

О применении равномерной геометрической теории дифракции к анализу дифракционных полей от диэлектрического клина

В.А.Пермяков, М.А. Жексенов, А.А. Комаров

Московский энергетический институт (Технический университет)
Москва, Красноказарменная, 14, МЭИ (ТУ, кафедра АУРРВ)
E-mail: valerypermyakov@yandex.ru

Рассмотрена дифракция плоской волны на прямоугольном диэлектрическом клине. Дифракционное поле приближенно рассчитано методом равномерной геометрической теории, проведено сравнение со строгим расчетом по методу поверхностных интегральных уравнений.

The Diffraction of a Plane Electromagnetic Wave on a rectangular Dielectric Wedge was examined. The Diffraction Field was calculated approximately with help of the Uniform Geometrical Theory of Diffraction and compared with rigorous Method of Surface Integral Equations.

Многие практические задачи электродинамики, связанные с расчетом радиолокационных характеристик и диагностикой сложных объектов, требуют применения высокочастотных методов, таких, как геометрическая теория дифракции. Для анализа процессов дифракции на диэлектрических объектах с резкими изломами границ эталонной является задача дифракции плоской волны на диэлектрическом клине с потерями. Строгое решение этой задачи неизвестно и может быть найдено только численными методами. [1,2]. Асимптотическое решение задачи дифракции на диэлектрическом клине получено в [3], однако оно весьма громоздко и сводится к численному решению сложных функциональных уравнений.

В ряде работ получены приближенные формулы равномерной геометрической теории дифракции (РГТД) для полей, рассеянных диэлектрическим клином с потерями, при этом поля на поверхности клина определяются через коэффициенты отражения и прохождения Френеля плоских волн через плоскую границу раздела диэлектрических сред [4-6]. Для обоснования приближенных формул используют строгие численные решения. Однако в известных нам работах изучался только модуль дифракционного поля, расчет фазовых характеристик дифракционного поля не проводился.

В данной работе для численного анализа дифракционных полей использованы результаты исследований проф. Васильева Е.Н. и доц. Солодухова В.В. по применению метода интегральных уравнений (ИУ) к решению задач дифракции электромагнитных волн на полубесконечных двумерных диэлектрических объектах (см. [1,2]).

Для расчета дифракционных полей от диэлектрического клина в приближении РГТД нами использована модификация формулы, приведенной в [4]. Суть модификации заключалась в том, что было учтено облечение плоской волной обеих граней клина. При этом на гранях клина были учтены только отраженные в приближении ГО поля, а переотражения прошедшего внутрь поля не учитывались. Была рассмотрена двумерная задача: на ребро клина падает плоская волна, вектор Пойнтинга которой ортогонален ребру клина. В этом случае кросс – поляризационные эффекты отсутствуют и отдельно рассматриваются случаи ТМ поляризации (вектор электрического поля параллелен ребру клина) либо ТЕ поляризации (вектор магнитного поля параллелен ребру клина).

Электрическое поле в точке приема в приближении ГТД представляется формулой

$$E = E_0 \frac{\exp(-iks')}{s'} D^{\perp, \parallel} \frac{1}{\sqrt{s}} \exp(-iks) \quad (1)$$

В (1) E_0 – амплитуда падающего поля, s' – расстояние от точки источника до точки на ребре клина, s – расстояние от точки на ребре клина до точки наблюдения, D_{\perp}^{\perp} – дифракционный коэффициент (ДК) для перпендикулярной и параллельной поляризации. Модифицированные приближенные выражения для ДК имеют вид

$$\begin{aligned}
 D^p = & \frac{-\exp(-i\pi/4)}{n\sqrt{2\pi k}} \left[\operatorname{ctg} \left(\frac{\pi + (\varphi - \varphi')}{2n} \right) \cdot F(kLa^+(\varphi - \varphi')) + \right. \\
 & + \operatorname{ctg} \left(\frac{\pi - (\varphi - \varphi')}{2n} \right) \cdot F(kLa^-(\varphi - \varphi')) + \\
 & + R^p \operatorname{ctg} \left(\frac{\pi - (\varphi + \varphi')}{2n} \right) \cdot F(kLa^-(\varphi + \varphi')) + \\
 & \left. + R^p \operatorname{ctg} \left(\frac{\pi + (\varphi + \varphi')}{2n} \right) \cdot F(kLa^+(\varphi + \varphi')) \right]
 \end{aligned} \quad (2)$$

В (2) φ' и φ – углы падения и дифракции, $n\pi$ – внешний угол клина, $F(x)$ – интеграл Френеля

$$F(x) = 2i\sqrt{x} \exp(ix) \int_{\sqrt{x}}^{\infty} \exp(-it^2) dt, \quad L = \frac{ss'}{s + s'}, \quad (3)$$

$$a^{\pm}(\beta) = 2 \cos^2 \left(\frac{2n\pi N^{\pm} - \beta}{2} \right), \quad \beta = \varphi \pm \varphi', \quad (4)$$

В (4) N^{\pm} – целые числа, которые наиболее близко удовлетворяют уравнениям

$2\pi n N^+ - \beta = \pi$, $2\pi n N^- - \beta = -\pi$. В (2) $R^p = R^p(\psi)$ – коэффициент отражения Френеля [7] для перпендикулярной ($p = \perp$) и параллельной ($p = \parallel$) поляризации.

Угол $\psi = \psi(\varphi)$ является углом между нормалью к грани клина и направлением дифракционного луча и определяется выражением

$$\psi(\varphi) = 0,5\pi - \alpha_e + \varphi, \quad 0,75\pi \leq \varphi < \alpha_e, \quad \psi(\varphi) = 0,5\pi - \varphi, \quad 0 < \varphi < 0,75\pi,$$

где α_e – внешний угол клина. Для прямоугольного клина $\alpha_e = 1,5\pi$

Дифракционное поле каждой поляризации является функцией угла падения плоской волны φ' , определяемого, как угол между направлением падения волны и гранью клина, и относительной диэлектрической проницаемости материала клина. Волна гармоническая, временной множитель $\exp(i\omega t)$. В качестве параметров материала клина были выбраны значения $\epsilon' - i\epsilon'' = 4 - i \cdot 0,12$, что примерно соответствует параметрам бетона в диапазоне УКВ. Угол φ' менялся от 135° до 195° с шагом 10° .

На рис. 1...4 приведено сравнение расчетов ДК для прямоугольного диэлектрического клина численным методом (синие точки), в приближениях неравномерной ГТД (черные сплошные кривые) и РГТД (красные сплошные кривые) для углов наблюдения $-135^\circ < \varphi < 135^\circ$ (отсчитываемых от плоскости симметрии) и двух поляризаций падающей плоской волны

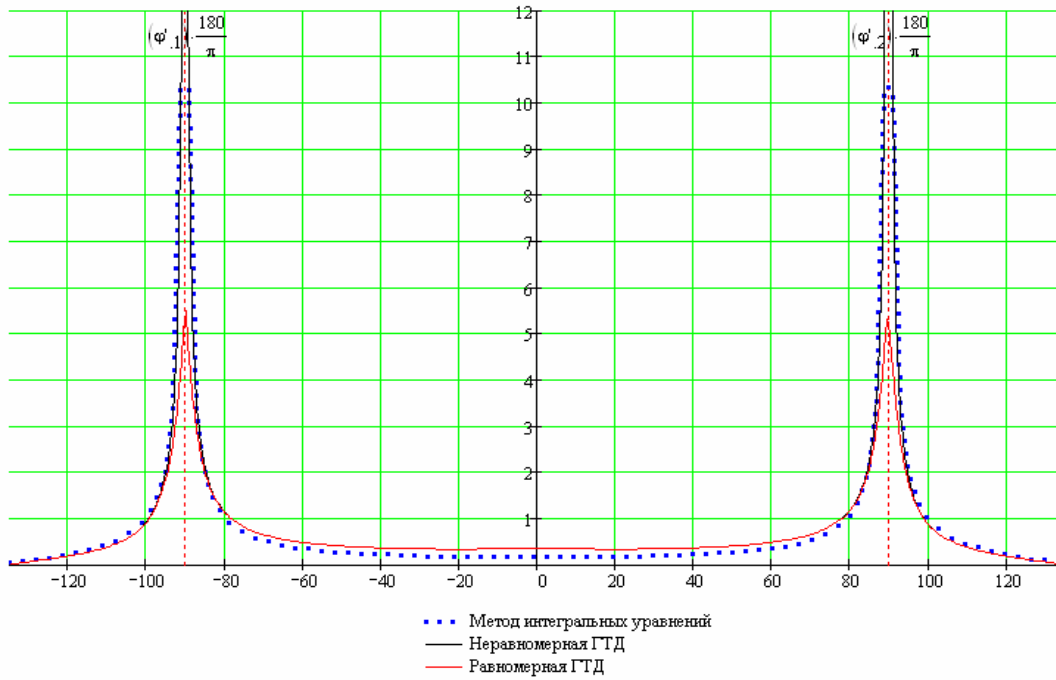


Рис. 1. Сравнение модулей дифракционных коэффициентов, рассчитанных по приближенным методам и методу ИУ при симметричном падении
 $\epsilon = 4 - i \cdot 0,12$; ТМ – поляризация

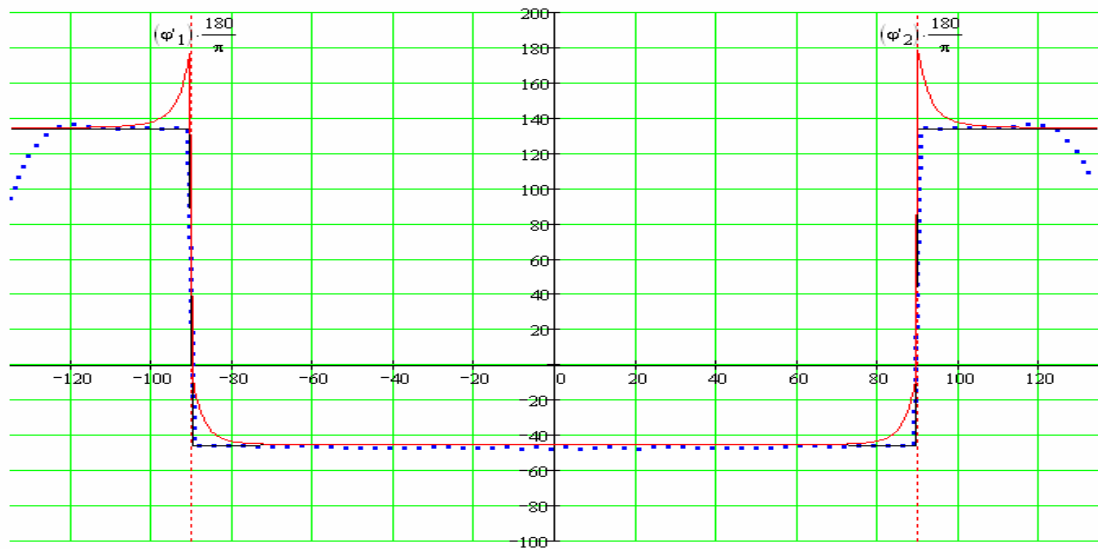
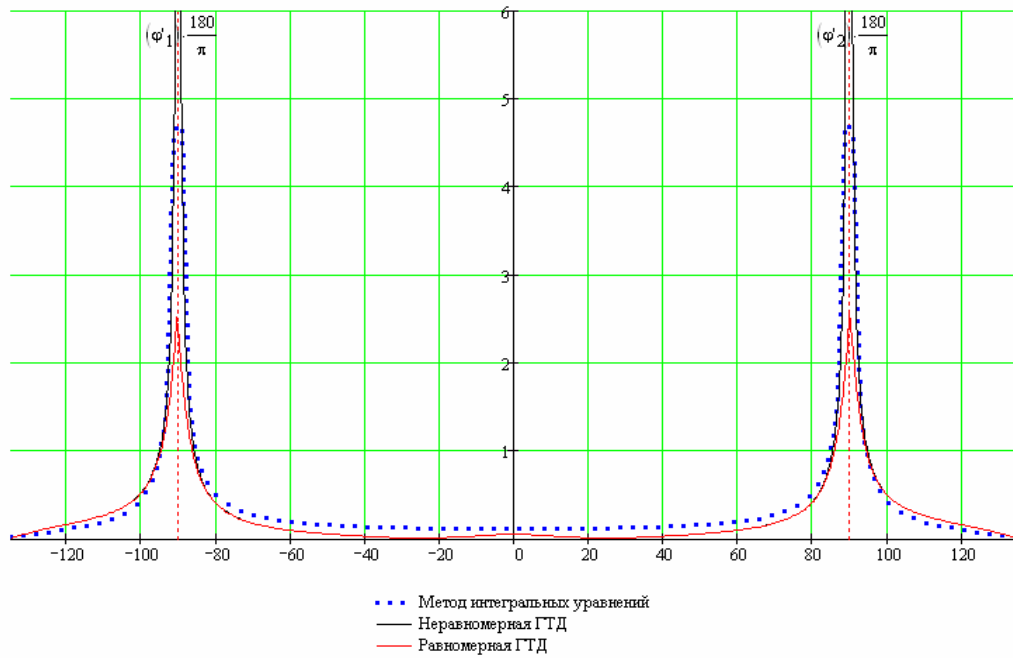
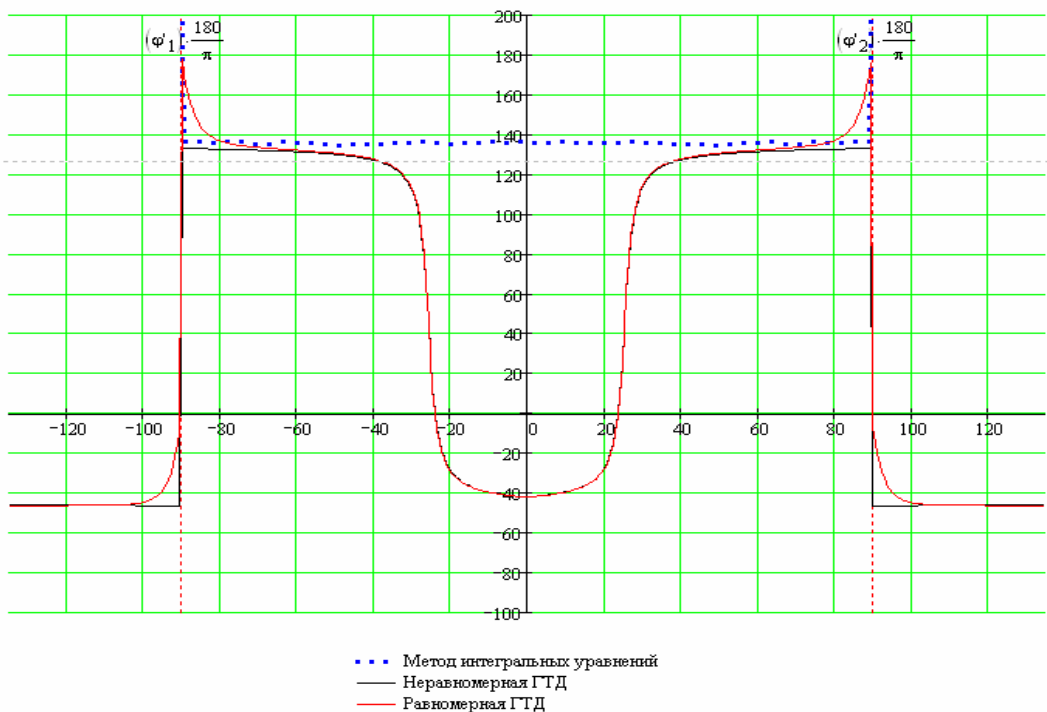


Рис. 2. Сравнение фаз дифракционных коэффициентов, рассчитанных по приближенным методам и методу ИУ при симметричном падении
 $\epsilon = 4 - i \cdot 0,12$; ТМ – поляризация



**Рис. 3. Сравнение модулей дифракционных коэффициентов, рассчитанных по приближенным методам и методу ИУ при симметричном падении;
 $\epsilon = 4 - i \cdot 0,12$; ТЕ – поляризация**



**Рис. 4. Сравнение фаз дифракционных коэффициентов, рассчитанных по приближенным методам и методу ИУ при симметричном падении;
 $\epsilon = 4 - i \cdot 0,12$; ТЕ – поляризация**

Следует отметить, что расчет дифракционного поля по методу ИУ оказывается неприменим на границах свет – тень падающей и отраженной плоских волн. Для корректного расчета дифракционного поля вблизи этих границ требуется модификация метода перевала, использованного в [1] при отыскании поля в дальней зоне. Однако проведенное сравнение уже позволяет сделать выводы о погрешности приближений ГТД для диэлектрического клина.

Как следует из сравнения, расчет модуля дифракционного поля в приближении ГТД хорошо согласуется с численным решением, найденным по методу ИУ. Наибольшие различия строгого и приближенного решений для модуля дифракционного поля (если исключить из рассмотрения границы свет – тень) имеют место в областях, далеких от границы свет – тень, где уровень дифракционного поля мал. Подобные различия могут оказаться несущественными для таких приложений, как расчет электромагнитных полей в городе, когда не предъявляются жесткие требования к точности определения поля.

Однако сравнение фаз дифракционного поля в приближении ГТД с методом ИУ показало, что для ТМ поляризации они согласуются, в то время как для ТЕ поляризации имеет место качественное отличие фазы дифракционного поля в приближении ГТД (на 180°) в некотором секторе углов наблюдения от расчета по методу ИУ. Это отличие приближенной фазы от строгого решения следует рассматривать, как существенную ошибку и иметь в виду при использовании приближения ГТД, особенно в тех случаях, когда полное поле является результатом интерференции дифракционных либо суммы дифракционных и геометрических полей и использование приближения ГТД может привести к качественному изменению картины рассеянного поля. В этом случае целесообразно ориентироваться на применение строгих численных методов, например, метода ИУ. В заключение следует подчеркнуть, что в данной работе существенно использованы результаты пионерских исследований проф. Васильева Е.Н. и доц. Солодухова В.В.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 08-08-00992-а.

Литература

1. Васильев Е.Н., Солодухов В.В. Дифракция электромагнитных волн на диэлектрическом клине. //Известия вузов, Радиофизика, 1974, т. 18, № 10, с. 1518-1528.
2. Васильев Е. Н., Солодухов В.В. Метод интегральных уравнений в задачах дифракции на полубесконечных диэлектрических структурах. Препринт № 25 (397) М.: ИРЭ АН СССР, 45 с.
3. Крячко А.Ф., Лихачев В.М., Смирнов С.Н., Сташкевич А.И. Теория рассеяния электромагнитных волн в угловых структурах. Спб, Наука, 2009.
4. Luebbers R.J. Finite Conductivity Uniform GTD Versus Knife Edge Diffraction in Prediction of Propagation Path Loss. // IEEE Trans. On Antennas and Propagation, vol. 32, No.1, 1984, p.70-76.
5. Chamberlin K.A., Luebbers R.J. An Evaluation of Longley-Rice and GTD Propagation Models. // IEEE Trans. On Antennas and Propagation, vol. 30, No. 6, 1982, pp. 1093-1098.
6. Holm P.D. A New Heuristic UTD Diffraction Coefficient for Nonperfectly Conducting Wedges. // IEEE Trans. On Antennas and Propagation, vol. 48, No. 8, 2000, pp. 1211-1219.
7. Пермяков В. А., Солодухов В. В., Бодров В. В., Исаков М. В. Распространение радиоволн: учеб. Пособие. – М.: Издательский дом МЭИ, 2008.- 192 с.