bude spolehlivě detekovatelná — touto formou jsou neutrina. Existují i další formy energie, jejichž vznik ve středu Slunce bychom byli pravděpodobně schopni zaregistrovat, avšak dozajista by nedošlo k ohrožení života na Zemi. K detekci tohoto jednorázového, na první pohled obrovského výronu energie bychom museli využít nejmodernější přístroje a života obyčejného člověka by se takový jev nijak nedotkl a nejspíš by ani nevzbudil jeho pozornost.

Literatura

[28-1] V. Vanýsek: Základy astronomie a astrofyziky, Academia, Praha 1980

[28-2] R. J. Tayler: The Stars: Structure and Evolution, Wykeham Publishers, London 1970

[28-3] J. Blabla: Lasery v metrologii, Čs. čas. fyz., A31, 1981

[28-4] A. Isihara: Statistical Physics, Academy Press, New York 1971

[28-5] The GALLEX team, Physics today, August 1992, p. 17

[28-6] F. F. Chen: Úvod do fyziky plazmatu, Academia, Praha 1984

[28-7] J. A. Harvey, A. Strominger: Quantum Aspects of Black Holes, Preprint hep-th/9209055

[28-8] S. W. Hawking: Breakdown of predictability in gravitational collapse, Physical Review, D14, p. 2460, 1976

[28-9] A. H. Guth: Inflation and false vacuum bubbles, Annual meeting of DPF of APS, Connecticut 1988

[28-10] K. Sato et al., Physics Letters, 108B, p. 103, 1982

(29) Název: Proud

Ročník: 17.; 2003 – 2004

Č. úlohy: 9

Text: Užitím zdroje stejnosměrného proudu prozkoumejte, jak závisí odpor mezi dvěma kovovými dráty ponořenými v tekoucí vodě (nebo vodném roztoku) na rychlosti a směru toku.

1. Úvod

Úkolem této úlohy je zkoumat, jak se mění elektrický odpor mezi dvěma elektrodami ponořenými do vody nebo vodného roztoku v závislosti na směru a rychlosti proudění.

2. Experiment

Provedli jsme stovky měření v různých druzích roztoků a s různými elektrodami. Nejvíce jsme používali roztok Na_2SO_4 a NaCl. Měli jsme k dispozici měděné, wolframové, železné a platinové elektrody. Nejvhodnější kombinací se nakonec ukázal 0,1M roztok NaCl a platinové elektrody, které nejméně podléhají polarizaci, což je efekt, který způsobuje, že proud není lineární funkcí přiloženého napětí. Při všech těchto experimentech byla rovněž pečlivě hlídána teplota, protože ovlivňuje velikost elektrického odporu. Na rozdíl od kovů, u roztoků proud s rostoucí teplotou stoupá (odpor klesá).

3. Pracovní hypotéza

Elektrický odpor vodného roztoku mezi dvěma elektrodami nezávisí na směru a rychlosti jeho proudění.

4. Teoretické řešení

a) Pohyb částic

Nositeli náboje v roztocích nejsou elektrony, jako je tomu například v kovech, ale ionty. Tyto částice se vlivem tepelného pohybu (též Brownův pohyb) chaoticky pohybují rychlostmi v řádech stovek metrů za sekunda, protože zde však dochází k srážkám, pohyb částice se pořád mění a ve větším měřítku není téměř patrný. (Říkáme proto, že například kostka cukru v čaji by se jinak vůbec nerozpustila.) Ve chvilce, kdy na ionty začne působit síla (například elektrického pole), začnou upřednostňovat pohyb ve směru působení síly. Takto vyvolaný pohyb není zdaleka tak rychlý: působí stále ve stejném směru. Zkusme tuto takzvanou driftovací rychlost určit.

Na pohybující se iont působí kromě sil elektrických, které nazveme $\mathbf{F}_{1,i}$, ještě síla třecí $\mathbf{F}_{tř,i}$, která je přímo úměrná rychlosti iontu. Další silou, jež působí na iont, je síla působení při srážce částice. Tato síla se obvykle označuje $\mathbf{R}_{t,i}$ a je funkcí času t. Z druhého Newtonova zákona plyne:

$$m\frac{\mathrm{d}\mathbf{v}_i}{\mathrm{d}t} = \mathbf{F}_{1,i} + \mathbf{F}_{tř,i} + \mathbf{R}_{t,i},$$

kde m je hmotnost iontu. Jelikož jsou srážky náhodné a částici ovlivňují ze všech směrů, můžeme za dlouhý čas sílu $\mathbf{R}_{t,i}$ zanedbat. Pak píšeme:

$$m\frac{\mathrm{d}\mathbf{v}_i}{\mathrm{d}t} = -\beta\mathbf{v}_i + \mathbf{F}_{1,i},$$

kde β je konstanta vyjadřující koeficient tření. V delším časovém horizontu můžeme rychlost částice $\mathbf{v}_i$ považovat za konstantní, z čehož plyne, že vektorový součet sil na částici působících je roven nule, tedy je $\mathrm{d}\mathbf{v}_i/\mathrm{d}t = 0$. Po dosazení do výše uvedeného vzorce získáme:

$$\mathbf{v}_i = \frac{\mathbf{F}_{1,i}}{\beta}.$$

Pro částici kulového tvaru o poloměru r_i pohybující se v prostředí s určitou viskozitou η (pro vodu je tato hodnota $\eta_{H_2O} = 10^{-3}$ Pa.s) odvodil Stokes rovnici:

$$\beta = 6\pi r_i \eta.$$

Pohyb způsobený vnějším elektrickým polem v žádném případě nemůžeme zanedbat, protože je stálý a síly jimiž je způsobován působí jedním směrem (k nebo od elektrody), kdežto pohyb brownovského charakteru je zcela náhodný: po každé srážce se mění náhodně směr pohybu částice.

V chemii však bývá zvykem veličiny vztahovat na jednotku 1 mol. Pro rychlost částice musí platit tyto dva vztahy, které položíme sobě rovny:

$$u_i \mathbf{F}_{\mathrm{mol},i} = \frac{1}{\beta}\mathbf{F}_{1,i},$$

kde $\mathbf{F}_{\mathrm{mol},i}$ je síla působící na jeden mol částic a $[u_i] = \mathrm{mol.m.s^{-1}.N^{-1}}$ je pohyblivost částice. Tato konstanta se obvykle určuje empiricky, měřením vodivosti roztoku. Po úpravě:

$$u_i = \frac{1}{\beta}\frac{\mathbf{F}_{1,i}}{\mathbf{F}_{\mathrm{mol},i}} = \frac{1}{\beta_i N_A} = \frac{1}{6\pi r_i \eta N_A}.$$

Můžeme tedy psát:

$$\mathbf{v}_i = u_i \mathbf{F}_{\mathrm{mol},i}.$$

Tedy rychlost částic je přímo úměrná působící síle a konstantně úměrnosti u. V dalším textu budeme explicitně předpokládat, že síla působí na jeden mol částic.

b) Vedení elektrického proudu v elektrolytech

Vyjdeme-li z 1. Faradayova zákona, který říká, že látkové množství přenesené i-tým druhem iontů, je přímo úměrné elektrickému náboji, který přenesl tento i-tý druh iontů. Jeho zápis zní:

$$n_i = \frac{Q_i}{z_i F},$$

kde F je Faradayova konstanta, která je rovna náboji jednoho molu látky s nábojem e, tedy $F = N_A e$, což je 96 472 C.mol^{-1}. Tuto rovnici násobíme $z_i F$ a derivujeme podle dt a dS:

$$\frac{\mathrm{d}n_i}{\mathrm{d}t\mathrm{d}S} z_i F = \frac{\mathrm{d}Q_i}{\mathrm{d}t\mathrm{d}S}.$$

Nyní zavedeme označení pro zlomky v této rovnici. Nechť $\mathbf{J}_i = \frac{\mathrm{d}n_i}{\mathrm{d}t\mathrm{d}S}$ a $\mathbf{j}_i = \frac{\mathrm{d}Q_i}{\mathrm{d}t\mathrm{d}S}$ celá rovnice pak přejde ve tvar:

$$\mathbf{j}_i = z_i F \mathbf{J}_i.$$

Vektor $\mathbf{J}_i$ se nazývá látkový tok $[\mathbf{J}_i] = \mathrm{mol.m^{-2}.s^{-1}}$ a je to látkové množství prošlé m^2 za sekundu a $\mathbf{j}_i$ je proudová hustota $[\mathbf{j}_i] = \mathrm{C.m^{-2}.s^{-1}}$ nebo $[\mathbf{j}_i] = \mathrm{A.m^{-2}}$, tedy elektrický proud, který prochází m^2.

c) Konvekce, difuse, migrace

Konvekce

Konvekce je pohyb elektrolytu způsobený pohybem celé fáze (ať už elektrody nebo elektrolytu). Příkladem konvekce může být míchání. Pro látkový tok platí všeobecně známá rovnice:

$$\mathbf{J}_{\mathrm{konv},i} = c_i \mathbf{v},$$

kde $\mathbf{v}$ je rychlost pohybu fáze.

Difuse

Difuse je druh pohybu, který přímo souvisí s Brownovým pohybem a jeho hnací silou je záporný gradient chemického potenciálu $[\mu] = \mathrm{J.mol^{-1}}$. Pro chemický potenciál platí, že:

$$\mu_i = \mu_{0,i} + RT \ln c_i,$$

kde T je termodynamická teplota soustavy, $[\mu_{0,i}] = \mathrm{J.mol^{-1}}$ je referenční chemický potenciál a R je plynová konstanta, $R = 8031\ \mathrm{J.mol^{-1}.K^{-1}}$. Již dříve jsme odvodili, že:

$$\mathbf{v}_i = u_i \mathbf{F}_{\mathrm{mol},i},$$

po dosazení

$$\mathbf{v}_i = -u_i \operatorname{grad}\mu_i = -u_i \operatorname{grad}(\mu_{0,i} + RT \ln c_i),$$

jednoduchou úpravou:

$$\mathbf{v}_i = -u_i \frac{RT}{c_i} \operatorname{grad} c_i .$$

Vynásobíme celou rovnici c_i a získáme výraz pro látkový tok:

$$\mathbf{J}_{\mathrm{dif},i} = -u_i RT \operatorname{grad} c_i .$$

Položíme-li $D_i = u_i RT$, získáme vztah pro 1. Fickův zákon:

$$\mathbf{J}_{\mathrm{dif},i} = -D_i \operatorname{grad} c_i .$$

Podle tohoto zákona je intenzita látkového toku přímo úměrná difusnímu koeficientu D_i a gradientu koncentrace.

Migrace

Migrace je pohyb iontů způsobený elektrickou silou. $\mathbf{F}_{\mathrm{mig},i} = z_i F\mathbf{E}$, kde F je Faradayova konstanta, z_i je relativní bezrozměrný náboj iontu, pro který platí vztah $z_i = Q_i / e$ (Q_i je skutečný náboj iontu), $[\mathbf{E}] = \mathrm{V.m^{-1}}$ je intenzit elektrického pole, kterou určíme jako $\mathbf{E} = -\operatorname{grad}\varphi$, kde φ je elektrický potenciál ve voltech. po dosazení:

$$\mathbf{F}_{\mathrm{mig},i} = -z_i F \operatorname{grad}\varphi .$$

Dále postupujeme analogicky jako u difuse:

$$\mathbf{J}_{\mathrm{mig},i} = c_i u_i \mathbf{F}_{\mathrm{mig},i} = -c_i u_i z_i F \operatorname{grad} \varphi$$

d) *Konvekce, difuse, migrace — sloučení*

Celkový vektor látkového toku jednoho druhu iontů je roven vektorovému součtu konvekčních, difusních a migračních příspěvků:

$$\mathbf{J}_i = \mathbf{J}_{\mathrm{konv},i} + \mathbf{J}_{\mathrm{dif},i} + \mathbf{J}_{\mathrm{mig},i}\,.$$

Celková proudová hustota v určitém místě je určena z rovnice v článku 4.*b)*:

$$\mathbf{j} = \sum_i z_i F \mathbf{J}_i\,.$$

Upravíme:

$$\mathbf{j} = F \sum_i z_i \left(\mathbf{J}_{\mathrm{konc},i} + \mathbf{J}_{\mathrm{dif},i} + \mathbf{J}_{\mathrm{mig},i} \right).$$

Sloučíme rovnice pro konvekci, difusi a migraci:

$$\mathbf{j} = F \sum_i z_i \left(c_i \mathbf{v} - D_i \operatorname{grad} c_i - c_i u_i z_i F \operatorname{grad} \varphi \right).$$

Upravíme:

$$\mathbf{j} = F\mathbf{v} \sum_i z_i c_i - F \sum_i z_i D_i \operatorname{grad} c_i - \operatorname{grad} \varphi \sum_i F^2 c_i u_i z_i^2\,.$$

Zároveň však platí podmínka elektroneutrality:

$$\sum_i z_i c_i = 0\,,$$

díky které je první člen předchozí rovnice roven nule. Nyní zavedeme pro jednoduchost specifickou vodivost $[\kappa] = \Omega^{-1}.\mathrm{m}^{-1}$:

$$\kappa = \sum_i F^2 c_i u_i z_i^2\,.$$

Tuto specifickou vodivost dosadíme do rovnice pro proudovou hustotu:

$$\mathbf{j} = -F \sum_i z_i D_i \operatorname{grad} c_i - \kappa \operatorname{grad} \varphi$$

5. Závěr

Odvodili jsme, že vektor proudové hustoty $\mathbf{j}$ v libovolném bodě nezávisí na rychlosti ani směru kapalné fáze jako celku. Roztok se tedy může pohybovat a velikost proudu (respektive odporu) to neovlivní