

ления численных значений главных составляющих поля напряжений в газоносном породном массиве от 20 до 30 %.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кулинич В.С. Теоретические и экспериментальные аспекты измерения напряжений в массиве горных пород гидравлическим разрывом // Исследования напряжений в горных породах.— Новосибирск: СО АН СССР, 1985.— С. 67—74.

2. Кулинич В.С., Шевелев Г.А., Егоров С.И. Методы и средства определения параметров геомеханического состояния газоносного породного массива.— Донецк: ЦБНТИ, 1994.— 202 с.

3. Кулинич В.С. Газонасыщенность массива призабойной части подготовительных выработок, проводимых по выбросоопасным песчанникам // Разработка месторождений полезных ископаемых.— К.: Наук. думка, 1984.— № 69.— С. 17—20.

УДК 662.612:532.529.5

И.Ф. Чемерис, В.И. Лойк, В.Г. Мячин,
ИГТМ НАН Украины

О КОНТРОЛЕ ПРОЦЕССА СЖИГАНИЯ УГЛЯ В ТОПКЕ КИПЯЩЕГО СЛОЯ С ПОМОЩЬЮ СВЧ-ИЗМЕРЕНИЙ

Розглянуто підхід до розробки методів виміру і контролю параметрів процесу спалювання палива в топках киплячого шару на основі аналітичного конструювання електромагнітних полів у дисперсних середовищах.

Автономные энергетические комплексы, вырабатывающие тепловую и электрическую энергии на низкосортном местном топливе, являются одним из наиболее перспективных объектов для диверсификации деятельности угледобывающих предприятий и решения социально-экономических проблем шахтерских регионов [1]. Топливом для энергокомплексов, кроме низкосортного угля, может быть шахтный метан, подаваемый либо непосредственно на горелку, либо вместе с воздухом шахтной вентиляционной струи. Одной из актуальных проблем при сжигании угля в топках кипящего слоя, рекомендованных к применению в энергетических комплексах, является необходимость контроля эффективности сжигания топлива.

Сложные условия измерения параметров дисперсных сред — высокие температуры, абразивность и агрессивность частиц угля и газов — исключают применение контактных методов, а из бесконтактных выдвигают на первое место методы СВЧ-измерений [2, 3]. Однако, в настоящее время, выбор средств и способов СВЧ-измерений предопределяет использование уже известных в других отраслях промышленности схем, что не всегда приемлемо. Известны примеры рассмотрения поля при моделировании объема двухфазной среды в виде плоскопараллельного слоистого пространства с произвольным чередованием геометрических размеров и диэлектрических свойств слоев [4]. Сведения о структурах и электрических составляющих этих полей позволяют калибровать значения информационных сигналов измерительной аппаратуры. Однако, для топок кипящего слоя, представляющих собой цилиндрические объемы с металлическими стенками, заполненные двухфазной дисперсной средой, требуется последовательное решение ряда задач, обеспечивающих переход от слоистого пространства к дисперсной системе со случайным распределением частиц угля и воздушных включений.

Предлагаемый в настоящей работе аналитический подход к решению проблемы позволяет построить заданные структуры электромагнитного поля в системе излучатель — свободное пространство — облучаемая поверхность дисперсной среды — объем исследуемой среды, а затем получить динамические изменения этих структур в зависимости от параметров процесса сжигания топлива.

Такая информация обеспечит максимальную передачу энергии в облучаемую среду (в качестве основной характеристики рассматривается электрическая составляющая напряженности поля), а также определит выбор наиболее эффективных схем измерения и контроля.

Структура поля в объеме дисперсной среды в значительной степени зависит от распределения поля на апертуре излучателя и в его ближней зоне. В работе рассматривается эта начальная стадия более общей задачи о поле во всей системе.

Рассмотрим значения составляющей поля E для случая простейшего излучателя — отрезка прямоугольного волновода с волной низшего типа TE_{10} с учетом расстояния между излучателем и средой, типа поляризации, диэлектрических свойств среды.

Плоская скалярная электромагнитная волна может быть представлена в виде [5]

$$p(x, y, z) = A \cdot \exp(i\varphi) \cdot \exp[i(K_x X + K_y Y + K_z Z)], \quad (1)$$

где A — амплитуда волны;

K — волновой вектор, модуль которого равен $2\pi/\lambda$;

λ — длина волны;

φ — начальная фаза волны.

Длина волны связана с проекциями волнового вектора соотношением

$$\frac{4\pi}{\lambda^2} = K_x^2 + K_y^2 + K_z^2 = K^2, \quad (2)$$

Направление распространения волны определяется проекцией волнового вектора K на оси координат (рис. 1).

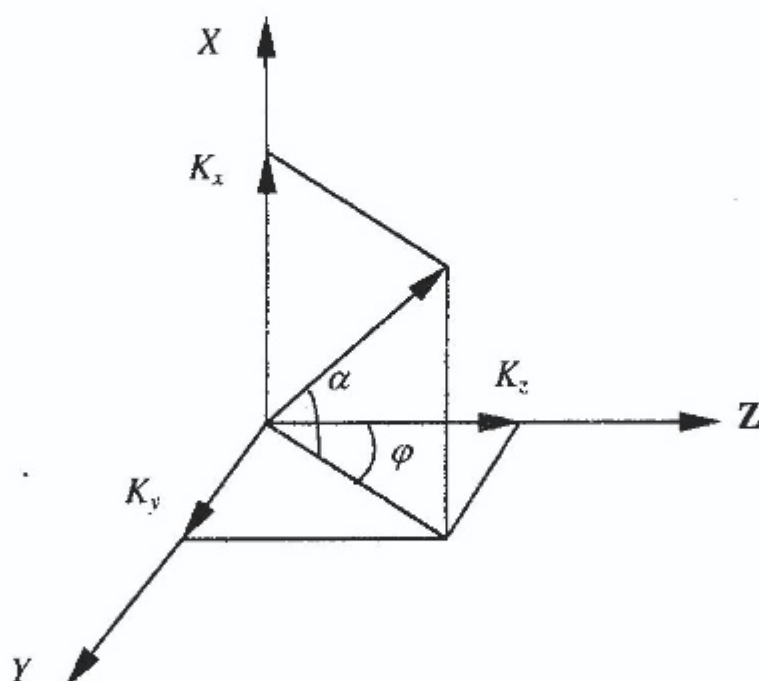


Рис. 1. Проекция волнового вектора K на оси координат

$$K_x = K \cdot \sin \alpha, \quad K_y = K \cdot \cos \alpha \cdot \sin \varphi, \quad K_z = K \cdot \cos \alpha \cdot \cos \varphi. \quad (3)$$

Независимых проекций всего две. Для них вводятся обозначения

$$K_x = U_1 = K \cdot \sin \alpha, \quad K_y = U_2 = K \cdot \cos \alpha \cdot \sin \varphi, \quad (4)$$

тогда, с учетом (2)

$$K_z = \pm \sqrt{K^2 - U_1^2 - U_2^2}, \quad (5)$$

Выражение для плоской скалярной волны (1) принимает вид

$$p(x, y, z) = A \cdot \exp(i\varphi) \cdot \exp\left(\pm iZ \sqrt{K^2 - U_1^2 - U_2^2}\right) \cdot \exp[i(U_1 X + U_2 Y)]. \quad (6)$$

Интеграл от суммы плоских волн вида (6) представляет собой выражение для общего решения волнового уравнения

$$p(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} g(U_1, U_2) \cdot \exp\left(\pm iZ \sqrt{K^2 - U_1^2 - U_2^2}\right) \times \\ \times \exp[i(U_1 X + U_2 Y)] dU_1 dU_2, \quad (7)$$

где $g(U_1, U_2)$ — комплексная функция, описывающая амплитуду и фазу отдельной плоской волны.

Общее решение (7) позволяет построить точное решение скалярного волнового уравнения, удовлетворяющего заданным граничным условиям на плоскости $Z=0$ (рис. 2). При этом используется тот факт, что функции вида (7) имеют однозначное продолжение внутри замкнутой области, если известны их значения на границе области.

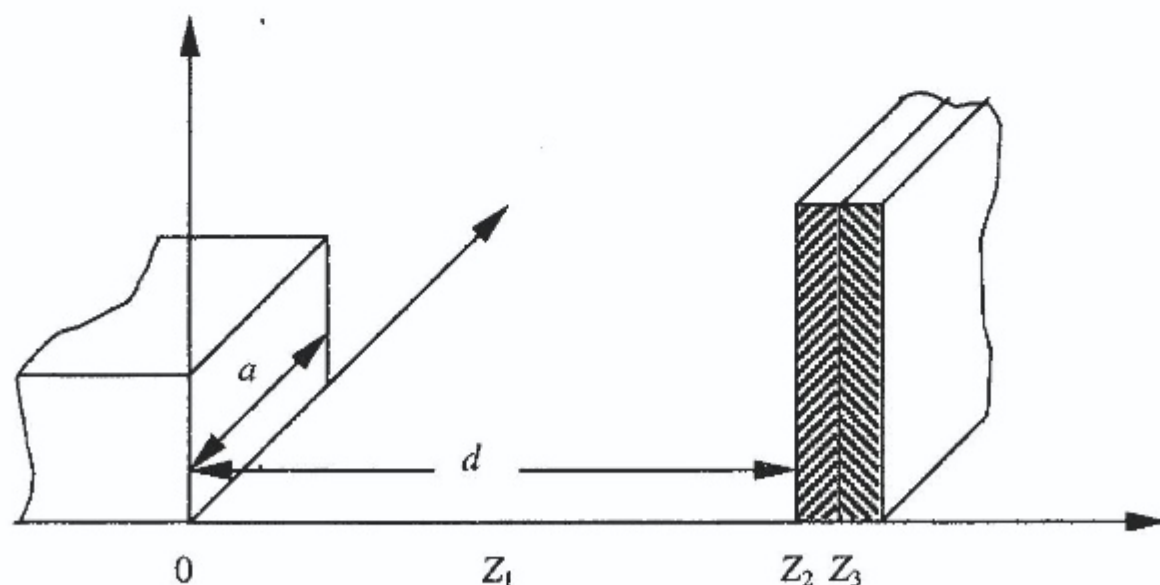


Рис. 2. Схема расположения поверхности облучаемого объема в поле излучателя

Задача для случая расположения облучаемого объекта в поле излучателя формулируется следующим образом. Известны значения волнового поля в области $Z = 0$. Требуется найти поле в произвольной точке X, Y, Z при $Z \geq 0$, обращающееся в заданную функцию на плоскости $Z = 0$. Для этого необходимо [6]: определить двумерную спектральную плотность заданного поля, умножить ее на коэффициент передачи слоя свободного пространства и от полученной функции взять обратное преобразование Фурье.

Общее решение (7) обращается в исходное поле в плоскости XOY при условии

$$p(x, y, 0) = \frac{1}{4\pi_2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} g(U_1, U_2) \cdot \exp[i(U_1 X + U_2 Y)] dU_1 dU_2, \quad (8)$$

которое представляет собой интеграл Фурье.

В частном случае, соответствующем волне TE_{10} , заданное распределение поля не зависит от координаты Y . Тогда

$$p(x, y, 0) = p(x, 0)$$

и $g(U_1)$ становится функцией одной переменной

$$g(U_1) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(x, 0) \cdot \exp(-iU_1 x) dx, \quad (9)$$

Как показано в [5], в этом случае распределение поля при любом Z также не зависит от Y и определяется соотношением

$$p(x, z) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} g(U_1) \cdot \exp\left(iZ\sqrt{K^2 - U^2}\right) \cdot \exp(iU_1 \cdot x) \cdot dU. \quad (10)$$

Распределение поля на апертуре излучателя для волны TE_{10} можно представить в виде [7]

$$p(x, 0) = E_0 \cdot \sin \frac{n\pi x}{a} \text{ при } 0 < x < a, \quad z = 0 \quad (11)$$

где n — количество полупериодов колебаний вдоль широкой стенки прямоугольного излучателя;

x — расстояние до точки наблюдения вдоль оси абсцисс;

a — размер широкой стенки излучателя.

Приняв обозначения $\pi/a = A$, $n = 1$ и заменив в соответствии с рис. 2 пределы интегрирования, получим

$$g(U_1) = E_0 \int_0^a \sin Ax \cdot \exp(-iU_1 \cdot x) dx = -\frac{E_0 A (e^{-iU_1 a} + 1)}{U_1^2 - A^2}, \quad (12)$$

Подставив (12) в (10) получаем распределение поля в свободном пространстве между излучателем и облучаемой поверхностью вплоть до области Z_3 (рис. 2)

$$p(x, z) = \frac{AE_0}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\frac{1 + e^{-iU_1 a}}{U_1^2 - A^2} \cdot \exp\left(iZ\sqrt{K^2 - U_1^2}\right) \cdot \exp(iU_1 \cdot x) \right] dU_1. \quad (13)$$

Этот интеграл вычисляется аналитически [8] в том случае, когда $f(U_1)$ отличается от нуля только при $|U_1| \ll K$, так, что для всех U_1 в (13) справедливо разложение

$$\sqrt{K^2 - U_1^2} = K - \frac{U_1^2}{2K}. \quad (14)$$

Такое приближение допустимо при распространении пучка плоских волн в узком конусе (14), когда расстояния от любой точки пучка до его оси малы в сравнении с длиной пучка. Поэтому на практике значения интеграла (13) определяются численно методом трапеций после некоторых преобразований.

Заменим U_1 в экспоненциальных членах (13) его значением из (4). Получим

$$\begin{aligned} \exp\left(iZ\sqrt{K^2 - U_1^2}\right) &= \exp(iK \cdot Z \cdot \cos \alpha), \\ \exp(iU_1 \cdot X) &= \exp(iK \cdot X \cdot \sin \alpha), \end{aligned} \quad (15)$$

$$\exp\left(iZ\sqrt{K^2 - U_1^2}\right) \cdot \exp(iU_1 \cdot X) = \exp[iK \cdot (Z \cos \alpha + X \sin \alpha)].$$

Производим ту же замену в первом сомножителе подинтегрального выражения (13)

$$dU_1 = K \cdot \cos \alpha dx. \quad (16)$$

Учитывая, что $A = \pi/a$, окончательно, с заменой пределов интегрирования, получим поле в свободном пространстве в виде

$$p(x, z) = \frac{-K \cdot a \cdot E_0}{2} \int_0^{\pi/2} \frac{1 + \exp(ia \cdot K \cdot \sin \alpha)}{a^2 \cdot K^2 \cdot \sin^2 \alpha - \pi^2} \times \\ \times \exp[iK \cdot (X \sin \alpha + Z \cos \alpha)] \cdot \cos \alpha d\alpha \quad (17)$$

Следующий этап решения задачи состоит в определении распределения поля в облучаемом объеме дисперсной среды, что потребует вычисления траекторий лучей от источника до точки наблюдения в соответствии с законами отражения и преломления плоских волн на границах диэлектрической среды, с последующим установлением начального значения поля на преломленном луче. Общее решение задачи будет способствовать развитию способов контроля параметров кипящего слоя методами СВЧ-измерений.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Булат А. Ф. Концепция создания теплоэнергетических комплексов на базе нерентабельных шахт в условиях реструктуризации угольной отрасли Украины. //Геотехническая механика: Сб. научн. трудов ИГТМ НАН Украины.— Днепропетровск: Системные технологии, ГНПП.— 1998.— Вып. № 2.— С.4—14.
2. Стырикевич М.Ф.; Резников М.И. Методы экспериментального изучения процессов генерации пара.— М.: Энергия, 1977.— 286 с.
3. А.с. 288407 (СССР). Бюллетень изобретений.—1971.— №36.
4. Бреховских Л.М. Волны в слоистых средах.— М.: Наука, 1973.— 344 с.
5. Зверев В.А. Радиооптика.— М.: Советское радио, 1975.— 304 с.
6. Литвиненко О.Н. Основы радиооптики.— К.: Техника, 1974.— 206 с.

7. Баскаков С.И. Основы электродинамики.— М.: Советское радио, 1973.— 248 с.

8. Каценеленбаум Б.З. Высокочастотная электродинамика.— М.: Наука, 1966.— 240 с.