

不可逆過程の熱力学とその膜現象への応用 (その2)

鈴木 喬・妹尾 学・山辺 武郎

その1¹⁾で展開した不可逆過程の熱力学を、実際に膜現象に適用する。最初にイオン交換膜過程の現象論を展開し、つぎに現象の類似している生体膜の透過性の問題、その中でもおもに能動輸送について解説する。イオンが電気化学的ポテンシャルの低い方から高い方に移動する一見不思議なこの現象は、不可逆過程の熱力学である程度説明できるからである。さらに速度論と不可逆過程の熱力学との関係を簡単に議論する。

1. 不可逆過程熱力学のイオン交換樹脂膜系への応用

イオン交換樹脂膜²⁾は、橋かけ結合をもった高分子電解質ゲルであるイオン交換樹脂を膜状にしたものであり、陽陰二種類の膜がある。陽イオン交換膜は負に荷電した固定解離基と正に荷電した可動イオンとよりなり、陽イオンを選択的に透過し、陰イオン交換膜は逆に陰イオンを選択的に透過させるといった性質がある。したがって陰および陽の膜を交互に電解液中に並べて数室の電気透析そうをつくり、これに電流を通すと、各室において電解質の濃縮と除去が交互に行なわれる。これによって電解質溶液、たとえば海水の濃縮または脱塩が可能である³⁾。このような荷電膜における電気泳動、そのほかの現象は、現象そのものが動力学的であるので、不可逆過程熱力学を適用して考察を行なうのが至当と思われる。この仕事は Staverman⁴⁾が最初に行ない、次いで坂井、清山⁵⁾がかなり詳細に取り扱っている。かれらは第1図のようなイオン交換膜系を考えている。すなわちイオン交換膜を二つの室IとIIの境界とし、不連続な界面と考える。系は全体として閉鎖系で外部とエネルギーの交換は行なうが、系と外界との物質の出入はなく、また系内では物質の化学反応による生滅はないが、イオン交換膜を通しての物質の出入はある。つまり室IとIIとは開放系である。以上のような系は実はそのI¹⁾で十分に論じてあるので、その結果を引用するとエントロピーバランスの式は式(82)より

$$\sigma = J_q X_u + \sum_i J_i X_i \quad (1)$$

ここで J_q は熱の流れで、 J_i は物質 i の流れである。また

$$X_u = -\frac{\text{grad } T}{T^2} \quad (2)$$

$$X_i = -\frac{F_i}{T} - \text{grad } \frac{\mu_i}{T} \quad (3)$$

さらに系は等温であるとするので、(2)より

$$X_u = 0 \quad (2)'$$

$$X_i = (F_i - \text{grad } \mu_i)/T \quad (3)'$$

仮定により系は不連続系だから、勾配 grad は両室における変数の差 Δ になる。そこで

$$F_i = z_i \Delta \psi \quad (4)$$

$$\Delta \mu_i = \Delta \mu_i(P^0) + v_i \Delta P \quad (5)$$

となる。 F_i は外力であるが、この場合室IとIIに電位差 $\Delta \psi$ がある場合を考えている。イオン交換膜系を取り扱う場合には、当然考えなければならないものである。 $\Delta \mu_i(P^0)$ は標準圧のもとにおける化学ポテンシャルで、 $\Delta \mu_i$ は圧力項まで含めた化学ポテンシャルである。以下混乱のないかぎり添字 P^0 を落とす。このとき(3)'は

$$X_i = (\Delta \mu_i + v_i \Delta P + z_i \Delta \psi)/T \\ = \Delta \eta_i / T \quad (6)$$

ここで $\Delta \eta_i = \Delta \mu_i + v_i \Delta P + z_i \Delta \psi$ は電気化学ポテンシャルの差である。

よって(1)は

$$\sigma = \sum_i J_i X_i \quad (7)$$

ここで J_i は質量の流束であり

$$J_i = -(dM_i^a / dt) = dM_i^b / dt = \dot{M}_i \quad (8)$$

とおくと(7)より

$$T \sigma = \sum_i \Delta \eta_i \dot{M}_i \\ = \sum \dot{M}_i (\Delta \mu_i + v_i \Delta P + z_i \Delta \psi) \\ = \sum J_i \Delta \mu_i + J \Delta P + I \Delta \psi \quad (9)$$

ここで

$$J_i = \dot{M}_i \quad (10)$$

$$J = \sum v_i \dot{M}_i \quad (11)$$

$$I = \sum z_i \dot{M}_i \quad (12)$$

は、それぞれ物質の流れ、溶液(体積)の流れおよび電流を意味する。(9)にみられるように、系のエントロピー生成は新しい力と流れに変換されている。すなわち系のエントロピーは物質の化学ポテンシャル勾配にもとづく濃度拡散、圧力差による機械的流れ、および電位差による電流の三つの不可逆過程で生成される。この表現はなじみ深い。

このように力および流束を選ぶと、イオン交換膜系に

対する現象方程式は、ただちにつきのように書きおろすことができる。

$$I = L_E \Delta\psi + L_{EP} \Delta P + \sum_i L_{Ei} \Delta\mu_i \quad (13)$$

$$J = L_{PE} \Delta\psi + L_P \Delta P + \sum_i L_{Pi} \Delta\mu_i \quad (14)$$

$$J_i = L_{iE} \Delta\psi + L_{iP} \Delta P + \sum_k L_{ik} \Delta\mu_k \quad (15)$$

これらの式は一見もっともらしい式であるが、現象係数の物理的意義はなにか、またわれわれ化学者にとって重要な“実験”によって観測されるものとの関係はどのようなであろうかという疑問に出合う。さらにいえば使いものになる理論体系なのかということである。そこで(9)をもうすこし別の角度から眺めてみる。すなわち流束 J_i に対して“力”として $\Delta\eta_i$ を考える。すると

$$J_i = \sum_k L_{ik} \Delta\eta_k = \sum_k (L_{ik} \Delta\mu_k + z_k L_{ik} \Delta\psi + v_k L_{ik} \Delta P) \quad (16)$$

こうしておくで現象係数 L_{ik} を用いて、実験によって定めることのできる観測値を次のように定義し、また関係づけてゆくことができる。詳細は文献 2) にゆずるとして、二三述べると

電気伝導度 (electric conductivity)

(13) で $\Delta P=0, \Delta\mu=0$ において

$$L_E = \left(\frac{I}{\Delta\psi} \right)_{\Delta P=0, \Delta\mu=0} = \frac{1}{E} \sum_i z_i J_i = \sum_{i,k} L_{ik} z_i z_k \quad (17)$$

機械的透過率 (mechanical permeability)

(14) で $\Delta\psi=0, \Delta\mu=0$ において

$$L_P = \left(\frac{J}{\Delta P} \right)_{\Delta\psi=0, \Delta\mu=0} = \frac{1}{P} \sum_i v_i J_i = \sum_{i,k} L_{ik} v_i v_k \quad (18)$$

成分 i の電気的輸率 (electric transport number) は

$$t_i = \left(\frac{z_i J_i}{\sum z_i J_i} \right)_{\Delta\mu=0, \Delta P=0} = \frac{z_i J_i}{I} = \frac{z_i \sum_k L_{ik} z_k}{L_E} = \frac{z_i \sum_k L_{ik} z_k}{\sum_{i,k} L_{ik} z_i z_k} \quad (19)$$

機械的輸率 (mechanical transport number)

$$v_i = \left(\frac{v_i J_i}{\sum v_i J_i} \right)_{\Delta\psi=0, \Delta\mu=0} = \frac{v_i J_i}{J} = \frac{v_i \sum_k L_{ik} v_k}{L_P} = \frac{v_i \sum_k L_{ik} v_k}{\sum_{i,k} L_{ik} v_i v_k} \quad (20)$$

拡散電位 (diffusion potential)

(13) で $I=0, \Delta P=0$ において

$$I = L_E \Delta\psi + \sum_i L_{Ei} \Delta\mu_i = 0$$

$$L_{Ei} = L_{iE} = \sum_k L_{ik} z_k = L_{Ei} z_i^*$$

ここで $t_i^* = \frac{t_i}{z_i}$ で換算電気的輸率と呼ばれる。よっ

て

$$\Delta\psi = E_D = -\frac{1}{L_E} \sum_{i,k} L_{ik} z_k \Delta\mu_i = -\sum_i t_i^* \Delta\mu_i \quad (21)$$

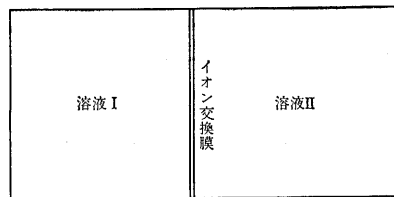
これは Nernst の式の一般的表現であり、膜を非連続界面とみたときの膜電位を与えるものである。

以上の例でわかるように、われわれの使う測定量はすべて現象係数 L_{ik} で記述できる。したがって、すべての L_{ik} の値がわかれば扱っている系の完全な表現が可能になる。もっとも簡単な系、たとえば第 1 図に $\text{Na}^+, \text{Cl}^-, \text{H}_2\text{O}$ なる 3 成分が含まれる場合 L_{ik} の数は 9 であり、このうち 3 個は Onsager の相反定理により等しい。すなわち

$$L_{12} = L_{21}, L_{13} = L_{31}, L_{23} = L_{32}$$

したがって独立な L_{ik} の数は 6 個である。よって六つの独立な測定が必要である。成分の数が n の場合は、独立な L_{ik} の数は $\frac{1}{2}(n^2+n)$ なので、これだけの数の測定を行なわねばならない。実際問題として、これだけの数を測定するという事は非常に困難なことである。そこでなんとか測定数をへらし、また測定しやすい量に変形しようとして、Klemm⁶⁾, Laity⁷⁾, Spiegler⁸⁾ は現象係数の抵抗係数による書換えを行なっている。しかしながらこれらの方法も現在のところそれほどの成果をあげていない。ここに、イオン交換膜系に不可逆過程の熱力学を適用する有利さは 1950 年に早くも指摘されたにもかかわらず、現在でもなおそれほどの成果をあげていない原因がある。すなわち実験事実とうまく結びつかないという不可逆過程の熱力学のもつ複雑さに起因するのである。事実、われわれが普通に扱っている現象に交差現象係数 $L_{ik} (i \neq k)$ を考慮に入れても、実験精度を考えると、従来の解析の方法によって得られた結果とほとんど変わらないであろう。不可逆過程の熱力学が威力を発揮するのはもっと微妙で複雑な現象にあると思われる。その意味で、たとえば生体膜の透過の問題などは絶好の課題と考えられるので、節を改めて少し扱ってみる。

なお、不可逆過程の熱力学といわゆる速度論との関係を考察することは、従来流動現象はすべて速度論で扱ってきたことを考えあわせるとき重要である。イオン交換膜系をあつかう速度論にあたるものは Nernst-Planck の式である。これはたとえば第 1 図のような場合に、等圧系という条件を加えると膜をよぎっての物質の流れ J_i



第 1 図 イオン交換膜系

は、次の二つの項の和よりなる。

(1) 化学ポテンシャルの差に基づく拡散の流れ

$$(J_i)_{\text{diff}} = -D_i \Delta a_i \quad (22)$$

ここに D_i は拡散係数, a_i は活動度

(2) 電位差に基づく電気的流れ

$$(J_i)_{\text{el}} = -u_i z_i a_i \Delta \phi \\ = -D_i z_i \frac{a_i}{RT} \Delta \phi \quad (23)$$

ここに u_i は電気化学的移動度である。そして

$$u_i = \frac{D_i}{RT} \quad (\text{Einstein の関係})$$

が成り立つので、

$$J_i = (J_i)_{\text{diff}} + (J_i)_{\text{el}} = -D_i \left(\Delta a_i + z_i \frac{a_i}{RT} \Delta \phi \right) \quad (24)$$

この式が Nernst-Planck の式⁹⁾と呼ばれをものである。

この式と式 (16) を比較してみる。化学ポテンシャル $\Delta \mu_i$ を活動度 a_i で書き変えると

$$\Delta \mu_i = RT \Delta \ln a_i = \left(\frac{RT}{a_i} \right) \Delta a_i \quad (25)$$

しかも交差項 $L_{ik} (i \neq k)$ を無視すると, (16) は

$$J_i = L_{ii} \frac{RT}{a_i} \Delta a_i + z_i L_{ii} \Delta \phi + v_i L_{ii} \Delta P \quad (26)$$

今 $\Delta P = 0$, $L_{ii} \frac{RT}{a_i} = -D_i$ とおくと

$$J_i = -D_i \left(\Delta a_i + \frac{a_i}{RT} z_i \Delta \phi \right) \quad (27)$$

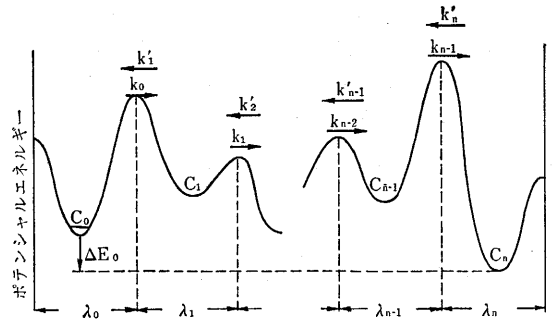
すなわち Nernst-Planck の式になる。

このように従来使ってきた Nernst-Planck の式は不可逆過程熱力学の特殊な場合に対応するわけであるが, 実際上交差項の無視はイオン交換膜系を扱うかぎり妥当なことが多いので, 今なおよく使われている。

速度論と不可逆過程の熱力学がある場合には一致するというのは, たとえば分子構造論で分子の電子状態を取り扱うのに, 近似法として原子軌道関数法, 分子軌道関数法の2法があるように, 出発点はちがっても同じ現象を論じているからである。すなわち不可逆過程の熱力学では出発点は静的立場, いいかえれば平衡状態から出発しているのに反し, 速度論は動的立場から出発している。ただし Nernst-Planck の式は小さな $\Delta \mu$, $\Delta \phi$ のときに見出されたものなので, うまく不可逆過程の熱力学と一致したのであり, 大きな $\Delta \mu$, $\Delta \phi$ のある場合, すなわち大きな駆動力のある現象には線形現象の不可逆過程の熱力学は使えないはずである。

この点に関して Eyring^{10), 11)} らが興味ある考察をしている。かれらによれば拡散のような酔歩 (random walk) 過程の定常状態を取り扱うのに, 第2図のように遷移状態を考えている。そして定常状態における流れ J_i とし次式を導いている。

$$J_i = \frac{\lambda_0 C_0 k_0 - \lambda_n C_n k_{n-1} \prod_{i=1}^{n-1} (k_i'/k_i)}{1 + \frac{k_1'}{k_1} + \dots + \prod_{i=1}^{n-1} (k_i'/k_i)} \quad (28)$$



ここで k_i と k_i' は i 番目の極小点にある分子が1秒間にそれぞれ前方および後方へ飛びこえていく速度, C_i は濃度, λ_i は格子間隔

第2図 固体あるいは液体状態中を拡散する分子に対する流れの方向に連続して存在するポテンシャル障壁の模式図

そして温度, 電位, 化学ポテンシャルの大きな勾配が存在する場合, かれらの動力学的方法(絶対反応速度論)だけが適用可能であり, 不可逆過程の熱力学は平衡からわずかに起こる変位に対して定式化されたもの, すなわちかれらの速度論の極限の場合を公式化したにすぎないと述べている。しかしながら最近 Prigogine と Balescu¹²⁾ が体系が平衡状態から相当にはなれた速い過程に対する不可逆過程の熱力学を提出しており, それによれば系が平衡状態に達することなく, 無限に長い間定常状態の近傍で安定な循環過程にとどまり得ることを示している。したがって Eyring らの主張はゆきすぎた点もあるが, 速度論と不可逆過程の熱力学との関係を考えるとき, 非常に参考になる。

2. 生体膜と不可逆過程の熱力学

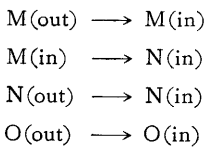
(1) 定常状態

不可逆過程において, 特に体系の状態変数が時間によらない場合が重要な役割をはたす。これは非平衡定常状態と呼ばれるものである。もしも体系がなんらの拘束をも課されてないときには, 十分に長い時間の後には, 体系は平衡に達するであろう。しかしながら, もしもいくつかの拘束, たとえば一定の温度勾配とか, 一定の化学ポテンシャルや電位の勾配などが体系に加えられたときには, 定常状態が実現される。定常状態においては, 拘束の状態にない力に対応する流れはすべて消えるが, 一定に保たれた力に対応する流れは時間によらない一定の値をとる。定常状態についての興味ある解析において, Prigogine¹³⁾ は体系内部における不可逆過程によるエントロピー生成速度が, 体系に課された拘束の下で許される極小の値をとることを示した。さらになんらかの攪乱によって体系が定常状態から離れることがあっても, 体系の内部状態の変化はそれをもとの状態にもどそうとする方向に向かうのである。これはちょうど安定な平衡状

態が Le Chatelier の緩和の原理にしたがっているのと同様のものである。定常状態はしたがって安定な状態であり、それを特徴づけているのは、平衡状態でエントロピーが極大となるのと同じような意味で、エントロピー生成速度が極小になるということである。

(2) 定常状態連結 (stationary state coupling) と能動輸送

定常状態では流れの間に新しい相互依存性が生ずる。その例が Hearon¹⁴⁾ によって考察された。かれは定常状態における不可逆過程の連結がいかに能動輸送の理解に役立つかということを示した。非常に簡単な場合が Prigogine の啓蒙的な書物¹³⁾ の中で取り扱われている。すなわち、一つの開放系を考え、それが外界から成分 M を取り入れ、それを成分 N に変えて外界へ放出するものとする。そのほかに系は“不活性”な成分 O を取り入れる。この成分は化学変化をなんら起こさないが、ただその流れが M のものと関連しているものとする。また系は等温であるとする。すなわち表式化すると



このとき、これらの不可逆過程によるエントロピー生成速度は、

$$T \frac{d_i S}{dt} = A_M \frac{d_e n_M}{dt} + A_N \frac{d_e n_N}{dt} + A_O \frac{d_e n_O}{dt} + A_{ch} V_{ch} > 0 \quad (29)$$

ここで A_M, A_N, A_O はそれぞれ M, N, O の輸送現象の親和力 (affinity) であり、 A_{ch} は化学反応の親和力である。

このとき現象方程式は

$$\frac{d_e n_M}{dt} = L_{11} \frac{A_M}{T} + L_{12} \frac{A_O}{T} \quad (30)$$

$$\frac{d_e n_O}{dt} = L_{21} \frac{A_M}{T} + L_{22} \frac{A_O}{T} \quad (31)$$

$$\frac{d_e n_N}{dt} = L_N \frac{A_N}{T} \quad (32)$$

$$V_{ch} = L_{ch} \frac{A_{ch}}{T} \quad (33)$$

定常条件により

$$\begin{aligned} \frac{d n_M}{dt} = \frac{d_e n_M}{dt} - V_{ch} &= 0, \quad \frac{d n_N}{dt} = \frac{d_e n_N}{dt} + V_{ch} = 0, \\ \frac{d n_O}{dt} = \frac{d_e n_O}{dt} &= 0 \end{aligned} \quad (34)$$

あるいは

$$V_{ch} = \frac{d_e n_M}{dt} = -\frac{d_e n_N}{dt}, \quad \frac{d_e n_O}{dt} = 0 \quad (35)$$

すると現象方程式 (30)~(33) と Onsager の相反定理 ($L_{12} = L_{21}$) を使って容易に

$$A_O = \frac{-(L_{21}/L_{22})}{L_{11} - (L_{12}^2/L_{22})} V_{ch} \quad (36)$$

この式で示されるように、輸送現象と化学反応が直接現象係数を介して連結 (Coupling) していなくても、結果として連結することがある。これを称して定常状態連結という。

この表式は、不活性成分 O の化学ポテンシャルの差—これは O の開放系の内部および外部での濃度の比を与える—が成分 M の化学反応の速度によって決まることを示している。いいかえれば反応速度の変化が成分 O の系への貯蔵や系からの放出を生ずるということである。このような定常連結は代謝反応の速度で定まる細胞と外界との間の物質の分布をもたらすであろうと推定される。

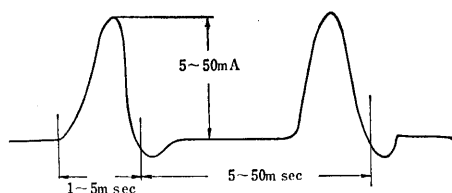
電気化学的ポテンシャルの低い方から高い方に移動するという、静止状態における細胞膜を通してのナトリウムイオンの能動輸送の問題は、上述の定常連結によってある程度説明できるのではないと思われる。現在、細胞膜のイオン透過性の最大の問題は、ナトリウムイオンの能動的な排出機構の解明にあり、種々の仮説がでていいる。たとえば Dean は“ナトリウムポンプ”なるものを考え細胞内に拡散浸入したナトリウムは、常に一定速度で働く未知の機構のポンプによって排出されており、ポンプは代謝エネルギーによって運転されていると考えている。そのほか種々の説があるが、現在のところはきりした機構は解明されていない。細胞膜の透過性に関する問題は、複雑で微妙な点が多いがそれゆえにこそ、より高度に発展させた不可逆過程の熱力学が寄与し得る点が多々あるであろう。

(3) 振動的輸送と活動電位

Teorell¹⁵⁾ は多孔質の磁器膜の両側に、それぞれ 0.1N と 0.01N の NaCl が存在する場合に、膜の両側の液に電極を入れて一定の直流電流を流す実験を行なった。そして流す電流を強めてゆくにつれて、膜の両側の水面が周期的にくり返す振動を始めることを見出した。Teorell はこの現象を、電圧を加えた場合に膜に荷電があるので一方向むきの浸透流を生じ、その結果として起こる電気浸透圧と電圧とのバランスの仕方に起因すると考えた。神経や筋の興奮現象に対する Hodgkin と Huxley^{16), 17)} のナトリウム説—すなわち興奮性の細胞膜の静止膜電位は細胞内の方が外部より 50~100 mV 低い、膜に刺激を与えて興奮させると最大 40 mV 細胞内部の方が高くなる。これを膜に活動電位が生じたと称し、興奮すると Na イオンの透過性が増し、静止時における K イオンにとって変わるとして説明している—に対して、Teorell はこの生体膜の現象を人工膜について Hodgkin らによる解析とは異なる方法で解釈しようとしたのである。生体膜の興奮の際の活動電位変化と Teorell の実験した人工膜におけるこの緩和型振動の電位変化とは形は同じ

であっても、その本質はまったく異なるかもしれない。

類似の、しかしさらに早い振動過程は、われわれの研究室で研究された¹⁸⁾。すなわち 0.05 N の NaCl を陽イオン交換膜で二つの部分にわけ、安定剤として入れた寒天の入った側の電極が正になるように電圧をかけると一定電流が流れるが、ある電圧以上で直流電流に重畳してパルス状電流の発振が生ずる。第3図に生体膜の活動電位を、第4図にわれわれの観測したイオン交換膜発振子の波形を示した。

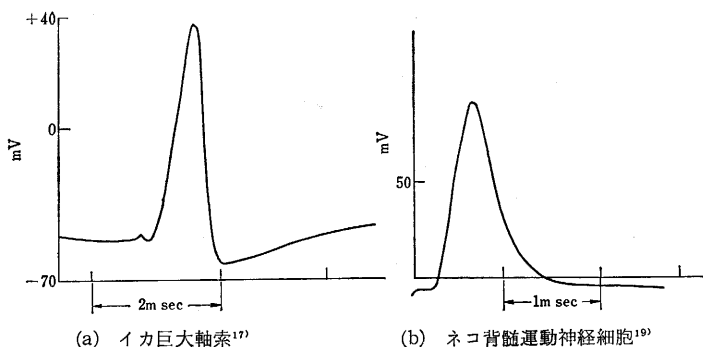


第4図 発振波特性

このような系を不可逆過程の熱力学で取り扱える可能性について、やはり Prigogine¹³⁾ が論じている。これは非線形の不可逆過程の熱力学で、前にも書いたように定常状態の近傍で安定な循環過程にとどまり得るというものである。このように生体系は不可逆過程の熱力学で解明できそうな問題を多く含んでいるが、現在のところそれほど成果はない。今後の発展がまつられるゆえである。

3. おわりに

以上前後2回にわたり不可逆過程の熱力学とその膜現象への適用の仕方を述べてきたが、なにか漠然としたつかみどころのない解説になってしまった。ただ不可逆過程の熱力学の持つ複雑さ、あいまいさ、あるいは限界といったものを、できるかぎり指摘したつもりである。いずれまた機会をみて、ここに述べたようなことを足がかりとして発展した過程を述べてみたいと考えている。われわれのおかしているかもしれない誤りをご指摘



(a) イカ巨大軸索¹⁷⁾

(b) ネコ背髄運動神経細胞¹⁹⁾

第3図 興奮性組織における活動電位の細胞内記録

くだされば幸いである。(1965年1月7日受理)

文 献

- 1) 鈴木, 妹尾, 山辺; 生産研究, 16, 444 (1964)
- 2) 山辺武郎, 妹尾学; “イオン交換樹脂膜”, 技報堂 (1964)
- 3) 山辺; 生産研究, 3, 69 (1964)
- 4) A. J. Staverman, *Trans. Faraday Soc.*, 48, 176 (1952)
- 5) 坂井, 清山; 電化, 24, 274 (1956)
- 6) A. Klemm, *Z. Naturforsch.* 8a, 397 (1953)
- 7) R. W. Laity, *J. Phys. Chem.* 63, 80 (1959)
- 8) K. S. Spiegler, *Trans. Faraday Soc.* 54, 1409 (1958)
- 9) M. Planck, *Ann. der Physik u. Chemie* 40, 561 (1890)
- 10) R. B. Parlin, H. Eyring “Ion Transport across Membranes”, H. T. Clarke, ed., Academic Press, New York, (1954)
- 11) H. Eyring, E. M. Eyring “Modern Chemical Kinetics”, Reinhold. Pub. Corp, New York, (1963)
- 12) I. Prigogine, R. Balescu, *Bull. Acad. roy. Belg. Cl. Sci.*, 42, 256 (1956)
- 13) I. Prigogine. “Introduction to the Thermodynamics of Irreversible Process”, 2nd Ed, Interscience Publ., New York (1961)
- 14) J. Z. Hearson, *Bull. Math. Biophys.*, 12, 57, 135 (1950)
- 15) T. Teorell; *Biophys. J.* 2, No. 2, part 2, 27 (1962)
- 16) A. L. Hodgkin, A. F. Huxley, *Nature*, 144, 710 (1939)
- 17) A. L. Hodgkin, A. F. Huxley, *J. Physiol.*, 104, 176 (1945)
- 18) M. Seno, T. Yamabe, *Bull. Chem. Soc. Japan*, 36, 877 (1963)
- 19) L. G. Brock, J. S. Coombs, J. C. Eccles, *J. Physiol.*, 117, 431 (1952)

(9 ページからつづく)

られる。ブロック図の右側の論理回路は encoder で作られる RZ パルスを NRZ パルスに変換し、ワード同期パルス、フレーム同期パルス等挿入する回路である。

7. 結 言

本文は PCM-PAM ハイブリッド方式の原理と構成法その利点、テレメータ実験装置等を述べたものであるが、紙数の関係で実際に装置を決定してゆく上で行なわ

れる種々の検討結果および回路の詳細等はいつさい省略した。また方式自体についてもここで述べたように PAM パルスの振幅を PCM パルスのそれと一致させる必要はなく、むしろ両者の間には出力 SNR を最大にする特定の関係が入力 SNR の関数として存在することがわかっている。これらの点に関しては別の機会に発表するつもりである。最後にこの研究に協力された橋・神子・坂本の諸氏に謝意を表する。(1965年1月9日受理)