

虚光线法及其在阻抗尖劈的平面波散射中的应用¹

张孟阳 冯孔豫

(中国科学院电子学研究所 北京 100080)

摘 要 本文从自由空间中的平面波出发导出了处理高频电磁散射问题的虚光线法,并用它研究了阻抗尖劈的平面波散射问题。处理过程中引入了“广义圆”的概念,从而得出了构成解的完整的幅度函数。与此同时,首次对求解过程中被忽略的一项作出了合理的物理解释。计算结果与 G. D. Maliuzhinets(1958) 的解析解符合得很好。

关键词 虚光线法, 阻抗尖劈的散射, 广义圆, 幅度函数

中图分类号 O441

1 引 言

虚光线方法是处理高频电磁散射问题的一种几何方法。它最初出现在 Yu. I. Orlov^[1] 的博士论文中,其后被 L. A. Vainshtein 和 E. A. Tishchenko^[2] 用于等离子体诊断以获得二维等离子体中的折射率分布剖面。80 年代和 90 年代, L. A. Vainshtein 等人^[3] 和 N. G. Alexopoulos 等人^[4] 将其用于导电和阻抗尖劈的高频散射问题,并得到了较好的结果。然而正如 N. G. Alexopoulos 等人所指出的,他们的结果与 G. D. Maliuzhinets^[5] 的解析解相比在照明区域内尚有明显的差异。本文作者仔细考查了这一问题,发现问题的症结在于 N. G. Alexopoulos 等人的解中的幅度因子是不完全的。同时我们发现如果引入广义圆的概念,尖劈的散射问题可以等效于自由空间中的传播问题,差别仅在于当虚光线经过尖劈的表面“0”面和“ α ”面时幅度因子应相应地乘上 R_0 或 R_α 。由此,可以得到完全的幅度函数,进而获得完全的虚光线解。

2 虚光线法的导出

我们从自由空间中的平面波表达式来导出虚光线法。一平面波以角度 ϕ_0 入射,观测点 $P(r, \phi)$ 处的场为 $u(r, \phi) = \exp\{-jkr \cos(\phi - \phi_0 - \pi)\}$ 。利用平面波的 Bessel 函数展开和恒等式 $J_n(kr) = (1/2)[H_n^{(1)}(kr) + H_n^{(2)}(kr)]$, 得

$$u(r, \phi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(kr) \exp\{-jn(\phi_0 - \phi - \pi/2)\} = w_1(r, \phi) + w_2(r, \phi), \quad (1)$$

$$w_1(r, \phi) = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} H_n^{(2)}(kr) \exp\{-jn(\phi_0 - \phi - \pi/2)\}, \quad (2)$$

¹ 1995-01-26 收到, 1995-08-01 定稿
国家自然科学基金资助课题

$$w_2(r, \phi) = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} H_n^{(1)}(kr) \exp\{-jn(\phi_0 - \phi - \pi/2)\}. \quad (3)$$

利用 Poisson 求和公式^[6]

$$\sum_{n=-\infty}^{\infty} f(n) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \bar{f}(2\pi n), \quad (4)$$

其中 $\bar{f}(\alpha) = \int_{-\infty}^{\infty} f(\nu) \exp(-j\alpha\nu) d\nu$. 令 $f(n) = (1/2)H_n^{(2)}(kr) \exp\{-jn(\phi_0 - \phi - \pi/2)\}$, 则

$$w_1(r, \phi) = \frac{1}{2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} H_\nu^{(2)}(kr) \exp\{-j\nu(\phi_0 - \phi - \pi/2 + 2n\pi)\} d\nu. \quad (5)$$

在高频近似条件下, $k \rightarrow \infty$, 利用 Hankel 函数的渐近公式可得

$$w_1(r, \phi) = \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \exp\{j\frac{\pi}{4}\} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(k^2r^2 - \nu^2)^{1/4}} \exp\{-jS(\nu, \psi + 2n\pi)\} d\nu. \quad (6)$$

其中 $\psi = \phi_0 - \phi - \pi$, $S(\nu, \psi) = (k^2r^2 - \nu^2)^{1/2} + \nu \sin^{-1}(\frac{\nu}{kr}) + \nu\psi$. 类似地, (3) 式可化为

$$w_2(r, \phi) = \sqrt{\frac{1}{2\pi}} \exp\{-j\frac{\pi}{4}\} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{(k^2r^2 - \nu^2)^{1/4}} \exp\{-j\bar{S}(\nu, \psi + 2n\pi)\} d\nu, \quad (7)$$

其中 $\bar{S}(\nu, \psi) = -\sqrt{k^2r^2 - \nu^2} - \nu \sin^{-1}[\nu/(kr)] + \nu\psi + \nu\pi$.

当 $\nu \approx kr$ 时, (6), (7) 式不再适用. 为了表示函数在 $\nu = kr$ 处的过渡, 而关系式继续保持 (6), (7) 式的形式, 尝试在被积函数中引入因子 $\Gamma(\nu), \bar{\Gamma}(\nu)$. 于是 (6), (7) 式成为

$$w_1(r, \phi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\nu) \frac{\exp\{-jS(\nu, \psi + 2n\pi)\}}{(k^2r^2 - \nu^2)^{1/4}} d\nu, \quad (8)$$

$$w_2(r, \phi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \bar{\Gamma}(\nu) \frac{\exp\{-j\bar{S}(\nu, \psi + 2n\pi)\}}{(k^2r^2 - \nu^2)^{1/4}} d\nu. \quad (9)$$

当 $|\nu| < kr$ 时, 假设 $\Gamma(\nu), \bar{\Gamma}(\nu)$ 分别为常数 $\Gamma_0, \bar{\Gamma}_0$ (以后将会看到这一假设是合理的); 当 $|\nu| > kr$ 时, $\Gamma(\nu), \bar{\Gamma}(\nu)$ 很快趋于 0, $|\nu| > kr$ 的部分对积分的贡献可以忽略^[4].

下面我们首先对 $w_1(r, \phi)$ 的级数和中的各项的物理意义作出解释. 考虑图 1(a) 所示的顺时针方向入射的光线的传播路径. 平行光线中的一条按几何光线规律传播并沿切向到达半径为 ν/k 的圆周上的 A 点后, 沿圆周无衰减地传播到 B 点, 再切向射出沿直线传播到 P 点. 光线从第一个切点 A 传播到观测点 P 的过程中的相位变化为 $S_P(\nu, r, \phi_0, \phi) = k(l_{AB} + l_{BP})$, 而 $l_{BP} = \sqrt{r^2 - (\nu/k)^2}$, $l_{AB} = \nu/k \Delta\phi_{AB}$, $\Delta\phi_{AB} = \phi_A - \phi_B = \psi + \sin^{-1}[\nu/(kr)]$. 于是, 相位函数为 $S_P(\nu, r, \phi_0, \phi) = \sqrt{k^2r^2 - \nu^2} + \nu \sin^{-1}[\nu/(kr)] + \nu\psi$. 可以看出, S_P 正好与 (6) 式中的 S 相同. 对于按逆时针方向入射到圆上的光线, 可如图 1(b) 考虑. 容易验证, 只要取 $\nu < 0$, 这时的相位函数也可写成与 (6) 式中的 S 相同的形式.

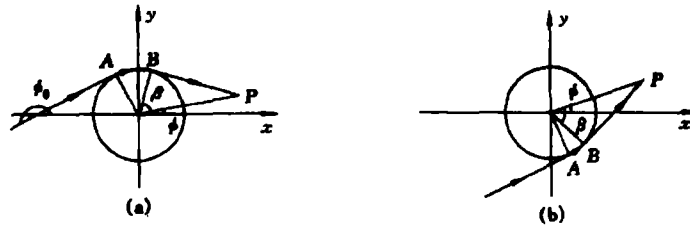


图 1 零阶虚光线的传播路径

上面说明的是 $n = 0$ 的情况, 若 $n \neq 0$, 则相位函数增加 $\nu 2n\pi$. 增加的相位可作如下解释: 对于 $n > 0$, 光线到达圆周上 A 点后, 先按照原来的方向绕圆周传播 n 圈, 然后在 B 点切向射出. 对于 $n < 0$, 光线到达圆周上 A 点后, 先按照与原方向相反的方向沿圆周传播 $|n|$ 圈, 然后在 B 点再一次改变方向切向射出. 公式中对 ν 的积分 $\int d\nu$ 表示在 P 点处的总场等于沿以 ν/k 为半径的一族同心圆按上面叙述的方式传播的所有光线表示的场的总和.

对于 $w_2(r, \phi)$, 因其具有形如 $\exp(j\sqrt{k^2 r^2 - \nu^2}) \sim \exp(jkr)$ 的相位因子, 以往文献中都认为它是非物理的, 因而不加以考虑. 事实上, $w_2(r, \phi)$ 确实对总场有贡献, 不能忽略, 后面在适当的时候我们将给出其物理解释.

当 $k \gg 1$ 时, (8),(9) 式中的积分可用驻相法来计算. 先考虑 $w_1(r, \phi)$, 由 $\partial S/\partial \nu = 0$ 得 $\nu_0 = -kr \sin \psi$, 其中

$$-\pi/2 \leq \psi \leq \pi/2, \quad \text{或} \quad \phi_0 - 3\pi/2 \leq \phi \leq \phi_0 - \pi/2, \quad (10)$$

这时 $S(\nu_0, \psi) = kr \cos \psi = -kr \cos(\phi_0 - \phi)$, 光线的传播路径与几何光学路径吻合 (图 2(a)),

$$w_1(r, \phi) = \sqrt{2\pi} \Gamma_0 \exp(-j\pi/4) \exp\{-jkr \cos(\phi - \phi_0 - \pi)\}. \quad (11)$$

类似地计算 $w_2(r, \phi)$, 可得

$$\phi_0 - \pi/2 \leq \phi \leq \phi_0 + \pi/2, \quad (12)$$

$$w_2(r, \phi) = \sqrt{2\pi} \bar{\Gamma}_0 \exp(j\pi/4) \exp\{jkr \cos(\phi - \phi_0)\}. \quad (13)$$

这时的光线传播路径也与几何光学路径吻合 (图 2(b)). 并且可得出 $\Gamma_0 = (1/\sqrt{2\pi}) \exp(j\pi/4)$, $\bar{\Gamma}_0 = (1/\sqrt{2\pi}) \exp(-j\pi/4)$, 说明驻相法的近似结果确实就是入射的平面波, 而假设 $\Gamma(\nu), \bar{\Gamma}(\nu)$ 为常数也是合理的.

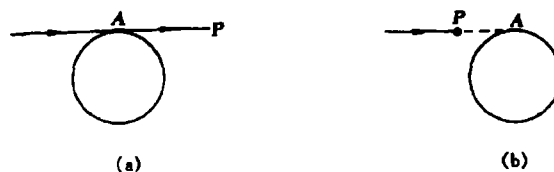


图 2 驻相条件下的光线传播路径

由条件(10),(12)式可以看出,在驻相条件下, $w_1(r, \phi), w_2(r, \phi)$ 分别给出半空间的平面波,只有同时考虑这两项的贡献,才能得到完全的解,因此忽略 w_2 是不合理的.比较图2(a)和图2(b)可知,在驻相条件下, $w_1(r, \phi)$ 代表的光线先到达圆上的A点,然后传播到P点,因此其相位因子取 $\exp(-jkr)$ 的形式;而 $w_2(r, \phi)$ 代表的光线在到达P点之前实际上并未经过A点,因为A点为相位的零点,P点处的相位显然应取负值,所以 w_2 的相位因子为 $\exp(jkr)$ 的形式.在下一节处理尖劈的散射问题时考虑到这一点是很重要的.

3 广义圆概念的导出及其在阻抗尖劈衍射中的应用

现在考虑阻抗尖劈的平面波衍射.如图3(a)所示,尖劈的外角为 α ,内角为 $2\pi - \alpha$,两个面的表面阻抗分别为 $Z_{s0}, Z_{s\alpha}$,反射系数 $R_0(\theta_0), R_\alpha(\theta_\alpha)$ 分别是入射角 θ_0, θ_α 的函数.

$$R_0(\theta_0) = \pm(Z_{s0} - Z_0(\theta_0))/(Z_{s0} + Z_0(\theta_0)), \quad R_\alpha(\theta_\alpha) = \pm(Z_{s\alpha} - Z_0(\theta_\alpha))/(Z_{s\alpha} + Z_0(\theta_\alpha)), \quad (14)$$

其中+号表示TM波, -号表示TE波. $Z_0(\theta)$ 为自由空间的波阻抗, $Z_0^{\text{TM}}(\theta) = \eta_0/\cos\theta$, $Z_0^{\text{TE}}(\theta) = \eta_0 \cos\theta$,这里 η_0 是自由空间的特征阻抗.

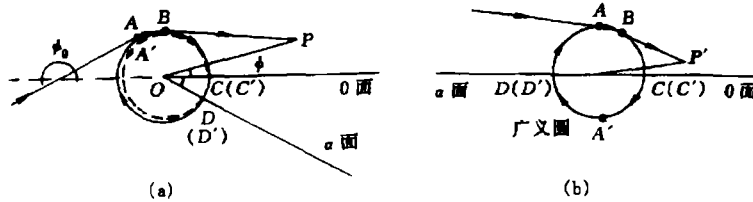


图3 尖劈的衍射
(a) 普通表示, (b) 广义圆表示

在尖劈散射问题中总场也应该包括与上一节的 w_1, w_2 类似的两部分.从以往的文献和本文后面的求解过程可知,积分的驻相点贡献实际上代表几何光学场,而端点($\nu = 0$)的贡献代表尖劈顶点的衍射场.上一节已经讨论过, w_1 代表的光线经过了圆上的A点,这表示光线已经与尖劈的顶点发生作用,因此 w_1 对几何光学场和衍射场都有贡献;而 w_2 代表的光线实际上并未到达圆上,表示光线没有与尖劈的顶点发生作用,因此 w_2 只对几何光学场有贡献,对衍射场没有贡献.以后的计算结果表明这一解释是适当的.由于我们只计算尖劈的衍射场,所以只考虑与 w_1 类似的部分.

取尖劈的顶点为同心圆族的圆心.考虑光线按顺时针方向入射到圆周上的情形.如图3(a),光线在A点入射到圆周上,沿圆周传播到0面上的C点并在C点反射,然后按逆时针方向沿圆周传播,经过A点后到达 α 面上的D点,在D点反射后再按顺时针方向沿圆周传播,如此循环往复直到在B点沿切向射出.我们把光线按顺时针方向经过的圆弧记为DAC,而把光线按逆时针方向经过的圆弧记为C'A'D',光线在一个周期内经过的路径DACC'A'D'D构成的封闭曲线可以用以下方程表示: $\rho = \nu/k$, $\Phi \in [0, 2\alpha]$.我们把它看作一半径为 ν/k ,圆周角为 2α 的圆.因为与平面上的普通的圆相比,它的圆周角为 2α 而不是 2π ,所以我们称之为“广义圆”(图3(b)).于是光线沿圆周在尖劈两表面上经过 n 次反射后到达P点的传播路径即相当于光线沿广义圆的圆周传播 n 圈后到达P点的传播路径.从而尖劈的散射问题可等同于自由空间中的传播问题,唯一的区别在于光线每经过一次0面或 α 面,其代表的场的幅度应相应地乘上一个修正因子 R_0 或 R_α .

我们以大写的希腊字母 Φ 表示广义圆中的极角，它与 ϕ 的变换关系为

$$\phi = \begin{cases} \Phi, & \text{当 } 0 \leq \Phi \leq \alpha \text{ 时;} \\ 2\alpha - \Phi, & \text{当 } \alpha < \Phi < 2\alpha \text{ 时.} \end{cases} \quad (15)$$

如图 4 所示，当 $\nu > 0$ 时，与自由空间的情形相似， $\Delta\Phi_{AB} = \Phi_0 - \Phi - \pi + \sin^{-1}[\nu/(kr)]$ ，任一场点 $P(r, \Phi)$ 处的场可表示为

$$u_1(r, \Phi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_0^{\infty} \Gamma_0 f(\nu) \frac{1}{(k^2 r^2 - \nu^2)^{1/4}} \exp\{-jS(\nu, \Psi_1 + 2n\alpha)\}. \quad (16)$$

当 $\nu < 0$ 时， $\Delta\Phi_{AB} = \Phi_0 - \Phi + \pi + \sin^{-1}[\nu/(kr)]$ ，

$$u_2(r, \Phi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^0 \Gamma_0 f(\nu) \frac{1}{(k^2 r^2 - \nu^2)^{1/4}} \exp\{-jS(\nu, \Psi_2 + 2n\alpha)\}, \quad (17)$$

其中 $\Psi_1 = \Phi_0 - \Phi - \pi$ ， $\Psi_2 = \Phi_0 - \Phi + \pi$ ， $f(\nu)$ 是光线在 0 面和 α 面上经过若干次反射后的幅度函数。实际空间中观测点 $P(r, \phi)$ 处的总场等于图 4 中 $P(r, \Phi)$ 点的场与 P 点关于 0 面和 α 面的镜像点 $P'(r, 2\alpha - \Phi)$ 处的场的和，即图 4 中四种光线所代表的的场的总和，即

$$u(r, \phi) = u_1(r, \Phi) + u_1(r, 2\alpha - \Phi) + u_2(r, \Phi) + u_2(r, 2\alpha - \Phi). \quad (18)$$

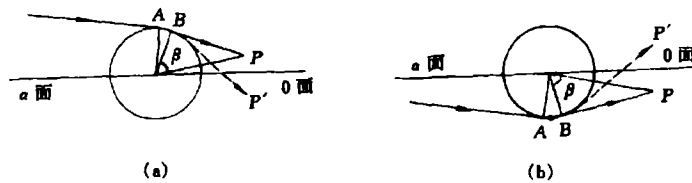


图 4 广义圆上的光线传播路径

4 幅度函数 $f(\nu)$ 的表达式

对于 Φ_0, Φ 的各种不同取值，光线穿过 0 面和 α 面的次数也不同，于是 $f(\nu)$ 可取多种不同的形式，可以看到参考文献 [4] 中的四种取法也包括在其中。下面的表达式中 $f_n(\nu)$ 代表第 n 阶光线的幅度函数。为节省篇幅，我们只给出 $0 < \Phi_0 < \pi/2$ ， $\nu > 0$ 时的幅度函数的表达式。

当 $\nu > 0$ 时， $\Phi_A = \Phi_0 - \pi/2 < 0$ ， $\Phi_B = \Phi + \beta$ ，如图 5 所示。插图中箭头表示的曲线为 0 阶光线的传播路径。若 $\Phi_B < 2\alpha$ ，则

$$f_n(\nu) = \begin{cases} R_0(0)R_\alpha(0)|^{|n|} f_0(\nu), & \text{当 } n \leq 0; \\ R_0(0)R_\alpha(0)^{n-1} f_1(\nu), & \text{当 } n \geq 1; \end{cases} \quad (19)$$

$$f_0(\nu) = \begin{cases} R_0(0)R_0(\theta_{01}), & \text{当 } 0 \leq \Phi_B < \alpha; \\ R_0(0)R_\alpha(0)R_\alpha(\theta_{\alpha 2})R_0(\theta_{01}), & \text{当 } \alpha \leq \Phi_B < 2\alpha, 0 \leq \Phi < \alpha; \\ R_0(0)R_\alpha(0)R_0(\theta_{01}), & \text{当 } \alpha \leq \Phi_B < 2\alpha, \alpha \leq \Phi < 2\alpha; \end{cases} \quad (20)$$

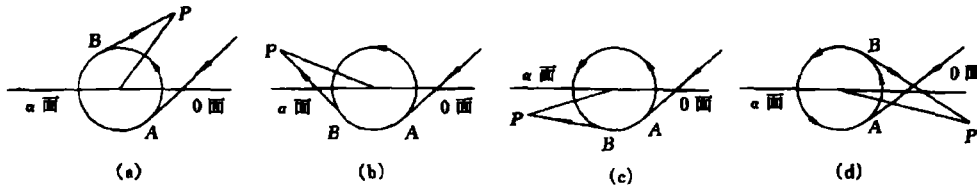


图5 $\nu > 0, \Phi_A < 0$ 时光线传播路径的各种形式
 (a) $0 \leq \Phi_B < \alpha,$ (b) $\alpha \leq \Phi_B < 2\alpha, 0 \leq \Phi < \alpha$
 (c) $\alpha \leq \Phi_B < 2\alpha, \alpha \leq \Phi < 2\alpha,$ (d) $\Phi_B \geq 2\alpha$

$$f_1(\nu) = \begin{cases} R_\alpha(0)R_0(\theta_{01}), & \text{当 } 0 \leq \Phi_B < \alpha; \\ R_\alpha(\theta_{\alpha 2})R_0(\theta_{01}), & \text{当 } \alpha \leq \Phi_B < 2\alpha, 0 \leq \Phi < \alpha; \\ R_0(\theta_{01}), & \text{当 } \alpha \leq \Phi_B < 2\alpha, \alpha \leq \Phi < 2\alpha; \end{cases} \quad (21)$$

θ_{01} 表示光线到达圆周之前在 0 面上反射时的入射角, $\theta_{02}, \theta_{\alpha 2}$ 分别表示光线从圆周上射出之后在 0 面和 α 面上反射时的入射角, 均可由几何关系求得.

若 $\Phi_B \geq 2\alpha$, 则

$$f_n(\nu) = \begin{cases} [R_0(0)R_\alpha(0)]^{-n+1} f_1(\nu), & \text{当 } n \leq 1; \\ [R_0(0)R_\alpha(0)]^{n-2} f_2(\nu), & \text{当 } n \geq 2; \end{cases} \quad (22)$$

$$f_1(\nu) = R_0(0)R_0(\theta_{01})R_0(\theta_{02}), \quad (23)$$

$$f_2(\nu) = R_\alpha(0)R_0(\theta_{01})R_0(\theta_{02}). \quad (24)$$

同样可得 $\nu < 0$ 时的幅度函数表达式.

5 场的近似计算

现在我们需要解决 (16),(17) 式的近似计算问题. 在高频近似条件下, 它们都可以用驻相法来计算, 对积分的贡献主要来自驻相点和端点附近. 我们首先来确定驻相点, 对 (16) 式中的积分, 由 $\partial S(\nu, \Psi_1 + 2n\alpha)/\partial \nu = 0$ 得 $\nu_0 = -kr \sin(\Psi_1 + 2n_{st}\alpha)$, 其中 n_{st} 为 n 的取值, 可由 $-\pi/2 \leq \Psi_1 + 2n\alpha < 0$ 确定.

若 $\Psi_1 + 2n_{st}\alpha > 0$, 则无驻相点, 计算端点的贡献得

$$g_1(\Phi) = \Gamma_0 f_{n_{st}}(0) e^{-jkr} V[\sqrt{kr}(\Psi_1 + 2n_{st}\alpha)], \quad (25)$$

其中 $V(s) = \exp\{js^2/2\} \int_s^\infty \exp\{-jt^2/2\} dt$.

若 $\Psi_1 + 2n_{st}\alpha < 0$, $g_1(\Phi)$ 的值由驻相点和端点的贡献组成, 即

$$g_1(\Phi) = \sqrt{2\pi} \Gamma_0 f_{n_{st}}(\nu_0) \exp\{-j\pi/4\} \exp\{-jkr \cos(\psi_1 + 2n_{st}\alpha)\} - \Gamma_0 f_{n_{st}}(0) \exp\{-jkr\} V[-\sqrt{kr}(\Psi_1 + 2n_{st}\alpha)]. \quad (26)$$

对于其它的 n , 不存在驻相点, 积分可以用分部积分法计算, 这时

$$g_1(\Phi) = (-j\Gamma_0/\sqrt{kr}) f_n(0) \exp\{-jkr\}/(\Psi_1 + 2n\alpha). \quad (27)$$

对于 (17) 式中的积分 $g_2(\Phi)$, 只需用 $-\Psi_2 - 2n\alpha$ 代替 $\Psi_1 + 2n\alpha$, 上面的公式全部适用.

可以验证只有在 $n = 0$ 或 $n = 1$ 的情况下才存在驻相点, 于是级数中 $|n| \geq 2$ 的项的贡献由 (27) 式得到, 它们可从级数中分离出来, 写成比较简单的形式. 由 (18) 式, 在任一观测点 $P(r, \phi)$ 处的总场可以写成

$$u(r, \phi) = \sum_{n=-1}^1 [g_1(\phi) + g_1(2\alpha - \phi) + g_2(\phi) + g_2(2\alpha - \phi)] - (j\Gamma_0/\sqrt{k\tau})e^{-jk\tau}[s_1(\psi_1) + s_1(\psi_2) - s_1(\psi_3) - s_1(\psi_4)], \quad (28)$$

其中 $\psi_1 = \phi_0 - \phi - \pi$, $\psi_2 = \phi_0 - (2\alpha - \phi) - \pi$, $\psi_3 = \phi_0 - \phi + \pi$, $\psi_4 = \phi_0 - (2\alpha - \phi) + \pi$,

$$s_1(\psi) = \sum_{n=2}^{\infty} [R_0(0)R_\alpha(0)]^{n-2} \left[\frac{f_2(0)}{\psi + 2n\alpha} + \frac{f_{-2}(0)}{\psi - 2n\alpha} \right]. \quad (29)$$

从上面计算得到的总场中减去几何光学场即得尖劈的衍射场.

6 计算结果和讨论

我们计算了一以角度 ϕ_0 入射的 TM 或 TE 平面波被阻抗尖劈散射后在各个方向的衍射场. 为了与文献中的结果进行比较, 取 $\phi_0 = \pi/6$, $kr = 10.0$, $k = 100.0$, $Z_{s0}/\eta_0 = Z_{s\alpha}/\eta_0 = 0.25$. 图 6 中给出了用本文中的方法和文献 [4, 7] 中的方法计算得到的结果. 可以看出, 三种方法得到的结果符合得很好. 我们的结果与文献 [7] 中的结果比较, 照明区域的衍射场尚有细微的差别. 这可能是由于积分的近似计算造成的误差, 这个问题需作更深入的探讨. 虚光线法提供了一种新的计算方法, 使非完全导电尖劈的高频散射问题变得容易处理了. 至于怎样应用这种方法来处理一般的高频散射问题, 以及怎样将它推广至三维的情形, 还需要我们进行深入的探索.

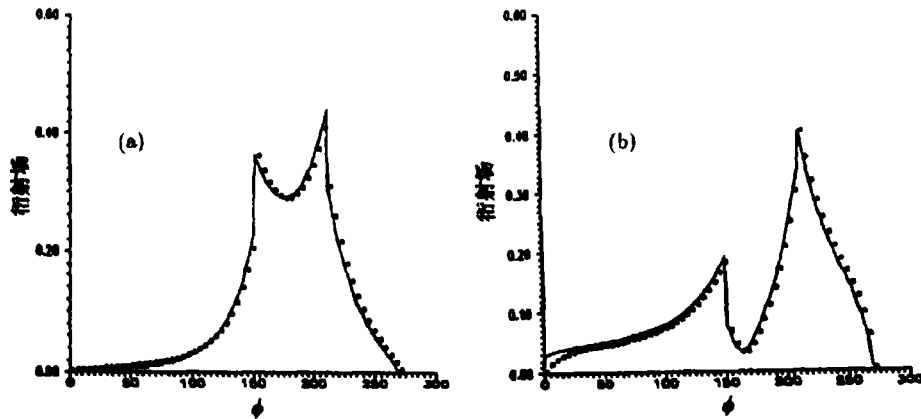


图 6 计算得到的衍射场分布
实线表示本文的结果, 虚线表示文献 [4] 的结果, 圆点表示文献 [5] 的结果

(a) TM 情形,

(b) TE 情形

参 考 文 献

- [1] Orlov Yu I. [Ph. D. dissertation]. Moscow: Moscow University, 1969.
- [2] Vainshtein L A, Tishchenko E A. Wave-tracing and shortwave diagnostics of a cylindrical plasma. *Sov. Phys. Tech. Phys.*, 1976, 21(11): 1338-1343.
- [3] Vainshtein A, Ufimtsev P Ya. Virtual rays in the problem of diffraction from a wedge. *Radiotekh. Elektron.*, 1982, 2(5): 625-633.
- [4] Alexopoulos N G, Franceschetti G, Jackson D R, Ufimtsev P Ya. Virtual rays and applications. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1994, 11(4): 1513-1527.
- [5] Maliuzhinets G D. Excitation, reflection and emission of surface waves from a wedge with given face impedances. *Sov. Phys. Dokl.*, 1958, 3(6): 752-755.
- [6] Courant R, Hilbert D. *Methods of Mathematical Physics*. New York: McGraw-Hill, 1954, 76.
- [7] Tiberio R, Pelosi G, Manara G. A uniform GTD formulation for the diffraction by a wedge with impedance faces. *IEEE Trans. on AP*, 1985, AP-33(8): 867-873.

VIRTUAL-RAY METHOD AND ITS APPLICATION IN
THE PLANE WAVE SCATTERING BY AN IMPEDANCE WEDGE

Zhang Mengyang Feng Kongyu

(Institute of Electronics, Academia Sinica, Beijing 100080)

Abstract The virtual-ray method for treating HF electromagnetic scattering problems is derived from the plane wave of free space, by use of which the plane wave scattering by an impedance wedge is studied. In the treatment the concept of generalized circle is introduced so that the complete amplitude function is obtained which is a component of the solution. And a reasonable physical interpretation of the term w_2 , which was neglected previously, is given. The calculated result agrees well with the analytical solution obtained by G. D. Maliuzhinets(1958).

Key words Virtual-ray method, Scattering by an impedance wedge, Generalized circle, Amplitude function

张孟阳: 男, 1967年生, 博士生, 现主要从事电磁散射和逆散射理论的研究.

冯孔豫: 男, 1931年生, 研究员, 现主要从事电磁逆散射理论和遥感理论的研究.