

УДК 544.32

РАСЧЕТ ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИХ И МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ЭФФЕКТОВ В РЕАКЦИОННЫХ СМЕСЯХ

© 2020 г. Я. О. Шабловский*

Гомельский государственный технический университет им. П.О. Сухого, Гомель, Республика Беларусь

*e-mail: ya.shablowsky@yandex.ru

Поступила в редакцию 22.10.2018 г.

После доработки 10.02.2020 г.

Принята к публикации 10.02.2020 г.

Дано аналитическое описание влияния электростатических и магнитостатических полей на состояние реагентов и на протекание химических реакций. Получены выражения для электро- и магнитоиндуцированных приращений характеристических функций. Показано, что статические электрические и магнитные воздействия, во-первых, повышают либо понижают температурный порог реакции, а во-вторых, могут изменять знак теплового эффекта реакции и знак приращения энергии Гиббса реакционной смеси. Внесение реакционной смеси в электрическое либо магнитное поле может инициировать термодинамически запрещенную реакцию, и наоборот, возможно электрическое либо магнитное подавление реакции.

Ключевые слова: реакционная способность, инициирование реакции, подавление реакции, температурный порог реакции, электростатическое поле, магнитостатическое поле

DOI: 10.31857/S0040357120040156

ВВЕДЕНИЕ

Оптимальный выбор физического метода активации химической реакции способен по своей эффективности существенно превзойти оптимальный выбор катализатора [1, 2]. По этой причине все больше внимания уделяется поиску нетрадиционных путей инициирования химических реакций [3, 4]. Предмет нашего исследования – электростатическое и магнитостатическое управление реакционной способностью веществ.

Идея такого управления была выдвинута еще в работе [5]. Однако в дальнейшем какого-либо развития не получила ни сама идея, ни предложенный авторами [5] критерий оценки влияния статического поля на состояние реакционной смеси. Принято считать, что при необходимости такой оценки достаточно применить стандартную методологическую схему из учебника химической термодинамики или электромагнетизма (например, [6, 7]). К сожалению, этот стандартный подход излагают и используют без учета тех ограничений, которые накладывает лежащая в его основе концепция электрической и магнитной индукции. Между тем указанная концепция справедлива только для переменных полей. Ее формальное применение в электро- и магнитостатике приводит к грубым ошибкам, причем не только количественным, но и качественным. В частности, неправомерное использование мето-

дологии [6, 7] для анализа воздействий постоянного магнитного поля привело к формированию стойкого убеждения, что такое поле может влиять исключительно на спин-селективные радикальные реакции [8].

Теория химических реакций в электростатических полях [9], не использовавшая концепцию электрической индукции, опиралась на естественное, на первый взгляд, предположение, что протекание таких реакций определяется динамикой ионизованных или сильно поляризованных молекул. Однако эксперимент [10] доказал, что для конденсированных реагентов это неверно. Впоследствии проведение химических реакций в постоянном электрическом поле вообще не рассматривалось¹, и лишь недавно [13] было предложено использовать электростатическое поле для управления реакцией Дильса–Альдера.

В действительности к воздействию электростатического поля чувствительны не только реакции диенового синтеза. Аналогично магнитостатическое поле способно управлять не только спин-селективными реакциями. Возможности применения статических полей в химико-технологической практике недооценены в силу отсутствия аналитического формализма, описывающего термодина-

¹ Исключение составляют исследования В.И. Крашенинина с соавторами [11, 12].

мические эффекты, индуцируемые такими полями. Цель настоящей работы – аналитическое описание влияния электростатического и магнитостатического полей на реакционные смеси.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

Полагаем, что электростатическое поле \mathbf{E} создается свободными электрическими зарядами, распределенными в пространстве с объемной плотностью ρ_0 :

$$\nabla \mathbf{E} = 4\pi\rho_0. \quad (1)$$

При воздействии поля \mathbf{E} на диэлектрик часть энергии поля затрачивается на электрическую поляризацию диэлектрика, количественной характеристикой которой является электрический момент \mathbf{P} единицы объема вещества. Электрический потенциал ϕ совокупности связанных зарядов поляризованного диэлектрика объемом ν выражается равенством [14]

$$\phi = \int_{\nu} \frac{\mathbf{P}\mathbf{r}}{r^3} d\nu, \quad (2)$$

где \mathbf{r} – радиус-вектор. Поскольку

$$\frac{\mathbf{P}\mathbf{r}}{r^3} = \mathbf{P}\nabla\left(\frac{1}{r}\right) = \nabla\left(\frac{\mathbf{P}}{r}\right) - \frac{\nabla\mathbf{P}}{r},$$

вместо (2) имеем

$$\phi = \int_{\nu} \nabla\left(\frac{\mathbf{P}}{r}\right) d\nu - \int_{\nu} \frac{\nabla\mathbf{P}}{r} d\nu = \int_{\Omega} \frac{P_n}{r} d\Omega - \int_{\nu} \frac{\nabla\mathbf{P}}{r} d\nu, \quad (3)$$

где Ω – замкнутая поверхность, ограничивающая объем ν , P_n – составляющая вектора \mathbf{P} в точках поверхности Ω , определяемая в направлении нормали к этой поверхности. По своей математической структуре выражение (3) идентично вытекающему из уравнения Пуассона общему выражению

$$\phi = \int_{\Omega} \frac{\sigma}{r} d\Omega + \int_{\nu} \frac{\zeta + \rho_0}{r} d\nu \quad (4)$$

для результирующего потенциала ϕ электростатического поля, создаваемого свободными электрическими зарядами [уравнение (1)], двумерной системой зарядов, распределенных на поверхности Ω с плотностью σ , и трехмерной системой связанных зарядов, распределенных в объеме ν с плотностью ζ . Однако поверхностные заряды могут стабильно сохраняться только на границе с вакуумом, тогда как в любой реальной среде неизбежно достигается термодинамически равновесное состояние $\sigma = 0$. Следовательно, $P_n = 0$; $\zeta = -\nabla\mathbf{P}$. Тогда из (1), (3), (4) вытекает, что напряженность электрического поля в объеме диэлектрика определяется вектором

$$\mathcal{E} = \mathbf{E} - 4\pi\mathbf{P}, \quad (5)$$

который удовлетворяет уравнениям

$$\nabla\mathcal{E} = 4\pi\rho, \quad (6)$$

$$\mathcal{E} = \frac{E}{\varepsilon}, \quad (7)$$

где $\rho = \zeta + \rho_0$; ε – диэлектрическая проницаемость.

Энергия электростатического поля есть энергия взаимодействия зарядов, создающих это поле. Поэтому энергия электростатического поля \mathbf{E} в свободном пространстве объемом ν равна

$$U_e = \frac{1}{2} \int_{\nu} \varphi\rho_0 d\nu. \quad (8)$$

Воспользовавшись универсальным соотношением $E = -\nabla\phi$, уравнением Пуассона и известной из векторного анализа теоремой Грина, нетрудно получить следующее равенство:

$$\int_{\nu} [-4\pi\varphi\rho_0 + E^2] d\nu = \int_{\Omega} \left[\varphi \frac{\partial\varphi}{\partial\ell} \right] d\Omega, \quad (9)$$

где ℓ – нормаль к поверхности Ω . С помощью известных приемов [14] можно показать, что поверхностный интеграл в правой части этого равенства пропорционален плотности двумерного заряда на поверхности Ω . Исходное соотношение (1) подразумевает отсутствие такого заряда, поэтому из (8) и (9) следует, что при наличии электростатического поля \mathbf{E} в объеме ν свободного пространства сосредоточена энергия

$$U_e(E) = \frac{1}{8\pi} \int_{\nu} E^2 d\nu.$$

При внесении в поле E диэлектрика пространственное распределение напряженности в его объеме определится соотношениями (5) и (6). Это означает, что в формулах (8) и (9) величину ρ_0 следует заменить на ρ , а вектор E должен быть заменен вектором \mathcal{E} . Благодаря тому, что эти замены – аддитивные переопределения соответствующих величин, итоговое выражение для энергии электростатического поля в диэлектрике будет иметь вид, аналогичный вышеприведенному:

$$U_e(\mathcal{E}) = \frac{1}{8\pi} \int_{\nu} \mathcal{E}^2 d\nu.$$

Энергетическое состояние, характеризуемое этой величиной, возникает при электрической поляризации диэлектрика, т.е. при смещениях его связанных зарядов под действием поля \mathbf{E} . Следовательно, в результате воздействия электростатического поля внутренняя энергия U диэлектрика получает приращение (“работа поляризации”)

$$\Delta_e U = U_e(E) - U_e(\mathcal{E}).$$

С учетом (7) для одного моля однородного диэлектрика будем иметь

$$\Delta_\epsilon U = VLE^2, \quad (10)$$

где

$$L = \frac{\epsilon^2 - 1}{8\pi\epsilon^2}, \quad (11)$$

V – молярный объем.

Магнитное поле, в отличие от электрического, создается только движущимися зарядами, т.е. электрическими токами. Согласно общепринятым представлениям, воздействие магнитного поля на вещество заключается в упорядочении молекулярных токов – движений заряда внутри ионов и молекул. Результатом такого упорядочения является намагничивание вещества, создаваемое суперпозицией его молекулярных токов.

Намагничивание характеризуется вектором намагничивания \mathcal{M} – магнитным моментом единицы объема. По формальным признакам такой вектор аналогичен вектору поляризации \mathbf{P} , однако эта аналогия – неполная. В отличие от электрической поляризации, намагничивание не сопровождается совершением работы. Поэтому термодинамический результат воздействия магнитного поля на вещество будет определяться величиной потенциальной функции системы молекулярных токов в магнитном поле.

Для произвольной системы токов такая функция выражается равенством [14]

$$U_m = -\frac{1}{8\pi} \int_{\nu} \mathcal{A} \mathbf{j} d\nu, \quad (12)$$

где \mathbf{j} – вектор плотности тока. Чтобы найти векторный потенциал поля молекулярных токов

$$\mathcal{A} = \int_{\nu} \frac{[\mathcal{M} \times \mathbf{r}]}{r^3} d\nu,$$

воспользуемся тем, что

$$\begin{aligned} \frac{[\mathcal{M} \times \mathbf{r}]}{r^3} &= -[\mathcal{M} \times \nabla r^{-1}] = \\ &= [\nabla \times (r^{-1} \mathcal{M})] - r^{-1} [\nabla \times \mathcal{M}], \\ \mathfrak{S} &\equiv \int_{\nu} [\nabla \times (r^{-1} \mathcal{M})] d\nu = \int_{\Omega} \frac{[\ell \times \mathcal{M}]}{r} d\Omega. \end{aligned} \quad (13)$$

Рассечем трехмерную область объема ν на плоскопараллельные слои, перпендикулярные координатной оси OX , тем самым заменив в выражении для вспомогательной величины \mathfrak{S} интегрирование по поверхности Ω интегрированием по боковым поверхностям этих слоев. Без ограничения общности можно считать, что вектор \mathcal{M} сонаправлен координатной оси OZ . Тогда в выражениях для компонент вектора $\mathcal{N} = [\ell \times \mathcal{M}]$ будем

иметь $\ell_x = 0$, $\mathcal{M}_x = \mathcal{M}_y = 0$, вследствие чего $\mathcal{N}_y = \mathcal{N}_z = 0$.

В предельном случае бесконечно тонких плоскопараллельных слоев интегрирование по боковой поверхности слоя сведется к циркуляции вектора $r^{-1} \mathcal{N}$ по соответствующему замкнутому контуру. По теореме Стокса такая циркуляция равна потоку ротора этого вектора через поверхность, опирающуюся на контур. Непосредственное вычисление позволяет убедиться, что указанный поток тождественно равен нулю, т.е. $\mathfrak{S} \equiv 0$. Тогда с учетом (13) будем иметь

$$\mathcal{A} = -\int_{\nu} \frac{[\nabla \times \mathcal{M}]}{r} d\nu.$$

В общем случае векторный потенциал произвольной системы токов определяется равенством

$$\mathcal{A} = \frac{1}{4\pi} \int_{\nu} \frac{\mathbf{j}}{r} d\nu,$$

следовательно, вектор плотности молекулярных токов

$$\mathbf{j} = -4\pi[\nabla \times \mathcal{M}]. \quad (14)$$

С учетом (14) выражение (12) приобретает вид

$$U_m = \frac{1}{2} \int_{\nu} (\mathcal{A} \cdot [\nabla \times \mathcal{M}]) d\nu. \quad (15)$$

Примем во внимание соотношения

$$\begin{aligned} \mathcal{A} \cdot [\nabla \times \mathcal{M}] &= \mathcal{M} \cdot [\nabla \times \mathcal{A}] + \nabla[\mathcal{M} \times \mathcal{A}], \\ \mathbf{h} &= [\nabla \times \mathcal{A}], \end{aligned}$$

где \mathbf{h} – напряженность магнитного поля. Применив теорему Гаусса для перехода от объемного интеграла к поверхностному, вместо (15) получим

$$U_m = \frac{1}{2} \int_{\nu} \mathcal{M} \mathbf{h} d\nu + \frac{1}{2} \int_{\Omega} [\mathcal{M} \times \mathcal{A}]_n d\Omega.$$

Во втором слагаемом данного равенства имеем выражение для потока вектора $[\mathcal{M} \times \mathcal{A}]$ через поверхность Ω . Величину этого потока легко определить, воспользовавшись тем, что в общем случае поток произвольного вектора \mathbf{a}

$$\int_{\Omega} a_n d\Omega = \int_{\Omega} a_x dydz + a_y dx dz + a_z dy dx.$$

Если, как и ранее, направить вектор \mathcal{M} вдоль координатной оси OZ , то в такой системе координат вектор $[\mathcal{M} \times \mathcal{A}]$ будет располагаться в плоскости XY . Это означает, что $\int_{\Omega} [\mathcal{M} \times \mathcal{A}]_n d\Omega = 0$. Следовательно, воздействие магнитного поля напря-

женностью \mathbf{h} на образец вещества объемом ν изменяет его внутреннюю энергию U на величину

$$\Delta_m U = \frac{1}{2} \int_{\nu} \mathcal{M} \mathbf{h} d\nu.$$

Для однородного вещества $\mathcal{M} = \chi \mathbf{h}$, где χ – магнитная восприимчивость. Следовательно, для одного моля вещества

$$\Delta_m U = \frac{\chi h^2 V}{2}. \quad (16)$$

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Из (10) и (16) вытекает, что давление p , отвечающее термодинамическому равновесию образца вещества, определяется равенством

$$p = p_0 + p_e + p_m, \quad (17)$$

где

$$p_e = LE^2, \quad p_m = \frac{\chi h^2}{2}, \quad (18)$$

p_0 – давление среды, окружающей образец вещества. Из (17), (18) следует, что

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_E = E^2 \left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_E,$$

где T – температура. Величина $(\partial L / \partial T)_E$ определяется температурной зависимостью диэлектрической проницаемости ϵ [см. (11)]. Подавляющее большинство технологически значимых реагентов не обладает сегнетоэлектрическими свойствами, и температурная зависимость их диэлектрической проницаемости проявляется только при очень низких температурах. Для несегнетоэлектрических реагентов вне области сверхнизких температур $\epsilon \approx \text{const}$, $(\partial L / \partial T)_E \approx 0$, так что

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_E = 0. \quad (19)$$

Поскольку

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_E = -\left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)_T / \left(\frac{\partial T}{\partial E}\right)_p,$$

равенство (19) будет выполнено, если $(\partial T / \partial E)_p = \infty$ либо $(\partial p / \partial E)_T = 0$. Первая из указанных формальных возможностей исключена в силу общего термодинамического соотношения

$$\left(\frac{\partial T}{\partial E}\right)_p = \frac{T}{C_E} \left[\left(\frac{\partial S}{\partial E}\right)_p - \left(\frac{\partial S}{\partial E}\right)_T \right] < \infty,$$

где C_E – молярная теплоемкость при постоянном электрическом поле, S – молярная энтропия. Следовательно,

$$\left(\frac{\partial p}{\partial E}\right)_T = -\frac{\partial}{\partial E} \left(\frac{\partial F}{\partial V}\right)_T = 0, \quad (20)$$

где F – молярная свободная энергия. Равенство (20) означает, что свободная энергия несегнетоэлектрического вещества в электрическом поле не изменяется. То же верно для свободной энергии ферромагнитного вещества в магнитном поле. Тогда, поскольку $F = U - TS$, изобарно-изотермические приращения молярной энтропии S , молярной энтальпии $H = U + pV$ и молярной энергии Гиббса $G = F + pV$, вызванные воздействиями электрического поля (Δ_e) и магнитного поля (Δ_m), выражаются равенствами

$$\Delta_e S = \frac{VLE^2}{T}, \quad \Delta_m S = \frac{V\chi h^2}{2T}, \quad (21)$$

$$\Delta_e H = 2p_e V, \quad \Delta_m H = 2p_m V. \quad (22)$$

$$\Delta_e G = p_e V, \quad \Delta_m G = p_m V. \quad (23)$$

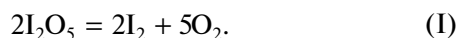
Для отдельных компонентов реакционной смеси электро- и магнитоиндуцированные приращения термодинамических функций положительны; исключение составляют отрицательные магнитоиндуцированные приращения термодинамических функций диамагнитных веществ. Суммарное индуцированное приращение термодинамической функции в результате реакции может оказаться как положительным, так и отрицательным. Благодаря этому электрические и магнитные воздействия могут изменить знак теплового эффекта реакции и знак приращения энергии Гиббса реакционной смеси, а также знак ее химической эксергии (см. [15]). Таким образом, во-первых, статические электрические и магнитные воздействия повышают либо понижают температурный порог реакции, а во-вторых, термодинамически запрещенная реакция может оказаться возможной при внесении реакционной смеси в электрическое либо магнитное поле, и наоборот, возможно электрическое либо магнитное подавление реакции.

Изменение температурного порога реакции можно наглядно проиллюстрировать взаимодействием брома с водой. Хорошо известно, что бром не взаимодействует с холодной водой, поскольку стандартное приращение энергии Гиббса для реакции $2\text{Br}_2 + 2\text{H}_2\text{O} = 4\text{HBr} + 5\text{O}_2$ положительно. Обычно эту реакцию индуцируют кипячением или освещением. Вместо этого можно воздействовать на реакционную смесь электрическим полем. Произведя по справочным данным [16, 17] расчет величины $\Delta_e G$, нетрудно убедиться, что

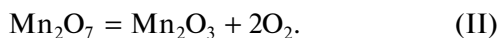
при стандартных условиях взаимодействие брома с водой становится термодинамически возможным при $E > 225.8$ В/см. Примечательно, что магнитное поле оказывает на эту реакцию противоположное (подавляющее) действие.²

Подавление реакции удобно наблюдать при фотохимических процессах. Так, произведя по справочным данным [16, 17] расчет стандартной величины $\Delta_c G$ для идущей на свету реакции $2\text{AgCl} = 2\text{Ag} + \text{Cl}_2$, нетрудно убедиться, что эта реакция будет подавлена воздействием электрического поля напряженностью $E > 211.1$ В/см. Примечательно, что на формально аналогичную фотохимическую реакцию $2\text{AgBr} = 2\text{Ag} + \text{Br}_2$ электростатическое поле оказывает прямо противоположное действие: при стандартных условиях эта реакция возможна в отсутствие освещения при $E > 650.2$ В/см. То же верно для реакции $2\text{BI}_3 = 2\text{B} + 3\text{I}_2$: в отсутствие освещения она возможна при $E > 201.9$ В/см.

При воздействии магнитного поля с напряженностью $h > 4.61$ кЭ на разлагающийся на свету пентаоксид диioda I_2O_5 можно наблюдать магнитное подавление реакции



Еще более выразительно ингибирующее действие магнитного поля можно проиллюстрировать на примере марганцового ангидрида Mn_2O_7 . Известно [19], что от прочих оксидов марганца он отличается тем, что, во-первых, при стандартных условиях находится в жидком состоянии, во-вторых, диамагнитен, а в-третьих, чрезвычайно неустойчив и разлагается со взрывом даже при перемешивании:

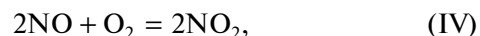


Спонтанное разложение Mn_2O_7 можно предотвратить воздействием внешнего магнитного поля. Поскольку величина магнитной восприимчивости марганцового ангидрида не измерялась, мы оценили верхнюю границу значений напряженности стабилизирующего магнитного поля, полагая для Mn_2O_7 $\chi = 0$. Расчет показал, что при стандартных условиях марганцовый ангидрид будет стабилен, по крайней мере, при $h > 5.67$ кЭ.

С формальной точки зрения магнитное подавление реакций (I) и (II) можно рассматривать в контексте общей закономерности, заключающейся в способности магнитного поля активировать парамагнитные реагенты. Чаще всего эта способность проявляется в активации окисления

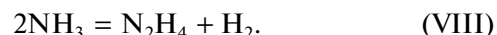
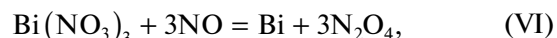
неферромагнитных веществ. Наглядным примером такой активации может служить окисление азота $\text{N}_2 + \text{O}_2 = 2\text{NO}$. При стандартных условиях эту реакцию не удастся провести даже в электрическом разряде. В магнитном поле эта реакция возможна при $h > 26.08$ кЭ.

Для сравнения уместно отдельно обсудить реакции



в которых монооксид азота NO выступает не продуктом, а реагентом.

Реакция (III) быстро протекает даже на холоде, поэтому активирующее действие, оказываемое магнитным полем на сильно парамагнитный монооксид азота, при наблюдении реакции (III) не проявляется. Реакция (IV) вообще протекает практически мгновенно, а кислород к тому же обладает еще более сильным парамагнетизмом, чем монооксид азота, так что экспериментально оценить воздействие магнитного поля на реакцию (IV) заведомо невозможно. В этой связи вполне закономерны сделанные в работах [20, 21] выводы об отсутствии какого-либо влияния магнитного поля на протекание реакций (III) и (IV). В обзоре [22] эти выводы были расценены как убедительное доказательство принципиальной неспособности магнитного поля оказывать практически значимое влияние на химические реакции вообще, и длительное время эта точка зрения являлась общепринятой. Позднее она была пересмотрена в связи с исследованиями спин-селективных радикальных реакций [23]. В действительности магнитное поле способно эффективно влиять и на "обычные" реакции, например,



Для всех четырех записанных реакций стандартные приращения энергии Гиббса положительны. Однако это неблагоприятное обстоятельство можно нивелировать воздействием внешнего магнитного поля. Расчет величины $\Delta_m G$ с использованием справочных данных [16, 17] показывает, что при стандартных условиях реакция (V) термодинамически возможна при $h > 23.05$ кЭ, реакция (VI) – при $h > 29.8$ кЭ, реакция (VII) – при $h > 44.2$ кЭ, а реакция (VIII) – при $h > 46.0$ кЭ.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнен анализ влияния статических полей на термодинамическое состояние диэлектриче-

² Такое явление – взаимно противоположное влияние электрического и магнитного полей на ход реакции – наблюдалось при изучении разложения азидов серебра и свинца [18]. Авторы [18] предположили, что обнаруженное ими явление обусловлено обратным магнитоэлектрическим эффектом.

ских и неферромагнитных реагентов, получены выражения (10), (21)–(23) для электро- и магнитоиндуцированных приращений их характеристических функций. Показано, что статические электрические и магнитные воздействия могут изменить знак теплового эффекта реакции и знак приращения энергии Гиббса реакционной смеси, а также знак ее химической эксергии. Вследствие этого, во-первых, статические электрические и магнитные воздействия повышают либо понижают температурный порог реакции, а во-вторых, термодинамически запрещенная реакция может оказаться возможной при внесении реакционной смеси в электрическое либо магнитное поле, и наоборот, возможно электрическое либо магнитное подавление реакции.

ОБОЗНАЧЕНИЯ

\mathcal{A}	векторный потенциал магнитного поля, Вб/м
E	напряженность внешнего электростатического поля, В/м
\mathcal{E}	напряженность электрического поля в объеме диэлектрика, В/м
F	молярная свободная энергия, Дж/моль
G	молярная энергия Гиббса, Дж/моль
H	молярная энтальпия, Дж/моль
h	напряженность магнитного поля, Э
j	плотность тока, А/м ²
ℓ	нормаль к поверхности Ω
M	магнитный момент единицы объема, Дж/(Тл м ³)
P	электрический момент единицы объема, Кл м
p	давление, Па
r	радиус-вектор
S	молярная энтропия, Дж/(моль К)
T	температура, К
U	молярная внутренняя энергия, Дж/моль
V	молярный объем, м ³ /моль
ϵ	диэлектрическая проницаемость
ζ	плотность распределения связанных зарядов в объеме v , Кл/м ³
ρ_0	объемная плотность распределения свободных зарядов, Кл/м ³
σ	плотность распределения зарядов на поверхности Ω , Кл/м ²
v	объем образца вещества, м ³
ϕ	электрический потенциал совокупности связанных зарядов, В
φ	результатирующий потенциал электростатического поля, В

χ	магнитная восприимчивость
Ω	замкнутая поверхность, ограничивающая объем v

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Крашенинин В.И., Кузьмина Л.В., Добрынин Д.В., Дорохов М.А. Влияние магнитных полей на образование реакционных областей в кристаллах азида серебра // Хим. технол. 2005. Т. 6. № 12. С. 8.
2. Tsvadze A.Y., Fridman A.Y., Sokolova N.P., Morozova E.M., Titova V.N., Novikov A.K., Yavich A.A., Polyakova I.Y., Gorbunov A.M., Bardyshev I.I. Electrosynthesis of ammonia in hydrogen-producing sorption-active electrochemical matrix // Theor. Found. Chem. Eng. 2017. V. 51. № 2. P. 151. [Цивадзе А.Ю., Фридман А.Я., Соколова Н.П., Морозова Е.М., Титова В.Н., Новиков А.К., Явич А.А., Полякова И.Я., Горбунов А.М., Бардышев И.И. Электросинтез аммиака в водородпроизводящей сорбционно активной электрохимической матрице // Теор. осн. хим. технол. 2017. Т. 51. № 2. С. 149.]
3. Petrenko V.V., Alekseev P.A. Accelerated electrons as an alternative to natural fuel in aluminum production technologies // Theor. Found. Chem. Eng. 2016. V. 50. № 1. P. 52. [Петренко В.В., Алексеев П.А. Ускоренные электроны как альтернатива природному топливу в технологиях производства алюминия // Теор. осн. хим. технол. 2016. Т. 50. № 1. С. 55.]
4. Khodakov G.S. A method for converting the low-grade thermal energy of water into electricity // Theor. Found. Chem. Eng. 2017. V. 51. № 1. P. 118. [Ходаков Г.С. Способ конверсии низкопотенциальной тепловой энергии воды в электроэнергию // Теор. осн. хим. технол. 2017. Т. 51. № 1. С. 111.]
5. Bhatnagar S.S., Mathur R.N., Kapur R.N. The effects of magnetic field on certain chemical reactions // Philos. Mag. 1929. V. 8. № 7. P. 457.
6. Physical Chemistry: An Advanced Treatise. V. I: Thermodynamics / Ed. Eyring H., Jost W. New York: Academic, 1971.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
8. Rodgers C.T. Magnetic field effects in chemical systems // Pure Appl. Chem. 2009. V. 81. № 1. P. 19.
9. Wisseroth K. Chemical reactions kinetics in strong electric fields // Chem.-Ztg. 1976. V. 100. № 11. P. 380.
10. Mead C.A., Moscovitz A., Wynberg H., Meuwese F. The influence of an electric and magnetic field in chemical reactions // Tetrahedron Lett. 1977. V. 18. № 12. P. 1063.
11. Крашенинин В.И., Кузьмина Л.В., Захаров В.Ю. Электрополевое разложение азида серебра: влияние поперечных электрического и магнитного полей // Хим. физ. 1995. Т. 14. № 4. С. 126.
12. Крашенинин В.И., Кузьмина Л.В., Захаров В.Ю. Физико-химические процессы, инициированные постоянным электрическим полем в нитевидных кристаллах азида серебра // Журн. прикл. хим. 1996. Т. 69. № 1. С. 21.

13. *Shaik S., Mandal D., Ramanan R.* Oriented electric fields in chemistry // *Nat. Chem.* 2016. V. 8. № 12. P. 1091.
14. *Тамм И.Е.* Основы теории электричества. М.: ФИЗМАТЛИТ, 2003.
15. *Shablovskii Ya.O.* Exergetic analysis of reactions with participation of solid phases // *Theor. Found. Chem. Eng.* 2013. V. 47. № 5. P. 577. [*Шабловский Я.О.* Особенности эксергетического анализа реакций с участием твердых фаз // *Теор. осн. хим. технол.* 2013. Т. 47. № 5. С. 558.]
16. *Handbook of Chemistry and Physics* / Ed. Lide D.R. New York: CRC, 2010.
17. *Speight J.* Lange's Handbook of Chemistry. New York: McGraw-Hill, 2017.
18. *Захаров В.Ю., Газенаур Е.Г., Гасанов А.И.* Медленное разложение азидов серебра и свинца // *Боеприпасы.* 2001. № 4–5. С. 57.
19. *Kemmitt R.D.W.* Manganese // *The Chemistry of Manganese, Technetium and Rhenium (Pergamon Texts in Inorganic Chemistry. V. 22: Chapters 37, 38, and 39 of Comprehensive Inorganic Chemistry)* / Eds. Bailar J.C., Emeléus H.J., Nyholm R. Oxford: Pergamon, 1973. Ch. 37. P. 771.
20. *Henglein F.A.* Die Geschwindigkeit der Gasreaktion $2\text{NO} + \text{Cl}_2 = 2\text{NOCl}$ im magnetischen Felde // *Z. Elektrochem.* 1926. V. 32. № 4. P. 213.
21. *Kornfeld G., Klingler E.* Die Kinetik der Reaktion $2\text{NO} + \text{O}_2 = 2\text{NO}_2$ bei geringen Drucken und unter der Wirkung eines starken Magnetfeldes // *Z. Phys. Chem. (Muenchen, Ger.).* 1929. V. 4B. № 1. P. 37.
22. *Selwood P.* Magnetism and Catalysis // *Chem. Rev.* 1946. V. 38. № 1. P. 41.
23. *Бучаченко А.Л.* Второе поколение магнитных эффектов в химических реакциях // *Усп. хим.* 1993. Т. 62. № 12. С. 1139.