

散射成象的似视原理*

冯孔豫 冯思民 张孟阳

(中国科学院电子学研究所, 北京 100080)

摘要 本文在严格的远区散射场的框架下, 探讨了物象重建问题。指出在散射-逆散射问题中, 只存在二维傅氏对偶空间。文中提出在单一波数, 单一入射并且小成象角条件下成象的似视原理。揭示了在散射成象问题中存在着成象角与工作波长的互补关系。理论结果由计算机模拟得到验证。最后对用波的理论解释人的视觉机制作了尝试。

关键词 散射成象, 逆散射, 似视原理, 成象角

1 引言

逆散射在实用上有相当重要性。在严格的散射理论或一阶波恩 (Born) 近似框架下, 前人探讨了多种方法从散射场反演散射位, 取得一定进展。几乎所有这些方法或多或少要涉及傅氏变换^[1-3]。不幸的是, 在严格的散射理论框架下, 从傅氏变换角度考虑, 这个逆问题是不成立的。为此对求逆的唯一性问题作了广泛的讨论^[4-6]。似乎存在一个总的倾向, 即采用多波数 k , 多照射方向 s_0 , 且大观察范围, 对逆散射即使对成象都是必要的, 但与人的视觉机制相悖。我们的视觉获得的虽仅仅是物体在垂直于视轴平面上的投影, 但它具有实时、极小的成象角、不抉择对象是导体还是非导体、是单目标还是多目标、是静止的还是运动的(在一定速度极限内), 即使物体是在单色光(很窄的频谱)照明下。迄今为止, 任一微波散射成象方法还无法全部实现上述人的视觉功能^[5,7,8]。本文就是要探索一种与人的视觉类似的, 能在单一工作频率、单一方向照射、小成象角等条件下的成象机制, 现已取得重要进展。

我们在远场条件下, 但不用波恩近似和物理光学近似的框架内讨论散射成象问题。设散射体处于有限体积 τ 内, 设在平面波从一个方向照射 (s_0 为常量) 下, 它所载的广义感应源 $J_1(r, ks_0)$ 和 $J_2(r, ks_0)$ 是 r 的连续函数, 且存在一阶和二阶的连续偏微商; 并设这些广义感应源的辐射在远区是可以测量到的。讨论是在笛卡儿 (Cartesian) 坐标系中进行的。

我们的理论分析和证明将按以下步骤进行: (1) 从成象角度分析散射场方程, (2) 从

1994-06-04 收到, 1994-10-20 定稿

* 国家自然科学基金资助课题

冯孔豫 男, 1930年生, 研究员, 中国电子学会天线专业分会副主任委员, 现从事逆散射研究。

冯思民 女, 1964年生, 现在美国密西西比州立大学物理系光学专业攻读硕士学位。

张孟阳 男, 1967年生, 硕士生, 电磁场与微波技术专业。

三维傅氏变换出发分析由散射场方程求逆问题,(3)提出一种可以正确执行傅氏变换的二维对偶空间,(4)小成象角近似下,证明可以利用这个二维对偶空间重建物体的投影,(5)推导存在于散射成象中的成象角与工作波长互补关系。

2 理论分析和证明

2.1 散射场方程分析

设入射平面波为 $\exp(i\mathbf{p}_0 \cdot \mathbf{r})$ 。由电磁场理论可知^[9,10], 不论由导体或非导体产生的远区散射场均可简洁地写成如下的标称形式:

$$\rho(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0) = \int_{\tau} \{ \mathbf{p} \times [\mathbf{p} \times \mathbf{J}_1(\mathbf{r}, \mathbf{p}_0) + \mathbf{J}_2(\mathbf{r}, \mathbf{p}_0)] \} \exp(-i\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (1)$$

这里 $\mathbf{p} = k\mathbf{s}$, $\mathbf{p}_0 = k\mathbf{s}_0$, \mathbf{s} 为源点至观察点方向矢量, \mathbf{s}_0 为入射波方向矢量。(1)式对于散射场中的电场和磁场都是适用的, $\mathbf{J}_1(\mathbf{r}, \mathbf{p}_0)$ 和 $\mathbf{J}_2(\mathbf{r}, \mathbf{p}_0)$ 中, 如果其中之一对应于电源, 则另一即对应于磁源。将(1)式中矢乘展开并经整理和归纳, 于是 $\rho(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0)$ 的任一分量可写成 p_x, p_y, p_z 的多项式

$$\rho(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0) = \sum_{l,m,n=1}^6 p_x^l p_y^m p_z^n \int_{-\infty}^{\infty} f_{lmn}(\mathbf{r}, \mathbf{p}_0) \gamma(\mathbf{r}) \exp(-i\mathbf{p} \cdot \mathbf{r}) d\mathbf{r}, \quad (2)$$

这里 $0 \leq l, m, n \leq 2$, 且 $1 \leq (l + m + n) \leq 2$ 。显然, 满足这两个不等式共可列出 9 项。现在(2)式中只需 6 项, 哪 6 项应包含在 Σ 中, 视 ρ 的哪一分量而异, 可以用一指示式的展开项指示(注意: 并非等于)出该 6 项。对于 ρ_x , 这个指示式为 $(p_x + p_y + p_z + 1)(p_y - p_z)$; (只指示多项式应包含哪些项, 并不给出系数积分及其正负号), 对于 ρ_y, ρ_z 其相应指示式可通过 p 的下标轮换得到。(2)式中 $f_{lmn}(\mathbf{r}, \mathbf{p}_0)$ 是相应的复函数, 它们是 $\mathbf{J}_1(\mathbf{r}, \mathbf{p}_0)$ 或 $\mathbf{J}_2(\mathbf{r}, \mathbf{p}_0)$ 的分量。从以下论证中可以知道, 我们毋需关心 $f_{lmn}(\mathbf{r}, \mathbf{p}_0)$ 实际表达式, 只要它们满足引言中声明的条件即可。 $\gamma(\mathbf{r})$ 是 τ 的剖面(轮廓)函数, 即 $\gamma(\mathbf{r}) = 1$, 当 $\mathbf{r} \in \tau$; $\gamma(\mathbf{r}) = 0$, 当 $\mathbf{r} \notin \tau$ 。可以普适地表为

$$\gamma(\mathbf{r}) = \sum_{v=1}^V h_v(x) h_v(x, y) h_v(x, y, z), \quad (3)$$

这里 $h(\cdot)$ 为海维赛 (Heaviside) 单位阶跃函数, 例如 $h_v(x)$ 意指 $h_v(x - a_v)$; $h_v(x, y)$ 意指 $h_v[y - f_v(x)]$; $h_v(x, y, z)$ 意指 $h_v[z - f_v(x, y)]$ 。其中 $a_v, f_v(x), f_v(x, y)$ 为它们相应的积分限。

2.2 反演中的“病态”问题

如果要从(1)式或(2)式用傅氏变换反演物象, 首要的是确立时域和频域的对偶空间。(1)式和(2)式表明这个对偶空间应是 \mathbf{p} 和 \mathbf{r} 。在采用笛卡儿坐标前提下, 从电磁场理论我们熟知, $p_x = k \sin \theta \cos \phi$, $p_y = k \sin \theta \sin \phi$, $p_z = k \cos \theta$ 。如所周知, 要重建三维物象, 必要(非充分)的条件是对应于 x, y, z 的 p_x, p_y, p_z 三者必须均为独立变量。我们称 (p_x, p_y, p_z) 为三维 \mathbf{p} 空间。为此必须使 θ, ϕ, k (即 ω) 三者均为参变量。要注意的是, 在这一情况下, k 已是 \mathbf{p} 的函数, 即 $k = (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2)^{1/2}$ 。(1), (2)式中 $\mathbf{p}_0 = k\mathbf{s}_0$, 所以 $\mathbf{J}_1, \mathbf{J}_2$ 和 f_{lmn} 都是 \mathbf{r} 和 \mathbf{p} 的函数。因此(1)和(2)式都不是傅氏积分。如果

用逆傅氏变换对(1)式或(2)式作反演,当然成为“病态”问题。

2.3 二维傅氏对偶空间

如果我们从 θ, ϕ, k 三个参量中取 θ, ϕ 为参变量而令 k 为常量(即相当于 \mathbf{p}_0 为常量的单频、单一方向照射工作模式),这时 $\mathbf{J}_1, \mathbf{J}_2$ 和 f_u 就成为与 \mathbf{p} 无关的 \mathbf{r} 的函数。但由于只有两个参变量, p_x, p_y, p_z 中只能两个是独立变量,另一个则是它们俩的函数,本文以下要研究的就是取 p_x, p_y 为独立变量的二维 \mathbf{p} 空间,于是 (p_x, p_y) 和 (x, y) 构成了二维对偶空间。非常明显,由(2)式可以推知建立在上述二维对偶空间上的远区散射场方程是几项傅氏积分之和,它可以用常规的逆傅氏变换反演。

至于上述二维 \mathbf{p} 空间在离散傅氏变换(DFT)中如何取值,以及对应的 θ, ϕ 在物理空间上的取值范围将在第 2.5 节中讨论。

2.4 散射体投影重建

上节已经提到,建立在本文提出的二维对偶空间上的远区散射场方程可以用傅氏变换反演,亦即散射体只能是处于 $x-y$ 平面内的二维平面物体。但我们感兴趣的是这种二维对偶空间能否被用于三维物象重建?需要什么条件?反演后得到的又是什么?

将(3)式代入(2)式并进行整理可得

$$\rho(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0) = \sum_{u=1}^6 p'_u p''_u p'_z \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{v=1}^V h_v(x) h_v(x, y) \bar{f}_{uv}(x, y, \mathbf{p}_0, p_x) \cdot \exp[-i(p_x x + p_y y)] dx dy, \quad (4)$$

这里

$$\bar{f}_{uv}(x, y, \mathbf{p}_0, p_x) = \int_{-\infty}^{\infty} h_v(x, y, z) f_u(\mathbf{r}, \mathbf{p}_0) \exp(-i p_x z) dz. \quad (5)$$

(4)式是三维的,由于反演将在二维 \mathbf{p} 空间上进行,因此只有 p_x 和 p_y 是独立变量而 p_z 不是独立的,即 $p_z = (k^2 - p_x^2 - p_y^2)^{1/2}$ 。由于 $p_x = k \sin \theta \cos \phi, p_y = k \sin \theta \sin \phi$, 所以如果数据采集是在很小的 θ 范围内进行,则 $p_x^2 \rightarrow 0, p_y^2 \rightarrow 0$, 于是 p_x 可用 k 近似之。于是

$$\bar{f}_{uv}(x, y, \mathbf{p}_0, p_x) \approx \bar{f}_{uv}(x, y, \mathbf{p}_0, k). \quad (6)$$

在这个小成象角近似下,对(4)式作逆傅氏变换。在以下推演中对于 $p'_u p''_u p'_z$ 中的 p'_z 的处理是 $p_x \approx k, p'_z = k^2 - p_x^2 - p_y^2$,

$$\begin{aligned} \bar{\rho}(x, y, \mathbf{p}_0) &= F_{xy}^{-1}[\mathbf{P}(\mathbf{p}, \mathbf{p}_0)] \\ &\approx F_{xy}^{-1} \left\{ \sum_{u=1}^6 p'_u p''_u p'_z \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \sum_{v=1}^V h_v(x) h_v(x, y) \bar{f}_{uv}(x, y, \mathbf{p}_0, k) \cdot \exp[-i(p_x x + p_y y)] dx dy \right\} \\ &\approx \sum_{i'=1}^N \left(\frac{\partial}{\partial x} \right)^{i'} \left(\frac{\partial}{\partial y} \right)^{m'} \left[\sum_{v=1}^V h_v(x) h_v(x, y) \bar{f}_{i'v}(x, y, \mathbf{p}_0, k) \right] \\ &= \sum_{v=1}^V \delta_v(x) \delta_v(x, y) \bar{f}_{v11}(x, y, \mathbf{p}_0) \\ &\quad + \sum_{v=1}^V \sum_{i', i''}^M h_v^{(i')} (x) h_v^{(i'')} (x, y) \bar{f}_{vii}(x, y, \mathbf{p}_0), \end{aligned} \quad (7)$$

这里 $\delta(\cdot)$ 指狄拉克 (Dirac) 函数, 且 $\delta(x), \delta(x, y)$ 是 $h(x)$ 对 x 和 $h(x, y)$ 对 y 的微商. 在第三等式 $\sum_{l'=1}^N$ 中, 每一数组 (l', m') 对应一项, 而数组应满足的条件是 $0 \leq (l' + m') \leq 2$ 和 $0 \leq l', m' \leq 2$. N 是这些项的总数. 在最后一个等式的 $\sum_{s,t}^M$ 中, 每一数组 (s, t) 对应一项, 而数组应满足的条件为 $0 \leq (s + t) \leq 2$ 和 $0 \leq s, t \leq 2$, 且其中 s 或 t 为零. M 是这些项的总数. 上标 (s) 和 (t) 是对 x 和 y 偏微商的阶数; $f_{l'o}, f_{o1l}$ 和 $f_{s,t}$ 是和这些项相伴的函数. 在最后表达式中 k 未被显示, 这是由于 k 只是 ρ_0 的函数.

(7)式给出的是散射体在垂直于视轴 (即以上推演中的 z 轴) 平面上的投影轮廓. 它的第一项是剖面函数 $\gamma(\mathbf{r})$ 投影轮廓的主要贡献者; 而其第二项则主要提供与感应源分布有关的信息. 这是在全二维 \mathbf{p} 空间上反演的结果. 实际情况要比这复杂.

实际上观察总是在有限 \mathbf{p} 空间上进行, 设 $\mathcal{Q}(\mathbf{p})$ 是这个有限 \mathbf{p} 空间的剖面函数, 即 $\mathcal{Q}(\mathbf{p}) = 1$, 当 $\mathbf{p} \in \mathcal{Q}$; $\mathcal{Q}(\mathbf{p}) = 0$, 当 $\mathbf{p} \notin \mathcal{Q}$, 且其逆傅氏变换为 $\tilde{\mathcal{Q}}(\mathbf{r})$, 则

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}(x, y, \rho_0) = & \sum_{\nu=1}^{\nu} \tilde{f}_{\nu 11}(x_0, y_0, \rho_0) \tilde{\mathcal{Q}}(x - x_0, y - y_0) \\ & + \left[\sum_{\nu=1}^{\nu} \sum_{s,t}^M h_{\nu}^{(s)}(x) h_{\nu}^{(t)}(x, y) f_{\nu s,t}(x, y, \rho_0) \right] * \tilde{\mathcal{Q}}(x, y), \end{aligned} \quad (8)$$

r_0 在轮廓上.

这里 “*” 指卷积. (8)式是实际能得到的结果. 卷积将导致轮廓散焦, 且引入相应的“杂波”. 所以虽然(7)和(8)式的第一项隐示散射体的内部轮廓也是可以重建的, 实际上往往被感应源分布和“杂波”所淹没, 甚至在显示屏上见到的不是散射体投影的轮廓线而是一个由斑点所组成的散射体的投影.

2.5 成象角与工作波长的互补关系

从 DFT 知识得知^[11], 如 \mathbf{r} 空间取 $x = n_1, y = n_2$, 则其对偶空间 \mathbf{p} 应取 $p_x = \pi(n_1/N), p_y = \pi(n_2/N)$; 其中 $n_1, n_2 = -(N-1), \dots, -1, 0, 1, \dots, N$. 但现在 $p_x = k \sin \theta \cos \phi, p_y = k \sin \theta \sin \phi$, 令两者相等, 从中求出 θ, ϕ 与 n_1, n_2 和 λ 的关系, 即

$$\theta = \sin^{-1} \left[\frac{\lambda}{2N} (n_1^2 + n_2^2)^{1/2} \right], \quad (9)$$

$$\phi = \cos^{-1} [n_1 / (n_1^2 + n_2^2)^{1/2}], \quad (10)$$

这里 λ 应保持常量 (单频工作模式), 我们可以在 $n_1 = n_2 = N$ (此时 θ 达最大值 θ_{\max}) 这一点上确定 λ 与 θ 的关系, 并叫这个波长为保真波长 λ_f , 即

$$\lambda_f = \sqrt{2} \sin \theta_{\max}, \text{ 单位: 网格, } 0 < \theta_{\max} \leq \pi/2, \quad (11)$$

$$\theta = \sin^{-1} \left[\frac{\lambda_f}{2N} (n_1^2 + n_2^2)^{1/2} \right], \quad (12)$$

这里 θ_{\max} 即为本文中的成象角. (11)式表明, 只要工作波长满足(11)式关系, 则有 $p_x = \pi(n_1/N), p_y = \pi(n_2/N)$, 就能保证反演得到的 $x = n_1, y = n_2$, 即以网格为单位, 物与象是同一尺度的. 我们叫(11)式为成象角与工作波长的互补关系是因为不管 θ_{\max} 取值多么小, 只要 λ 取值符合(11)式, 则 θ_{\max} 中所包含的散射体的轮廓投影信息总是一样的.

这个结果也可用夫琅和费 (Fraunhofer) 衍射理论来解释, 即如果要使单位窗的衍射谱的主瓣 (零阶衍射) 占据的角宽度为 θ_{\max} , 则照射电磁波的工作波长必须为 λ_f .

对于工作波长为 λ 时, 我们定义一个比例系数 ζ , 即 $\lambda/\lambda_f = \zeta$,

$$\mathbf{p} \cdot \mathbf{r} = (2\pi/\lambda_f)[(x/\zeta) \sin \theta \cos \phi + (y/\zeta) \sin \theta \sin \phi]. \quad (13)$$

如果入射波工作在 λ 上, 则重建的投影的尺度为其在 \mathbf{r} 空间的 $1/\zeta$ (均以网格为单位), 即分辨力变为 $\lambda = \lambda_f$ 时的 ζ 倍. 在极端情况下, 当 $\lambda \gg \lambda_f$ 时, 分辨力严重变差, 重建的投影在显示屏上缩成一个亮点.

为了对二维 \mathbf{p} 空间有一个直观的印象, 把 p_x, p_y 对 θ, ϕ 的依赖关系示于图 1(a) 和 1(b). 散射体位于图 1(b) 的坐标系原点, 二维 \mathbf{p} 空间是定义在半径为 k 的球面上的 $abcdefgh$ 曲线以上的区域, 它们在 $x-y$ 平面上的投影为 p_x 和 p_y , 即 DFT 中的 \mathbf{p} 矩阵. 图 1(a) 和 1(b) 中的 a, b, c, d, e, f, g, h 各点是对应的, 而在 a, c, e, g 点 $|p_x|$ 和 $|p_y|$ 达到最大值, 亦即那儿 θ 取 θ_{\max} . 当然 θ_{\max} 可以小于或等于 $\pi/2$. 图 1(b) 中的 z 轴即为视轴.

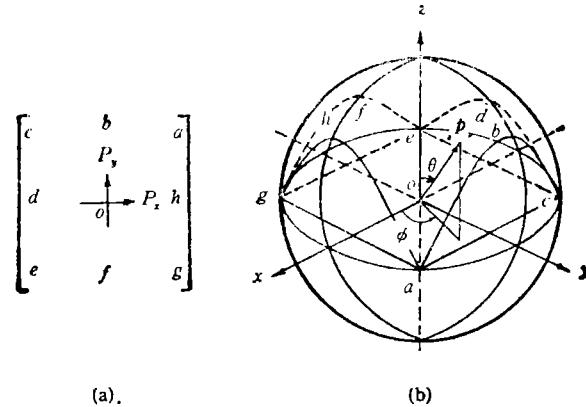


图 1 二维 \mathbf{p} 空间和它的矩阵
(a) \mathbf{p} 矩阵, (b) 二维 \mathbf{p} 空间和物理空间的关系

3 计算机模拟

在以下算例中, 长度单位均为网格, 工作波长均取 λ_f , 求逆是用 DFT 做的. 为了表述清楚, 在重建模拟中采用了两个共原点坐标系, 一个是 (x, y, z) 用于重建, 另一个是 (x', y', z') 用于散射体. 沿 z 坐标轴的视轴可以根据需要设定在 (x', y', z') 坐标系中.

例 1 一方形介质平板, 它的厚度与边长之比为 1:14. 板的中心处在坐标系的原点上, 它的一条中心线的取向为 $\theta = 45^\circ$, $\phi = 60^\circ$, 并且板的上下边是平行于 $x'-y'$ 平面的. 介质的相对介电常数 ϵ_r 设为 $3[2 + \cos(\pi r/10)] + i0.005 \cosh(r/40)$, 这里 $r = (x'^2 + y'^2 + z'^2)^{1/2}$. x' 方向极化的平面电磁波从 z' 方向入射. 视轴沿 x', y', z' 坐标轴方向分别成象. 各在二维 \mathbf{p} 空间上, 成象角 $\theta_{\max} = 1^\circ$ 范围内的 64×64 (即 $N = 32$) 个点上用数值法计算散射场^[10]. 反演结果示于图 2(a), 2(b), 2(c).

例 2 一个四分之一圆环形的平面介质薄膜位于 $x'-y'$ 平面上。圆环内外径之比为 17:22, 相对介电常数 ϵ_r 设为 $\epsilon_r = (3 + i0.005)[2 + \cos(\pi y'/r_{in})]$ 。 x' 方向极化的平面波从 z' 方向入射。视轴沿 z' 坐标轴。在成象角 $\theta_{max} = \pi/2$ 范围内 64×64 个点上, 用数值法计算散射场^[10]。反演结果见图 3。

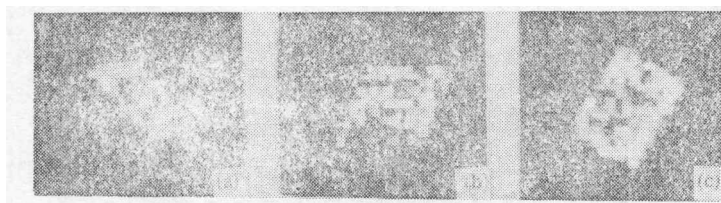


图 2 方形介质板投影重建, $\theta_{max} = 1^\circ$
(a) 视轴沿 x' 轴, (b) 视轴沿 y' 轴, (c) 视轴沿 z' 轴



图 3 四分之一圆环介质薄膜的外形重建。

4 讨论和结论

(1) 习惯上常把 p 与物理空间直观地联系在一起, 在三维傅氏变换中全 p 空间意即全部 s 和全部 k ^[6]。本文论述表明, 这一认识有失偏颇。如在二维 p 空间上作无失真的成象, 傅氏综合中需从 $-\infty$ 到 $+\infty$, 这就是说需要收集全部夫琅和费衍射谱(无穷阶衍射), 但这并非总是需要全部 s 。这儿全部 p 意味着在 θ_{max} 范围内无穷个点上采集散射场。由于 p 和 r 是对偶的, 在一个确定的 θ_{max} 范围内取无穷多的采样点 ($N \rightarrow \infty$), 即物和象的网格大小趋近于零, 即 $\lambda_f \rightarrow 0$ 。所以我们认为应把 p 空间理解为信息空间, 在物理空间上, 它可以是很小的。

(2) 计算机模拟表明, 理论论证的正确性, 即单一工作频率、单一方向照射、小成象角内采集散射场可以重建散射体的投影。需要说明的是, 由于模拟所用 PC 386 的容量太小, 模拟中组成散射体的网格不能多于 200 个, 这就限制了三维散射体投影重建的分辨力。

如果用本文提出的方法获得了几个方向(至少三个, 例如三个正交方向)的散射体的投影, 则借助于投影几何原理, 该散射体的三维象即可重建, 但以上论述中已经指出, 散射体内部结构的轮廓是得不到的, 基于同样理由散射体表面凹陷部份轮廓也是难以重建的。这些与人看物相似。至于导体的阴影部份, 如果这儿的感应电流很小, 也是难以重建的。

从以上论证也可推知, 对于运动的散射体, 只要在同一瞬间采集各点的场, 则其投影重建效果应与上述相同。

$\rho(p, p_0)$ 的任一分量均可用于反演, 但其重建的投影质量一般是有好坏之别的。

(3) 在电磁散射反演问题中, 实际上不存在三维傅氏对偶空间, 也就是说在电磁散射问题中三维傅氏变换不成立; 只存在 $(x, y), (p_x, p_y)$ 二维傅氏对偶空间。后者可以用傅氏变换反演二维平面散射体的外形, 并在小成象角近似下, 反演三维散射体的投影。

(4) 我们称本文提出的原理为似视原理, 是因为它与人的视觉有相似之处, 而且可以

用来解释视觉和人眼构造的某些方面。人眼黄斑中心的中央凹是视敏度最高之处。它相当于图 1 (b) 中的二维 p 空间部份, 它朝物体的一面故呈凹形。中央凹的直径约只有 0.4mm, 虽然很小, 但由于可见光的波长很短, 所以这个直径只有 0.4mm 的中央凹已可提供足够的分辨力。在可见光照明下, 物体放在较远处时, 中央凹对它所构成的成象角 $\theta_{\max 1}$ 大于物体放在较远处时的成象角 $\theta_{\max 2}$, $\sin \theta_{\max 2} / \sin \theta_{\max 1} < 1$, 按我们的似视原理, 物象将缩小 ζ 倍, 与视觉一致, 传统上, 射线理论被用来解释人的视觉是感知物象在视网膜上的投影^[12]。似视原理将有助于用波动理论解释人的视觉机制, 以上所述仅是一个开端, 还有很多工作有待于完成, 使波动理论得以进一步揭示人视觉的奥秘。

参 考 文 献

- [1] Prosser R T. *J. Math. Phys.*, 1969, 10(10): 1819—1822.
- [2] Bojarski N N. *J. Math. Phys.*, 1981, 22(8): 1647—1650.
- [3] Langenberg K J, Brandfass M, Mayer K, *et al.* *EARSeL Advances in Remote Sensing*, 1993, 2 (1): 163—186.
- [4] Bleistein N, Cohen J K. *J. Math. Phys.*, 1977, 18(2): 194—201.
- [5] Devaney A J. *J. Math. Phys.*, 1978, 19(7): 1526—1531.
- [6] Devaney A J, Sherman G C. *IEEE Trans. on AP*, 1982, AP-30(5): 1034—1037.
- [7] Ghosh Roy D N. *Methods of Inverse Problems in Physics*. Boca Raton, Ann Arbor, Boston: CRC Press Inc., 1991.
- [8] Boerner W M, Ho C M. *Wave Motion*, 1981, 3(3): 311—333.
- [9] Stratton J A. *Electromagnetic Theory*. New York, London: McGraw-Hill Book Company, 1941, Chapter 8.
- [10] Kong J A. *Research Topics in Electromagnetic Wave Theory*. New York, Chichester, Brisbane, Toronto: John Wiley & Sons Inc., 1981, Chapter 13.
- [11] Oppenheim A V, Schaffer R W. *Digital Signal Processing*. Englewood Cliffs, New Jersey: Prentice-Hall Inc., 1975, Chapter 6.
- [12] Overington S I. *Vision and Acquisition*. London: Pentech Press, 1976.

EYELIKE PRINCIPLE FOR IMAGE RECONSTRUCTION OF THE SCATTERER

Feng Kongyu Feng Simin* Zhang Mengyang

(*Institute of Electronics, Academia Sinica, Beijing 100080*)

(**Department of Physics, Mississippi State University, MS 39762, U.S.A.*)

Abstract Within the framework of exact scattering theory and under the wave zone condition, the image reconstruction is studied. It is demonstrated that there is only a two dimensional Fourier dual space in the problem of scattering-inverse scattering. An eyelike principle for the imaging at monofrequency, monoincidence and small imaging angle is proposed and an interesting complementary relation between the imaging angle and operation wave length for the inverse scattering is revealed. Theoretical results are verified by computer simulations. An explanation on interpreting human vision with wave theory is attempted.

Key words Image reconstruction of the scatterer, Inverse scattering, Eye like principle, Imaging angle