РАЗДЕЛ XV. МЕДИЦИНА

Аксёнов В.В.

Несилловые электромагнитные поля в экспериментах

*Институт вычислительной математики и математической геофизики СО РАН
(Россия, Новосибирск)*

doi: 10.18411/sr-10-02-2019-57

idsp: sciencerussia-10-02-2019-57

Аннотация

В статье предложен обзор проявлений несилловых электромагнитных полей в различных экспериментах, встречающихся как в лабораторной практике и технике, так и в природных явлениях на Земле. Приведено физико-математическое обоснование возникновения несилловых электромагнитных полей в природе и лабораторной практике. Обоснованы и объяснены некоторые давно известные эксперименты с электромагнитными полями.

Ключевые слова: несилловые электромагнитные поля, природа несилловых ЭМП, лабораторная практика.

1. Введение

Термин несилловые магнитные поля был впервые введён в научный оборот С. Чандрасекаром в 1956 г., исходя из известной формулы для силы Лоренца [1]. В Максвелловской электродинамике сила Лоренца определяется выражением:

$$\mathbf{F} = [j \times \mathbf{B}] > 0. \quad (1)$$

Формула (1) указывает на силовой характер магнитного поля. Присутствие силы Лоренца в магнитных полях и экспериментах с ними в технической электродинамике многократно подтверждено.

С. Чандрасекар в [1] предположил, что могут быть такие магнитные поля, сила Лоренца в которых равна нулю:

$$\bar{\mathbf{F}} = [j \times \mathbf{B}] = 0. \quad (2)$$

Формула (2) предполагает существование таких электрических токов и таких магнитных полей, для которых формула (2) выполняется.

После работ С. Чандрасекара появилось большое количество теоретических научных работ, библиография которых приведена в монографиях Г. Моффата [2], Ю. Паркера [3], Е.Г. Марша [4] и многих других. В этих работах было показано, что кроме обычных силовых магнитных полей, известных со времён Герца, Максвелла, Лоренца и др. в природе могут существовать ещё и несилловые (non-force) тороидальные (двухкомпонентные) магнитные поля [1, 5].

В тоже время Т. Кауллингом в [6] была доказана «теорема» о невозможности возбуждения несилловых магнитных полей электрическими токами, сосредоточенными в плоских и цилиндрических областях и на таких же поверхностях.

Ю. Паркером в семидесятых годах прошлого века была опубликована двухтомная монография, в которой была развита теория космических магнитных полей, и в которой несилловые магнитные поля возбуждались не электрическими токами, а силовым магнитным полем по формуле, аналогичной формуле для скорости в гидродинамике $\nabla \times \mathbf{V} = k\mathbf{V}$, а именно [3]:

$$\nabla \times \mathbf{H} = k\mathbf{H}, \quad (3)$$

где $k[\frac{1}{\text{м}}]$ – размерный коэффициент.

Это позволило Ю. Паркеру отказаться от первого уравнения Максвелла $\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{j}$, а тороидальные несиловые и полоидальные силовые магнитные поля в космической электродинамике Ю. Паркера возбуждались за счёт турбулентности в магнитных полях из-за большого магнитного числа Рейнольдса в космосе $R_{em} \approx 10^{17}$, конвекции и неравномерного вращения космических объектов.

Необходимая для возбуждения несилового магнитного поля турбулентность по Ю. Паркеру и конвекция автоматически были перенесены в теорию динамо-возбуждения земного магнитного поля. После чего появилась большая серия теоретических работ физиков и геофизиков по земному магнетизму, хотя и не подтверждённых экспериментально данными МГГ и всемирной магнитной съёмкой.

Тем не менее формула (2) всё-таки требует указать электрические токи и магнитные поля, для которых формула (2) выполняется, несмотря на запретную теорему Т. Кауллинга [6].

Для естественного электромагнитного поля (ЭМП) (для главного геомагнитного поля (ГГП) и его вариаций), согласно [5], справедливо уравнение:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{1}{\sigma \mu} \Delta \mathbf{B} - \nabla \times [\mathbf{V} \times \mathbf{B}]. \quad (4)$$

Это уравнение справедливо из-за малых значений магнитного числа Рейнольдса на Земле $R_{em} \approx 10^3 \div 10^5$ [3, 13]. Формула (4) предполагает наличие в ЭМП Земли не только диффузионных и индукционных электромагнитных полей, но и гидромагнитных ЭМП. Гидромагнитные эффекты на Земле в естественном электромагнитном поле зафиксированы экспериментально [7 – 9]. Поэтому решение проблемы существования таких электрических токов и таких магнитных полей, для которых справедлива формула (2) на Земле, имеет положительную перспективу. Хотя экспериментального подтверждения в лабораторных экспериментах существования несиловых электромагнитных полей по Ю. Паркеру пока не состоялось [12, 16].

2. Определение несиловых и силовых электромагнитных полей

В работах [5, 10, 11] доказаны ряд важных теорем для понимания природы и свойств несиловых и силовых ЭМП. Главное, что доказано в этих работах состоит в том, что можно определить несиловые и силовые ЭМП, исходя из всюду верной нулевой дивергенции напряжённости магнитного поля из-за отсутствия магнитных зарядов:

$$\nabla \cdot \mathbf{H} = 0, \quad \mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}, \quad \mathbf{A} = (Q\mathbf{r}) + \nabla \times (Q\mathbf{r}). \quad (5)$$

Здесь Q – скалярная функция трёх (или четырёх при $t > 0$) переменных. Формулы (5) позволяют определить электромагнитные поля следующим образом [5, 10]:

$\mathbf{H}_T = \nabla \times (Q\mathbf{r})$ – тороидальное двухкомпонентное несиловое магнитное поле,

$\mathbf{H}_P = \nabla \times \nabla \times (Q\mathbf{r})$ – полоидальное силовое магнитное поле,

$\mathbf{E}_T = -i\omega\mu\nabla \times (Q\mathbf{r})$ – двухкомпонентное силовое тороидальное переменное электрическое поле,

$\mathbf{E}_P = \frac{1}{\sigma} \nabla \nabla \cdot (Q\mathbf{r})$ – несиловое полоидальное электрическое поле.

Здесь σ – удельная проводимость в области определения $\mathbf{E}_P$, ω – круговая частота переменного поля.

Эти определения позволяют доказать силовой характер электромагнитных полей $\mathbf{H}_P, \mathbf{E}_T$ и несиловой характер полей $\mathbf{H}_T, \mathbf{E}_P$. Кроме того, достаточно просто доказываемая справедливость формулы (2) в несиловых электромагнитных полях и только они отвечают формуле (2) [5, 10].

Силовая часть ЭМП (формула (1)):

$$\mathbf{F} = [\mathbf{j}_T \times \mathbf{B}_p] = [\sigma \mathbf{E}_T \times \mu \mathbf{H}_T] \neq 0,$$

$$\text{э.д.с.} = \oint_L (\mathbf{E}_T \cdot d\mathbf{l}) = \int_W (\nabla \times \mathbf{E}_T \cdot d\mathbf{s}) = -\mu \int_W \left(\frac{\partial \mathbf{H}_p}{\partial t} \cdot d\mathbf{s} \right) \neq 0.$$

Несиловая часть (формула (2)): (6)

$$\bar{\mathbf{F}} = [\mathbf{j}_T \times \mathbf{B}_T] = [\chi \mathbf{H}_T \cdot \mu \mathbf{H}_T] \equiv 0,$$

$$\text{э.д.с.} = \oint_L (\mathbf{E}_p \cdot d\mathbf{l}) = \int_W (\nabla \times \mathbf{E}_p \cdot d\mathbf{s}) \equiv 0.$$

В несилевой части сила Лоренца $\bar{\mathbf{F}}$ тождественно равна нулю из-за совпадения направления магнитных полей в векторном произведении. Константы χ и μ направления не изменяют. Э.д.с. равна нулю из-за определения $\mathbf{E}_p$ как градиента скаляра, равного дивергенции вектора ($\nabla \cdot \mathbf{r}$). Ротор градиента всегда равен нулю. В формуле (6) тороидальный электрический ток $\mathbf{j}_T$ есть следующая величина [5, 10]:

$$\mathbf{j}_T = \chi \mathbf{H}_T = \frac{\gamma}{\eta} \mathbf{H}_T = \sigma (\gamma \mu \mathbf{H}_T) = \sigma \mathbf{E}_T. \quad (7)$$

Здесь $\eta = \frac{1}{\sigma \mu}$ – магнитная вязкость, γ – скорость диффузии.

Уравнение для взаимной генерации магнитных полей, согласно [5, 10], есть:

$$\nabla \times \mathbf{H}_T = \mathbf{H}_p, \quad \nabla \times \mathbf{H}_p = \chi \mathbf{H}_T. \quad (8)$$

Здесь $\chi = \frac{\gamma}{\eta}$, γ – скорость диффузии, $\eta = \frac{1}{\sigma \mu}$ – магнитная вязкость при $t = 0$, в

переменном поле $\chi = (i\omega \mu \sigma)^{1/2}$ при $t > 0$, ω – круговая частота.

Выше перечисленные свойства несилевых и силовых электромагнитных полей позволяют найти для них эксперименты, в которых эти поля проявляют себя на Земле. Главное, что следует из формулы (7), состоит в том, что несилевые электромагнитные поля возбуждаются двухкомпонентным тороидальным током $\mathbf{j}_T$. Это позволяет для создания несилевых электромагнитных полей на Земле обойтись без введения (или создания) турбулентности или конвекции (из-за малых чисел Рейнольдса $R_{em} \approx 10^3 \div 10^5$). Есть возможность получить в эксперименте на Земле несилевое тороидальное магнитное поле от тороидального электрического тока $\mathbf{j}_T$, свойства которого при этом должны иметь особый характер, который обсудим ниже.

3. Наличие несилевых и силовых электромагнитных полей в экспериментах на Земле

Как известно на Земле были проведены глобальные эксперименты с ГГП и ЭМП в период двух международных геофизических годов (МГГ) 1933 и 1957/58 гг. и всемирной магнитной съёмки 1964/65 гг. Данные этих экспериментов опубликованы ИЗМИРАН и ЛОИЗМИРАН достаточно давно и общеизвестны. Автором разработана теория интерпретации этих данных с учётом существования в них несилевых и силовых магнитных полей [13]. Анализ данных всемирных съёмок по предложенной автором теории однозначно подтвердил существование в атмосфере Земли несилевых (по более ранней терминологии беспотенциальных) электромагнитных полей в атмосфере Земли. Этот факт однозначно подтверждает эксперименты в [7–9]. Поэтому проявление несилевых ЭМП на Земле в естественном электромагнитном поле позволяет утверждать имеющее место наличие в природе не только силовых по Лоренцу ЭМП, для которых $\mathbf{F} > 0$, э.д.с. $\neq 0$, но и несилевых ЭМП, для которых $\bar{\mathbf{F}} = 0$, э.д.с. $= 0$.

4. Источники несиловых электромагнитных полей

Выше было отмечено, что источником несилового магнитного поля являются двухкомпонентные тороидальные электрические токи. В работах [5, 10] доказана важнейшая для понимания источников несилового магнитного поля H_T и силового H_P теорема, утверждающая что:

Источником несилового H_T и силового H_P являются сферические тороидальные электрические токи, расположенные в сферических слоях или на сферических поверхностях.

Сферичность электрического тока j_T является неременным условием возбуждения H_T . Это условие позволяет обойти в том числе запретную теорему Т. Кауллинга [6]. В естественном электромагнитном поле электрические токи j_T располагаются в электрически однородном сферическом F-слое ядра Земли [14] или на сферической поверхности ионосферы [15]. В этих областях имеют место достаточно сильные электрические токи: в F-слое ядра Земли сила тока порядка 10^9 Ам, в ионосфере в источнике спокойных солнечно-суточных вариаций сила тока порядка 200 000 Ам [13]. Поэтому на поверхности Земли достаточно уверенно фиксируется напряжённость несилового магнитного поля H_T как в ГПП (до 10% напряжённости), так и в его длиннопериодных спокойных солнечно-суточных вариациях (в S_q -вариациях до 40% напряжённости) [13].

В лабораторных экспериментах на Земле, основанных на идее Ю. Паркера о возбуждении H_T в результате турбулентности, пока не зафиксировано появление несилового тороидального магнитного поля H_T [12]. Как нам представляется, эксперименты с созданием турбулентности с помощью турбулентного закручивания жидкого натрия или лития (как это было сделано в лабораторных экспериментах в Риге и в Варшаве в своё время) не дали результата из-за малых магнитных чисел Рейнольдса на Земле $R_{em} = l\sigma\mu|V| \approx 10^3 \div 10^5$ в связи с малыми $-l$ – [3, 13]. Эксперимент необходимо переориентировать на создание сферического тороидального двухкомпонентного электрического тока j_T , от которого можно уверенно зафиксировать появление несилового магнитного поля H_T в лабораторных условиях. Косвенным подтверждением этого может служить квантовый эффект, названный в своё время эффектом Ааронова-Бома, полученный в лабораторной практике [17].

5. Квантовый эффект Ааронова-Бома

В работе [10] подробно разобран эффект, возникающий в связи с пролётом заряженных частиц поперек бесконечно длинного соленоида с электрическим током, магнитное поле в котором, согласно Максвелловской электродинамике, сосредоточено внутри соленоида. Вне соленоида силовое магнитное поле отсутствует. Тем не менее заряженные частицы отклоняются от своей траектории, имеющей место при отключённом токе в соленоиде. Р. Фейнман в [17] объяснил это влиянием на поведение заряженных частиц вне соленоида действием векторного потенциала при включённом в соленоид токе.

Согласно формуле (5) и определениям, восходящим к формуле (5), векторный потенциал дуален [10]. В нём есть слагаемое $\nabla \times (Qr)$, которое как раз представляет несиловое магнитное поле $H_T = \nabla \times (Qr)$. В [10] доказано, что это поле как раз и отклоняет заряженные частицы вне соленоида, где оно и присутствует.

Поэтому объяснение эффекта Ааронова-Бома Р. Фейнманом в принципе верно, только не досказано до конца. А именно не досказано то, что векторный потенциал при определённых условиях может содержать в себе несиловое магнитное поле H_T , являясь одновременно и математической функцией за счёт первого слагаемого в (5), как это и считают математики. Данное проявление несилового магнитного поля в квантовой

электродинамике символично в том смысле, что доказывает наличие несилового магнитного поля H_T в лабораторной практике от электрического тока в соленоиде, минуя требование присутствия турбулентности, конвекции и неравномерного вращения объектов, как у Ю. Паркера.

6. Несиловое магнитное поле в токамаках и пробкотронах

Подробный обзор истории создания токамаков и их неудачах в воспроизведении термоядерной реакции в лабораторных условиях великолепно выполнен Э.А. Азизовым в [18]. В обзоре указано, что более 200 токамаков дали отрицательный результат, виновником которого названо неустойчивое поведение нагретой плазмы внутри «бублика» токамака. Исследование в [10] показывает, что проблема не в неустойчивости плазмы (она вторична), а в возникновении внутри «бублика» токамака и в «трубе» пробкотрона самогенерации магнитных полей по формуле (8). Это приводит к взрывной неустойчивости из-за появления в результате самогенерации, например, в «бублике» токамака, полоидального магнитного поля большой напряжённости и направленного к стенкам токамака по первой формуле из (8). Самогенерация возникает как в токамаках, так и в пробкотронах, когда в эти устройства вводится предварительно нагретая плазма. Тогда возникает необходимый для самогенерации множитель из второго слагаемого формулы (8) не равный нулю ($\chi \neq 0$) и теряется стационарность магнитного поля внутри устройств.

Единственный способ удержать токамаки и пробкотроны от возникающей в них самогенерации тороидальных и полоидальных магнитных полей это найти технические возможности непрерывно создавать полоидальное магнитное поле в *противофазе* возникающему при первом и последующих актах самовозбуждения. Из формулы (8) следует, что дополнительное полоидальное магнитное поле, снимающее (подавляющее) возникающее, должно быть направлено от стенок к центру плазменной струи. Такое магнитное поле как раз и будет в противофазе возникающему (формула (8)). Этот теоретический результат, выявляющий проявление несилового тороидального магнитного поля в токамаках и пробкотронах, ещё должен быть подтверждён экспериментально. Тем не менее этот теоретический результат, как нам представляется, выводит затянувшуюся на долгие десятилетия попытку получить термоядерный синтез в лабораторных условиях на новый уровень понимания поведения магнитных полей при попытке удержать нагретую плазму внутри предназначенных для этого технических устройств.

7. Возникновение несилового магнитного поля в конденсаторах

Подробное исследование проявления несилового магнитного поля в конденсаторах колебательных контуров изложено в [19]. Одна из основных проблем конденсаторов заключается в том, надо ли экранировать конденсаторы в связи с возникновением в них токов смещения, которые по мнению некоторых учёных должны создавать магнитное поле, как и токи проводимости, согласно первому уравнению Максвелла. Скептики на этот счёт придерживаются иного мнения. Они утверждают, что конденсаторы от магнитного поля экранировать не принято, значит его и нет. В работе [19] исследована эта ситуация и показано, что магнитное поле от токов смещения в конденсаторах есть, но оно *несиловое*. Поэтому это несиловое магнитное поле электрических токов в окружающих приборах не создаёт, согласно первой формуле из (8), и поэтому не принято экранировать конденсаторы от влияния несилового магнитного поля токов смещения. К тому же это поле достаточно мало [19] и ощутимо проявляет себя на достаточно высоких частотах.

8. Скин-эффект и несиловые магнитные поля

Проблема скин-эффекта в переменных магнитных полях весьма болезненно проявляется в геофизической разведке переменным магнитным полем при исследовании земных слоёв. Этот эффект не позволяет переменному магнитному полю проникать на глубину исследуемой области из-за наводимого первичным магнитным полем вторичных токов в среде, магнитное поле которых наводится в противофазе первичному. Поэтому оно «подрезает» проникновение первичного магнитного поля

внутри области. До сих пор эта проблема считалась неразрешимой. Тем не менее в [20] предложено для зондирования Земли переменным магнитным полем использовать несиловое магнитное поле, которое согласно уравнению $\nabla \times \mathbf{H}_T = \mathbf{H}_P$ (первая формула (8)) не подвержено скин-эффекту, так как не индуцирует вторичный электрический ток, а индуцирует силовое магнитное поле. Согласно [20] эффект от применения несилового $\mathbf{H}_T$ позволяет более чем в три раза увеличить глубину проникновения магнитного поля в исследуемую среду.

Источником, который позволяет создать $\mathbf{H}_T$, как выяснено выше, является тороидальный сферический электрический ток j_T или ток смещения. Необходимо только разработать технические источники такого магнитного поля. Первый опыт использования при зондировании Земли природного источника несилового магнитного поля, имеющего место в источнике спокойных солнечно-суточных вариаций земного магнитного поля, опубликован в [15].

9. Несиловое электрическое поле в краткосрочном прогнозе землетрясений

Из многочисленных публикаций геологов на тему краткосрочного прогноза землетрясений на Земле следует, что эта проблема не имеет научного обоснования или научных предложений её решения.

Наводящей информацией на тему краткосрочного прогноза для автора послужила работа [22] турецких исследователей, предложивших использовать для этого электрическое поле. Эксперименты с электрическим полем на небольших по амплитуде землетрясениях в Турции эти исследователи опубликовали на конференции сейсмологов в Италии [22].

Главное в чём следовало разобраться, какое электрическое поле необходимо использовать. Подробное исследование этого вопроса опубликовано в [21]. Согласно этому исследованию для краткосрочного прогноза наиболее подходит *несиловое электрическое поле*, записанное в последней строке определений после формулы (5). Вертикальная компонента этого электрического поля (E_z по более ранней терминологии) обязана перераспределению зарядов на бортах трещин, которые после образования полей трещиноватости и схлопывания этих полей в разрыв способствуют возникновению землетрясений [23].

Далее, изменения в E_z усиливаются на поверхности Земли разностью проводимостей верхнего слоя Земли и воздуха (согласно граничному условию для вертикальной к поверхности Земли компоненте из [21]), $\sigma_3 \gg \sigma_0$, где σ_3 – удельная проводимость верхнего слоя Земли, σ_0 – удельная проводимость приповерхностного слоя воздуха, равная примерно $10^{-14}(\text{Омм})^{-1}$. Подробное исследование этой проблемы приведено в [21] путём привлечения к исследованию уравнений теплоэлектромагнитоупругости, записанных не в константах Ламе, а в константах Работнова-Ломакина для трещиноватой среды. Компьютерное моделирование с помощью названных уравнений продемонстрировало возможность краткосрочного прогноза землетрясений путём мониторинга несиловой части электрического поля, а именно E_z компоненты этого поля.

10. Обобщённые уравнения электродинамики с учётом несиловых ЭМП

В работе [24] предпринята попытка записать общие для электродинамик Максвелла-Паркера-Моффата уравнения с учётом несиловой составляющей, найденной в природе и проявившей себя в лабораторных экспериментах за последнее время [1–24]. Общий вид этих уравнений следующий:

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H}_P &= \mathbf{j}_T + \mathbf{j}_T^{CT}, \quad \nabla \times \mathbf{H}_T = \mathbf{H}_P, \\ \nabla \times \mathbf{E}_T &= -\frac{\partial \mathbf{B}_P}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{E}_P = 0, \end{aligned} \quad (9)$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{H}_P, \mathbf{H}_T) = 0, \quad \nabla \cdot (\mathbf{E}_T, \mathbf{E}_P) = 0,$$

$$\mathbf{D}_{P,T} = \varepsilon \mathbf{E}_{P,T}, \quad \mathbf{B}_{P,T} = \mu \mathbf{H}_{P,T}.$$

В сферических координатах компоненты ЭМП, названные в (9), записываются следующим образом:

$$\begin{aligned} H_{P\theta} &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \frac{\partial}{\partial \theta} (Qr) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r A_\varphi, \quad H_{P\varphi} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} (Qr) = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} r A_\theta \\ H_{Pr} &= -\frac{1}{r^2 \sin \theta} \left(\frac{\partial}{\partial \theta} \sin \theta \frac{\partial (Qr)}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial \varphi} \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial (Qr)}{\partial \varphi} \right) = \\ &= -\frac{1}{r \sin \theta} \left(-\frac{\partial}{\partial \theta} \frac{1}{\sin \theta} A_\varphi + \frac{\partial A_\theta}{\partial \varphi} \right) \\ E_{T\theta} &= -i\omega\mu_0 \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} (Qr) = -i\omega\mu_0 A_\theta, \quad E_{T\varphi} = -i\omega\mu_0 \left(-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (Qr) \right) = -i\omega\mu_0 A_\varphi, \\ H_{T\theta} &= \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} (Qr) = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} A_r, \quad H_{T\varphi} = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} (Qr) = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} A_r, \\ E_{P\theta} &= \frac{1}{\sigma' r} \frac{1}{\partial \theta} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 (Qr) = \frac{1}{\sigma' r} \frac{1}{\partial \theta} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 A_r, \\ E_{P\varphi} &= \frac{1}{\sigma' r \sin \theta} \frac{1}{\partial \varphi} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 (Qr) = \frac{1}{\sigma' r \sin \theta} \frac{1}{\partial \varphi} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 A_r, \\ E_{Pr} &= \frac{1}{\sigma' \partial r} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 (Qr) = \frac{1}{\sigma' \partial r} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 A_r. \end{aligned} \tag{10}$$

При этом скалярная функция Q класса C^∞ удовлетворяет уравнению $\Delta Q + \chi Q = 0$, а все компоненты электромагнитного поля выражаются с помощью одного скалярного потенциала Q .

11. Заключение

Реферативный стиль обзора вызван тем, что исследования, освещающие те или иные проблемы экспериментов и решаемые с помощью несиловых электромагнитных полей, были опубликованы в различных научных журналах и монографиях, а сами по себе они обширны по объёму. Небольшой перечень наиболее значимых из них приведён в списке литературы, что облегчает знакомство с подробными доказательствами решений, упомянутых проблем.

1. Chandrasekhar, S. On force-free magnetic fields / S. Chandrasekhar // Proc. Nat. Acad. Sci. of USA. – 1956, Vol.42, №1. – P. 1–5.
2. Моффат, Г. Возбуждение магнитного поля в проводящей среде / Г. Моффат. – М.: Мир, 1980. – 334 с.
3. Паркер, Ю. Космические магнитные поля. В двух томах / Ю. Паркер. – М.: Мир, 1982. – 1088 с.
4. Marsh G.E. Force-free Magnetic Field: Solution, Topology and Applications // Singapore: World Scientific Publishing Co. Pte. 1966.
5. Аксёнов, В. В. Несиловые и силовые электромагнитные поля / В. В. Аксёнов // Изв. Вузов. ФИЗИКА. – 2016, т.59, №3. – С. 3–10.
6. Кауллинг Т. Магнитная электродинамика. М.: Атомиздат. 1978. 96 с.
7. Van Vleuten, A. Over de dagelijksche Variatie van het Ardmagnetisme / A. Van Vleuten // Koninlijk Ned. Meteor. Instit. – Utrecht, 1917, №102. – P. 5–30.
8. Бенькова, Н. П. Спокойные солнечно-суточные вариации земного магнетизма / Н. П. Бенькова. М.–Л.: Гидрометеиздат, 1941. – 71 с.
9. Четаев, Д. Н. О структуре поля короткопериодической геомагнитной вариации и магнитотеллурическом зондировании / Д. Н. Четаев // Физика Земли, 1970, №2. – С. 52–55.

10. Аксёнов, В. В. Тороидальное разложение векторного потенциала магнитного поля и его приложения / В. В. Аксёнов // ВМУ. Серия 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. – 2015, №6. – С. 127–133.
11. Аксёнов, В. В. О некоторых соленоидальных векторных полях в сферических областях / В. В. Аксёнов // Дифференциальные уравнения. – 2012, т. 48, №7. – С. 1056–1059.
12. Соколов, Д. Д., Степанов Р.А., Фрик П.Г. Динамо на пути от астрофизических моделей к лабораторному эксперименту / Д. Д. Соколов, Р. А. Степанов, П. Г. Фрик // УФН. – 2014, т. 184, №3. – С. 313–335.
13. Аксёнов, В. В. Электромагнитное поле Земли / В. В. Аксёнов. – Новосибирск: Изд. ИВМиМГ СО РАН, 2010. – 266 с.
14. Аксёнов, В. В. Об источнике главного геомагнитного поля. Часть 2 / В. В. Аксёнов // Изв. Вузов. Геология и разведка. – 2012, №5. – С. 54–60.
15. Аксёнов, В. В. Тороидальные электрические токи спокойных солнечно-суточных вариаций, применяемых в глубинной электроразведке / В. В. Аксёнов // Изв. Вузов, Геология и разведка. – 2014, №2. – С. 45–54.
16. Zeldovich Ya., Rusmaikin A., Socoloff D. Magnetic field in astrophysics. Gordon and Breach N. Y. 1983. 483 p.
17. Фейнман Р., Лейтон Р., Сэнс М. Фейнмановские лекции по физике. М.: Мир. 1966. Вып 6. (Электродинамика). 343 с.
18. Азизов Э.А. Токамаки от А.Д. Сахарова до наших дней (60 лет токамакам) // УФН. 2012. Т. 182. №2. С. 202–215.
19. Аксёнов В.В. Несиловые переменные электромагнитные поля токов смещения в конденсаторах // Новосибирск: Сборник научных трудов НГТУ. 2016. №1 (83). С. 69–75.
20. Аксёнов В.В. О глубинности исследования земной коры переменным электромагнитным полем // Изв. Вузов. Геология и разведка. 2009. №2. С.39–41.
21. Аксёнов В.В. Математическое моделирование предвестников землетрясений, возникающих в физических полях // Изв. Вузов. Геология и разведка. 2016. №3. С.36–44.
22. Ustundag B., Ozerden S. Earthquake prediction using a new monopolar electric field probe // European Seismological Congress (ESC2002). Genoa, September 2002.
23. Алексеев А.С., Аксёнов В.В. Об электрическом поле в очаговой зоне землетрясений // Доклады РАН. 2003. Т. 392. №1. С. 106–110.
24. Аксёнов В.В. О трёх электродинамике на Земле и в космосе // The Way of Science. 2017. №7. Р. 8–15.

Гудкова П.И., Даниленко В.С.

Синдром гиперстимуляции яичников и методы его прогнозирования

*ФГБОУ ВО СПбГПМУ Минздрава России
(Россия, Санкт-Петербург)*

doi: 10.18411/sr-10-02-2019-58

idsp: sciencerussia-10-02-2019-58

Аннотация

На современном этапе количество бесплодных браков неуклонно растёт. Вспомогательные репродуктивные технологии, в том числе экстракорпоральное оплодотворение, помогают преодолеть данную проблему. Одним из серьёзнейших осложнений этой процедуры является синдром гиперстимуляции яичников (СГЯ). В настоящее время врачи-репродуктологи научились прогнозировать данный синдром, используя определенные критерии. Нами было проведено исследование на базе гинекологического отделения СПб ГБУЗ «Городская Мариинская больница», целью которого являлся анализ критериев прогнозирования степени синдрома гиперстимуляции яичников. Мы пришли к заключению, что антимюллеров гормон (АМГ) $>3,6$ нг/мл, количество пунктированных фолликулов >14 , СГЯ в прошлом, синдром поликистозных яичников и мультифолликулярные яичники в анамнезе повышают вероятность возникновения исследуемого синдрома. Оценка факторов риска, ранняя профилактика, своевременное выявление и адекватное лечение СГЯ помогают предотвратить тяжёлую степень данного синдрома и экстренную госпитализацию в стационар.