

И.Н. СИМОНОВ, доктор физико-математических наук
Киевский национальный университет строительства и архитектуры

ПОЛЕВАЯ КОНЦЕПЦИЯ НЕЛОКАЛЬНОЙ САМОСОГЛАСОВАННОСТИ ВОДНЫХ СИСТЕМ

Континуальна теорія поля дозволяє обґрунтувати існування нелокального самоузгодженого поля у водних розчинах електролітів. Радіус дії такого поля можна порівняти з об'ємом, який займає водна система.

Ключові слова: континуальне поле, самоузгоджені системи, корпускули, електричний заряд, жива матерія, водні середовища.

Континуальная теория поля позволяет обосновать существование нелокального самосогласованного поля в водных растворах электролитов. Радиус действия такого поля сопоставим с объемом, который занимает водная система.

Ключевые слова: континуальное поле, самосогласованные системы, корпускулы, электрический заряд, живая материя, водные среды.

The continual theory of the field allows justify the existence of the nonlocal self-consistent field in aqueous electrolyte solutions. The range of this field is comparable to the volume, which takes the water system.

Keywords: the continual field, self-congruent systems, corpuscles, electric charge, organized matter, aquatic environments.

Используемый в названии статьи термин «нелокальный» известен в квантовой теории поля в связи с попытками построения нелокальной квантовой теории поля для устранения расходимостей в решениях задач полевого взаимодействия частиц. Согласно такому подходу взаимодействие частицы с полем происходит не в точке локализации частицы, а в некоторой области заданного радиуса, что позволяет (в определенной степени) уйти от идеи локального взаимодействия, связанного с точечными представлениями о частицах. Здесь же мы будем использовать этот термин для обозначения области пространственной *протяженности* самосогласованного поля водных растворов электролитов, которая может определяться, практически, всем объемом, занимаемым раствором. Заметим, что этот термин в настоящей работе, в отличие от квантовой теории, не связан с решением проблемы расходимости, т.к. в предлагаемом подходе на базе

континуальной электродинамики решения уравнений поля не имеют особенностей.

В работах [1-3] была исследована роль локальных континуальных полей дебаевской атмосферы ионов водных растворов электролитов в формировании живой материи. Дальнейшие исследования позволили установить возможность формирования и существования в водной среде нелокальных континуальных полей, что открывает возможность распространить понятие самосогласованности на весь объем, занимаемый электролитом и, в частности, живой материей. Это позволяет подойти к объяснению некоторых ее свойств, которые вызывают затруднения в рамках корпускулярной идеи. Результаты этих исследований кратко изложены в настоящей работе.

Понятие самосогласованного поля в физике впервые было сформулировано при исследовании многоэлектронного атома [4], а в последствии перенесено на плазму и водные растворы электролитов.

В корпускулярной интерпретации свойства самосогласованного распределения частиц связывают с воздействием некоторого силового центра (заряженной частицы, ядра атома, иона в плазме и электролите) на совокупность движущихся зарядов противоположно заряженных центральному. В результате взаимодействия этих частиц между собой и центром формируется область диффузно распределенных зарядов – электронов и ионов. Поле, которое удерживает заряды вблизи силового центра, называют самосогласованным, а систему зарядов «силовой центр + противозаряды» – самосогласованной системой. Радиус действия поля в электролите зависит от его концентрации и определяется дебаевским радиусом экранирования. Для реальных водных растворов величина этого радиуса составляет значение от нескольких до сотен ангстремов.

Локальные свойства самосогласованности электролитов определяются взаимозависимым распределением ионов в поле любого центрального иона, вокруг которого формируется диффузно распределенный заряд [5-7]. В ортодоксальном подходе в рамках корпускулярных представлениях для поиска распределения самосогласованного поля используются методы статистической физики, которые, по сути, сводятся к обоснованию дебаевского подхода, использующего уравнение Пуассона–Больцмана (П–Б) [8,9] для решения задач в теории водных растворов электролитов. В любом случае, физика остается одной – вокруг некоторого центрального иона в растворе формируется дебаевская атмосфера из ионов противоположного знака. В связи с этим и возникает проблема: самосогласованным, по сути, является облако диффузно распределенного заряда, а если убрать центральный ион, то исчезает свойство самосогласованности системы. В корпускулярной интерпретации самосогласованность электрической системы связана со взаимодействием ионов в диффузной атмосфере и с центральным ионом.

Самосогласованность определяется этой совокупностью зарядов и соответствующим решением уравнения (П–Б) для определения потенциала полного поля.

Но для последовательного описания свойств электролитов используют потенциал, который создается именно самосогласованной частью электричества – диффузно распределенными ионами. Его находят как разность между потенциалом полного поля и потенциалом, который создается центральным ионом. Для последнего, как правило, используется выражение для кулоновского потенциала. Такая процедура связана с тем, что для самосогласованного распределения потенциала в диффузной части нет соответствующего уравнения, а из уравнения (П–Б) подобные решения не следуют. Таким образом, отдельно исследовать свойства диффузно распределенного заряда в рамках известных подходов классической физики не представляется возможным.

Получаемое в результате упомянутой процедуры выражение для потенциала диффузной части не удовлетворяет ни уравнению (П–Б), ни уравнению Пуассона. Возникает вопрос: является ли свойство самосогласованности диффузной части отражением взаимодействия между частицами и прерогативой корпускулярной идеи или возможен иной подход к описанию свойства самосогласованности в теории электрических систем, например, в рамках полевой концепции.

Ответ на этот вопрос может быть положительным, если обратиться к результату использования уравнений континуальной электродинамики для описания электромагнитной структуры квантовых частиц – протона и электрона и построения континуальной теории активности ионов водных растворов электролитов [1]. В последней теории уравнения континуальной электродинамики использовались для поиска распределения полного поля системы, а для потенциала диффузно распределенного заряда применялся традиционный подход – разность между потенциалом полного поля и кулоновским потенциалом центрального иона [1,10,11]. Другими словами, такой подход не является до конца континуальным, полевым. Это можно выправить, если определить вид потенциала для диффузной части заряда из решения уравнения континуальной электродинамики.

В работах [1,10] для описания структуры протона и электрона были использованы уравнения континуальной электродинамики. Заметим, что протон и электрон это – объемно заряженные системы, и использование этих уравнений позволило в рамках полевой интерпретации описать структуру этих частиц и найти соответствующие распределения потенциала поля. (В структуре таких частиц нет силового центра, вокруг которого формируется объемное электричество).

Используем найденные в [1,10] решения уравнений континуальной электродинамики для описания диффузно распределенного заряда в дебаевской атмосфере. В работе [1] уже были задействованы подобные

решения для потенциала полного поля системы «центральный заряд+дебаевская атмосфера», но для поиска потенциала диффузной части был реализован обычный прием [1, 11]. Изменим эту привычную процедуру.

Из уравнений континуальной электродинамики можно найти решения, которые адекватно отражают свойства диффузно распределенного заряда. Например, для условно выбранного центра $r = 0$, (но силовой центр отсутствует) сферически симметричное распределение потенциала будет определяться выражением:

$$\Phi = \frac{B}{r} \exp\left(-\frac{s}{r}\right), \quad (1)$$

которое следует из решения уравнения

$$\operatorname{div} \varepsilon_0 \vec{E} = \frac{\varepsilon_0}{r^2} \Phi + \left(-\frac{\varepsilon_0}{r^2} s + \frac{\varepsilon_0}{r}\right) \cdot \nabla \Phi, \quad (2)$$

где $\vec{E} = -\vec{\nabla} \Phi$, s – параметр самосогласованности [10].

Эта функция не обладает особенностями в точке $r = 0$ и на бесконечности.

Распределение плотности электричества будет определяться соотношением:

$$\rho = B \frac{\varepsilon \varepsilon_0 s (2r - s) \cdot e^{-\frac{s}{r}}}{r^5}. \quad (3)$$

Интегрируя по объему от нуля до бесконечности, найдем общий заряд диффузной части

$$Q = 4\pi \varepsilon \varepsilon_0 B$$

и это выражение может быть использовано для определения постоянной интегрирования B . Для напряженности поля получим $\vec{E} = -\vec{\nabla} \Phi$ и:

$$E = \frac{B}{r^2} \left(1 - \frac{s}{r}\right) \cdot e^{-\frac{s}{r}}. \quad (4)$$

Значение же постоянной B определим в точке с координатой $r = s$, в которой напряженность поля равна нулю, а потенциал принимает максимальное значение, например, Ψ .

Но, прежде всего, рассмотрим модели системы, с которыми соотносим диффузно распределенное электричество. Если ограничиться рассмотрением диффузного заряда только вокруг центрального иона, то заряд Q должен быть равен по величине и противоположен по знаку центрального иона, т.е. $Q = -z_i e$ (z_i – валентность центрального иона, e – заряд электрона). Такая модель типична для систем, в которых взаимодействия реализуются в пределах дебаевской атмосферы.

Для второй модели можно исследовать ситуацию диффузного распределения всех положительно или отрицательно заряженных ионов. Континуальный подход позволяет это сделать, в отличие от корпускулярного.

В этом случае заряд Q будет определяться соотношением $Q = -N_i z_i e (N_i - \text{общее число ионов в растворе валентностью } z_i)$.

Вернемся к первой модели. Выражение для энергии взаимодействия ионов в диффузном слое определим на основе известных соотношений:

$$W = \int_V \frac{\rho \cdot \Phi}{2} dV \quad \text{или} \quad W = \int_V \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \vec{E}^2}{2} dV, \quad \text{которые приводят к одинаковым}$$

результатам. После интегрирования получаем:

$$W = \frac{\pi \varepsilon \varepsilon_0 B^2}{2s}. \quad (5)$$

Если постоянную B определить в максимуме значения потенциала Φ , т.е. при $r = s$, то получим:

$$B = \Psi \cdot s \cdot \exp(1)$$

и тогда для энергии взаимодействия в диффузной части центрального иона получим:

$$W = \frac{\pi \varepsilon \varepsilon_0 \cdot \Psi^2 \cdot s \cdot \exp(1)^2}{2}. \quad (6)$$

Значение параметра самосогласованности s определено в [10] через дебаевский радиус экранирования и радиус иона, оно справедливо в широком диапазоне значений концентраций электролита:

$$s_i = \kappa \cdot a_i^2, \quad (7)$$

что позволяет определить энергию взаимодействия (отталкивания) ионов в диффузной части центрального иона "i":

$$W_i = \frac{\pi \varepsilon \varepsilon_0 \cdot \Psi^2 \cdot \kappa \cdot a_i^2 \cdot \exp(1)^2}{2}. \quad (8)$$

Вопрос определения потенциала Ψ через Q можно связать с сопоставлением выражений для потенциалов диффузных слоев в дебаевской теории и в предлагаемой. Выражения для потенциала поля диффузной части заряда определяется соотношением:

$$\Phi_{De} = \frac{Q \cdot \exp(\kappa a - \kappa r)}{4\pi \varepsilon \varepsilon_0 r} - \frac{Q}{4\pi \varepsilon \varepsilon_0 r}, \quad (9)$$

А в рассматриваемом случае:

$$\Phi = \frac{\Psi \cdot s \cdot \exp(1)}{r} \exp\left(-\frac{s}{r}\right). \quad (10)$$

При малых значениях концентраций предлагаемое распределение должно мало отличаться от дебаевского. Это позволит определить связь между потенциалом Ψ и общим зарядом диффузной части Q . Разложение в ряд по степеням к потенциала Φ_{De} дает:

$$\Phi_{De} \cong \frac{Q \cdot \kappa a}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r} - \frac{Q \cdot \kappa a}{4\pi\epsilon\epsilon_0 a}, \text{ где второе слагаемое определяет значение}$$

потенциала диффузного заряда на поверхности центрального иона.

Разложение в ряд по степеням $\frac{s}{r}$ потенциала континуальной теории Φ дает:

$$\Phi \cong \frac{\Psi \cdot s \cdot \exp(1)}{r}, \text{ где отсутствует вклад в значение потенциала}$$

диффузно распределенных зарядов на поверхности центрального иона, поскольку в данной концепции такой ион вообще не рассматривается. Для установления связи между Ψ и Q продифференцируем оба выражения по r и получим:

$$\frac{d\Phi_{De}}{dr} = -\frac{Q \cdot \kappa a}{4\pi\epsilon\epsilon_0 r^2} \text{ и } \frac{d\Phi}{dr} = -\frac{\Psi \cdot s \cdot \exp(1)}{r^2}; \text{ сопоставление этих выражений}$$

приводит к следующему:

$$\Psi = \frac{Q \cdot \kappa a}{4\pi\epsilon\epsilon_0 s \exp(1)}, \text{ а с учетом соотношения } s_i = \kappa \cdot a_i^2 \text{ получим:}$$

$$\Psi = \frac{Q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 a \cdot \exp(1)}. \text{ Это вполне ожидаемый результат, из которого следует}$$

выражение для потенциала:

$$\Phi = \frac{Q \cdot s}{4\pi\epsilon\epsilon_0 a \cdot r} \exp\left(-\frac{s}{r}\right). \quad (11)$$

Для энергии взаимодействия ионов (с учетом $Q = -z_i e$) получим:

$$W = \frac{z_i^2 e^2 \kappa a}{32\pi\epsilon\epsilon_0 a}. \quad (12)$$

Этот результат с точностью до числового коэффициента совпадает с выражением для взаимодействия ионов в диффузной части, которое следует из дебаевского рассмотрения диффузно распределенного заряда [1,10] и использовалось в этих работах для расчетов активности ионов водных растворов электролитов.

Приведенные расчеты показали, что в рамках полевой концепции можно последовательно описать свойство локального самосогласованного поля, радиус действия которого близок к дебаевскому радиусу экранирования.

Как показали исследования, полевые уравнения континуальной электродинамики имеют решения, которые могут быть использованы для описания свойств диффузно распределенного электричества (в классической адаптации). Предварительные исследования зависимости коэффициентов активности водных растворов с использованием полученных выше результатов были положительными при сопоставлении с соответствующими

экспериментальными данными. Результаты исследований и обсуждение будут приведены в следующих публикациях.

Далее исследуем проблему о нелокальном самосогласованном поле водных систем, в частности, водных растворов электролитов, т.е. рассмотрим вторую модель, о которой шла речь выше, когда самосогласованное поле охватывает практически весь объем раствора. Для этого будем рассматривать диффузно распределенный заряд всей совокупности ионов одного знака электролита, растворенного в некотором объеме конечной величины, например, для простоты, в диэлектрической сфере радиусом b . Взаимодействием ионов с такой сферой будем пренебрегать. Для распределения потенциала в таком облаке можно воспользоваться решением (1) с той разницей, что постоянная B будет определяться другими граничными условиями, как и величина s . Интегрированием (3) от 0 до b можно найти величину заряда в рассматриваемом объеме:

$$Q_b = \frac{4\pi\epsilon_0 B(b-s)}{b} e^{-\frac{s}{b}}, \quad (13)$$

где Q_b – определяет величину диффузно распределенного заряда одного знака в сферическом объеме с радиусом b .

Значение s найдем следующим способом. Функция самосогласованности τ , которая определяет емкость единицы площади эквипотенциальной поверхности диффузно распределенного заряда [10], связана с s соотношением:

$$\tau = \frac{\epsilon_0}{r} - \frac{\epsilon_0}{r^2} s. \quad (14)$$

Интегрирование данного выражения по замкнутой сферической (в данном случае) поверхности радиуса b дает для полной емкости:

$$C = 4\pi\epsilon_0 b - 4\pi\epsilon_0 s, \quad (15)$$

где первое слагаемое определяется вкладом в емкость объемной составляющей самосогласованности $\delta = \frac{\epsilon_0}{r^2}$ (2). Аналогичное выражение

для емкости следует также из соотношения между зарядом и потенциалом, если величину заряда определить в сферическом объеме радиусом b (13), а значение потенциала – на сферической поверхности, охватывающей этот объем. Если задать потенциал на сферической поверхности радиусом b , то из (1) для постоянной B получим:

$$B = \Psi_b \cdot b \cdot \exp\left(\frac{s}{b}\right), \quad (16)$$

И тогда для потенциала системы имеем:

$$\Phi = \frac{\Psi_b \cdot b}{r} \exp\left(\frac{s}{b} - \frac{s}{r}\right), \quad (17)$$

а для заряда dQ , сосредоточенного в слое единичной толщины dr , получим:

$$dQ = \rho \cdot dV = 4\pi\Psi \cdot b \cdot \frac{\varepsilon\varepsilon_0 s(2r-s) \cdot e^{-\frac{s}{r} + \frac{s}{b}}}{r^3} dr, \quad (18)$$

распределения которого вместе с потенциалом (17) в условных единицах представлены на рис.1.

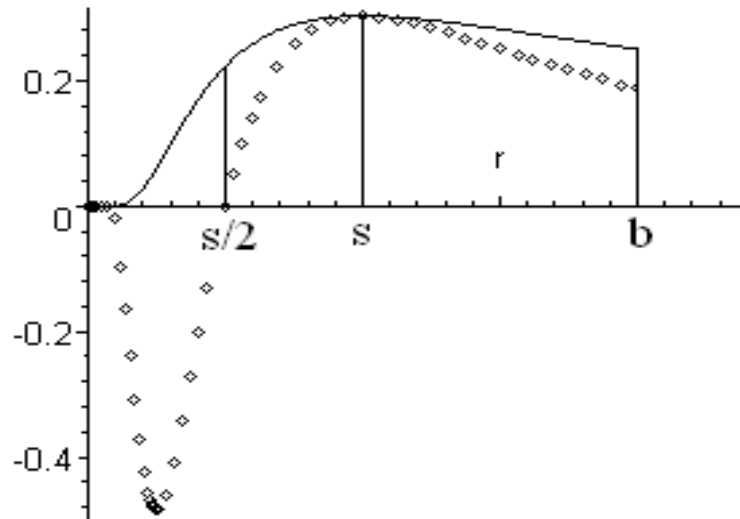


Рис.1. Распределение заряда dQ в слое единичной толщины dr (точки) и потенциала Φ в диффузной части (сплошная кривая)

Как показали расчеты, заряды, сосредоточенные в областях от 0 до $\frac{s}{2}$ и от $\frac{s}{2}$ до s , равны по величине и противоположны по знаку. Они не вносят вклад в общее значение полного диффузно распределенного заряда Q_r , и емкость этого слоя следует определить как отношение Q_b к разности потенциалов $\Phi(s) - \Phi(b)$ на поверхности с радиусами $r=s$ и $r=b$, соответственно. В результате несложных расчетов для соответствующей емкости получим:

$$C_b = \frac{4\pi \cdot \varepsilon_0 (b-s) \cdot s}{b \cdot e^{\left(\frac{-b+s}{b}\right)} - s}. \quad (19)$$

Если предположить, что при определенном значении s емкости C_b и C (15) совпадают, то из равенства $C = C_b$ можно найти соответствующее значение s :

$$s = 0,232 \cdot b. \quad (20)$$

В данном случае величина s определяется не дебаевским радиусом экранирования, как в [10] и (7), а макрохарактеристикой – величиной b . Как известно, дебаевский радиус экранирования может принимать значения от нескольких ангстрем ($1^\circ = 10^{-10} \text{ м}$) до сотен ангстрем. Величина b соизмерима с размерами макрообъемов в зависимости от исследуемой проблемы. Если учесть влияние емкости области от 0 до s , то значение s по сравнению с (20) будет большим. В данной работе не будем исследовать аспекты зависимости данного параметра от деталей распределения объемного электричества в системе для частной модели.

Из полученного в (20) результата следует, что сгусток самосогласованного поля сосредоточен в слое конечной толщины, но меньшей, по сравнению с рассматриваемым объемом. Обратим внимание на то, что в правой части уравнения (2) задано распределение, которое является функцией полевых характеристик напряженности поля и потенциала. В уравнении классической электродинамики правая часть определяется как плотность пространственного распределение электричества и от характеристик поля не зависит. В исследуемой задаче результат получен в рамках полевой концепции как свойство электричества к самосогласованному распределению. В правой части уравнения (2) нет характеристик, которые прямо относятся к пространственному распределению плотности заряда (ρ) как функции координат, а только зависимости ρ от характеристик поля. В найденных решениях сполна проявились полевые особенности материи. Данная задача о самосогласованных свойствах электричества в макро объемах могла быть поставлена и решена только на основе уравнений континуальной электродинамики, которые отражают подобные свойства.

Важным является то, что свойство самосогласованности приобретает не только локальный полевой смысл, но характеризует макрообъем, что может иметь исключительное значение для объяснения многих процессов и явлений, протекающих в водных системах, в состав которых входят растворы электролитов, полиэлектролитов, особенно в живой материи.

Заметим, что при определении величины s во второй модели для упрощения не учитывалось влияние локальных значений $s_i = \kappa \cdot a_i^2$, которые зависят от индивидуальных свойств ионов. Подобное влияние особенно важно при учете диффузного распределения электричества, противоположного знака – система электронейтральна. Такой учет приведет к тому, что области, занимаемые континуальным полем разных зарядов, будут отличаться и, не смотря на электронейтральность водной системы, самосогласованное макро поле ее будет отлично от нуля (подобно внутреннему полю нейтрона [1]).

В живой материи возникает эффект усиления макроконтинуального поля, который определяется действием различных механизмов для поддержания заметного различия в областях существования разного электричества. Это видно на примере прохождения нервного импульса по волокнам. При его прохождении происходит выравнивание концентраций разных ионов по разные стороны мембраны. Но на мембране поддерживается постоянная разность потенциалов за счет работы $Na^+ - K^+$ – «насосов», которые устраняют выравнивание концентраций. При нарушении в работе таких насосов и изменении других функций живая материя может перейти в другую форму – физической или первичной материи. Возможно, существование макро самосогласованного поля живой материи обеспечивает ее устойчивость и своевременное информирование макросистемы о тех воздействиях и нарушениях, которые могут происходить в ее разных частях. В работе [12] отмечалось, что действие самосогласованного поля в биосистемах может служить косвенным подтверждением идеи С.П. Ситко [13], что «живое определяется как четвертый уровень квантовой организации природы».

Можно сделать вывод, что в рамках уравнений континуальной электродинамики удастся описать свойства разных систем – микромира [1] и объектов макромира (водных растворов электролитов) на основе одних и тех же уравнений и, значит, одной физики. Удалось показать, что, казалось бы, совершенно разные объекты можно описать, используя единый подход, основанный на континуальной концепции самосогласованности. И, если верен тезис о том, что «природа скупа на средства, но богата на фантазии», то представленные результаты в настоящей работе можно рассматривать как одно из подтверждений этого высказывания.

Определение нелокальных самосогласованных свойств водных систем должно привести к получению новых приемов обработки водных сред, которые учитывали бы то обстоятельство, что изменение самосогласованных свойств воды может оказать серьезное влияние на живой организм. Например, всем известно лечебное или не лечебное (при неправильном приеме) воздействие минеральных вод, которые можно рассматривать как различные растворы электролитов, формирующие нелокальные континуальные, самосогласованные поля с разными конфигурациями и свойствами и изменяющие процессы в живой ткани.

При разработке тонких технологических процессов для решения проблем водоподготовки следует учитывать не только корпускулярные особенности водной среды – загрязнение, примеси, растворенные вещества, но и тот факт, что любое воздействие влияет на свойства нелокального самосогласованного поля, и на заключительном этапе водоподготовки, возможно, следует проводить корректировку самосогласованных характеристик, но это требует самостоятельного исследования.

Список литературы

1. *Симонов И.Н.* Континуальная теория самосогласованных систем.– К.: Издательско-полиграфический центр “Киевский университет”, 2008.– 311 с.
2. *Симонов И.Н., Панова Е.В.* //Роль самосогласованных (континуальных) полей водных сред в формировании живой материи.// Проблемы водопостачання, водовідведення та гідравліки. – КНУБА, 2011.– Вип.16.– С.6–12.
3. *Панова Е.В.* // Систематизация техногенных воздействий и структурные особенности живой материи. // Екологічна безпека та природокористування.– К.: КНУБА, 2011. – Вип.9.
4. *Давыдов А.С.* Квантовая механика. – М., 1973. – 695 с.
5. *G.Guye J.* – Phys. Radium, 1910. – **9**, 457.
6. *D.L.Chapman.* – Phil. Mag., 1913. –**25**, 475.
7. *DebyeP., HuckelE.* //Phys. Zs., 1923, 24, 185.
8. *Боголюбов Н.Н.* Избранные труды. – К.: Наукова думка. – Т. 2. – 1970. – 520 с.
9. *Майер Дж., Гепперт-Майер М.* Статистическая физика. – М.: Мир, 1980. – 540 с .
10. *Симонов И.Н.* Континуальная электродинамика. – К.: УкрИНТЭИ, 2001. – 252 с.
11. *Симонов И.Н.* Континуальная теория и вопросы взаимодействия ионов в водных растворах электролитов // Екологічна безпека та природокористування. – К.: КНУБА, 2010. – Вип. 6. – С. 95–102.
12. *Симонов И.Н., Трофимович В.В.* О некоторых особенностях воздействия электромагнитных полей на живую материю // Екологічна безпека та природокористування. – К.: КНУБА, 2011. – Вип. 8.
13. *Ситько С.П.* «Ген, ответственный за...» – антропоморфизм или дань примитивизму? / С.П. Ситько // Сучасні інформаційні технології життєзабезпечення людини. – Вип. 13. – К.: 2003, – С.33–38.