ε_{2r} – относительная ДП внешней среды;

ε_0, μ_0 – диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума.

Выводы. Полученное выражение для среднего значения импульсного электрического поля следует использовать для определения биотропных параметров электрического поля, применение которых позволить уничтожать насекомых- вредителей в саду.

Список литературы: **1.** *Васильев, В. П.* Вредители плодовых культур / *Васильев В. П.,Ливщиц И. З.* – М.: Колос, 1984. – 399 с. **2**. *оспелов, С. М.* Защита растений *[Текст]* / *С. М. Поспелов, Н. Г. Бермин, Е. Д. Васильева.*- М.: Агропромиздат,1986.- 392с. **3.** *Белицкий, Б. Н.* Изучение действия СВЧ-поля на микроорганизмы в и непрерывных режимах *[Текст]* / *Б. Н. Белицкий, А. И. Педенко* // Биофизика. - 1982.- Т.27,вып.5.- С.923-933. **4.** *Вайнштейн, Л. А*. Электромагнитные волны *[Текст]* / *Л. А. Вайнштейн*.- М.:Радио и связь,1988.-345с. **5.** *Митра, Р.* Вычислительные методы в электродинамике *[Текст]* / *Р. Митра*. – М.: Мир,1977.-485с. **6.** Дубик, В. Н. *Распределение электромагнитного поля внутри насекомых вредителей урожая плодовых культур [Текст] /* В. Н. Дубик, *Н. Г. Косулина //* Восточно-Европейский журнал передовых технологий. – *2010. – № 6/4 (48). – С. 50-52.* **7.** *Анго, А.* Математика для электро – и радиоинженеров. *М.: Наука,* 1965. – 778 с.

Поступила в редколлегию 20.11.2013

УДК 632.9:634.11

Определение среднего электрического поля в иологическом объекте цилирдрической формы/ Дубик В. М., Михайлова Л. Н. // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Нові рішення в сучасних технологіях. – Х: НТУ «ХПІ», – 2013. - № 70 (1043). – С.184-190. – Бібліогр.: 7 назв.

У даній статті представлені теоретичні дослідження з визначення середнього значення імпульсного електричного поля всередині комах-шкідників врожаю плодових культур, які представлені у вигляді циліндричної форми.

Ключові слова: комахи, сад, імпульсне електричне поле

This article presents the theoretical study on determination of the average value of the pulsed electric field inside the insect of fruit crops, which are being represented in the form of a cylindrical shape.

Keywords: insects, garden, pulsed electric field

УДК 621.374

О. Ю. ХАНДОЛА, аспирантка, ХНТУСХ, Харьков

АНАЛИЗ ДИФРАКЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ НА НЕОДНОРОДНОЙ СФЕРЕ ЯИЦ ТУТОВОГО ШЕЛКОПРЯДА

В данной статье представлены исследования по распределению электромагнитного поля внутри яиц шелкопряда, которые представлены в виде неоднородной сферы. Библиогр.: 6 назв.

Ключевые слова: крайневысокочастотный диапазон; яйца тутового шелкопряда; внутреннее электромагнитное поле; неоднородная сфера.

Введение. В настоящее время в Украине наблюдается снижение урожайности и качества коконов тутового шелкопряда. Это связано с тем, что ослабла кормовая база шелководства, ухудшились условия выращивания гусениц, отсутствуют новые технологии повышения урожайности коконов шелкопряда [1].

Анализ физиологических особенностей шелкопряда показывает, что одним из путей повышения рентабельности шелководства является применение информационного электромагнитного поля (ЭМП) миллиметрового диапазона для обработки яиц шелкопряда [2].

Анализ предшествующих исследований. Анализ литературных источников показывает, что повышение продуктивности и качества коконов тутового шелкопряда возможно через обработку яиц грены шелкопряда информационным электромагнитным полем (ЭМП) с определёнными биотропными параметрами (частота, плотность потока мощности, экспозиция) [1, 2].

Научным фундаментом ведущихся исследований служит тот факт, что явления электромагнитной природы являются не сопутствующими, а существенными факторами жизнедеятельности любого живого организма. Это означает, что при определенной экспозиции, поверхностной плотности мощности и при соответствующих значениях частоты, модуляционных и поляризационных характеристиках это поле будет играть роль воздействия, влияние которого будет связано со стимулирующим эффектом для яиц грены шелкопряда [3].

Однако, учитывая, что реальные яйца грены характеризуются слоистым строением и, следовательно, различными электрофизическими характеристиками, то требуется теоретически рассмотреть распределение ЭМП внутри неоднородной структуры этого биологического объекта. Основной целью теоретического анализа ЭМП внутри биологического объекта является изучение распределения их в объеме объекта с целью управления биофизическими процессами за счет изменения биотропных параметров [3].

Целью статьи является проведение теоретических исследований по распределению электромагнитного поля внутри яиц шелкопряда с неоднородной структурой.

Изложение основного материала. Пусть центр сферы яйца шелкопряда совпадает с центром сферической системы координат r, φ, θ, падающее поле распространяется в положительном направлении оси OZ, а $\vec{E}^{пад}$ параллельно оси OX. Представим падающее поле в виде разложения по собственным векторным функциям сферы [4]:

$$\begin{aligned}\vec{E}^{пад} &= \sum_{m,n} e^{пад}_{lmn}\vec{L}_{mno} + \sum_{m,n} e^{пад}_{gmn}\vec{M}_{mno} + \sum_{m,n} e^{пад}_{cmn}\vec{N}_{mne};\\ \vec{H}^{пад} &= \sum_{m,n} h^{пад}_{lmn}\vec{L}_{mne} + \sum_{m,n} h^{пад}_{gmn}\vec{M}_{mne} + \sum_{m,n} h^{пад}_{cmn}\vec{N}_{mno},\end{aligned} \tag{1}$$

где коэффициенты $e_l^{пад}$, $e_g^{пад}$, $e_c^{пад}$, $h_l^{пад}$, $h_g^{пад}$, $h_c^{пад}$ являются функциями r;

$$\vec{L}_{mn^o_e} = \frac{1}{r}\sqrt{\frac{(2n+1)(n-m)!}{2\pi(n+m)!}}P_n^m(\cos\theta)\begin{smallmatrix}\cos\\ \sin\end{smallmatrix} m\varphi\,\vec{e}_r^{\,0}; \tag{2}$$

$$\vec{M}_{mn^o_e} = \frac{1}{r}\sqrt{\frac{(2n+1)(n-m)!}{2\pi n(n+1)(n+m)!}}\left[\frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta}\begin{smallmatrix}\cos\\ \sin\end{smallmatrix} m\varphi\,\vec{e}_\theta^{\,0} \mp \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta}\begin{smallmatrix}\sin\\ \cos\end{smallmatrix} m\varphi\,\vec{e}_\varphi^{\,0}\right]; \tag{3}$$

$$\vec{N}_{mn^o_e} = \frac{1}{r}\sqrt{\frac{(2n+1)(n-m)!}{2\pi n(n+1)(n+m)!}}\left[-\frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta}\begin{smallmatrix}\cos\\ \sin\end{smallmatrix} m\varphi\,\vec{e}_\varphi^{\,0} \mp \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta}\begin{smallmatrix}\sin\\ \cos\end{smallmatrix} m\varphi\,\vec{e}_\theta^{\,0}\right]; \tag{4}$$

индексы o или e означают выбор верхнего или нижнего варианта тригонометрической функции и знака;

$P_n^m \cos\theta$ – присоединенные функции Лежандра;

$\vec{e}_r^{\,0}$, $\vec{e}_\varphi^{\,0}$, $\vec{e}_\theta^{\,0}$ – координатные орты;

$n = 0,1,2,...$;

$m = 0,1,2,...$ Учитывая вышеизложенное, несложно получить и сами коэффициенты разложения полей:

$$\begin{cases} e_{lmn}^{пад} = E_0\sqrt{\dfrac{\pi}{2k_1^3}}\sqrt{2\pi n\; n+1\;\; 2n+1}\,\dfrac{i^{n-1}}{\sqrt{r}}J_{n+\frac{1}{2}}\;k_1r\;; \\ e_{gmn}^{пад} = E_0\sqrt{\dfrac{\pi}{2k_1^3}}\sqrt{2\pi\; 2n+1}\,i^{n-1}\dfrac{d}{dr}\left[\sqrt{r}J_{n+\frac{1}{2}}\;k_1r\right]; \\ e_{cmn}^{пад} = E_0\sqrt{\dfrac{\pi}{2k_1}}\sqrt{2\pi\; 2n+1}\,i^{n}\sqrt{r}J_{n+\frac{1}{2}}\;k_1r\;; \end{cases} \tag{5}$$

$$\begin{cases} h_{lmn}^{пад} = E_0\sqrt{\dfrac{\varepsilon_1}{\mu_0}}\sqrt{\dfrac{\pi}{2k_1^3}}\sqrt{2\pi n\; n+1\;\; 2n+1}\,\dfrac{i^{n-1}}{\sqrt{r}}J_{n+\frac{1}{2}}\;k_1r\;; \\ h_{gmn}^{пад} = E_0\sqrt{\dfrac{\varepsilon_1}{\mu_0}}\sqrt{\dfrac{\pi}{2k_1^3}}\sqrt{2\pi\; 2n+1}\,i^{n-1}\dfrac{d}{dr}\left[\sqrt{r}J_{n+\frac{1}{2}}\;k_1r\right]; \\ h_{cmn}^{пад} = -E_0\sqrt{\dfrac{\varepsilon_1}{\mu_0}}\sqrt{\dfrac{\pi}{2k_1}}\sqrt{2\pi\; 2n+1}\,i^{n}\sqrt{r}J_{n+\frac{1}{2}}\;k_1r\;. \end{cases} \tag{6}$$

Рассеянное поле ищется также в виде разложения по собственным векторным функциям сферы, которые должны удовлетворять уравнениям Максвелла. Интегрируя их, находим коэффициенты разложения в данном случае:

$$\begin{cases} e_{lmn}^{расс} = \dfrac{i}{\omega\varepsilon_1}\sqrt{\dfrac{\pi}{2k_1}}\sqrt{n\; n+1}\,b_{mn}^{расс}\sqrt{r}H^{1}_{n+\frac{1}{2}}\;k_1r\;; \\ e_{gmn}^{расс} = \dfrac{i}{\omega\varepsilon_1}\sqrt{\dfrac{\pi}{2k_1}}b_{mn}^{расс}\dfrac{d}{dr}\left[\sqrt{r}H^{1}_{n+\frac{1}{2}}\;k\;r\right]; \\ e_{cmn}^{расс} = \sqrt{\dfrac{\pi}{2k_1}}a_{mn}^{расс}\sqrt{r}H^{1}_{n+\frac{1}{2}}\;k_1r\;, \end{cases} \tag{7}$$

$$\begin{cases} h_{lmn}^{расс} = -\dfrac{i}{\omega\mu_0}\sqrt{\dfrac{\pi}{2k_1}}\sqrt{n\; n+1}\,a_{mn}^{расс}\sqrt{r}H^{1}_{n+\frac{1}{2}}\;k_1r\;; \\ h_{gmn}^{расс} = -\dfrac{i}{\omega\mu_0}\sqrt{\dfrac{\pi}{2k_1}}a_{mn}^{расс}\dfrac{d}{dr}\left[\sqrt{r}H^{1}_{n+\frac{1}{2}}\;k_1r\right]; \\ h_{cmn}^{расс} = \sqrt{\dfrac{\pi}{2k_1}}b_{mn}^{расс}\sqrt{r}H^{1}_{n+\frac{1}{2}}\;k_1r\;, \end{cases} \tag{8}$$

где $a_{mn}^{расс}$ и $b_{mn}^{расс}$ – постоянные коэффициенты, подлежащие определению.

Поле внутри сферы также записывается в виде:

$$\begin{cases} \vec{E} = \sum\limits_{m,n} e_{lmn}\vec{L}_{mno} + \sum\limits_{m,n} e_{gmn}\vec{M}_{mno} + \sum\limits_{m,n} e_{cmn}\vec{N}_{mne}; \\ \vec{H} = \sum\limits_{m,n} h_{lmn}\vec{L}_{mne} + \sum\limits_{m,n} h_{gmn}\vec{M}_{mne} + \sum\limits_{m,n} h_{cmn}\vec{N}_{mno}. \end{cases} \tag{9}$$

Уравнения для коэффициентов e_l, e_g, e_c, h_l, h_g, h_c получаются в результате интегрирования первого и второго уравнений Максвелла с соответствующей весовой функцией [4 – 6]. Для сферы с радиально-симметричной неоднородностью получаем две независимые конечные системы уравнений:

$$\begin{cases} n\ \ n+1\ \ h_c + i\omega r\,\varepsilon\ r\ \ e_l = 0; \\ \dfrac{dh_c}{dr} + i\,\omega\varepsilon\ r\ \ e_g = 0; \\ -\dfrac{de_g}{dr} + \dfrac{n\ \ n+1}{r} e_l - i\,\omega\mu_0 h_c = 0, \end{cases} \tag{10}$$

$$\begin{cases} n\ \ n+1\ \ e_l - i\,\omega r\,\mu_0 h_l = 0; \\ \dfrac{de_c}{dr} - i\,\omega\mu_0 h_g = 0; \\ -\dfrac{dh_g}{dr} + \dfrac{n\ \ n+1}{r} h_l + i\,\omega\varepsilon\ r\ \ e_c = 0, \end{cases} \tag{11}$$

которые приводятся к двум дифференциальным уравнениям второго порядка:

$$\varepsilon\frac{d}{dr}\left(\frac{1}{\varepsilon}\frac{dh_c}{dr}\right) + \left(k^2 - \frac{n^2\ \ n+1\ ^2}{r^2}\right)h_c = 0, \tag{12}$$

$$\frac{d^2 e_c}{dr^2} + \left(k^2 - \frac{n^2\ \ n+1\ ^2}{r^2}\right)e_c = 0, \tag{13}$$

Уравнение (13) решается обычным способом и приводит к

$$e_{cmn} = \sqrt{\frac{\pi}{2k}}a_{mn}\sqrt{r}J_{n+\frac{1}{2}}\ \ kr\ \ , \tag{14}$$

где a_{mn} – некоторые константы.

Уравнение (12) к уравнению Бесселя не приводится, так как $\varepsilon = \varepsilon\ r$. Учитывая, что обычно в биообъекте зависимость ε от радиуса выражена, не очень сильно, разложим $\varepsilon\ r$ в степенной ряд и возьмем нулевой член этого разложения. Тогда решением (12) будет:

$$h_{cmn} = \sqrt{\frac{\pi}{2k}}b_{mn}\sqrt{r}J_{n+\frac{1}{2}}\ \ kr\ \ , \tag{15}$$

где b_{mn} – неизвестные коэффициенты;

$k = \omega\sqrt{\varepsilon\mu_0}$ является функцией r и в (12) и в (13).

Подставляя (14), (15) в (10), (11), получаем остальные коэффициенты разложения внутренних полей по собственным векторным функциям сферы. Используя затем условие равенства тангенциальных составляющих полей на поверхности сферы, несложно определить и коэффициенты a_{mn}, b_{mn}, $a_{mn}^{ðàññ}$, $b_{mn}^{ðàññ}$.

Так как рассматривается случай радиально-симметричной неоднородности, то волн с индексом $m = 0$ существовать не будет в связи с их отсутствием в падающей волне. Учитывая, что основной вклад в процессы, происходящие в биообъекте, делает первая гармоника внутреннего поля, вычислим ее величину. Компоненты полей первой гармоники имеют следующий вид:

$$\begin{cases} E_r = \dfrac{e_{l11}}{2r}\sqrt{\dfrac{3}{\pi}}\sin\theta\cos\varphi; \\ E_\varphi = -\dfrac{e_{g11}}{2r}\sqrt{\dfrac{3}{2\pi}}\sin\theta\cos\varphi; \\ E_\theta = \dfrac{1}{2r}\sqrt{\dfrac{3}{2\pi}}\left(e_{g11}\cos\theta\cos\varphi - e_{c11}\sin\varphi\right), \end{cases} \tag{16}$$

$$\begin{cases} H_r = \dfrac{h_{l11}}{2r}\sqrt{\dfrac{3}{\pi}}\sin\theta\sin\varphi; \\ H_\phi = \dfrac{1}{2r}\sqrt{\dfrac{3}{2\pi}}\left(h_{g11}\cos\varphi - h_{c11}\cos\theta\sin\varphi\right); \\ H_\theta = \dfrac{1}{2r}\sqrt{\dfrac{3}{2\pi}}\left(h_{g11}\cos\theta\sin\varphi + h_{c11}\cos\varphi\right). \end{cases} \tag{17}$$

Здесь

$$e_{l11} = \frac{ib_{11}}{\omega\varepsilon}\sqrt{\frac{\pi r}{k}}J_{\frac{3}{2}}(kr), \tag{18}$$

$$e_{g11} = \frac{ib_{11}}{\varepsilon\sqrt[4]{\mu_0}}\sqrt{\frac{\pi}{2\omega^3}}\left[\frac{1}{2\sqrt{r}\sqrt[4]{\varepsilon}}J_{\frac{3}{2}}(kr) - \frac{\sqrt{r}}{4\sqrt[4]{\varepsilon^5}}J_{\frac{3}{2}}(kr)\frac{d\varepsilon}{dr} + \frac{\sqrt{r}}{\sqrt[4]{\varepsilon}}k\left(J_{\frac{1}{2}}(kr) - \frac{3}{2kr}J_{\frac{3}{2}}(kr)\right)\right], \tag{19}$$

$$e_{c11} = a_{11}\sqrt{\frac{\pi r}{2k}}J_{\frac{3}{2}}(kr), \tag{20}$$

$$h_{l11} = -\frac{ia_{11}}{\omega\mu_0}\sqrt{\frac{\pi r}{k}}J_{\frac{3}{2}}(kr), \tag{21}$$

$$h_{g11} = -\frac{ia_{11}}{\omega\mu_0}\sqrt{\frac{\pi}{2}}\left[\frac{1}{2\sqrt{kr}}J_{\frac{3}{2}}(kr) - \frac{\omega}{4}\sqrt{\frac{r\mu_0}{k^3\varepsilon}}J_{\frac{3}{2}}(kr)\frac{d\varepsilon}{dr} + \sqrt{kr}\left(J_{\frac{1}{2}}(kr) - \frac{3}{2kr}J_{\frac{3}{2}}(kr)\right)\right], \tag{22}$$

$$h_{c11} = b_{11}\sqrt{\frac{\pi r}{2k}}J_{\frac{3}{2}}(kr), \tag{23}$$

$\dfrac{d\varepsilon}{dr}$ – вычисляется в каждом конкретном случае задания зависимости диэлектрической проницаемости от r;

$$\begin{gathered} a_{11} = -iE_0\sqrt{6\pi kk_1}\,\omega\mu_0\left(J_{\frac{1}{2}}(k_1R)H^1_{\frac{3}{2}}(k_1R) - H^1_{\frac{1}{2}}(k_1R)J_{\frac{3}{2}}(k_1R)\right)\times \\ \times\left\{k_1J_{\frac{3}{2}}(kR)H^1_{\frac{1}{2}}(k_1R) - kH^1_{\frac{3}{2}}(k_1R)J_{\frac{1}{2}}(kR) + \frac{3}{2\sqrt{a^3}}J_{\frac{3}{2}}(kR)H^1_{\frac{3}{2}}(k_1R)\left(\frac{1}{k} - \frac{1}{k_1}\right)\right\}^{-1}, \end{gathered} \tag{24}$$

$$b_{11}=-iE_0\omega\sqrt{\frac{6\pi Rk}{k_1}}\left[J_{\frac{1}{2}}\;k_1R\;H^{1}_{\frac{3}{2}}\;k_1R\;-H^{1}_{\frac{1}{2}}\;k_1R\;J_{\frac{3}{2}}\;k_1R\right]\times$$
$$\times\left\{\frac{1}{2\sqrt{R}}J_{\frac{3}{2}}\;kR\;H^{1}_{\frac{3}{2}}\;k_1R\;\left(\frac{1}{\varepsilon}-\frac{1}{\varepsilon_1}\right)+\sqrt{R}\left[\frac{k}{\varepsilon}J_{\frac{1}{2}}\;kR\;H^{1}_{\frac{3}{2}}\;k_1R\;-\right.\right. \tag{25}$$
$$\left.\left.-\frac{k_1}{\varepsilon_1}J_{\frac{3}{2}}\;kR\;H^{1}_{\frac{1}{2}}\;k_1R\;\right]+\frac{3}{2a}J_{\frac{3}{2}}\;kR\;H^{1}_{\frac{3}{2}}\;k_1R\;\left(\frac{1}{k_1\varepsilon_1}-\frac{1}{k\varepsilon}\right)\right\}^{-1}.$$

В рассмотренной выше задаче приведены окончательные формулы для расчета внутренних полей лишь для основной гармоники. Этого бывает достаточно практически во всех случаях. Однако если необходимо исследовать процессы, связанные с резонансными явлениями, используются результаты для гармоник с более высокими номерами. С этой целью в общие выражения необходимо подставить номера соответствующих гармоник и получить необходимые для расчетов поля.

Выводы. Выражение (16 – 25) позволяют исследовать распределение ЭМП внутри яиц грены шелкопряда и на основе распределения поля определить необходимые параметры поля для стимуляции биофизических процессов в яйцах шелкопряда.

Список литературы: **1.** Шовківніцтво / [В. *О. Головко* [та ін.]. – Харків: РВП «Оригинал», 1998. 416 с. **2.** *Парпиев, Б. А.* Влияние экологических факторов на физиологические процессы у тутового шелкопряда / *Б. А. Парпиев* // Труды среднеазиатского научно-исследовательского института. – Ташкент, 1976. – Т. 9. – С. 97 – 104. **3.** *Тучный, В. П.* Микроволновые технологии в современной структуре технологического процесса / *В. П. Тучный* // Сб. Микроволновые технологии в народном хозяйстве. Внедрение. Проблемы. Перспективы. – Одесса: ОКФА, 2000. – С. 6 – 12. **4.** *Никольский, В. В.* Электродинамика и распространение радиоволн / В. *В. Никольский, Т. И. Никольская.* – М.: Наука, 1989. – 543 с. **5.** *Кальницкий, Л. А.* Специальный курс высшей математики / *Л. А. Кальницкий, Д. А. Добротин, В. Ф. Жевержеев.* – М.: Высшая школа, 1976. – 389 с. **6.** *Тихонов, А. Н.* Уравнения математической физики / *А. Н. Тихонов, А. А. Самарский.* – М.: МГУ «Наука», 2004. – 798 с.

Поступила в редколлегию 20.11.2013

УДК 621.374

Анализ дифракции электромагнитного поля на неоднородной сфере яиц тутового шелкопряда/ Хандола О. Ю. // Вісник НТУ «ХПІ». Серія: Нові рішення в сучасних технологіях. – Х: НТУ «ХПІ», – 2013. - № 70 (1043). – С.190-195. – Бібліогр.:6 назв.

У даній статті представлені дослідження з розподілу електромагнітного поля всередині яєць шовкопряда, які представлені у вигляді неоднорідної сфери.

Ключові слова: крйвисокочастотний діапазон; яйця тутового шовкопряда; внутрішнє електромагнітне поле; неоднорідна сфера.

This article presents research on the distribution of the electromagnetic field inside the silkworm eggs, which are being considered as an objects in the form of an inhomogeneous spheres.

Keywords: extremely high range; silkworm eggs; internal electromagnetic field; uniform sphere.