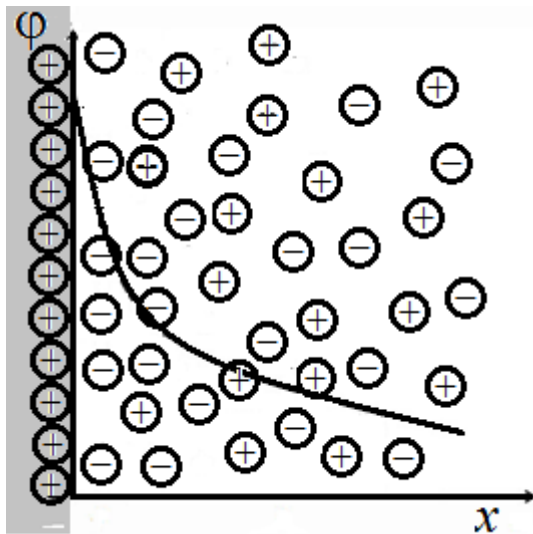


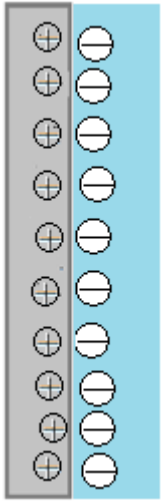
## Лекция 9. ДВОЙНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ СЛОЙ

При контакте твердого тела с раствором электролита происходит ряд процессов, приводящих к *зарядению поверхности*: 1) адсорбция (достройка кристаллической решетки) ионов на поверхности твердого тела; 2) диссоциация поверхностных групп; 3)



переход ионов одного знака из твердого тела в раствор, когда а на поверхности остается фрагмент группы противоположного заряда; 4) поляризация поверхности (для металлов – наличие избытка/недостатка электронов на поверхности).

Вблизи заряженной поверхности *изменяется концентрации ионов*: к поверхности из раствора подтягиваются ионы противоположного знака и отталкиваются ионы одного знака с зарядом поверхности. В результате в системе твердое тело/электролит формируется так называемый *двойной электрический слой*. Детально структуру двойного электрического слоя рассмотрим ниже.



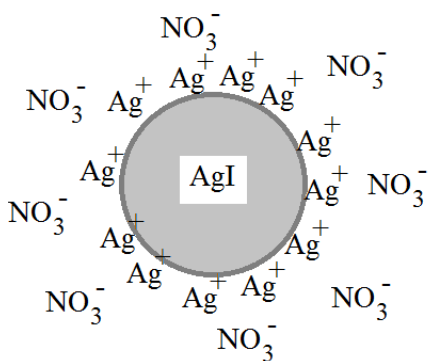
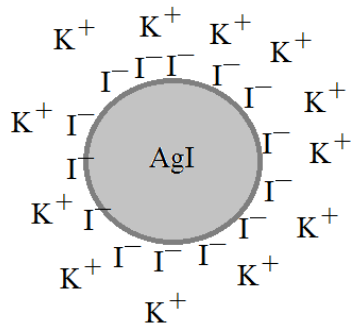
**Важно:** Первые представления о двойном электрическом слое были развиты Гельмгольцем, который считал, что и в электролите формируется тонкий слой ионов, заряд которых противоположен заряду поверхности твердого тела и полностью компенсирует его. Эти два слоя формируют конденсатор, с атомарным расстоянием между обкладками.

**Важно:** Гуи и Чепмен показали, что тепловое движение ионов «размывает» слой ионов, формирующийся в электролите, и он простирается достаточно далеко вглубь электролита. Теория Гуи-Чепмена будет рассмотрена ниже.

Типы ионов – *потенциалопределяющие и индифферентные ионы.*

*Потенциалопределяющими* называют ионы, введение которых в электролит приводит к *изменению* заряда и потенциала поверхности. *Индифферентными* называют ионы (электролиты), не изменяющие потенциал поверхности.

Примером потенциалопределяющих ионов могут служить, например ионы серебра  $\text{Ag}^+$  или йода  $\text{I}^-$  по отношению к поверхности кристалла  $\text{AgI}$ . Эти ионы способны встраиваться в поверхность кристалла. В результате в растворе  $\text{KI}$  поверхность кристалла заряжается отрицательно за счет адсорбции (доставления



кристаллической решётки) ионов  $\Gamma^-$ , а в растворе  $\text{AgNO}_3$  - положительно за счет адсорбции ионов  $\text{Ag}^+$ .

Рассмотрим условие равновесия в системе заряженных частиц. Для таких частиц условием равновесия является постоянство электрохимического потенциала, которое при малой концентрации ионов  $C_i$  в растворе имеет вид ( $eN_A$  - число Фарадея)

$$\mu_i = \mu_i^0 + RT \ln c_i + z_i e N_A \varphi = \text{const.} \quad (1)$$

Дифференцируя это равенство, приходим к уравнению Нернста

$$d\varphi = -\frac{RT}{z_i e N_A} d \ln c_i = -\frac{kT}{z_i e} d \ln c_i. \quad (2)$$

К потенциалоопределяющим относят ионы, которые подчиняются соотношению (2), то есть изменение концентрации которых в растворе ведет к изменению разности потенциалов между твердой фазой и электролитом в соответствии с уравнением (2).

Если к тому же ионы при адсорбции становятся неотличимыми от твердой фазы (как в случае ионов  $\text{Ag}^+$  или  $\Gamma^-$  в рассмотренном выше примере), то их химический потенциал не зависит от концентрации в твердой фазе и имеет вид

$$\mu_i^s = \mu_i^{s0} + z_i e N_A \varphi_0, \quad (3)$$

где  $\Phi_0$  - потенциал поверхности, а  $\mu_i^{s0}$  - потенциал ионов в конденсированной фазе. К потенциалопределяющим ионам относят также и те, для которых справедливо равенство (3).

### Изотерма адсорбции ионов (изотерма Штерна)

**Важно:** Экспериментальные исследования показали, что адсорбция ионов определяется не только знаком, но и природой ионов. В связи с этим вводят понятие о *специфической адсорбции*, связанной с неэлектростатическим взаимодействием ионов с поверхностью. Менее часто используется термин *неспецифическая адсорбция*, величина которой определяется только знаком, но не типом ионов.

**Важно:** ионы в растворе обычно окружены *гидратной оболочкой*, которая может разрушаться, разрушаться частично или не разрушаться при адсорбции.

**Важно:** в случае адсорбции ионов невозможной считается полислойная адсорбция. То есть фактически речь может идти только о заполнении первого монослоя. Таким образом, изотерма адсорбции ионов должна быть схожей с изотермой адсорбции Ленгмюра. Такая изотерма была получена **Штерном**.

Представим, что на поверхности имеется  $N_0$  активных центров, на которых могут адсорбироваться ионы. Если ионы заняли  $N_{ai}$  центров то их химический потенциал при малых степенях заполнения может быть записан в виде

$$\mu_{si} = \mu_{si}^0 + RT \ln \left( \frac{N_{ai}}{N_0} \right) + z_i e N_A \varphi_d + N_A \Phi_i, \quad (4)$$

$$\mu_i = \mu_i^0 + RT \ln c_{0i} + z_i e N_A \varphi_e,$$

где  $\Phi_i$  - энергия *неэлектростатического* взаимодействия иона с поверхностью,  $\mu_{si}^0$  - часть химического потенциала, связанная с взаимодействием иона с окружением на поверхности,  $\varphi_d$  - потенциал в плоскости наибольшего сближения с ионов с поверхностью.

Приравнивая химические потенциалы иона в растворе (где принимаем  $\varphi_e = 0$ ) и на поверхности, сразу же получаем изотерму Генри-Штерна

$$\theta_i = \frac{N_{ai}}{N_0} = c_{0i} K_{Hi} \exp \left[ -\frac{\Phi_i + z_i e \varphi_d}{k_B T} \right], K_{Hi} = \exp \left[ \frac{\mu_i^0 - \mu_{si}^0}{RT} \right], \quad (5)$$

где  $K_{Hi}$  - приведенная константа Генри (нормировка хим. потенциала!).

Учтем, что на поверхности существует конечное число свободных центров, предположив, следуя Штерну, что отношение числа занятых адсорбционных центров к числу свободных мест определяется бoльцмановским фактором

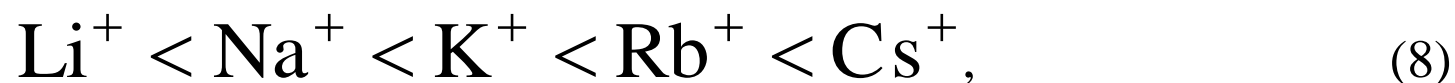
$$\frac{N_{ai}}{N_0 - \sum_i N_{ai}} = c_{0i} K_{Hi} \exp\left[-\frac{\Phi_i + z_i e \varphi_d}{k_B T}\right]. \quad (6)$$

Отсюда получаем изотерму адсорбции Штерна

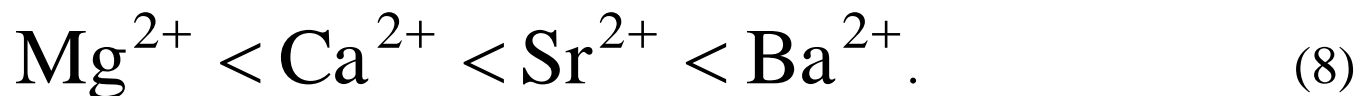
$$\theta_i = \frac{N_{ai}}{N_0} = \frac{c_{0i} K_{Hi} \exp\left[-\frac{\Phi_i + z_i e \varphi_d}{k_B T}\right]}{1 + \sum_i c_{0i} K_{Hi} \exp\left[-\frac{\Phi_i + z_i e \varphi_d}{k_B T}\right]}, \quad (7)$$

которая для нейтральных молекул переходит в изотерму адсорбции Ленгмюра.

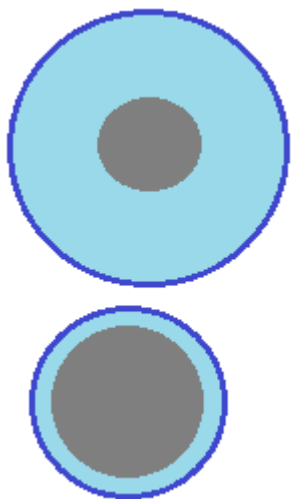
Входящий в уравнения (5) и (7) потенциал  $\Phi_i$  определяет специфическую адсорбцию ионов. С наличием специфической адсорбции связывают существование так называемых *лиотропных рядов*. На большом числе экспериментальных данных было показано, что катион оказывает тем более сильное понижающее воздействие на отрицательный поверхностный потенциал, чем больше его истинный объем. Для ионов щелочных металлов этот ряд выглядит следующим образом



а для ионов щелочноземельных металлов он таков

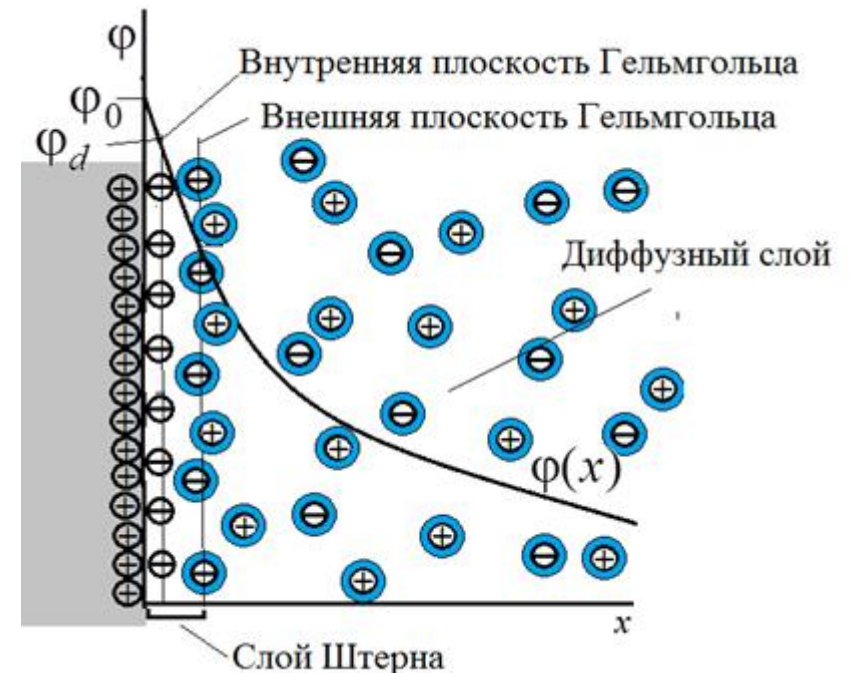


Лиотропному ряду щелочных металлов отвечает адсорбционный ряд



## Двойной электрический слой

В настоящее время структуру двойного слоя представляют более сложной. Выделяют 1) *плотную часть* двойного слоя (или слой Штерна) и 2) *диффузную*. Плотная часть в общем виде представляется в виде *внутренней* и *внешней* части. Внутренняя часть образована дегидратированными ионами, адсорбированными на данной поверхности. Поскольку ионы имеют конечный размер, то имеется различие между потенциалом стенки  $\Phi_0$  и потенциалом  $\Phi_d$  в той плоскости (*внутренняя плоскость Гельмгольца*), в которой находятся адсорбированные дегидратированные ионы (*в слое Штерна*). Потенциал  $\Phi_d$  часто называют штерновским. Внешнюю часть плотного слоя составляют гидратированные ионы, взаимодействие которых с поверхностью практически лишено специфичности. С положением этих ионов связывают так называемую внешнюю плоскость Гельмгольца. За внешней плоскостью Гельмгольца находится диффузная часть двойного слоя (*слой Гуи*) в которую иногда включают и ионы, расположенные во внешней плоскости Гельмгольца.





**Важно:** ионы, находящиеся в плотной части, считаются неподвижными, а ионы в диффузной части подвижны.

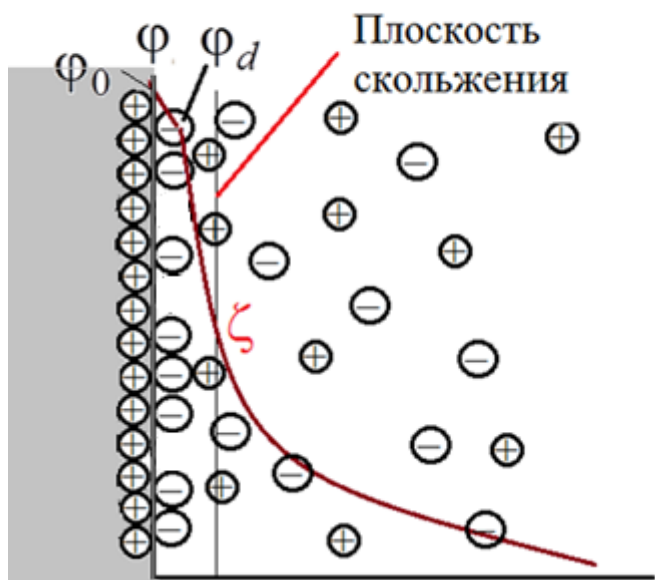
**Важно:** специфически адсорбированные ионы, входящие во внутреннюю часть плотного слоя, могут иметь как противоположный, так и одинаковый с потенциалопределяющими ионами заряд.

Ионы, имеющие одинаковый с потенциалопределяющими ионами заряд, называются *коионами*, а ионы противоположного знака – *противоионами*.

**Важно:** Строение двойного слоя определяет не только термодинамические, но и электрокинетические характеристики поверхности и коллоидных систем.

При этом важную роль играет граница слоя, на которой молекулы жидкой среды практически теряют свою гидродинамическую подвижность.

Плоскость, разделяющая подвижную внешнюю среду от неподвижного граничного слоя, называется *плоскостью скольжения*. В этой плоскости потенциал имеет значение  $\zeta$ . Эта величина называется *электрокинетическим потенциалом* или *дзета-*



потенциалом. Иногда отождествляют потенциал Штерна и электрокинетический потенциал, полагая  $\varphi_d = \zeta$ . Но это не совсем верно.

### Строение диффузной части двойного слоя

Более тщательно проведено изучение диффузной части двойного слоя, которая играет доминирующую роль и в электрокинетических явлениях, и в устойчивости коллоидных систем. Для нахождения потенциала и концентрации ионов в диффузной части двойного слоя используется уравнение Пуассона

$$\Delta\varphi(x) = \frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} q(x), \quad (10)$$

где  $\varepsilon$  - диэлектрическая проницаемость электролита, которую мы считаем постоянной,  $\varepsilon_0$  - электрическая постоянная,  $q(x)$  - плотность заряда и мы перешли к одномерному приближению, считая, что все параметры зависят только от нормальной к поверхности координаты  $x$ .

**Важно:** размер ионов не учитывается, они считаются точечными частицами.

Принимая больцмановское распределение для концентрации ионов, приходим к основному уравнению теории диффузной части двойного слоя – уравнению Пуассона-Больцмана

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} \sum_i z_i e c_{0i} \exp\left[-\frac{z_i e \varphi(x)}{kT}\right]. \quad (11)$$

Это уравнение необходимо дополнить граничными условиями, в качестве которых мы примем следующие

$$\begin{aligned} \varphi(0) &= \varphi_0, \\ \varphi|_{x \rightarrow \infty} &= 0. \end{aligned} \quad (12)$$

**Важно:** Можно также задать плотность поверхностного заряда на поверхности, что

позволяет использовать следующее граничное условие  $-\frac{d\varphi}{dx}\Big|_{x=0} = \frac{q_s}{\varepsilon\varepsilon_0}$ , где  $q_s$  -

плотность поверхностного заряда. Принимается также, что вдали от поверхности

обращается в нуль производная потенциала  $\frac{d\varphi}{dx}\Big|_{x \rightarrow \infty} = 0$ .

**Важно:** Иногда граничные условия ставятся не на поверхности, а в плоскости слоя Штерна. Мы не будем рассматривать все эти варианты, поскольку они получаются

один из другого путем простой смены индексных обозначений (в данном случае нужно заменить  $\varphi_0$  на  $\varphi_d$ ).

Умножив уравнение (11) на  $\frac{d\varphi}{dx}$ , получаем

$$\frac{d\varphi}{dx} \frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{1}{2} \frac{d}{dx} \left( \frac{d\varphi}{dx} \right)^2 = -\frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} \sum_i z_i e c_{0i} \exp\left[ -\frac{z_i e \varphi(x)}{kT} \right] \frac{d\varphi}{dx} =$$

$$\frac{d}{dx} \frac{kT}{\varepsilon\varepsilon_0} \sum_i c_{0i} \exp\left[ -\frac{z_i e \varphi(x)}{kT} \right]. \quad (13)$$

Уравнение (13) легко интегрируется, и с учетом условия обращения в нуль производной потенциала вдали от поверхности, с помощью которого определяем постоянную интегрирования, получаем

$$\frac{1}{2} \left( \frac{d\varphi}{dx} \right)^2 = \frac{kT}{\varepsilon\varepsilon_0} \sum_i c_{0i} \left\{ \exp \left[ -\frac{z_i e \varphi(x)}{kT} \right] - 1 \right\}. \quad (14)$$

Или

$$\frac{d\varphi}{dx} = \pm \left\{ \frac{2kT}{\varepsilon\varepsilon_0} \sum_i c_{0i} \left[ \exp \left( -\frac{z_i e \varphi(x)}{kT} \right) - 1 \right] \right\}^{1/2}. \quad (15)$$

Дальнейшее интегрирование требует определенных приближений или рассмотрения частных случаев. Если потенциал поверхности невысок или плотность

поверхностного заряда мала, так что выполняется условие  $\frac{|z_i e \varphi(x)|}{kT} \ll 1$ , которому

отвечают при комнатной температуре значения потенциалов меньше 25 мВ, то можно разложить экспоненту в ряд. Уравнение (15) в этом случае может быть преобразовано с учетом соотношения

$$\exp\left(-\frac{z_i e \varphi(x)}{kT}\right) \approx 1 - \frac{z_i e \varphi(x)}{kT} + \frac{1}{2} \left(\frac{z_i e \varphi(x)}{kT}\right)^2 \quad (16)$$

и условия электронейтральности в объеме электролита  $\sum_i c_{0i} z_i = 0$  к виду

$$\frac{d\varphi}{dx} = -\kappa\varphi, \quad (17)$$

где  $\kappa = \sqrt{\frac{e^2}{\varepsilon\varepsilon_0 kT} \sum_i c_{0i} z_i^2} = \frac{1}{r_D}$  - обратная величина величины *дебаевского*

*радиуса* ( $r_D$ ) и мы выбрали в правой части знак минус, поскольку потенциал убывает с удалением от поверхности.

Решение уравнения (17) находится легко

$$\varphi(x) = K \exp(-\kappa x), \quad (18)$$

и мы получаем с помощью граничного условия (12) находим постоянную интегрирования, так что

$$\varphi(x) = \varphi_0 \exp(-\kappa x). \quad (19)$$

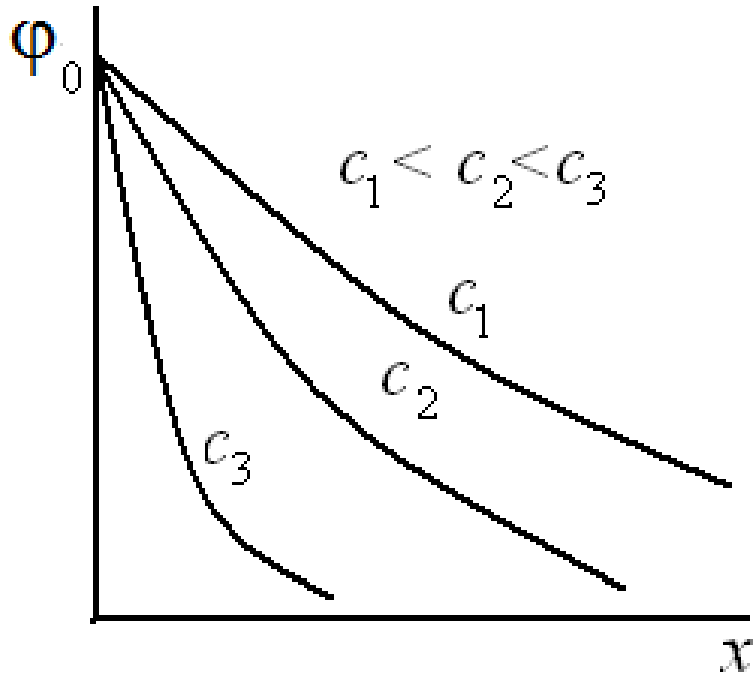
Выражение (19) показывает, что потенциал экспоненциально убывает с расстоянием от поверхности и практически обращается в нуль при

$$x > \kappa^{-1} = \frac{1}{r_D}.$$

По этой причине толщину диффузной части двойного электрического слоя характеризуют величиной дебаевского радиуса  $r_D = \kappa^{-1}$ ,

которая для водных растворов одновалентных

солей равна  $r_D = \kappa_d^{-1} = 3.0 \times 10^{-8} / \sqrt{C}$  см, где  $C$  – концентрация соли в моль/л.



### *Потенциалы произвольной величины*

Уравнение (15) можно проинтегрировать и в случае произвольных потенциалов поверхности, но для *симметричного электролита* ( $z_+ = -z_- = z, c_{0+} = c_{0-} = c_0$ ).

В этом случае правая часть может быть представлена в виде

$$\sum_i c_{0i} \left[ \exp\left(-\frac{z_i e \varphi(x)}{kT}\right) - 1 \right] = 2c_0 \left[ \operatorname{ch}\left(\frac{ze\varphi(x)}{kT}\right) - 1 \right] =$$
$$4c_0 \operatorname{sh}^2\left(\frac{ze\varphi(x)}{2kT}\right)$$
(20)



и уравнение переходит в следующее

$$\frac{d\varphi}{dx} = -\sqrt{\frac{8c_0kT}{\varepsilon\varepsilon_0}} \operatorname{sh}\left(\frac{ze\varphi(x)}{2kT}\right), \quad (21)$$

где мы снова выбрали знак минус.

Используя интеграл  $\int \frac{du}{\operatorname{sh}(u)} = \ln \operatorname{th}\left(\frac{u}{2}\right) + \operatorname{const}$ , получаем после

интегрирования уравнения (21), представленного в виде

$$\frac{d\varphi}{\operatorname{sh}\left(\frac{ze\varphi(x)}{2kT}\right)} = -\sqrt{\frac{8c_0kT}{\varepsilon\varepsilon_0}} dx, \quad (22)$$

с граничным условием (12)

$$\kappa x = \ln \left( \frac{\text{th}(ze\varphi_0 / 4kT)}{\text{th}(ze\varphi(x) / 4kT)} \right). \quad (23)$$

или

$$\text{th}(ze\varphi(x) / 4kT) = \text{th}(ze\varphi_0 / 4kT) \exp(-\kappa x). \quad (24)$$

С помощью (21) и граничного условия  $-\frac{d\varphi}{dx}\Big|_{x=0} = \frac{q_s}{\varepsilon\varepsilon_0}$  легко установить связь между поверхностным зарядом и потенциалом в случае симметричного электролита

$$q_s = -\sqrt{8\varepsilon\varepsilon_0 c_0 kT} \text{sh} \left( \frac{ze\varphi_0}{2kT} \right), \quad (25)$$

что позволяет легко переходить от заданного потенциала поверхности к заданному ее заряду.

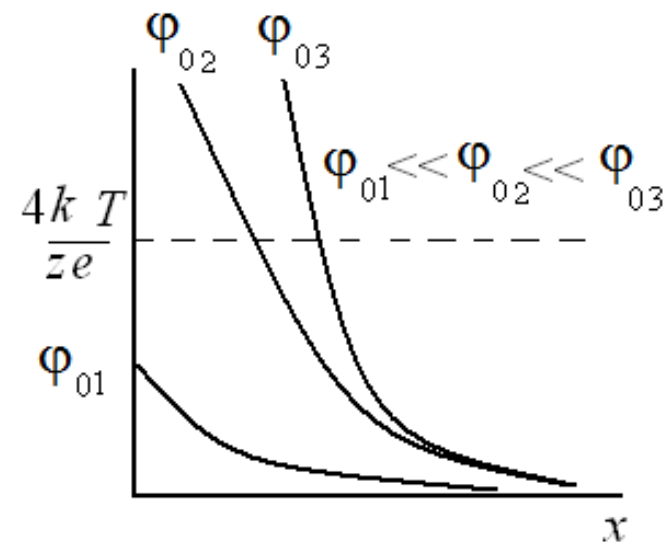
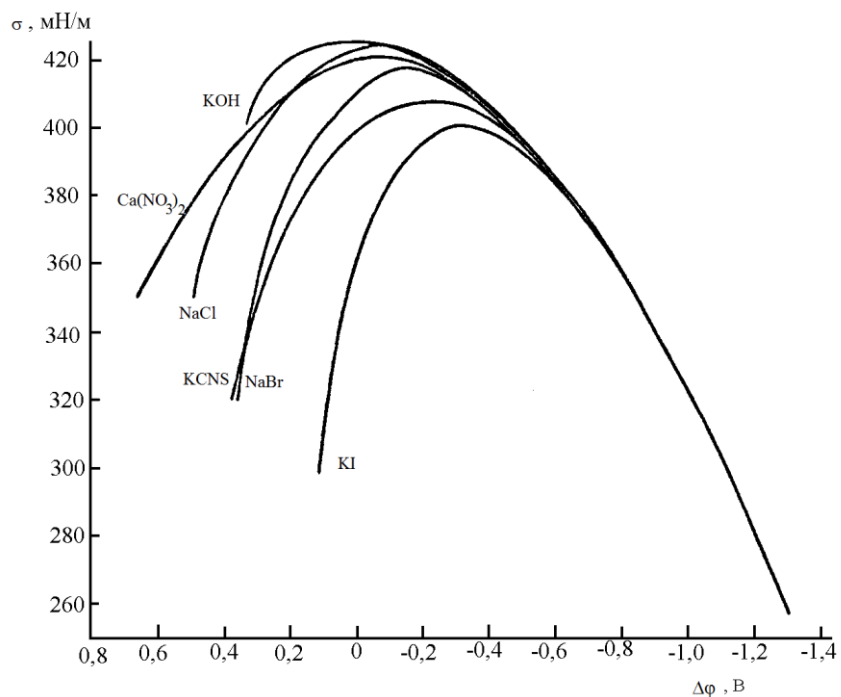
Отметим следующее важное обстоятельство. Для сильно заряженной поверхности, когда  $\varphi_0 \gg 4kT / ze$  из формулы (23) с учетом приближенного равенства

$\text{th}(ze\varphi_0 / kT) \approx 1$ , выполняющегося в этом случае, получаем для распределения потенциала вдали от поверхности ( $\text{th}(y) \approx y$ ) следующее выражение

$$\varphi(x) \approx \frac{4kT}{ze} \exp(-\kappa x). \quad (26)$$

Сопоставим это выражение с зависимостью (19). Видно сходство закона убывания потенциала в случае слабо и сильно заряженных поверхностей.

**Важно:** *предэкспоненциальный множитель в последнем случае не зависит от потенциала поверхности.*

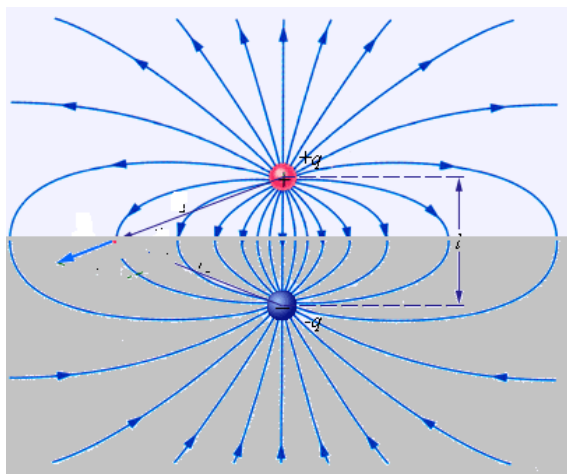


Пограничное значение потенциала поверхности,  $\frac{4kT}{ze}$ , составляет при комнатной температуре величину около 100 мВ.

## Электрокапиллярность

Адсорбция ионов влияет на поверхностное натяжение межфазной границы, поскольку имеет место отталкивание заряженных частиц в поверхностном слое, то есть они

«растягивают» поверхность. Влияние заряда на поверхностное натяжение – эффект, относящийся к *электрокапиллярным явлениям* - поверхностным явлениям с участием заряженных частиц (ионов, электронов).



Рассмотрим электролит, контактирующий с жидким металлом (ртутью) и определим зависимость поверхностного натяжения от скачка потенциала на межфазной поверхности  $\sigma = f(\Delta\varphi)$ . Такая зависимость, выраженная графически, называется *электрокапиллярной кривой*. На рис. приведены

электрокапиллярные кривые для ртути в растворах электролитов. Поверхностное натяжение изменяется из-за взаимодействия (отталкивания) зарядов в поверхностном слое. В точке максимума заряд поверхности равен нулю, соответствующее значение потенциала называют *потенциалом нулевого заряда*. Левую ветвь называют *анодной*, правую – *катодной*.

### *Термодинамика электрокапиллярности*

Используем уравнение Гиббса

$$sd\sigma + S_s dT + \sum_i N_{si} d\mu_i = 0. \quad (27)$$

Заметим, что мы не можем просто подставить в (27) электрохимические потенциалы ионов, адсорбция иона на поверхности сопровождается приходом (уходом) электронов со стороны металла для обеспечения электронейтральности. Поскольку ионы и электроны как бы «связаны» в (27) надо подставлять комбинацию, поскольку

$$\tilde{\mu}_i = \mu_{ei} + z_i \mu_{ee}, \quad (28)$$

где  $z_i$  – валентность ионов, а  $\mu_{ee}$  – электрохимический потенциал электронов. Вместо (27) имеем

$$d\sigma + \frac{S_s}{S} dT + \sum_i \Gamma_i d(\mu_{ei} + z_i \mu_{ee}) = \quad (29)$$

$$d\sigma + \frac{S_s}{S} dT + \sum_i \Gamma_i d\mu_{ei} + \sum_i \Gamma_i z_i d\mu_{ee} = 0.$$

В последнем слагаемом в (29) можно, в принципе, заменить сумму по адсорбциям ионов на «адсорбцию» электронов  $\Gamma_e = \sum_i z_i \Gamma_i$ . Электрохимический потенциал

можно выразить через химический и электростатический  $\Phi$  потенциалы

$$\mu_{ei} = \mu_i + z_i e N_A \Phi^\beta, \quad (30)$$

где  $\varphi^\beta$  - электростатический потенциал электролита. Следует также учесть, что электроны находятся только в металлической фазе, поэтому их химический электрохимический потенциал

$$\mu_{ee} = \mu_e - e\varphi^\alpha, \quad (31)$$

где  $\varphi^\alpha$  - потенциал металлической фазы. В результате имеем  $\Delta\varphi = \varphi^\beta - \varphi^\alpha$

$$d\sigma = -\frac{S_s}{S} dT - \sum_i \Gamma_i z_i e d(\Delta\varphi) - \sum_i \Gamma_i d\mu_i - \sum_i \Gamma_i z_i d\mu_e. \quad (32)$$

Введем плотность поверхностного заряда, формируемого ионами со стороны электролита  $q_s = \sum_i \Gamma_i z_i e$ , уравнение (32) можно переписать в виде

$$d\sigma = -\frac{S_s}{S} dT - q_s d(\Delta\varphi) - \sum_{i,e} \Gamma_i d\mu_i, \quad (33)$$

где сумма в последнем слагаемом распространяется и на электронную компоненту. Это основное уравнение электрокапиллярности - *уравнение Фрумкина*. Оно позволяет рассчитывать адсорбцию ионов на электродах. При постоянном составе электролита из него следует *уравнение Липпмана*

$$\left( \frac{\partial \sigma}{\partial \Delta \varphi} \right)_{T, \mu_i} = -q_s. \quad (34)$$

В уравнении (34)  $\Delta \varphi$  - фактически приложенный к электроду потенциал.

Дифференцирование уравнения (34) по  $\Delta \varphi$  определяет *дифференциальную емкость* двойного слоя

$$\left( \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \Delta \varphi^2} \right)_{T, \mu_i} = - \left( \frac{\partial q_s}{\partial \Delta \varphi} \right)_{T, \mu_i} = C_d. \quad (35)$$





Если считать, что двойной слой ведет себя как конденсатор с постоянной емкостью, то уравнение (35) можно проинтегрировать, что дает для межфазной энергии следующее выражение

$$\sigma = \sigma_{\max} - \frac{1}{2} C_d (\Delta\varphi - \Delta\varphi_{\max})^2, \quad (36)$$

где  $\sigma_{\max}$  и  $\Delta\varphi_{\max}$  - значения межфазного натяжения и потенциал в точке максимума электрокапиллярных кривых.

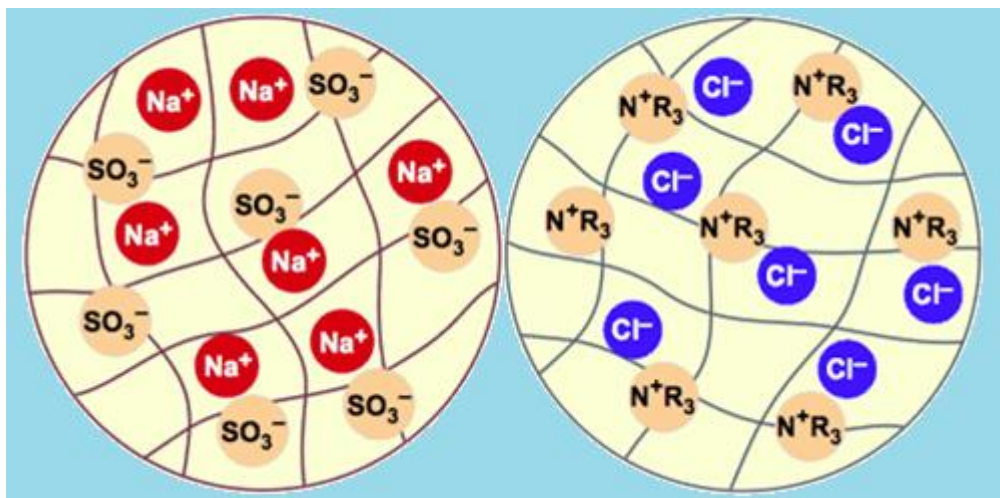
## Ионный обмен

*Ионообменники (иониты)* - твердые нерастворимые вещества, имеющие в своём составе функциональные группы, способные к ионизации и обмену ионами с электролитами. Обычно это синтетические органические смолы, имеющие кислотные или щелочные группы. Иониты разделяются на *катиониты*, поглощающие катионы,

*аниониты*, поглощающие анионы и *амфотерные иониты*, обладающие обоими этими свойствами. Ряды с убывающей адсорбционной емкостью называются *лиотропными*.

Способность дисперсной системы к ионному обмену принято характеризовать величиной *емкости обмена* – количеством грамм-эквивалентов ионов, поглощенных одним килограммом вещества дисперсной фазы. Ионный обмен зависит от pH, концентрации и состава среды, поэтому емкость обмена определяют в стандартных условиях.

*Органические иониты* — это в основном *синтетические ионообменные смолы*. Органическая матрица изготавливается путем поликонденсации мономерных органических молекул, таких как *стирол*, *дивинилбензол*, *акриламид* и т. д. В эту матрицу химическим путем вводятся ионогенные группы (фиксированные ионы) кислотного или основного типа. Традиционно вводимыми группами кислотного типа являются  $-\text{COOH}$ ;  $-\text{SO}_3\text{H}$ ;  $-\text{PO}_4\text{H}_2$  и т. п., а основного типа:  $\equiv\text{N}$ ;  $=\text{NH}$ ;  $-\text{NH}_2$ ;  $-\text{NR}^{3+}$  и т. п.



Современные ионообменные смолы, как правило, обладают высокой обменной емкостью и стабильностью в работе.

*Неорганические иониты* — это в основном иониты природного происхождения, к которым относятся алюмосиликаты, гидроксиды и соли *поливалентных*

*металлов.* Наиболее распространенными и применяемыми для очистки воды неорганическими природными ионитами являются *цеолиты*. Цеолиты — это минералы из группы водных алюмосиликатов щелочных и щелочноземельных элементов, которые характеризуются наличием трехмерного алюмокремнекислородного каркаса, образующего системы полостей и каналов, в которых расположены щелочные, щелочноземельные катионы и молекулы воды.