

УДК 539.19+ 532.5.032

© В. Е. Курочкин, Б. П. Шарфарец, 2020

## О ПОДВИЖНОСТИ ИОНОВ ПРИ ЭЛЕКТРОФОРЕЗЕ В ОДНОРОДНОЙ ЖИДКОСТИ И В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ В СЛУЧАЕ ЛИНЕЙНОЙ ЗАВИСИМОСТИ СКОРОСТИ ОТ АМПЛИТУДЫ ВЕКТОРА ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ НАПРЯЖЕННОСТИ

Приведены различные виды подвижности включений и ионов в однородной жидкости и в пористой среде, заполненной жидкостью, а также необходимые определения, касающиеся свойств пористых сред. Основное внимание уделено ионной электрофоретической подвижности в однородной жидкости и в пористой среде для случая линейной зависимости между миграционной скоростью и амплитудой вектора напряженности электрического поля. Приведены результаты, касающиеся определений подвижности нуклеотидов в различных случаях. Отмечено, что в случае нелинейной зависимости миграционной скорости от амплитуды электрического поля подвижность перестает быть постоянной и становится зависимой от этой амплитуды. Результаты работы полезны для исследователей, занимающихся секвенированием ДНК.

*Кл. сл.:* пористые среды, электрофорез, подвижность, ДНК, нуклеотиды, линейные модели электрофореза, нелинейные модели электрофореза

### ВВЕДЕНИЕ

Одним из методов секвенирования ДНК является электрофорез. При этом важнейшим параметром процесса секвенирования является *подвижность* составляющих ДНК — нуклеотидов. В настоящей работе рассматривается эволюция постепенного усложнения такой величины, как подвижность ионов при электрофорезе, последовательно для однородной непористой среды, для пористой среды общего вида и, наконец, для пористой среды применительно к электрофорезу нуклеотидов. При этом принимается допущение о линейной зависимости скорости включений (ионов) от амплитуды вектора постоянной электрической напряженности. В качестве альтернативы показано, что в нелинейном случае зависимости миграционной скорости от амплитуды вектора постоянной электрической напряженности подвижность ионов перестает быть постоянной и зависит от этой амплитуды.

### ОСНОВНЫЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Изложение дальнейшего материала следует работам [1–4]. Приведем некоторые определения и соответствующие выражения, описанные в этих работах.

*Пористость (porosity)* —  $m$ . В случае однородного пористого материала объемом  $V$  при объеме пор  $V_p$  пористость этого образца равна [2, с. 9]

$$m = \frac{V_p}{V}. \quad (1)$$

Пористость является безразмерной величиной со значениями в интервале  $m \in [0, 1]$ .

*Характерный размер пор* —  $d$  [2, с. 10]. Введение характерного размера пор может быть произведено неоднозначно, однако определение такой величины бывает удобно для оценок по порядку при анализе уравнений (см., например, [2, с. 27, 28]).

*Просветность (surface porosity)* —  $n$ . Если сделать мысленный поперечный разрез образца пористой среды, то в образовавшемся сечении площадью  $S$  часть площади  $S_p$  будет приходиться на поры. Отношение

$$n = \frac{S_p}{S} \quad (2)$$

называется просветностью [2, с. 11]. Среднее значение просветности для большого набора параллельных сечений какого-либо фиксированного образца равно пористости этого образца [2, с. 11]. Это свойство позволяет приближенно считать пористость и просветность практически равными величинами для реальных пористых сред со случайной структурой:  $n \approx m$  [2, с. 11].

*Фильтрация жидкости в пористой среде.* При описании фильтрации жидкости в пористой среде применяются различные модели (уравнения) баланса импульса (см., например, [3, 4]). Исторически первым уравнением баланса импульса для случая медленного стационарного движения несжимаемой жидкости в неподвижной изотропной пористой среде было уравнение Дарси. Далее последовали его модификации (уравнение Дарси—Форхгеймера, уравнение Бринкмана и т.д.). В частности, в уравнении Бринкмана сохранения баланса импульса

$$\nabla p = -\frac{\eta}{k} \mathbf{u} + \tilde{\eta} \Delta \mathbf{u} \quad (3)$$

присутствуют два вязкостных члена:  $\eta$ , имеющий смысл обычной динамической вязкости для жидкости, заполняющей пористое пространство, и  $\tilde{\eta}$ , называемый коэффициентом эффективной вязкости. Имеет место соотношение [3, с. 15]

$$\frac{\tilde{\eta}}{\eta} = \frac{1}{mT^*}.$$

Здесь  $T^*$  — извилистость (tortuosity) порового пространства. Таким образом, отношение  $\tilde{\eta}/\eta$  зависит от геометрии пространства. Оно может быть как больше, так и меньше единицы, и  $\tilde{\eta}/\eta \rightarrow 1$  при  $m \rightarrow 1$ . В (3)  $p$  — давление в жидкости;  $\mathbf{u}$  — осредненная скорость движения жидкости;  $k$  — коэффициент, называемый проницаемостью пористой среды и зависящий от типа пористой среды.

*Коэффициент проницаемости —  $k$ .* Коэффициент проницаемости  $k$  зависит только от свойств пористой среды и определяется в основном геометрией порового пространства. Он имеет размерность площади, а его величина имеет порядок квадрата характерного размера пор [2, с. 16]  $d$ :  $k \sim d^2$ . В работах [3, с. 13]; [4, с. 41] дано более детальное выражение

$$k = \frac{m^3 d^2}{\alpha(1-m)^2},$$

где  $\alpha$  — константа, определяемая геометрией скелета.

Для неоднородных пористых сред коэффициент проницаемости является функцией пространственных координат и может меняться во времени  $k = k(x, y, z, t)$  (например, при деформациях пористого скелета, или за счет его засорения, или растворения). То же относится, очевидно, и к пористости и проницаемости.

*Подвижность —  $u$ .* Подвижностью  $u$  называется средняя (дрейфовая) скорость компонента в растворе при действии на него объемной силы единичной величины независимо от происхождения этой силы. Размерность объемной силы при этом может меняться, например, быть в Н/м<sup>3</sup>.

Такое определение соответствует предположению о линейной зависимости между скоростью компонента (иона, диэлектрической частицы и т.д.) и приложенной силой. Подвижность в этом случае является постоянным коэффициентом пропорциональности между силой и скоростью.

Существуют разнообразные определения подвижности. Приведем примеры из [1], где, согласно приведенному выше, подвижность определяется из моделей, в которых скорость миграции связана с силой линейным соотношением, коэффициент которого и определяет подвижность. Далее полагаем, что  $\mathbf{v}$  — локальная скорость жидкости. Различают следующие определения подвижности.

– Стоксова подвижность рассматривается в случае баланса какой-либо сторонней силы  $\mathbf{F}$ , действующей на шарик радиусом  $a$ , помещенный в жидкость с динамической вязкостью  $\eta$  и силой сопротивления Стокса, возникающей при движении шарика со скоростью  $\mathbf{v}$  при малых числах Рейнольдса (ползущее течение). Этот баланс определяется соотношением [5, с. 93]

$$\mathbf{F} = 6\pi\eta a \mathbf{v},$$

откуда получаем

$$\mathbf{v} = \frac{1}{6\pi\eta a} \mathbf{F}, \quad (4)$$

а отсюда подвижность  $u_{0st}$  (см. также [6, с. 192])

$$u_{0st} = \frac{1}{6\pi\eta a}. \quad (5)$$

– Электроосмотическая подвижность  $u_{eo}$  выводится также в предположении ползущего течения [6, с. 159]; [7, §63], т.к. уравнение баланса импульса рассматривается для условия малости числа Рейнольдса. Поскольку электроосмотическая скорость вне диффузного слоя определяется в системе СИ выражением [6, с. 159]

$$\mathbf{U}_{eo} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0\zeta}{\eta} \mathbf{E}, \quad (6)$$

где  $\zeta$  — электрокинетический потенциал (дзета-потенциал) [8, с. 34];  $\varepsilon$ ,  $\varepsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость среды и электрическая постоянная

соответственно;  $\mathbf{E}$  — вектор напряженности электрического поля. Отсюда

$$u_{0_{\text{epion}}} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0\zeta}{\eta}. \quad (7)$$

— Электрофоретическая (ионная) подвижность  $u_{0_{\text{epion}}}$  заряженной частицы (в предположении ползущего течения сферической частицы радиусом  $a$  и зарядом  $Ze$ , где  $e$  — элементарный заряд (заряд протона),  $Z$  — валентность иона) в электрическом поле напряженностью  $\mathbf{E}$  в стоковом приближении определяется из уравнения [6, с. 144]

$$\mathbf{F}_{\text{el}} + \mathbf{F}_{\text{drag}} = Ze\mathbf{E} - 6\pi\eta a \mathbf{U}_{\text{ion}} = 0$$

или

$$\mathbf{U}_{\text{ion}} = \frac{Ze}{6\pi\eta a} \mathbf{E}. \quad (8)$$

Откуда для частицы следует выражение для ионной электрофоретической подвижности

$$u_{0_{\text{epion}}} = \frac{Ze}{6\pi\eta a}. \quad (9)$$

Это частный случай стоковой подвижности, когда сила  $\mathbf{F}$  определена равенством  $\mathbf{F} = Ze\mathbf{E}$ . Однако, как видно из сравнения (5) и (9), множитель  $Ze$  из соображений удобства вынесен в выражение для подвижности.

— Электрофоретическую подвижность диэлектрической частицы, окруженной двойным электрическим слоем (ДЭС)  $u_{0_{\text{epd}}}$ , можно определить из соотношения для скорости электрофоретической миграции в электрическом поле напряженностью  $\mathbf{E}$  [7, с. 232]; [8, с. 39]:

$$\mathbf{U}_{\text{epd}} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0\zeta}{\eta} \mathbf{E}, \quad (10)$$

откуда следует электрофоретическая подвижность диэлектрической частицы

$$u_{0_{\text{epd}}} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0\zeta}{\eta}. \quad (11)$$

Здесь  $\zeta$  — дзета-потенциал в ДЭС диэлектрической частицы. При выводе этого выражения в [7, § 63, 64] также предполагается приближение ползущего течения.

Как отмечается в [8, с. 40], имеет место соотношение  $u_{0_{\text{epd}}} / u_{0_{\text{epion}}} \approx \frac{1}{a/\lambda}$ , где  $\lambda$  — дебаевская

длина в ДЭС [7, с. 97]; [8, с. 16]. Таким образом, подвижность  $u_{0_{\text{epd}}}$  (11) диэлектрической частицы с суммарным электрическим зарядом окружающего ее двойного электрического слоя (ДЭС)  $Q$  в поле  $\mathbf{E}$  в  $a/\lambda$  раз меньше подвижности иона  $u_{0_{\text{epion}}}$  (9) с тем же зарядом  $Q$ , что объясняется тормозящим влиянием диффузного слоя ДЭС [8, с. 40].

*Подвижность* при нелинейной зависимости между скоростью компонента и силой. Рассмотрим нелинейный закон зависимости между средней скоростью компонента и модулем вектора электрической напряженности (см., например, в [8, гл. 10]):

$$\mathbf{v} = \tilde{u} E^n \mathbf{e} = \tilde{u} E^{n-1} E \mathbf{e} = \tilde{u} E^{n-1} \mathbf{E}, \\ E \mathbf{e} = \mathbf{E}, \quad E = |\mathbf{E}|.$$

В этом случае при формальном определении подвижности  $u_n$  при приложении поля  $E^n \mathbf{e}$  из вышеприведенного выражения имеем

$$u_n = \tilde{u} E^{n-1}.$$

Здесь  $\tilde{u}$  — скорость компонента при  $E=1$ , т.е. подвижность, которая была бы в случае, если зависимость между скоростью и электрической напряженностью линейна;  $u_n$  — нелинейная подвижность при приложении поля  $E^n \mathbf{e}$ . Как видно из последнего соотношения, подвижность в нелинейном случае  $u_n$  перестает быть постоянной и становится зависимой от подвижности  $\tilde{u}$  в линейном случае, умноженной на амплитуду электрического поля в степени  $E^{n-1}$ . Этот факт необходимо учитывать для наращивания подвижности ионов в случае нелинейной зависимости между скоростью компонента и модулем вектора электрической напряженности.

## ПОДВИЖНОСТЬ В ПОРОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Выше были приведены подвижности частиц и ионов в свободной однородной среде. В [1] был предложен правдоподобный подход, позволяющий переходить от подвижности в беспоровом пространстве к подвижности в поровом пространстве. При формулировке этого подхода за основу было взято выражение для макроскопической подвижности при фильтрации жидкости в пористом пространстве, определяемой законом Дарси, следующим из выражения (3) в случае, когда членом  $\tilde{\eta} \Delta \mathbf{u}$  в (3) можно пренебречь [1, выражение (8)]

$$\mathbf{u} = -\frac{k}{\eta} \nabla p.$$

Тогда, если сила, приложенная в этом выражении, равна  $\mathbf{F} = -\nabla p$ , то подвижность  $u_0$ , как следует из ее определения, равна скорости при единичном значении силы

$$u_0 = \frac{k}{\eta},$$

т.е. определяется наряду с величиной динамической вязкости  $\eta$  коэффициентом проницаемости  $k$ , характеризующим свойства пористой среды и пропорциональным площади характерного поперечного сечения пор  $d^2$ . Очевидно, электрофорез в пористой среде можно трактовать как фильтрацию ионов в пористой среде, тогда уместно введение коэффициента, пропорционального площади поперечного сечения ионов. Такой коэффициент был введен в [1], обозначенный через  $\chi$  и названный коэффициентом проникновения частиц. Согласно [1], величина  $\chi$  определена в интервале  $\chi \in [1, \infty]$ . Коэффициент  $\chi$  трудноизмерим. Гораздо более удобен безразмерный коэффициент [1]

$$k_p = k / \chi, \quad (12)$$

с областью определения  $k_p \in [0, k]$ , который характеризует степень пропускания конкретных частиц (ионов) данным поровым пространством и является относительной величиной, зависящей от соотношения характерных размеров порового пространства и конкретных частиц или ионов.

В частности, для случая ионной подвижности в [1] приведено следующее выражение:

$$\tilde{u}_{0_{\text{сп} \text{ион}}} = k_p \frac{Ze}{6\pi\eta a} = k_p u_{0_{\text{сп} \text{ион}}}. \quad (13)$$

Таким образом, ионы, имеющие физические размеры, которыми пренебречь нельзя, имеют подвижность  $\tilde{u}_{0_{\text{сп} \text{ион}}}$  в пористом пространстве, в  $k_p$  раз меньшую подвижности этих же ионов в однородной жидкости  $u_{0_{\text{сп} \text{ион}}}$ . Заметим, что величина  $k_p$  является безразмерной величиной:

$$k_p = \frac{\tilde{u}_{0_{\text{сп} \text{ион}}}}{u_{0_{\text{сп} \text{ион}}}}. \quad (14)$$

### О ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ РАДИУСЕ МОЛЕКУЛЫ (ИОНА)

При обсуждении в [1] вопроса о вычислении подвижности молекулы (иона) в беспоровом [1, (22)] и поровом [1, (31)] пространствах отмеча-

лась необходимость указывать радиус иона (молекулы)  $a$ . Такой радиус называют гидродинамическим радиусом, радиусом Стокса, или радиусом Стокса—Эйнштейна. Его вычисление использует уравнение Нернста—Эйнштейна [7, с. 258]. Для радиуса иона, который полагается сферическим, в работе [3, с. 117] приведено его эффективное значение

$$a = \frac{k_B T}{6\pi\eta D}, \quad (15)$$

где  $D$  — коэффициент диффузии для молекул (ионов) данного вида;  $k_B$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура.

### О ПОДВИЖНОСТИ НУКЛЕОТИДОВ В ПОРИСТЫХ СРЕДАХ

В работах [9–12] подробно рассматриваются вопросы, связанные с электрофорезом в пористых средах вообще, а в работах [9, 10] — с вопросами подвижности ионов в пористых средах. В частности, в работе [9] приведены следующие выражения, связывающие подвижности ионов в пористой среде и в свободной жидкости. Далее примем их обозначения соответственно через  $u$  и  $u_0$ .

Так, в работе [9] приводится соотношение Огстона (Ogston) ([9, выражение (9)])

$$\frac{u}{u_0} = \exp(-K_R C), \quad (16)$$

где  $K_R$  — коэффициент замедления (retardation coefficient) пористой структуры, пропорциональный величине  $K_R \sim (R_D + r)^2$ , где  $R_D$  — радиус вращения ДНК-молекулы;  $r$  — радиус гелиевых волокон;  $C$  — концентрация геля.

Модель Огстона (16) была изначально разработана для движения сферических объектов в случайном массиве цилиндрических препятствий, где

# Подвижности  $u$  и  $u_0$  имеют одинаковую размерность, следовательно, агрегат  $\exp(-K_R C)$  должен быть безразмерным. Кроме того, величина  $K_R C$  должна быть безразмерной как аргумент экспоненциальной функции, которая всегда безразмерна. В противном случае размерность агрегата  $\exp(-K_R C)$  состоит из бесконечной суммы всех степеней произведения  $(K_R C)^n$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$ , а следовательно, безразмерной должна быть и величина  $K_R C$ , что не сходится с размерностями величин  $K_R$  и  $C$ .

размер пор следует пуассоновской статистике. Во-вторых, неясно, можно ли смоделировать быстро вращающуюся жесткую стержнеобразную короткую молекулу ДНК в качестве так называемой "эквивалентной сферы". Поэтому в контексте разделения ДНК в запутанных растворах полимеров, можно говорить только об Огстон-подобном механизме просеивания.

Модель (16) некорректно описывает подвижность больших ДНК в геле. Для описания подвижности в геле длинных молекул была предложена так называемая модель репутации (biased reputation model — BRM). Для BRM-моделей при не очень сильном электрическом поле были предложены следующие выражения для электрофоретической подвижности ДНК:

$$u/u_0 = \frac{1}{3N_D} + \frac{\varepsilon^2}{9}, \quad 1 < N_D < N_D^* \quad (17)$$

для ДНК меньше критической длины  $N_D^*$  ([9, выражение (10)]) и

$$u/u_0 \approx \frac{\varepsilon^2}{9} - \frac{1}{3N_D}, \quad N_D > N_D^* \quad (18)$$

для ДНК длиной больше критической длины  $N_D^*$  ([9, выражение (11)]). Здесь  $N_D = M_D / M_a$  — безразмерный масштаб, равный отношению размера ДНК  $M_D$  к частичному его размеру  $M_a$ , вписывающемуся в одну пору;  $\varepsilon$  — относительная (безразмерная) величина, пропорциональная приложенному электрическому полю.

Далее были получены выражения для подвижностей ДНК с учетом влияния флуктуации длины ДНК. Эта модель включила два различных случая: первый, когда величина пор  $a$  матрицы больше размера пор ДНК  $b_D$  ( $\alpha = a/b_D > 1$ ), и второй случай, когда размер пор матрицы меньше размера пор ДНК ( $\alpha = a/b_D < 1$ , т.н. плотные гели). В этих двух случаях снова различают два режима: малые длины ДНК ( $N_D < N_D^*$ ) и большие длины ДНК ( $N_D > N_D^*$ ), в которых справедливы соответствующие выражения для подвижностей ДНК [9, выражения (12), (13)]:

$$u/u_0 \approx \frac{1}{3N_D}, \quad N_D < N_D^* \quad (19)$$

для ДНК меньше критической длины  $N_D^*$  и

$$u/u_0 \approx \varepsilon \left( 1 - \frac{1}{2N_D \varepsilon} \right), \quad N_D > N_D^* \quad (20)$$

для ДНК больше критической длины  $N_D^*$ .

Как и в случае (17), (18), подвижность ДНК обратно пропорциональна их длине, однако для случая ДНК большой длины и/или большого электрического поля подвижность становится прямо пропорциональной величине электрического поля и от длины ДНК перестает зависеть (см. (20)), и разделение ДНК разной длины невозможно.

В тугих гелях ( $\alpha < 1$ ) при  $N_D < N_D^*$  подвижность по-прежнему определяется выражением (19), однако для больших ДНК имеются три режима [9, выражения (14a), (14b), (14c)]:

$$u/u_0 \approx \varepsilon \alpha^{-1/2}, \quad \varepsilon < \alpha^{7/2}, \quad (21)$$

$$u/u_0 \approx (\varepsilon \alpha^{-4})^{2/5}, \quad \alpha > \varepsilon > \alpha^{7/2}, \quad (22)$$

$$u/u_0 \approx \varepsilon^2, \quad \varepsilon > \alpha. \quad (23)$$

В [10, § 1.2] автор подробнее комментирует некоторые из выражений (16)–(23).

Таким образом, вопросы подвижности ДНК в различных пористых структурах (см. библиографию, например, в работах [9, 10]) достаточно хорошо изучены и представлены в научных изданиях.

## О ПОДВИЖНОСТИ НУКЛЕОТИДОВ В СВОБОДНОЙ ЖИДКОСТИ

В результате проведения опытов на генетическом анализаторе "Нанофор 05" в капиллярах, наполненных только буферной жидкостью, был выявлен следующий эффект. Все ионы в результате движения по капилляру приходили к детектору, отстоящему на величину  $l_0$  от начала капилляра, кучно, не разделяясь, примерно в одно и то же время в виде колокола с малой дисперсией. Это может говорить об очень близких величинах подвижности всех ионов в свободной жидкости при отсутствии пористости.

Возьмем отношение подвижностей  $i$ -го и  $j$ -го ионов

$$\frac{u_{0i_{\text{эпион}}}}{u_{0j_{\text{эпион}}}} = \frac{Z_i e}{6\pi\mu a_i} \bigg/ \frac{Z_j e}{6\pi\mu a_j} = \frac{Z_i}{a_i} \bigg/ \frac{Z_j}{a_j} \approx 1, \quad (24)$$

$$i, j = \overline{1, N}.$$

Это в свою очередь говорит о том, что справедливо соотношение

$$\frac{Z_i}{a_i} \approx \frac{Z_j}{a_j} \approx \text{const}, \quad i, j = \overline{1, N}.$$

Таким образом, получается, что в случае рассматриваемого здесь электрофореза в свободной жидкости отношение валентности ионов  $Z_i$  к их гид-

родинамическому радиусу  $a_i$ ,  $i = \overline{1, N}$  сохраняется близким к постоянному, и тогда, согласно (24), и подвижность этих ионов примерно одинакова. Это подтверждает невозможность секвенирования нуклеотидов в свободной жидкости.

### ВЫВОДЫ

В работе приведены различные виды подвижности включений и ионов в однородной жидкости и в пористой среде, заполненной жидкостью, а также необходимые определения, касающиеся свойств пористых сред. Основное внимание уделено ионной электрофоретической подвижности в однородной жидкости и в пористой среде для случая линейной зависимости между миграционной скоростью и амплитудой вектора напряженности электрического поля. Приведены результаты, касающиеся моделей подвижности нуклеотидов в различных случаях. Необходимо иметь в виду, что в случае нелинейной зависимости миграционной скорости и амплитуды электрического поля подвижность перестает быть постоянной и становится зависимой от этой амплитуды. Приведен ряд других фактов, касающихся вопросов подвижности. Результаты работы полезны для исследователей, занимающихся секвенированием ДНК.

*Работа выполнена в ИАП РАН в рамках Государственного задания 075-00780-20-00 по теме № 0074-2019-0013 Министерства науки и высшего образования.*

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шарфарец Б.П., Курочкин В.Е. К вопросу о подвижности частиц и молекул в пористых средах // Научное приборостроение. 2015. Т. 25, № 4. С. 43–55. URL: <http://iairas.ru/mag/2015/abst4.php#abst6>
2. Леонтьев Н.Е. Основы теории фильтрации. М.: МГУ, 2009. 87 с.
3. Nield D.A., Bejan A. Convection in porous media. N.Y.: Springer, 2013. 778 p.

4. Handbook of porous media. Ed. K. Vafai. 2d ed. CRC Press, 2005. 744 p.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 6. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
6. Bruus H. Theoretical microfluidics. Oxford: University Press, 2008. 346 p.
7. Ньюмен Дж. Электрохимические системы. М.: Мир, 1977. 464 с.
8. Духин С.С., Дерягин Б.В. Электрофорез. М.: Наука, 1976. 328 с.
9. Heller C. Finding a universal low viscosity polymer for DNA separation (II) // Electrophoresis. 1998. Vol. 19, is. 18. P. 3114–3127. DOI: 10.1002/elps.1150191813
10. Heller C. Separation of double-stranded and single-stranded DNA in polymer solutions: I. Mobility and separation mechanism // Electrophoresis. 1999. Vol. 20, is. 10. P. 1962–1977. DOI: 10.1002/(SICI)1522-2683(19990701)20:10<1962::AID-ELPS1962>3.0.CO;2-H
11. Heller C. Separation of double-stranded and single-stranded DNA in polymer solutions: II. Separation, peak width and resolution // Electrophoresis. 1999. Vol. 20, is. 10. P. 1978–1986. DOI: 10.1002/(SICI)1522-2683(19990701)20:10<1978::AID-ELPS1978>3.0.CO;2-G
12. Heller C. Influence of electric field strength and capillary dimensions on the separation of DNA // Electrophoresis. 2000. Vol. 21, is. 3. P. 593–602. DOI: 10.1002/(SICI)1522-2683(20000201)21:3<593::AID-ELPS593>3.0.CO;2-U

*Институт аналитического приборостроения РАН,  
Санкт-Петербург*

Контакты: Шарфарец Борис Пинкусович,  
[sharb@mail.ru](mailto:sharb@mail.ru)

Материал поступил в редакцию 13.02.2020

# ON THE MOBILITY OF IONS DURING ELECTROPHORESIS IN A HOMOGENEOUS LIQUID AND IN POROUS MEDIA IN THE CASE OF A LINEAR DEPENDENCE OF THE VELOCITY ON THE AMPLITUDE OF THE ELECTRIC VOLTAGE VECTOR

**V. E. Kurochkin, B. P. Sharfarets**

*Institute for Analytical Instrumentation of RAS, Saint Petersburg, Russia*

Various types of mobility of inclusions and ions in a homogeneous liquid and in a porous medium filled with liquid are given, as well as the necessary definitions concerning the properties of porous media. The main attention is paid to ionic electrophoretic mobility in a homogeneous liquid and in a porous medium for the case of a linear relationship between the migration velocity and the amplitude of the electric field vector. The results concerning the determination of nucleotide mobility in various cases are presented. It is noted that in the case of a nonlinear dependence of the migration velocity on the amplitude of the electric field, the mobility ceases to be constant and becomes dependent on this amplitude. The results are useful for DNA sequencing researchers.

*Keywords:* porous media, electrophoresis, mobility, DNA, nucleotides, linear models of electrophoresis, nonlinear electrophoresis models

## REFERENCES

1. Sharfarets B.P., Kurochkin V.E. [On the mobility of particles and molecules in porous media] *Nauchnoe priborostroenie* [Scientific instrumentation], 2015, vol. 25, no. 4, pp. 43–55. DOI: 10.18358/np-25-4-i4355 (In Russ.).
2. Leont'ev N.E. *Osnovy teorii fil'tracii* [Fundamentals of filtration theory]. Moscow, MGU Publ., 2009. 87 p. (In Russ.).
3. Nield D.A., Bejan A. *Convection in porous media*. N.Y., Springer, 2013. 778 p.
4. Vafai K., ed. *Handbook of porous media*. 2d ed. CRC Press, 2005. 744 p.
5. Landau L.D., Lifshits E.M. *Teoreticheskaya fizika. T. 6. Gidrodinamika* [Theoretical physics. Vol. 6. Hydrodynamics]. Moscow, Nauka Publ., 1986. 736 p. (In Russ.).
6. Bruus H. *Theoretical microfluidics*. Oxford, University Press, 2008. 346 p.
7. Newman G. *Elektrohimicheskie sistemy* [Electrochemical systems]. Moscow, Mir Publ., 1977. 464 p. (In Russ.).
8. Duhin S.S., Deryagin B.V. *Elektroforez* [Electrophoresis]. Moscow, Nauka Publ., 1976. 328 p. (In Russ.).
9. Heller C. Finding a universal low viscosity polymer for DNA separation (II). *Electrophoresis*, 1998, vol. 19, is. 18, pp. 3114–3127. DOI: 10.1002/elps.1150191813
10. Heller C. Separation of double-stranded and single-stranded DNA in polymer solutions: I. Mobility and separation mechanism. *Electrophoresis*, 1999, vol. 20, is. 10, pp. 1962–1977. DOI: 10.1002/(SICI)1522-2683(19990701)20:10<1962::AID-ELPS1962>3.0.CO;2-H
11. Heller C. Separation of double-stranded and single-stranded DNA in polymer solutions: II. Separation, peak width and resolution. *Electrophoresis*, 1999, vol. 20, is. 10, pp. 1978–1986. DOI: 10.1002/(SICI)1522-2683(19990701)20:10<1978::AID-ELPS1978>3.0.CO;2-G
12. Heller C. Influence of electric field strength and capillary dimensions on the separation of DNA. *Electrophoresis*, 2000, vol. 21, is. 3, pp. 593–602. DOI: 10.1002/(SICI)1522-2683(20000201)21:3<593::AID-ELPS593>3.0.CO;2-U

Contacts: Sharfarets Boris Pinkusovich,  
sharb@mail.ru

Article received by the editorial office on 13.02.2020