Светличный В.А., аспиран
Хорошайло Ю.Е., канд. техн. наук, доцен
Константинова Л.И., канд. физ.-мат. наук, доцен
Харьковский национальный университет радиоэлектроник
г. Харьков, Украи

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ

Введение. В настоящее время в мире, в том числе и в нашей стран наблюдается рост высокотехнологичных производств. Выпускаемая продукци должна соответствовать стандартам качества. Исходя из этого, системы контрол качества являются важнейшими составляющими любого технологического процесс [1]. Разнообразие и сложность геометрических форм деталей современног электротехнического оборудования, увеличение электромагнитных нагрузок и связанная с этим необходимость учета нелинейности среды, определяют предельно жесткие требования к точности расчетов электромагнитных полей.

Одним из наиболее эффективных и универсальных численных методов расчет электромагнитных полей является метод интегральных уравнений [2]. Однако, из-за некоторой сложности математического аппарата, он не нашел еще достаточно широкого распространения в электротехнических расчетах. Разработчики систем неразрушающего контроля, чаще обращаются к более громоздкому методу сеток. Огромный объем вычислений, связанных с размерностью получаемых систем алгебраических уравнений, на наш взгляд является недостатком метода сеток по сравнению с методом интегральных уравнений.

Основная часть. Сущность предлагаемого метода заключается в следующем. Для расчёта электромагнитного поля в любой точке пространства сначал определяются все источники поля. Заменив электромагнитное поле в неоднородно среде суммой двух полей в вакууме – первичного, созданного токами индуктора, и вторичного, образованного наведенными поверхностными зарядами на границ раздела сред и вихревыми токами, индуцированными в проводнике, строят итерационный алгоритм нахождения вторичных источников поля. При этом используется максимум информации о процессе [3, 4].

Проиллюстрируем использование метода вторичных источников на пример расчета синусоидально изменяющихся во времени квазистационарных электромагнитных полей в неоднородных проводящих средах. Необходимост решения такого рода численных задач, возникает при рассмотрении самых различных электротехнических проблем, например при рассмотрении наличия несовершенств тонких неферромагнитных пленок.

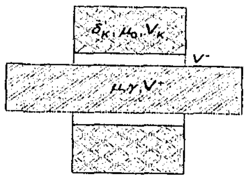

Рис.1. Вихретоковый измерительный преобразователь и объект контроля

Рассчитаем электромагнитное поле, созданное переменными токами заданной плотности $\dot{\bar{\delta}}_k$, рис. 1 протекающими в катушках вихретокового измерительного преобразователя Vk, (k =1, 2, .. , n), если неферромагнитное пространство в области V+ заполнено проводящей средой с проводимостью γ и магнитной проницаемостью μ = 1.

Предположим, что окружающая проводник V^+ среда является однородной в магнитном отношении и имеет проницаемость μ_0. Сформулируем поставленную задачу расчета поля в виде краевой. Для этого воспользуемся уравнениями Максвелла,

$$rot\dot{H} = \dot{J}_{полн}, \quad rot\dot{E} = \frac{dB}{dt}$$

Уравнения синусоидального изменяющегося во времени электромагнитного поля имеют вид:

$$\mathrm{rot}\dot{\mathrm{H}}=\gamma\bar{\mathrm{E}}+\mathrm{j}\omega\varepsilon\,\bar{\mathrm{E}}+\dot{\delta} \tag{1}$$

$$rot\dot{E} = -\,j\omega\dot{H} \tag{2}$$

где $\dot{\delta}$ - вектор плотности стороннего тока, локализованного обычно в некоторой ограниченной части пространства (например, в катушках). Соответственно, при постоянстве параметров среды γ, ε и μ

$$\mathrm{div}\bar{\delta} = 0; \tag{3}$$

$$\mathrm{div}\bar{\Gamma} = 0; \tag{4}$$

$$\mathrm{div}\bar{A} = 0; \tag{5}$$

Используя (1) и (2), поставленную задачу для расчета поля можно сформулировать в виде следующей краевой: найти в области V^- векторы $\dot{H}^-$ и $\bar{E}^-$, а в области V^- векторы $\dot{H}^+$ и $\bar{E}^+$, удовлетворяющие уравнениям:

$$rot\dot{H} = \begin{cases} j\omega\varepsilon_0\,\dot{E}^- + \dot{\delta}_k \\ j\omega\varepsilon_0\,\dot{E}^+ \end{cases} \tag{6}$$

$$rot\dot{E}^- = j\omega\mu_0\,\dot{H}^-; \tag{7}$$

$$rot\dot{H}^+ = j\omega\varepsilon_0\,\dot{E}^- + \gamma\,\dot{E}^+; \tag{8}$$

$$rot\dot{E}^+ = -j\omega\mu\,\dot{H}^+; \tag{9}$$

и краевым условиям на поверхности S проводника,

$$\left[\dot{n}, \dot{E}^+ - \dot{E}^-\right] = 0 \tag{10}$$

$$\left[\dot{n}, \dot{H}^+ - \dot{H}^-\right] = 0 \tag{11}$$

Для упрощения допустим, что сформулированная краевая задача имеет единственное решение, как показано и доказано в работах [5, 6]. Очевидно, что из условий (10), (11) и выражений (6) - (9) следуют краевые условия для нормальных составляющих векторов $\dot{E}$ и $\dot{H}$ на поверхности S:

$$\left(\dot{n}, \dot{H}^+ - \mu_0\dot{H}^-\right) = 0; \tag{12}$$

$$\left(\dot{n}, \varepsilon_0\dot{E}^+ - \frac{\gamma}{j\omega}\dot{E}^- - \varepsilon_0\dot{E}\right) = 0 \tag{13}$$

Для случая тонких неферромагнитных пленок растекание вихревого тока в пленке можно считать поверхностным и описывать его при помощи функции тока. В работах [7, 8, 9] показано как функция тока применялась для расчета распределения вихревых токов в тонких пленках и оболочках. Однако, магнитным полем вихревых токов пренебрегали по сравнению с внешним магнитным полем, что на наш взгляд не всегда допустимо.

Под тонкой проводящей пленкой V (рис 2),будем понимать проводник ограниченный двумя параллельными поверхностями S_1 и S_2, расстояние между которыми (толщина оболочки) много меньше размеров S_1 и S_2.

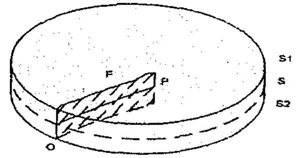

Рис.2. Тонкая проводящая пленка

Поверхность S, одинаково отстоящую от S_1 и S_2 будем называть средней поверхностью, а ограничивающий ее контур будем обозначать через L. Пусть P произвольная точка на S. Соединим ее каким-либо контуром C с любой точкой O границы L. Через F обозначим поверхность, заключенную между S_1 и S_2 и образованную движением нормали к S вдоль C. Значение функции тока $\dot{\Psi}^B$ в точке P определяется как:

$$\dot{\Psi}^B(P) = \int_F \bar{\delta}(Q) d\bar{S}_Q \tag{14}$$

Из принципа непрерывности электрического тока следует, что значение функции тока не зависит от выбора контура C, соединяющего P с L, а определяется только положением точки P.

Реальную оболочку заменим бесконечно тонкой оболочкой, совпадающей с S и обладающей поверхностной удельной проводимостью $\sigma = \gamma h$. Действительное токораспределение в оболочке заменим поверхностным по S токораспределением, определив его при помощи соотношения:

$$\bar{J}^B = \left[grad_S \dot{\Psi}^B, \bar{n}\right], \tag{15}$$

где $\bar{J}^B$- вектор линейной плотности тока; $\bar{n}$- единичный вектор нормали; градиент берется по поверхности S. Найдем выражения для векторного потенциала $\dot{\vec{A}}^B$ поля, созданного вихревыми токами в оболочке S. Для разности скалярного магнитного потенциала $\dot{\varphi}_m$ между точками P' и P", бесконечно близко прилегающими с разных сторон к S, согласно закону полного тока получаем:

$$\dot{\varphi}_m(P') - \dot{\varphi}_m(P'') = \oint_L \dot{\bar{H}} d\bar{l} = \dot{\Psi}^B(P). \tag{16}$$

Поэтому поверхностное распределение токов по S эквивалентно по создаваемому им магнитному полю двойному слою магнитных зарядов, распределенных по S с плотностью:

$$\tau(P) = \dot{\Psi}^B(P). \tag{17}$$

Отсюда, используя формулу, выражающую векторный потенциал через плотность двойного слоя, находим

$$\dot{\vec{A}}^B(Q) = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_S \frac{\dot{\Psi}^B(P)\left(\bar{r}_{QP}, \bar{n}_P\right)}{r_{QP}^3} dS_{\square}. \tag{18}$$

Соотношение (18) является основным для последующего вывода системы интегральных уравнений. Наиболее простой вид эта система имеет в случае, когда вихревые токи наводятся в проводящей тонкой пленке, а внешнее магнитное поле создается заданным распределением токов, вектор плотности которых параллелен плоскости пленки [9]. Расположим декартову систему координат так, что бы ось Z была перпендикулярна к плоскости пластины. Тогда для векторного потенциала поля от вихревых токов и векторного потенциала внешнего поля получаем:

$$\dot{\vec{A}}^B(Q) = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_S \frac{\dot{\Psi}^B(P)\left(\bar{r}_{QP}, \bar{k}_{\square}\right)}{r_{QP}^3} dS_{\square}; \tag{19}$$

$$\dot{\vec{A}}^\delta(Q) = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_S \frac{\overline{\bar{i}\bar{\delta}_x(P) + \bar{j}\bar{\delta}_y(P)_{QP}, \bar{k}_{\square}}}{r_{QP}} du_P, \tag{20}$$

Придадим формуле (20) вид, аналогичный (19). С этой целью в каждом сечении z = const области V = + V^- введём функцию тока ψ^δ (x, y, z) при помощи соотношений:

$$\delta_x(x, y, z) = \frac{\partial\psi^\delta(x,y,z)}{\partial y}; \quad \delta_y(x, y, z) = \frac{\partial\psi^\delta(x,y,z)}{\partial x}, \tag{21}$$

Предположив при этом, что в области $V^-\psi^\delta$ (x, y, z) = f (z), где f (z) – значение функции тока на внутренней боковой поверхности области .

Далее проинтегрировав по частям, находим:

$$A_x^\delta(Q) = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_{V^+} \frac{\delta_x(P)}{r_{QP}} d\vartheta_P = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_V \frac{\frac{\partial\psi^\delta(P)}{\partial y};}{r_{QP}} d\vartheta_P = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_0^h dz_P \int_c^d dx_P \int_{y^-(x_P)}^{y^+(x_P)} \frac{\frac{\partial\psi^\delta(x_P, y_P, z_P)}{\partial y_P} dy_P;}{\sqrt{(x_Q - x_P)^2 + (y_Q - y_P)^2 + (z_Q - z_P)^2}};$$

$$\int_{y^-(x_P)}^{y^+(x_P)} \frac{\frac{\partial\psi^\delta(x_P, y_P, z_P)}{\partial y_P} dy_P;}{\sqrt{(x_Q - x_P)^2 + (y_Q - y_P)^2 + (z_Q - z_P)^2}} = \frac{\psi^\delta(x_P, y_P, z_P)}{r_{QP}}\Big|_{y^-(x_P)}^{y^+(x_P)} \int_{y^-(x_P)}^{y^+(x_P)} \psi^\delta(x_P, y_P, z_P) \times \frac{y_Q - y_P}{r_{QP}^3} dy_P = \int\square \tag{22}$$

$$A_x^\delta(Q) = \frac{\mu_0}{4\pi}\int_V \psi^\delta \frac{(P)(y_Q - y_P)}{r_{QP}^3} d\vartheta_P.$$

При выводе соотношения (22) учтено, что $\psi^\delta(x_P, y_P, z_P)$ на внешней боковой поверхности Из выражения (22) следует

ˉA (Q) = μ₁0/4π ∫₁V▤ ⟦ψ↑δ (P)|ˉ(r₁QP,) ˉk |/ ⟦r₁QP⟧ ↑3 ⟧ dϑ₁P. (23)

Для линейной плотности $\bar{J}^{\square}$ вихревых потоков в пластине находим

$$\bar{J}^B = \gamma h\bar{E} = -j\omega\gamma h\left(\overline{A^B} + \overline{A^\delta}\right) - \gamma h \, grad\varphi_e. \tag{24}$$

где скалярный электрический потенциал φ_* удовлетворяет на поверхност[и] по переменным x и y уравнению Лапласа и выбирается в последующем та[к] образом, чтобы на краю пластины L выполнялось следующее граничное условие:

$$\bar{j}^{B}(Q).\overline{v_{Q}} = 0 \;, \qquad (2$$

где $\overline{v_Q}$ – единичный вектор нормали к L.

Выберем на S какой-либо контур C_{OQ}, соединяющий произвольно точки O и [Q]. Из определения функции тока имеем:

$$\psi^{B}(Q) - \psi^{B}(O) = \int_{C_{OQ}} \left(\bar{k}, \left[\bar{j}^{B}(M), \bar{dl}_M\right]\right). \qquad (2$$

Отсюда, учитывая выражения (19), (23) и (24), находим

$$\psi^{B}(Q)-\psi^{B}(O)+\frac{j\omega\mu_0\gamma h}{4\pi}\left\{\int_S\psi^{B}(P)\left(\int_{C_{OQ}}\frac{\left(\bar{k},\left[\left[\overline{r_{PM}},\bar{k}\right],\bar{dl}_M\right]\right)}{r_{PM}^3}\right)dS_P+\int_V\psi^{\delta}(P)\left(\int_{C_{OQ}}\frac{\left(\bar{k},\left[\left[\overline{r_{PM}},\bar{k}\right],\bar{dl}_M\right]\right)}{r_{PM}^3}\right)d\vartheta_P\right\}+\gamma h\int_{C_{OQ}}\left(\bar{k},\left[grad\varphi_*,\bar{dl}_M\right]\right)=0. \qquad (27)$$

Для двойного векторного произведения получаем
$\left[\left[\overline{r_{PM}},\bar{k}\right],\bar{dl}_M\right] = \overline{r_{PM}}\left(\bar{k},\bar{dl}_M\right) - \bar{k}\left(\overline{r_{PM}},\bar{dl}_M\right) = -\bar{k}\left(\overline{r_{PM}},\bar{dl}_M\right)$,
откуда $\left(\bar{k},\left[\left[\overline{r_{PM}},\bar{k}\right],\bar{dl}_M\right]\right) = -\left(\overline{r_{PM}},\bar{dl}_M\right)$.
Следовательно,

$$\int_{C_{OQ}}\frac{\left(\bar{k},\left[\left[\overline{r_{PM}},\bar{k}\right],\bar{dl}_M\right]\right)}{r_{PM}^3}=\int_{C_{OQ}}\frac{-\left(\overline{r_{PM}},\bar{dl}_M\right)}{r_{PM}^3}=\int_{C_{OQ}}grad_M\left(\frac{1}{r_{PM}}\right)\overline{dl_M}=\frac{1}{r_{QP}}-\frac{1}{r_{OP}}.$$

Учитывая это, из выражения (27) находим

$$\psi^{B}(Q)-\psi^{B}(O)+\frac{j\omega\mu_0\gamma h}{4\pi}\left\{\int_S\psi^{B}(P)\left(\frac{1}{r_{QP}}-\frac{1}{r_{OP}}\right)dS_P+\int_V\psi^{\delta}(P)\left(\frac{1}{r_{QP}}-\frac{1}{r_{OP}}\right)d\vartheta_P\right\}+\gamma h\int_{C_{OQ}}\left(\bar{k},\left[grad\varphi_*,\bar{dl}_M\right]\right)=0. \qquad (28)$$

Скалярный потенциал φ_* в области S является решением внутренней задачи Неймана для уравнения Лапласа с краевым условием

$$\frac{\partial\varphi_*}{\partial v}(Q) = -j\omega A_v^{B}(Q) - j\omega A_v^{\delta}(Q); \qquad (29)$$

определенным из соотношений (25) и (24).

Для разрешимости внутренней задачи Неймана необходимо и достаточно, чтобы

$$\oint_L A_v^{B}(Q)\,dl_Q + \oint_L A_v^{\delta}(Q)\,dl_Q = 0 \;. \qquad (30)$$

Из соотношений (19) и (23) следует, что условие будет выполнено, если, $\oint_L\frac{\left(\bar{v}_Q,\left[\overline{r_{QP}},\bar{k}\right]\right)}{r_{QM}^3}dl_Q=0$. Справедливость этого соотношения проверяется просто: $\oint_L\frac{\left(\bar{v}_Q,\left[\overline{r_{QP}},\bar{k}\right]\right)}{r_{QM}^3}dl_Q=\oint_L grad_Q\left(\frac{1}{r_{QP}}\right)\bar{dl}_Q=0$

Определив потенциал в виде
$\varphi_*(Q)=\frac{1}{2\pi}\oint_L\sigma(P)\ln\left(\frac{1}{r_{QP}}\right)dl_P$,
применив выражение (29) имеем интегральное уравнение

$$\frac{\sigma(Q)\frac{1}{\pi}\int_L\sigma(Q)\frac{\left[\cos(\square)\overline{r_{QP}},\bar{v}_Q\right)}{r_{QP}}dl_P+\frac{j\omega\mu_0}{2\pi}\int_S\frac{\psi^{B}(P)\sin\left[\left(\overline{r_{QP}},\bar{v}_Q\right)\right.}{r_{QP}^2}dS_P=-\frac{j\omega\mu_0}{2\pi}\int_V\psi^{\delta}(M)\sin\left[\left(\overline{r_{QP}},\bar{v}_Q\right)\right.}{r_{QP}^2}dv_P, \qquad (31)$$

где P' – проекция P на плоскость пластины.

Таким образом, интегральное уравнение (31) решено, однако решений может быть больше одного [10]. Для того, чтобы это уравнение стало однозначно разрешимым, преобразуем его к виду:

$$\frac{\sigma(Q)-\frac{1}{\pi}\oint_L\sigma(P)\left[\frac{\left[\cos(\square)\overline{r_{QP}},\bar{v}_Q\right)}{r_{QP}}-\frac{\pi}{L}\right]dl_P+j\frac{\omega\mu_0}{2\pi}\int_S\frac{\int_S\psi^{B}(M)\sin\left[\left(\overline{r_{QP}},\bar{v}_Q\right)\right.}{r_{QP}^2}dS_P=-\frac{j\omega\mu_0}{2\pi}\int_V\psi^{\delta}(M)\sin\left[\left(\overline{r_{QP}},\bar{v}_Q\right)\right.}{r_{QP}^2}dv_P \;. \qquad (32)$$

Нетрудно видеть, что

$$\int_{C_{OQ}}\left(\bar{k},\left[grad_{\varphi_*},\bar{dl}_M\right]\right)=\frac{1}{2\pi}\oint_L\sigma(P)\left(\int_{C_{OQ}}grad_n\left(\frac{\ln 1}{r_{PM}}\right)dl_M\right)dl_P=\frac{1}{2\pi}\oint_L\sigma(P)\left[\Theta(Q,P)-\Theta(O,P)\right]dl_P \;, \qquad (33)$$

где $grad_n$ - нормальная к контуру C_{OQ} составляющая градиента; $\Theta(Q,P)$ – угол между некоторой осью x и $\bar{r}_{QP}$. Учитывая равенство (33), из выражения (28) находим

$$\psi^{B}(Q)+\frac{j\omega\mu_0\gamma h}{4\pi}\int_S\frac{\psi^{B}(P)}{r_{QP}}dS_P+\frac{\gamma h}{2\pi}\oint_L\sigma(P)\,\Theta(Q,P)dl_P+\frac{j\omega\mu_0\gamma h}{4\pi}\int_V\frac{\psi^{\delta}(P)}{r_{QP}}dv_P=\psi^{B}(O)+\frac{j\omega\mu_0\gamma h}{4\pi}\int_S\frac{\psi^{B}(P)}{r_{OP}}dS_P+\frac{\gamma h}{2\pi}\oint_L\sigma(P)\,\Theta(O,P)dl_P+\frac{j\omega\mu_0\gamma h}{4\pi}\int_V\frac{\psi^{\delta}(P)}{r_{OP}}dv_P \;. \qquad (34)$$

Левая часть уравнения зависит только от Q, а правая – от Θ, поэтому каждая из них порознь равна одной и той же константе, т.е.

$$\psi^{B}(Q)+\frac{j\omega\mu_0\gamma h}{4\pi}\int_S\frac{\psi^{B}(P)}{r_{QP}}dS_P+\frac{\gamma h}{2\pi}\oint_L\sigma(P)\,\Theta(Q,P)dl_P+\frac{j\omega\mu_0\gamma h}{4\pi}\int_V\frac{\psi^{\delta}(P)}{r_{QP}}dv_P=C \qquad (35)$$

Дифференцируя уравнение (35) по касательному к контуру L направлению l_Q и учитывая, что

$$\frac{\partial\Theta(Q,P)}{\partial l_Q}=\frac{\partial\ln\frac{1}{r_{QP}}}{\partial v_Q},$$

находим

$$\frac{\partial\psi^{B}(Q)}{\partial l_Q}+\frac{j\omega\mu_0\gamma h}{4\pi}\int_S\frac{\psi^{B}(P)\sin\left[\left(\overline{r_{QP}},\bar{\square}_Q\right)\right.}{r_{QP}^2}dS_P+\frac{\square h}{2}\square(\square)-\frac{\gamma h}{2\pi}\oint_L\sigma(Q)\frac{\left[\cos(\square)\overline{r_{QP}},\bar{v}_Q\right)}{\square_{QP}}dl_P+\frac{j\omega\mu_0\gamma h}{4\pi}\int_V\frac{\psi^{\delta}(P)\sin\left[\left(\overline{r_{QP}},\bar{v}_Q\right)\right.}{r_{QP}^2}dv_P=0 \;.$$

Отсюда и из выражения (31) получаем $\frac{\partial\psi^{B}(Q)}{\partial l_Q}\equiv 0$.
Таким образом, из уравнений (35) и (31) следует, что

$$\psi^{B}(Q)\equiv const \text{ при } Q\in L \;. \qquad (36)$$

Для того, чтобы $\psi^{B}(Q)=0$ при $Q\in L$, константу C в выражении (35) нужно выбрать таким образом, чтобы

$$\oint_L \psi^{B}(Q)dl_Q = 0 \qquad (37)$$

Тогда из соотношений (36) и (37) получаем

$$\psi^{B}(Q)\equiv 0 \text{ при } Q\in L. \qquad (38)$$

Интегрируя выражение (35) по L и учитывая условие (37), находим

$$C=\frac{j\omega\mu_0\gamma h}{4\pi L}\int_S \psi^{B}(P)\left[\oint_L\frac{dl_Q}{r_{QP}}\right]dS_P+\frac{\gamma h}{2\pi L}\oint_L \sigma(P)\left[\oint_L \Theta(Q,P)dl_Q\right]dl_P+\frac{j\omega\mu_0\gamma h}{4\pi L}\int_V \psi^{б}(P)\left[\oint_L\frac{dl_Q}{r_{QP}}\right]dv_P.$$

Подставляя последнее в выражение (35), находим распределение

$$\psi^{B}(Q)+\frac{j\omega\mu_0\gamma h}{4\pi}\int_S \psi^{B}(P)\left[\frac{1}{r_{QP}}-\frac{1}{L}\oint_L\frac{dl_M}{r_{PM}}\right]dS_P+\frac{\gamma h}{2\pi}\oint_L \sigma(P)\left[\Theta(Q,P)-\frac{1}{L}\oint_L\Theta(M,P)dl_M\right]dl_P=-\frac{j\omega\mu_0\gamma h}{4\pi}\int_V \psi^{б}(P)\left[\frac{1}{r_{QP}}-\frac{1}{L}\oint_L\frac{dl_M}{r_{PM}}\right]dv_P \qquad (39)$$

Вывод. Таким образом решение задачи численного расчета электромагнитного поля вихревых токов в тонкой пленке, позволяет получить зависимости для поверхностной удельной электрической проводимости и функции тока, образующие полную систему интегральных уравнений. Решение системы уравнений, позволяет найти распределение $\psi^{B}(Q)$ и $\bar{\bar{\delta}}(Q)$, по которым определяют линейную плотность вихревого тока.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Неразрушающий контроль. Справочник в 7 т.: Т.2 / под общ. ред. В.В.Клюева. М.; Машиностроение, 2003. – 688 с.: ил.
2. Светличный В.А., В.В. Тулупов Неразрушающий контроль пленок и покрытий // Системи озброєння і військова техніка – Харків ХУПС ім. І.Кожедуба - 2010 - №3(23) с.160-162.
3. Цейтлин Л.А Вихревые токи в тонких пластинах и оболочках. – «Журнал технической физики». Т.XXXIX. 1969 №10.
4. Цейтлин Л.А Потери на вихревые токи в тонких пластинах. – «Электричество», 1969, №9.
5. Тозони О.В. Метод вторичных источников в электротехнике. М.: Энергия, 1975. 296 с.
6. Тозони О.В., Маергойз И.Д. Расчет трехмерних электромагнитных полей. К.: Техніка, 1974. 352 с.
7. Данилушкин А И., Данилушкин И.А. Метод вторичных источников для моделирования электромагнитнчх процессов при индукционном нагреве // Вестник СамГТУ. Серия: Физико-математические науки. 1998. № 6. С. 141-142.
8. Ковбасенко Ю.П. Метод расчета трехмерного электромагнитного поля тонких пластин и оболочек // Электричество. 1992. № 14. С. 45-47.
9. Некрасов Н.Н., Смирнов С.А. К расчету вихревых токов в тонкой пластине // Электричество. 1998. № 10. С. 61-65.
10. Гримальский О.В. Метод расчета трехмерного электромагнитного поля тонких пластин и оболочек // Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт. 1990. № 6. С. 61-68.

Серпуховитина Т.Ю., канд. техн. наук, доцент

Губкинский институт (филиал)
ФГБОУ ВПО «Московский государственный открытый университет им. В.С. Черномырдина»

ВОЗДЕЙСТВИЕ ГОРНОДОБЫВАЮЩИХ ПРЕДПРИЯТИЙ НА РАСТИТЕЛЬНЫЙ И ЖИВОТНЫЙ МИР БЕЛГОРОДСКОЙ ОБЛАСТИ

Работа горнодобывающих предприятий региона приводит к прямому и косвенному воздействию на растительный мир.

Основными видами прямого воздействия на растительность являются:

1. Механическое (уничтожение и угнетение растительности в пределах дополнительно отчуждаемых земель в результате размещения объектов предприятия, передвижения машин и механизмов, планировочных и земляных работ).
2. Химическое (угнетение растительности в результате негативного воздействия выбросов загрязняющих веществ в атмосферу при работе оборудования, машин и механизмов).

Опосредованное воздействие будет связано с изменением характера землепользования, что приведет к временному перераспределению и изменению количественных соотношений диких животных, и, как следствие, к изменению структуры экосистемы и сложившихся биоценотических отношений.

Работа предприятий связана с постоянным присутствием людей и работой оборудования на территории, что окажет воздействие на животное население, как на площади дополнительного отвода земли, так и в зонах влияния объекта.

Негативное воздействие на животных окажут следующие факторы:

- полное уничтожение исходных биотопов на дополнительно отчуждаемой площади ведения работ;
- загрязнение природной среды;
- проявление фактора беспокойства, вынуждающего большую часть зверей и птиц покидать свойственные им биотопы.

Вследствие загрязнения биотопов горюче-смазочными и химическими материалами возможны заболевания и гибель животных.

В период производства планируемых работ животное население данной территории будет испытывать воздействие от проявления фактора беспокойства, нарушающего спокойное пребывание диких животных в угодьях. Он формируется под влиянием следующих причин:

- шума и вибраций, создаваемых при проведении технологических операций и при работе машин и механизмов;
- источников тепловых, акустических и электрических полей;
- пребывания в угодьях людей.

Самым существенным видом воздействия на животный мир будет уничтожение местообитаний в пределах отчуждаемых земель. Кроме того, шумовые, вибрационные и световые воздействия, производимые при выполнении технологических операций, будут причиной беспокойства животных, обитающих в районе месторождения и, как следствие, вызовут откочевку части особей с прилегающей к месторождению территории.

Основной ущерб животному миру будет связан с уничтожением биотопов в пределах участка проектируемых работ, исключением из воспроизводства части птиц

Министерство образования и науки РФ
Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение
высшего профессионального образования
«Московский государственный открытый университет
имени В.С. Черномырдина»

ЭКОНОМИКА, НАУКА, ПРОИЗВОДСТВО

Сборник научных трудов №25

Москва
2012

УДК 001
УДК 330
УДК 658

Э 35

Экономика, наука, производство: Сборник научных трудов №25 – М.: Издательство «Московский государственный открытый университет имени В.С. Черномырдина, 2012.– 164 с.

Сборник содержит научные труды, представленные профессорско-преподавательским составом Губкинского института (филиала) ФГБОУ ВПО МГОУ имени В.С. Черномырдина и других вузов по техническим, гуманитарным, естественным, социально-экономическим наукам.

Материалы публикуются в авторской редакции.

УДК 001
УДК 330
УДК 658

Э 35

96

СОДЕРЖАНИЕ

Сборник научных трудов №25
2012 г.

ЭКОНОМИКА, НАУКА, ПРОИЗВОДСТВО

Корректура авторов
Компьютерная верстка: В.В. Тараруев

Формат 60x84/16. Тираж 100 экз. Заказ 5.
Издательство ФГБОУ ВПО «МГОУ имени В.С. Черномырдина», г. Москва
Отпечатано в Губкинском институте (филиале) ФГБОУ ВПО
«Московский государственный открытый университет имени В.С. Черномырдина».
309186, Белгородская обл., г. Губкин, ул. Комсомольская, 16