

Шулик П.В. Модифицированный многоступенчатый измерительный контроль.....	85
Волков В.М., Зайченко О.Б., Огуй А.В. Синтез эквидистантных преобразователей для многозондовых микроволновых миллиметров.....	94
Тесля Ю.М., Данченко О.Б. Матричні інформаційні системи управління складними народногосподарчими проектами.....	100
Шабанов-Кушнарченко Ю.П., Шляхов В.В. Компараторная идентификация алгебраических систем.....	107
Манакова Н.О., Евдокимов А.А. Многоэкстремальная тестовая функция для оценки эффективности методов безусловной оптимизации.....	124
Николаенко В.П., Черкасова Е.Е. Влияние развития Интернет на деятельность спецслужб.....	131
Белова Н.В., Долженкова Т.Г. Процедура неординарной коммутации для исполнительного слоя Г-сети Петри.....	135
Хаханов В.И., Абу Занунех И.М. Халиль, Егоров А.А. Булева форма графовых моделей для описания цифровых систем и сетей.....	142
Невлюдов И.Ш., Тучин О.В., Аль Мохадмех Зафер. Разработка алгоритма работы коммутатора датчиков первичной информации системы управления безопасностью объекта.....	148
Божинський ІІ.А., Ткаченко В.П. До питання побудови автоматизованої системи керування об'єктами газопостачання області.....	155
Желебовский ИГ. ИИ., Цокурченко М.А. Моделирование и анализ динамики специфической экономической системы в условиях рынка.....	162
Рефераты.....	170
Правила оформления статей.....	180

УДК 541.138:535.379

И. Б. СВИРЬ

**РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ МИКРОДИСКА НА
МАКРОСФЕРЕ И ПРИМЕНЕНИЕ ЕЕ К
МОДЕЛИРОВАНИЮ
ЭЛЕКТРОГЕНЕРИРОВАННОЙ
ХЕМИЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ**

Описывается новый подход к решению задачи микродиска в сферических координатах вместо традиционных цилиндрических координат, а также применение нового метода к численному моделированию электрогенерированной хемилюминесценции (ЭХЛ)

Введение

Существует множество численных и аналитических подходов для решения микродиска. Описываемый в данной публикации подход, предложенный Свирь и Головенко в [1], основан на замене переменных: вместо традиционных цилиндрических координат (r, z) предлагается решать данную задачу в сферических координатах (r, θ) . Как показано на рисунке, макросфера представляет собой изолятор, а микродиск – электрод на поверхности сферы.

Когда соотношение между радиусами сферы и микродиска $r_d \ll r_{sph}$, можно предположить, что поверхность микродиска почти плоская. Этот факт позволяет сравнивать получаемые результаты (численные и аналитические) с традиционными решениями для микродиска [2–6].

Мы использовали этот метод для решения нестационарной ЭХЛ задачи на микродиске при биполярном электролизе и сравнивали с нашими результатами [4, 6], полученными с использованием трансформации координат, которая предложена Амато и Фоссет [5].

Данный метод позволяет исследовать, кроме микродиска, также двумерную полусферу и сферу путем изменения геометрических параметров (радиусов сферы и микродиска). Мы исследовали двумерную сферу новым методом и сравнивали с нашими прежними решениями для сферы [10].

Модель

Рассмотрим ЭХЛ, которая возникает в процессе рекомбинации электрогенерированных частиц противоположного знака и, как следствие, последовательных реакций переноса электрона [7], а также диффузионно-контролируемый механизм переноса вещества-люминофора в ЭХЛ ячейке с макросферой. Микродиск поляризуют биполярными периодическими импульсами напряжения, с амплитудами, достаточными для образования окисленных и восстановленных форм органического люминофора, что соответствует анодным и катодным фазам электролиза.

Область вычисления (см. рисунок) следующая:

$$r_{\text{sph}} \leq r \leq r_{\text{max}} = r_{\text{sph}} + 6\sqrt{D T_e}; \quad 0 \leq \Theta \leq \Theta_{\text{max}} = \frac{r_d + 6\sqrt{D T_e}}{r_{\text{sph}}},$$

где T_e – время электролиза; D – коэффициент диффузии (для всех частиц принят равным); r_d – радиус диска; r_{sph} – радиус сферы.

Анодная фаза ($A_g - e^- \rightarrow A^+$)

Уравнение диффузионного массопереноса в сферических координатах для данной реакции выглядит так:

$$\frac{\partial c^+}{\partial t} = D \left[\frac{\partial^2 c^+}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial c^+}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 c^+}{\partial \Theta^2} + \frac{1}{r^2 \text{tg } \Theta} \frac{\partial c^+}{\partial \Theta} \right], \quad (1)$$

$$c^+ + c_g = c_0, \quad (2)$$

здесь c^+ и c_g – концентрации частиц A^+ и A_g соответственно; c_0 – начальная концентрация рабочего вещества.

Начальные и граничные условия:

$$\begin{aligned} t = 0, & \quad r_{\text{sph}} < r < r_{\text{max}}, & \quad 0 < \Theta < \Theta_{\text{max}}, & \quad c^+(r, \Theta, t) = 0, \\ 0 < t < T_1, & \quad r = r_{\text{sph}}, & \quad 0 \leq \Theta \leq \Theta_d, & \quad c^+ = c_0 \end{aligned}$$

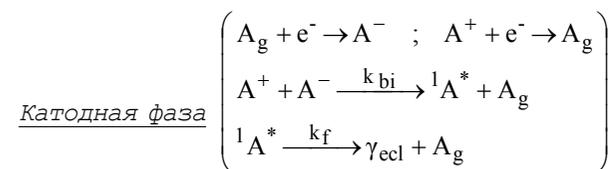
$$\Theta_d < \Theta < \Theta_{\text{max}} \quad \left. \frac{\partial c^+}{\partial r} \right|_{r=r_{\text{sph}}} = 0, \quad (3)$$

$$r_{\text{sph}} < r < r_{\text{max}} \quad \Theta = 0 \quad \left. \frac{\partial c^+}{\partial \Theta} \right|_{\Theta=0} = 0,$$

$$\Theta \geq \Theta_{\text{max}} \quad c^+ = 0,$$

$$r \rightarrow \infty \quad 0 < \Theta < \Theta_{\text{max}} \quad c^+ = 0,$$

где $\Theta_d = \frac{r_d}{r_{\text{sph}}}$.



Уравнения, которые описывают процессы в катодную фазу, имеют вид:

$$\frac{\partial c^+}{\partial t} = D \left[\frac{\partial^2 c^+}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial c^+}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 c^+}{\partial \Theta^2} + \frac{1}{r^2 \text{tg } \Theta} \frac{\partial c^+}{\partial \Theta} \right] - k_{bi} c^+ c^-, \quad (4)$$

$$\frac{\partial c^-}{\partial t} = D \left[\frac{\partial^2 c^-}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial c^-}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 c^-}{\partial \Theta^2} + \frac{1}{r^2 \text{tg } \Theta} \frac{\partial c^-}{\partial \Theta} \right] - k_{bi} c^+ c^-, \quad (5)$$

$$\frac{\partial c^*}{\partial t} = D \left[\frac{\partial^2 c^*}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial c^*}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 c^*}{\partial \Theta^2} + \frac{1}{r^2 \text{tg } \Theta} \frac{\partial c^*}{\partial \Theta} \right] + k_{bi} c^+ c^- - k_f c^*, \quad (6)$$

$$c^+ + c^- + c^* + c_g = c_0, \quad (7)$$

здесь c^- и c^* – концентрации частиц A^- и A^* соответственно; k_{bi} – константа скорости бимолекулярной реакции; $k_f = \Phi_{fl} / \tau_*$ – константа скорости псевдо-мономолекулярной реакции, где Φ_{fl} – квант-флуоресцентная эффективность рабочего вещества; τ_* – время жизни частицы ${}^1A^*$; γ_{ecl} – квант ЭХЛ.

Граничные условия:

$$T_1 < t < T_2 \quad r = r_{\text{sph}}: \quad 0 < \Theta < \Theta_d: \quad c^+(r, \Theta) = 0; \quad c^-(r, \Theta) = 1; \quad c^*(r, \Theta) = 0,$$

$$\Theta_d < \Theta < \Theta_{\text{max}}: \quad \left. \frac{\partial c^+}{\partial r} \right|_{r=r_{\text{sph}}} = \left. \frac{\partial c^-}{\partial r} \right|_{r=r_{\text{sph}}} = \left. \frac{\partial c^*}{\partial r} \right|_{r=r_{\text{sph}}} = 0,$$

$$r_{\text{sph}} < r < r_{\text{max}}: \quad \Theta = 0: \quad \left. \frac{\partial c^+}{\partial \Theta} \right|_{\Theta=0} = \left. \frac{\partial c^-}{\partial \Theta} \right|_{\Theta=0} = \left. \frac{\partial c^*}{\partial \Theta} \right|_{\Theta=0} = 0, \quad (8)$$

$$\Theta \geq \Theta_{\text{max}}: \quad c^+(r, \Theta) = c^-(r, \Theta) = c^*(r, \Theta) = 0,$$

$$r \rightarrow \infty: \quad 0 < \Theta < \Theta_{\text{max}}: \quad c^+(r, \Theta) = c^-(r, \Theta) = c^*(r, \Theta) = 0.$$

Последующие анодные и катодные фазы соответствуют уравнениям (4) - (7) с граничными условиями, которые отражают периодичность процессов.

Мгновенный ток находили из следующего уравнения:

$$i_F(t) = nFD \, 2\pi \, r_{\text{sph}}^2 \int_0^{\Theta_d} \left(\frac{\partial c^-}{\partial r} - \frac{\partial c^+}{\partial r} \right) \Big|_{r=r_{\text{sph}}} \sin\Theta \, d\Theta, \quad (9)$$

где F - константа Фарадея.

Уравнение мгновенной интенсивности ЭХЛ имеет вид:

$$I_{\text{ECL}}(t) = 2\pi N_A k_f \Phi_{\text{ECL}} \int_0^{\Theta_{\text{max}}} \int_{R_{\text{sph}}}^{R_{\text{max}}} c^*(r, \Theta, t) r^2 \sin\Theta \, dr \, d\Theta, \quad (10)$$

здесь Φ_{ECL} - квантовая эффективность ЭХЛ; N_A - число Авогадро.

Численное решение

Введем следующие безразмерные переменные:

$$R = \frac{r}{r_d}; \quad T = \frac{t}{T_e}; \quad C^+ = \frac{c^+}{c_0}; \quad C^- = \frac{c^-}{c_0}; \quad C^* = \frac{c^*}{c_0}; \quad C_g = \frac{c_g}{c_0}. \quad (11)$$

После произведенных замен переменных анодная фаза описывается уравнением

$$\frac{\partial C^+}{\partial T} = \frac{D T_e}{r_d^2} \left[\frac{\partial^2 C^+}{\partial R^2} + \frac{2}{R} \frac{\partial C^+}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 C^+}{\partial \Theta^2} + \frac{1}{R^2 \text{tg} \Theta} \frac{\partial C^+}{\partial \Theta} \right] \quad (12)$$

с начальными и граничными условиями:

$$T = 0, \quad R_{\text{sph}} < R < R_{\text{max}}, \quad 0 < \Theta < \Theta_{\text{max}}, \quad C^+(R, \Theta, T) = 0,$$

$$0 < T < \tau_1, \quad R = R_{\text{sph}}, \quad 0 \leq \Theta \leq \Theta_d, \quad C^+ = 1,$$

$$\Theta_d < \Theta < \Theta_{\text{max}}, \quad \left. \frac{\partial C^+}{\partial R} \right|_{R=R_{\text{sph}}} = 0, \quad (13)$$

$$\begin{array}{lll} R_{\text{sph}} < R < R_{\text{max}} & \Theta = 0 & \left. \frac{\partial C^+}{\partial \Theta} \right|_{\Theta=0} = 0, \\ & \Theta \geq \Theta_{\text{max}} & C^+ = 0 \\ R \rightarrow \infty & 0 < \Theta < \Theta_{\text{max}} & C^+ = 0, \end{array}$$

$$\text{где } R_{\text{sph}} = \frac{r_{\text{sph}}}{r_d}; \quad R_{\text{max}} = \frac{r_{\text{max}}}{r_d}; \quad \tau_1 = \frac{T_1}{T_e}.$$

Катодная фаза:

$$\frac{\partial C^+}{\partial T} = \frac{D T_e}{r_d^2} \left[\frac{\partial^2 C^+}{\partial R^2} + \frac{2}{R} \frac{\partial C^+}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 C^+}{\partial \Theta^2} + \frac{1}{R^2 \text{tg} \Theta} \frac{\partial C^+}{\partial \Theta} \right] - k_{\text{bi}} c_0 T_e C^+ C^-, \quad (14)$$

$$\frac{\partial C^-}{\partial T} = \frac{D T_e}{r_d^2} \left[\frac{\partial^2 C^-}{\partial R^2} + \frac{2}{R} \frac{\partial C^-}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 C^-}{\partial \Theta^2} + \frac{1}{R^2 \text{tg} \Theta} \frac{\partial C^-}{\partial \Theta} \right] - k_{\text{bi}} c_0 T_e C^+ C^-, \quad (15)$$

$$\frac{\partial C^*}{\partial T} = \frac{D T_e}{r_d^2} \left[\frac{\partial^2 C^*}{\partial R^2} + \frac{2}{R} \frac{\partial C^*}{\partial R} + \frac{1}{R^2} \frac{\partial^2 C^*}{\partial \Theta^2} + \frac{1}{R^2 \text{tg} \Theta} \frac{\partial C^*}{\partial \Theta} \right] + k_{\text{bi}} c_0 T_e C^+ C^- - k_f T_e C^*, \quad (16)$$

$$C^+ + C^- + C^* + C_g = 1 \quad (17)$$

с граничными условиями:

$$\tau_1 < T < \tau_2:$$

$$R = R_{\text{sph}}: \quad 0 \leq \Theta \leq \Theta_d \quad C^+ = 0; \quad C^- = 1; \quad C^* = 0,$$

$$\Theta_d < \Theta < \Theta_{\text{max}} \quad \left. \frac{\partial C^+}{\partial R} \right|_{R=R_{\text{sph}}} = \left. \frac{\partial C^-}{\partial R} \right|_{R=R_{\text{sph}}} = \left. \frac{\partial C^*}{\partial R} \right|_{R=R_{\text{sph}}} = 0, \quad (18)$$

$$R_{\text{sph}} < R < R_{\text{max}}: \quad \Theta = 0: \quad \left. \frac{\partial C^+}{\partial \Theta} \right|_{\Theta=0} = \left. \frac{\partial C^-}{\partial \Theta} \right|_{\Theta=0} = \left. \frac{\partial C^*}{\partial \Theta} \right|_{\Theta=0} = 0,$$

$$\Theta \geq \Theta_{\text{max}} \quad C^+ = 0; \quad C^- = 0; \quad C^* = 0$$

$$R \rightarrow \infty: \quad 0 < \Theta < \Theta_{\text{max}} \quad C^+ = 0; \quad C^- = 0; \quad C^* = 0,$$

$$\text{где } \tau_2 = \frac{T_2}{T_e}.$$

Мгновенный ток:

$$i_F(t) = nFD 2\pi r_{sph}^2 \cdot \frac{1}{r_d} \int_0^{\Theta_d} \left(\frac{\partial C^-}{\partial R} - \frac{\partial C^+}{\partial R} \right) \Big|_{R=R_{sph}} \sin\Theta d\Theta \quad (19)$$

Мгновенная интенсивность ЭХЛ:

$$I_{ECL}(T) = 2\pi r_d^3 N_A k_f \Phi_{ECL} \int_0^{\Theta_{max}} \int_{R_{sph}}^{R_{max}} C^*(R, \Theta, T) R^2 \sin\Theta dR d\Theta \quad (20)$$

Для получения более точных решений применялась неравномерная сетка по времени [4, 8]. Использовалась трансформация, предложенная Фельдбергом и Голдштейном [9]:

$$T = \frac{\ln(1 + \alpha \frac{t}{T_e})}{\ln(1 + \alpha)} \quad (21)$$

которую мы модифицировали для исследуемого периодического процесса, что дало экспоненциально-расширяющуюся сетку по времени для каждой фазы с коэффициентом сжатия α .

Тогда

$$T = \frac{\ln\left(\frac{\alpha}{T_{ph}}(t - T_e) + 1\right)}{\ln(1 + \alpha)} + (N_{ph} - 1)T_e \quad (22)$$

где T_{ph} – время текущей фазы электролиза (анодной или катодной); T_e – время электролиза в предыдущие фазы; N_{ph} – номер текущей фазы электролиза.

Тогда текущее время электролиза

$$t = \frac{T_{ph}}{\alpha} \left(e^{\ln(1+\alpha)(T - (N_{ph}-1)T_e)} - 1 \right) + T_e \quad (23)$$

В процессе численного решения использовался метод переменных направлений. Все программы написаны с использованием Delphi 5 (Pascal) и были выполнены на ПК с процессором Pentium III 800 МГц и оперативной памятью 256 Мб.

Результаты вычислений

В процессе вычислений использовались следующие основные параметры: $c_0 = 10^{-6}$ моль/см³, $D = 10^{-5}$ см²/с, $r_d = 7$ мкм, $r_{sph} = 2$ см.

Вычисленные потоки (табл. 1) сравнивались с аналитическими решениями, полученными Айоки и Остерянг [2] для временных точек $t = 1,1025 \times 10^{-3}$ с и $t = 1,48225 \times 10^{-2}$ с. Аналитическое решение для потока равно $f(\tau) = 3,768$ для первой точки и $f(\tau) = 1,692$ – для второй точки.

Таблица 1

Сходимость вычисленных результатов в сравнении с аналитическими решениями [2] для двух временных точек электролиза

Сетка	Значение потока	Сходимость, %	α
$t = 1,1025 \times 10^{-3}$ с			
29 x 29	3,7105	1,526	250
57 x 57	3,7194	1,290	250
113 x 113	3,7285	1,048	100
225 x 225	3,731	0,982	100
449 x 449	3,761	0,186	100
$t = 1,48225 \times 10^{-2}$ с			
77 x 77	1,7131	1,247	100
153 x 153	1,7105	0,934	50
305 x 305	1,6870	0,296	50

Таблица 2

Сравнение двух подходов: моделирование микродиска в цилиндрических координатах [3] и в сферических координатах (данная работа)

Сетка	Гэвэган [3]	Сходимость, %	Данная работа	Сходимость, %	α
$t = 1,1025 \times 10^{-3}$ с					
29 x 29	3,494	7,27	3,7105	1,526	250
57 x 57	3,501	7,09	3,7194	1,290	250
113 x 113	3,555	5,65	3,7285	1,048	100
225 x 225	3,611	4,17	3,731	0,982	100
449 x 449	3,656	2,97	3,761	0,186	100
$t = 1,48225 \times 10^{-2}$ с					
77 x 77	1,425	15,78	1,7131	1,247	100
153 x 153	1,498	11,47	1,7105	0,934	50
305 x 305	1,552	8,27	1,6870	0,296	50

Как видно из табл. 1, ошибка сходимости уменьшается с измельчением сетки, а также то, что сходимость лучше для меньшей временной точки, так как исследуется нестационарный процесс. Полученные вычисления также свидетельствуют о хорошей работе предложенного подхода и прекрасной согласованности результатов вычислений микродиска в традиционных координатах с результатами, полученными в процессе моделирования микродиска в сферических координатах.

Табл. 2 демонстрирует сравнение двух подходов численного решения микродиска: в цилиндрических [3] и сферических координатах. В обоих подходах для решения задачи использовалась равномерная сетка по пространственным координатам и применялся метод переменных

направлений. Полученные решения сравнивались с аналитическими решениями [2] для двух временных точек. Результаты, полученные в сферических координатах (данная работа), дали гораздо лучшую сходимость, чем решения, полученные Гэвэгенем [3]. Однако и наши вычисления, и результаты, полученные Гэвэгенем, дали не столь хорошую точность, которую можно получить при использовании неравномерной сетки по пространственным координатам.

Таблица 3

Сравнение численных результатов, полученных для сферы в процессе вычисления двумерной задачи – микродиск на сфере (данная работа) и одномерной сферы [10]

Микродиск на сфере			Микросфера		
Сетка N _r × N _θ	i(t), μA	I _{ECL} , 10 ⁸ фотон/с	Сетка N _r	i(t), μA	I _{ECL} , 10 ⁸ фотон/с
40 × 40	34,186	4,2887	40	34,256	4,2824
75 × 75	34,261	4,2953	75	34,321	4,2946
100 × 100	34,33	4,2975	100	34,336	4,2967
200 × 200	34,344	4,2993	200	34,356	4,2987
400 × 400	34,36	4,3004	400	34,365	4,2992

Описанный подход позволяет также численно моделировать полу-сферу и сферу путем простого задания необходимых геометрических параметров. В процессе сравнения результатов данного подхода с результатами для сферы [10] была получена ошибка сходимости 0,128 % для интенсивности ЭХЛ при одинаковых параметрах моделирования.

Табл. 3 показывает некоторые значения токов электролиза и интенсивности ЭХЛ, вычисленные разными подходами: в задаче – микродиск на сфере, а также для одномерной микросферы. Подходы сравнивались при одинаковых параметрах:

$$c_0 = 10^{-6} \text{ моль/см}^3; D = 10^{-5} \text{ см}^2/\text{с}; r_d = 21,991 \text{ мкм}; r_{\text{sph}} = 7 \text{ мкм};$$

$$t = 10^{-5} \text{ с}; Nt = 2000; k_{\text{bi}} = 10^{10} \text{ см}^3/\text{моль с}; k_f = 10^7 \text{ с}^{-1};$$

$$\varphi_{\text{fl}} = 0,9; \Phi_{\text{ECL}} = 0,01; n = 1.$$

Расхождение в результатах обусловлено тем, что численно решаются одномерная и двумерная задачи. Ошибка сходимости уменьшается при увеличении количества узлов сетки, что видно при сравнении результатов для сеток N_r × N_θ = 400 × 400 (двумерная сфера) и N_r = 400 (одномерная сфера).

Выводы

Предложенный подход к решению микродиска в сферических координатах позволяет получать хорошо сравнимые результаты с традиционными методами и избегать краевых эффектов, которые вызывают ошибки решений на границах микродиска. Описанная идея – модели-

рование микродиска на большой сфере – дает возможность использовать достоинства данного подхода также для исследования полусферы и сферы путем простого изменения радиусов сферы и микродиска.

Список литературы: 1. Svir I.B., Golovenko V.M. / J. Electrochem. Commun. 2000. Vol.3, №1. P. 11-15. 2. Aoki K., Osteryoung J. / J. Electroanal. Chem. 1984. Vol. 160. P. 335. 3. Gavaghan D.J. / J. Electroanal. Chem. 456 (1998) 13. 4. Svir I.B., Oleinick A.I. / J. Electroanal. Chem. Vol. 497, N2, 2000. P.1-9. 5. Amatore C.A., Fosset B. / J. Electroanal. Chem. 1992. Vol. 328. P. 21. 6. Свири И.Б. / Радиоэлектроника и информатика, 2000, № 3. С. 24. 7. Бых А.И., Васильев Р.Ф., Рожницкий Н.Н. // Итоги науки и техники. ВИНТИ. Сер. Радиационная химия. Фотохимия. 1979. № 2.135 с. 8. Britz D. / J. Electroanal. Chem. 1996. Vol. 406. P. 15. 9. Feldberg S.W. and Goldstein C. / J. Electroanal. Chem. 1995. Vol. 397. P.1. 10. Свири И.Б., Олейник А.И., Комптоун Р.Г. / Радиоэлектроника и информатика. 2000. № 1. С. 28-32.

Поступила в редколлегию 11.11.2000

Свири Ирина Борисовна, канд. физ.-мат. наук, зав. лабораторией математического и компьютерного моделирования, докторант кафедры биомедицинской электроники ХТУРЭ. Научные интересы: численное моделирование электрохимических процессов. Адрес: Украина, 61166, Харьков, пр. Ленина, 14, тел. 40-93-64.

УДК 622:51-7; 622-007

А.Н. ДОБРОВОЛЬСКИЙ

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ПАРАМЕТРИЧЕСКОГО ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ГЕОМЕТРИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ЗАЛЕГАНИЯ ПОЛЕЗНЫХ ИСКОПАЕМЫХ

Обобщается известный метод трех скважин для определения геометрических параметров залегания пластообразных тел полезного ископаемого на случай тел сложной формы и автоматизировать его.

Для горной отрасли Украины одной из актуальнейших задач является автоматизация процессов управления и проектирования объектов горного производства, планирования горных работ, что обуславливает необходимость разработки соответствующих математических моделей. Особое значение для решения различных задач горного производства имеют геометрические модели, способные отражать особенности пространственного расположения и формы геологических объектов, структуры месторождения.