

Інформаційні технології в медицині

УДК 531.1

И.В. Олейник¹, Л.А. Поспелов¹, О.И. Соловьёва²

¹ *Национальный технический университет "ХПИ", Харьков*

² *Харьковский университет Воздушных Сил имени Ивана Кожедуба, Харьков*

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНОЙ ГИПЕРТЕРМИИ

Изложен новый математический аппарат теории высокочастотных полей, излучаемых полосковой антенной, нагруженной электрически высокопрочным диэлектриком. Предложены граничные условия для напряжённости электрического поля на границе диэлектрика и сильно диссипативной среды, имитирующей тело пациента. Исследованы электромагнитные волны, распространяющиеся в теле пациента, после прохождения ими керамики.

Ключевые слова: *электромагнитное поле, электроды-аппликаторы, диэлектрическая проницаемость, оптимизированный алгоритм, адаптация.*

Введение

Последние два десятилетия в онкологической практике широкое применение находит высокочастотная (ВЧ) гипертермия, состоящая в нагреве опухоли электромагнитным полем до температур 43° – 45° С с экспозицией порядка 30 минут. Мощность для такой процедуры требуется порядка 1кВт. Высокочастотный диапазон выбирается из требования прогревания развитых опухолей глубокой локализации в организме пациента. На пути этого перспективного способа лечения (есть сведения о том, что эффект излечения – процент пятилетнего выживания пролеченных больных – может возрасти вдвое) возникла проблема ожогов подкожного жира и других органов, характеризующихся пониженной величиной диэлектрической проницаемости. Причина в том, что в качестве аппликаторов, в подавляющем большинстве случаев, используются ёмкостные электроды, создающие в центре аппликатора нормальные к телу пациента электрические поля. А такие поля, как известно, приводят к возникновению повышенной концентрации энергии в тканях с низкой диэлектрической проницаемостью. Поэтому весьма актуальным считается замена ёмкостных аппликаторов излучающими антеннами, например, полоскового типа, которые возбуждают в центре аппликатора тангенциальные электрические поля. А для таких полей все ткани обладают примерно одинаковой проницаемостью и поэтому они более безопасны в плане появления ожога в подкожном жиру и в других органах человека. Это обстоятельство стимулировало интенсивные исследования возможности создания полосковых антенн в качестве электродов-аппликаторов для ВЧ гипертермии. Однако на пути реализации антенн полоскового типа встала

проблема несовместимости размеров тела пациента и размеров эффективно работающих антенн, в диапазоне требуемых для эффективной гипертермии частот ВЧ диапазона. При этом проблема оказалась весьма трудно разрешимой. Удалось такие аппликаторы создать лишь на минимальную частоту порядка 434 МГц, на которой электрические поля проникают в тело пациента лишь на глубину не более 2 см. А требуется обеспечить эффективное проникновение на глубину порядка 12 – 14 см, для чего необходимы частоты от 6 МГц до 2 МГц. Понятно, что чисто конструктивными и исключительно технологическими средствами такую задачу решить невозможно. Поэтому нами была поставлена и решена задача углублённого исследования идеологических основ теории ВЧ гипертермии с целью выявления на этом пути резервов в преодолении сформулированной выше проблемы.

Были изучены и критически проанализированы все доступные литературные источники, в которых проводилась разработка теории полосковых антенн и техническая реализация получаемых при этом новых конструктивных возможностей. Наиболее перспективными для целей выполнения настоящей работы следует считать метод теории, изложенный в известной монографии Кинга, в которой методом функции Грина проведено обоснованное исследование двухполюсной четвертьволновой линейной антенны. Основное содержание этого исследования приходится на анализ распределения поверхностного тока на луче антенны. Метод теоретического анализа, примененный в этой работе, непосредственно не может быть применен для целей исследования полосковой антенны, являющейся объектом нашего исследования. Тем не менее, развитый в ней математический аппарат заслуживает детального изучения,

развития и применения для целей нашей работы. Полученные на этом пути достижения можно характеризовать как перспективное обобщение метода Кинга. Кинг сводит свой анализ к необходимости решения интегрального уравнения для поверхностного тока со следующим нахождением с помощью квадратур искомого поля антенны. Разработанная нами методика приводит к аналитическому решению задачи возбуждения поля антенной. Это решение имеет вид квадратур. При этом под интегралами, которые подлежат вычислению, стоят известные функции, а именно – образы Фурье от распределения напряженности электромагнитного поля на пластинах антенны и функции Грина в неограниченном пространстве и на лепестках антенны. То есть, получено общее точное аналитическое решение задачи, пригодное для широкого класса геометрий антенн.

На основе полученных решений был разработан оптимизированный алгоритм проведения гипертермической процедуры, программный механизм адаптации к этой процедуре результатов реальной приборной гипертермии и получен ряд других важных результатов теории высокочастотной гипертермии.

Анализ литературных источников. обстоятельный анализ поля линейной антенны выполнен в фундаментальной монографии [1]. В ней задача сведена к исследованию токов, возбуждаемых полем на поверхности проводника антенны. А через них уже – и к полю, возбуждаемому антенной в пространстве. Другими словами, в этой работе не было найдено прямой функциональной связи возбуждаемого поля с полем высокочастотного зазора антенны. Это усложнило математический формализм теории до такой степени, что применить его к более сложной геометрии антенны, например, для полосковой структуры, не было возможности.

Применительно к полосковой антенне теоретический анализ был проведен в работе [2]. Однако, в ней была использована устаревшая физическая идеология, не учитывающая специфику взаимодействия высокочастотного поля с телом пациента, что существенно уменьшило значение этой работы применительно к высокочастотному диапазону длин волн. Это обстоятельство, до некоторой степени, можно выявить на основе анализа результатов работы [3], в которой приведены и проанализированы исследования глубины проникновения поля в различные органы тела человека в процессе проведения высокочастотной гипертермической процедуры. В ней также приведены результаты исследования диэлектрической проницаемости и проводимости органов тела человека в широком диапазоне высокочастотных колебаний электромагнитных полей. И на основе этих результатов можно сделать вывод о том, что процесс взаимодействия с телом человека электромагнитных полей высокочастотного диапазона

длин волн обладает рядом важных особенностей, которые не были учтены в работе [2], что сделало эту работу мало интересной для ВЧ гипертермии. Оказалось [4], что использование указанных особенностей способно привести к весьма важным результатам как в теории ВЧ гипертермии, так и для практики разработки антенн – аппликаторов полоскового типа. Анализ этих возможностей проведен и в настоящей работе.

Цель работы. Целью работы является теоретическое исследование процесса высокочастотной гипертермии при заданных параметрах достаточно развитой опухоли, глубоко локализованной в теле пациента. Сюда входит определение и анализ распределения электромагнитного поля в теле пациента. Причём, для теоретического получения электромагнитного поля используется модель излучающей системы электродов в виде полосковой линии, а в качестве тела пациента – виртуальный частный фантом, электродинамические параметры которого совпадают с соответствующими параметрами тела пациента. Теоретически анализируется также процесс передачи электромагнитной энергии от поля к телу пациента. При этом учитывается специфика «охлаждения» нагретых участков тела кровотоком. На основе получаемых таким образом распределений тепловых и электромагнитных полей решается задача отыскания оптимального алгоритма проведения гипертермической процедуры. Условие оптимальности состоит в том, чтобы мощность ВЧ генератора и температуру хладагента на поверхности тела изменять так, чтобы обеспечить безболезненность и отсутствие теплового травматизма.

Материалы, методы и результаты исследований

Работа носит чисто теоретический характер. В качестве методов исследования используется как функциональный анализ, так и численный счёт (численный эксперимент). Аналитически получено распределение электромагнитного поля, создаваемое полосковой антенной. Полученное при этом решение имеет вид квадратур, выражающих связь возбужденного поля вне антенны с полем на поверхности лепестков антенны. Квадратуры имеют вид двойного преобразования Фурье. Для пространства вблизи оси симметрии антенны распределение поля представлено в виде простых тригонометрических зависимостей проекций поля от координат.

1. Общее решение для поля полосковой антенны

В теории гипертермии исходным для получения распределения тепловых полей в теле пациента является распределение электромагнитного поля, возбуждаемое тем или другим излучателем, например, полосковой антенной (ПА). Геометрия

ПА [2] характеризуется, в случае простейшей геометрии, высокочастотным зазором, который расположен в плоскости $z = 0$; $-h/2 \leq y \leq +h/2$; $-a \leq x \leq +a$ и излучаемыми лепестками, которые расположены в плоскости $z = 0$; $-h \leq y \leq +h/2$ (при их прямоугольной форме). К высокочастотному зазору примыкает резонатор, рассчитанный на возбуждение собственных колебаний на заданной частоте ω . Поле в высокочастотном зазоре считаем заданным следующими функциями $E_y = E_0 \cos_0 kx$; $E_x = 0$, где $k_0 = \omega \sqrt{\epsilon_0} / \sqrt{2}c$, c – скорость света в пустоте, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость керамики, которая покрывает плоским слоем толщиной h_0 в объеме $0 \leq z \leq h_0$ излучаемые лепестки и высокочастотный зазор. Известно, что вектор напряженности $\vec{E}(\vec{r})$ монохроматического поля связан с векторным потенциалом $\vec{A}(\vec{r})$ соотношением:

$$\vec{E} = \gamma \cdot \text{rot}(\text{rot}\vec{A}) = \gamma \cdot \partial / \partial t \times (\partial / \partial t \times \vec{A}(\vec{r})), \quad (1)$$

где \vec{r} – радиус-вектор произвольной точки, $\gamma = -i / \epsilon_0 \omega$; $i = \sqrt{-1}$.

Векторный потенциал \vec{A} в керамической накладке можно выразить через поверхностный ток, который течет по излучаемым лепесткам ПА, с помощью теоремы Грина:

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{1}{c} \iint \vec{j}(\vec{r}_0) \cdot G(\vec{R}) \cdot d\vec{r}_0, \quad (2)$$

где $G(\vec{R}) = e^{ik_0 R} / 4\pi R$ – функция Грина для пространства занятого диэлектриком с диэлектрической проницаемостью ϵ_0 ; $R = \sqrt{r^2 - r_0^2}$ – расстояние от точки \vec{r}_0 на поверхности лепестка до произвольной точки \vec{r} в керамике.

Применим дальше разложение вектора напряженности электрического поля и функции Грина в ряд Фурье по пространственным гармоникам:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi} \iiint \vec{E}(\vec{k}) \cdot e^{-i\vec{k}\vec{r}} \cdot d\vec{k}; \quad (3)$$

$$\vec{G}(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi} \iiint G(\vec{k}) \cdot e^{-i\vec{k}(\vec{r}-\vec{r}_0)} \cdot d\vec{k}, \quad (4)$$

и подставим эти выражения в соотношение (1), в которое перед этим подставим выражение (2). После проведения соответствующих преобразований с учетом обратного преобразования Фурье получим соотношение:

$$E(\vec{k}) = \gamma \cdot \left(\vec{k} \times \left(\vec{k} \times \left(\vec{j}(\vec{k}) \right) \right) \right) \cdot G(\vec{k}) e^{-ik_z z}, \quad (5)$$

$$\text{где } \vec{j}(\vec{k}) = \frac{1}{2\pi} \iint d\vec{r}_0 \cdot \vec{j}(\vec{r}_0) \cdot e^{+i\vec{k}\vec{r}_0}.$$

Волновое уравнение для напряженности электрического поля ведет к дисперсионному соотноше-

нию, которое для пространства, занятого керамикой, имеет вид: $k^2 = k_0^2$. С учетом соотношения $k^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2$ получаем значение величины

$$k_z^2 = k_0^2 - k_x^2 - k_y^2. \quad (6)$$

Раскладывая напряженность электрического поля и функцию Грина в ряд Фурье на плоскости идеально проводящих лепестков, получаем выражение:

$$(\vec{k} \times \vec{j}(\vec{k})) = (\vec{k} \times \vec{E}_0) / \gamma G_0(\vec{k}), \quad (7)$$

где $\vec{E}_0(\vec{k})$ – образ Фурье от распределения напряженности поля в плоскости $z = 0$; $G_0(\vec{R})$ – образ Фурье от функции Грина для точек, которые лежат в этой же плоскости. Распределение же $\vec{E}_0(\vec{k})$ можно считать известным, поскольку оно может быть найдено как образ Фурье от функций, заданных соответствующими соотношениями для вектора $\vec{E}_0(\vec{r})$. Подставляя далее величину (7) в соотношение (5), получим выражение для спектра пространственных гармоник искомого вектора напряженности электрического поля:

$$\vec{E}(\vec{k}) = \vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}_0(\vec{k})) e^{-ik_z z} / \gamma G_0(\vec{k}). \quad (8)$$

Подстановка этого выражения $\vec{E}(\vec{k})$ в соотношение (3) делает известным и величину вектора $\vec{E}(\vec{r})$ [3]:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi k_0^4} \iiint d\vec{k} \cdot (\vec{k} \times (\vec{k} \times \vec{E}_0(\vec{k}))) \cdot \frac{G(\vec{k})}{G_0(\vec{k})} \cdot e^{-i\vec{k}\vec{r}}.$$

Итак, задача поиска распределения поле сведена к табулированию заданных выражений путем численного счета соответствующих кратных интегралов Фурье от известных функций.

В области диссипативных тканей ($z \geq h_0$) диэлектрическая проницаемость имеет комплексный характер: $\epsilon = \epsilon' + i\epsilon''$.

Для частот излучения, которые вызывают интерес для глубинной гипертермии, оценка величины диэлектрической проницаемости дает следующие значения $\epsilon' \approx 10^2$; $(\epsilon'' / \epsilon')^2 \gg 1$. Следствием этих оценок являются следующие известные формулы для длины волны λ и глубины кончины-пласта δ плоской электромагнитной волны $\lambda = \sqrt{2}c / \omega\epsilon''$; $\delta / \lambda = 1 / 2\pi \ll 1$.

На их основе можно сделать вывод о том, что фаза плоской волны излучения на расстоянии порядка глубины скин-слоя не успевает существенно образом измениться. А это означает, что в выражении $\vec{E} = -\nabla\phi - 1/c \partial \vec{A} / \partial t$ вторым слагаемым можно пренебречь, поскольку оно существенно меньше первого. Итак, в этом (псевдостатическом) приближении справедливо соотношение $\vec{E} = -\nabla\phi$, как и в

квазистатистическом приближении. Тогда для скалярного потенциала $\varphi = \varphi' + i\varphi''$, будет справедливо следующее уравнение $\Delta\varphi + i\varepsilon''\varphi = 0$. Соответственно, для действительной и мнимой части потенциала будут справедливы следующие уравнения [4]:

$$\Delta^2\varphi' = \varepsilon''^2\varphi'; \quad (9)$$

$$\varphi'' = -\Delta\varphi' / \varepsilon''. \quad (10)$$

Граничные условия для напряженности электромагнитного поля $\vec{E} = \vec{E}' + i\vec{E}''$ при переходе из керамики (не диссипативной среды) в сильно диссипативную среду (тело пациента) будут иметь вид:

$$\varepsilon_0 \vec{E}'_{1n} = (\varepsilon' + \varepsilon'') \cdot \vec{E}'_{2n}, \quad (11)$$

где индекс n означает, что соответствующая величина представляет нормальную к плоской границе разделения сред составляющую вектора напряженности поля. При выполнении этого условия, электромагнитная волна станет удовлетворять уравнением (9) и (10), что приведет к выполнению следующего дисперсионного соотношения:

$$k_z = i\bar{k} \cos \phi + \bar{k} \sin \phi, \quad (12)$$

где $\bar{k}^2 = \sqrt{k_\tau^4 + \varepsilon''^2}$; $\phi = \arctg(\varepsilon''/k_\tau^2)$. Индекс τ обозначает тангенциальную относительно границы разделения сред составляющую вектора \bar{k} .

Таким образом, задача отыскания поля сведена к нахождению спектра поперечных гармоник в керамике и в диссипативной среде и к определению волнового числа, которое характеризует распространение излучения в этих средах.

2. Качественный анализ поля ИЭА

Из вида выражения для продольного волнового числа можно сделать вывод, какая наименьшая скорость изменения поля вдоль оси Oz будет при условии $k_\tau \approx k_0$.

Учитывая то, что $k_\tau^2 \approx k_x^2 + k_y^2$, а условие резонансных размеров лепестков имеет вид $k_y a \approx k_x a \approx \frac{\pi}{2}$, то компоненты волнового вектора могут быть оценены соотношением:

$$k_y \approx k_x \approx \frac{k_0}{2}. \quad (13)$$

С учетом этих оценок, зависимость поля от поперечных координат можно представить в виде

$\vec{E} \approx \vec{E}_0 \cdot e^{-i\frac{k_0}{2}\vec{r}}$, где вектор \vec{k}_0 имеет проекции, которые заданы соотношением (1). Например, поперечная проекция поля в керамике будет:

$$E_y = E_0 \cdot f(z) \cdot \cos \frac{k_0}{2} x \cdot \cos \frac{k_0}{2} y, \quad (14)$$

поскольку она достигает максимума в центре зазора и спадает к нулю на краях лепестков.

Зависимость поперечной составляющей поля сохранится при переходе его из керамики в диссипативную среду (тело пациента). Но в диссипативной среде справедливо псевдостатистическое приближение, соответственно которому поле

$$\vec{E} = -\text{grad}\phi, \quad (15)$$

где ϕ – потенциал электрического поля.

Потенциал электрического поля ϕ для рассмотренной задачи, можно найти, используя соотношение (15) и записав его в виде $E_y = -\frac{\partial}{\partial y}\phi$.

В результате получим:

$$\phi = +\frac{2E_0}{k_0} f(z) \cdot \cos \frac{k_0}{2} x \cdot \sin \frac{k_0}{2} y. \quad (16)$$

Учитывая то, что $E_x = -\frac{\partial}{\partial x}\phi$, с использованием соотношения (4) имеем:

$$E_x = -E_0 \cdot f(z) \cdot \sin \frac{k_0}{2} x \cdot \sin \frac{k_0}{2} y. \quad (17)$$

Продольную (вдоль оси Oz) составляющую поля получаем аналогичным образом:

$$E_z = +E_0 \cdot \frac{\partial}{\partial z} f(z) \cdot \sin \frac{k_0}{2} x \cdot \cos \frac{k_0}{2} y. \quad (18)$$

Зависимость поля от координаты z в диссипативной среде известна:

$$\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}(\vec{r})_{z=h} \cdot e^{-i\hat{k}_z z}, \quad (19)$$

где

$$\hat{k}_z = \sqrt{k_0^4 + \varepsilon''^2}. \quad (20)$$

Учитывая то, что E_z достигает максимума при $z = 0$ и слабо изменяется в пластине керамики (в силу малой его толщины), на основе соотношения (19) можно считать, что

$$\frac{\partial}{\partial z} f(z) \approx \cos \hat{k}_z z. \quad (21)$$

Таким образом,

$$E_z = +\frac{E_0}{k_z} \cdot \cos \hat{k}_z z \cdot \sin \frac{k_0}{2} x \cdot \cos \frac{k_0}{2} y. \quad (22)$$

Из выражения (9) следует:

$$f(z) \approx \frac{1}{k_z} \sin \hat{k}_z z. \quad (23)$$

Подставляя (23) в (14) и (17), получаем окончательно:

$$E_y = \frac{E_0}{k_z} \cdot \sin \hat{k}_z z \cdot \cos \frac{k_0}{2} x \cdot \cos \frac{k_0}{2} y; \quad (24)$$

$$E_x = -\frac{E_0}{k_z} \cdot \sin \hat{k}_z z \cdot \sin \frac{k_0}{2} x \cdot \sin \frac{k_0}{2} y. \quad (25)$$

Таким образом, используя единую (нижнюю) пространственную гармонику, удастся получить распределение всех трех проекций вектора напряженности электрического поля в явном аналитиче-

ском виде. Из этих зависимостей можно сделать вывод о том, что продольная E_x и нормальная E_z составляющие поля отсутствуют на зазоре и достигают максимума на краю лепестка – каждая в своем секторе. Продольная же составляющая априори максимальна в центре зазора и спадает к нулю к краям лепестков. Понятный и целиком обоснованный ход зависимостей проекций поля вдоль оси Oz .

Но из физических соображений все компоненты поля должны обращаться в ноль на краю лепестка. Это не выполняется для продольной E_x и ортогональной E_z составляющих поля. Видимо, этот эффект обеспечивается высшими пространственными гармониками, которые на этом этапе исследования пока не учитывались.

3. Численное моделирование поля ИЭА

Численное моделирование распространения поля в теле пациента было проведено для различных модификаций излучающих электродов. Полученные результаты позволили решить ряд принципиальных теоретических задач. Так, были получены закономерности распределения компонент поля в зависимости от параметров излучателя (толщины пластин, диэлектрической проницаемости керамики, покрывающей пластины, ширины излучающей щели, сопротивления нагрузки и т.п.). Исследовано пространственное распределение пространственных компонент электрической составляющей ВЧ поля электрода-аппликатора. Разработан критерий оптимизации параметров излучателя для характерных электрофизических свойств мышечной ткани. Получено пространственное распределение мощности тепловыделения в теле пациента при оптимальной конструкции электрода.

Вместе с тем, для проверки адекватности разработанных моделей реальному электроду, требуется сравнение полученных численных результатов с экспериментальными данными. При наличии такого соответствия можно будет оценить точность моделирования и для других конструкций электродов, свойства которых анализируются с помощью разработанной модели. В настоящем разделе описана методика проведения такого сравнения и проанализированы его результаты.

4. Сравнение результатов эксперимента и численного моделирования

Экспериментальная установка, описанная в работе [5], позволяет измерять в напряженность отдельных пространственных компонент электрической составляющей ВЧ-поля в среде фантома в заранее заданных точках. Сканирование в плоскости $z = \text{const}$ проводилось на различных высотах. Так как шаг сканирования остается постоянным по обеим координатам, то в результате полученные значения соответствуют узлам прямоугольной сетки.

Численная модель позволяет рассчитать пространственное (трехмерное) распределение ВЧ поля и вывести в виде данных расчета значения компонент поля в заданном наборе точек плоскости. Это связано с особенностями алгоритма разбиения объема на конечные элементы и их формой.

Таким образом, для сравнения данных экспериментальных исследований и результатов расчета потребовалось приведение данных к эквивалентным форматам. Кроме того, было проведено необходимое сглаживание распределений численного счета и экспериментальных данных. Параметры сглаживания задавались на основании оценки шумов и степени детализации конечно-элементного разбиения.

В качестве исходных параметров в модель были заложены геометрические размеры экспериментальной установки, излучателя, его электрофизические параметры и параметры фантомной среды. Проводилось сравнение пространственного распределения отдельных компонент поля. В связи с характером представления данных измерений (значения компонент поля даны в относительных единицах) проводилось сравнение формы распределений, с приведением амплитуд к единому масштабу величин. Кроме того, данные численного моделирования взяты по модулю, что соответствует методике проводимых измерений. Сравнение проводилось на различных удалениях приёмной антенны от плоскости излучающих лепестков ИЭА. Далее в качестве иллюстрации полученных результатов приведены лишь характерные графики распределений на одной из высот.

Настоящий раздел посвящен анализу результатов экспериментального исследования ИЭА, описанного в работе [5]. Этот электрод-аппликатор рассчитан на работу в диапазоне частот порядка 60 МГц. Он выполнен на основе использования одного и того же типа керамического покрытия как возбуждающего резонатора, так и излучающих лепестков. Керамика характеризуется значением диэлектрической проницаемости, равным 1000.

Сравнение рассчитанных и измеренных значений X компоненты напряжённости поля приведено ниже на рис. 1 и 2.

Сравнительный анализ распределения X компоненты показывает качественное соответствие распределений и совпадение их геометрических характеристик. Отличия в форме максимумов и минимумов распределений (для экспериментальных данных они оказались более сглаженными) объясняется, как и в предыдущем случае, свойствами измерительного датчика. Таким образом, можно считать, что в пределах погрешностей измерений (вполне приемлемых для практики) данные сравнительного анализа также совпадают.

Аналогичные результаты получены для остальных проекций поля.

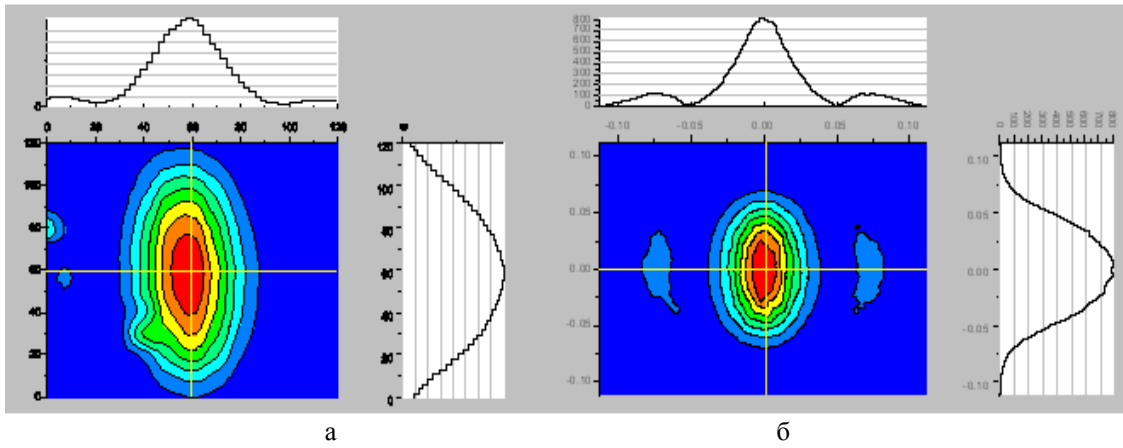


Рис. 1. а – распределение X компоненты поля на основании экспериментальных данных на глубине 20 мм от поверхности электрода в фантомной среде и профили распределения в характерных сечениях; б – то же на основании данных численного моделирования

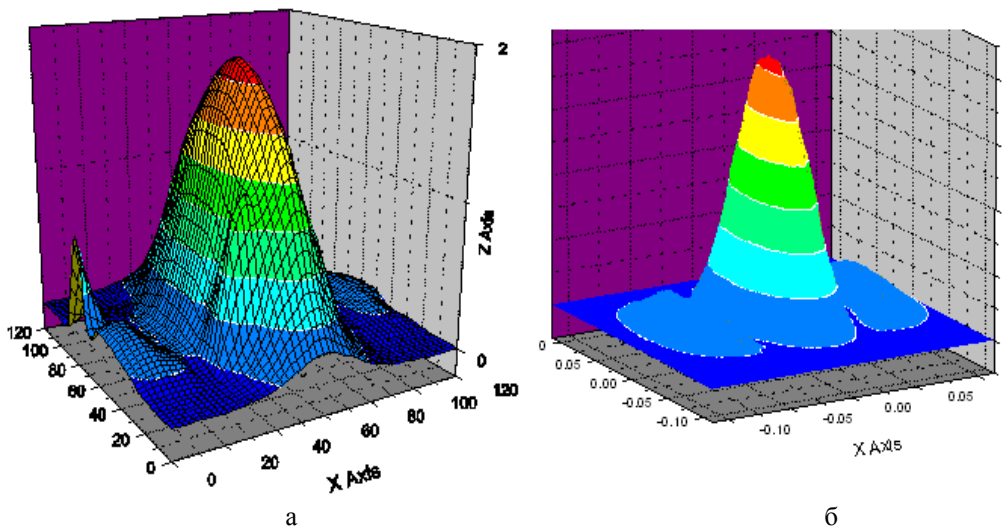


Рис. 2. а – распределение X компоненты поля на основании экспериментальных данных на глубине 20 мм от поверхности электрода в фантомной среде (аксонометрическая проекция); б – то же на основании данных численного моделирования

5. Построение оптимального алгоритма гипертермической процедуры

Основой для построения алгоритма управления гипертермической процедурой является решение задачи распространения электромагнитных и тепловых полей в одной из возможных моделей тела пациента. В настоящей работе использована семи-слойная модель: по два плоских слоя кожного покрова и жирового подкожного жира, мышечная (хорошо снабжённая кровью ткань) и эллипсоидальная опухоль. Исходными данными для этой задачи являются значения диэлектрической проницаемости и проводимости тканей и их теплофизические свойства, значения кровотока и активности метаболизма в них, а также функции объёмного тепловыделения, получаемые из решения электродинамической части задачи. В этой модели учтено свойство нелинейной зависимости кровотока от температуры. В такой постановке численным методом была решена задача распространения тепловых и электромагнитных полей в теле пациента. На её основе методом много-

кратной прогонки задачи были учтены условия, следующие из медико-технических требований, и построен алгоритм проведения гипертермической процедуры. В результате были получены следующие важные для ёмкостной гипертермии выводы, проверенные на фантомном эксперименте:

- использованная упрощённая модель даёт качественно правильное описание распространения тепловых и электромагнитных полей в теле пациента при использовании частот поля от 1,5 МГц до 27 МГц;
- ёмкостная гипертермия эффективна при толщине подкожного жира не более 2,5 – 3,0 см;
- перегрев ростковой зоны опухоли обеспечивается растеканием тепла из перегретой некротической области;
- перегрев здоровых мышечных тканей исключается нелинейной зависимостью кровотока в них от температуры;
- концентрация ВЧ энергии и требуемый перегрев опухоли достигается за счёт биофизических отличий её от окружающих тканей.

На основе разработанных моделей и с использованием теоретического аппарата теории установлен оптимальный алгоритм лечебной процедуры, включающий в себя расчёт частот поля, размеров

электродов и содержащий в себе закон изменения мощности генератора и температуры поверхности тела пациента, через которую вводится излучение.

Результаты вычислений приведены на рис. 3.

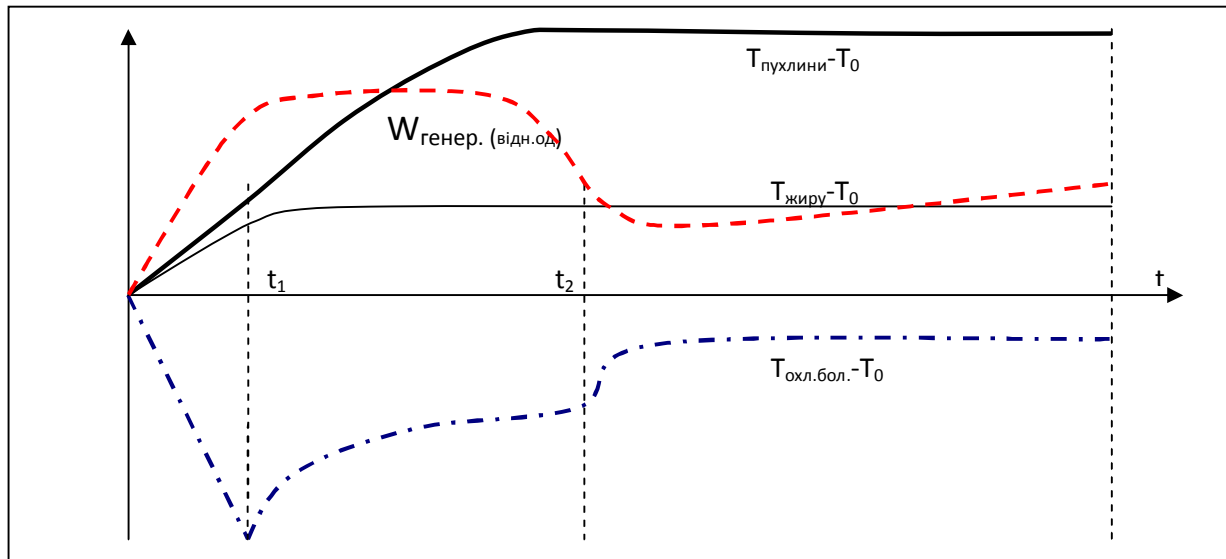


Рис. 3. Оптимизированный алгоритм управления гипертермической процедурой:
 а – рекомендуемый закон изменения мощности ВЧ генератора – пунктирная кривая;
 б – закон изменения температуры хладагента – штрихпунктирная кривая;
 в – температура в заданной точке опухоли – сплошная жирная кривая
 г – температура в центре подкожного жира – сплошная тонкая кривая

Проведенные фантомные эксперименты оказались в качественном согласии с результатами теоретических исследований. Однако, в ряде случаев температура в контрольной точке нагреваемой ткани опухоли начинала неконтролируемо отходить от ожидаемой теоретической кривой в рис. 3. Это объяснялось недостаточной точностью модели тела пациента, принятой за основу расчётов. Для устранения этого расхождения потребовалась разработка механизма адаптации алгоритма управления мощностью генератора, корректирующего зависимость а рис. 3 так, чтобы требуемая зависимость температуры, определяемая кривой в рис. 3 выполнялась достаточно точно. Для этих целей была проведена разработка соответствующей методики адаптации, описанию которой посвящен следующий раздел.

6. Методика адаптации практической гипертермии к результатам теории

Программа расчета оптимального режима гипертермии в качестве входных данных использует:

- Данные томографического обследования пациента (антропометрические параметры).
- Данные электромагнитных и теплофизических параметров тканей (справочные).
- Медико-технические требования к процедуре (критические значения и темп роста температур в здоровых тканях и в опухолевой зоне).

На выходе программа выдает необходимые значения частоты поля f и диаметры электродов d_1 и

d_2 , а также значения суммарной мощности генератора ВЧ излучения, поглощаемой в теле пациента, и рассчитанные значения температур в критических точках с интервалом 10 сек. Результаты оптимизации записываются и сохраняются на отдельном носителе информации.

Критерий оптимальности – минимальное время выхода на стационарный режим процедуры.

Текущий контроль температуры проводится в следующих точках:

- 1, 5 – температура в слоях жировой ткани на расстоянии 1 – 2 мм от границы с мышечной тканью напротив края электрода;
- 2, 4 – температура на границе между ростковой зоны опухоли и здоровой тканью;
- 3 – температура в центре некротической зоны опухоли;
- А, В – охлаждающие болюсы.

С интервалом 10 секунд происходит выключение генератора на 1 секунду для проведения термометрии. Полученные значения T_1, T_5, T_A, T_B сравниваются с заданными в файле оптимального режима. При отклонении T_n (измеренная температура) от T_p (расчётная) производится коррекция мощности генератора по следующему алгоритму:

$$P_1 = P_1^{\text{расч}} \cdot \frac{\Delta T_1^{\text{изм}}}{\Delta T_1^{\text{расч}}} = P_1^{\text{расч}} \cdot k_1; P_2 = P_2^{\text{расч}} \cdot k_2; \dots;$$

$$P_i = P_i^{\text{расч}} \cdot k_i,$$

где $\Delta T_1^{\text{расч}} = T_1^{\text{расч}} - T_0$; ($T_0 = 37^\circ\text{C}$ – начальная температура); $\Delta T_1^{\text{измч}} = T_1^{\text{измч}} - T_0$.

В том случае, когда расчетные температуры в точках 1 и 5 отличаются друг от друга (различные толщины жира), корректировка проводится с учетом большей из них. При достижении условия того, что температура, измеренная в точках 2 и 4, превышает критическую, а $T_3 > T_2$, $T_3 > T_4$, (максимум температуры в некротической зоне) происходит переход на стационарный режим проведения процедуры (в соответствии с файлом данных). При этом проводится корректировка мощности по аналогичному алгоритму с учетом отклонения измеренных в точках 2 и 4 температур от расчетных (выбирается среднее значение температур T_2 и T_4 при их несоответствии).

Изменение температуры болюсов (T_A и T_B) производится по линейному закону:

– на первом этапе нестационарного режима со скоростью $1^\circ\text{C}/\text{мин}$ уменьшение температуры;

– на стационарном этапе со скоростью $0,5^\circ\text{C}/\text{мин}$ нагрев до заданных в файле значений $T_{\text{бол.стан. 1}}$ и $T_{\text{бол. стан. 2}}$;

– в дальнейшем до окончания процедуры это значение поддерживается постоянным.

Таким образом, предложенный алгоритм обеспечивает создание в заданной точке задаваемого заранее закона изменения температуры. Экспериментальное исследование этого алгоритма на комплексе «Экстратерм-XXI» с использованием в качестве нагрузки частного фантома полностью подтвердило эти прогнозы.

Выводы

1. Найдено распределение высокочастотного поля полосковой антенны как точное решение уравнений Максвелла в виде квадратур от известных функций и проведен качественный анализ этого решения в виде распределения отдельных проекций поля вдоль излучающих лепестков в окрестности центра высокочастотного зазора.

2. Введено новое в теории электромагнитного поля псевдостатическое приближение, позволившее

свести уравнения Максвелла к одному новому упрощенному уравнению четвертого порядка в частных производных для распределения поля в сильно диссипативной среде, имитирующей тело человека.

3. С использованием псевдостатического приближения для описания полей выведено новое граничное условие для границы между диэлектриком и телом пациента, составившее новую идеологическую основу для разработки перспективных электродов – аппликаторов полоскового типа для проведения высокочастотной гипертермии.

4. Методом численного счёта получено распределение напряжённости высокочастотного электрического поля, возбуждаемого излучающим электродом – излучателем полоскового типа в среде, имитирующей тело пациента, удовлетворительно согласующееся с результатами эксперимента.

5. На основе численного эксперимента разработан оптимизированный алгоритм проведения гипертермической процедуры.

6. Разработана методика адаптации натурной гипертермической процедуры к требуемому теорией оптимизированному алгоритму.

Список литературы

1. Кинг Р. Антенны в материальных средах / Р. Кинг, Г. Смит. – М.: Мир, 1984.
2. Tatsuoltoh, Wolfgang Menzel. A Full-Wave Analysis Method for Open Microstrip Structures // IEEE TAP, 29, No. 1, 1981.
3. Johnson C.C. Nonionizing Electromagnetic Wave Effects in Biological Materials and Systems / C.C. Johnson, A.W. Guy // Proceeding of IEEE. – 1972. – Vol. 60, no. 6. – P. 692-720.
4. Поспелов Л.А. Разработка основ теории излучательного аппликатора для ВЧ-гипертермии / Л.А. Поспелов // НТУ «ХПИ», Технічна електродинаміка Ч.2. 2012. – С. 175-179.
5. Технічне забезпечення експериментального дослідження випромінюючого електрода – аплікатора для ВЧ гіпертермії / Л.А. Поспелов, Е.І. Сокол та ін. // НТУ «ХПИ», Технічна електродинаміка. – 2010. – ч.2. – 14 с.

Поступила в редколлегию 19.12.2014

Рецензент: д-р физ.-мат. наук, проф. С.В. Смеляков, Харьковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба, Харьков.

ТЕОРЕТИЧНЕ ДОСЛІДЖЕННЯ ВИСОКОЧАСТОТНОЇ ГІПЕРТЕРМІЇ

І.В. Олейник, Л.А. Поспелов, О.І. Соловйова

Викладений новий математичний апарат теорії високочастотних полів, що випромінюються полоскової антеною, навантаженою електрично високооміною керамікою. Запропоновані і досліджені граничні умови для напруженості електричного поля на кордоні кераміки і сильно диссипативного середовища, що імітує тіло пацієнта. Досліджені електромагнітні хвилі, що поширюються в тілі пацієнта, після проходження ними кераміки.

Ключові слова: електромагнітне поле, електроди-аплікатори, діелектрична проникність, оптимізований алгоритм, адаптація.

THEORETICAL RESEARCH OF HIGH-FREQUENCY GIPERTERMIA

I.V. Oleynik, L.A. Pospelov, O.I. Solov'eva

The new mathematical vehicle of theory of the high-frequency fields, radiated Strip aerial, ceramics with grit inductivity goaded electric is expounded. Offered scope terms for tension of the electric field on the border of ceramics and strongly dissipative environment, imitating the body of patient. Electromagnetic waves, spreading in the body of patient, are investigational, after passing by them ceramics.

Keywords: electromagnetic field, poles-applicators, inductivity, optimized algorithm, adaptation.