

# CUADERNO FIRP S610-A

MODULO DE ENSEÑANZA EN FENOMENOS INTERFACIALES

*en español*

## Doble Capa Eléctrica Interfacial

\*\*\*\*\*

*Jean-Louis SALAGER*

LABORATORIO DE FORMULACION, INTERFASES  
REOLOGIA Y PROCESOS

UNIVERSIDAD DE LOS ANDES  
FACULTAD DE INGENIERIA  
ESCUELA DE INGENIERIA QUIMICA



Mérida-Venezuela  
Versión # 2 (1998)

# **DOBLE CAPA ELECTRICA INTERFACIAL**

---

## *Contenido*

<b>1. CARGA INTERFACIAL .....</b>	<b>2</b>
1.1 SUPERFICIES SOLIDAS POLARES.....	2
1.2 CARGA PRODUCIDA POR IONES EN UNA INTERFASE LIQ/LIQ.....	3
1.3 CARGAS PRODUCIDAS POR OTROS FENOMENOS.....	3
<b>2. MODELO DE GOUY - CHAPMAN .....</b>	<b>4</b>
<b>3. LONGITUD DEBYE - HUCKEL = ESPESOR CAPA DIFUSA.....</b>	<b>7</b>
<b>4. MODELOS MAS PRECISOS.....</b>	<b>9</b>
<b>5. POTENCIAL ELECTROKINETICO ZETA.....</b>	<b>11</b>
<b>6. REPULSION ELECTROSTATICA DE INTERFASES VECINAS.....</b>	<b>12</b>
<b>7. UNIDADES UTILIZADAS .....</b>	<b>14</b>
7.1 DIMENSIONES (UNIDADES SI).....	14
7.2 UNIDADES Y EQUIVALENCIAS.....	14
7.3 CONSTANTES.....	14

# DOBLE CAPA ELECTRICA INTERFACIAL

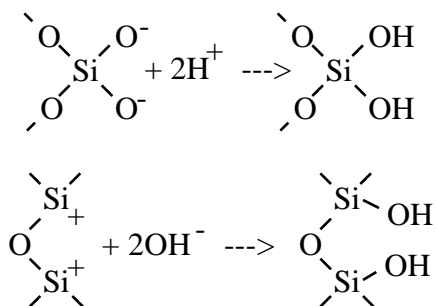
## 1. CARGA INTERFACIAL

Cuando un sólido o un líquido apolar está en contacto con una solución acuosa de electrólito, se puede decir en forma general que la superficie del sólido o la interfase líquido-líquido presenta un exceso de carga por unidad de área. Un exceso equivalente pero de signo contrario está ubicado en la fase acuosa a proximidad de la interfase. Ambas distribuciones de carga constituyen la llamada doble carga interfacial.

La aparición de carga interfacial se debe a varios fenómenos que se describen a continuación.

### 1.1 SUPERFICIES SOLIDAS POLARES

Al producirse una superficie sólida se rompen unos enlaces. En el caso de la sílice, por ejemplo, dicha ruptura produce sitios con cargas positivas o negativas, que al contacto con agua resultan en una hidroxilación.



Por liberación de iones hidrógeno, la sílice hidroxilada produce una superficie negativa, salvo a bajo pH en cuyo caso la forma no disociada es estable.

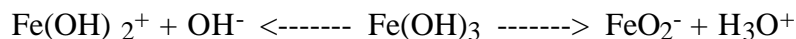
La adsorción relativa de iones  $\text{H}^+$  y  $\text{OH}^-$  determina la densidad de carga, es decir la carga eléctrica por unidad de área en la superficie ( $\sigma$ )

$$\sigma = e ( \text{H}^+ - \text{OH}^- )$$

donde los  $\sigma$  se refieren a las concentraciones adsorbidas (moléculas por unidad de área) y "e" es la carga elemental. Si las concentraciones adsorbidas son iguales, el pH correspondiente se llama "punto de carga cero". Dicho pH puede determinarse por titulación potenciométrica.

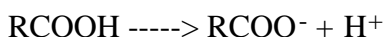
Un enfoque vecino consiste en determinar experimentalmente el pH al cual la movilidad electroforética de partículas sólidas es cero. Tal pH se llama "punto isoeléctrico" y es normalmente muy vecino al "punto de carga cero"; puede haber una diferencia debida al papel eventual de sustancias no iónicas adsorbidas en la determinación de la movilidad electroforética.

La hematita ( $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ) se comporta en forma semejante a la sílice, pudiendo producir una superficie positiva o negativa según el valor del pH.



## 1.2 CARGA PRODUCIDA POR IONES EN UNA INTERFASE LIQ/LIQ

Ciertos líquidos apolares pueden contener sustancias susceptibles de ionizarse a la interfase. Por ejemplo un aceite vegetal o un petróleo crudo contiene a menudo una cierta concentración de ácidos carboxílicos, los cuales pueden ionizarse.



El grupo carboxilato permanece en la superficie (en la capa fija) mientras que el protón pasa a la fase agua (en la capa difusa).

La carga superficial puede también deberse a la adsorción en la interfase de iones inicialmente presentes en la fase acuosa. Estos pueden ser iones de tipo surfactante, pero también aniones o cationes inorgánicos.

La adsorción selectiva puede también provenir de la hidratación. Los iones más hidratados son más voluminosos y por lo tanto se mantienen en general más lejos de la interfase. Generalmente los aniones se hidratan menos que los cationes, y como resultado tienden a adsorberse más.

En presencia de una interfase entre agua pura y un aceite muy poco polar, los pocos protones hidratados  $\text{H}_3\text{O}^+$  tienen tendencia a alejarse más de la interfase que los iones  $\text{OH}^-$ , ya que son más voluminosos, produciéndose un defecto de adsorción de carga positiva. En ambos casos anteriores la interfase tendrá una carga superficial negativa.

## 1.3 CARGAS PRODUCIDAS POR OTROS FENOMENOS

La presencia de ciertas moléculas dipolares puede modificar el ambiente eléctrico cerca de la interfase, y modificar la distribución iónica en la fase acuosa.

La electrización puede también provenir de un fenómeno de fricción, particularmente en ausencia de ionización y de electrolitos. Este fenómeno depende de la agitación mecánica y de la agitación térmica.

La regla empírica de Cohn indica que es la fase con mayor constante dieléctrica que se carga positivamente. Ya que el agua posee una constante dieléctrica elevada, son las fases apolares que, en general, se cargan negativamente.

## 2. MODELO DE GOUY - CHAPMAN

El modelo de GOUY-CHAPMAN está ilustrado en la fig. 1, e incluye las siguientes variables:

- x distancia en la fase líquida (capa difusa) desde la interfase cargada. En el modelo unidimensional, se usará una sección de área unitaria perpendicular a la superficie.
- potencial eléctrico el cual varía con x desde un cierto valor (promedio)  $\phi_0$  en la interfase ( $x = 0$ ) hasta cero ( $x$  infinito, es decir en el seno de la solución).
- $C_i$  concentración del ion " i " de carga "  $Z_i e$  " donde  $Z_i$  define la valencia con signo + ó -.
- k constante de Boltzman, R la constante de los gases, "e" la carga de electrón, y F la constante de Faraday, recordando que por multiplicación de ambos numerador y denominador por el números de Avogadro:  $e/k = F/R$ .

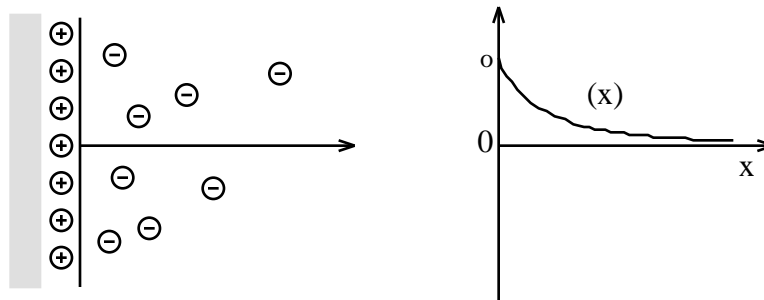


Fig. 1: Modelo de doble capa de Gouy - Chapman

Los iones en exceso en la capa difusa están de una parte atraídos por la capa interfacial, y por otra parte tienden a dispersarse bajo el efecto de la difusión y de la presión osmótica que tiende a igualar las concentraciones. El resultado de estos dos efectos es una distribución de Boltzman semejante a la distribución másica de moléculas en el campo gravitacional.

$$C_i = C_i(x = 0) \exp(-Z_i e \phi / kT)$$

o bien

$$C_i = C_i \exp(-Z_i F \phi / RT)$$

Al equilibrio, la interacción entre las cargas eléctricas se expresa por la ecuación de Poisson unidimensional:

$$\frac{d^2 \phi}{dx^2} = - \frac{\rho}{D}$$

donde  $\rho$  es la densidad de carga y D la constante dieléctrica de la solución acuosa (cuya definición es  $D = \epsilon / \epsilon_0$  donde  $\epsilon_0$  es la permitividad).

$$\rho = \sum Z_i F C_i$$

Reemplazando los términos, se obtiene la ecuación

$$\frac{d^2}{dx^2} = - \frac{4}{D} \sum Z_i F C_i \exp(-Z_i F \psi / RT)$$

$$Y(x \rightarrow \infty) = 0 \quad \frac{d}{dx}(x \rightarrow \infty) = 0$$

Para resolver se debe conocer la composición iónica. Se supondrá a continuación que existe un par de iones monovalentes; es el caso más simple. Para otros casos el cálculo es semejante.

En tal caso

$$Z_1 = -Z_2 = 1 \quad y \quad C_1 = C_2 = C$$

$$\begin{aligned} \frac{d^2}{dx^2} &= - \frac{4 FC}{D} [\exp(-F \psi / RT) - \exp(F \psi / RT)] \\ &= - \frac{8 FC}{D} \sinh(F \psi / RT) \end{aligned}$$

La integración de esta ecuación se lleva a cabo usando una transformación clásica:

$$2 \frac{d}{dx} \left( \frac{d}{dx} \right) = 2 \frac{d}{d} \left( \frac{d}{dx} \right) \frac{d}{dx} = \frac{d}{d} \left( \frac{d}{dx} \right)^2$$

y se realiza la integración en con:

$$\frac{d}{dx} = 0 \text{ en } \psi = 0 (x = \infty) \text{ y con } \cosh(2A) - 1 = 2(\sinh A)^2.$$

$$\frac{d}{dx} = -2 \sqrt{\frac{8 RTC}{D}} \sinh \frac{F \psi}{2RT}$$

Se usa generalmente el parámetro  $\kappa$ , llamado longitud de DEBYE - HÜCKEL, definido por

$$\frac{1}{\kappa} = \sqrt{\frac{8 F^2 C}{RTD}} = \sqrt{\frac{2F^2 C}{RT}}$$

Usando la relación:  $2/\sinh(2A) = \cosh A/\sinh A - \sinh A/\cosh A$ , se integra

$$\text{th} \frac{F \psi}{4RT} = K \exp(-\psi/\kappa)$$

pero  $2 \text{ Arg} [\text{th}(A)] = \text{Ln} \frac{(1+A)}{(1-A)}$

$$\frac{F \psi}{2RT} = \text{Ln} \left[ \frac{1 + K \exp(-\psi/\kappa)}{1 - K \exp(-\psi/\kappa)} \right] = 2 \text{ Arg}[\text{th}(K \exp(-\psi/\kappa))]$$

En  $x = 0$  el potencial es  $\phi_0$ , por lo tanto la constante  $K$  de integración es:

$$K = \frac{\exp(F \phi_0 / 2RT) - 1}{\exp(F \phi_0 / 2RT) + 1} = \text{th} \left( \frac{F \phi_0}{4RT} \right)$$

Si el potencial es pequeño, y si se usan equivalencias al primer orden para los términos conteniendo  $\phi_0$ , se obtiene:

$$= \phi_0 \exp(-x/\lambda_D)$$

lo cual es la solución de la ecuación de Poisson si se usa la aproximación lineal (al primer orden) para el seno hiperbólico.

Las concentraciones iónicas se expresan por

$$C_1 = C \exp(-F \phi / RT) \quad \text{y} \quad C_1 C_2 = C^2$$

$$\frac{C_1}{C} = \frac{1 + K \exp(-x/\lambda_D)}{1 - K \exp(-x/\lambda_D)}$$

Si el potencial es pequeño, y si se usan equivalencias al primer orden para los términos conteniendo  $\phi_0$ , se obtiene:

$$\frac{C_1}{C} = 1 + \frac{F \phi_0}{RT} \exp(-x/\lambda_D)$$

### 3. LONGITUD de DEBYE-HÜCKEL : ESPESOR de la CAPA DIFUSA

Los resultados anteriores muestran que  $\lambda_D$  es la longitud característica en las exponenciales que representan el cambio de potencial y de concentración en función de la distancia a la superficie.

Cuando  $x = \lambda_D$  el efecto se divide por  $e^1$  (2.718), mientras que para  $x = 2\lambda_D$  el efecto se divide por  $e^2$  (7.4) etc. Por ser exponencial la disminución del potencial, no hay realmente límite claro que permita definir el espesor de la capa difusa. Sin embargo  $\lambda_D$  es el parámetro que indica el gradiente de variación.

La Fig. 2 muestra que  $x = \lambda_D$  es el punto de corte con el eje de las abscisas de la tangente en  $x = 0$  a la curva de potencial, y que en  $x = \lambda_D$  la pendiente de la curva es  $\phi_0 / \lambda_D$ . Ambos resultados se obtienen al derivar la expresión

$$\phi = \phi_0 \exp(-x/\lambda_D) \quad \frac{d\phi}{dx} = -\frac{\phi_0}{\lambda_D} \exp(-x/\lambda_D)$$

Por estas razones el parámetro  $\lambda_D$  representa en algún modo el concepto de espesor de la capa difusa.

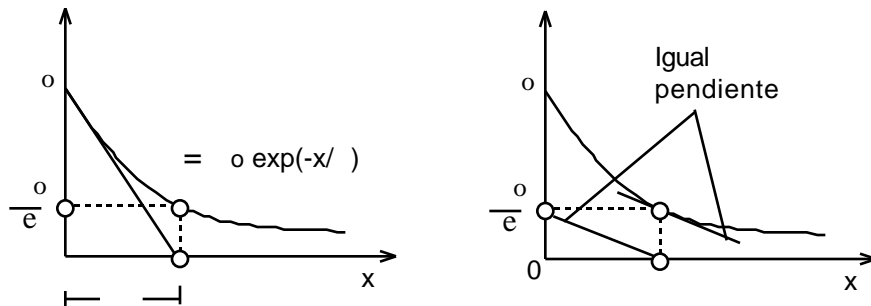


Fig. 2 Potencial en la capa difusa (Modelo de Gouy - Chapman)

La carga neta en la superficie  $\sigma_0$  es igual y de signo contrario a la carga neta total en la capa difusa.

$$\begin{aligned} \sigma_0 &= - \int_0^{\infty} dx = -F \int_0^{\infty} (C_1 - C_2) dx \\ &= -FC \int_0^{\infty} \left( \frac{C_1}{C} - \frac{C_2}{C} \right) dx = -FC \int_0^{\infty} \left( \frac{C_1}{C} - \frac{C}{C_1} \right) dx \end{aligned}$$

Si  $\sigma_0$  es pequeño se obtiene:  $\sigma_0 = F \sqrt{\frac{DC}{2RT}} \phi_0$



En cuyo caso la capacidad de la doble capa es  $Cap = \frac{D}{4\epsilon_0}$ . Si se tiene en cuenta que el espesor de un condensador plano es tal que

$$Cap = \frac{D}{4\epsilon_0}$$

Se puede calcular el espesor del condensador equivalente a la doble capa:

$$d = \frac{D}{4 \cdot Cap} = \frac{D}{4 \cdot \frac{D}{4\epsilon_0}} = \epsilon_0$$

Esa es otra razón por considerar que  $\delta$  mide el espesor característico de la carga difusa.

Ya se vió que :

$$\delta^2 = \frac{RTD}{8 F^2 C} = \frac{RT}{2F^2 C} \quad \text{iones monovalentes}$$

$$\delta^2 = \frac{RT}{F^2 C_i Z_i^2} \quad \text{caso general.}$$

\*\*\* De estas expresiones se deduce inmediatamente que:

- 1) El espesor de la capa difusa aumenta cuando aumenta la constante dieléctrica (o la permitividad) del medio, produciéndose un mayor efecto de pantalla.
- 2) El espesor de la capa difusa disminuye cuando aumenta la concentración del electrólito.
- 3) Cuando mayor la carga de los iones ( $Z_i$ ), mayor la reducción del espesor de la capa difusa.
- 4) Finalmente el espesor de la capa difusa aumenta con la temperatura. Esto se debe al aumento de las fuerzas que promueven la difusión. Sin embargo este efecto es relativamente menor debido al estrecho rango de variación de T (273 - 373 °K para agua líquida).

Ya que los efectos electrocinéticos dependen de la doble capa, las tendencias anteriores tienen importantes aplicaciones prácticas.

## 4. MODELOS MAS PRECISOS

El modelo de GOUY-CHAPMAN, particularmente la versión linearizada, supone un potencial bajo y una concentración iónica baja. En caso contrario, conduce a valores de demasiado bajos (menor que el diámetro atómico).

Por otra parte, un ion de la capa difusa no puede acercarse a la superficie a una distancia inferior a su radio (como ion solvatado), lo que hace que la distribución de Boltzman no es aplicable muy cerca de la interfase.

Finalmente el tratamiento de GOUY-CHAPMAN supone que la constante dieléctrica del medio es la del solvente; en realidad dicho parámetro varía con la concentración de electrólitos.

La principal modificación fue la sugerencia de STERN de que existe una capa fija de iones adsorbidos de espesor  $x_1$ . Esta capa de STERN tiene el espesor de un diámetro molecular o de algunos diámetros moleculares si los iones adsorbidos están solvatados.

En la mayoría de los casos de interés, el espesor de la capa de STERN es mucho más pequeño que el espesor de la capa difusa. Sin embargo se debe considerar el cambio de potencial dentro de la capa de STERN (el cual puede ser grande).

El potencial al límite entre la capa STERN y la capa difusa es entonces  $\psi_1$  y no el potencial electrostático  $\psi_0$ .

El tratamiento de la capa difusa es idéntico al caso anterior (GOUY-CHAPMAN), pero con un cambio de referencia.

$$\psi = \psi_1 \exp (-[x - x_1]/\lambda)$$

La Figura 3 ilustra todos los casos posibles.

El primer caso corresponde a una interfase sólida cargada positivamente, con una capa adsorbida de Stern cargada negativamente, pero de carga insuficiente para asegurar la electroneutralidad. En consecuencia la capa difusa posee la carga negativa complementaria.

En el segundo caso la carga negativa de la capa de Stern excede la carga positiva de la interfase sólida. En tal caso la capa difusa posee una capa neta positiva.

El tercer (el más común) y el cuarto caso ilustran los fenómenos correspondientes con una interfase sólida cargada negativamente.

El exceso o defecto de carga de la capa de Stern respecto a la interfase sólida depende de las fuerzas que determinan la adsorción de los iones y del estado de carga superficial respecto al punto de carga cero.

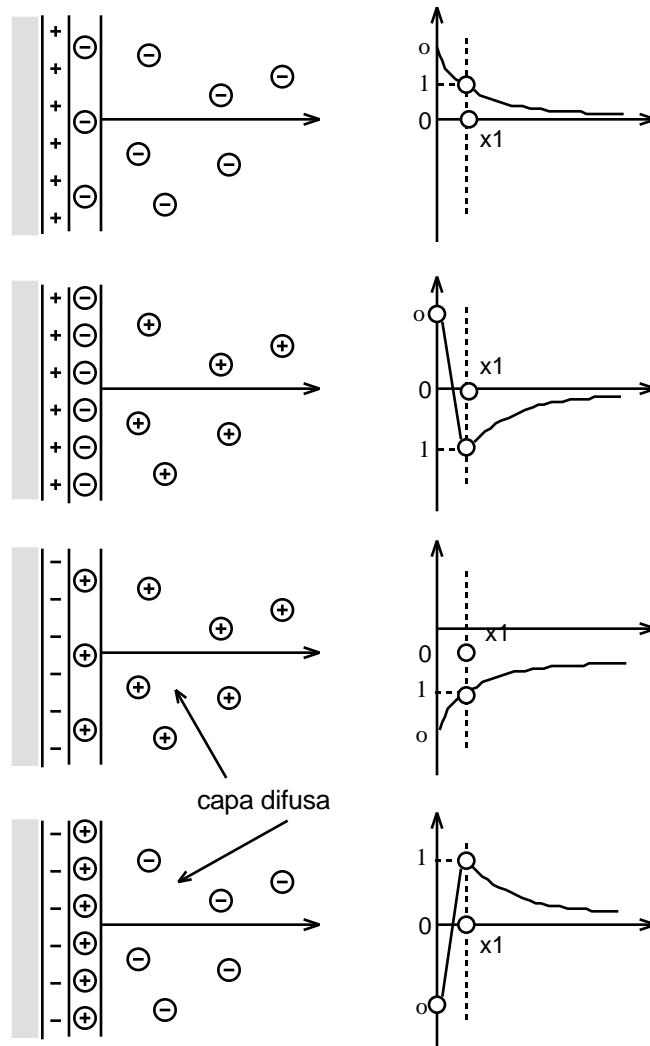


Fig. 3: Modelo de Gouy-Chapman con capa de Stern adsorbida.

## 5. POTENCIAL ELECTROKINETICO ZETA $\zeta$

El potencial electrostático interfacial ( $\phi_0$  ó  $\phi_1$ ) no puede medirse directamente. Se deben por lo tanto realizar experimentos electrocinéticos cuyos resultados permiten deducir la contribución de la electrización interfacial.

En los fenómenos electrocinéticos (ver Cuaderno FIRP # 611), una de las fases se desplaza respecto a la otra, y el potencial implicado en el cálculo de las fuerzas electromotrices y electroviscosas es el potencial electrocinético llamado potencial zeta ( $\zeta$ ), el cual corresponde al potencial en la superficie de cizallamiento incipiente.

En general esta superficie de cizallamiento incipiente no corresponde a la interfase física por varias razones. En efecto las moléculas de una o de ambas fases pueden estar ligadas a la interfase, e incluso estar adsorbidas. Además la capa adsorbida puede inmovilizar una capa de moléculas de solvente (solvatación). Típicamente la superficie de cizallamiento donde se mide el potencial  $\zeta$  se ubica a distancia  $x_2$  al límite externo de la capa Stern incluyendo las moléculas de solvente inmovilizadas (véase Fig. 4).

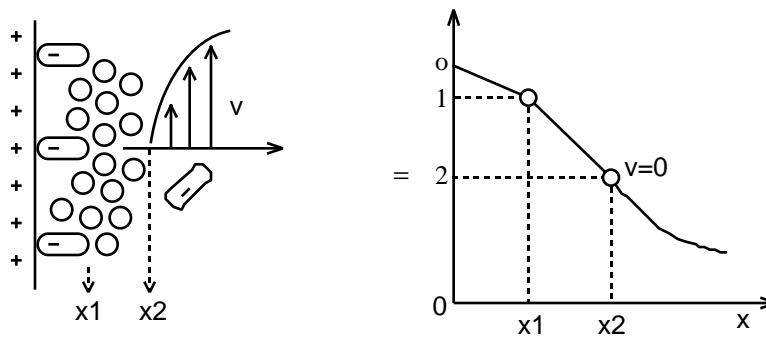


Fig. 4: Potencial electrocinético ( $\zeta$ ) en el plano de cizallamiento incipiente.

La distribución de potencial en la capa difusa móvil, es por lo tanto

$$\zeta = \phi_2 \exp(-[x - x_2]/\lambda)$$

En muchos casos el potencial zeta es poco diferente del potencial externo de la capa de Stern ( $x = x_1$ ), y suministra un valor aproximado del potencial electrostático en la interfase es decir  $\zeta(x = 0) = \phi_0$ .

## 6. REPULSION ELECTROSTATICA DE INTERFACES VECINAS

Una de las aplicaciones de la doble capa eléctrica es la interpretación de las fuerzas de repulsión que aparecen entre gotas o partículas cuando estas se acercan (Véase Cuaderno FIRP # 614).

Viendo el problema a escala microscópica, puede representarse por el caso de una lámina de líquido ubicada entre dos interfaces paralelas.

Cada una de las interfaces produce una capa difusa, las cuales se extienden en el líquido. Si la distancia  $2h$  entre las interfaces es muy grande respecto a la longitud de Debye, no se produce ningún efecto. Al contrario, si la distancia  $2h$  es del mismo orden de magnitud que  $\lambda_D$ , las dos capas difusas se solapan y se produce un efecto repulsivo (Fig. 5).

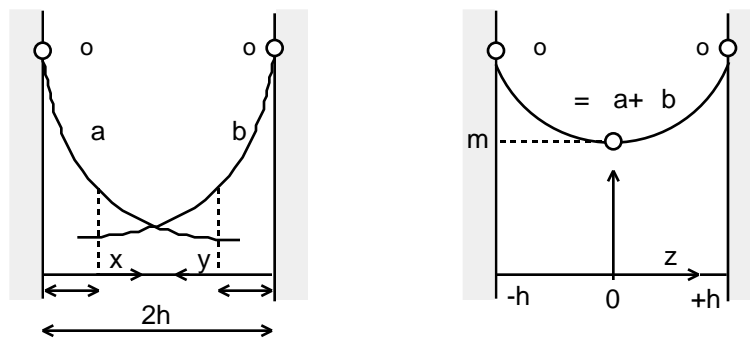


Fig. 5: Repulsión electrostática por solapamiento de las capas difusas al acercarse dos interfaces.

Para ilustrar el fenómeno se toma el caso en el cual el potencial  $\psi$  es pequeño, lo que permite linealizar la ecuación de Poisson en el modelo de GOUY - CHAPMAN.

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = - \frac{8 FC}{D} \sinh \left( \frac{F \psi}{RT} \right) \approx - \frac{8 FC}{D} \frac{F \psi}{RT}$$

$$\frac{d^2 \psi}{dx^2} = - \frac{\psi}{\lambda_D^2}$$

Con condiciones límites a las interfaces

$$\psi = 0, \quad \frac{d\psi}{dx} = 0 \quad \text{en } x = 0, \quad x = 2h$$

$$\frac{d\psi}{dx} = 0 \quad \text{en } x = h \quad (\text{simetría})$$

La solución se obtiene inmediatamente

$$\psi = \psi_0 \frac{\cosh \frac{h-x}{\lambda_D}}{\cosh \frac{h}{\lambda_D}}$$

lo cual corresponde a la superposición de los dos potenciales:

$$= P_o \exp(-x/h) \quad y \quad = P_o \exp(-y/h)$$

con  $y = 2h - x$ , lo que resulta del principio de superposición para sistemas lineales.

Por razones de simetría, se puede tomar el origen en el centro; usando el cambio de variable  $z = h - x$ , se obtiene:

$$= P_o \cosh \frac{z}{h} / \cosh \frac{h}{h}$$

en el centro  $P_m = P_o / \cosh \frac{h}{h}$

El equilibrio se logra cuando las fuerzas de presión compensan las fuerzas eléctricas.

$$\frac{dP}{dz} = E_z = - \frac{d}{dz}$$

De la ecuación de Poisson (linearizada) se saca:

$$\frac{d^2}{dz^2} = - \frac{4}{D} = - \frac{2}{2}$$

obteniéndose:  $\frac{dP}{dz} = \frac{D}{4} \frac{d}{dz}$

Se integra tomando como límites:

$$\begin{aligned} P &= P_o \quad \text{cuando} \quad z = 0 \\ P &= P_m \quad \text{cuando} \quad z = h \end{aligned}$$

$$P_m - P_o = \frac{D}{2} \frac{2}{2} \quad P_m = \frac{D}{2} \frac{2}{2} \frac{P_o}{\cosh^2(h/h)}$$

Si  $h \gg \lambda$  entonces la fuerza de repulsión varía como una función  $\exp(-2h/\lambda)$ . Este resultado se utiliza en la teoría DVLO, como la contribución repulsiva al fenómeno de floculación.

## 7. UNIDADES UTILIZADAS

Antes de todo conviene recordar el orden de magnitud de las distancias y fenómenos involucrados.

Capa adsorbida de Stern ( $x_1$ )	1 - 5 Å
" Espesor " de la capa difusa ( ).	50 - 200 Å
Límite de resolución óptica visible.	5000 Å

### 7.1 DIMENSIONES (UNIDADES sistema internacional SI)

M Masa (Kg); L Longitud (m); T Tiempo (s); A Intensidad (A: Amperio)

### 7.2 UNIDADES Y EQUIVALENCIAS

JOULE: J ( $M L^2 T^{-2}$ ) Unidad de energía SI.  $1J = 1V.A.s = 1CV = 1Kg.m^2.s^{-2} = 10^7$  erg.

COULOMBIO: C (A T) Unidad de carga eléctrica SI.  $1C = 1A.s. = 1J.V^{-1}$ .

VOLTIO: V ( $M L^2 T^{-3} A^{-1}$ ) Unidad de potencial eléctrico SI.  $1V = 1W.A^{-1} = 1J.A^{-1}.s^{-1}$ .

VOTIO/METRO : V/m ( $M L T^{-3} A^{-1}$ ) Unidad de campo eléctrico.

FARAD : F ( $M^{-1} L^{-2} T^4 A^2$ ) Unidad de capacidad SI.

$1F = 1 C.V^{-1}$  Unidades usuales nano, picofarad : nF, pF.

FARAD/METRO: F/m ( $M^{-1} L^{-3} T^4 A^2$ ) Unidad de permitividad.

OHMIO : ( $M L^2 T^{-3} A^{-2}$ ) Unidad de resistencia/impedencia SI.  $1 \Omega = 1 V.A^{-1}$ .

SIEMIENS : S ( $M^{-1} L^{-2} T^3 A^2$ ) Unidad de conductancia SI.

$1 S = 1 \Omega^{-1} \gg$  Otro nombre " mho".

SIEMIENS/METRO : S/m ( $M^{-1} L^{-3} T^3 A^2$ ) Unidad de conductividad.

### 7.3 CONSTANTES

$N_A$ :	Número de Avogadro.	$N_A = 6.0220943 \cdot 10^{23}$
e :	Carga elemental.	$e = 1.602 \cdot 10^{19} C$
k :	Constante de Boltzman.	$k = 1.38041 \cdot 10^{-23} J.K^{-1}$ .
F :	Constante de Faraday.	$F = N_A.e = 96485 C$ .
R :	Constante de los gases.	$R = N_A.k = 1.987 cal K^{-1} mol^{-1}$ . $= 8.3144 J K^{-1} mol^{-1} (= A.s.V.K^{-1} mol^{-1} = C.V.K^{-1} mol^{-1})$
$\epsilon_0$ :	Permitividad del vacío.	$\epsilon_0 = 8.854 \cdot 10^{-12} C.V^{-1} m^{-1} (F.m^{-1})$ .

Texto: Doble Capa Eléctrica Interfacial.
Autor: Jean-Louis Salager
Referencia: Cuaderno FIRP # S610A
Versión # 2 (03/05/1998)
Editado y publicado por: Laboratorio FIRP Escuela de INGENIERIA QUIMICA UNIVERSIDAD de Los ANDES Mérida 5101 VENEZUELA



## *Derechos reservados*

*Prohibida la reproducción sin autorización  
del autor o del editor (Lab. FIRP, ULA)*

Laboratorio FIRP, telef: (0274) 2402954 Fax: (0274) 2402957  
**e-mail: [firp@ula.ve](mailto:firp@ula.ve)**  
Escuela de INGENIERIA QUIMICA,  
UNIVERSIDAD de Los ANDES Mérida 5101 VENEZUELA  
**<http://www.firp.ula.ve>**