

$$j\omega\mu_0 \oint_V \bar{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' + D(\mathbf{r})\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^i(\mathbf{r}), \mathbf{r} \in V \quad (5)$$

在这里, $\oint_V$ 表示不包括 $\mathbf{r} = \mathbf{r}'$ 点的积分, 对 $\mathbf{r} = \mathbf{r}'$ 点的积分已由左边第二项表示.

$$D(\mathbf{r}) = \frac{\varepsilon_r + 2}{3j\omega[\varepsilon(\mathbf{r}) - \varepsilon_0]}$$

当对 $\mathbf{r} \in V$ 解出 $\mathbf{J}(\mathbf{r})$ 后, 再利用同样的公式

$$\mathbf{E}^s(\mathbf{r}) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) - \mathbf{E}^i(\mathbf{r}) = -j\omega\mu_0 \oint_V \bar{\mathbf{G}}_e(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{J}_{eq}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'$$

便可以计算出在 V 外的散射电场, $\mathbf{E}^s(\mathbf{r}), \mathbf{r} \notin V$

下面我们将给出方程 (5) 的具体解法:

根据矩量法的方法, 先选择基函数, 取

$$\begin{aligned} \mathbf{B}^k_l(\mathbf{r}) &= \mathbf{u}_k B^k_l(\mathbf{r}) = \mathbf{u}_k P_l(\mathbf{r}) \\ P_l(\mathbf{r}) &= \begin{cases} 1 & \mathbf{r} \in V_l \\ 0 & \mathbf{r} \notin V_l \end{cases} \quad \bigcup_{l=1}^L V_l = V \\ \mathbf{u}_1 &= \mathbf{x}, \quad \mathbf{u}_2 = \mathbf{y}, \quad \mathbf{u}_3 = \mathbf{z} \end{aligned}$$

$$\text{则} \quad \mathbf{J}(\mathbf{r}) \approx \sum_{l=1}^L \sum_{k=1}^3 J^k_l \mathbf{B}^k_l(\mathbf{r}) \quad (6)$$

这相当于将体积 V 分为 $V_1, V_2, \dots, V_L$ 共 L 个单元, J^k_l 是第 l 个单元中, 第 k 个方向等效电流源或电场强度的大小, 当 $L \rightarrow \infty$ 时, 这种表示是精确的在直角坐标系 (x, y, z) 中 $\bar{\mathbf{G}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$ 的形式比较简单, (5) 式可以化为

$$\oint_V \bar{\mathbf{g}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{J}(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' + D(\mathbf{r})\mathbf{J}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^i(\mathbf{r}) \quad \mathbf{r} \in V$$

$$\bar{\mathbf{g}} \cdot \mathbf{J} = \begin{bmatrix} g^{11} & g^{12} & g^{13} \\ g^{21} & g^{22} & g^{23} \\ g^{31} & g^{32} & g^{33} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} J^1_l \hat{\mathbf{x}} \\ J^2_l \hat{\mathbf{y}} \\ J^3_l \hat{\mathbf{z}} \end{bmatrix}$$

$$\text{其中} \quad g^{nk}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = j\omega\mu_0 \left(\delta_{nk} + \frac{1}{k_0} \frac{\partial^2}{\partial u_n \partial u_k} \right) g(\mathbf{r}, \mathbf{r}')$$

$$n, k = 1, 2, 3 \quad k = k_0 = \omega(\varepsilon_0 \mu_0)^{1/2}$$

故将 (6) 式代入 (5) 式化为

$$\sum_{l=1}^L \sum_{k=1}^3 J^k_l \mathbf{Z}_{lk}(\mathbf{r}) = \mathbf{E}^i(\mathbf{r}), \quad \mathbf{r} \in V \quad (7)$$

$$\mathbf{Z}_{lk}(\mathbf{r}) = \int_V \bar{\mathbf{g}}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{B}^k_l(\mathbf{r}') d\mathbf{r}' - D(\mathbf{r}) B^k_l \mathbf{u}_k$$

$$\text{令} \quad G^{nk}_l(\mathbf{r}) = \int_V g^{nk}(\mathbf{r}, \mathbf{r}') B^k_l(\mathbf{r}') d\mathbf{r}'$$

$$\text{有} \quad \mathbf{Z}_{lk}(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^3 G^{nk}_l(\mathbf{r}) \mathbf{u}_n + D(\mathbf{r}) B^k_l(\mathbf{r}) \mathbf{u}_k$$

$$\text{设} \quad \mathbf{Z}_{lk} = \sum_{n=1}^3 Z^{n}_{lk} \mathbf{u}_n$$

$$\text{则 (7) 式化为} \quad \sum_{l=1}^L \sum_{k=1}^3 J^k_l \sum_{n=1}^3 Z^{n}_{lk} \mathbf{u}_n = \sum_{n=1}^3 E^n(\mathbf{r}) \mathbf{u}_n \quad \mathbf{r} \in V \quad (8)$$

$$\text{选择权函数} \quad \mathbf{W}^n_p = \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_p) \mathbf{u}_n, \quad p = 1, 2, \dots, L, \quad n = 1, 2, 3$$

将(8)式两边对权函数作内积, 则(8)式化为 3L 个方程

$$\sum_{l=1}^L \sum_{k=1}^3 J^k_l Z^{ln}_{pk} = V^n_p \quad n = 1, 2, 3 \quad p = 1, 2, \dots, L$$

其中未知数 J^k_l 有 3L 个, 而 Z^{ln}_{pk}, V^n_p 为已知函数, 即

$$Z^{ln}_{pk} = (\mathbf{W}^n_p, Z^{n}_{lk} \mathbf{u}_n) = G^{nk}_l(\mathbf{r}_p) + D(\mathbf{r}_p) \delta^n_k \delta^l_p$$

$$V^n_p = (\mathbf{W}^n_p, E^n(\mathbf{r}) \mathbf{u}_n) = E^n(\mathbf{r}_p)$$

$$(i) \quad p \neq l \quad G^{nk}_l(\mathbf{r}_p) = \int_V g^{nk}(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}') d\mathbf{r}'$$

$$g^{nk}(\mathbf{r}_p, \mathbf{r}') = \frac{j\omega\mu_0 k_0 e^{-j\gamma R}}{4\pi\gamma^3} \left\{ (\gamma^2 + j\gamma - 1) \delta^n_k + \frac{(u_n - u_n')(u_k - u_k')}{R^2} (3 - 3j\gamma - \gamma^2) \right\}$$

$$R = |\mathbf{r} - \mathbf{r}_p|, \quad \gamma = k_0 R$$

$$(ii) \quad p = l$$

$$G^{nk}_l(\mathbf{r}_p)_{p=l} = \delta^n_k \left\{ \frac{j2\omega\mu_0}{3k_0^2} [(1 + jk_0 a_l) e^{jk_0 a_l} - 1] \right\}$$

$$a_l = \left(\frac{3V_l}{4\pi} \right)^{1/3}$$

具体的编程步骤是:

1. 对于任意形状的物体进行体积划分, 给出每个单元 V_l 的空间位置 $\mathbf{r}_l$.
在本论文中, 将以正方体作为划分单元, 正方体的边长也要给定.

2. 计算 $D(\mathbf{r}_p)$, $G^{nk}_l(\mathbf{r}_p)$, V^n_p

3. 计算 Z^{ln}_{pk}

4. 求解方程 $\sum_{l=1}^L \sum_{k=1}^3 J^k_l Z^{ln}_{pk} = V^n_p \quad n=1,2,3 \quad p=1,2,\dots,L$

5. 由解得的 J^k_l 组合成 $\mathbf{J}(\mathbf{r})$.

6. 代入 $\mathbf{E}^s(\mathbf{r}) = \mathbf{E}(\mathbf{r}) - \mathbf{E}^i(\mathbf{r}) = -j\omega\mu_0 \int_V \overline{\mathbf{G}}_e(\mathbf{r}, \mathbf{r}') \cdot \mathbf{J}_{eq}(\mathbf{r}') dV'$ 求出散射场.

以上的过程中, 我们都是在直角坐标系中进行的, 如果入射电磁场是在球坐标中表示的, 那么首先要将它化到直角坐标中. 在计算的结果中, 由于直接得到的是在直角坐标中的解, 也要化为在球坐标中的解. 转换的公式如下:

$$E_x = E_r \sin \theta \cos \varphi + E_\theta \cos \theta \cos \varphi - E_\varphi \sin \varphi$$

$$E_y = E_r \sin \theta \sin \varphi + E_\theta \cos \theta \sin \varphi + E_\varphi \cos \varphi$$

$$E_z = E_r \cos \theta - E_\theta \sin \theta$$

在下面的所有计算中, 在任何一个方向上的散射大小是用双站雷达截面的形式表示的, 它的定义是: ($\hat{\mathbf{o}}, \hat{\mathbf{i}}$ 分别表示入射光的方向和散射的测量角方向)

$$\sigma_{bi}(\hat{\mathbf{o}}, \hat{\mathbf{i}}) = \lim_{R \rightarrow \infty} \left[4\pi R^2 |\mathbf{E}^s|^2 / |\mathbf{E}^i|^2 \right]$$

其中远场散射电场强度在求得了散射体内部的电场之后, 可以表示为:

$$\mathbf{E}^s(\mathbf{R}) = \mathbf{f}(\hat{\mathbf{o}}, \hat{\mathbf{i}}) \frac{\exp(ikR)}{R} \quad \mathbf{R} = R\hat{\mathbf{o}}$$

$$\mathbf{f}(\hat{\mathbf{o}}, \hat{\mathbf{i}}) = \frac{k^2}{4\pi} \int_V \left\{ -\hat{\mathbf{o}} \times [\hat{\mathbf{o}} \times \mathbf{E}(\mathbf{r}')] \right\} \left\{ \epsilon_r(\mathbf{r}') - 1 \right\} \exp(-ik\mathbf{r}' \cdot \hat{\mathbf{o}}) dV'$$

§ 3. 简单线状物体的散射计算

在本节中, 我们取最小的分划单元的尺度为人射波长的十分之一, 如当入射波长为 $1\mu\text{m}$ 时, $\Delta x = \Delta y = \Delta z = 0.1\mu\text{m}$, 这就是假设了在这一最小散射体单元内部的电场(或等效电流源强度)是相同的. 折射率取为 1.5.

在此将以线状体为例来计算, 形状如图 5-2. 单元数为 15 个, 初始取向为

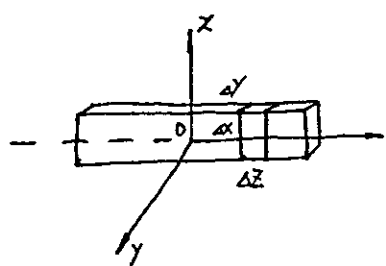


图 5-2

在 Z 方向放置, 这样每个单元坐标 X, Y, Z 就确定了. 当取向变化时, 每个单元的坐标将随之而变化, 设取向角为 θ_0, ϕ_0 , 则有

$$x' = x \cos \theta_0 \cos \phi_0 - y \sin \phi_0 + z \sin \theta_0 \cos \phi_0$$

$$y' = x \cos \theta_0 \sin \phi_0 + y \cos \phi_0 + z \sin \theta_0 \sin \phi_0$$

$$z' = -x \sin \theta_0 + z \cos \theta_0$$

入射光的方向为 Z , 电场偏振方向为 X 方向.

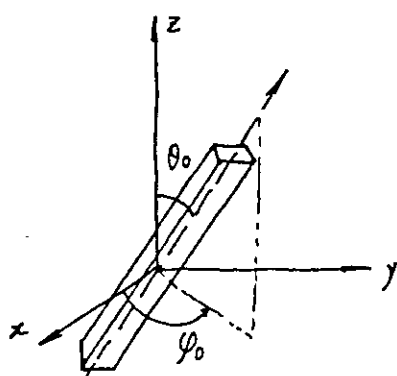
对于每一个不同的取向, 都要计算散射体的内部电场 $E_x E_y E_z$, 因此未知数为 45 个, 相应的体积分方程中的复矩阵为 45×45 . 当解出此方程后, 得到了散射体内部的电场, 从而在任意角度上的远场散射强度即可计算出来.

§ 3.1 典型取向上的散射角分布图

当计及此线状散射体的对称性时, 典型的取向可有 7 个, 它们是

$$\theta_0 = 0 \quad \phi_0 = 0, \theta_0 = 90 \quad \phi_0 = 0, \theta_0 = 90 \quad \phi_0 = 90$$

$$\theta_0 = 45 \quad \phi_0 = 45, 135, 225, 315$$



定义入射平面为人射光电场方向与入射方向构成的平面, 即 XZ 平面. 计算远场散射强度时, 因为入射光只有 x , 即 θ 方向上的电场, 所以在此我们主要计算了在 XZ 平面 YZ 平面上, 散射强度在的 θ 方向上和 ϕ 方向上的分量随 θ 的变化, 称为 $I_{\theta\theta}$ 和 $I_{\phi\theta}$. (在下面的每一张

图中左为 XZ 平面内的散射, 右为 YZ 平面内的散射). 在以后的散射计算极坐标图中, 如未加说明, 则径向的坐标一律为 dB .

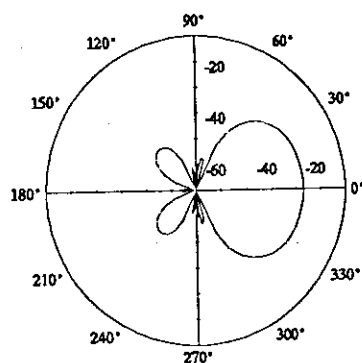
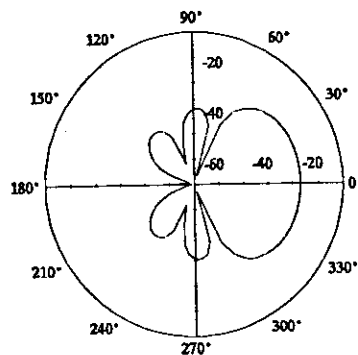
1. $\theta_0=0, \phi_0=0$

 $I_{\theta\theta}$

图 5-3


 $I_{\phi\theta}$

XZ 平面上 $I_{\phi\theta}=0$. 这就是说当在 XZ 平面上测量散射强度时, 只有在该平面内的电场分量.

YZ 平面上 $I_{\theta\theta}=0$. 同左所说, 在 YZ 平面上测量散射强度, 只有该在该平面垂直方向上的电场分量.

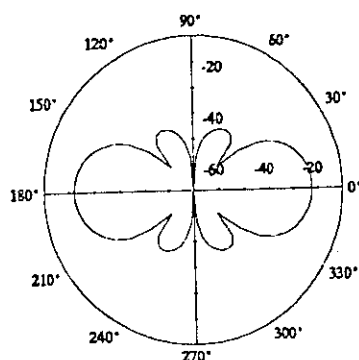
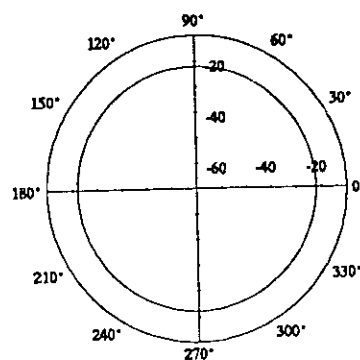
 2. $\theta_0=90, \phi_0=0$

 $I_{\theta\theta}$

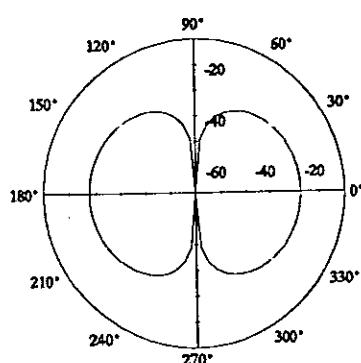
图 5-4

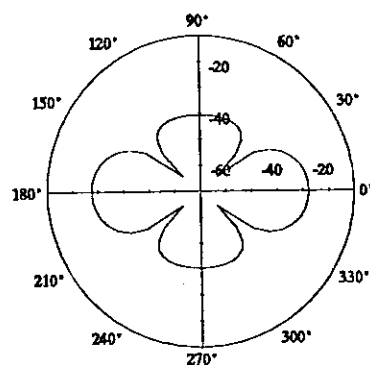

 $I_{\phi\theta}$

XZ 平面 $I_{\phi\theta}=0$.

YZ 平面 $I_{\theta\theta}=0$.

中间计算结果表明, 散射体内部的电场在 Z 方向没有分量, 同时因为当线状体沿 X 轴放置时, 每一个单元的 Z 坐标都相同为 0, 所以远场的散射强度随 θ 角的变化在入射光的前后向是相同的, 在极坐标的散射图上是左右对称. 而上下对称的原因在于线状体关于 Z 轴是对称放置, 当以 Z 轴转 180 度时, 对应于同一种散射.

3. $\theta_0=90^\circ$, $\phi_0=90^\circ$

 $I_{\theta\theta}$

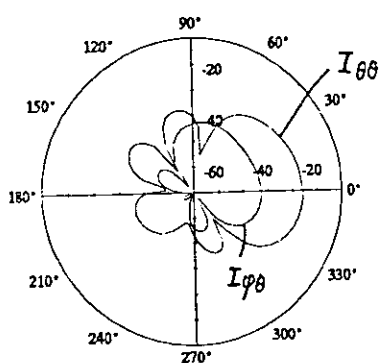
 XZ 平面 $I_{\phi\theta}=0$.

 $I_{\phi\theta}$

 YZ 平面 $I_{\theta\theta}=0$.

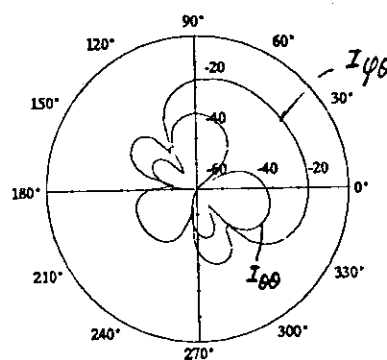
图 5-5

与 2. 的计算相比, 这时散射可以视为入射光的偏振方向与线状体的取向由 2. 的平行情况变为垂直情况. 所以散射图的对称性是保持的(左右对称和上下对称), 散射的分布不同.

总结 1. 2. 3. 的取向下的散射图, 可以看出当线状散射体的取向与入射光的偏振方向平行或垂直, 在入射平面 (XZ 平面) 内和与入射平面垂直的平面 (YZ 平面) 内进行散射测量时, 散射光的电场都只有在入射平面内的分量, 如在 XZ 平面内散射只有 θ 分量(即电场在 XZ 平面内), 在 YZ 平面内只有 ϕ 分量(即电场为 X 方向), 因此可以说在这些条件下, 散射光与入射光一样是线偏振的.

 4. $\theta_0=45^\circ$, $\phi_0=45^\circ$


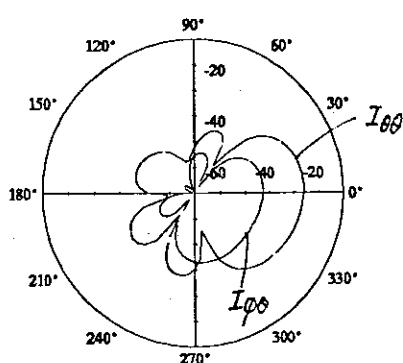
XZ 平面



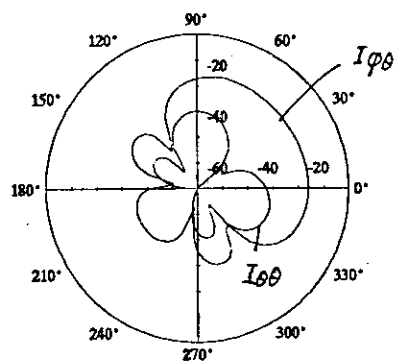
YZ 平面

图 5-6

5. $\theta_0=45$, $\phi_0=135$



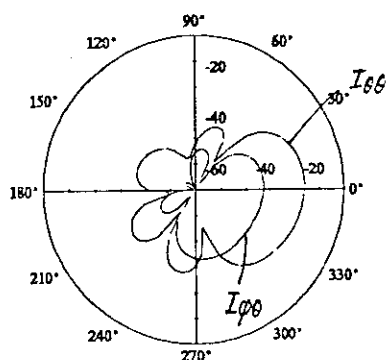
XZ 平面



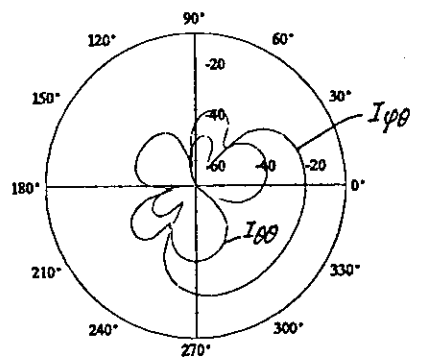
YZ 平面

图 5-7

6. $\theta_0=45$, $\phi_0=225$



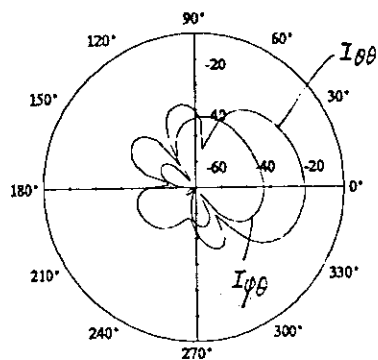
XZ 平面



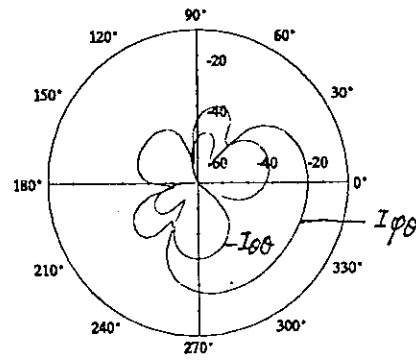
YZ 平面

图 5-8

7. $\theta_0=45$, $\phi_0=315$



XZ 平面



YZ 平面

图 5-9

从 4--7 的计算看, XZ 平面内的散射强度, 在该平面内的散射分量(即 $I_{\theta\theta}$) 在整体上总是大于垂直于该平面内的散射分量(即 $I_{\phi\theta}$), 且不具有对称性,

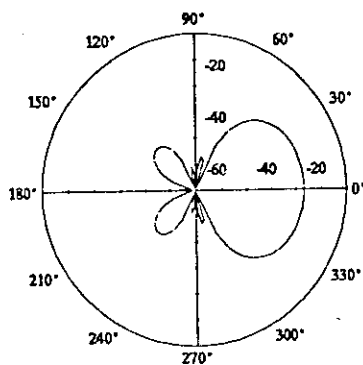
垂直分量关于线状体的取向方向上具有对称性,并在偏向于入射光的方向上散射强度大。

而YZ 平面内的散射强度,在该平面内的散射分量(即 $I_{\phi\theta}$)在整体上总是小于垂直分量(即 $I_{\theta\theta}$),两者都关于线状体的取向方向上具有对称性,并在偏向于入射光的方向上散射强度大。

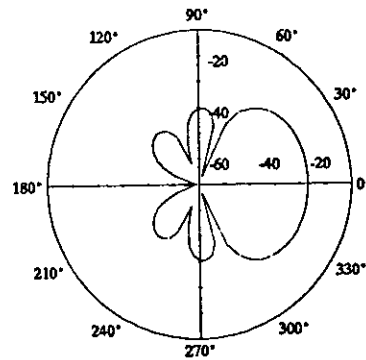
与 1. 2. 3. 的计算相比,当线状散射体倾斜放置时,散射光的电场不再是保持线偏振,一般是椭圆偏振。

§ 3.2 XZ 平面内取向变化的散射

1. $\theta_0=0, \phi_0=0$



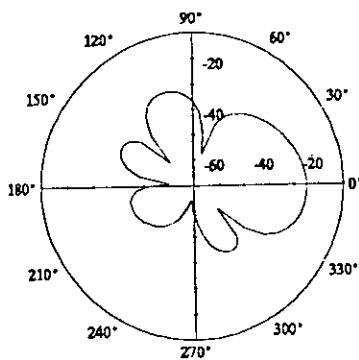
$I_{\theta\theta}$
XZ 平面



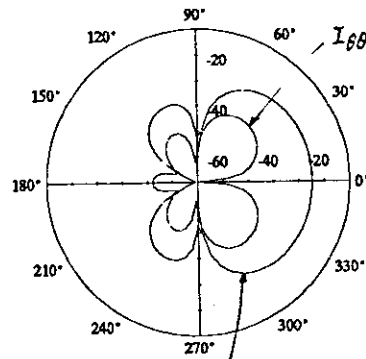
$I_{\phi\theta}$
YZ 平面

图 5-10

2. $\theta_0=45, \phi_0=0$



$I_{\theta\theta}$
XZ 平面



$I_{\phi\theta}$
YZ 平面

图 5-11

3. $\theta_0=90, \phi_0=0$

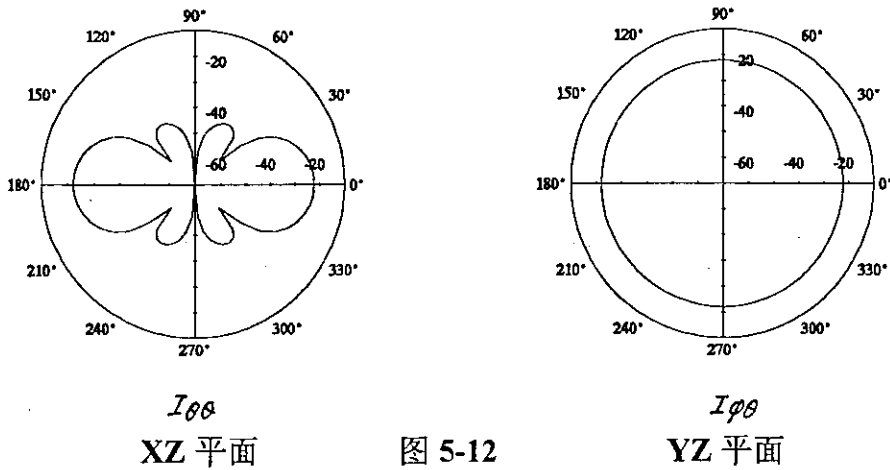


图 5-12

4. $\theta_0=135, \phi_0=0$

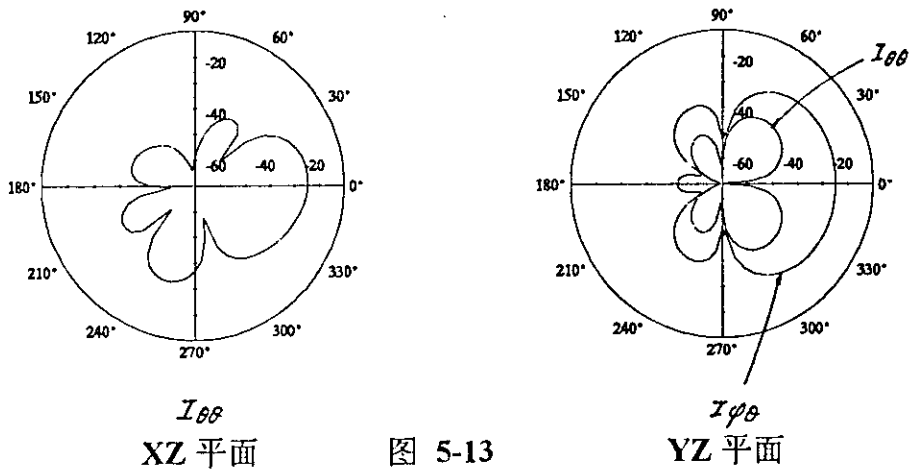


图 5-13

散射角分布图表明,当线状体在XZ平面内取向发生变化时,在XZ平面内的散射强度始终只有平行分量(即 $I_{\theta\theta}$, 平行是指在该平面内),而在YZ平面内的散射强度除取向为0度和90度只有垂直分量外,在其它取向角上,两个分量都有。

对于取向为45度和135度,YZ度平面内的散射情况是相同的,区别在于XZ平面内的散射,但也能看出只不过是上下反一下而已,因为若将纸平面以Z轴转180度,那么散射是相同的,所以将45度的XZ平面散射角分布图以Z轴转180度,正好是135度的XZ平面散射角分布图。

从散射角分布所包围的面积看(图 5-14 是XZ平面内的散射,此图的径向坐标是线性的,比其它所有的径向坐标为dB易从数量上看出面积的大小),取向为90度时面积最大,45度和135度次之,而0度时最小,这相当于迎光面大,则总的散射大。

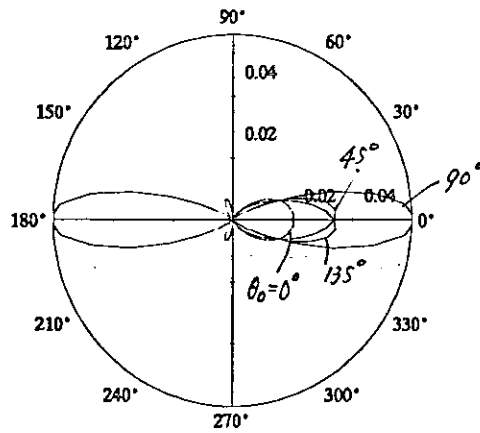
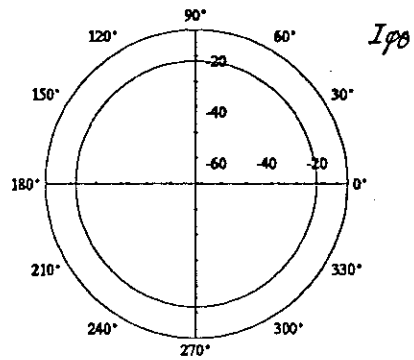
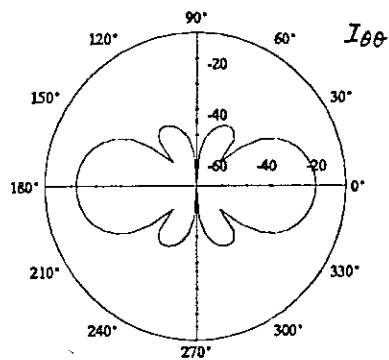


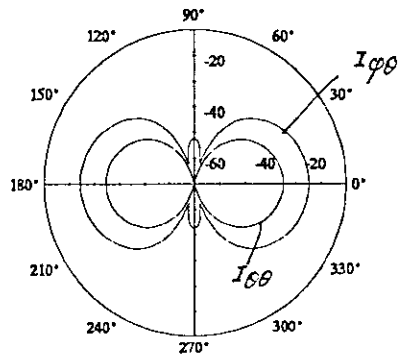
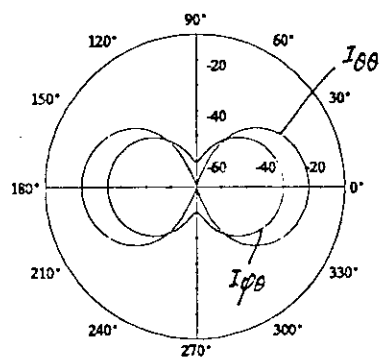
图 5-14

§ 3.3 XY 平面内取向变化的散射

1. $\theta_0 = 90^\circ, \phi_0 = 0$ 图 5-15



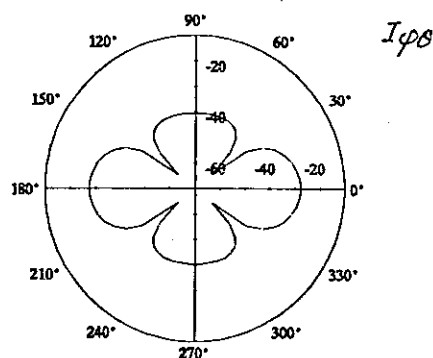
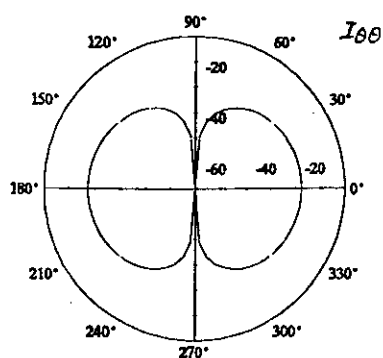
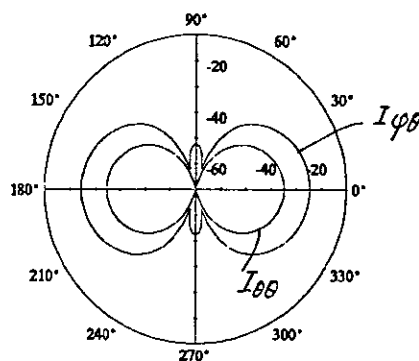
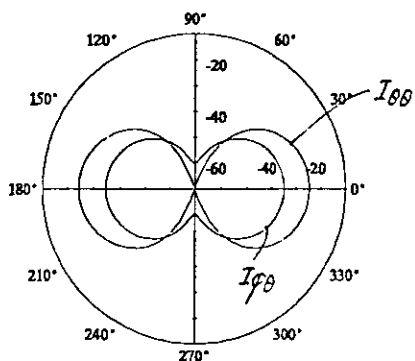
2. $\theta_0 = 90^\circ, \phi_0 = 45^\circ$



XZ 平面

图 5-16

YZ 平面

3. $\theta_0=90, \phi_0=90$

 4. $\theta_0=90, \phi_0=135$


XZ 平面

图 5-18

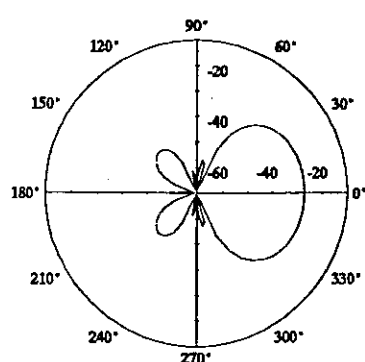
YZ 平面

计算结果表明,当线状体处于XY平面内时,在入射光的前向和后向都是对称的,这是由于在XY平面内时,线状体的每一单元的Z坐标都相同,且中间计算得出在每一单元内的电场没有Z方向上的分量,所以对于每一个单元(相当于一个偶极子)的远场辐射在X轴的左右是相同的,那么所有单元的叠加之远场也是具有在入射光方向上的对称性的。

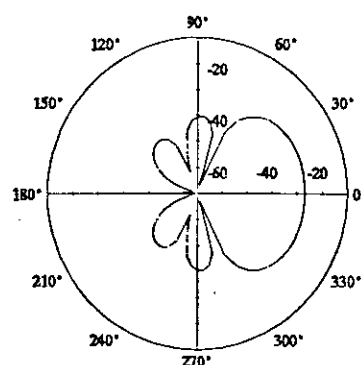
§ 3.4 YZ 平面内取向变化的散射

当线状体的取向在YZ平面内变化时,入射光的电场偏振方向始终与线状体的取向垂直,这时的中间计算结果表明,散射体每一个单元的内部电场强度只有X方向的分量,因此散射体可以看作是一列电流在X方向上的电偶极子,那么在XZ和YZ平面上的散射光也必定是线偏振的。在下面的散射图中,左为XZ平面上的 $I_{\theta\theta}$,右为YZ平面上的 $I_{\phi\theta}$ 。

1. $\theta_0=0, \phi_0=90$



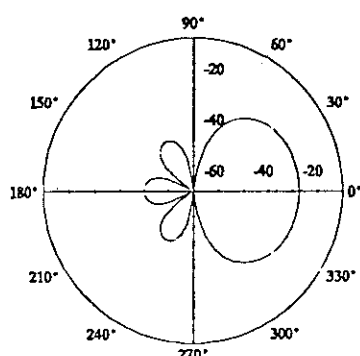
$I_{\theta\theta}$
XZ 平面



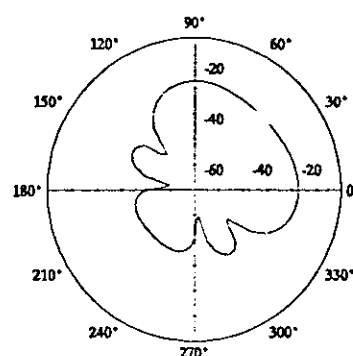
$I_{\varphi\varphi}$
YZ 平面

图 5-19

2. $\theta_0=45, \phi_0=90$



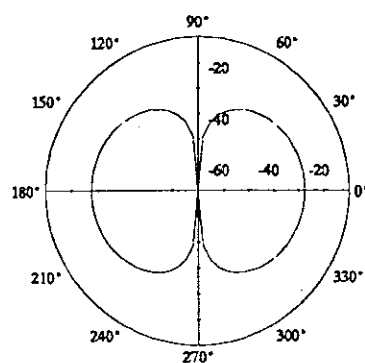
$I_{\theta\theta}$
XZ 平面



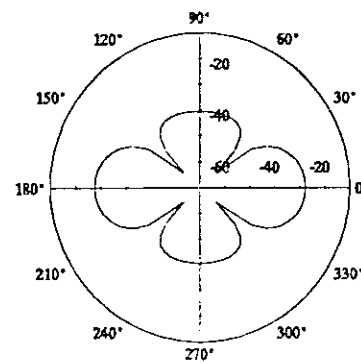
$I_{\varphi\varphi}$
YZ 平面

图 5-20

3. $\theta_0=90, \phi_0=90$



$I_{\theta\theta}$
XZ 平面



$I_{\varphi\varphi}$
YZ 平面

图 5-21

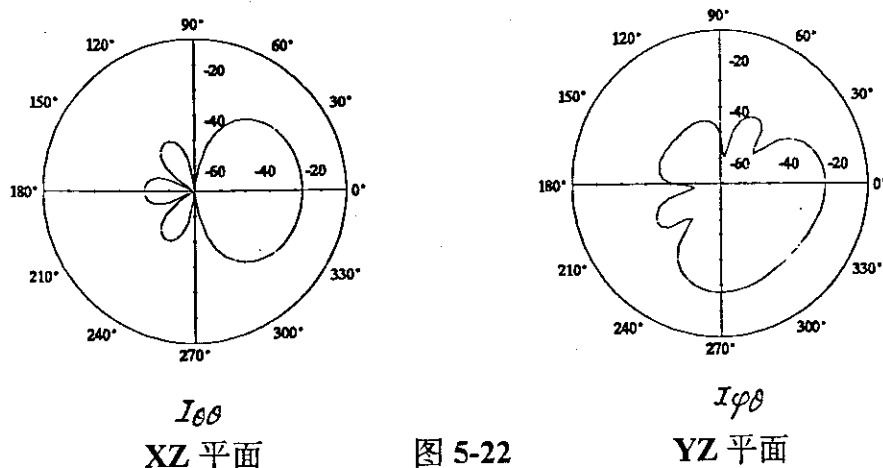
4. $\theta_0 = 135^\circ$, $\phi_0 = 90^\circ$


图 5-22

当在 YZ 平面内的取向变化时, 一个明显的特点是在 YZ 平面内的散射关于线状体的取向是两边对称的. 这是因为每一个散射体单元的等效电流源都在 X 方向, 而 YZ 平面上的观察点的方向始终与 X 方向垂直, 根据偶极子辐射的特点, 每一单元的远场在 YZ 平面内都是一个圆, 那么所有单元叠加的结果的对称性取决于每个单元的排列, 当排列为直线时, 则必定关于该直线的两边对称: 与在 XZ 平面内的讨论相似, 当迎光面大时, 散射角分布所包围的面积大.

§ 3.5 取向平均后的散射角分布

由于非球形物体与球形粒子相比, 存在取向的问题, 所以当有许多相同形状的粒子同时对入射光进行散射时, 就需计及对取向的平均. 对粒子的每一个取向都要进行一次计算求出在空间任意角度上的散射光强, 再将这每一个的结果加起来平均. 要对 θ_0 和 ϕ_0 取遍所有的角度, 那么计算量是非常大的. 在此我们先以线状体的取向在 XZ 平面内变化时并在 XZ 平面上接收散射光.

在给出取向平均的散射角分布图前, 我们先来看在某一固定接收角上的散射光强值随粒子取向角变化时的变化. 在工程电磁场理论中, 计算散射光强度随取向角变化的意义在于, 如果散射体是运动的 (如飞机), 用单站雷达进行跟踪探测时, 接收到的散射雷达信号就是散射强度随雷达波与飞机的夹角的变化. 不同的目标的这一变化是不相同的, 所以它可以用来识别目标. 图 5-23 到图 5-30 是在 XZ 平面内固定的接收角 θ_r 上散射强度 $I_{\theta\theta}$ 随取向角 θ_0 变化 (取向角在 XZ 平面内变化) 的计算结果 (横坐标为取向角).

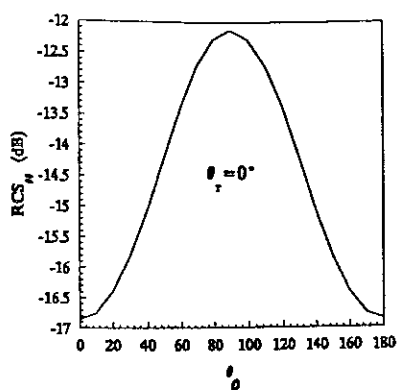


图 5-23

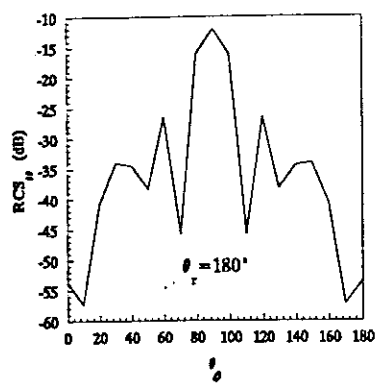


图 5-24

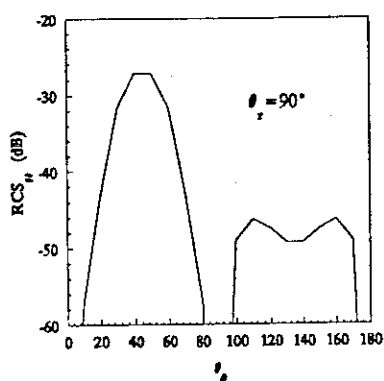


图 5-25

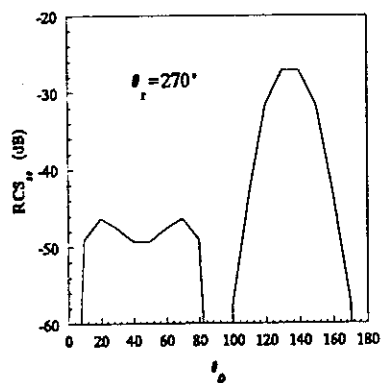


图 5-26

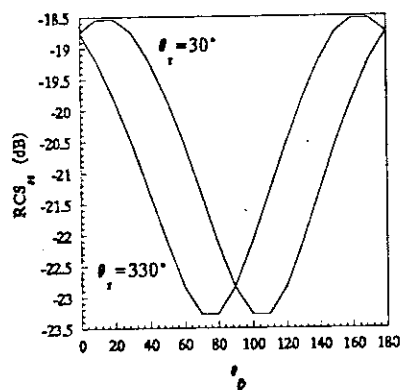


图 5-27

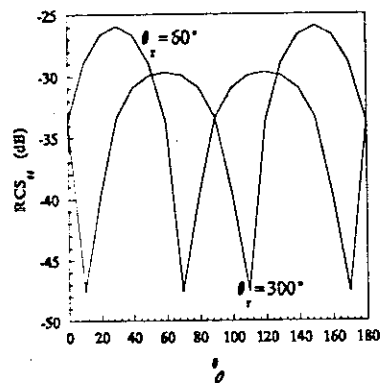


图 5-28

不同固定接收角下(θ_r)的散射光强度与物体取向角(θ_0)的关系图

(图 5-23——图 5-30)

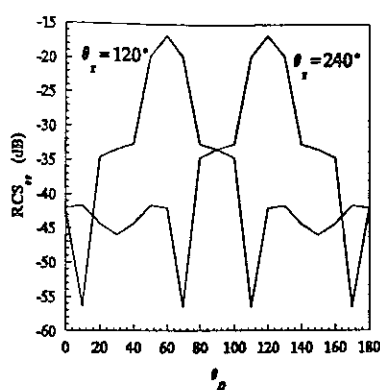


图 5-29

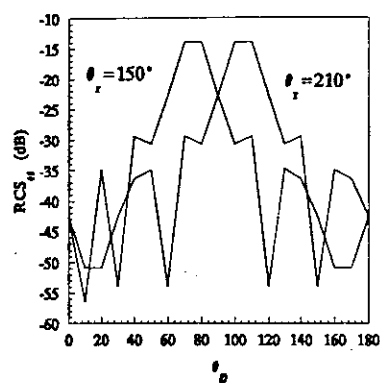


图 5-30

从图中可见,除接收角在 0 度之外,在所有的其它接收角上,散射强度的最大值都出现在当线状粒子的取向位于 Z 轴与接收方向的角平分线上,如在 150 度处接收散射光,则峰值在取向角为 75 度,接收为 240 度则取向角在 120 度。

在每一个接收角下的散射光强变化曲线所包围的面积就是将所有的取向(在此仅指在 XZ 平面内取向角的变化)求和后的总的散射光强值。具体计算时,取向角的变化从 0 度到 180 度,步长为 10 度。(0 度的取向和 180 度的取向实际上的相同的,求和时只计及 0 度的散射光强值。)

图 5-31 是计算的结果。入射光电场在

XZ 平面内 $E_x=1$, 即 $E_\theta=1$ 。

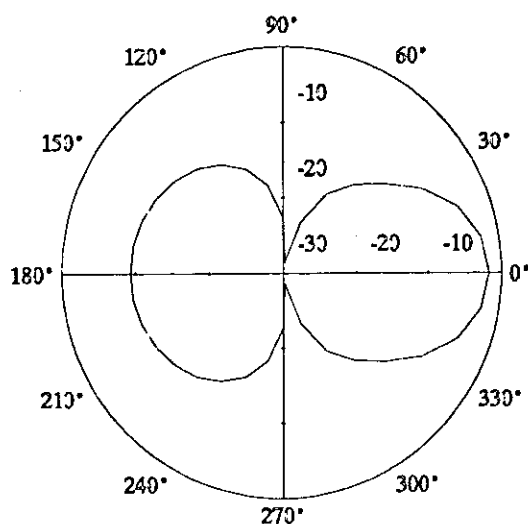
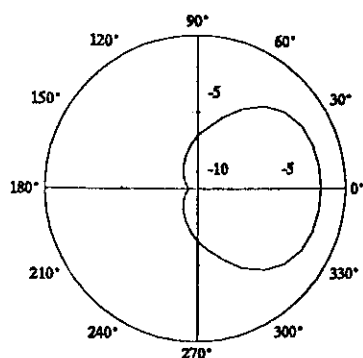
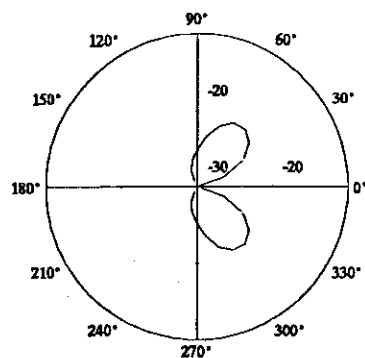


图 5-31

散射光在此平面内只有 θ 方向的分量。上下两半的对称性是显然的。在散射的前向方向上的光强大小在整体上是比后向大的,且在 0 度方向上是最大。

在 YZ 平面内的散射强度角分布在对所有的取向角(同前所述,取向角仅在 XZ 平面内变化)平均之后求出了在 YZ 平面内的散射强度的 ϕ 和 θ 方向的分量大小。如图 5-32, 图 5-33。


 图 5-32 $I_{\phi\theta}$

 图 5-33 $I_{\theta\theta}$

比较散射强度大小,可以看出总体上前者比后者要大,这就是说与人射光电场方向一致的分量大于与人射电场方向垂直的分量,散射光的偏振度虽已不是 1,但退偏的程度并不是很大.当然这只是对线状体的取向在 XZ 平面内变化而进行的计算.

下面我们对线状体在前面所述的典型的 7 种取向进行取向平均,因为对粒子的所有取向进行平均需要非常大量的计算,所以虽然只对这 7 种取向进行平均,也能在一定的程度上反映出任意取向的线状散射体的总体散射特征.

入射光的电场方向仍然是在 X 方向.图 5-34 是在 XZ 平面内的散射光强度(左为 $I_{\phi\theta}$,右为 $I_{\theta\theta}$).可以看出在 0 度方向上仍有散射强度最大的特点.与前面的取向只在 XZ 平面内变化相比,在此是存在 $I_{\phi\theta}$ 分量的,但大小比 $I_{\theta\theta}$ 分量要小.若该线状散射体的散射用 Rayleigh 散射作为近似的话,则由 Rayleigh 散射的理论可知, $I_{\phi\theta}$ 分量应为零,且 $I_{\theta\theta}$ 分量的大小应为在入射光的前后为对称(与 $\cos^2\theta$ 成正比).

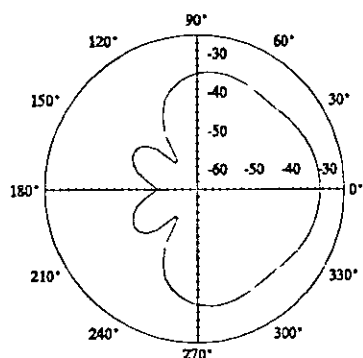
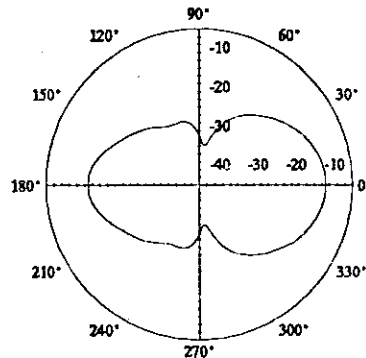
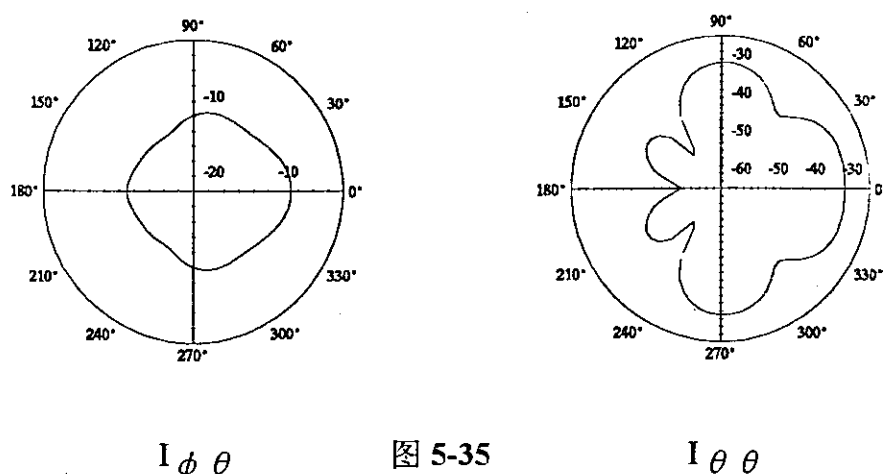

 $I_{\phi\theta}$

 $I_{\theta\theta}$

图 5-34

图 5-35 是在 YZ 平面内的散射光强度角分布(左为 $I_{\phi\theta}$,右为 $I_{\theta\theta}$), ϕ 方向的散射强度大于 θ 方向的散射强度.如果与 Rayleigh 散射相比的话,则 θ 方向的散射强度应为零,而 ϕ 方向的大小则应为一个圆分布,即与散射角无关.

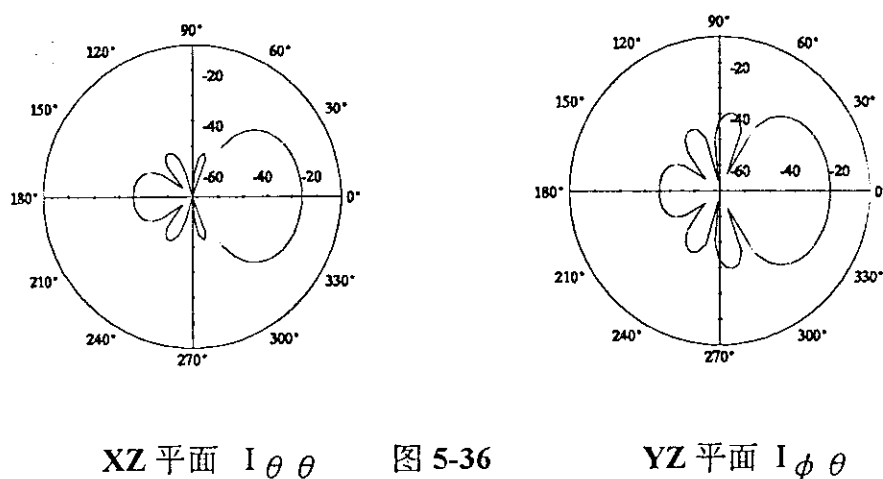


§ 3.6 线状体长度变化时的散射

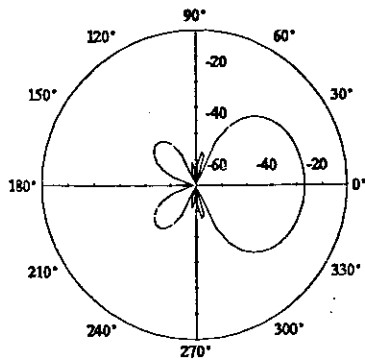
下面我们对线状体的长度进行变化, 而取向则保持不变, 计算在 XZ 和 YZ 平面内的散射角分布. 线状体的取向在入射平面内, 取两种取向, 即在 XZ 平面内与入射方向平行和与入射方向垂直. 线状体的长度变化为从 $1.7\mu\text{m}$ 到 $0.9\mu\text{m}$, 步长 $0.2\mu\text{m}$. 根据前面的计算表明, 当取向在 XZ 平面内时, 在 XZ 平面内的散射只有 $I_{\theta\theta}$ 分量, 而在 YZ 平面内只有 $I_{\phi\theta}$ 分量. 在下面的每一张图中, 左为 XZ 平面的 $I_{\theta\theta}$, 右为 YZ 平面的 $I_{\phi\theta}$.

一. $\theta_0=0, \phi_0=0$

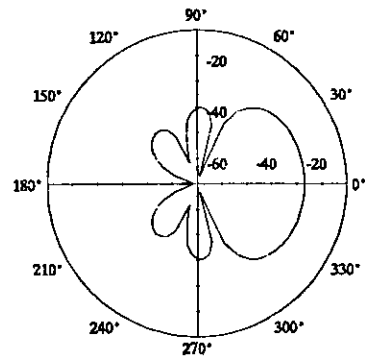
1. 17 个单元



2. 15 个单元

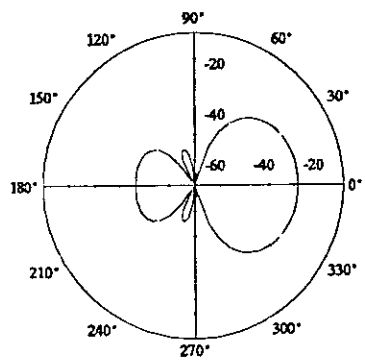


XZ 平面 $I_{\theta\theta}$ 图 5-37

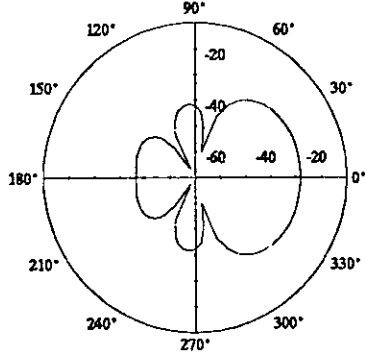


YZ 平面 $I_{\phi\theta}$

3. 13 个单元

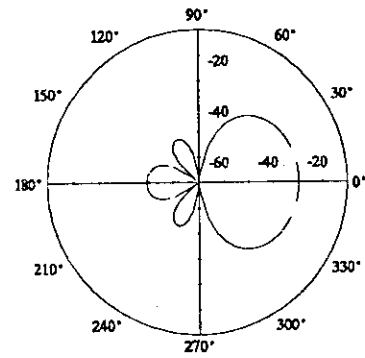


XZ 平面 $I_{\theta\theta}$ 图 5-38

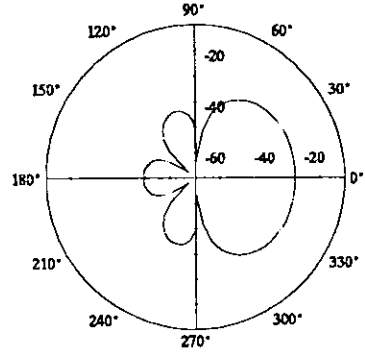


YZ 平面 $I_{\phi\theta}$

4. 11 个单元

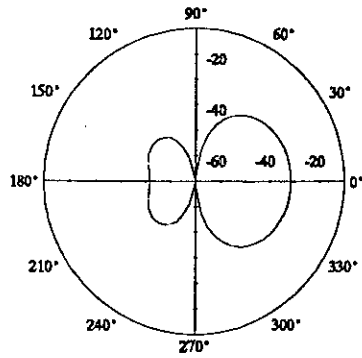


XZ 平面 $I_{\theta\theta}$ 图 5-39

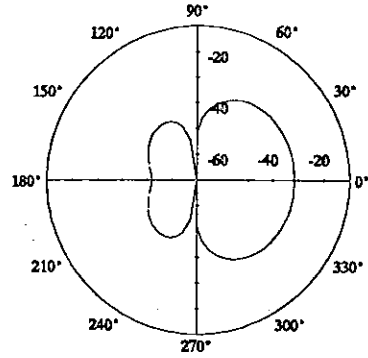


YZ 平面 $I_{\phi\theta}$

5. 9 个单元



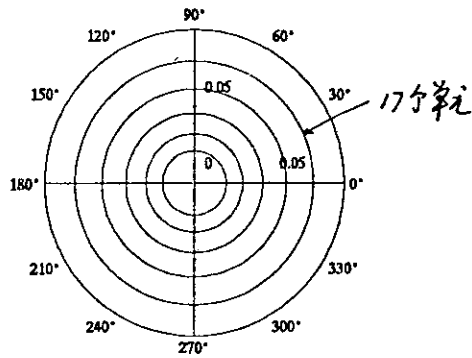
XZ 平面 I_{θ} 图 5-40



YZ 平面 I_{ϕ}

二. $\theta_0=90, \phi_0=0$

计算表明, 在 YZ 平面上, I_{ϕ} 散射强度分量随 θ 的变化的形状都是圆, 所以在此平面内的变化可简单地在一图 5-41 中表示. 从外到里分别是单元数



17,15,13,11,9.

图 5-41 I_{ϕ}

单元数的减小对应于线状散射体长度的减小, 散射强度也随之减小.

XZ 平面内 I_{θ} 分量的变化:

1. 17 个单元 I_{θ}

2. 15 个单元 I_{θ}

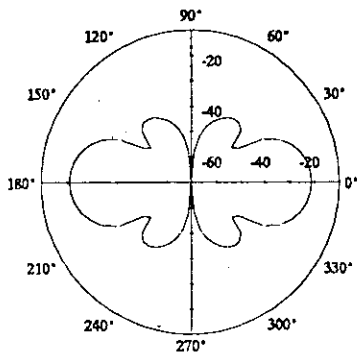


图 5-42

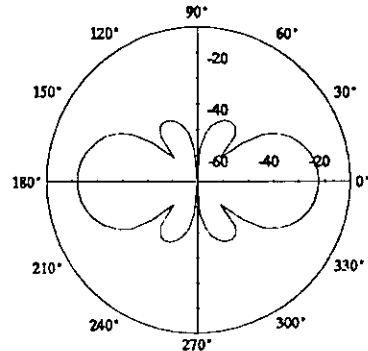


图 5-43

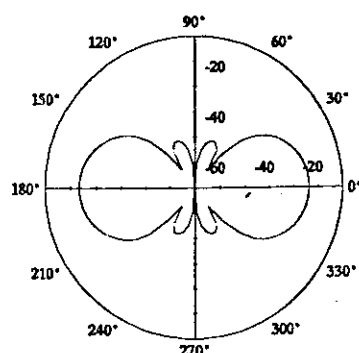
3. 13 个单元 $I_{\theta\theta}$


图 5-44

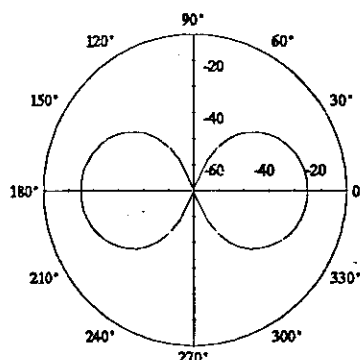
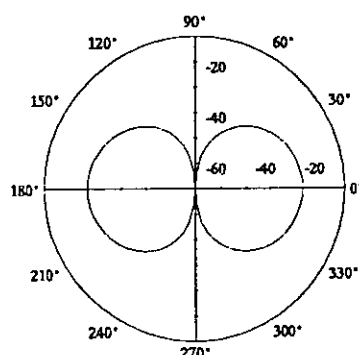
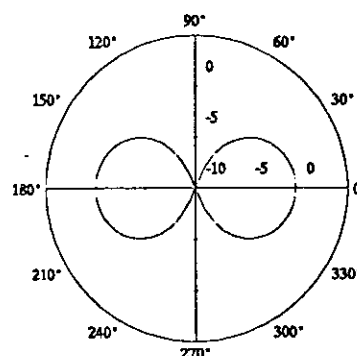
 4. 11 个单元 $I_{\theta\theta}$


图 5-45

 5. 9 个单元 $I_{\theta\theta}$

 图 5-46 $I_{\theta\theta}$

Rayleigh Scattering


 图 5-47 $I_{\theta\theta}$

由 1---5 的变化可以看出, 当线状体的长度减小时, $I_{\theta\theta}$ 的角分布逐渐接近于 Rayleigh 散射的角分布图 (如图 5-47 所示).

§ 4. 简单柱状物体的散射计算

在这一节中我们对一种简单的柱状物体的散射进行计算. 入射光的电场偏振方向与前面所有的讨论相同, 即延 Z 轴的正方向入射, $E_x=1$ (即 $E_{\theta}=1$). 最小的体积单元的取法也相同, $\Delta x=\Delta y=\Delta z=0.1\mu\text{m}$, 柱状体的形状和初始取向如图 5-48 所示. 横截面为正方形, 边长为 $0.2\mu\text{m}$, 长度为 $0.5\mu\text{m}$, 因此作体积的划分为共 20 个单元, 对于每一个取向需计算其中每一小单元的 X, Y, Z 三个分量的电场强度, 共 60 个未知数, 再求出远场的散射.

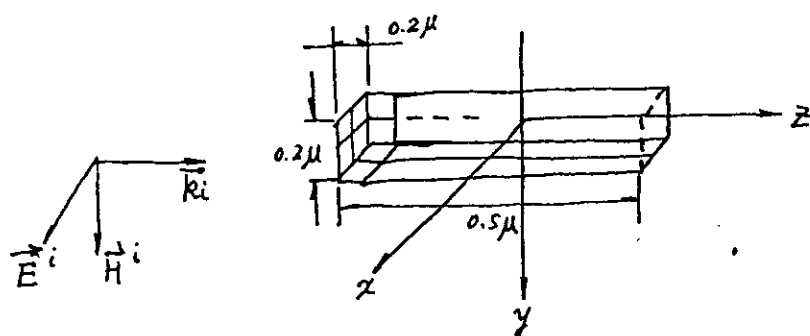


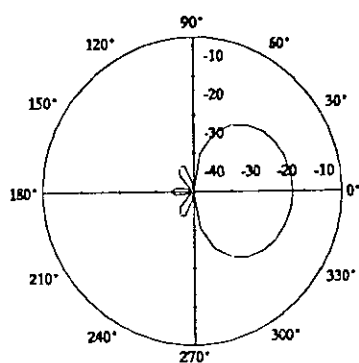
图 5-48

根据物体的对称性, 和线状体有相同的 7 个典型的取向, 对之进行分别计算从 1. — 7. 左为 XZ 平面内的总散射强度, 即 $I_{\theta\theta} + I_{\phi\theta}$, 右为 YZ 平面内

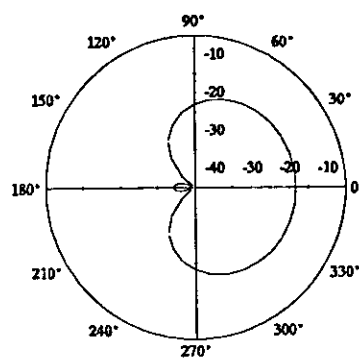
$$\theta_0 = 0 \quad \phi_0 = 0, \quad \theta_0 = 90 \quad \phi_0 = 0, \quad \theta_0 = 90 \quad \phi_0 = 90$$

$$\theta_0 = 45 \quad \phi_0 = 45, 135, 225, 315$$

1. $\theta_0 = 0, \phi_0 = 0$



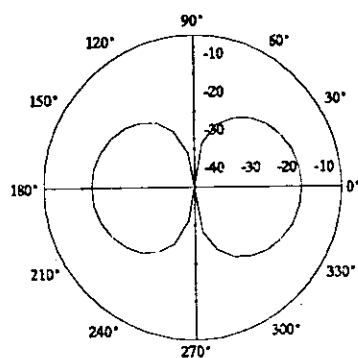
XZ 平面



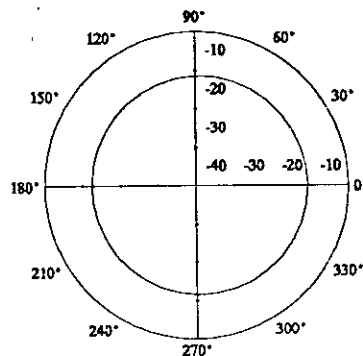
YZ 平面

图 5-49

2. $\theta_0 = 90, \phi_0 = 0$



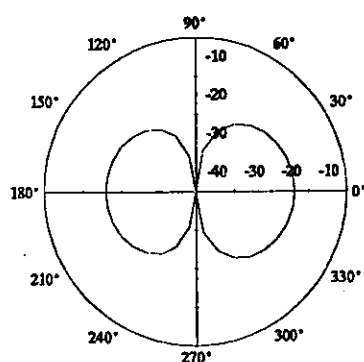
XZ 平面



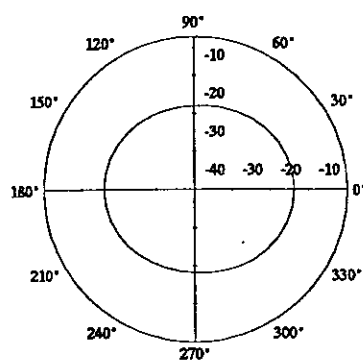
YZ 平面

图 5-50

3. $\theta_0=90, \phi_0=90$



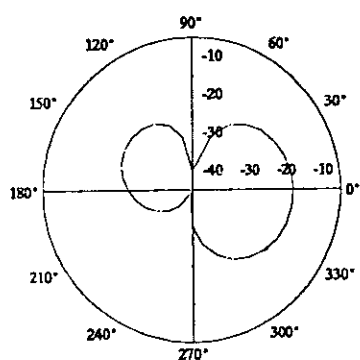
XZ 平面



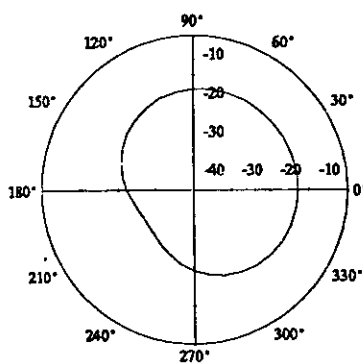
YZ 平面

图 5-51

4. $\theta_0=45, \phi_0=45$



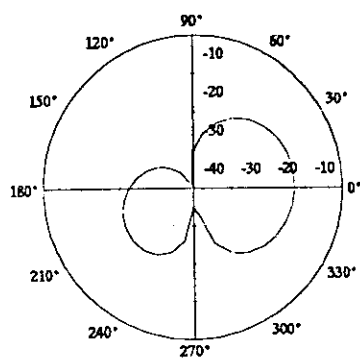
XZ 平面



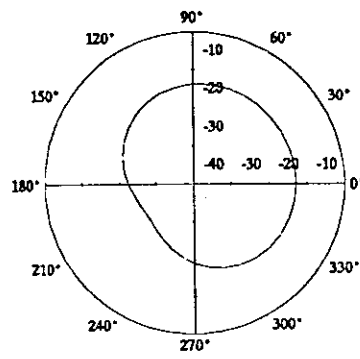
YZ 平面

图 5-52

5. $\theta_0=45, \phi_0=135$



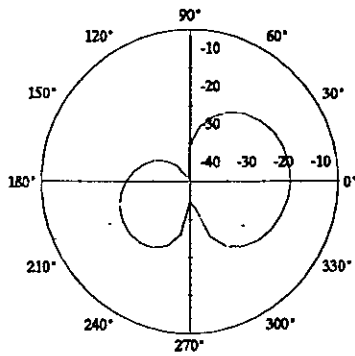
XZ 平面



YZ 平面

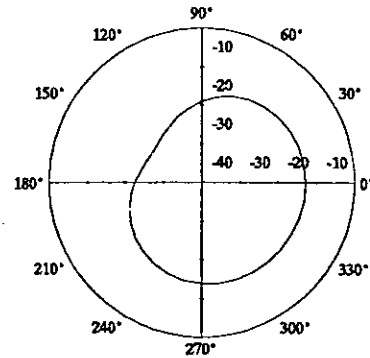
图 5-53

6. $\theta_0=45, \phi_0=225$



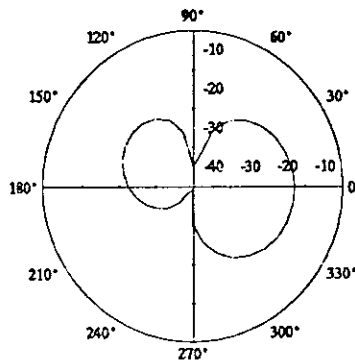
XZ 平面

图 5-54



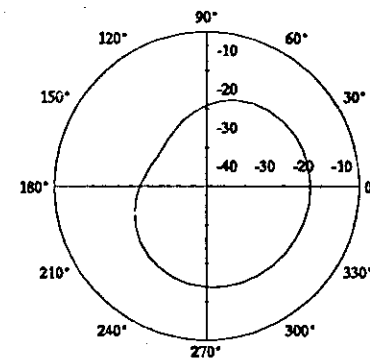
YZ 平面

7. $\theta_0=45, \phi_0=315$



XZ 平面

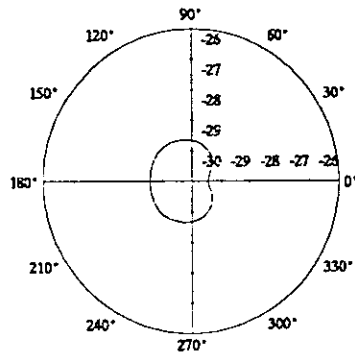
图 5-49



YZ 平面

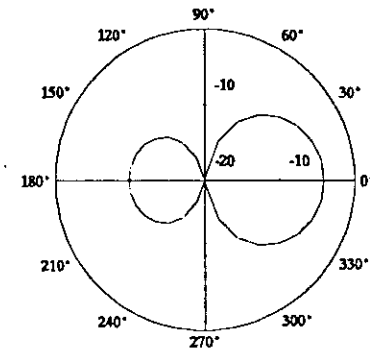
下面是对这 7 个取向的求和平均.

1. XZ 平面, 左为 $I_{\phi\theta}$, 右为 $I_{\theta\theta}$



$I_{\phi\theta}$

图 5-56



$I_{\theta\theta}$

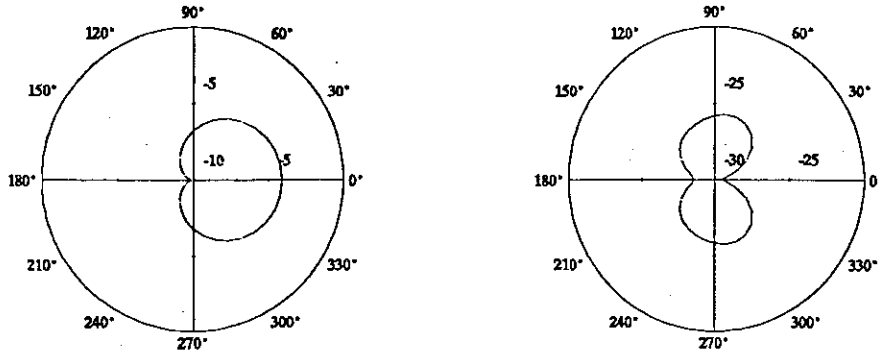
2. YZ 平面, 左为 $I_{\phi\theta}$, 右为 $I_{\theta\theta}$


图 5-57

从图中可以看出, 在 XZ 平面内 $I_{\theta\theta}$ 分量大于 $I_{\phi\theta}$ 分量, 而在 YZ 平面内 $I_{\phi\theta}$ 分量大于 $I_{\theta\theta}$ 分量, 大于的幅度都在一个数量级左右. 这说明散射光的退偏效应都不是太大.

最后我们再改变这一柱状散射体的高度, 从 5 层减到 1 层, 在相同的人射光条件下, 分别计算在 7 种典型的取向下的散射并进行平均, 得到了在 XZ 平面 (图 5-58) 和 YZ 平面内 (图 5-59) 的总散射强度, 从外到里分别为 5, 4, 3, 2, 1 层.

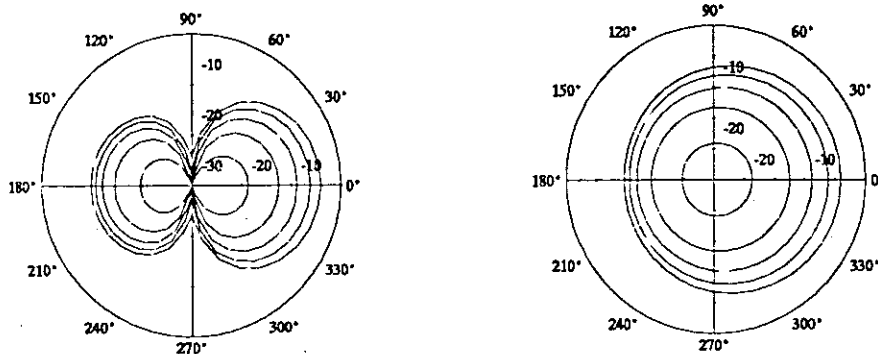


图 5-58 柱状体高度变化时的散射角分布图 图 5-59

随柱状体层数的减少, 散射强度也相应减小. 层数越少, 散射的角分布越是接近于 Rayleigh 散射的角分布. (在 XZ 平面内为 $\cos^2 \theta$, 在 YZ 平面内为园分布).

图 5-60 是当层数为 4 层时的散射情况 (单元数为 16), 将之与单元数为 15 的线状散射体的角分布 (图 5-61) 进行对比, 两者都已对 7 种典型的取向求了平均, 可以看出在体积几乎相同时, 由于散射体形状的不同, 在散射角分布上的差别. 一个是短粗状散射体, 另一个为细长形散射体. 在 XZ 平面内, 前者的前后向散射角分布比后者要宽. 在 YZ 平面内, 前者偏离 Rayleigh 散射的程度小于后者的偏离程度.

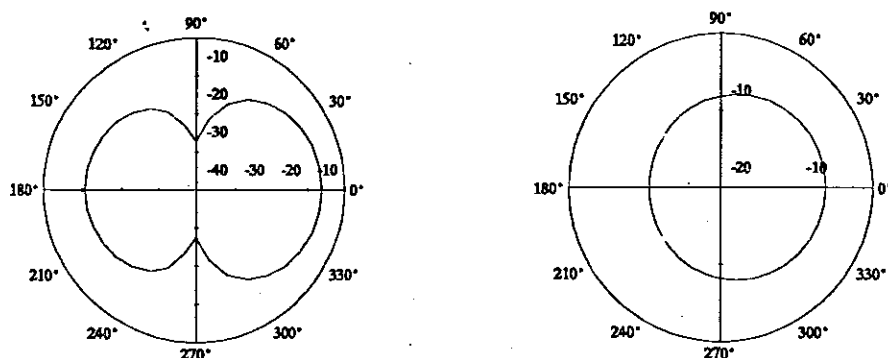


图 5-70 柱状体层数为4,共16个单元,XZ(左)和YZ(右)平面上的散射强度角分布

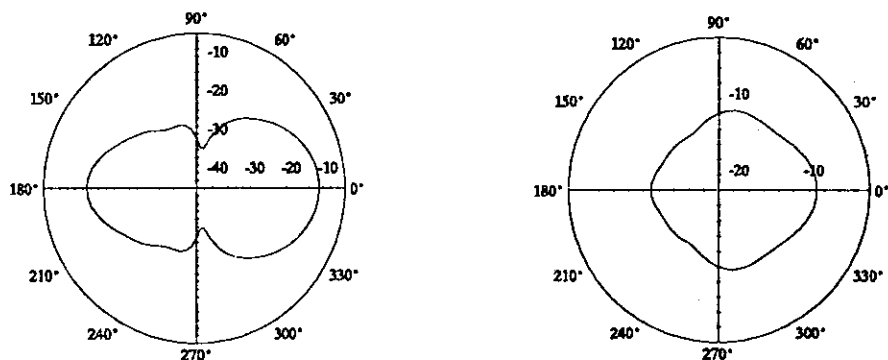


图 5-71 线状体单元数为15时,在XZ(左)和YX(右)平面上的散射角分布图

§ 5. 小结

在本章节中,我们介绍了用矩量法求解任意形状散射体散射的体积分方法,并由计算公式编写了计算程序.首先对线状散射体的散射进行了细致的计算,给出了在不同的取向角下,和线状散射体的长度变化时的散射角分布图,对之进行了一定的分析,也与 Rayleigh 散射的情况作了对比.虽然单元数取得并不是很多,但从计算的结果看,仍能反映出非球形粒子的一些散射性质.接着又对柱状散射体在不同的取向角和高度变化(层数变化)时的情况进行了计算,并在体积接近的条件下与线状散射体的结果进行了对比,看出了两者的不同.

尽管我们没有对非均匀散射体作散射角分布的计算,但是我们的程序是完全能进行计算的,也只有作体积分割的体积分方法,才能对非均匀散射体的散射进行有效的计算和分析.我们期望在今后的工作中,能取更多的单元分划,对大矩阵求逆用比较好的算法,或对体积的划分用非均匀的方法进行,并找到能与现有的大型有限元计算法的软件接口,这样任意形状散射体的光散射计算才可以比较完善.散射对于形状参数的关系,在今后看是关键的问题.

第6章 受激布里渊散射激光放大系统

所谓受激布里渊散射 (Stimulated Brillouin Scattering, 简称SBS)是由光与声波间的参量耦合引起的. 一般的自发布里渊散射是指由光与物质中的自发声波场的相互作用产生的, 由于自发产生的声子的相位是无规则的, 则散射光也就不是相干的, 即它属于线性光学现象. 当入射到物质中的光强度足够大时, 入射的强激光在物质中产生电致伸缩效应, 形成与入射光有固定相位关系的弹性声波场, 同时该声波场与入射波相互作用引起布里渊散射光的增益, 并在相位上有固定的关系, 即声波场也可以视为相干的受激声子, 因此SBS属于相干光散射. 由于SBS的强度与入射光的强度和声子场的强度有关, 而声子场反过来又与入射光强度和SBS的强度有关, 可见它是一个非线性的光学过程, 所以SBS属于非线性光学的范畴. 在激光与物质的相互作用中, 还有受激拉曼散射和受激瑞利散射等光散射现象, 由于SBS与其它的散射过程相比具有较高的增益系数, 在许多情况下, 它是占有主导地位的散射过程.

研究SBS的目的不仅在于它是反映物质性质的光学分析手段, 更重要的是人们发现SBS能够产生相位复共轭波, 利用这一性质不仅可以用来消除激光系统中的一些相位畸变, 并且在实时适应光学, 光学信号处理, 光学成象, 光学计算机等等领域中具有广泛的理论和应用价值.

在本章的内容中, 我们只限于讨论用 SF_6 气体产生受激布里渊散射, 以形成相位共轭镜 (PCM, Phase Conjugation Mirror), 并与激光器的放大级构成一个可以消除放大级中相位畸变的激光系统. 在讨论实验之前, 我们先对涉及受激布里渊散射和相位共轭的理论和一些问题进行分析.

§ 1. 受激布里渊散射的一般描述

受激布里渊散射是入射光波场与介质内通过在强激光下电致伸缩效应产生的相干声波场相互作用的光子散射过程. 散射光的频率相对于入射光的频率发生变化, 并且这种变化的大小与散射角和散射介质内的声波场有关.

根据场的量子理论, 可以将受激散射过程看作是光子场与声子场之间的相干散射过程. 此时, 入射光子, 散射光子和表征声波场量子化的准粒子(声子)三者之间必须满足能量守恒和动量守恒条件. 存在两种散射过程. 第一种过程是湮灭一个入射光子, 同时产生一个散射光子和一个感应声子, 其能量和动量关系为:

$$\nu_i = \nu_s + \nu_a \quad \mathbf{k}_i = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_a$$

式中, ν_i , ν_s 和 ν_a 分别表示入射光子, 散射光子和声子的频率; k_i , k_s 和 k_a 分别为三种波量子的波矢. 由上述能量关系式可见, 这种散射过程所产生的散射光子和频率小于入射光子的频率, 称为斯托克斯散射. 相应的动量匹配图如下(图6-1):

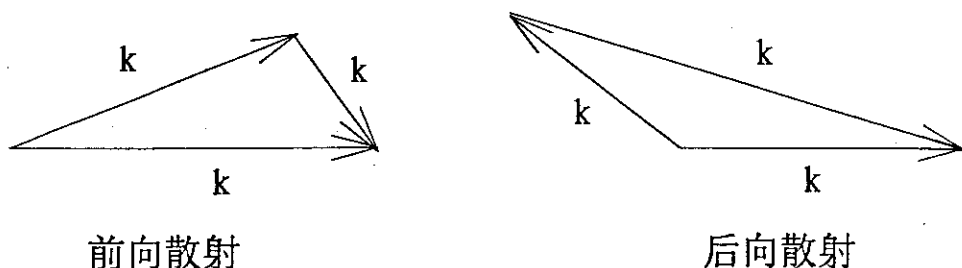


图6-1

在布里渊散射中, 由于声子的频率比光子频率小得多, 即 $\nu_a \ll \nu_i, \nu_s$, 故可以认为 $\nu_i = \nu_s$, 或 $k_i = k_s$, 则由上图可近似算得:

$$\frac{1}{2}k_a = k_i \sin \frac{\theta}{2} \quad k_i = \frac{2\pi\nu_i n_i}{c} \quad k_a = \frac{2\pi\nu_a}{v_a} \quad v_a \text{ 为声速.}$$

可得散射光的频移量: $\Delta\nu = \nu_s - \nu_i = -|\nu_a| = -2\nu_i \frac{n_i v_a}{c} \sin \frac{\theta}{2}$ 由此看出当散射角 $\theta = \pi$ 时, 即散射光的方向与入射光的方向相反时, 斯托克斯散射光的频移为最大,

且 $(\Delta\nu)_{\max} = -\nu_i \frac{2n_i v_a}{c}$. 以上这些公式是描述布里渊散射光频率移动的关系式, 它表示了散射光的频率与散射角 θ 及介质声学特性的关系. 因此我们可以通过对散射光频移量的测量来确定介质内的声波传播速度. 对于 $\theta = \pi$ 的散射, 散射光方向与入射光相反, 而由电致伸缩效应产生的声波场方向则与入射光的方向相同.

受激布里渊散射的第二种可能的过程是湮灭一个入射光子和一个声子同时产生一个散射光子. 能量守恒和动量守恒关系为:

$$\nu_i + \nu_a = \nu_{as} \quad k_i + k_a = k_{as}$$

这相应于反斯托克斯散射. 在实际的受激布里渊散射过程中, 第一阶段是斯托克斯光的产生过程. 入射光的一部分能量转变为电致伸缩效应感应产生的声波场的能量, 并同时产生向低频方向移动的斯托克斯散射光. 当这种过程进行到一定的程度以至于介质内的感应声波场足够强时, 便开始第二阶段的反斯托克斯散射光的产生过程. 此时, 介质吸收一部分的入射光和声波的能量, 同时产生向高频方向移动的反斯托克斯散射光. 所以要产生反斯托克斯散射光需要很大的入射激光强度. 在我们的实验中, 一般只涉及第一种过程, 即产生频率下移的斯托克斯散射光.

§ 2. 受激布里渊散射的经典理论

受激布里渊散射是人射的强激光光场与介质的电致伸缩产生的弹性声波场耦合的结果, 因此理论分析的过程是首先导出在光波场作用下, 介质由电致伸缩而产生的弹性声波场的传播方程, 以及介质内存在电致伸缩运动时光波的传播方程. 然后解此两个波的耦合波方程, 得出受激布里渊散射的频率, 增益及光强阈值等特性.

一. 强光作用下介质的声波场方程

在没有外界光入射的情况下, 设介质内弹性运动的声波场压强为 P , 介质内质点沿声波传播方向上的弹性运动速度为 u , 介质的平均密度为 ρ_0 , 则介质内单位体积元的力学运动方程为

$$\nabla P + \Gamma \rho_0 u + \rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = 0$$

其中第一项表示由声压梯度所形成的作用在介质单位体积元上的作用力, 第二项表示单位体积元运动的阻尼力, 它与运动的速度成正比, Γ 为阻尼因子, 第三项是产生的加速度项.

当有外界的人射光场存在时, 介质内的带电质点在外电场的作用下将离开平衡位置而产生位移, 从而在介质内部引起附加的作用力, 称之为电致伸缩力. 此力与声压梯度所产生的力方向相反, 它们同时作用在单位体积元上. 电致伸缩力可

$$f = -\frac{1}{2} \rho_0 \frac{d\varepsilon}{d\rho} \nabla(E^2) = -\frac{1}{2} \gamma \nabla(E^2)$$

以表示为:

$$\gamma = \rho_0 \frac{d\varepsilon}{d\rho}$$

γ 称为电致伸缩系数或弹性光学系数, ε 为介质的介电常数, ρ 为介质的密度. 在电致伸缩力的作用下, 介质的运动方程为:

$$\nabla P + \Gamma \rho_0 u + \rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{1}{2} \gamma \nabla(E^2)$$

又介质运动的连续性方程为: $\nabla \cdot u + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$

将上两式合并为:

$$\nabla^2 P - \Gamma \frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{\gamma}{2} \nabla^2(E^2)$$

利用介质的绝热弹性模量的表示式 $\beta = \rho_0 \frac{\partial P}{\partial \rho}$

得到关于介质内的密度波方程, 即声子场方程:

$$\nabla^2 \rho - \frac{\rho_0}{\beta} \Gamma \frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{\rho_0}{\beta} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{\rho_0}{\beta} \frac{\gamma}{2} \nabla^2 (E^2)$$

由声学理论可知: $\beta/\rho_0 = v_a^2$ $\Gamma = \alpha_a v_a$ α_a 为声波在介质内的衰减系数. 最后得到了在光波场作用下介质内的弹性声波场方程为:

$$\nabla^2 \rho - \frac{1}{v_a} \alpha_a \frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{1}{v_a^2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{1}{v_a^2} \frac{\gamma}{2} \nabla^2 (E^2)$$

二. 存在弹性光学效应时的电磁场方程

接下来再看关于电磁场的方程. 在入射光电场的作用下, 介质内部的带电质点产生离开平衡位置的移动, 引起了介质的电致伸缩效应, 从而使介质的介电常数发生变化, 这就形成了介质的所谓弹性光学效应, 此时介电常数可以表示为

$\epsilon = \epsilon_{10} + \Delta\epsilon$ 其中 ϵ_{10} 为不存在光波电场时的介电常数

介电常数的变化部分可以表示为: $\Delta\epsilon = \frac{\gamma}{\rho_0} \Delta\rho$

由介质内的基本电磁场方程 $\nabla^2 \mathbf{E} - \mu \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\epsilon \mathbf{E}) = 0$ 可以得到介质内存在弹性光学效应时电场强度所满足的基本方程, 即光波传播的基本方程:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu \frac{\gamma}{\rho_0} \frac{\partial^2 (\rho \mathbf{E})}{\partial t^2}$$

三. 受激布里渊散射的耦合波方程及稳态解

根据前面的讨论, 我们得到了完整地描述受激布里渊散射的耦合波方程组:

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{n^2}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu \frac{\gamma}{\rho_0} \frac{\partial^2 (\rho \mathbf{E})}{\partial t^2}$$

$$\nabla^2 \rho - \frac{1}{v_a} \alpha_a \frac{\partial \rho}{\partial t} - \frac{1}{v_a^2} \frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} = \frac{1}{v_a^2} \frac{\gamma}{2} \nabla^2 (E^2)$$

令介质内的场有如下的形式:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} [\mathbf{E}_i(r) e^{-i\omega_i t} + \mathbf{E}_s(r) e^{-i\omega_s t}] + c.c.$$

$$\rho = \frac{1}{2} \rho_a(r) e^{-i\omega_a t} + c.c.$$

假设入射光波和散射光波为同一个偏振方向的线偏振光,并且入射光沿 Z 轴方向传输, 散射光是后向散射的情况, 即沿 $-Z$ 方向. 在这样的条件下有:

$$\mathbf{E}_i(z) = \mathbf{e}_0 A_i(z) e^{ik_i z} \quad \mathbf{E}_s(z) = \mathbf{e}_0 A_s(z) e^{-ik_s z} \quad \rho_a(z) = \rho_{am}(z) e^{ik_a z}$$

设三个波的振幅满足慢变波包近似, 且认为声波的衰减系数 α_a 比较大时, 经过推导(过程在此省略), 得到下面的方程稳态耦合波方程:

$$\frac{\partial A_i(z)}{\partial z} = -\frac{\omega_i^2 \gamma^2 k_a \mu}{16\beta k_i} \frac{1}{i\Delta k + \alpha_a/2} A_i(z) |A_s(z)|^2 \quad \Delta k = k_i + k_s - k_a$$

$$\frac{\partial A_s(z)}{\partial z} = -\frac{\omega_s^2 \gamma^2 k_a \mu}{16\beta k_s} \frac{1}{-i\Delta k + \alpha_a/2} A_s(z) |A_i(z)|^2$$

根据光强与振幅的关系: $I_{i,s}(z) = \frac{1}{2} c n_{i,s} \epsilon_0 |A_{i,s}(z)|^2$, 可得出光强的空间分布式

$$\frac{\partial I_i(z)}{\partial z} = -g_i I_i(z) I_s(z)$$

$$\frac{\partial I_s(z)}{\partial z} = -g_s I_i(z) I_s(z) \quad g_{i,s} = \frac{\omega_{i,s}^2}{8n_{i,s} c^3 \epsilon_0^2} \frac{\gamma^2 k_a}{\beta k_{i,s}} \frac{\alpha_a}{\alpha_a^2/4 + (\Delta k)^2}$$

上式表示入射泵浦光 $I_i(z)$ 随 Z 的增加而减小, 而散射光 $I_s(z)$ 随 Z 的增加而增加, 即泵浦光的能量在 Z 方向上逐渐转化到散射光之中. 当相位匹配因子 $\Delta k=0$ 时, g_i, g_s 最大. 相位匹配条件为:

$$\frac{\omega_a}{v_a} = \frac{\omega_i n_i}{c} + \frac{\omega_s n_s}{c} \approx \frac{2\omega_i n_i}{c} \quad (n_i \approx n_s)$$

所以, 后向布里渊散射光的频移量为: $|\omega_i - \omega_s| = \omega_a = \frac{2\omega_i n_i v_a}{c}$

相应的受激布里渊散射光的频率为: $\omega_s = \omega_i \pm \omega_a = \omega_i \pm \frac{2\omega_i n_i v_a}{c}$

上式取负号相应于斯托克斯散射, 取正号相应于反斯托克斯散射.

由上面的分析可知, 散射光的增强作用正比于入射光的强度, 假设入射激光光强在所考虑的介质空间内的减弱可以近似忽略, 即 $I_i(z) \approx I_i(0)$, 并设反向斯托克斯散射光在介质内单位长度上衰减系数为 α_s , 则反向散射光强随传播方向上长度的变化可表示为:

$$\frac{dI_s(z)}{dz} = -g_s I_i(0) I_s(z) + \alpha_s I_s(z)$$

解此式得到光强的空间变化关系为: $I_s(0) = I_s(z) e^{(g_s I_i(0) - \alpha_s)z}$

当散射光的增益大于其损耗时, 在输出端界面处的 $I_s(0)$ 将大于介质内的 $I_s(z)$. 此时有散射光输出, 因此, 产生受激布里渊散射光的条件为

$$g_s I_i(0) - \alpha_s \geq 0$$

这就要求入射的激光强度满足条件 $I_i(0) \geq \alpha_s / g_s$, 即

$$I_i(0) \geq \frac{2\alpha_s \alpha_a \epsilon_0^2 n_s^2 c^2 \rho_0 v_a^3}{\omega_s \omega_a \gamma^2} \quad \Delta k = 0$$

它是产生受激布里渊散射的泵浦激光的阈值. 在这里的讨论中, 我们忽略了泵浦光在介质内的传播方向上的衰减, 如果考虑泵浦激光的衰减, 则相应地出现反向斯托克斯散射光强增益逐渐减小的情况, 即产生所谓的增益饱和现象. 若这时不计及散射光的吸收, 则可以解出具有增益饱和时的散射光在输出端界面的散射光强度满足的解:

$$\frac{I_i(z)}{I_s(0)} = \frac{1 - I_s(0)/I_i(0)}{\exp\{[1 - I_s(0)/I_i(0)]g_s z\} - I_s(0)/I_i(0)}$$

$$I_s(0) = I_i(0) - I_i(z) + I_s(z)$$

简单的分析表明, 该解的具有如下的性质: 当 $I_i(0)$ 比较小的时候, 即入射光强度处于低水平值时, 受激布里渊散射光随入射光的增加而指数地增加. 而当入射光强度大时, 受激散射的强度随入射光增加具有趋向于饱和的性质.

如果不计及散射光在 $-z$ 方向上的线性吸收, 则产生受激布里渊散射的域值可以表示为: $g_s I_p l = 30$, 其中 l 代表增益长度, 在用透镜聚焦的情况下, 若入射光的相干长度大于瑞利区的长度, 则 l 取为瑞利区的长度, 否则取 l 为入射光的相干长度.

§ 3. 受激布里渊散射与其它散射过程的竞争

当入射强激光进入介质后, 将有发生各种受激散射过程的可能, 典型的有受激拉曼散射, 受激布里渊散射, 受激瑞利散射, 和受激瑞利翼散射, 它们的一些典型参量如下表所示. 一种散射过程的建立主要取决于该散射的增益因子和散射过程的弛豫时间. 弛豫时间一方面代表物质中激发波的衰减快慢, 另一方面也表示该激发波的建立时间的长短. 如受激布里渊散射中, 弛豫时间即为声子的寿命, 当激光入射到介质时, 它就是声子场的建立时间. 如果入射光为连续光波, 则对于所有可能的散射过程, 都有充分的时间建立对应的物质激发波, 这时, 由于放大的竞争作用, 具有最大增益的散射过程将占有主导地位. 从表中可

受激散射过程	频移 cm^{-1}	增益因子 g (cm/mw)	弛豫时间 τ (ns)
Raman	1000	5×10^{-3}	0.001
Brillouin	1	10^{-2}	1
Rayleigh	0	10^{-4}	10
Rayleigh-wing	0	10^{-3}	0.005

以看出受激布里渊散射是主要的散射过程. 一旦受激布里渊散射波得到了建立, 即相应的声子场产生, 则受激布里渊散射波在放大的过程中将抑制其它的散射作用. 所以对于连续波的散射, 一般产生受激布里渊散射.

而当入射激光为脉冲波时, 散射过程的建立还依赖于散射的弛豫时间. 必须强调的是, 表中所列出的增益因子仅表示稳态的数值, 这就是说, 仅当入射光脉冲脉宽长于一个弛豫时间时, 才可以就用这些数值. 如果光脉冲太短, 有效增益会显著降低, 这是由于物质元激发波对于电磁扰动发生响应需要一定的时间. 在这种情况下, 与光脉冲脉宽相关的特性时间对于某一特定散射过程的发生以及各个散射过程之间的竞争具有很重要的影响. 如果光脉冲与布里渊散射的弛豫时间相比短很多, 那么这个受激过程就不会发展, 而发生受激拉曼散射.

在我们的实验中, 由调 Q 激光器输出的光脉冲的脉冲宽度大致在 20 ns 左右, 因此以上表作为分析的工具可见, 虽然受激拉曼散射, 受激瑞利散射和受激瑞利翼散射的建立时间都小于入射光的脉宽, 但与受激布里渊散射相比增益小, 所以仍然是受激布里渊散射占有主导地位.

§ 4. 受激布里渊散射相位共轭原理

§ 4.1 相位共轭波的特性

相位共轭光学意指对光波的相位信息进行空间和时间上的处理. 当它是通过光波与物质的非线性光学相互作用实现时, 就称为非线性相位复共轭. 在数学上等价于对复空间振幅进行复共轭运算. 因此, 相位复共轭波等价于时间反演波.

$$\begin{aligned} \text{若给定一单色电磁波为: } \mathbf{E}(t) &= \frac{1}{2} \mathbf{e} A(\mathbf{r}) \exp[-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})] + c.c \\ &= \frac{1}{2} \mathbf{e} \phi(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) + c.c \end{aligned}$$

式中, $A(\mathbf{r})$ 为复振幅, $\mathbf{k}$ 为波矢, ω 为角频率, $\mathbf{e}$ 为单位偏振矢量. 因此, 该电磁波的相位共轭波定义为:

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_c(\mathbf{r}, t) &= \frac{1}{2} \mathbf{e}_c A_c(\mathbf{r}) \exp[-i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})] + c.c \\ &= \frac{1}{2} \mathbf{e}_c \phi_c(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) + c.c \\ &= \frac{1}{2} \mathbf{e}_c^* \phi_c^*(\mathbf{r}) \exp(-i\omega t) + c.c \end{aligned}$$

即相位共轭波与原始波有相同的频率, 且其空间复振幅为原始波的空间复振幅的复共轭. 由此可见: $\mathbf{E}_c(\mathbf{r}, t) = \mathbf{E}(\mathbf{r}, -t)$

该等式表示了两个物理意义, 一. 相位共轭对于入射光波在时间的变化上是具有完全的反演作用, 好像是先到达的波面后反射, 而后到达的波面则先反射. 二. 在对入射光的空间变化上完全与入射波相同.

能对光波实现相位复共轭作用的光学系统称为相位共轭镜, 相位共轭镜的共轭作用可以由下图6-2得到说明. 由图可看出共轭镜和普通反射镜对以点光源发射的探测光波的影响. 从点光源发射的发散光束, 经共轭镜反射之后, 形成一会聚光束, 此光束精确地沿入射探测光的路径返回, 因此按时间反演的定义, 它返回到原始点光源处. 相反, 对普通的反射镜, 使反射光继续发散, 改变了入射光的传播方向.

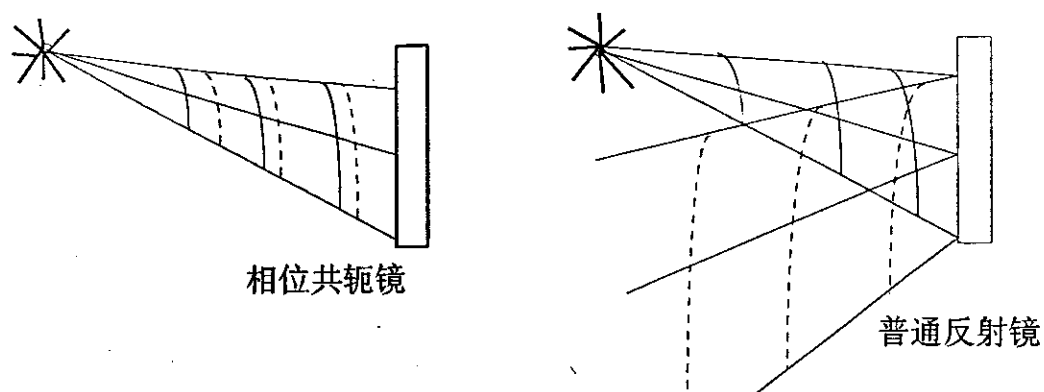


图 6-2

应用相位共轭镜的这一特点, 可以完全补偿畸变介质引起的相位畸变. 如图 6-3 所示. 设由激光振荡级输出的光为平面波, 入射到激光放大级中, 由于放大级的热透镜效应引起了相位的畸变. 对于普通反射镜, 反射回来的波再次通过放大介质传播时, 使相位畸变加倍. 但是由共轭镜反射回来的波, 由于相位共轭特性, 可使相位畸变得得到补偿, 又恢复成原始的平面波前.

关于入射波与相位共轭波的偏振态的关系, 由不同的非线性效应产生相位共轭时是不同的. 对于受激布里渊散射, 理论上可以证明, 当入射光为右旋偏振态时, 则后向散射波的偏振为左旋偏振态. 利用这一特点, 在图 6-3 中放置了四分之一波片和起偏器, 不仅可以得到最后的激光输出, 而且可以防止反射光返回到激光振荡器中.

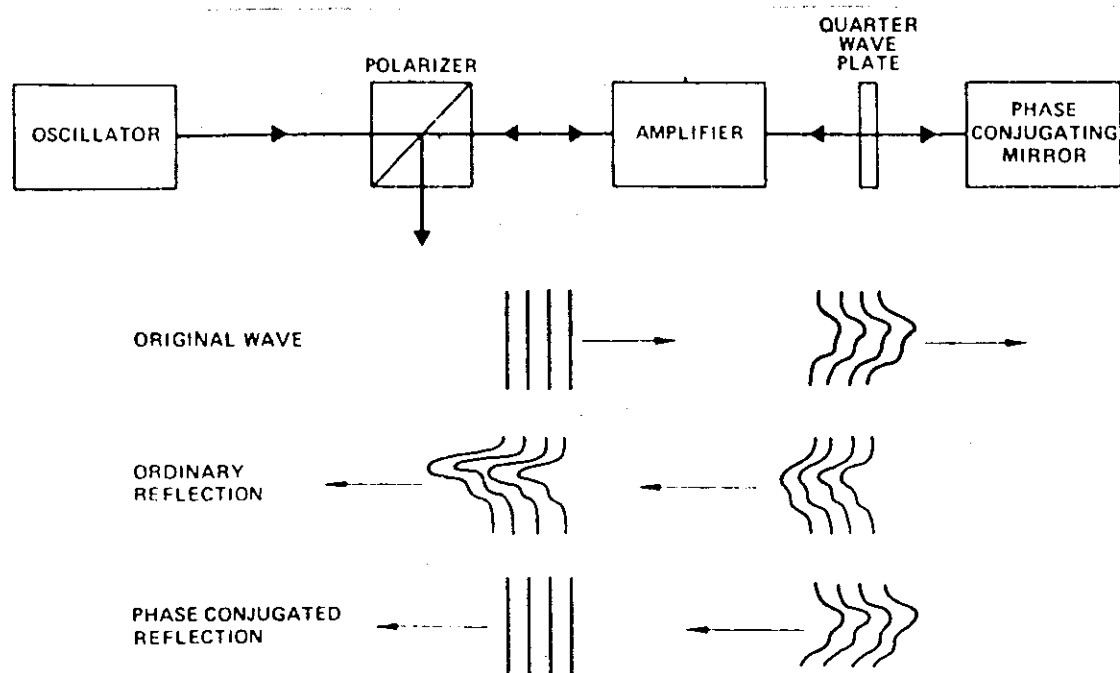


图 6-3

§ 4.2 受激布里渊散射的相位共轭原理

非弹性光散射(受激布里渊散射, 受激拉曼散射和受激瑞利散射)的后向散射特性具有普遍的相位共轭效应. 关于受激布里渊散射相位共轭的详细理论可以参见 Zel'dovich 等人的文章[114][123][124]. 在此我们只是给出了其中的结果, 简单地讨论受激布里渊散射的共轭原理.

在非常短的声子寿命及不计及入射光波的损耗和散射光的吸收时, 受激布里渊散射的增益可以表示为: (其中, G 正比于散射介质的有效非线性极化率, 对于给定介质, G 为一常数. $r_{\perp}$ 表示横向坐标 x, y)

$$g(z) = G \int |E_i(r_{\perp}, z)|^2 |E_s(r_{\perp}, z)|^2 d^2 r_{\perp} / \int |E_s(r_{\perp}, z)|^2 d^2 r_{\perp}$$

当散射光 $E_s(r_{\perp}, z)$ 和泵浦光 $E_i(r_{\perp}, z)$ 在空间中最大处吻合时, 可以得到最大的增益系数. 但在传播过程中由于衍射和干涉等原因, E_s 和 E_i 的空间结构将发生变化. 一般情况下它们的空间结构是不可能处处重合的. 从相位共轭理论可知, 如果一个波是另一个波的相位共轭波, 则它们在空间中的分布是处处相同的, 因此如果在某一个垂直于 Z 轴的截面上有:

$$E_s(r_{\perp}, z) = \text{const} \cdot E_i^*(r_{\perp}, z)$$

则它们在空间上的分布将处处重合. 所以, 入射波的相位共轭波具有最大的受激布里渊散射增益. $E_i(r_{\perp}, z)$ 在横向坐标上越是不均匀, 则相位共轭波相对于非相位共轭波的增益越大. 由此可见在受激布里渊散射中, 相位共轭波将占主要的地位.

对于非相位共轭波, 在某一垂直于 Z 轴的平面上有可能具有比相位共轭波大的增益系数, 但是它不可能在所有的地方维持最大的增益系数, 因此非相位共轭波与相位共轭波相比不能达到可观的增益.

从上面的分析可以看出, 受激布里渊散射并不是在所有的条件下都是完全的相位共轭波. 当用受激布里渊散射介质构成相位共轭镜时, 可以定义一个称为保真度的参数, 它表示在后向的散射中相位共轭完全性的程度. 保真度高, 则意味着该相位共轭镜的共轭特性好.

§ 5. 受激布里渊散射的实验及分析

在实验中, 采用 SF_6 气体作为受激布里渊散射介质, 我们的目的是由它构成相位共轭镜, 使一次通过激光放大级的畸变光束由受激布里渊散射形成相位共轭波, 然后从反向再一次进入原激光放大级以补偿相位的畸变. 所以整个系统在较高的功率下运行, 则用气体与液体相比, 气体具有小的布里渊频移(反向放大时光增益不会由于光频率的少量变化而降低), 且不易引起介质在聚焦区域内的光学击穿.

就相位镜共轭单独而言,其性能的好坏由反射率和保真度两个参数表示.反射率指由相位共轭镜反射回来的共轭光强度的大小,在连续波的情况下,反射率为反射光强度与入射光强度的比值;在脉冲光入射时,反射率为反射的光脉冲能量与入射光脉冲的能量之比.保真度是反映散射光的共轭度质量的参数,它的定量的度量在文献中有一些不同的方法,如果为了定性地反映散射光的共轭质量,则可以看在对于相位畸变的补偿是否完全来决定.在我们最终的实验中,就是看正反两次通过激光放大级后,输出光发散度的大小.发散度大,则说明相位共轭的性能不好,导致反向通过放大级时相位补偿的不完全.发散度小,则表明相位共轭镜的共轭性能好,使得反向通过时很好地补偿了相位的畸变.理想的情况是,相位共轭镜不仅有高的反射率,同时保真度为100%.

受激布里渊散射介质 SF_6 的一些主要性质如下(稳态情况):

SF_6 气压 P (atm)	增益系数 g (cm/Mw)	声子寿命 τ_B (ns)
22	35	27
20	30	20
16	25	15
10	9	9

SF_6 的英文名为 Sulphur Hexafluoride, 为无色无臭气体, 在化学上比较稳定, 有极高的热稳定性(它常作为大电流闸刀的缓冲气体), 并具有较高的受激布里渊散射增益, 因此非常适用于作为受激布里渊散射介质. 理论表明, 在稳态散射的情况下(即入射光的脉冲宽度 $\tau_p \gg \tau_B$), 增益系数与气体的气压的二次方成正比, 而声子寿命则与气压成正比. 因此当用气体作为受激布里渊散射介质时, 通常是在高的气压下进行的. SF_6 气体的气压大于 22atm 时, 它将转变为液体状态.

§ 5.1 SF_6 相位共轭镜的反射率测量

我们在 20atm 的情况下($\tau_B = 30\text{ns}$), 测量 SF_6 相位共轭镜的反射率, 光路如下图6-4所示. 为了使反射光不进入激光振荡级或激光放大级, 在光路中加入了隔离(它由 Brust 窗和四分之一波片组成). 由于受激布里渊散射的阈值很低, 则为了得到反射率完整的曲线, 可在光路中插入衰减滤光片.

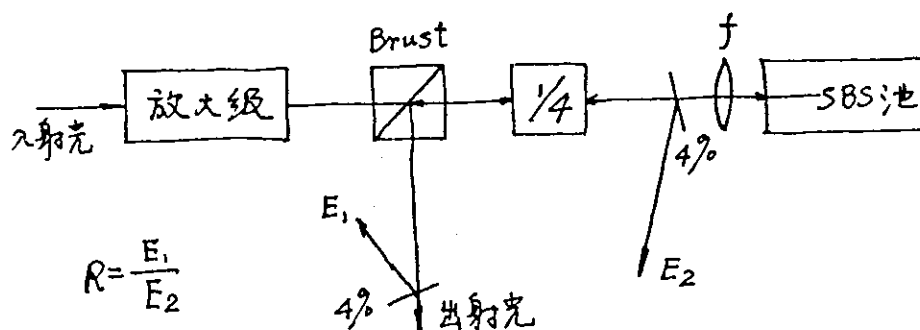


图 6-4

我们在不同的焦距 f 下测量 SF_6 相位共轭镜的反射率.同时激光振荡级工作在两种泵浦功率条件下,即低功率运转 (L_{osc} , 输出能量大致为 50--60mJ) 和高功率运转 (H_{osc} , 输出能量大致为 90--100mJ). 因为当振荡级输出能量水平不同时, 激光脉冲的脉宽和相干长度的不同的. (光斑直径为 6mm)

	脉宽(ns)	线宽 (Å)	相干长度 (mm)
L_{osc} (50--60mJ)	25	0.5	3
H_{osc} (120--150mJ)	12	1.5	1

焦距 f (mm)	80	100	180	250
瑞利区长度 (mm)	0.5	0.8	2.6	5

测量的结果如图6-5 所示.

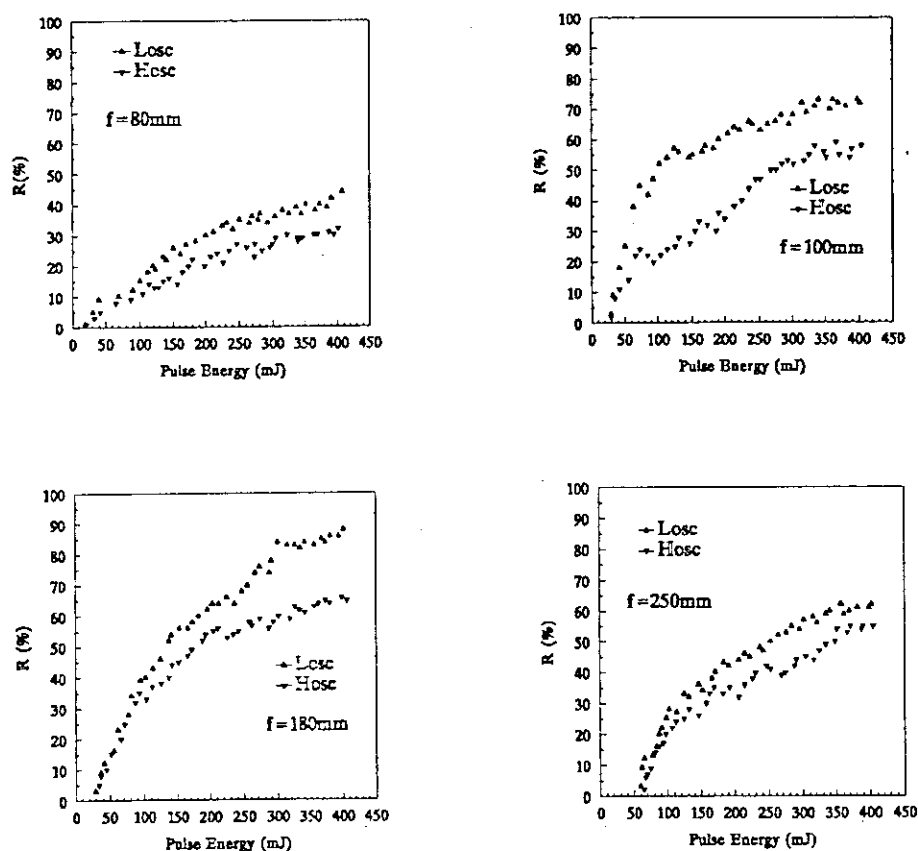


图 6-5

对所得的测量结果的分析如下:

1. 对于同样的焦距, 振荡级在低功率下运转时比高功率运转时的反射率要高. 因为在使用 SF_6 气体作为受激布里渊散射介质于我们所用的激光器条件下, 其声子寿命大于入射光的脉冲时间宽度 τ_p , 这时的散射过程属于瞬态受激布里渊散射, 与用液体(如丙酮, 声子寿命大约为 1ns)作为布里渊散射介质时的稳态散射有一定的区别. 瞬态受激布里渊散射的理论表明, 随着 τ_B/τ_p 的增加, 受激布里渊散射的有效增益系数将很快下降, 因此光脉冲时间宽度长有利于声子场的建立过程, 相应的反射率就高.

同时当入射光脉冲的时间宽度小时, 脉冲的前沿相对于时间宽度大的光有较陡的前沿, 这时一些具有短的驰豫时间的非线性光学效应就会与受激布里渊散射过程竞争, 这也会使得有效的受激布里渊散射增益的减小.

2. 在相同的振荡工作条件下, 反射率随透镜焦距的变化表现出不同的大小. 以在低功率运转下的情况进行说明. 当入射光的相干长度大于瑞利区的长度时, 受激布里渊散射的有效增益长度由瑞利区的长度决定. 瑞利区的长度与焦距 f 的平方成反比, 而入射光经过透镜聚焦后的光强度或者是功率密度则与焦距 f 的平方成正比. 所以总的增益是相同的. 此时反射率应与透镜的焦距无关. 从物理上的理解是: 焦距小时, 虽然有效声场(瑞利区长度)的长度小, 但对应的声波振幅大, 相当于声光栅的作用明显, 所以总的对入射光波的反射作用与焦距大时(有效声场的长度大, 而光栅作用不明显)时是相同的.

但是当焦距较小时, 会有其它的副作用产生. 聚焦作用强时, 会引起介质的光击穿, 自聚焦等效应, 它们都对入射光具有很大的吸收作用, 这样就反而会使反射率降低. 在实验中, 当焦距较小时, 可以听到散射池中有声音发出, 这是由于光击穿等现象的发生以致于有强的声冲击波的产生. 所以严格地说, 只有在没有其它光副作用发生的前提下, 当入射光的相干长度大于瑞利区长度时, 反射率才与透镜的焦距无关. 实验中, $f=100\text{mm}$ 时这种副作用不是很大, 所以它的反射率下降不大, 而当 $f=80\text{mm}$ 时, 反射率已明显地减小. $f=180\text{mm}$ 时, 得到了高的反射率.

当再增大焦距时, 如 $f=250\text{mm}$, 则相干长度小于瑞利区的长度, 这时受激布里渊散射的有效增益长度由相干长度来决定. 在这种情况下, 焦距增大时, 有效增益长度不变, 而光功率密度将随 f 的增大而减小, 总的受激布里渊散射的增益会下降. 因此当入射光的相干长度大于瑞利区长度时, 反射率将随透镜焦距的增大而减小.

综合以上 1,2 两点, 可以得出这样的结论: 只有当入射光的相干长度与聚焦后的瑞利长度相匹配时, 才能达到高的相位共轭镜反射率. 从物理意义上看, 这样的条件意味着入射光场与波场有最佳的耦合. 入射光在其有效的相干长度内激发出相干的声波场, 同时该声波场在其最大的有效作用范围内(即瑞利区)形成类似于光栅对入射光的反射作用, 所以反射率高.

§ 5.2 带有 SF_6 相位共轭镜的激光放大系统

根据前面的讨论,我们用 SF_6 受激布里渊散射相位共轭镜和激光放大级构成一个能够补偿放大级中相位畸变的双程激光放大系统(图6-6). 其中透镜的焦距选用100mm 和 180mm. 实验的主要目的是得到低发散度和高能量的激光脉冲输出,并与没有相位共轭镜的系统(单程放大系统)作一定的比较. 工作频率为10Hz, 即每秒10个脉冲.

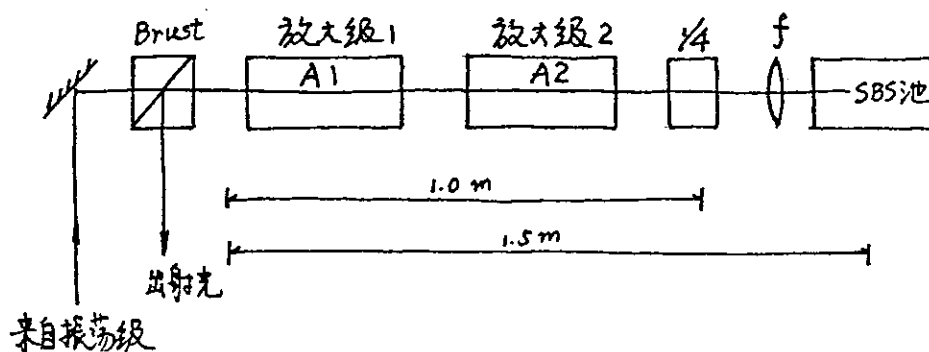


图6-6

一般地讲, 由激光振荡级输出的光可以认为上具有小的发散度, 通过激光放大级后, 由于热透镜效应的存在, 使得经过放大后的光束的发散角增大(在以下的讨论中, 都认为光束发散的增大是由激光放大级引起), 尤其是当时间重复率高的情况下, 如每秒10个光脉时, 如果对单程放大系统不作任何的补偿, 则经过两次放大后的光束能在空气中聚焦, 在实验中当去除 SF_6 散射池时, 观察到了放大后光在空气中的击穿.

在双程放大系统中, 为了得到低发散度的输出光束, 就要求受激布里渊散射具有好的相位共轭性质, 即保真度高. 如果入射光脉冲的前沿陡, 在光脉冲行进的过程中, 它能在较大的体积范围内超过阈值, 因而使许多的噪声模式相对于共轭模式得到发展. 同时前沿陡有利于其它弛豫时间小的非线性光学过程得到形成和发展, 它们都将与共轭模竞争, 相应地在反射回的光波中相位共轭部分的比重就变小, 使保真度下降, 即由受激布里渊散射反射回的光波波前不能得到很好的再现, 当再一次由反向通过放大级时就不能很好地补偿正向通过时的相位畸变.

至于保真度与入射光相干长度的关系, 一般认为长的相干长度有利于声子场的建立和增强. 如果激光振荡级的能做到单模输出, 则预计有高的反射率和保真度. 但在我们的实验中, 通常是多模振荡输出, 运转功率低时, 振荡的模式数少, 相应的相干长度就比振荡模式多时的高功率运转情况下要长一些.

双程放大系统为了得到高的光输出能量, 不仅取决于相位共轭镜保真度的好坏, 而且要求相位共轭镜有高的反射率. 根据前一小节的讨论, 高反射率的条件是入射光的脉冲宽长, 并且入射光的相干长度与聚焦后的瑞利长度相匹配.

在振荡级低功率运转下, 测量了双程放大系统光输出的发散度和输出光能量的关系(图6-7).

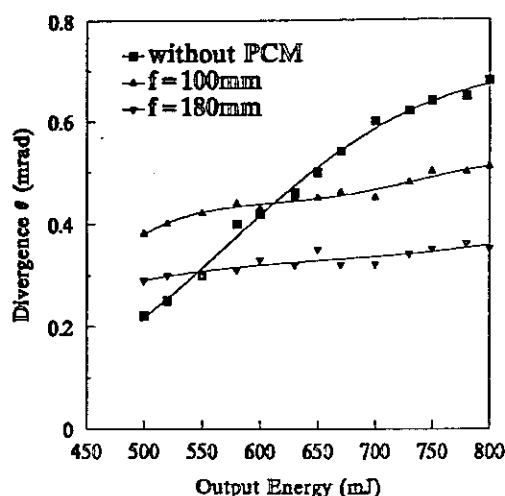


图 6-7

由图可以看出, 当 $f=180\text{mm}$ 时, 不仅有高的能量输出, 而且输出光的发散度小. 当 $f=100\text{mm}$ 时, 在高能量区的发散度有一定的上升, 是由于与 $f=180\text{mm}$ 相比, 入射到受激布里渊散射池中的功率密度大, 一些其它的非线性光学过程已与相位共轭模式形成了竞争.

图6-8 和图6-9 是比较在两种振荡级工作条件下(低功率运转和高功率运转)固定放大级中的其中一级的闪光灯泵浦功率, 而改变另一放大级的闪光灯泵浦功率的光输出能量变化图.

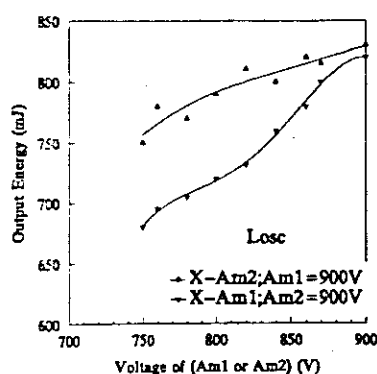


图6-8

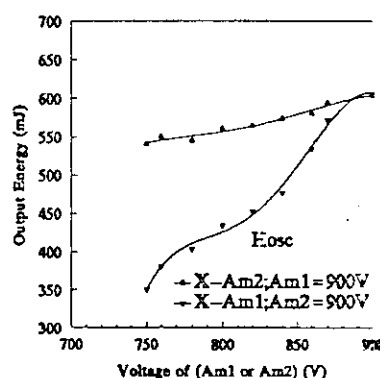


图6-9

由图可知, 当振荡级工作在低运转功率下时, 双程放大输出的光能量大, 这正符合了我们在前面的讨论. 因为对于激光放大级正向放大而言, 如果入射的光强度小, 则放大级处于小信号增益区, 根据脉冲激光放大的原理, 若处于饱和增益状态, 则饱和增益效应越大, 则光脉冲的前沿会变得越陡, 这是不利于受激布里渊散射有效增益的. 对放大的第二级而言, 如果第一级的放大倍数高, 则第二级的饱和

增益效应就越大, 所以从两个放大级看, 第一级放大的闪光灯泵浦功率的变化对最终输出光能大小的影响要比第二级的大. 在实验中, 入射光的长度, 即光的脉冲时间宽度乘以光速大致为 7.5 米, 则可以想象在放大级中同时有正反两个波列存在, 因此放大级的增益效果与只有正向波存在时有所不同, 其作用是降低了正向的放大倍数, 这对于不使进入受激布里渊散射池的光脉冲的时间宽度的减小, 尤其是光脉冲的前沿变陡, 是有利的.

如果把激光放大级看作为存贮有反转粒子数的库, 当光通过它时, 将根据入射光的强度大小吸收反转粒子数以转化到出射放大后的光中. 若放大级1的反转粒子数比放大级2的要少(相当于在图6-8和图6-9中下面的曲线), 光经过放大级1的放大后, 在增益系数高的放大级2中进行饱和放大, 它不仅只留下了少量的反转粒子数供反向光的放大, 而且饱和放大的程度大时是不利于受激布里渊散射的; 而当放大级1的反转粒子数大于放大级2时(相当于图中上面的曲线), 则对于放大级1而言, 由于从激光振荡级来的入射光能量小, 则它处于小信号增益, 保留了大量的反转粒子数为反向放大用, 同时放大级2的饱和增益效应比前一种的情况下要小, 则有利于受激布里渊散射, 所以最终双程放大输出的能量就大.

由以上的讨论得到下面的结论: 要使带有 SF_6 受激布里渊散射相位共轭镜的激光双程放大系统能够最有效的工作, 则应使从激光振荡级输出的光能量小, 脉冲时间宽度长, 相干长度大. 同时对激光放大级尽量使正向饱和增益的效应降低, 那么进入受激布里渊散射池的光束的脉宽大, 并且激光放大级对于反向共轭光波的放大要保留足够多的反转粒子数, 使反向的放大具有大的增益效应, 以提高最终输出光的能量和压缩光脉冲的宽度.

在振荡级低功率运转的条件下(振荡级输出 50--60mJ), 双程放大和单程放大的光斑比较如图6-10和图6-11所示.

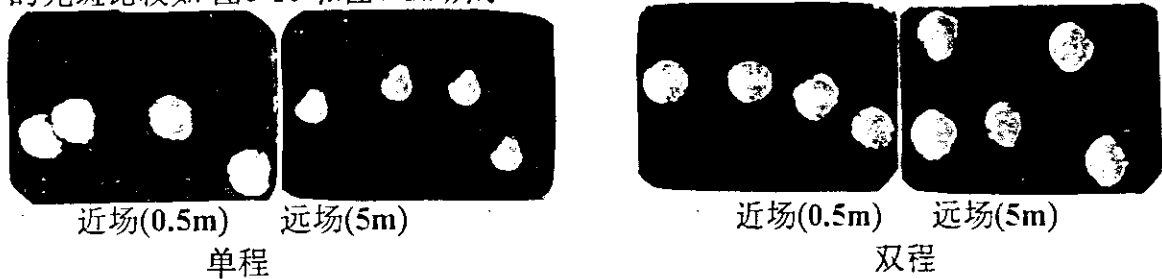


图6-10 (1Hz)



图6-11 (10Hz)

在 1Hz 时, 最大输出的能量可以达到 850--900mJ, 发散度为 0.3 mrad.

在10Hz时,最后输出的能量达到700--750mJ,发散度为0.35 mrad.同时还测量了输出光能量的稳定度,并与单次放大的情况作了比较,如下表:

Osc Output	2.56%
Single Pass	7.63%
PCM Double Pass	3.67%

通过双程激光放大系统后,光脉冲的时间宽度得到了压缩,它来源于两个效应.1. 由于受激布里渊散射存在阈值且其反射率在光强度大时大,因此对于入射的脉冲激光具有一定的压缩作用.2. 激光放大级本身在增益饱和放大时,能使光脉冲的前沿变陡. 测量得到了振荡级输出光的脉宽和最后双程放大之后的光脉冲的时间宽度,如图6-12所示.

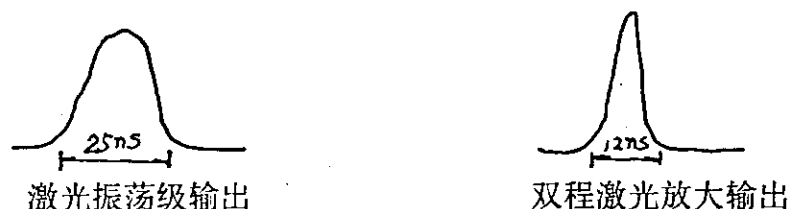


图6-12

因此由 SF_6 受激布里渊散射相位共轭镜构成的双程激光放大系统不仅在低振荡级输出下得到了大的光脉冲能量输出,而且发散度小,脉冲宽度也得到了压缩,这相当于提高了光脉冲的功率密度,对放大级中反转粒子数有充分的利用.

为了使这一系统在最优的状态下工作,对激光振荡级只要使它输出的光脉冲时间宽,且相干长度长,则可以用更长焦距的透镜.这样不仅使入射到受激布里渊散射池中的功率密度不至于太大以引起其它非线性光学效应的竞争,而且有利于声子场的建立,提高相位共轭镜的反射率和保真度.带有相位共轭镜的激光双程放大系统还能使光学质量不是很好的激光棒得到充分的利用.

§ 6. 小结

通过对本章节的内容讨论和分析,我们对受激布里渊散射作为相位共轭镜的机理进行了研究,在不同入射光相干长度和不同的透镜焦距下测量了相位共轭镜的反射率.在此基础上,构成了带有受激布里渊散射相位共轭镜的激光双程放大系统,测量了输出光的能量和发散度,获得了高能量低发散度的光输出,并对其的一些现象进行了分析,得到了最佳的系统工作参数,并作出了有益的结论,为今后进一步的研究打下了基础.分析主要是定性的,因为对于瞬态受激布里渊散射的理论分析解还没有完善的结果.当加入了双程激光放大系统后,整个体系的定量分析也是十分困难的.但正如文中的定性讨论所得的结果,它仍为实验研究提供了有益的指导.

本课题的研究是国防预研基金“相位共轭技术在军用激光器中的应用”的一个主要的部分.该课题已通过鉴定,达到了预定的性能指标.

附录

发表论文及科研获奖

1. 叶子, 陆祖康 "小粒子光散射信号的计算机模拟及分析"
光学学报 Vol.16(7), 1996.
2. 叶子, 陆祖康 "米氏散射介质层的光学传递函数"
中国光学学会'95 年会, 激光与光电子学进展 No.7, p202, 1995.
3. 叶子, 陆祖康 "平滑光逆散射法测定分散粒子体系的谱特性"
'94 中国研究生光学学述报告会论文集, p10, 1994.
4. 叶子, 宋弦, 陆祖康 "受激布里渊散射双程激光放大系统"
第十一届全国激光学术报告会, 激光与红外 Vol.23(5), p24, 1993.
5. "受激布里渊散射位相共轭在高功率激光器中的应用"
1995 年国家教委科技进步三等奖, 排名第四.

参 考 文 献

单次散射及球形粒子的计算

- [1] Y.Kok, "Boundary-Value solution to electromagnetic scattering by a rectangular groove in a ground plane", J.Opt.Soc.Am. Vol 9(2),p302-311, 1992
- [2] E.Hovence, "Assessing the distributions of surface waves and complex rays to far-field Mie scattering by use of Debye series", J.Opt.Soc.Am. Vol 9(5), p781--795, 1992
- [3] H.C. Van de Hulst, *Light Scattering by Small Particles*, Dover, New York, 1957, Chap. 1,3,5,6
- [4] M.Kerker, *The Scattering of Light and Other Electromagnetic Radiation*, Academic, New York, 1969, Chap.3,4.
- [5] C.Bohren, *Absorption and Scattering of Light by Small Particles*, Wiley-Interscience, New York, Chap 4,5, 1983.
- [6] A.Ungut, "Comparisons between geometrical optics and Lorenz-Mie theory", Appl.Opt. Vol 20, p2911-2918,1981.
- [7] R.Wang, "Rainbows: Mie computation and the Airy approximation", Appl. Opt. Vol.30, p106-117, 1991.
- [8] M.Mishchenko, "Enhanced backscattering of polarized light from discrete random media", J.Opt.Soc.Am., Vol 9(6), p78-80, 1992.
- [9] T.Fahlen, "Optical back scattering from single water droplets", J.Opt.Soc.Am. V58, p304-310,1968.
- [10] K.Falkner, "Electromagnetic scattering from two dielectric spheres", Appl.Opt, Vol 25, p2521-2529,1986.
- [11] J.Jackson, *Classical Electrodynamics*, 2nd ed. Wiley, New York, 1975.
- [12] C.Mandl, "Backscattering enhancement from a random distribution of large discrete spherical scatterers with a size distribution", J.Opt.Soc. Am., V.9(12), p2246-2251, 1992.
- [13] Y.Kitagawa, "Fiber-optic particle size monitor based on white-light scattering", Appl.Opt. V.31,p859-865,1992.
- [14] W.Heller, "Theoretical investigation on the light scattering of sphere", J.Chem.Phys.V.64,p4912-20.
- [15] R.Graaff, "Reduced light-scattering properties for mixture of spherical particles". Appl.Opt. V.31(10), p1370-1376,1992.
- [16] R.Greenhuis, "Scattering and absorption of turbid materials determined from reflection measurement", Appl. Opt. V.22,p2456-2462,1983.
- [17] W.Wiscombs, "Improved Mie scattering algorithms", Appl.Opt, V.19, p1505-1509, 1980.
- [18] L.Ashley, "Single particles scattering functions for latex spheres in water" J.Opt.Soc.Am. V.48, p261-268, 1958.

- [19] W.Irvine, "Light scattering by spherical particles"
J.Opt.Soc.Am. V.55, p16-21, 1965.
- [20] C.Bohren, "Absorption by a sphere", Appl.Opt. V.22, p774-775, 1983.
- [21] J.Steinke, " Comparison of Mie theory and the light scattering of red blood cells", Appl.Opt, V.27, p4027-4033, 1988.
- [22] J.Stover, " Measurement of low angle scatter". Opt.Eng. V.24, p404-407, 1985.
- [23] J.Elson, "Vector scattering theory" Opt.Eng. V.18,p116-124,1979.
- [24] C.Bohren,"Recurrence relations for the Mie scattering coefficients"
J.Opt.Soc.Am. V.4, p612-613, 1987.
- [25] B.Verner," Note on the recurrence between Mie's coefficients"
J.Opt.Soc.Am. V.66, p1424-1425,1976.
- [26] H.Nussenzveig, "Efficiency function in Mie scattering"
Phy. Rev. Lett. V.45, p1490-1494,1980.

动态光散射

- [27] R.Brown, "Dynamic light scattering using monomode optical fiber"
Appl.Opt., v.26, p4846-4851, 1989.
- [28] M.Zachariah, "Dynamic light scattering and angular dissymmetry for the in situ measurement of silicon dioxide particle synthesis in flames".
Appl.Opt.V.28, p530-536, 1989.
- [29] B.Bronk, "Photon-correlation spectroscopy for small spherical inclusions in a micrometer-sized eletrodynamically levitated droplet",
Opt.Lett. V.18, p93-95,1993.
- [30] R.Pecora, *Dynamic Light Scattering*, Plenum Press. Chap 4,5 , 1985.
- [31] B.Danhneke, *Measurement of Suspended Particles by Quasi-elastic Light Scattering*, John-Wiley, Chap 4,5,8, 1982.
- [32] H.Barth, *Mordern Methods of Particle Size Analysis*, Chap 3,5, John-Wiley, 1984.
- [33] *Photon Correlation Spectroscopy*, SPIE V.1884, 1993.
- [34] K.Shanmugen, *Digital and Analog Communication System* , John-wiley, Chap 6.1979.
- [35] B.Mandelbrot, *The Fractal Geometry of Nature*, San Francisco, Freeman, Chap 1,3, 1982.
- [36] G.Phillies, "Quasielastic light scattering", Annl. Chem. V.62, p1049-1057, 1990.
- [37] K.Schmitz, *Photon Correlation Spectroscopy*, SPIE 1430, 1991.
- [38] J.Wilcoxon, "Dynamic light scattering from thin rigid rods", Biopolymers. V.22, p849-867,1983.
- [39] S.Sorlie, "A dynamic light scattering study of four DNA restriction fragments", Marcomolecules, V.23, p487-497, 1990.
- [40] K.Schmidt, "Quasi-elastic light scattering by semi-flexible chains"
Marcomolecules, V.17, p509-514, 1984.

多重光散射

- [41] I.Freud, "Time-reversed symmetry and image reconstruction through multi-scattering media", *J.Opt.Am.A.* V.9(3), p456-463, 1992.
- [42] B.White, "Probing through cloudiness: theory of statistical inversion for multiply scattered data", *Phy.Rev.Lett.* V.63, p2228-2231, 1989.
- [43] A.Ishimaru, *Wave Propagation and Scattering in Random Media*, Academic Press, 1978.
- [44] I.Freud, "Correlation imaging through multiply scattering media " *Phy. Lett. A.*, v147, p502-511, 1990.
- [45] M. van der Mark, "Light scattering in strong scattering media", *Phy. Rev. B*37, p3575-3592, 1988.
- [46] Y.Kuga, "The second-order multiple scattering theory for the vector radiative transfer equation", *Radio. Sci.* V.24, p247-252, 1989.
- [47] B.Johnson, "Invariant inbedding T matrix approach to electromagnetic scattering". *Appl.Opt.*, V.27, p4861-4873, 1988.
- [48] H.Yi, " Bioluminescence estimation from ocean in situ irradiance" *Appl.Opt.*, V31(6), p822-830, 1992.
- [49] H.Jertink, " Monte Carlo simulations of laser Doppler blood flow measuremet in tissue ", *Appl. Opt.*, V.29, p2371-2381, 1990.
- [50] P.Madgett, " Multiple scattering calculatons for technology", *J. Colloid. Inerface Sci.* v39, p551-567, 1972.
- [51] R.Graff, "Light propagation parameters for anisotropically scattering media", *Appl. Opt.*, V.28, p2273-2279, 1989.
- [52] S.Bever, "Mutiple scattering by a planar array of parallel dielectric cylingers", *Appl.Opt.*, V.31, p3524-3532, 1992.
- [53] E.Leith, "Image through scattering media with holography " *J.Opt.Soc.Am.* V.9, p1148-1153, 1992.
- [54] M.King, " Comparative accuracy of selected multiple scattering approximation", *J.Atoms.Sci.*, V.43, p784-801, 1986.
- [55] A.Jayaraman, " Accounting for the multiple-scattering effect in radiation intensitive at the top of atmosphere.", *Appl.Opt.*, V.31, p3473-3480, 1992.
- [56] J.Fitzgeraid, " Model of the aerosol extinction profile in a well-mixed maritime boundary layer", *Appl.Opt.* V.28, p3534-3538, 1989.
- [57] J.Schmitt, " Use of polarized light to discripment short-path photons in a multiple scattering media", *Appl.Opt.* V.31, p6535-6546, 1992.
- [58] J.Peltoniemi, "Light scattering by closedly packed particullated media", *J.Opt. Soc. Am.* V.9, p1320-1326, 1992.
- [59] L.Tsang, " Monte Carlo simulation of the excitation rate of dense media with randomly distributed dielectric spheres based on solution Maxwell's equation" *Opt.Lett.* V.17, p314-316, 1992.
- [60] Y.Haswgawa, "Monte Carlo simulation of light transmission through living tissue", *Appl. Opt.* V.30, p4515-4520, 1991.

- [61] R.Graaff, " Condensed Monte Carlo simulations for the description of light transport", Appl. Opt. V.32, p426-434, 1993.
- [62] J.Canosa, " A discret solution of the radiative transfer equation", SPIE MS 42,p137-151, 1991.
- [63] M.Benassi, " A high-order spherical harmonics solution to the standard problem in radiative transport" , SPIE MS 42, p166-180,1991.
- [64] N.Jorlov, *Optical Oceanography*, p252-270, Elosiv, Amsterdam, 1965.
- [65] C.Johson, "Optical diffusion in blood", IEEE Trans. p129-133, 1970.
- [66] L.Reynolds, "Diffuse reflectance from a finite blood medium" , Appl.Opt., v.15.,p2059-2067, 1976.
- [67] L.Bissonnette, " Multiscattering model for progation of narrow light beams in aerosol media", Appl.Opt., V.27, p2478-2484, 1988.
- [68] L.Bissonnette, " Image through fog and rain" Opt. Eng., V.31, p1045-1052, 1992.
- [69] A.Ishimaru, " Theory and application of wave progation and scattering in random media", Pro. IEEE, V.65, p1030-1061, 1977.
- [70] D.Marcuvitz, " On the theory of plasma turbulence" J.Math. Phys. , v.15, p869-874,1974.
- [71] A.Ishimaru, " Correlation function of a wave in a random distribution of stationary and moving scatterers", Radio.Sci. V.10, p45-52.
- [72] K.Liou, "A numerical experiment on Chandraskhar's discrete-ordinate method for radiative transfer" J.Atom. Sci. V.30, p1303-1326,1976.
- [73] K.Staonnes, "A new look at the discrete ordinate methods for radiative transfer caculations in anisotropically scattering atmospheres" J.Atom.Sci., V.38, p387-394,1981.
- [74] C.Adams, "Solution of the equation of radiative transfer by an invarians imbedding approach", SPIE MS 42, p585-595, 1991.

非球形粒子的散射

- [75] J.Klett, "Approximate methods for modeling the scattering properties for nonspherical particles", Appl. Opt. V.31(3), p373-386,1992.
- [76] G.Goedecke, "Scattering by irregular inhomogeneous particles via the digized Green's function algorithm", Appl. Opt, V.27, p2431-2438, 1988.
- [77] M.Iskander, " A new procedure for improving the solution stability and extend the frequency range of EBCM"; IEEE Trans. Ant. Propag., p317-324, 1983.
- [78] C.Acquista, "Light scattering by teneuous particles" Appl.Opt., V.15, p2923-2936, 1976.
- [79] L.Cohen, " Scattering of light from arbitrarily oriented finite cylindres" Appl. Opt., V.22, p742-748, 1983.
- [80] R.Haracz, "Pertutation theory for scattering from dielectric speriods and short cylinders", Appl. Opt., V.23, p436-441, 1984.
- [81] R.Haracz, "Scattering of linealy polarized light from randomly oriented cylinders and spheriods", J.Appl.Phys. V.58, p3332-3327, 1985.

- [82] C.Stephens, " Scattering of plane waves by soft obstacles",
Appl.Opt., V.23, p954-959, 1984.
- [83] L.Evans, "Scattering of electromagnetic radiation by infinitely long, hollow
and coated cylinders", J.Opt.Soc.Am., V.54, p1004-1007, 1964.
- [84] C.Saekeang, "Backscattering of light from optical fiber with arbitrary
refractive-index, distribution", J.Opt.Soc.Am., V.68, p1298-1305, 1978.
- [85] H.Umhauer, "Effect of particle shape and structure on the results of single-
particle light scattering size analysis"
Appl.Opt., V.30, p4980-4986, 1991.
- [86] E.Hovenac, "Calculation of far-field scattering from nonspherical particles
using a geometric optical approach", Appl.Opt. V.30, p4739-4746, 1991.
- [87] M.Bottlinger, "Modeling of light scattering by irregularity shaped particles
using a ray-tracing method", Appl.Opt., V.30, p4732-4738, 1991.
- [88] A.Asano, " Light scattering by a spheriodal particles"
Appl.Opt, V.14, p29-49, 1975.
- [89] A.Asano, " Light scattering properties of spheriodal particles"
Appl. Opt, V.18, p712-732, 1979.
- [90] A.Lakhtahia, "Simple expressions for scattering by a chiral elliptic cylinder
of small cross-sectionnal dimensions", J. Opt.Soc.Am, v.8, p1421-1424, 1991.
- [91] M.Mishchenke, " Light scattering by randomly oriented axially synnetric
particles", J.Opt.Soc.Am., V.8, p871-882, 1991.
- [92] J.Hage, "Scattering from arbitrarily shaped particles, theory and
experiments", Appl. Opt., v.30, p1141-1152, 1991.
- [93] K.Muinonen, "Light scattering by randomly oriented cystals"
Appl. Opt., V.25, p3051-3060, 1989.
- [94] S.Singham, "Hybrid method in light scattering by an arbitrarily particles",
Appl.Opt, V.28, p517-522, 1989.
- [95] S.Singham, " Light scattering by an arbitracly particles, the scattering-order
formulation of the complex-dipole method"
J.Opt. Soc.Am., V.5, p1867-1872, 1988.
- [96] S.Papadakis, " Scattering of a plane wave by a general anisotropic dielectric
ellipsoid", J.Opt.Soc.Am., V.7, p991-997, 1990.
- [97] S.Strom, "On the integral equation for electromagnetic scattering".
J.Phys., V.43, p1060-1069, 1975.
- [98] P.Watermann, "Symmetry, unitarity and geometry in electromagnetic
scattering", Phy. Rev. D., V.3, p825-839, 1971.
- [99] P.Barber, "Scattering of electromagnetic waves by arbitarily shaped
dielectric bodies", Appl. Opt., V.14, p2864-2872, 1975.
- [100] D.Wang, "Scattering by inhomogeneous nonspherical objects"
Appl.Opt., V. 18, p1190-1197, 1979.
- [101] E.Purcell, "Scattering and absorption of light by nonspherical dielectric
grains", AstroPhy. J. , V.186, p703-714, 1973.

- [102] A.Holt, "An integral equation solution to the scattering of electromagnetic radiation by dielectric spheroid and ellipsoids",
Phy. Rev. V.5, p456-459, 1980.

受激布里渊散射

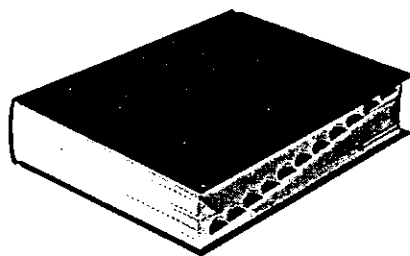
- [103] B.Zek'dovich, *Principles of Phase Conjugation*, Springer-Verlag, Berlin, 1985, Chap. 2,4,5.
- [104] B.Zel'dovich, "Connection between the wave front of the reflected and exciting light in Stimulated Mandel'shtam-Brillouin Scattering", Sov.Phy. JEPT. Lett. V.15, p109-113, 1972.
- [105] O.Nasach, "Cancellation of phase distortions in an amplify medium with a Brillouin mirror", JEPT, Lett. V.16, p435-438,1972.
- [106] Rockwell, "A review of phase-conjugate solid-state laser", IEEE.J.Quan. Elec. V.24, p1124--1139,1988.
- [107] C.Dane, "Pulse-shape dependence of stimulated Brillouin scattering phase-conjugation fidelity for high input energies", Opt. Lett. V.17,p1271--74,1992
- [108] J.Ayral, "Master osillator-amplifer Nd:YAG laser with a SBS phase conjugate mirror", SPIE, V.1500, p81-92, 1991.
- [109] N.Andreev, "Application of Brillouin cells to high repetition rate solid-state laser", IEEE. J.Quan. Elec. , V.28, p330--341, 1992.
- [110] W.Rapport, "Nd:YAG slab oscillators, amplifiers and optical phase conjugation", SPIE V.736, p65--68, 1989.
- [111] J.Ottusch, "Stimulated Brillouin scattering phase-conjugation fidelity fluctuation", Opt.Lett. V.16, 1991.
- [112] L.Carr, "Performance of a Nd:YAG osillator/amplifier with phase conjugation via stimulated Brillouin scattering", Appl.Phy.B.V36,p83-92, 1985.
- [113] P.Suni, "Measurement of stimulated Brillouin scattering phase-conjugate fidelity ", Opt.Lett. V.12, p838--841,1987.
- [114] B.Zel'dovich, "Theory of phase conjugation quality under stimulated Brillouin scattering conditions in multimode waveguide" , Sov.J.Quan. Elec. V.17,p1620--1624,1988.
- [115] S.Papernyi, "Competition between stimulated Brillouin scattering and optical breakdown in argon". Sov.J.Quan.Elec., V.13, p293--297, 1983.
- [116] N.Andreev, "Nonstationary stimulated Mandel'shatm-Brillouin scattering of focused light beams under saturation condition", Sov.Phy.JETP. V.58, p688--692,1984.
- [117] G.Valley, " A review of stimulated Brillouin scattering excited with a broad-band pump laser", IEEE. J.Quan.Elec. V.22, p704--712, 1986.
- [118] P. Narum, "Effect of laser mode structure on stimulated Brillouin scattering", IEEE.J.Quan.Elec. V.22, p2161--2167, 1986.
- [119] L.Schelonka, " Effect of focal intensity on stimulated Brillouin scattering reflectivity and fidelity", Opt.Lett., V.13 ,p42--44, 1985.

- [120] A.Vasil'ev, "Stimulated Brillouin scattering at high values of the excess of the pump energy above the threshold", Sov.J.Quan.Elec. V.17, p664-650, 1987.
- [121] N.Baranova, "Wavefront reversal of focused beams (theory of stimulated Brillouin scattering)", Sov.J.Quan.Elec. V.10, p555-560, 1980.
- [122] B.Zel'dovich, "Limits of existence of wavefront reversal in stimulated light scattering", Sov.J.Quan.Elec. V.8, p15--19, 1978.
- [123] B.Zel'dovich, "Small-scale distortions in wavefront reversal of a beam with incomplete spatial modulation (stimulated Brillouin scattering theory)", Sov.J.Quan. Elec. V.10, p181--186, 1980.
- [124] R.Fisher, *Optical Phase Conjugation*, Academic Press, New York, 1983.

目 录

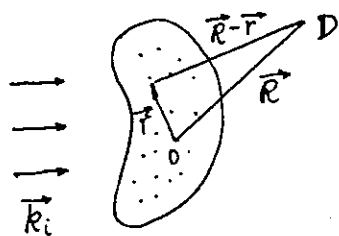
中文摘要	1
英文摘要	3
第1章 前言	5
§ 1.粒子的单次光散射	7
§ 2.多重光散射	13
§ 3.受激布里渊散射	14
第2章 球形粒子对光的单次光散射	17
§ 1.小粒子光散射的基本概念	17
§ 2.小粒子光散射的电磁场理论	19
§ 3.球形粒子的 Mie 散射解	20
§ 4.Mie 散射解的计算	22
§ 5.对计算结果的一些讨论	32
§ 6.小结	33
第3章 动态光散射理论简介	34
§ 1.引言	34
§ 2.动态光散射理论	35
§ 3.动态光散射信号的计算机模拟	40
§ 4.散射光强涨落的分形几何学描述	44
§ 5.小结	49
第4章 多重光散射的蒙特卡罗算法	50
§ 1.多重光散射的基本输运方程	51
§ 2.输运方程等价的积分方程	52
§ 3.输运积分方程的形式解	55
§ 4.多重光散射计算的 Monte Carlo 方法	57
§ 5.平行平面粒子层的多重光散射	58

§ 6. Monte Carlo 算法结果	62
§ 7. 计算结果的详细分析	75
§ 8. 小结	80
 第5章 任意形状物体散射的初步讨论	81
§ 1. 矩量法的基本原理	81
§ 2. 三维任意形状物体散射的体积分法	85
§ 3. 简单线状物体的散射计算	90
§ 4. 简单柱状物体的散射计算	106
§ 5. 小结	111
 第6章 受激布里渊散射激光放大系统	112
§ 1. 受激布里渊散射的一般描述	112
§ 2. 受激布里渊散射的经典理论	114
§ 3. 受激布里渊散射与其它散射过程的竞争	118
§ 4. 受激布里渊散射的相位共轭原理	119
§ 5. 受激布里渊散射的实验和分析	121
§ 6. 小结	128
 附录 发表论文和科研获奖	129
 参考文献	130



式中 $\mathbf{n}_i$ 为入射光电场方向的单位矢量, E_0 为电场振幅. 当此交变电场 (假设 $\mathbf{n}_i$ 与 Y 轴一致) 沿 X 轴方向进入介质时, 则处在光路上的粒子在电场的作用下, 产生诱导极化的偶极子, 该交变的偶极子作为二次光源向外幅射电磁波. 由于体系内粒子的 Brown 运动, 使得从整个的体系看, 体系内部的介电常数发生涨落, 即存在一个随空间和时间而变化的局部介电常数张量 $\varepsilon(\mathbf{r}, t)$, 从而使体系内所有粒子产生的散射光不能相互抵消而被观察到. 从电磁理论可知, 在散射介质中, 所有坐标为 $\mathbf{r}$ 的粒子在观察点 D 的散射光电场可度的迭加量 E_s 可表示为:

$$E_s(\mathbf{R}, t) = \frac{E_0}{4\pi R \varepsilon_0} \exp(ik_f R) \int d\mathbf{r} \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r} - i\omega_i t) \left\{ \mathbf{n}_f [\mathbf{k}_f \times \mathbf{k}_f \times \delta\varepsilon(\mathbf{r}, t) \cdot \mathbf{n}_i] \right\}$$



式中 ε_0 为平均介电常数, $\mathbf{n}_f$ 为散射光电场方向 (假设为 Y 轴方向) 的单位矢量, $\delta\varepsilon(\mathbf{r}, t)$ 为在位置为 $\mathbf{r}$ 和时间为 t 的介电常数张量的涨落.

因为散射矢量为 $\mathbf{q}$ 和时间为 t 的介电常数张量涨落可表示为

$$\delta\varepsilon(\mathbf{q}, t) = \int d\mathbf{r} \exp(i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}) \delta\varepsilon(\mathbf{r}, t) \quad \text{所以}$$

$$\text{有 } E_s(\mathbf{R}, t) = \frac{E_0}{4\pi R \varepsilon_0} \exp(ik_f R - i\omega_i t) \left\{ \mathbf{n}_f [\mathbf{k}_f \times \mathbf{k}_f \times \delta\varepsilon(\mathbf{q}, t) \cdot \mathbf{n}_i] \right\}$$

设 $\mathbf{k}_f$ 与 $\mathbf{n}_i$ 之间的夹角为 γ , 则 $\mathbf{R}$ 方向散射光的电场强度为:

$$E_s(\mathbf{R}, t) = -\frac{k_f^2 E_0}{4\pi R \varepsilon_0} \sin \gamma \exp(ik_f R - i\omega_i t) \delta\varepsilon_{if}(\mathbf{q}, t)$$

在普遍的情况下, $\delta\varepsilon(\mathbf{q}, t)$ 是一张量形式, 所以 $\delta\varepsilon_{if}(\mathbf{q}, t) = \mathbf{n}_i \cdot \delta\varepsilon(\mathbf{q}, t) \cdot \mathbf{n}_f$ 又设

$$\begin{aligned} I_{if}(\mathbf{q}, t, \mathbf{R}) &= \langle E_s^*(\mathbf{R}, 0) E_s(\mathbf{R}, t) \rangle \\ &= \frac{k_f^4 |E_0|^2 \sin^2 \gamma}{16\pi^2 R^2 \varepsilon_0^2} \langle \delta\varepsilon_{if}(\mathbf{q}, 0) \delta\varepsilon_{if}(\mathbf{q}, t) \rangle e^{-i\omega_i t} \end{aligned}$$

将上式作 Fourier 变换即可以得到散射光的频谱密度为:

$$\begin{aligned} I_{if}(\mathbf{q}, \omega_f, \mathbf{R}) &= \frac{1}{2\pi} \int \langle E_s^*(\mathbf{R}, 0) E_s(\mathbf{R}, t) \rangle e^{i\omega_f t} dt \\ &= A \sin^2 \gamma \frac{1}{2\pi} \int \langle \delta\varepsilon_{if}(\mathbf{q}, 0) \delta\varepsilon_{if}(\mathbf{q}, t) \rangle e^{i\omega t} dt \end{aligned}$$

式中 $A = \frac{k_f^4 I_0}{16\pi^2 R^2 \epsilon_0^2}$, $\omega = \omega_f - \omega_i$, $I_0 = |E_0|^2$ 为入射光强度.

由此可见, 散射光频率在入射光频率附近存在一个分布, 这种频率变化称为 **Doppler** 频移. **Doppler** 频移与散射粒子的运动有关, 通常把散射粒子平动引起 **Doppler** 频移的散射称为准弹性光散射. $I_{if}(\mathbf{q}, t, \mathbf{R})$ 随时间 t 而变化, 故又称为动态光散射. 如果把 $I_{if}(\mathbf{q}, \omega_f, \mathbf{R})$ 对 ω 求积分, 即

$$\begin{aligned} I_{if}(\mathbf{q}, \mathbf{R}) &= \int I_{if}(\mathbf{q}, \omega_f, \mathbf{R}) d\omega = A \sin^2 \gamma \frac{1}{2\pi} \iint \langle \delta\epsilon_{if}(\mathbf{q}, 0) \delta\epsilon_{if}(\mathbf{q}, t) \rangle e^{i\omega t} dt d\omega \\ &= A \sin^2 \gamma \int \delta(t) \langle \delta\epsilon_{if}(\mathbf{q}, 0) \delta\epsilon_{if}(\mathbf{q}, t) \rangle dt \\ &= A \sin^2 \gamma \langle |\delta\epsilon_{if}(\mathbf{q})|^2 \rangle \end{aligned}$$

$I_{if}(\mathbf{q}, \mathbf{R})$ 已与时间 t 无关, 相应地称为静态光散射, 或称为 **Rayleigh-Debye** 散射.

§ 2.3 动态光散射测量粒子的尺寸

任何均相或多相液态体系中的散射粒子都存在热运动, 因此真正的散射光频率相对于入射光不改变的弹性光散射是不存在的, 除非粒子完全不动. 正如上一节中所说, 散射光在其入射光频率 ω_0 附近存在一个分布, 称之为频谱. 由于 **Doppler** 频移分布范围较小, 故称之为准弹性光散射. 由前面的讨可知

$$\langle E_s^*(\mathbf{R}, 0) E_s(\mathbf{R}, t) \rangle = \frac{k_f^4 I_0}{16\pi^2 R^2 \epsilon_0^2} \langle \delta\epsilon_{if}(\mathbf{q}, 0) \delta\epsilon_{if}(\mathbf{q}, t) \rangle e^{-i\omega_f t}$$

称为散射光电场强度的自相关函数, 也称散射光电场强度的时间相关函数. 而散射光的频谱与散射电场的自相关函数互为 **Fourier** 变换, 在指定的散射角 θ 和散射距离 $\mathbf{R}$ 处, 可以简化地表示为

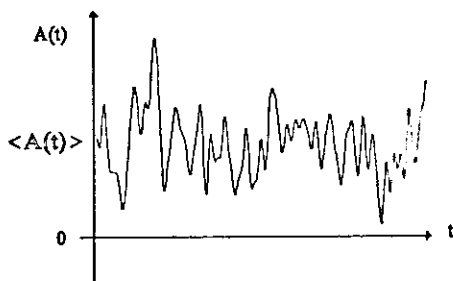
$$I(\omega_f) = \frac{1}{2\pi} \int \langle E_s^*(0) E_s(t) \rangle e^{i\omega_f t} dt$$

由于 **Doppler** 频移直接与散射粒子的热运动有关, 所以测定动态光散射的频谱, 就可以了解散射粒子的动态性质. 但在采用激光作为光源之前, 由于散射光强度太弱, 而且在大多数的情况下频移量很小以致于用传统的滤波方法无法从频谱的角度进行分析. 随着激光和计算机技术的发展和运用, 就有可能直接测量散射光电场的自相关函数, 从而使用动态光散射法观测粒子的动态性质成为可能.

现设 A 是一个与体系中所有粒子的位置, 速度有关的宏观性质, 由于粒子 Brown 运动的存在, 相互间不断碰撞而改变其位置和速度, 因此 A 也是一个不断地随时间而改变的物理量. 对于一个平衡体系来说, 其变化如下图所示. 任何时间 t 性质 $A(t)$ 的值在其期望值附近波动. 期望值 $\langle A \rangle$ 是一个与时间无关的定值:

$$\langle A \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{\tau_0}^{\tau_0+T} A(\tau) d\tau, \quad \text{而自相关函数可表示为:}$$

$$\langle A(0)A(t) \rangle = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_0^T A(\tau) A(\tau-t) d\tau$$



如果从微观的角度出发, 散射光场实际上是散射体内所有的粒子在入射光场作用下发射出的二次光波电场的叠加. 如果设体系内有 N 个粒子, 则在 $\mathbf{q}$ 方向上的散射光场振幅可以表示为

$$E_s(\mathbf{q}, t) = \sum_{i=1}^N b_i(\mathbf{q}) \exp[i\mathbf{q} \cdot \mathbf{r}_i(t)]$$

其中 $b_i(\mathbf{q})$ 是第 i 个粒子的散射电场振幅在 $\mathbf{q}$ 方向上的大小, $\mathbf{r}_i(t)$ 为第 i 个粒子在时间 t 时的位置. 当粒子的大小相同时, $b_i(\mathbf{q}) = b(\mathbf{q})$, 则设 $F_1(\mathbf{q}, t) \equiv \langle E_s^*(\mathbf{q}, 0) E_s(\mathbf{q}, t) \rangle$ 即为在 $\mathbf{q}$ 方向上的散射光场强度的自相关函数.

$$F_1(\mathbf{q}, t) = \left\langle \sum_j \sum_i |b(\mathbf{q})|^2 \exp[i\mathbf{q} \cdot (\mathbf{r}_j(t) - \mathbf{r}_i(0))] \right\rangle$$

忽略其中的交叉项, 即只保留 $i=j$ 的项, 有

$$F_1(\mathbf{q}, t) = N |b(\mathbf{q})|^2 F_s(\mathbf{q}, t) = N |b(\mathbf{q})|^2 \langle \exp[i\mathbf{q} \cdot (\mathbf{r}_i(t) - \mathbf{r}_i(0))] \rangle$$

因为 $F_s(\mathbf{q}, t)$ 是一系综平均, 所以对于每一个粒子都是相同的. 问题归结为求出 $F_s(\mathbf{q}, t)$ (在下面的讨论中不再写下标 i).