepsilon_0} \cdot \pi \sigma^2 = \frac{q}{\varepsilon_0}$$

我们很容易发现:

$$\sigma = 2r$$

也就是说,离开中心区域越远,包含的总电荷数量越多,该处点电荷产生的电场相对与由内部大量电荷积累而来的大的几乎均匀的电场相比就足够地小.点电荷使得外电场偏离均匀的空间范围就远小于电荷与电荷之间的间距,使得电荷之间的空间就可以视为一个几乎均匀的场.

最后我们总结,在用堆放点电荷的方式来得到一个电荷密度时,尽管微观来看产生的电磁场仍然很不均匀,但我们可以抽象出来每一点的平均场强的概念.它的意义有二:一是下一节即将证明的该点局部微元体内电场的平均值.二是如果保证电荷密度不变电荷无限分散的极限情形下该点处的实际场强.它的算法依然是:

$$\mathbf{E} = \int_{V'} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\rho e_R}{R^2} dV'$$

而既然电场算法与真实的连续分布的电荷没有区别.电势,局部电荷受力体密度就仍然可以这样计算:

$$\varphi = \int \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\rho}{|R|} dV' , \quad \mathbf{f} = \rho \mathbf{E}$$

1.4.3 极化强度

往往,平常状态下的物质的真实情况是,所有局部都不是由单一的点电荷单元堆积而成.就比如液体的水,它的重复单元是电中性的水分子.尽管电中性,对外表现出偶极子,在原场情况下近似为点电偶极子,便是其电势电场的领头项.故我们需要考虑的实际情况是:单位体积内有 $n(r)$ 个偶极矩为 $\mathbf{p}(r)$ 的点电偶极子.这里 \mathbf{p} 不会是常矢量,首先其方向往往随着空间位置逐渐在改变,而每个电偶极子的电偶极矩大小亦可能因为极化程度的不同而有所区别,下一章我们要介绍的位移极化就是这样的情形.我们将数密度 n 与电偶极矩 \mathbf{p} 相乘,得到单位体积内的电偶极矩,即**极化强度**(polarization density):

$$\mathbf{P} = np$$

对于连续情况,我们发现电势应该用电偶极子的电势进行体积分来得到:

$$\varphi = \int \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{e}_R}{R^2} dV' , \quad \mathbf{R} = \mathbf{r} - \mathbf{r}'$$

然而我们发现以下等式是成立的:

$$\begin{aligned} \nabla' &= e_x \frac{\partial}{\partial x'} + e_y \frac{\partial}{\partial y'} + e_z \frac{\partial}{\partial z'} \\ \nabla' \cdot \frac{\mathbf{P}}{|R|} &= \frac{\nabla' \cdot \mathbf{P}}{|R|} + \mathbf{P} \cdot \nabla' \frac{1}{|R|} \\ \nabla \frac{1}{|R|} &= \nabla \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = -\frac{\mathbf{r} - \mathbf{r}'}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|^3} = -\frac{\mathbf{e}_R}{R^2} , \quad \nabla' \frac{1}{|R|} = \nabla' \frac{1}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} = -\frac{\mathbf{r}' - \mathbf{r}}{|\mathbf{r}' - \mathbf{r}|^3} = \frac{\mathbf{e}_R}{R^2} \\ \Rightarrow \quad \frac{\mathbf{P} \cdot \mathbf{e}_R}{R^2} &= \nabla' \cdot \frac{\mathbf{P}}{|R|} - \frac{\nabla' \cdot \mathbf{P}}{|R|} \end{aligned}$$

这样我们就得到在区域 V' 内存在极化矢量 \mathbf{P} 时在全空间产生的电势的公式:

$$\begin{aligned} \varphi &= \int_{V'} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} (\nabla' \cdot \frac{\mathbf{P}}{|R|} - \frac{\nabla' \cdot \mathbf{P}}{|R|}) dV' \\ &= \oint_{\partial V'} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\mathbf{P} \cdot dA'}{|R|} + \int_{V'} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{-\nabla' \cdot \mathbf{P} dV'}{|R|} \\ &= \oint_{\partial V'} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sigma_P dA'}{|R|} + \int_{V'} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\rho_P dV'}{|R|} \end{aligned}$$

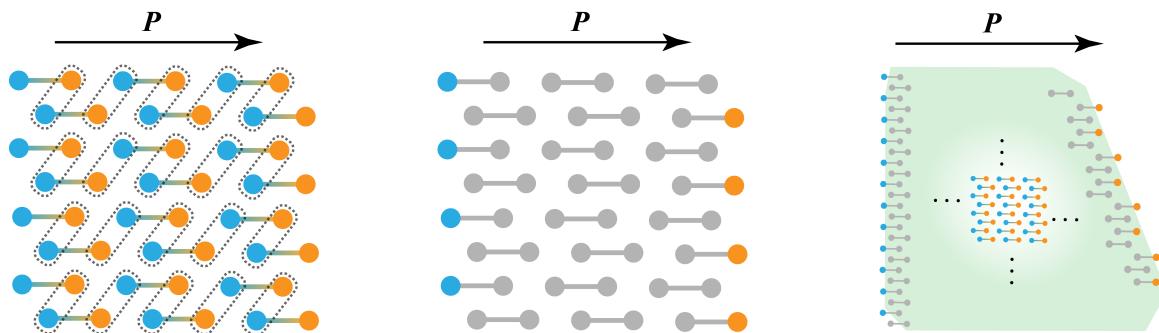


图 1.15: 极化强度导致表面电荷分布

从以上表达式看得出来,最后电势有一种等效的求法,就是认为在体内有一个 $\rho_P = -\nabla' \cdot \mathbf{P}$ 的电荷密度分布,而认为在体表面的面元 dA 上带有面电荷 $dQ = \mathbf{P} \cdot d\mathbf{A}$,或者认为有面电荷密度 $\sigma_P = \mathbf{P} \cdot \mathbf{n}$,其中 \mathbf{n} 为体积表面的外法向量.与其说这是一种等效,不如说这只是对实际情况的另一种理解.如上图所示,这是一块均匀极化的介质,我们这样理解介质表面上会出现的电荷:对介质内部的电荷进行合适的分组使得一对一对的正负电荷产生的场互相抵消.这样便只剩下了表面的电荷能产生场了.在几何学上不难证明,如果电偶极子长 l ,两电荷为 q ,体密度为 n ,那么在与极化矢量平行的方向看两端未配对电荷的面密度恰好为 $\sigma = nql = np = P$.再考虑面可能的倾斜便容易发现以上极化电荷面密度 σ_P 的公式.类似地,体电荷密度 ρ_P 对应于沿某方向的 \mathbf{P} 分量在变化的情形.具体的物理图像也请读者加以分析与思考.

我们有把握预期空间各处的电场强度的公式,也可以通过上述方式等效,毕竟我们可以通过电势计算电场:

$$\mathbf{E} = \oint_{\partial V'} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\sigma_P dA'}{|\mathbf{R}|^2} \mathbf{e}_R + \int_{V'} \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\rho_P dV'}{|\mathbf{R}|^2} \mathbf{e}_R$$

然而,若要开始考虑电偶极子在场中受到的外力,那就势必要考虑连续分布的电荷体系产生的电场和微观非均匀分布的电荷体系的局部场之间的区别.我们会惊人地发现以上电场只能作为平均意义上的**宏观场**(macroscopic field) 而区别于电偶极子具体感受到的**局部场**(local field).首先让我们来计算一个概念,一个球体内的平均场强

第二章 导体与介质

2.1 导体与静电平衡

2.1.1 导体特点

微观地看,物质由原子或分子等组成,其中导电现象通常发生在不同情况下:

1. 真空导电:一般不会说真空具有导电性(conductive),因为真空中是没有载流子(charge carrier)的.的确,在阴极射线管(cathode ray tube)中,加热一个阴极,并辅以合适的偏置电压可以造成真空中的电流.或是用一束能量足够的光子去轰击金属表面造成电子逸出,甚至纯粹由于阴极表面尖处十分强的电场导致电子直接克服逸出功发射出来.三种现象分别称为热发射(thermionic emission),光电效应(photoelectric effect)与场发射(field emission).这种电荷的定向移动现象被统一地称为输运现象(transport phenomenon).由于真空输运的独特性质,比如电子不会受到散射,平均自由程远大于仪器尺寸,与凝聚态物理中的一些概念对应,这被称为弹道输运(ballistic transport).
2. 绝缘体漏电:大多数非金属晶体,或是不含离子的液体与气体,原子核在晶体中都限制在点阵格子的特定位置,在气体,液体中则没有特定位置.电子分为两类,,一类是原子的内层电子,它极为稳定地存在于原子周围,离子晶体中的几乎完全被阴离子夺取的电子也属于这种情况.它们与原子核一起构成原子实(atomic core).而价层电子(valence shell electron),它们用来成键,将原子连接形成分子或者晶体,一般被定域在原子间的特定区域.所有这些电子的特点都是束缚态(bond state).它们不能在介质中自由传导,一个电子的区域到另一个电子的区域间存在势垒(potential barrier),经典物理认为电子的动能不足以穿过这些势垒.但是,量子理论则认为电子的波函数可以通过隧道效应(tunnelling)以小概率在不同区域间转移.这就为有电场的情况下电荷的平均定向移动提供了可能.这种现象称为漏电(leakage).
3. 绝缘体击穿:在十分高的电场下,原子与原子间的典型电压将大于阻碍电子转移的势垒,或是分子中显不同电性的部分之间.此时电子在本质上可以视为在

2.2 电像法

2.3 电介质

2.4 再议静电能

第三章 稳恒电流

3.1 稳恒电流描述与形成

3.1.1 德鲁特模型

电荷的定向移动形成电流(current). 就好像一缸气体在慢慢挪动那样, 电荷的定向移动并不是纯粹的匀速运动, 而是与无规则的热运动相叠加. 1900 年前后德鲁特 (P. Drude) 和洛伦兹 (H. A. Lorentz) 等人提出德鲁特模型(Drude model) 来解释金属中的导电现象. 主要观点是金属内部自由运动的电子类似于理想气体那样做自由的运动, 称为自由电子气(free electron gas). 我们用电子电量 $-e$, 质量 m , 电子数密度 n , 和弛豫时间(relaxation time) τ , 平均速度 v 来表示其特征. 弛豫时间就是电子做匀速直线运动, 与原子实两次碰撞之间的平均间隔时间. 与之相关的另一个量还可以是平均自由程(mean free path) λ . 容易想像, 典型的情形是, 常温下电子的平均速度是和气体分子的平均热运动速度那样, 一个非常巨大的速度, 而金属原子之间的距离又是那么地短, 导致电子发生十分频繁的碰撞. 而如果在金属中加一个电场 E , 它在两次碰撞内是只可以让电子速度改变一个十分微小的量的:

$$\mathbf{a} = -\frac{e\mathbf{E}}{m}$$

$$\mathbf{v}(0) \rightarrow \mathbf{v}(t) = \mathbf{v}(0) + \mathbf{a}t \rightarrow \mathbf{v}(\tau) = \mathbf{v}(0) + \mathbf{a}\tau$$

我们根据统计力学的思想, 计算在某一时刻电子速度对所有电子取热平衡分布的平均:

$$\mathbf{u} = \langle \mathbf{v} \rangle = \langle \mathbf{v}(0) + \mathbf{a}t \rangle = \mathbf{a}\tau$$

上式 t 代表距离上次碰撞每个电子幸存的时间. $\mathbf{v}(0)$ 代表上次碰撞后其速度. 一方面, 认为碰撞使得电子速度完全随机分布, 平均的结果为零. 另一方面, 认为电子的碰撞是一个泊松过程, 其碰后幸存时间的概率分布是一个指数分布:

$$p(t) = e^{-\frac{t}{\tau}}$$

从而平均的 t 为

$$\langle t \rangle = - \int_0^\infty t dp = pt|_0^\infty + \int_0^\infty e^{-\frac{t}{\tau}} dt = \tau$$

最后结合电流密度为:

$$\mathbf{j} = -nev$$

我们得到:

$$\mathbf{j} = \frac{ne^2\tau}{m}\mathbf{E}$$

的结果. 称为微观欧姆定律(microscopic Ohm's law), 其中系数被称为电导率(electrical conductivity):

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m} ; \quad \mathbf{j} = \sigma\mathbf{E}$$

十分值得指出的是,作为德鲁特模型的另一个重要结论,金属的热导率(thermal conductivity)在理论中也可以给出一个估计值.我们都应该知道金属比绝大多数其他固体都拥有好得多的导热性能.这可以用热导率与傅里叶热传导定律(Fourier's law of thermal conduction)来描述:

$$\mathbf{q} = -\kappa \nabla T$$

其中 \mathbf{q} 为热流密度, κ 即为材料的热导率.水常温下热导率只有 $0.591\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$,但纯的铜却能够达到 $401\text{W}/(\text{m}\cdot\text{K})$.金属的高热导率全都得益于轻盈的电子气,它能够迅速地把局部的热运动加剧传导开来.类比理想气体的非平衡态统计方法,我们给出:

$$\kappa = \frac{1}{3}nv\lambda c$$

式中 c 为每个电子的动能与温度的比.利用 $\lambda = v\tau$, 我们把热导率和电导率做比,便可以把较难确定的散射弛豫时间消去,得到:

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \frac{mv^2c}{3e^2}$$

德鲁特模型认为,作为类似于理想气体的电子气,理应有:

$$c = \frac{3}{2}k \quad ; \quad \frac{1}{2}mv^2 = \frac{3}{2}kT$$

从而得到:

$$\frac{\kappa}{\sigma T} = \frac{3}{2}\left(\frac{k}{e}\right)^2$$

历史上金属热导率和电导率的比值与温度相关的现象很早就被人们发现,一般温度升高时电导率会有十分明显的下降,也就是金属的电阻会上升.小灯泡在未发光时与正常发光时电阻就经常有 2 倍左右的差距.而 1853 年魏德曼 (G. Wiedemann) 和弗朗茨 (R. Franz) 观察到不同金属虽然导电导热性能差距悬殊,室温下两者之比却接近一个常数,称为魏德曼-弗朗茨定律(Wiedemann-Franz's law).而洛伦茨 (L. Lorenz)¹ 在 1872 则把这一经验规律确定到常数与绝对温度成正比的形式.最后德鲁特电子论将这个常数以微观常数的形式确定下来,等式右边现在约为 $1.11 \times 10^8 \text{W}\cdot\Omega/\text{K}^2$, 这与实验结果数量级是一致的,但却差了约 2 倍.真实的值被称为洛伦兹常数(Lorentz number):

$$\frac{\kappa}{\sigma T} = L = \frac{\pi^2}{3}\left(\frac{k}{e}\right)^2 = 2.44 \times 10^8 \text{W}\cdot\Omega/\text{K}^2$$

这个理论很成功,但最后的结果的不符合让人感到疑惑.还有一个令人感到疑惑的问题.就是对于电子气的电容.既然电子是完全独立于金属原子实的另一个热力学体系.按照经典统计物理.原子实的摩尔热容与离子晶体等类似,大概在 $3R$ 附近².而电子按只有平动自由度的理想气体考虑应贡献 $1.5R$ 热容.实验却否定了这一点,金属常温下热容仍然是在 $3R$ 附近.电子仿佛没有被热激发,然而电子又势必参与导热,因为金属的导热性能明显优于其他物质.那么以上推导过程中哪儿存在不合理之处?几年后到来的量子力学革命让人们认识到这一个经典模型从一开始就做了不止一个的与微观实际情况不符的假定,但又是十分巧合地,最终结果与真实值数量级自动一样了.

3.1.2 费米气观点 *

元素周期律引发了人们对原子核外电子排布规律的研究,人们惊奇地发现电子是费米子(fermion),符合泡利不相容原理(Pauli exclusion principle).这赋予电子独特的量子特性.具体来说,单位体积内如果电子数目越多,那么其最低平均能量就必须越大.因为能量最低的状态一旦被占据,其他电子就必须占据能量更高的状态,即使按照最低能量的方式去堆积(绝对零度时的行为),电子也将具有很高的平均能量.它符合类

¹注意,丹麦物理学家路德维希·洛伦茨 (Ludwig Lorenz)(1829-1891) 与荷兰物理学家亨德里克·洛伦兹 (Hendrik Lorentz)(1853-1928) 是两个不同的人.有一个方程以它们两人的名字共同命名:Lorenz-Lorentz 关系.

²即督龙-裴替定律(Dulong-Petit Law).

似位置-动量不确定性原理的反比率, 电子浓度的减小了单电子占据的位置尺度, 则它的动量就会增加, 从而根据色散关系 $p^2 = 2mE$ 其能量也会升高. 这一点使得我们去修改经典的德鲁特模型. 相应的量子气体称为费米气(Fermi gas).

定量计算费米气的特性需要考虑电子的波动本性. 我们暂时取金属为长宽高为 ABC 的长方体, 那么如果将 N 个电子倒入这个容器, 电子的数密度为:

$$n = \frac{N}{ABC}$$

让我们考虑一下电子对状态的填充, 长方体相当于一个谐振腔, 事实上给出了电子动量状态的量子化:

$$p_x A = ah, p_y B = bh, p_z C = ch$$

$$a, b, c \in \mathbb{N}$$

这是因为根据德布罗意关系 $p = \hbar k$ 而电子状态需要满足 $kL = 2m\pi$ 的缘故. 从而我们发现电子的三个方向的动量都是量子化的. 量子化的单位为:

$$\Delta p_x = \frac{\hbar}{A}, \Delta p_y = \frac{\hbar}{B}, \Delta p_z = \frac{\hbar}{C}$$

现在把 N 个电子倒入动量空间中, 那么电子在低温下将从最低能量态开始填充, 由于电子数目巨大, 最后电子将填充到能量为 ε_F 处. 这样的一个填满电子的动量空间中的球体称为费米海(fermi sea), 最终填充到的能量称为费米能级 ε_F , 对应的电子动量为费米动量 p_F . 注意到一个动量空间中的一个标志状态的坐标内部实际上有两个独立的状态, 它们表示即使这两个波的波矢 k 一样, 它们代表电子的自旋也不一样³. 从而我们写出:

$$2 \cdot \frac{4\pi p_F^3}{3} / (\Delta p_x \Delta p_y \Delta p_z) = N$$

从而得到:

$$p_F = \left(\frac{3Nh^3}{8\pi N} \right)^{\frac{1}{3}} = \left(\frac{3nh^3}{8\pi} \right)^{\frac{1}{3}}$$

在以上过程中总电子数和总体积被消去了, 最后电子堆积到的动量值仅仅取决于各处电子的数密度而成为了强度量. 这样一个由于泡利不相容原理所造成的动量值对应到速度上, 对一般金属估计约为 10^6 m/s . 而如果按非费米气计算, 热运动速度应为 $\sqrt{kT/m} \sim 7 \times 10^4 \text{ m/s}$, 我们发现经典结果是严重估计少了的. 但电子的热容又估计多了. 量子统计给出:

$$c = \frac{\pi^2}{2} k \cdot \frac{kT}{\varepsilon_F}$$

代入热导率公式, 得:

$$\frac{\kappa}{\sigma} = \frac{\pi^2}{6} \cdot \frac{mv_F^2}{\varepsilon_F} \cdot \left(\frac{k}{e}\right)^2 \cdot T$$

恰好, $\varepsilon_F = \frac{1}{2}mv_F^2$, 从而我们得到了正确形式的魏德曼-弗朗茨定律:

$$\frac{\kappa}{\sigma T} = \frac{\pi^2}{3} \left(\frac{k}{e}\right)^2$$

我们最后做一个经典德鲁特模型与量子费米气模型的比较. 两个理论都承认以下基本公式的成立:

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m}, \quad \kappa = \frac{1}{3}nv^2\tau c$$

³电子的微观描述是旋量波, 也就是二分量波函数, 具有两种可能的自旋.

先看电导率, 经典理论与量子理论对各个参数的估计除了 τ 其他都是一致的. 而经典更倾向于对 τ 的估计更小. 因为经典理论一般认为 $\tau = \lambda/v$, 而 λ 一般就按照原子实之间的平均距离来估计. 这一点之后就知道是不妥当的, 因为电子实际上可以在严格周期性的势能场中毫无散射的传播下去. 而使得电子能够被散射的其实是晶格的缺陷, 热振动等因素, 从而一般温度升高, τ 减小, 金属的导电性能就大大减弱. 这给出了金属电阻随温度升高而升高的结论. 这里经典理论对 λ 的过低估计恰好被对 v 的过低估计所抵消掉一部分, 从而最后 τ 的值在常温下差距也不大. 而对于热导率, 经典理论对 v 的过低估计又恰好被对 c 的过高估计修正, 精确到了仅仅相差一个常数, 除了经典理论说不清楚的 τ , 经典与量子的在数量级上是基本符合的.

值得一提, 热导率描述导热, 电导率描述导电, 而导电现象的附效应便是热产生. 也就是焦耳热(Joule heating). 微观的功率密度

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad , \quad w = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}$$

也即:

$$w = \sigma \mathbf{E}^2 = \rho \mathbf{j}^2$$

其中 **电阻率**(resistivity) ρ 为电导率的倒数. 上为**微观焦耳-楞次定律**(microscopic Joule-Lenz law).

3.1.3 能带论 *

费米气模型在量子力学迅猛发展的几十年后回头看又是过于 naive 了. 人们发现电子终究是在晶格间传播的波动, 如果原子实与背景的电子给出了严格的周期性的势能, 那么如果电子的总机械能小于最大势能, 那么就成为了束缚态, 限制在一个原子附近运动而成为原子实的一部分. 而如果电子守恒机械能大于最大势能, 就成为不受任何阻碍的传导态. 动能虽在运动中有所波动, 但绝不会越来越小. 描述电子的波函数称为**布洛赫波函数**(Bloch wave function). 而电子如何去填充怎样的能级? 布洛赫(F. Bloch)研究并发现了**能带论**(energy band theory) 来替代旧的费米气理论, 这个理论可以统一地描述导体与绝缘体.

能带论可以看成是电子在单原子外的束缚态特征与传导的自由电子气的特征的一种综合, 一方面电子在这样的一个周期性势场中的运动其守恒的机械能并不是可以取所有值, 而是分为可以连续取值的区间: **能带**(band) 与根本取不到的能量区间: **带隙**(gap) 所构成. 而电子作为波动用其所在的能带与波矢 \mathbf{k} 来描述. 其波矢方向的物理意义不再重要, 因为每一个态一般都代表某种驻波与行波的混合, 而每一个态附近的群速度则可以代表这个态代表的真实电子运动速度. 另一方面这些能带的结构又恰好对应到了单原子的束缚态能级. 这使得我们经常是一望某元素的单原子核外电子排布, 便能从其是否具有最外层电子读出这种元素单质是否能导电的信息.

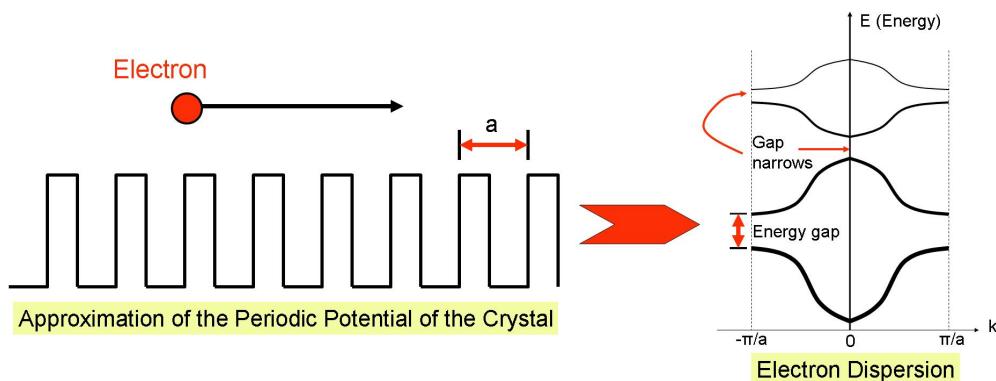


图 3.2: 电子在周期性势场中传播

某种原子形成晶体时, 电子从最低的能带开始填充, 内层电子填满了较低的那些能带, 它们不参与导电, 对应于原子实电子和在晶体共价键键合的价电子. 最外层电子较少的原子, 形成晶体时最后填充的那个能带没有填满, 或者虽然填满但与下一个能带在能量区间上重合而能够导电. 称为**导体**(conductor). 对应

的元素也就显示出明显的金属性⁴. 而若原子外层电子数目多, 则很有可能电子恰好填满一个能带后隔着一个能隙与空的上方能带相望, 则所有态都稳定不变, 材料所有电子都是束缚电子, 最后填充的那个满带称为**价带**(valence band), 代表原子间成共价键的价电子所在的能带. 而上方的那个空带称为**导带**(conduction band). 意为一旦这个带中存在电子则会大大改善其导电性能. 此时元素体现出非金属性, 一般形成的都是**绝缘体**(insulator). 而在金属元素与非金属元素分界处则存在很多的**类金属**(metalloid), 它们形成的晶体虽然与绝缘体一样, 在最低能量时恰好把价带排满, 而隔着一个带隙与空的导带相望. 但带隙很小 (小于4eV), 导致常温的热激发和掺杂, 抑或是光照激发都将在导带中激发大量载流子而具有可观的导电性能. 这些材料称为**半导体**(semiconductor).

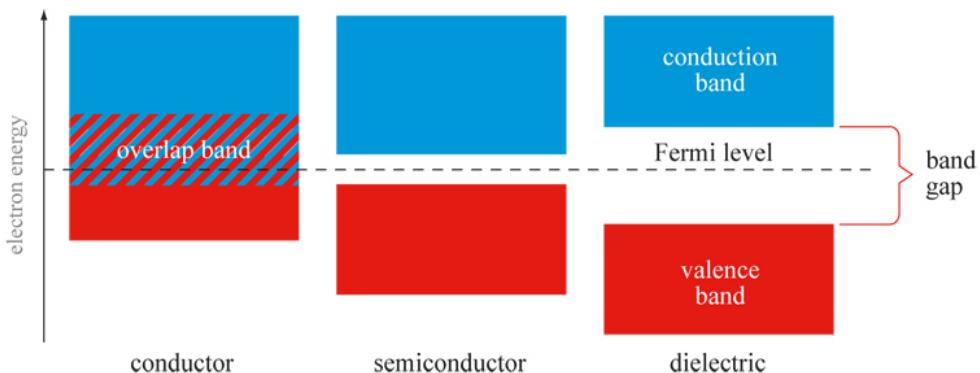


图 3.3: 能带与导电性

1 H															2 He		
3 Li	4 Be																
11 Na	12 Mg																
19 K	20 Ca	21 Sc	22 Ti	23 V	24 Cr	25 Mn	26 Fe	27 Co	28 Ni	29 Cu	30 Zn	31 Ga	32 Ge	33 As	34 Se	35 Br	36 Kr
37 Rb	38 Sr	39 Y	40 Zr	41 Nb	42 Mo	43 Tc	44 Ru	45 Rh	46 Pd	47 Ag	48 Cd	49 In	50 Sn	51 Sb	52 Te	53 I	54 Xe
55 Cs	56 Be		72 Hf	73 Ta	74 W	75 Re	76 Os	77 Ir	78 Pt	79 Au	80 Hg	81 Tl	82 Pb	83 Bi	84 Po	85 At	86 Rn
87 Fr	88 Ra		104 Rf	105 Db	106 Sg	107 Bh	108 Hs	109 Mt	110 Ds	111 Rg	112 Cn						
57 La	58 Ce	59 Nd	60 Nd	61 Pm	62 Sm	63 Eu	64 Gd	65 Tb	66 Dy	67 Ho	68 Er	69 Tm	70 Yb	71 Lu			
89 Ac	90 Th	91 Pa	92 U	93 Np	94 Pu	95 Am	96 Cm	97 Bk	98 Cf	99 Es	100 Fm	101 Md	102 No	103 Lr			

图 3.4: 金属, 类金属与非金属元素

那么能带论如何给出电导率的计算公式? 仍然是:

$$\sigma = \frac{ne^2\tau}{m}$$

与上一个费米气模型区别在于一点, 就是这里的 m 不再是电子的**裸质量**(bare mass), 而是由于与周期性势场相互作用, 电子的色散关系(能量与波矢关系)被修正后给出的**有效质量**(effective mass). 即使对于金属, 这个质量与真实电子质量相差好几倍的现象也是十分普遍的.

⁴思考: 氢是否具有金属性? 参考https://en.wikipedia.org/wiki/Metallic_hydrogen.

3.1.4 惯性, 阻尼与回复力

在量子力学还未诞生的时期, 为了解释导体的导电, 绝缘体的介电现象, 并适用于任意交变电磁场在介质中的传播, 色散, 吸收与散射. 洛伦兹提出著名的洛伦兹模型(Lorentz model) 作为德鲁特模型的补充. 在这儿电子的惯性被重视, 电子与晶格的碰撞被简化, 可能的原子实对电荷的束缚被简化为线性回复你. 也就是洛伦兹用唯象的谐振子类比来解释电子在外场下的行为:

$$m\ddot{\mathbf{r}} + \gamma\dot{\mathbf{r}} + k\mathbf{r} = -e\mathbf{E}e^{i\omega t}$$

这个模型的解和它对应的各种特性我们将在光学教材里详细讲解. 在这里我们仅仅讨论导体中的自由电子, 故 $k = 0$. 与导体导电相关的两个因素为:

一是阻尼系数 γ . 在直流电场下平衡时稳定的电子速度为:

$$\dot{\mathbf{r}} = -\frac{e}{\gamma}\mathbf{E}$$

对比更加本质的德鲁特等导电模型的电导公式, 容易发现这个唯象系数与电导率和基本参量关系为:

$$\gamma = \frac{ne^2}{\sigma} = \frac{m}{\tau}$$

于是我们可以写出在导体上突然加一个不随时间变化的匀强电场后电子的运动的微分方程:

$$m\ddot{\mathbf{r}} + \frac{m}{\tau}\dot{\mathbf{r}} = -e\mathbf{E}$$

它的解为:

$$\dot{\mathbf{r}} = -\frac{e\mathbf{E}\tau}{m}(1 - e^{-\frac{t}{\tau}})$$

我们十分自然地发现定义电子碰撞的弛豫时间恰好与导体对电场响应的弛豫时间相吻合. 这一点稍微需要一些讨论和修正. 见下.

第二点我们来讨论表示电子惯性的质量 m . 正是它导致了衰减因子 $e^{-\gamma t/m}$, 从而造成电路对电场响应的弛豫. 但如果讨论电路的弛豫, 或者说电流的惯性, 有一点是被我们过低地估计了, 便是自感现象. 电荷的加速运动形成变化的电流, 从而与之相伴的是变化的磁场. 这个变化的磁场反过来给电流一个反向的作用力. 由于该力正比于加速度, 故等价于增加了载流子的质量. 这里的弛豫时间对应直流暂态电路中的 $\tau' = L/R$. 如果一定要理解为电子的惯性质量, 那么一般比电子的裸质量要大好几个数量级 $m^* \gg m$. 从而一般有电路弛豫时间 $\tau = m^*/\gamma$ 不等于微观碰撞弛豫时间.

纯粹的导体是否有回复力项? 显然在以上电子运动方程中不含这一项. 但注意到如果有回复力项, 即使外场为零电子也会做振动. 真实情况会发生这样的现象吗? 答案是会, 即等离子体振荡(plasma oscillation). 原因是电子相对于原子实的位移实际上在金属的表面累积了电荷分布, 从而在内部激发了电场. 由于频率很高, 一般要到紫外波段的频率, 我们可以完全忽略阻尼的影响. 当电子有位移 \mathbf{r} 时将形成极化强度⁵:

$$\mathbf{P} = -ner$$

我们考虑块状金属板⁶的集体等离子体振荡, 那么由于金属表面的累积电荷在金属内部形成的电场为:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_{in} = -\frac{\mathbf{P}}{\varepsilon_0} = \frac{ner}{\varepsilon_0}$$

代入原方程:

$$m^*\ddot{\mathbf{r}} = -e\mathbf{E} = -\frac{ne^2\mathbf{r}}{\varepsilon_0}$$

⁵显然此时“极化强度”描述的非极化电荷, 而是自由电荷.

⁶的确, 取不同形状的物体这个频率会有所不同.

从而得到谐振子方程. 振荡频率为:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{ne^2}{\varepsilon_0 m^*}} ; \quad \sigma = \varepsilon_0 \omega_p^2 \tau$$

最后我们考虑低频电磁波 (内部实际场强) 下金属的电子行为, 利用光学中讨论过的洛伦兹模型, 我们计算金属的复电容率, 最后得到:

$$\varepsilon_r(\omega) = 1 - \frac{\omega_p^2 \tau^2}{1 + \omega^2 \tau^2} ; \quad \sigma(\omega) = \frac{\sigma}{1 + \omega^2 \tau^2}$$

一般 $\omega_p \tau \gg 1$, 故低频下金属的介电常数实际上是绝对值很大的负数. 电导率随着频率的增加而减小.

3.1.5 稳恒电流与形成条件

作为电荷的流动, 电流密度与电荷密度间满足电荷守恒定律:

$$\nabla \cdot \mathbf{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

而所谓**稳恒电流**(steady current) 指的是一定区域内导电物质形成的电荷, 电场, 电流分布. 其中电流的分布不能随时间变化, 自然的结论是电荷密度分布也不能随时间变化. 否则将产生随时间变化的电场, 电场造成电流的变化. 即上式必有:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0 ; \quad \nabla \cdot \mathbf{j} = 0$$

即在稳恒电流中电流密度是一定没有散度的, 无头无尾的闭合曲线. 稳恒电流必须是**直流**(direct current) 而非**交流**(alternating current).

容易发现, 在稳恒电流中微观欧姆定律写成以下形式是不完整的:

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E}$$

在很多情况下, 上式并没有问题. \mathbf{E} 被理解为由电荷分布 ρ 形成的静电场⁷, 它是一定可以引入电势的:

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi$$

那么如果承认以上形式的微观欧姆定律就会引起矛盾: 电流线是环状闭合的, 电场线必须与电流线同向平行, 但电场线又不能是闭合的, 否则与静电场环路定理, 电势的可定义性矛盾. 实际上, 微观形式的欧姆定律必须被写成:

$$\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{K})$$

上式 \mathbf{K} 代表**非静电力场**(non-electrostatic field) 对电子产生的作用. 定义方式与电场量纲一致, 都是单位正电荷的受力. 这么写的不同之处就在于, 把驱动电流的力分成了两部分: 静电场 \mathbf{E} 是保守的, 可以引入势的, 在一个回路中不做功的, 不吞吐能量的场 (注意电流本身就会发热, 这不是场造成的而是电荷定向流动碰撞晶格造成的). 但非静电力就是源源不断做功驱动回路中电流流动的, 非保守的, 不能引入势来描述的场. 虽然不能引入电势来描述非保守力, 但可以用**电动势**(electromotive force) 来描述非静电力:

$$\mathcal{E}_\gamma = \int_{A \xrightarrow{\gamma} B} \mathbf{K} \cdot d\mathbf{r} ; \quad \mathcal{E}_\Gamma = \oint_\Gamma \mathbf{K} \cdot d\mathbf{r}$$

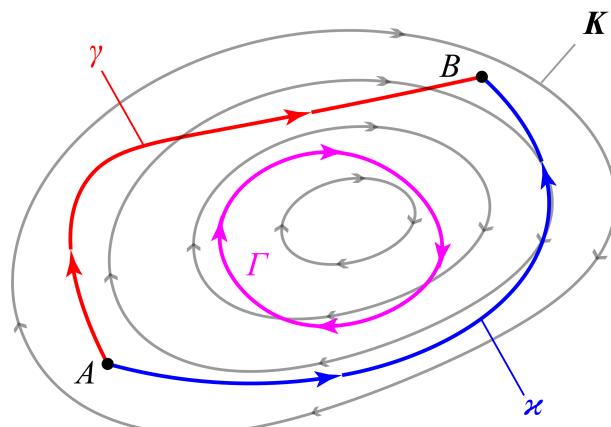


图 3.5: 非静电力场

⁷实际上, 不包括涡旋电场, 因为它被归于之后引入的非静电力. 换句话说, 这里的 \mathbf{E} 不再由静止电荷的受力 \mathbf{F}/q 去定义, 而是单纯根据静止电荷分布产生平方反比的电场叠加去定义.

不像对静电场的积分那样仅仅取决于端点,电动势与积分路径一一对应.回路电动势一般来说不为零,从而相同端点的两个路径电动势也不一定相等:

$$\mathcal{E}_\Gamma \neq 0 ; \quad \mathcal{E}_\gamma \neq \mathcal{E}_x$$

非静电力既然能够作用在电子上,其形式一般就是电磁力,万有引力,或是惯性力.磁场力对应**动生电动势**(motional emf),而由于变化的磁场激发的涡旋电场部分的电场力对应**感生电动势**(transformer emf).电子会受到引力,1967年Schiff指出电子会因为引力的原因聚集到金属的底部.而后Dessler提出了严格的考虑晶格在重力场下压缩与不均匀情况下的电子平衡情况.引力是很弱的保守力,对金属内部电荷体系的影响虽然很小但绝不是不可观测.而与引力类似的惯性力则可以人工制造出很大的数值,而且可以使它非保守.试想加速旋转一个线圈,那么在随晶体加速的参考系里电子受到的角向惯性力就和受到一个电场力造成的效果没有本质的区别.

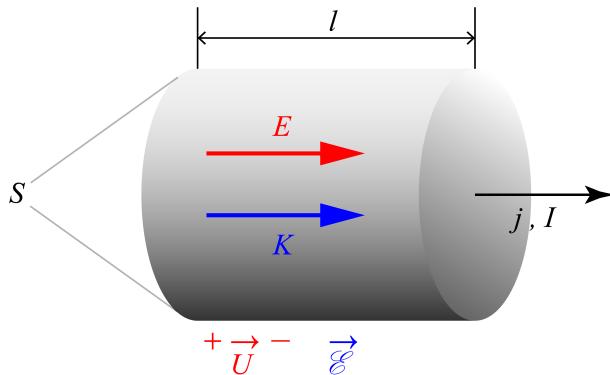


图 3.6: 宏观欧姆定律

还有一些电动势一般无法用非静电力描述.因为在一个回路中某些部分的确有能量的输入,但不是以作用在某些具体的电荷上的力的形式.而是更加广义的一些力作用在一些流上.例如温差电偶利用两种物质的电子的热扩散性质差异,从高温端吸取热量而驱动电流.化学反应更是源源不断地产生新的物质,利用反应的自发性而驱动物质做定向的移动形成电流.在这些抽象的场合,我们采用某段电路中移动单位电荷,外界向体系注入的能量来定义电动势:

$$\mathcal{E} = \frac{dW}{dQ}$$

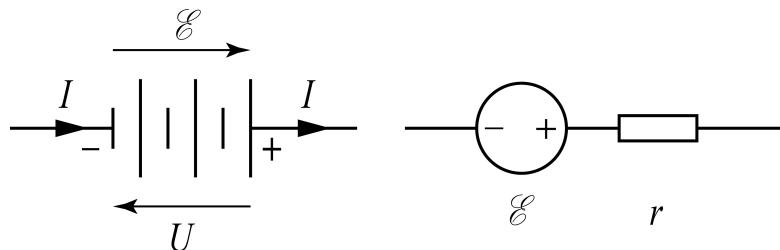


图 3.7: 电池的欧姆定律

最后,从微观到宏观,我们考虑一段长为 l ,面积为 S ,电阻率为 ρ 的导体上的欧姆定律:

$$E + K = \rho j$$

等式两边同时乘以 l ,把电流密度写成 I/S .得到:

$$U + \mathcal{E} = IR ; \quad R = \rho \frac{l}{S}$$

一般叫做部分电路的欧姆定律.而如果考虑**电池**(battery)的两端,正常工作时一般正极电压更高,故约定电动势与电压取相反的方向,电流则与电动势方向一致,却与电压方向反向:

$$U = \mathcal{E} - Ir$$

为一段含源电路的欧姆定律.此时我们把电池等效为理想电压源和一个定值电阻 r 的串联.电阻即为电池的**内阻**(internal resistance).

3.2 电路与电路方程

具体到直流电路中, 我们一般提供以下理想的电路元件:

3.3 电路分析基础

3.4 电路分析方法

3.5 半导体

第四章 静磁场

4.1 电流与磁场

4.2 两个定理与矢势

4.3 磁偶极子

4.4 磁介质与磁能

4.5 超导简介

第五章 电磁感应

5.1 动生电动势

5.2 感生电动势

5.3 自感与互感

5.4 法拉第电磁感应定律

第六章 麦克斯韦方程组

6.1 麦克斯韦方程组

6.2 平面电磁波

6.3 电磁场能量与动量

6.4 电磁波辐射

第七章 交流电路

7.1 代数与几何表示

7.2 常见电路

7.3 变压器

7.4 电能传输

第八章 光的干涉

8.1 标量波理论

标量波是指以下标量偏微分**波动方程**(wave equation) 的解:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A(\mathbf{r}, t) = 0$$

分别在直角坐标, 柱坐标, 球极坐标下用所谓的分离变量法可以得到一些正确的基础解¹:

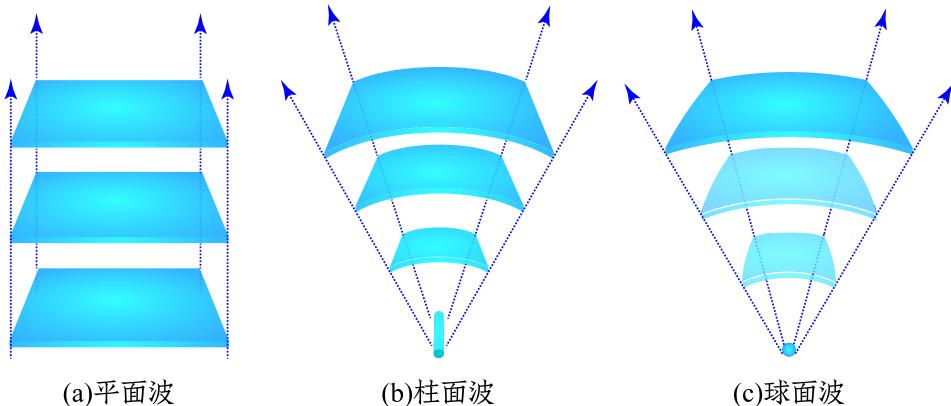


图 8.1: 三种典型的波

1. $A(\mathbf{r}, t) = A \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} + \phi)$

要求 $\frac{\omega}{|\mathbf{k}|} = c$. 此为传播方向为 \mathbf{k} 的平面行波.

2. $A(\mathbf{r}, t) = \frac{I}{\sqrt{\rho}} \cos(\omega t - k\rho + \phi)$

要求 $\frac{\omega}{|k|} = c$. $k > 0$ 时为向外传播的柱面行波, k 小于零则向内传播.

3. $A(\mathbf{r}, t) = \frac{I}{r} \cos(\omega t - kr + \phi)$

要求 $\frac{\omega}{|k|} = c$. $k > 0$ 时为向外传播的球面行波, k 小于零则向内传播.

容易发现, 以上波全都具有这样的形式:

$$A(\mathbf{r}, t) = |A|(\mathbf{r}) \cos(\omega t - \varphi(\mathbf{r}))$$

也就是说, 每个点的相位都在以共同的 ω 做等速率的增加, 代表一种同步的振动. 而振动幅度 $|A| > 0$ 是要由于波的传播特点和能量流动的连续性而缓慢变化的. 具体传播方向则看相位的梯度:

$$\mathbf{k} = +\nabla \varphi$$

¹以下三式都要求 $\omega > 0$, 数学上看 $\omega < 0$ 也没错, 但是利用三角函数的性质可以将 t 系数变号而不带来新的解.

在近似的意义上, $\frac{\omega}{|\mathbf{k}|} = c$ 是没有问题的. 而 c 便是波传播的速度. 在真空与介质 (写作 v) 中出现在光的波动方程中的 $\frac{1}{c^2}$ 中的 c 其实是:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} , \quad v = \frac{c}{n}, \quad n = \sqrt{\epsilon_r \mu_r} \approx \sqrt{\epsilon_r}$$

约等于符号是因为考虑到了透明光学介质一般磁性质不显著故 $\mu_r \approx 1$.

我们不是很推荐用三角函数来计算波动光学. 要写成复指数的形式, 而实际三角函数理解为它的有效的实部, 虚部是为了方便计算而添加的没有物理效应的. 而且波动光学统一约定, 利用三角函数的形式, 为相位增添一个负号, 使得光在同一刻沿传播方向相位是增加的, 改为:

$$A(\mathbf{r}, t) = |A|(\mathbf{r}) e^{i(\varphi(\mathbf{r}) - \omega t)} = |A|(\mathbf{r}) e^{i\varphi(\mathbf{r})} e^{-i\omega t} = A(\mathbf{r}) e^{-i\omega t}$$

在以后情形下我们都将把这种符号约定称为“光学符号约定”, 而以往的指数上的宗量随时间增加随传播方向减小的符号约定称为“电磁学符号约定”. 以上讨论就引出了复振幅 $A(\mathbf{r})$ 的概念. 而之前找到的各点振幅 $|A|$ 和 φ 现在就被整合在了一起, 作为复振幅的模与幅角:

$$|A|(\mathbf{r}) = |A(\mathbf{r})| , \quad \varphi(\mathbf{r}) = \arg A(\mathbf{r})$$

回过头来再看, 我们在解波动方程时, 实际上从一开始就没有必要认为该标量 $A(\mathbf{r}, t)$ 是一个实数, 在复数域内解, 也能够直接得到完全与上述等效一样的结果. 最后我们发现, 该复数标量场 $A(\mathbf{r}, t)$ 如果能够符合波动方程, 其实部与虚部也是能够分别满足波动方程的:

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A(\mathbf{r}, t) = 0 \Rightarrow \begin{cases} \left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \Re A(\mathbf{r}, t) = 0 \\ \left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \Im A(\mathbf{r}, t) = 0 \end{cases}$$

如果再要求这样的 $A(\mathbf{r}, t)$ 具有形式 $A(\mathbf{r}, t) = A(\mathbf{r}) e^{-i\omega t}$, 数学上也就是对变量 t 分离变量, 物理就意味着研究单色光的传播, 那么代入便会发现实际上 $A(\mathbf{r})$ 需要满足的对空间的方程为 **亥姆霍兹方程** (helmholtz equation):

$$(\nabla^2 + k^2) A(\mathbf{r}) = 0 , \quad k = \frac{\omega}{c}$$

这就是整个波动光学理论的核心方程. 在继续阐述之前我们先说说 A 指什么. 其实真空与线性介质 (不导电) 电磁场几乎每个量 (标势, 矢势, 电场, 磁场) 都是符合波动方程的:

$$A : \{\varphi, A_x, A_y, A_z, E_x, E_y, E_z, B_x, B_y, B_z\}$$

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) A(\mathbf{r}, t) = 0 , \quad (\nabla^2 + k^2) A(\mathbf{r}) = 0$$

所以作为复数的标量波理论就构成了光干涉, 衍射等波动光学课题的数学基础. 而且我们率先注意到其中的两点:

一是, 波动方程, 亥姆霍兹方程是线性方程, 也就是说, 如果两个光场都符合方程, 那么两个场直接逐点做标量加法得到的场也会自动符合方程. 这也就是之后干涉, 衍射操作的重要前提. 如果由于两个原因同时产生了两束光波, 那么只要写出各自的场, 加在一起便是整个体系现在的光场. 这就是双光束干涉时我们将会采取的做法.

二是, 平面波与球面波的重要性. 只要是行波, 在任意一点就可以按照平面波来近似. 如果取其 k 方向为 z 方向, 那么局部的光场为:

$$A(\mathbf{r}) = A e^{ikz}$$

但是旁边的点 (x_1, y_1) 的最佳平面波的近似却不一定平行于 z 轴, 它应该为:

$$A(\mathbf{r}) = A e^{i[k_z z + k_x(x - x_1) + k_y(y - y_1)]}$$

这下便有第一个近似条件了, 我们叫做**傍轴条件**(paraxial condition). 它要求光线传播方向与 z 轴夹一个小角度. 此时我们习惯把 x 和 y 方向方向余弦 $\cos \alpha_x, \cos \alpha_y$ 使用的约 90 度的角度 α_x, α_y 的余角记做方向角, 也就是说:

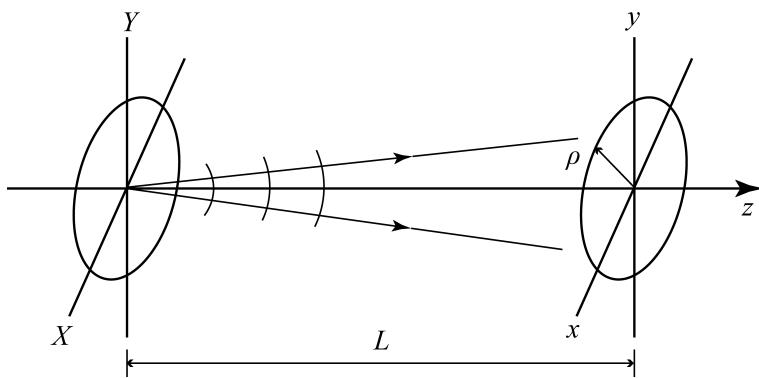


图 8.2: 球面波向平面波近似

$$\sin \theta_x \approx \theta_x = \frac{k_x}{k}, \quad \sin \theta_y \approx \theta_y = \frac{k_y}{k}, \quad k_z \approx \sqrt{1 - \theta_x^2 - \theta_y^2} k \approx k$$

在傍轴近似下, 以上以方向角 (θ_x, θ_y) 传播的平面波被方便地写为:

$$A(\mathbf{r}) = A e^{ikz} e^{i\phi} e^{ik(\theta_x x + \theta_y y)} = A' e^{ik(\theta_x x + \theta_y y)}$$

经常的, 我们只需要关心在像屏 $z = 0$ 上的场, 参考上图. 所以上式我们可以把不变的系数都统一写作 A' .

但是平面波却不总是好的近似, 我们已经发现了, 像上图那样, 如果在物屏 $z = -L$ 上原点 $X = 0, Y = 0$ 处有一点光源发出球面波, 那么光屏上 $(0, 0)$ 处和 (x_1, y_1) 处的近似公式就采取了不同的形式. 所以我们会寻求更好的球面波近似. 但且慢, 是不是任意情况下光场中的任意一点附近的场都能近似为一个球面波呢? 答案显然是否定的. 比如柱面波很显然就不能被近似为球面波, 因为其**波前**(wavefront), 即等相位面沿垂直于传播方向的一个方向弯曲而另一个方向却是平直的. 事实上球面波的光源是点, 柱面波的光源是线. 而介于柱面波与球面波中间的某种不对称波前就连光源都没法找到. 但是球面波的地位仍然是重要的. 这体现在两点上. 一是在真实的光路系统中, 点光源是切实存在且常用的. 此时物方到像方的点到点的消除了像差的理想成像是我们努力追求的方向. 故在这样的系统中光波的确一直都适合被近似为球面波, 而平面波也被当做一种光源在无穷远的特殊状态而处理. 二是, 若把波前上各个点当成是新的次波源向前发射出球面波而在前方相干叠加形成新的光场, 后面在衍射这一章我们数学上可以证明这就是计算光的传播的正确方式. 其中用到的球面波作为一种本质上重要的物理对象, 即**传播子**(propagator), 有着重要的物理地位.

故我们研究从物屏 $z = -L$ 的 (X, Y) 处传播到像屏 $z = 0$ 处 (x, y) 点的球面波的场:

$$\begin{aligned} A(x, y) &= \frac{I}{\sqrt{L^2 + (x - X)^2 + (y - Y)^2}} e^{ik\sqrt{L^2 + (x - X)^2 + (y - Y)^2}} \\ &= \frac{I}{L} e^{ikL} \left[1 + \frac{(x - X)^2}{L^2} + \frac{(y - Y)^2}{L^2} \right]^{-\frac{1}{2}} e^{ikL \left[\left[1 + \frac{(x - X)^2}{L^2} + \frac{(y - Y)^2}{L^2} \right]^{\frac{1}{2}} - 1 \right]} \end{aligned}$$

由于傍轴条件, 我们发现方向角 (u_x, u_y) , $u_x = \frac{x}{L}, u_y = \frac{y}{L}$ 和方向角 (U_x, U_y) , $U_x = \frac{X}{L}, U_y = \frac{Y}{L}$ 都是小量, 而传播到光屏上该点的光的方向角(k 方向)为 $(u_x - U_x, u_y - U_y)$. 仅考虑领头项, 把不随 x, y 变化的系数记为常数, 我们发现:

$$A(x, y) = A e^{\frac{1}{2}kL[(u_x - U_x)^2 + (u_y - U_y)^2]} = A' e^{ik\frac{x^2 + y^2}{2L}} e^{-ik\frac{Xx + Yy}{L}}$$

也就是说光屏上的波由两个相因子决定. 第一个是平方相关于 x, y 的 $\varphi_1 = k \frac{x^2 + y^2}{2L} = \pi \frac{x^2 + y^2}{\lambda L}$, 第二个恰好是平面波的相因子 $\varphi_2 = -k \frac{Xx + Yy}{L} = -k(U_x x + U_y y) = k(\theta_x x + \theta_y y)$. 就是说当点光源相对 $(x, y) = (0, 0)$ 从 $X < 0, Y < 0$ 的方向照过来能够在原点附近获得方向角为正的平面波场.

那么球面波能够被近似为球面波的条件也就不言自明了, 它要求第一个相因子的相位很小不干扰第二个相因子, 也就是 $\varphi_1 \ll \pi$, 也就是远场条件(farfield condition):

$$\rho^2 \ll \lambda L \Leftrightarrow L \gg \frac{\rho^2}{\lambda}$$

其实换一个角度理解这个条件, 如果远场条件被满足, 但是在这样的 ρ 内第二个相因子变化也非常小时, 整个 A 几乎就是常数, 这时候也形成不了有价值的光场, 所以我们如果要求 $\varphi_2 \gg \varphi_1$, 还能发现第三个条件 $X, Y \gg x, y$. 对于这个条件我们做这样的理解, 相位的绝对大小是没有观测效果的. 我们需要的其实是光束干涉时相位的差值. 故这其实是要求物屏的花样尺寸要远大于像屏上干涉花样的观测范围.

在远场条件不被满足的情况下, 考虑第一个相因子对第二个相因子的影响, 会造成干涉图样的扭曲与形变, 几何光学上会造成最基础的像差: 相散和散焦.

在介绍下两节具体的干涉之前, 对干涉的原理做一个简要的介绍是有必要的. 根据之前的介绍, 空间中如果同时存在两个光场:

$$A_1(\mathbf{r}) = |A_1|(\mathbf{r})e^{i\varphi_1(\mathbf{r})} ; A_2(\mathbf{r}) = |A_2|(\mathbf{r})e^{i\varphi_2(\mathbf{r})}$$

我们可以找到其单独存在时的光强, 一般来说, 光强为位置的缓变函数:

$$I_1(\mathbf{r}) = |A_1|^2 = A_1^* A_1 ; I_2(\mathbf{r}) = |A_2|^2 = A_2^* A_2$$

然而光场的叠加是有两种典型的方式的. 最常见的其实是非相干叠加(incoherent superposition). 此时出于下面要介绍的原因, 光强是可以逐点直接相加的:

$$I(\mathbf{r}) = I_1(\mathbf{r}) + I_2(\mathbf{r})$$

将自然界或人造的两束来源不同的光照在一次是无法观察到干涉花样的. 光的干涉条件比机械波干涉条件来的苛刻的多. 在某些细心制备的实验室条件下才能观察到干涉花样, 此时光场是相干叠加(coherent superposition). 在光学之中相干度是十分值得关注的. 我们将在之后的一节中集中讨论. 读者可能自然地认为相干叠加时为复振幅相加:

$$A(\mathbf{r}) = A_1(\mathbf{r}) + A_2(\mathbf{r})$$

但是其实无论非相干叠加还是相干叠加上式都适用, 那么是什么造成了两者的区别呢? 我们把上式模方求光强:

$$\begin{aligned} I(\mathbf{r}) &= A^* A \\ &= (A_1^* + A_2^*)(A_1 + A_2) \\ &= A_1^* A_1 + A_2^* A_2 + A_1^* A_2 + A_2^* A_1 \\ &= I_1 + I_2 + |A_1||A_2|e^{i(\varphi_2 - \varphi_1)} + |A_1||A_2|e^{i(\varphi_1 - \varphi_2)} \\ &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \end{aligned}$$

上式中出现的交叉项 $2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ 就叫干涉项(interference term). 它是关于位置的快变函数.乍一看这也未免太快了, 因为只要当空间位置改变一个波长, 相位 φ 就会有 π 的量级的改变, 这样干涉项在这个过程中就会有正负号的改变. 从而产生干涉花样. 在实际的干涉实验中, 合理的仪器设置可以使得这个空间特征长度被放大到人眼或助视仪器可以直接观测的程度. 从而这就是干涉实验的基础.

那么为什么对于非相干叠加情形我们直接去掉了干涉项. 那是因为在之前我们做把光场向标量复振幅简化的过程中去掉了公共的单色光时间演化项 $e^{i\omega t}$. 这并不是永远合理的做法. 真实光场由于后面要介绍的各种原因, 可以认为相位随时间的演化并不是完全线性增加的而是有随时间偏离期望值的方差越来越大的涨落. 从而两束并没有关联的自然光之间不同时刻同一点 \mathbf{r} 的相位差 $\delta = \varphi_2(\mathbf{r}) - \varphi_1(\mathbf{r})$ 是一个在随机涨落的数, 只要涨落够大, $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ 项的随时间平均就会总是趋近于零. 从而干涉现象也就消失了.

在以下的两小节中, 我们先不用关心相干性的问题, 认为不同光场的叠加总是有“完美的相干性”: 完全稳定的相位差. 我们会在不同干涉装置的介绍中去强调为什么总是能保证“完美的相干性”的成立.

8.2 分波面干涉

以下几种干涉装置一般统一归为分波面干涉(interference by dividing wave-front). 因为它们实现的核心思想都是让本来沿各个方向独立传播的波前的部分改变传播方式而在空间中产生交叠.

8.2.1 杨氏双缝干涉仪

历史上第一个挑战牛顿光的粒子说权威, 构想出更合理的光的波动说的假设并通过实验证明自己的想法的是谁? 那必然要归功于托马斯·杨(Thomas Young)².

8.3 分振幅干涉

8.4 偏振干涉

8.5 相干性

8.6 多光束干涉

²杨氏为英国博物学家, 也经常作为物理学家而介绍. 除了双缝实验, 也因为杨氏模量, 杨-亥姆霍兹三色视觉论, 杨-拉普拉斯和杨-杜普雷附加压强与接触角公式而闻名. 他还是杰出的语言学家, 比较了 400 种语言的词汇与语法. 并解密了一部分古埃及象形文字. 在音乐, 医学和神学等上也有贡献.

第九章 光的衍射

9.1 光栅与波带片

9.2 布拉格衍射

9.3 衍射积分公式

9.4 波前分析法

第十章 物理光学

10.1 经典色散理论

蓝天,白云,红太阳.在简单的自然现象中蕴含着光在传播过程中的另外一种典型的现象: **散射**(scattering).而散射却又是一个多么复杂的现象!要完全理解散射,我们得研究光的吸收与发射,因为光与物质中分子的相互作用其实本质上可以看成吸收与发射,这是**分子光学**(molecular optics)的研究范畴.其次,光在介质中的衰减(吸收),不同颜色的光折射率的不同(色散)其实都导致了一类散射现象(瑞利散射).但是还有不同的散射现象则表现出不用的特性,需要从更宏观或更微观的角度去建立新的理论来解释他们.

不同于以往在透明介质中的平面波传播,新的现象需要新的平面波模型.

10.1.1 复波矢与复折射率

我们在波动方程的解中引入复数是为了更好地描述振动形式的解.但这却忽视了另一种解的存在性.就是如果波矢 \mathbf{k} 本身亦为复数,由于同时又是一个矢量,可以表示为 $\mathbf{k} = \alpha + i\beta$.代入场的空间部分:

$$A(\mathbf{r}) = A_0 e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} = A_0 e^{-\beta \cdot \mathbf{r}} e^{i\alpha \cdot \mathbf{r}}$$

这就代表了一个沿 α 方向传播,沿 β 方向衰减的平面波.而 α 为波矢的实部, β 为波矢的虚部:

$$\alpha = \Re(k) ; \beta = \Im(k)$$

这种波可不可以真空中传播?出人意料的是这居然是可能的.因为如果代入真空中的亥姆霍兹方程:

$$\nabla^2 A + \frac{\omega^2}{c^2} A = 0$$

便会觉得这只需要要求:

$$\mathbf{k}^2 = (\alpha + i\beta) \cdot (\alpha + i\beta) = \frac{\omega^2}{c^2} \Rightarrow \alpha^2 - \beta^2 = \frac{\omega^2}{c^2}, \alpha \cdot \beta = 0$$

这样的波我们并不陌生,早在几何光学我们介绍光的全反射时便研究过另一侧界面中的隐失波场便是以上形式.更典型地,在 $a \times b$ 的矩形波导中传播的波满足:

$$(\frac{2\pi}{\lambda_x})^2 + (\frac{2\pi}{\lambda_y})^2 + (\frac{2\pi}{\lambda_z})^2 = \frac{\omega^2}{c^2}$$
$$\lambda_x = \frac{2b}{m}, \lambda_y = \frac{2a}{n}, m, n = 1, 2 \dots$$

此时在 x, y 方向的振动是驻波, z 方向传播的波则是行波. x, y 方向要形成驻波是因为在边界的导体上要符合相同的边界条件,所以或都是波腹,或都是波节.亦可以用同一个

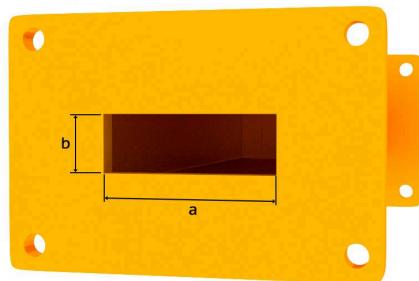


图 10.1: 矩形波导

平面波在侧面上的多次反射的叠加来理解这种兼具驻波和行波特质的场. 我们发现模式为 (m, n) 的波, 会有一个截止角频率 ω_c , 如果角频率低于此值使得波无法向前传播:

$$\omega_c = c \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2}$$

那如果在波导的起点的天线给出信号角频率 $\omega < \omega_c$ 会发生什么情况? 此时就是 z 方向波矢 k_z 变为虚数, 意味着波沿 z 方向不是传播而是衰减:

$$\mathbf{k} = \boldsymbol{\alpha} + i\boldsymbol{\beta}$$

$$\boldsymbol{\alpha} = \left(\frac{m\pi}{a}, \frac{n\pi}{b}, 0 \right) , \quad \boldsymbol{\beta} = \left(0, 0, \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2 - \frac{\omega^2}{c^2}} \right)$$

在真空中尚可以产生衰减的波¹, 更何况在各种介质中. 事实上, 描述光在介质中随着传播的距离而衰减的现象早有一经验公式, 即**比尔-朗博-布葛律**(Beer-Lambert-Bouguer law):

$$\frac{I(l)}{I(0)} = e^{-(\sum_i n_i \sigma_i)l}$$

其中 $I(0)$ 为在传播 l 前的光强, $I(l)$ 为在传播 l 后的光强. n_i 是构成介质的第 i 种分子的数密度, σ_i 为描述其吸收本领的**衰减截面**(attenuation cross section). 例如对大气来说主要的衰减因素就来自气溶胶, 干净的海水则能提供 200m 左右的透光带, 如果有的话, 浮游植物含有的光合色素是造成衰减的主要原因. 而对于强衰减性质的介质, 我们可以唯象地认为波在介质中的传播为:

$$|A(l)| = |A(0)|e^{-\beta l} \Rightarrow I(l) = I(0)e^{-2\beta l}$$

这样的选择是有道理的. 下以导电导致的损耗为例: 在不漏电介质中, 麦克斯韦关系本应为:

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \mathbf{0} \\ \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{H} - \varepsilon \mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mathbf{0} \end{array} \right.$$

这样便有:

$$v = \frac{c}{n} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon \mu}} , \quad k = \frac{\omega}{v} = \omega \sqrt{\varepsilon \mu}$$

但是, 如果介质漏电, 且符合 $\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}$, 那么以上方程就改写为:

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} + \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \mathbf{0} \\ \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{H} - \varepsilon \mu \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \mu_0 \sigma \mathbf{E} \end{array} \right.$$

¹事实上, 只需要亚波长的结构便可造成衰减.

对最后一个式子所引发的不同在光学情况下是很好处理的. 因为单色光总是具有固定的频率 ω , 那么其实以上式子无非是把 $\frac{\partial}{\partial t}$ 变成 $-i\omega$. 在磁导率被认为几乎等于真空磁导率的情形下, 这相当于说:

$$\left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} - i\omega \mathbf{H} = \mathbf{0} \\ \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{H} + i\omega \varepsilon \mu \mathbf{E} = \mathbf{0} \end{array} \right. \xrightarrow{\varepsilon \rightarrow \varepsilon + i\frac{\sigma}{\omega}} \left\{ \begin{array}{l} \nabla \cdot \mathbf{E} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} - i\omega \mathbf{H} = \mathbf{0} \\ \nabla \cdot \mathbf{H} = 0 \\ \nabla \times \mathbf{H} + i\omega \varepsilon \mu \mathbf{E} - i\sigma \mu \mathbf{E} = \mathbf{0} \end{array} \right.$$

所以对于漏电介质², 通常会有复电容率(complex permittivity) 的说法³, 它就是以上把电容率和电导率合并以后的新的复常数, 用它第四个方程就与真空中的方程没有任何区别了, 除了系数是一个复数:

$$\varepsilon' = \varepsilon + i\frac{\sigma}{\omega} : \quad \nabla \times \mathbf{H} + i\omega \varepsilon' \mu \mathbf{E} = \mathbf{0}$$

这样一个方程的解是可以完全照搬之前的解的, 因为数学上可以证明复数解具有可解析延拓(analytic continuation) 的特性. 从而容易发现, 复波矢就变为:

$$\mathbf{k}^2 = \omega^2 \varepsilon' \mu$$

这样就得到:

$$\alpha^2 - \beta^2 = \omega^2 \varepsilon \mu, \quad 2\alpha \cdot \beta = 2\alpha \beta \cos \theta = \omega \sigma \mu > 0$$

此时传播波矢 α 与衰减波矢 β 就不一定要垂直了, 它们必须夹锐角, 也就是说, 如果电磁波在漏电介质或者导体中传播, 沿传播方向必须要衰减. 我们最后引入光学中使用最多的复折射率(complex refraction index), 按照原来的看法它意味着 $k^2 = n^2 k_0^2 = n^2 \frac{\omega^2}{c^2} = \frac{\omega^2}{v^2}$. 现在要更小心些, 因为 $\mathbf{k} = \alpha + i\beta$ 已经包含两个不贡献的波矢部分. 故我们先对以下表达式开方:

$$\alpha^2 - \beta^2 + 2i\alpha\beta \cos \theta = \omega^2 \varepsilon' \mu$$

$$\Rightarrow \sqrt{\alpha^2 - \beta^2 + 2i\alpha\beta \cos \theta} = n \frac{\omega}{c} = (n_1 + i n_2) \frac{\omega}{c}$$

通过以上两式对比, 我们能得到两个方面. 第一是复折射率实部 n_1 与虚部 n_2 分别是这样依赖于相对介电常数 $\varepsilon_r = \varepsilon/\varepsilon_0$ 和电导率 σ 的:

$$n_1 = \sqrt{\varepsilon_r} \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon^2} + \sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon^2}} \right)}$$

$$n_2 = \frac{\sigma}{\sqrt{\varepsilon_r} \omega \varepsilon_0} \cdot \sqrt{\frac{1}{2} \left(1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon^2} + \sqrt{1 + \frac{\sigma^2}{\omega^2 \varepsilon^2}} \right)^{-1}}$$

第二组关系式如果已知了介质的两个折射率, 那么在介质中传播的波的两个波矢 α 和 β 需要满足的关系为:

$$\alpha^2 - \beta^2 = (n_1^2 - n_2^2) \frac{\omega^2}{c^2}$$

$$\alpha \beta \cos \theta = n_1 n_2 \frac{\omega^2}{c^2}$$

只有当 $\theta = 0$ 才恰有:

$$\alpha = n_1 \frac{\omega}{c}, \quad \beta = n_2 \frac{\omega}{c}$$

²即使不漏电, 也会由于有损耗而等效于有复电容率.

³对于普通的导体, 也一样可以讨论复电容率, 或者更常见地, 复电导率(complex conductivity). 它不仅包含由于原子实部分极化导致的电容性, 还要包含由于电子运动惯性导致的电感性.

10.1.2 经典电子论的解释

下面我们来介绍历史上发挥了重要作用的经典电子论。它虽然不够精确但物理图像十分重要。

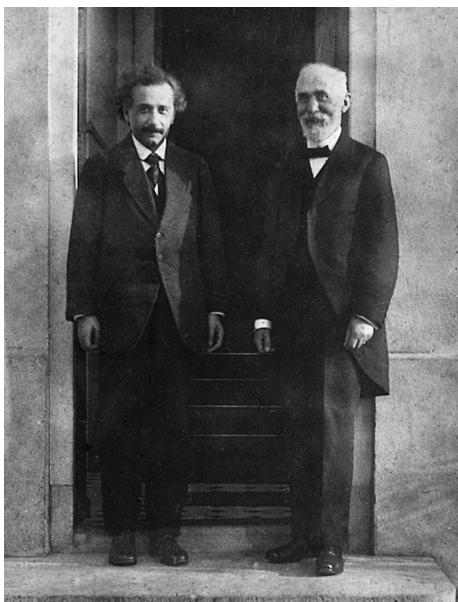


图 10.2: Einstein 与 Lorentz

历史上虽然电子作为粒子的发现是 1897 年汤姆孙 (J. J. Thomson) 的工作。但是早在半个世纪前人们就开始逐渐相信物质由两种带电粒子构成并在导电时可以移动的模型了。人们用这样的模型去想象输运现象, 电磁感应, 热电耦合等现象并取得了丰硕的成果, 经典电磁学早在 1860 年代便在麦克斯韦 (J. C. Maxwell) 的工作中达到顶点进入尾声。剩下来的几十年时间历史让位给了洛伦兹 (H. A. Lorentz), 洛伦兹对电磁学的贡献是深远的。他承前人之大成, 讨论电磁场与电磁介质的相互作用, 讨论电磁学原理与古老的伽利略式相对性原理的结合; 又开近代物理之先河, 电子论自然地导向了量子理论, 而电磁学又自然地促成了狭义相对论的诞生。事实上, 早年间狭义相对论在学界被介绍时便是以洛伦兹和爱因斯坦这一对忘年交命名的洛伦兹-爱因斯坦理论。

电子, 这样一个基本粒子可以说是妇孺皆知的概念, 它带一个单位的负电荷, 其基本参数为:

$$e = 1.602176634 \times 10^{-19} \text{C} \quad m_e = 9.10938356 \times 10^{-34} \text{kg}$$

然而出于各种原因, 在经典电子论中的电子却又是陌生的概念。根据洛伦兹的经典电子论精神, 重的原子实被认为静止, 轻的束缚电子被认为在外场中可以运动, 且主要受电场的影响⁴。电子在外电场中相对原子实的位移造成了电偶极矩。出于好的近似, 将电子视作被绑在连接中心的弹簧的另一端的质点。质量为 m 不再被认为与基本粒子的质量一致, 事实上这个质量的本质实际上是虚无的, 因为当考虑到原子与电磁场相互作用的严格理论时图像将完全是量子的而超出了此处可以讨论的范围, 这样的一个为了解释现象去构造的模型就叫唯象模型 (phenomenological model)。但是其电荷量还是 $-e$, 弹簧劲度系数为 k 。这样子我们就可以写出电子在外电场中的动力学方程:

$$m\ddot{\mathbf{r}} + k\mathbf{r} = -e\mathbf{E}$$

但是我们还忽略了一点, 加速运动的电荷会产生辐射, 也会因为辐射而带走能量和动量, 这就被视作介质对电磁波吸收, 散射的根本原因。也同样为了唯象地描述它, 我们认为电子是受到了一个阻尼力 $f = -\gamma v$ 。这样以上方程就被修改为:

$$m\ddot{\mathbf{r}} + \gamma\dot{\mathbf{r}} + k\mathbf{r} = -e\mathbf{E}$$

命 $\omega_0 = \sqrt{k/m}$ 代表共振频率 (resonance frequency) 或待会就会说明的吸收频率 (absorption frequency)。再命入射电磁波为频率 ω 的光, 按光学符号约定 $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{-i\omega t}$, 那么很容易解出受迫振动解 $\mathbf{r} = \mathbf{r}_0 e^{-i\omega t}$, 振幅为:

$$\mathbf{r}_0 = \frac{-e\mathbf{E}_0/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega/m}$$

我们现在就能算出动态的分子极化率来, 它被定义为分子中 Z 个价电子产生的偶极矩 $\mathbf{p} = -Z\epsilon_0\mathbf{r}_0$ 与外电场 \mathbf{E}_0 的比值, 可以发现它也是个复数, 依赖于外光场的频率:

$$\alpha(\omega) = \frac{Ze^2/m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i\gamma\omega/m}$$

我们知道, 对于具体介质的极化总是与各个单元的极化有关。我们在此讨论稀薄的无固有偶极矩的气体

⁴根据洛伦兹力公式 $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$, 而电磁场中 $E = cB$, 故 $v \ll c$ 时磁场力可以忽略。

在外电磁波中的极化⁵, 此时不难想到介质的介电常数应该直接依赖于分子极化率, 事实上, 极化强度为:

$$\mathbf{P} = \chi \varepsilon_0 \mathbf{E} = (\varepsilon_r - 1) \varepsilon_0 \mathbf{E} = n \mathbf{p}$$

从而得到复电容率的值:

$$\varepsilon' = \varepsilon_0 + \frac{n Z e^2 / m}{\omega_0^2 - \omega^2 - i \gamma \omega / m}$$

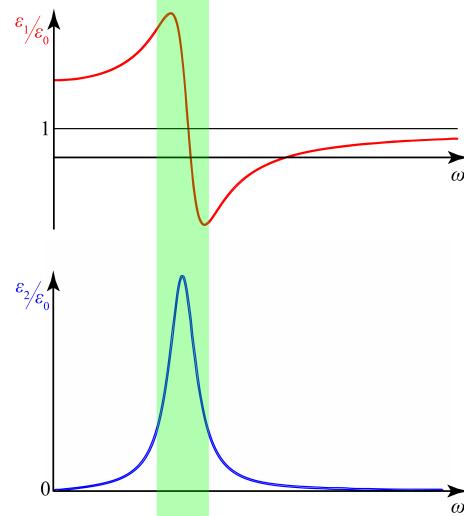
通常, 把 $n Z e^2 / \varepsilon_0 m$ 称作等离子体频率(plasma frequency)的平方 ω_p^2 . 那么上式也作:

$$\varepsilon' = \varepsilon_0 + \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega^2 - i \gamma \omega / m} \varepsilon_0$$

出现虚部其实就意味着损耗, 在振动的过程中电场在持续不断地对振子输入能量而导致了电磁波的衰减. 只不过这里的损耗并不是导电行为导致的. 写出复电容率的实部和虚部 $\varepsilon' = \varepsilon_1 + i \varepsilon_2$:

$$\varepsilon_1 = \varepsilon_0 \cdot \left[1 + \frac{\omega_p^2(\omega_0^2 - \omega^2)}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma \omega / m)^2} \right]$$

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_0 \cdot \frac{\gamma \omega_p^2 \omega / m}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma \omega / m)^2}$$



两个函数看上去复杂, 其实都属于近似的洛伦兹型函数(lorentzian function). 图像如右图所示. 在绿色带状区域这个函数有着较大的转折. 这发生在 $\omega \approx \omega_0$ 处. 若做近似, 认为反应损耗的 γ 较小. 则令 $\omega^2 - \omega_0^2 = x, \gamma \omega_0 / m = a$, 那么上式在带状区域附近近似为标准的洛伦兹型:

$$\varepsilon_1 / \varepsilon_0 = 1 - \omega_p^2 \cdot \frac{x}{x^2 + a^2}$$

$$\varepsilon_2 / \varepsilon_0 = \omega_p^2 \cdot \frac{a}{x^2 + a^2}$$

电容率的实部在带状区域由区域外的缓慢增加转为剧烈减少, 而恰好在这样一个区域, 电容率的虚部突然变得很大. 我们习惯上用虚部这种洛伦兹函数增加到最大值的一半的两个点之间的间距作为特征的半高峰宽(full width at half maximum, FWHM). 对于洛伦兹型, 其值恰为 $x = \pm a$ 之间的间距 $2a$, 但是注意到要转化为 ω 对应的间距, 它恰好为:

$$\Gamma = \frac{\gamma}{m}$$

我们可以从这个模型中清楚地看到两个物理现象: 色散(dispersion)与吸收(absorption). 前者就是说折射率依赖于波长, 这和复电容率的实部依赖于频率只是说法不同本质一样. 而复电容率的虚部, 根据之前的讨论, 也就代表吸收. 我们发现在入射光的频率近似为谐振子的固有频率 ω_0 时, 对应经典力学中发生共振的区域附近, 色散和吸收都变得很显著. 我们知道, 经典电子论给出的解释仅仅是一个唯象模型, 所以相关的参数都要根据实验结果来确定. ω_0 可以根据发生强烈吸收与色散的波长来确定, 而 γ/m 则根据吸收峰的半高峰宽 Γ 来确定, 最后等离子体频率 ω_p 则比较有趣, 我们恰好可以根据零频率处的折射率 n_0 来确定它:

$$n_0^2 = \varepsilon_1(0) / \varepsilon_0 = 1 + \omega_p^2 / \Gamma^2$$

那么实际情况是否这么简单呢? 至少通过对右图的常温下水的色散的测量中我们发现, 除了在可见光波段水几乎是透明的而具有大约 1.33 的折射率, 在近红外(0.8-2.5 μm)与中红外(2.5-15 μm)波段的短波区定性上符合以上模型推导出来的结果. 但是中红外到远红外(15-1000 μm)则明显偏离以上结果.

⁵如果是液体或固体, 一方面由于不同的偶极子间的相互影响不可忽略导致公式需要修正, 也因为极化方式还有取向极化等所以需要修正, 但全都只影响定量结果, 定性的图像仍然是适用的.

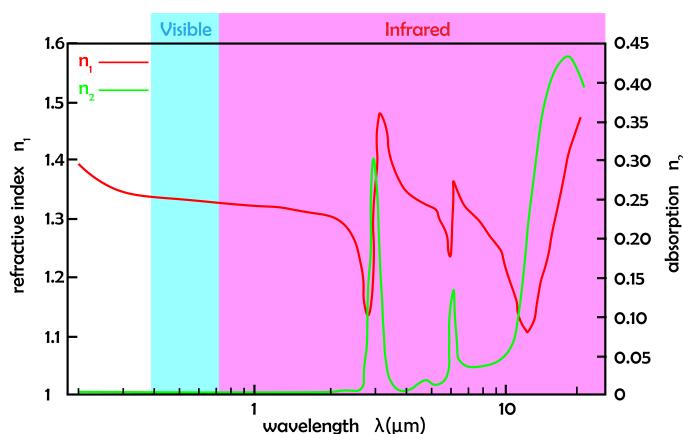


图 10.4: 水的可见-红外色散曲线

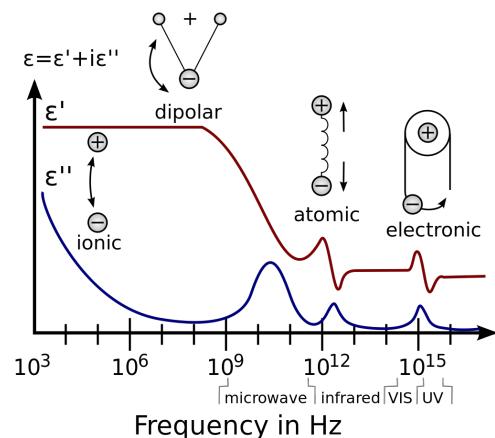


图 10.5: 光与原子作用类型

事实上, 在不同的波段, 适用于不同的光与物质相互作用的基本模型. 微波波段光波长足够长使得晶体的正负离子做大范围的整体相对运动⁶, 就是晶格振动. 红外则开始使得分子振动, 包括转动和振动等形式. 再往下的可见波段才是电子共振, 也包括原子间的能带共振和原子内的能级共振. 最后在紫外波段, 电子甚至能直接被电离, 这就造成了光与物质相互作用问题的复杂性.

但无论哪种相互作用的机制, 我们上述推导得到的描述有着特定共振频率的色散与吸收的最终公式是十分普适的. 它只有三个待定的参数: 共振频率 ω_0 , 半高峰宽 Γ 和反应共振强度的等离子体频率 ω_p . 我们接下来要做的, 是把不同振子, 不同吸收效应带来的结果进行求和:

$$\begin{aligned}\varepsilon_1/\varepsilon_0 &= 1 + \omega_p^2 \cdot \sum_i \frac{c_i(\omega_i^2 - \omega^2)}{(\omega_i^2 - \omega^2)^2 + \Gamma_i^2 \omega^2} \\ \varepsilon_2/\varepsilon_0 &= \omega_p^2 \cdot \sum_i \frac{c_i \Gamma_i \omega}{(\omega_i^2 - \omega^2)^2 + \Gamma_i^2 \omega^2}\end{aligned}$$

其中 ω_p 仍然统计各个吸收峰的总强度, 而 c_i 系数的和必须为 1 则统计各个吸收峰的相对强度. 我们最后计算远离吸收带处的折射率值. 忽略各个 Γ_i 后得到:

$$n^2 = 1 + \omega_p^2 \cdot \sum_i \frac{c_i}{\omega_i^2 - \omega^2}$$

于是便得到著名的色散关系:

$$n^2 = 1 + \sum_i a_i \cdot \frac{\lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_i^2}, \quad a_i = \frac{c_i \omega_p^2 \lambda_i^2}{4\pi^2}$$

上式依然可以做近似, 把共振的各个波长 λ_i 从小到大按 i 来排列. 不妨设 $\lambda_i \ll \lambda_{i+1}$, 而 λ 恰好夹在两者之间, 那么:

$$n^2 =$$

10.2 色散, 散射与吸收

10.3 群速与展宽

10.4 光量子

⁶十分类似于热运动的那种形式, 区别在于这是外场诱导的有规律的振动, 而且正负电荷位移一定反相, 对应热振动的特定光学支.

第十一章 量子论

我们用选自费曼(R. Feynman)先生的物理学讲义的开篇金句来作为本章与下一章近代物理内容的开头:

Each piece, or part, of the whole of nature is always merely an approximation to the complete truth. Therefore, things must be learned only to be unlearned again or, more likely, to be corrected. The test of all knowledge is **experiment**. Experiment is the sole judge of scientific “truth”.

的确,量子理论以其不直观而被近代早期物理学家们所疑惑,这其中不乏一些赫赫有名的大师.直到现在也有很多基础的问题是没有被深刻地理解的:电子的本性与内部结构,基本粒子的类别与参数,对量子非定域性与测量的理解...所以在关于可能会造成问题的领域的学习时,采取先明白实验上的事实,从中理解理论建立的必要性.

11.1 黑体辐射

对于**热辐射**(thermal radiation)的讨论是何时进入物理研究的视野的呢?可以肯定的是人类认识到热辐射现象非常的早:光芒万丈的太阳,烧红的木炭与金属都是典型的热辐射的情形.但人们掌握足够的方法去测量它则也是要到19世纪后半期了.热辐射势必涉及到电磁场与电荷的相互作用.而且深入到原子尺度,实际上就是电磁波的发射与吸收.对于电磁波的发射,我们在电磁学中粗略讲过,只要有加速运动的电荷就会导致电磁辐射.之后小节我们将认识到微观电荷不能用“加速”来描述,其状态其实是量子态,处于激发态才会自发向基态去跃迁放出电磁辐射.而对于电磁波的吸收,则在光学中我们简要介绍过洛伦兹电子论中的处理方法.

一个物体如果能够在任何温度下把照射到它上面的任何频率的光都全部吸收掉,那么这个物体就叫做**黑体**(black body).虽然在现实生活中这样的物体并不存在,但石墨和碳黑往往被视作比较理想的黑体,尽管这样,黑体“看上去”也不总是“黑的”.这里有两个主要的原因:

11.2 光粒子性

11.3 玻尔原子

11.4 电子波动性

11.5 物质波与波函数

第十二章 物理学尺度

12.1 宇观

12.2 宏观

12.3 介观

12.4 微观原子

12.5 微观亚原子