

Неправомерность формул теории Ми при малых параметрах дифракции

В.А. Козеев, Д.В. Козеев

ФГУП Центральный научно-исследовательский институт машиностроения
141070 Королев МО, Пионерская 4
E-mail: vicko@inbox.ru

В построении решений задач дифракция плоской волны на бесконечном цилиндре и дифракция плоской волны на шаре (теория Ми) допущены методические ошибки, которые приводят к катастрофическим результатам. Первая ошибка. При разложении падающего поля в ряд не учитывается область тени, поэтому в качестве функций расстояния будут не цилиндрические или сферические функции Бесселя, а какие-то сложные функции, которые с увеличением расстояния приближаются к функциям Бесселя. Вторая ошибка. Выбор в качестве функций, зависящих от расстояния, при построении рядов рассеянного поля функций Ханкеля второго рода (из условия излучения на бесконечности) в результате чего «пропадает» граничное условие для отраженного магнитного поля, которое может получиться любым: либо бесконечным (для цилиндрической задачи), либо нулевым (для теории Ми). В статье показано, что при малом параметре дифракции на металлическом шаре тангенциальные составляющие электрического поля равны и противоположно направлены, а магнитные поля связаны множителем в виде параметра дифракции, при уменьшении которого отраженное магнитное поле просто исчезает. Поэтому программы атмосферной коррекции спутниковых изображений, использующие расчеты по теории Ми, требуют уточнения.

Ключевые слова: дифракция плоской волны, параметр дифракции, теория Ми, функции Бесселя, методические ошибки, функции Ханкеля, атмосферная коррекция, наводимый ток, рассеянное магнитное поле, диаграмма направленности.

Введение

Вначале прошлого века были получены решения двух похожих задач: дифракция плоской волны на бесконечном цилиндре и дифракция плоской волны на шаре (теория Ми). Теория Ми используется в программах атмосферной коррекции спутниковых снимков. Рассмотрим результаты расчетов при больших параметрах дифракции (см. рис. 1) (для цилиндра $ka = 8$, для шара $ka = 5$).

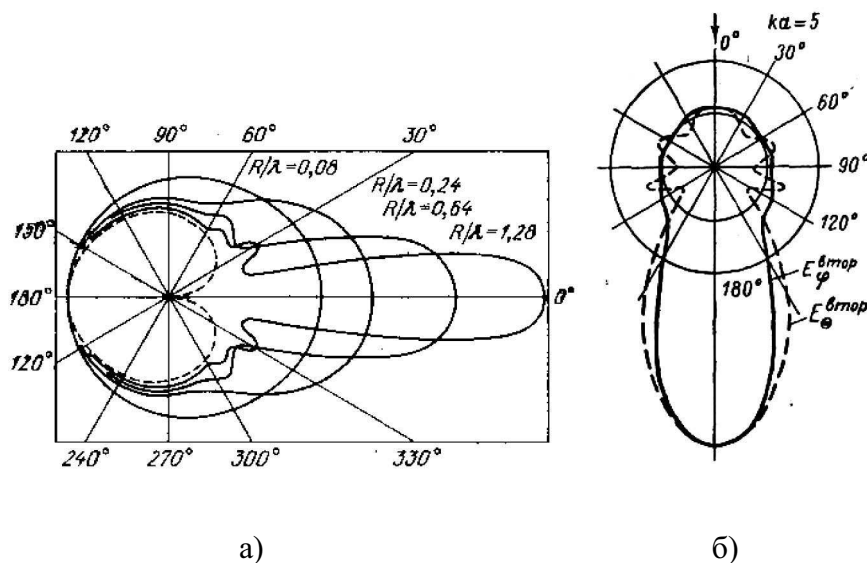


Рис. 1 а). Диаграммы направленности рассеянного на цилиндре поля [1, стр.82]
б). Диаграмма направленности рассеянного поля на шаре при $ka=5$ [2, стр.197, 3]

Чтобы показать ошибочность решения для сферической задачи, пойдем дальше. Угол конуса рассеяния излучения по [3] можно оценить как $10/ka$. Для капли воды радиусом 1 мм ($ka=11500$ для зеленого цвета) и угол конуса рассеяния составит 6 минут. Для того, чтобы представить конус рассеяния Луны как рассеивающего шара отметим, что диаметр основания конуса на Земле составит 0,39 мм, а мощность излучения, сосредоточенная в этом конусе. 25млн МВт.

Из двух задач более простая и наглядная цилиндрическая задача, тем более, если ее привести к двумерному виду, как показано на рис. 2.

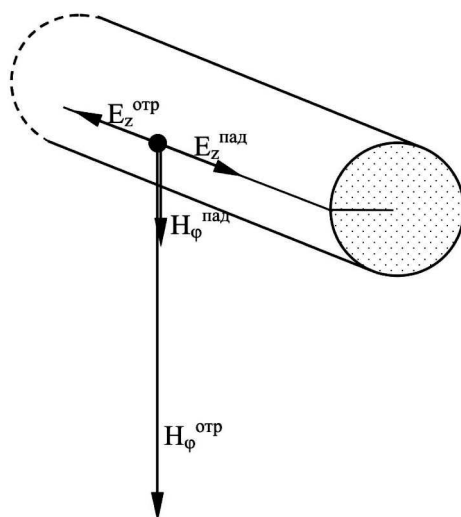


Рис. 2. Традиционное решение задачи дифракции поля на бесконечном цилиндре

Подробно эта задача рассмотрена у А.И. Потехина в работе [1]. Там же [1, стр.82], впервые даются вычисленные диаграммы направленности рассеянного поля (для значений параметра дифракции не выше 8, см. рис.1а), которые охотно приводятся многими другими авторами [4, стр.237; 7, стр.372; 2, стр.178] в качестве подтверждения торжества теории над здравым смыслом, подчеркивая наблюдаемый максимум излучения рассеянного поля «вперед» по направлению падающего поля («...вместо тени наблюдается максимум излучения.» [5, стр.373]). В то же время, говорится, что предельным случаем при возрастании χ является пунктирная линия («...соответствует предельной ($\lambda \rightarrow 0$) задаче...» [4, стр.236]). Чем больше параметр дифракции, тем уже диаграмма направленности.

Ключом к решению задачи явилось математическое тождество – «ловушка» [4, стр.

380]: $e^{-jkr \cos \varphi} = \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(kr) e^{jn(\varphi - \frac{\pi}{2})}$, которое описывает разложение в ряд Фурье экспоненты

(плоской волны), при этом получаются коэффициенты Фурье в виде функций Бесселя.

Итак, падающее поле: $E_z^{пад} = z_0 \cdot E_m^0 e^{-jkr \cos \varphi} = z_0 \cdot E_m^0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(kr) e^{jn(\varphi - \frac{\pi}{2})}$,

Отраженное поле по аналогии представляется в виде такого же ряда, только по функциям Ханкеля второго рода (из условия излучения на бесконечности) с неизвестными пока коэффициентами, которые находятся из граничных условий:

$E_z^{отр} = z_0 \cdot E_m^0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} A_n \cdot H_n^{(2)}(kr) \cdot e^{jn(\varphi - \frac{\pi}{2})}$, но при $r = \rho$: $E_z^{отр}(k\rho) = -E_z^{пад}(k\rho)$ (первое

граничное условие). Тогда неизвестные коэффициенты A_n вычисляются по формуле:

$$A_n = -\frac{J_n(k\rho)}{H_n^{(2)}(k\rho)} \quad \text{Итак: } E_z^{omp} = z_0 \cdot E_m^0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(-\frac{J_n(k\rho)}{H_n^{(2)}(k\rho)} \right) \cdot H_n^{(2)}(kr) \cdot e^{in(\varphi - \frac{\pi}{2})}$$

Традиционное решение найдено. Получилась простая, понятная формула, которая порождает простые, понятные формулы для тангенциального рассеянного магнитного поля и тока по поверхности проводника, а также формулу для расчета диаграммы направленности.

Легко находятся магнитное поле и ток по поверхности проводника. По известному Е-полю, находим азимутальное магнитное поле путем простого дифференцирования:

$$H_\varphi^{omp}(r, \varphi) = -\frac{i}{\omega\mu} \frac{\partial E_z^{omp}(r, \varphi)}{\partial r} = -\frac{ik}{\omega\mu} E_0 \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{J_n(k\rho)}{H_n^{(2)}(k\rho)} H_n^{(2)}(kr) e^{in(\varphi - \frac{\pi}{2})}$$

$$\text{В дальнейшем учтём, что: } \frac{k}{\omega\mu} = \frac{1}{\rho_0} \approx \frac{1}{377 \text{ ом}}; \quad \frac{k}{\omega\mu} E_0 = H_0$$

Полный ток по поверхности проводника можно оценить, интегрируя суммарное значение азимутального магнитного поля по контуру сечения проводника:

$$I = \oint H_\varphi^{cymmm}(\rho) d\mathbf{l} = \int d\mathbf{l} = \rho d\varphi = \rho \int_0^{2\pi} H_\varphi^{cymmm}(\rho) d\varphi$$

$$I = -2\pi\rho i \left[J'_0(k\rho) - J_0(k\rho) \frac{H_0^{(2)}(k\rho)}{H_0^{(2)}(k\rho)} \right] H_0$$

Из бесконечной суммы выделяется только постоянная составляющая потому, что $\int_0^{2\pi} e^{in\varphi} d\varphi = 0$ при $n \neq 0$. Аналогичная формула приведена в задаче № 416 [6, стр.321].

Если мы хотим определить численное значение тока, от воздействия электромагнитного поля грозы, то спектр такого импульса лежит в пределах от нуля до 10 МГц, причем достигает максимума на нулевой частоте. Аргумент цилиндрических функций (параметр дифракции) имеет пределы $ka = 0 \div 10^{-3}$. К чему приводят расчеты по традиционным формулам показано в таблице 1. Величина напряженности падающего магнитного поля 1 А/м, а отраженного – миллионы А/м.

Учитывая то, что: $H_n^{(2)}(k\rho) = J_n(k\rho) - iN_n(k\rho)$ и то, что аргумент $k\rho \ll 1$ и при вычислении цилиндрических функций воспользуемся аппроксимацией малого аргумента [4, стр. 378]: $J_0(k\rho) \approx 1; J'_0(k\rho) \approx -\frac{k\rho}{2}; N_0(k\rho) \approx -\frac{2}{\pi} \ln \frac{2}{1,781k\rho}; N'_0(k\rho) \approx \frac{2}{\pi k\rho}$

Приведём оценки суммарного магнитного поля и тока на проводнике радиусом $\rho = 5 \text{ мм}$ на различных частотах при напряженности падающего поля $H = 1 \text{ А/м}$ (табл.1).

Таблица 1

Частота, f	Аргумент, параметр дифракции, $k\rho$	$N_0(k\rho)$	$N'_0(k\rho)$	Постоянная составляющая магнитного поля, А/м	Наводимый ток, А
10 Гц	$1,047 \cdot 10^{-9}$	- 13,237	$6,079 \cdot 10^{+8}$	$(4,6 + i0,35) \cdot 10^{+7}$	$(0,108 - i1,44) \cdot 10^{+6}$
10 кГц	$1,047 \cdot 10^{-6}$	- 8,8397	$6,079 \cdot 10^{+5}$	$(6,8 + i0,77) \cdot 10^{+4}$	$(0,24 - i2,14) \cdot 10^{+3}$
10 МГц	$1,047 \cdot 10^{-3}$	- 4,4421	607,93	$(1,32 + i0,29) \cdot 10^{+2}$	$(0,91 - i4,1) \cdot 10^{+0}$

Таким образом, при малых параметрах дифракции $\chi \ll 1$ отраженное магнитное поле во много раз превышает (вплоть до бесконечности) падающее (см. рис. 2). Получается это потому, что при малом аргументе $k\rho = 0 \div 10^{-2} \ll 1$ в знаменателе формулы для вычисления тока стоит величина пропорциональная натуральному логарифму от малой величины (для выбранных аргументов это единицы и десятки), а в числителе – величина пропорциональная обратному значению малого аргумента (сотни и десятки миллионов).

На идеальном проводнике поверхностная плотность тока не должна превышать удвоенного значения тангенциальной составляющей напряженности падающего магнитного поля, а сами составляющие равны между собой. Поэтому в конструкции построенного решения для рассеянного поля принципиально не могут быть использованы цилиндрические функции Ханкеля

То, что расчетные оценки токов могут достигать десятков килоампер (данные можно найти в работе [7, стр. 55]) вместо реальных единиц ампер (см. рис. 3).

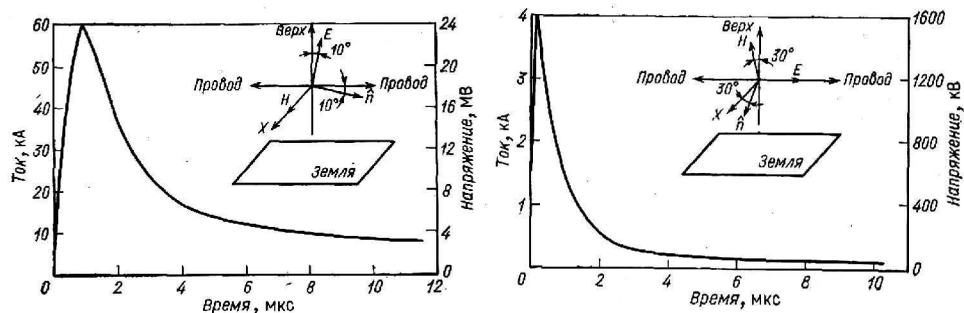


Рис.3. Импульсы, наведенные в бесконечно длинном совершенном проводнике при различных случаях падения волны ЭМИ

Оценка магнитного поля на проводнике диаметром 2 см по формуле $H = I/2\pi r$ дает следующие величины: - при токе 4 кА 63662 А/м; - при токе 60 кА 954930 А/м
Падающее магнитное поле ориентировочно составляет менее 100 А/м.

Причины ошибочности традиционных решений (на примере задачи для бесконечного цилиндра).

Первая методическая ошибка при построении решения заключается в том, что рассмотрении области существования падающего поля не учитывается область тени. При учете тени разложение в ряд Фурье экспоненты дает зависимость коэффициентов от расстояния не в виде цилиндрических функций Бесселя, а в виде какой-то сложной функции, которая, впрочем, легко рассчитывается так как падающее поле известно во всем пространстве (см. рис. 4).

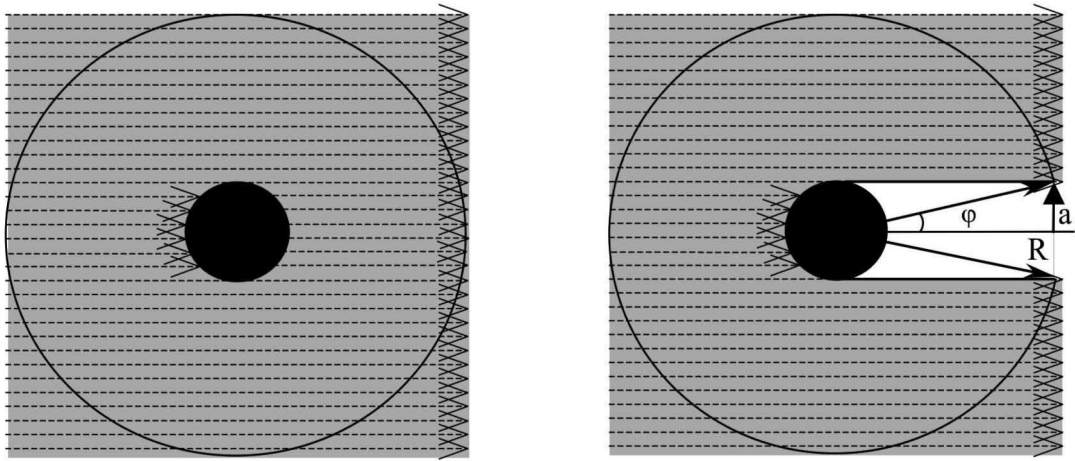


Рис.4. Область существования падающей плоской волны. Угол $\varphi_0 = \arcsin(\rho/r)$

Разложим падающее поле в ряд Фурье, выбирая фиксированные окружности радиуса R. Напомним, как это получается. Пусть имеется двумерная функция $F(r, \varphi)$. При фиксированном $r = R$ (рассматриваем функцию $F(r, \varphi)$ по дуге окружности радиуса R). Получается одномерная функция $f(\varphi)$. Разлагаем эту функцию в ряд Фурье.

$f(\varphi) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n(kR)e^{in\varphi}$, где неизвестные коэффициенты отыскиваются следующим образом.

Умножаем правую и левую часть на экспоненту $e^{-im\varphi}$ и берем интеграл в пределах от нуля

до 2π . $\int_0^{2\pi} e^{-im\varphi} f(\varphi) d\varphi = \int_0^{2\pi} e^{-im\varphi} \sum_{n=-\infty}^{\infty} C_n(kR) e^{in\varphi} d\varphi$, где после интегрирования от бесконечного

ряда останется один член с номером $n=m$.

Таким образом, можно записать: $C_m(kR) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-im\varphi} F(R, \varphi) d\varphi$

$$(-i)^m J_m(kr) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} e^{-im\varphi} e^{-ikr \cos \varphi} d\varphi \quad C_m(kr) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\varphi_0}^{\varphi_0} e^{-im\varphi} e^{-ikr \cos \varphi} d\varphi$$

В случае существования тени при нахождении коэффициентов Фурье интегрирование осуществляется от угла φ_0 до $-\varphi_0$ (где $\varphi_0 = \arcsin(\rho/r)$), а не от π до $-\pi$, как это делается традиционно. Получаются коэффициенты Фурье, которые зависят от расстояния, но это не цилиндрические функции. Как показали расчеты, новые коэффициенты $C_n(kr)$ при малых индексах приближаются с увеличением расстояния к функциям Бесселя $J_n(kr)$, однако, с ростом индексов существенная разница между ними остается. На рис.5. для примера приведена зависимость коэффициентов Фурье $C_0(kr)$ в зависимости от r/ρ (при малом ρ), а также функция Бесселя $J_0(kr)$. Отметим, что $C_0(kr)$ функция комплексная, поэтому приводятся действительная, мнимая часть и ее модуль. Функция Бесселя $J_0(kr)$ же действительна. При $r = \rho$, функция Бесселя $J_0(k\rho) \approx 1$, а действительная часть функции $C_0(k\rho) = 0,5$ (мнимая часть отрицательна и очень мала). Но уже при $r > 11 \rho$, функции практически сливаются.

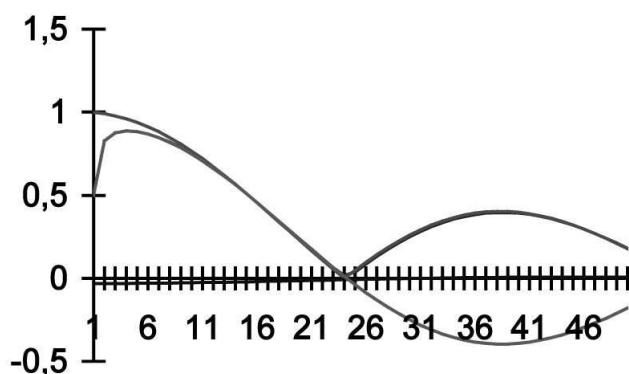


Рис.5. Коэффициенты Фурье $C_0(kr)$ и функция Бесселя $J_0(kr)$ в зависимости от r/a

Сравним два варианта области существования воздействующего поля.

Первый вариант (без тени)	Второй вариант (с тенью)
Получаются ряды Фурье, с коэффициентами, зависящими от расстояния как цилиндрические функции Бесселя $J_n(kr)$	Получаются ряды Фурье, с коэффициентами, зависящими от расстояния как непредсказуемые функции $C_n(kr)$
Дает возможность построить традиционное решение задачи дифракции на цилиндре, рассчитать (заметим неправильно) рассеянное поле на любом расстоянии от поверхности цилиндра, так как в традиционном решении для рассеянного поля используются прогнозируемые цилиндрические функции Ханкеля	Не дает возможности построить какое-либо прогнозируемое решение для рассеянного поля, так как оно наряду с падающим полем не разлагается по цилиндрическим функциям (в данном случае функции Ханкеля), с известным поведением от расстояния
Энергия падающего поля рассеянному полю передается по всей поверхности как с освещенной, так и с теневой стороны (полная окружность). Это причина того, почему в традиционном решении получается, что тело рассеивает в два раза больше энергии, чем ее падает на геометрическое сечение.	Падающее поле передает энергию рассеянному полю только через поверхность на освещенной стороне поля (половина окружности).
Нельзя интерпретировать с точки зрения квантовых представлений	Хорошо объясняется с точки зрения квантовых представлений
Противоречит природным наблюдениям	Согласуется с природными наблюдениями
Противоречит методу геометрической оптики	Согласуется с методом геометрической оптики

На поверхности проводника функция Бесселя нулевого индекса близка к единице, значение новой функции близко к одной второй. Это значит, что замена в числителе величины на верное значение 0,5 вместо неверного 1,0 не спасает положения – будут те же миллионы А/м для отраженного магнитного поля (только в два раза меньше). Таким образом, выбор в качестве функций расстояния для конструкции решения отраженного электрического поля функций Ханкеля второго рода является второй методической ошибкой. Такой выбор сразу предопределяет магнитное поле и делает граничные условия «не свободными». Заметим, что зеркальное отражение поля на поверхности практически идеального проводника возникает только в том случае, если напряженности магнитных составляющих практически равны, как равны, но противоположно направлены составляющие электрического поля. В своей книге Потехин отмечает как некий положительный факт, что второе граничное условие $H_\varphi^{nad}(k\rho) + H_\varphi^{omp}(k\rho) = j_{поверх}$ при нахождении решения даже не понадобилось. Если исходить из граничного условия для магнитного поля и учета тени, то функции расстояния становятся сложными, но неизвестными. Они могут удовлетворять физическим граничным условиям на поверхности проводника, одновременно, условиям излучения на бесконечности.

Методические ошибки в теории Ми

Задача дифракции плоской волны на бесконечном цилиндре специально нам дана, чтобы выявить методические ошибки и признать традиционное решение несостоятельным. Не вдаваясь особо в сложные формулы разложений падающего поля (экспоненты), отметим, что математические интегральные тождества, связывающие экспоненту со сферическими функциям Бесселя, справедливы только для всего пространства (без учета тени, с интегрированием по углу места от нуля до π).

Вот эти тождества. При вычислении неизвестных коэффициентов разложения падающего поля использовались математические тождества по вычислению интегралов:

- предложенное Гогенбауэром обобщение интеграла Пуассона

$$j_n(\rho) = \frac{i^{-n}}{2} \int_0^\pi e^{i\rho \cos \theta} P_n \sin \theta d\theta$$

- вычисление интеграла по частям дает:

$$\int_0^\pi P_n^1 \sin \theta e^{i\rho \cos \theta} \sin \theta d\theta = \frac{2n(n+1)j_n(\rho)i^n}{i\rho}$$

- вычисление другого интеграла после преобразований дает:

$$\int_0^\pi \left(\cos \theta \frac{dP_n^1}{d\theta} + \frac{P_n^1}{\sin \theta} \right) e^{i\rho \cos \theta} \sin \theta d\theta = \frac{2n(n+1)i^n}{\rho} \frac{d}{d\rho} (\rho j_n(\rho))$$

Полученные сферические функции Бесселя и их производные дают возможность построить решение дифракции поля на шаре в виде решения Ми). Но если интегрирование по углу места θ вести не от 0 до π , а от какого-то угла θ_0 (зависящего от расстояния как $\theta_0 = \arcsin(\rho/r)$), с учетом тени, см. рис. 4, заменяя угол φ_0 на θ_0) до π , то тождества становятся неприменимы. Стройная теория Ми рассыпается. Механическое использование математических тождеств явилось «ловушкой», как это произошло при решении цилиндрической задачи.

При правильном построении решения следует учитывать тень. В этом случае, интегрирование ведется от какого-то угла $\theta(r)$ до угла π , то получаемые функции расстояния не будут сферическими функциями Бесселя, но их можно вычислить для любого расстояния, так как падающее поле с учетом тени известно во всем пространстве.

Что касается второй методической ошибки, то необоснованный выбор сферических функций Ханкеля для построений конструкции рассеянного электрического поля, также приводит непредсказуемому магнитному полю на поверхности шара при малых параметрах дифракции – оно стремится к нулю и просто исчезает.

Для этого приведем готовые формулы теории Ми, взятые у Борена [3].

Падающее поле x - поляризованного света:

$$E_{i\theta} = \frac{\cos \phi}{\rho} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (\psi_n \tau_n - i \psi_n' \tau_n'), \quad H_{i\theta} = \frac{k}{\omega \mu} \text{tg} \phi E_{i\theta},$$

$$E_{i\phi} = \frac{\sin\phi}{\rho} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (i\psi'_n \tau_n - \psi_n \tau_n), \quad H_{i\phi} = \frac{-k}{\omega\mu} \text{ctg}\phi E_{i\phi},$$

где $\rho = kr$.

Рассеянное поле:

$$E_{s\theta} = \frac{\cos\phi}{\rho} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (ia_n \xi'_n \tau_n - b_n \xi_n \pi_n), \quad H_{s\theta} = \frac{k}{\omega\mu} \frac{\sin\phi}{\rho} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (ib_n \xi'_n \tau_n - a_n \xi_n \pi_n),$$

$$E_{s\phi} = \frac{\sin\phi}{\rho} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (b_n \xi_n \tau_n - ia_n \xi'_n \pi_n), \quad H_{s\phi} = \frac{k}{\omega\mu} \frac{\cos\phi}{\rho} \sum_{n=1}^{\infty} E_n (ib_n \xi'_n \pi_n - a_n \xi_n \tau_n),$$

Разложим функции Риккати- Бесселя в степенные ряды и сохраним лишь первый член:

$$\psi_1(\rho) = \frac{\rho^2}{3}, \quad \psi'_1(\rho) = \frac{2\rho}{3}, \quad \xi_1(\rho) = -\frac{i}{\rho}, \quad \xi'_1(\rho) = \frac{i}{\rho^2}$$

Тогда падающее поле на поверхности сферы:

$$E_{i\theta} = \text{Cos}\phi \text{Cos}\theta E_0 \quad H_{i\theta} = \text{Sin}\phi \text{Cos}\theta H_0$$

$$E_{i\phi} = -\text{Sin}\phi E_0 \quad H_{i\phi} = \text{Cos}\phi H_0,$$

У Борена показано, при малых параметрах дифракции коэффициенты для рассеянного поля $a_1 \gg b_1$. Тогда рассеянное поле:

$$E_{s\theta} = \frac{\cos\phi}{\rho} E_1 (ia_1 \xi'_1 \tau_1) \quad H_{s\theta} = \frac{\sin\phi}{\rho} H_1 (-a_1 \xi_1 \pi_1)$$

$$E_{s\phi} = \frac{\sin\phi}{\rho} E_1 (-ia_1 \xi'_1 \pi_1) \quad H_{s\phi} = \frac{\cos\phi}{\rho} H_1 (-a_1 \xi_1 \tau_1), \text{ где } a_1 = -\frac{i2\chi^3}{3} \frac{(m^2 - 1)}{(m^2 + 2)}.$$

В итоге после подстановки получаем рассеянное поле:

$$E_{s\theta} = -\frac{\chi^3}{\rho^3} \frac{(m^2 - 1)}{(m^2 + 2)} \text{Cos}\phi \text{Cos}\theta E_0 \quad H_{s\theta} = \frac{\chi^3}{\rho^2} \frac{(m^2 - 1)}{(m^2 + 2)} \sin\phi H_0$$

$$E_{s\phi} = \frac{\chi^3}{\rho^3} \frac{(m^2 - 1)}{(m^2 + 2)} \sin\phi E_0 \quad H_{s\phi} = \frac{\chi^3}{\rho^2} \frac{(m^2 - 1)}{(m^2 + 2)} \cos\phi \cos\theta H_0$$

При $\rho = \chi$ и $m \gg 1$, а также $\text{Cos}\theta = 1$ получаем:

$$E_{s\theta} = -E_{i\theta}; \quad E_{s\phi} = -E_{i\phi} \quad H_{s\theta} = \chi H_{i\theta}; \quad H_{s\phi} = \chi H_{i\phi}$$

Рассеянное магнитное поле отличается от падающего на множитель $-$ параметр дифракции, который стремится к нулю. Значит, отраженное магнитное поле при этом полностью пропадает.

Выводы

1. Традиционные решения дифракции плоской волны на бесконечном цилиндре и шаре следует признать неверными. В построении этих решений допущены методические ошибки, которые приводят к катастрофическим результатам.

2. При разложении падающего поля в ряд не учитывается область тени. Если учитывать тень, то в качестве функций расстояния будут не цилиндрические или сферические функции Бесселя, а какие-то сложные функции, которые с увеличением расстояния приближаются к функциям Бесселя. Используемые математические тождества, справедливые для пространства без тени, являются в данных задачах своеобразными «ловушками».

3. Выбор в качестве функций, зависящих от расстояния, при построении рядов рассеянного поля функций Ханкеля второго рода (из условия излучения на бесконечности) также является методической ошибкой. Так как это делает «нефизическими» и несвободными граничные условия для магнитного поля, в результате чего отраженное магнитное поле может получиться любым: либо бесконечным (для цилиндрической задачи), либо нулевым (для теории Ми). Функции расстояния должны удовлетворять физическим процессам вблизи поверхности тела, являются сложными и не предсказуемыми, в тоже время удовлетворяют условию излучения на бесконечности. При этом величина тангенциальной составляющей напряженности отраженного магнитного поля примерно равна такой же составляющей падающего поля (условие зеркального отражения от поверхности хорошего проводника).

4. Программы атмосферной коррекции спутниковых изображений, использующие расчеты по теории Ми, требуют уточнения. Для этого может быть рекомендован для оценки рассеяния излучения частицами метод геометрической оптики. Следует забыть про сверх вытянутые «вперед» индикатрисы рассеяния излучения крупными частицами.

5. Напомним про «надуманную» проблему огромных по величине токов, наведенных на протяженных проводниках под действием электромагнитного поля. Плотность тока на поверхности проводника не должна превышать удвоенного значения напряженности падающего магнитного поля. Вместо килоампер – единицы ампер.

Литература

1. *Потехин А.И.* Некоторые задачи дифракции электромагнитных волн // М.: Советское радио, 1948. 135 с.
2. *Марков Г.Т., Чаплин А.Ф.* Возбуждение электромагнитных волн // М-Л.: Энергия, 1967. 376 с.
3. *Борен К., Хафмен Д.* Поглощение и рассеяние света малыми частицами // М.: Мир, 1986. 664 с.
4. *Никольский В.В.* Теория электромагнитного поля // М.: Высшая школа, 1964. 384 с.
5. *Никольский В.В., Никольская Т.И.* Электродинамика и распространение радиоволн // М.: Наука, Гл. ред. ФМЛ, 1989. 543 с.
6. *Батыгин В.В., Топтыгин И.Н.* Сборник задач по электродинамике // М.: Гос. Изд. ФМЛ, 1962. 480 с.
7. *Рикетс Л.У., Бриджес Дж. Э., Майлетта Дж.* Электромагнитный импульс и методы защиты. Перевод с англ. под ред. Ухина Н.А. // М.: Атомиздат, 1979. 328 с.
8. *Козеев В.А., Козеев Д.В.* Новое в методическом подходе к атмосферной коррекции аэрокосмических изображений. // INTERMATIC-2007 // Материалы Международной научно-технической конференции «Фундаментальные проблемы радиоэлектронного приборостроения» 23-27 октября 2007 г. –М: МИРЭА 2007, часть 3.- 286 с.(256-263 стр.)
9. *Козеев В.А., Козеев Д.В.* «К вопросу о правомерности применения теории Ми при проведении атмосферной коррекции спутниковых многозональных изображений», ИКИ РАН //Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из космоса. Физические основы, методы и технологии мониторинга окружающей среды, потенциально опасных явлений и объектов. Сборник научных статей. Выпуск 5. Том 1. – М.: ООО «Азбука-2000», 2008 – 575 с.(117-125 стр.)