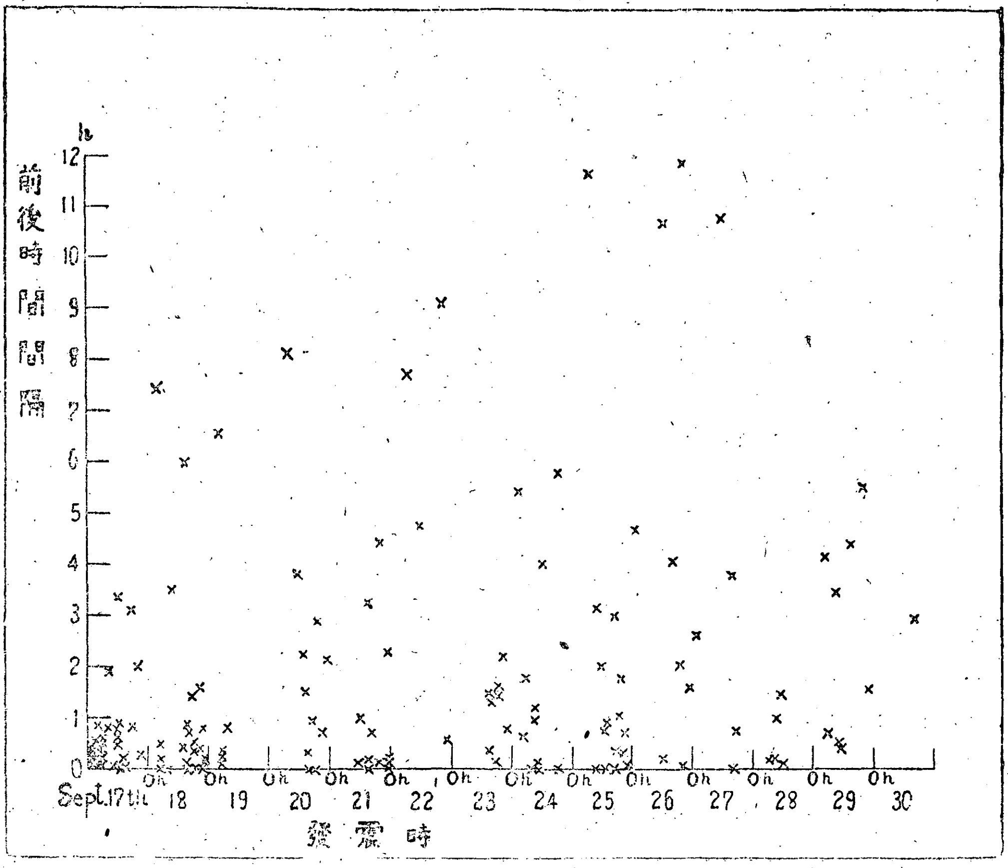


終局地震（余震）と言うものは群發する性質を有すると解釋した方がよいようである。しかもその群發する時間には週期性はないと見た方がよいのではなかろうか。又さう言つた群發性も，こう言う統計法により一目瞭然となるのではないだろうか。

地震計の運動方程式

本 間 正 作*

§1. まえがき 地震計の理論は個々の新しい器械が考案される度にそれに連関して發表されているが，又一方では一般的に地震計の性質を高所から展望した理論も必要なわけで新しい工夫の基礎はここに求めらるべきものである。後者に属する代表的なものとしては E. Wiechert,(1) B.

* 松代地震觀測所。

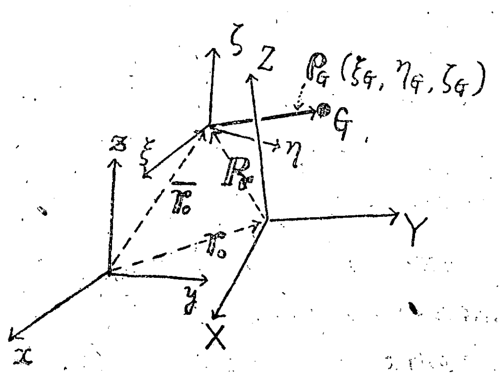
(1) E. Wiechert, "Theorie der automatischen Seismographen," (1903).

Galitzin[2] 及び M. P. Rudzki[3] の研究をあげうる。Wiechert と Galitzin の理論では地動も地震計の運動も徴小なものとして運動方程式を常係数線型方程式に歸着させてあり，前者では地動の性質を3個の変位成分と3個の廻轉成分に分け，各々が記象上に及ぼす影響を嚴正に論ずる点に特徴があり，後者では地動と記象との関係を詳細に又具体的に講述した懇切を極めたものである。これらに対し Rudzki の研究は水平振子を對照としたもので，地動に対して微小という制限をつけないで，可能なあらゆる地動が記象に及ぼす影響を論じたものである。强震計で大きい地動を観測する時などは振子の振角がわり合いに大きくなり，このような方程式も必要になることは，後に松沢博士などが詳しく調べられた[4]。

ここに述べるのは Rudzki の線に沿つて水平振子に限らず，もつと一般的な地震計の模型（たとえば倒立振子や Vicentini の地震計）を対照にした運動方程式を公式集向きに書き下した結果であつて，途中の計算は紙数を費する関係から全部省いた。

§.2. 地震計の概念と運動方程式　Wiechert の講義に從えば地震計は一般に振子(Gehänge) と台 (Gestelle) から成り立ち各々は剛体であつて，前者は後者に対して一定の束縛條件の下に相対運動が出來，その相対変位は記錄装置により測定される。台は土地に固定してあつて土地と同じ運動をするから，台の運動と記象——したがつて相対運動との関係を示す方程式が得られればよい。

Rudzki の水平振子の理論では相対運動として一つの廻轉成分を殘して他の自由度は束縛してある。しかし Vicentini の地震計や Wiechert の倒立振子では自由度が2つ許されてあり，de Quervain-Picard の万能地計震などは3個の自由度を殘してある。ここでは一般に相対運動の自由度は任意にして必要に應じて個々の場合に制限を加え得るようにしてあり，Rudzki 流の立場を採る限り最も一般的な運動方程式と考えられる取り扱いをした。



空間に固定した直角座標を $\mathfrak{r}(x, y, z)$ とし z は鉛直上方にとる。台の代表としてこれに固定した直角座標 $R(X, Y, Z)$ を考え，振子の代表としてこれに固定した直角座標 $\rho(\xi, \eta, \zeta)$ を考える。（第1図）

$$\left.\begin{array}{ll} \mathfrak{r}\text{系より見た}R\text{系の原点を} & \mathfrak{r}_0(x_0, y_0, z_0) \\ \quad ,, \quad \rho \quad ,, & \bar{\mathfrak{r}}_0(\bar{x}_0, \bar{y}_0, \bar{z}_0) \\ R\text{系より見た}P\text{系の原点を} & R_0(X_0, Y_0, Z_0) \end{array}\right\} (1)$$

---

(2) B. Galitzin, "Vorlesungen über Seismometrie". (1914)

(3) M. P. Rudzki, "Ueber die Bewegung des Horizontalpendendels, Beitr. Geophy. VI(1904) 134—155.

(4) 松澤武雄，佐藤光之助，福永三郎，"地震計の運動"，地震 10 卷（昭和 13 年）157—165,

とし各座標間の方向余弦は次のように書く。

$r \backslash R$	X	Y	Z
x	A_1	B_1	C_1
y	A_2	B_2	C_2
z	A_3	B_3	C_3 ,

$R \backslash \rho$	ξ	η	ζ
X	a_1	b_1	c_1
Y	a_2	b_2	c_2
Z	a_3	b_3	c_3 ,

$r \backslash \rho$	ξ	η	ζ
x	α_1	β_1	γ_1
y	α_2	β_2	γ_2
z	α_3	β_3	γ_3

(2)

地動の角速度の $\mathfrak{R}$ 系に対する成分は

$$W\ (P,\ Q,\ R) \tag{3}$$

と書く。

振子の質量を m, ξ, η, ζ 軸に関する慣性能率及び慣性乗積をそれぞれ I_1, I_2, I_3 及び $D_1 D_2, D_3$ とする。しかし I_1, I_2, I_3 を使うより

$$\left.\begin{aligned} 2J_1 &= -I_1+I_2+I_3 \\ 2J_2 &= I_1-I_2+I_3 \\ 2J_3 &= I_1+I_2-I_3 \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

のような J_1, J_2, J_3 を使う方が便利である。

振子の重心の位置は $\rho_G(\xi_G, \eta_G, \zeta_G)$ とする。しかる時は振子の Kinetic Energy, K 及び Potential Energy, U はそれぞれ次のようになる事が證明される。

$$K=\frac{m}{2}\{\dot{\mathfrak{r}}_0{}^2+2\xi_G(\dot{\mathfrak{r}}_2\,\dot{\mathfrak{a}})+2\eta_G(\dot{\mathfrak{r}}_0\,\dot{\mathfrak{b}})+2\zeta_G(\dot{\mathfrak{r}}_0\,\dot{\mathfrak{g}})\}$$

$$+\frac{1}{2}\{J_1\dot{\mathfrak{a}}^2+J_2\dot{\mathfrak{b}}^2+J_3\dot{\mathfrak{g}}^2+2D_1(\dot{\mathfrak{a}}\,\dot{\mathfrak{b}})+2D_2(\dot{\mathfrak{b}}\,\dot{\mathfrak{g}})+2D_3(\dot{\mathfrak{g}}\,\dot{\mathfrak{a}})\}, \tag{5}$$

$$\begin{aligned} U=mg\{&z_0+A_3X_0+B_3Y_0+C_3Z_0 \\ &+(A_3a_1+B_3a_2+C_3a_3)\xi_G \\ &+(A_3b_1+B_3b_2+C_3b_3)\eta_G \\ &+(A_3c_1+C_3c_2+C_3c_3)\zeta_G\ . \end{aligned} \tag{6}$$

ここで $(\dot{\mathfrak{r}}_0\,\dot{\mathfrak{a}})$ などとあるのは $\dot{\mathfrak{r}}_0$ を $(\dot{x}_0, \dot{y}_0, \dot{z}_0)$ を成分とする一つのベクトルと考え，$\dot{\mathfrak{a}}$ を $(\dot{a}_1, \dot{a}_2, \dot{a}_3)$ を成分とする一つのベクトルと考え，両者のスケーラー積である。その他も同様。

振子と台との連結にスプリングなどを使えば，この外にスプリングの彈性の Potential Energy が加わるが，そういうものはその時々に必要に應じて加えることにして，一般論には入れておかない。

振子の台に対する相対値位置を表わすのに平行移轉の変数と廻轉の變數とが各3個あれば十分であるが,束縛條件があるから一般にはこれより少い。実情に應じて適當な Lagrangian の一般化座

$\dot{n}$, $n=1, 2, 2, 4,,5$ 又は６）を使えば運動方程式は

$$\mathrm{L}_i(K)+\frac{\partial U}{\partial \varphi_i}=0 \quad (i=1\rightarrow h) \tag{7}$$

となる。ここで L_i は第 i 番目の座標 φ_i に関する次の演算子である。

$$\mathrm{L}_i=\frac{d}{dt}\frac{\delta}{2\varphi_i}-\frac{\partial}{\partial\dot{\varphi}_i}. \tag{8}$$

(5) 左右辺の各項に L_i なる演算を行つた結果を書き下すと次のようになる。たゞし α などは (a_1, a_2, a_3) などを成分とする一つのベクトルと考え，(,) はスケーラー積，[,] はベクトル積を示す。

$$\begin{aligned}
\mathrm{L}_i(\dot{\gamma}_0{}^2)=&2\sum_{j=1}^{n}\left(\frac{\partial R_0}{\partial\varphi_j},\ \frac{\partial R_0}{\partial\varphi_i}\right)\ddot{\varphi}_j\\
&+4\sum_{j=1}^{n}\left(\left[\frac{\partial R_0}{\partial\varphi_j},\ \frac{\partial R_0}{\partial\varphi_i}\right],\dot{\mathrm{W}}\right)\dot{\varphi}_j\\
&+2\sum_{j=1}^{n}\sum_{k=1}^{n}\left(\frac{\partial^2 R_0}{\partial\varphi_i\partial\varphi_k},\ \frac{\partial R_0}{\partial\varphi_i}\right)\dot{\varphi}_j\dot{\varphi}_k\\
&+2\left(\dot{\gamma}_0,\ A\frac{\partial X_0}{\partial\varphi_i}+B\frac{\partial Y_0}{\partial\varphi_i}+C\frac{\partial Z_0}{\partial\varphi_i}\right)\\
&+2\left(\left[R_0,\ \frac{\partial R_0}{\partial\varphi_i}\right],\ \dot{\mathrm{W}}\right)\\
&-\frac{\partial}{\partial\varphi_i}[\mathrm{W},\ R_0]^2,
\end{aligned} \tag{9·1}$$

$$\begin{aligned}
\mathrm{L}_i(\dot{\gamma}_0\dot{\alpha})=&\sum_{j=1}^{n}\left\{\left(\frac{\partial R_0}{\partial\varphi_j},\ \frac{\partial\alpha}{\partial\varphi_i}\right)+\left(\frac{\partial\alpha}{\partial\varphi_j},\ \frac{\partial R_0}{\partial\varphi_i}\right)\right\}\ddot{\varphi}_j\\
&+2\sum_{j=1}^{n}\left(\left[\frac{\partial R_0}{\partial\varphi_j},\ \frac{\partial\alpha}{\partial\varphi_i}\right]+\left[\frac{\partial\alpha}{\partial\varphi_j},\ \frac{\partial R_0}{\partial\varphi_i}\right],\ \mathrm{W}\right)\dot{\varphi}_j\\
&+\sum_{j=1}^{n}\sum_{k=1}^{n}\left\{\left(\frac{\partial^2 R_0}{\partial\varphi_j\partial\varphi_k},\ \frac{\partial\alpha}{\partial\varphi_i}\right)+\left(\frac{\partial^2\alpha}{\partial\varphi_j\partial\varphi_k},\ \frac{\partial R_0}{\partial\varphi_i}\right)\right\}\dot{\varphi}_j\dot{\varphi}_k\\
&\left(\dot{\gamma}_0,\ A\frac{\partial a_1}{\partial\varphi_i}+B\frac{\partial a_2}{\partial\varphi_i}+C\frac{\partial a_3}{\partial\varphi_i}\right)\\
&+\left(\left[R_0,\ \frac{\partial\alpha}{\partial\varphi_i}\right]+\left[\alpha,\ \frac{\partial R_0}{(\varphi_i)}\right],\ \dot{\mathrm{W}}\right)\\
&-\frac{\partial}{\partial\varphi_i}([\mathrm{W},\ R_0],\ [\mathrm{W},\ \alpha]),
\end{aligned} \tag{9·2}$$

$$L_i(\dot{\alpha}^2)=2\sum_{j=1}^{n}\left(\frac{\partial a}{\partial\varphi_j},\ \frac{\partial a}{\partial\varphi_i}\right)\ddot{\varphi}_j$$

$$+4\sum_{j=1}^{n}\left(\left[\frac{\partial a}{\partial\varphi_j},\ \frac{\partial a}{\partial\varphi_i}\right],\ W\right)\dot{\varphi}_j$$

$$+2\left(\left[\alpha,\ \frac{\partial a}{\partial\varphi_i}\right],\ \dot{W}\right)$$

$$-\frac{\partial}{\partial\varphi_i}[W,\ a]^2, \qquad (9\cdot3)^{(5)}$$

$$L_i(\dot{\alpha}\dot{\beta})=\sum_{j-1}^{n}\left\{\left(\frac{\partial a}{\partial\varphi_j},\ \frac{\partial b}{\partial\varphi_i}\right)+\left(\frac{\partial b}{\partial\varphi_j},\ \frac{\partial a}{\partial\varphi_i}\right)\right\}\ddot{\varphi}_j$$

$$+2\sum_{j=1}^{n}\left(\left[\frac{\partial a}{\partial\varphi_j},\ \frac{\partial b}{\partial\varphi_j}\right]+\left[\frac{\partial b}{\partial\varphi_j},\ \frac{\partial a}{\partial\varphi_j}\right],\ W\right)\dot{\varphi}_j$$

$$+\sum_{j=1}^{n}\sum_{k=1}^{n}\left\{\left(\frac{\partial^2 a}{\partial\varphi_j\partial\varphi_k},\ \frac{\partial b}{\partial\varphi_i}\right)+\left(\frac{\partial^2 b}{\partial\varphi_j\partial\varphi_k},\ \frac{\partial a}{\partial\varphi_i}\right)\right\}\dot{\varphi}_j\dot{\varphi}_k$$

$$+\left(\left[a,\ \frac{\partial b}{\partial\varphi_i}\right]+\left[b,\ \frac{\partial b}{\partial\varphi_i}\right],\ \dot{W}\right)$$

$$-\frac{b}{\partial\varphi_i}([W,\ a],\ W,\ b]) \qquad (9\cdot4)^{(6)}$$

殘りの項も同樣に出來る。

次に

$$\frac{\partial U}{\partial\varphi_i}=mg\left\{A_3\left(\frac{\partial X_0}{\partial\varphi_i}+\frac{\partial a_1}{\partial\varphi_i}\xi_G+\frac{\partial b_1}{\partial\varphi_i}\mu_G+\frac{\partial c_1}{\partial\varphi_i}\xi_G\right)\right.$$

$$+B_3\left(\frac{\partial Y_0}{\partial\varphi_i}+\frac{\partial a_2}{\partial\varphi_i}\xi_G+\frac{\partial b_2}{\partial\varphi_i}\eta_G+\frac{\partial c_2}{\partial\varphi_i}\zeta_G\right)$$

$$\left.+C_3\left(\frac{\partial Z_0}{\partial\varphi_i}+\frac{\partial a_3}{\partial\varphi_i}\xi_G+\frac{\partial b_3}{\partial\varphi_i}\eta_G+\frac{\partial c_3}{\partial\varphi_i}\zeta_G\right)\right\} \qquad (10)$$

(5), (6) を (7) 式に代入し，その時 (9·1), (9·2), (9·4) 及び (10) を參照すれば運動方程式が得られる。

§.3 公式に關する注意

---

(5) $-\frac{\partial}{\partial\varphi_i}[W,\ a]^2=\frac{\partial}{\partial\varphi_i}(W,\ a)^2$ とも書ける。

(6) $-\frac{\partial}{\partial\varphi_i}([W,\ a],\ [W,\ b])=\frac{\partial}{\partial\varphi_i}\{(W,\ a)\cdot(Wb)\}$ とも書ける。

i 多くの地震計では振子と台の間に少く共一つの共通点がある。たとえば單振子なら糸の上端，水平振子なら振子の廻轉軸上の点全部が振子にも台にも固定され，且つ共通の点になる。そのような点をP系の原点に撰べば R_0 は φ に無関係であるから $\dfrac{\partial R_0}{\partial \varphi}$ や $\dfrac{\partial R_0}{\partial \varphi_j \partial \varphi_k}$ を含む項がなくなる。そして (9·1) は全部消える。しかし de Quervain-Picard の万能地震計ではそのような点がない，共通点があるというのは振子と台の間に平行移動がなく，廻轉だけのことを示す。

ii (9·3), (9·4)のような項には R_0 が含まれていないから，もし振子と台との間に廻轉的運動がなく平行運動だけなら (9·3), (9·4) の右辺は 0 となる。たゞしこのような地震計は現在は存在していない。

iii 自由度が1つしかない地震計では（9）の各式とも右辺第二項が0となる。

iv 地動，したがつて振子の台に対する相対運動が小さい時にはこれらの量の2次以上の項が省略出來る。それゆえ (9·1), (9·2) 兩式の右辺の第二，第三及び第六項，(9·3) 式の第二，第四項，(9·4) 式の第二，第三及び第五項が省略出來る。その時地動として殘るのは (9·1), (9·2) の $\ddot{\gamma}_0$ を含む項と (9·1). (9·2), (9·3) 及び (9·4) 式の $\dot{W}$ を含む項だけで W を含む項は入らない。

v もし必要があれば φ の中の一つ φ_j を時間 t と考えてもよい。その時は $\dot{\varphi}_j=1$, $\ddot{\varphi}_j=0$ と考える。この φ_j については（7）のような運動方程式を立てる必要はない。φ の一つを t と考えるというのは振子と台との連絡方法を，ある決つた方法で時間的に変化させることであるが，そのようなことを採り入れた地震計は現在は考えられていない。しかしある人は獨樂の仕掛を地震計にしようという想像をしていたから，そんなものが実現すれば獨樂の廻轉角としての φ は t になる。そしてその場合には $\dot{\varphi}_j$ は有限量だから $\dot{\varphi}_j\dot{\varphi}_k$ の項は例え φ が小さくても省略出來る項にならない。

§.4 例題（水平振子の運動方程式） R 系の原点を地表上の一点とする。したがつて r_0 の変化は土地の変位を表わす。Z軸は振子の廻轉軸に一致せしめる。振子の重心から廻轉軸におろした垂線の足を P 系の原点にとり ζ 軸はZ 軸と一致させる。そうすると一般化座標としては X, ξ 兩軸（または Y, η 兩軸）間の角 φ だけとなり，その上前節の i に注意したように (9·1) の右辺は 0 になる。この時

$$R_0 : \quad X_0=0, \quad Y_0=0, \quad Z_0=P \ (\text{一定}), \tag{11}$$

$$\left.\begin{aligned} a &: \quad a_1=\cos\varphi, \quad a_2=\sin\varphi, \quad a_3=0, \\ b &: \quad b_1=-\sin\varphi, \quad b_2=\cos\varphi, \quad b_3=0, \\ c &: \quad c_1=0, \quad c_2=0, \quad c_3=1, \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

$$
\left.
\begin{aligned}
&\frac{\partial \boldsymbol{a}}{\partial \varphi}:\quad \frac{\partial a_1}{\partial \varphi}=-\sin\varphi,\quad \frac{\partial a_2}{\partial \varphi}=\cos\varphi,\quad \frac{\partial a_3}{\partial \varphi}=0,\\
&\frac{\partial \boldsymbol{b}}{\partial \varphi}:\quad \frac{\partial b_1}{\partial \varphi}=-\cos\varphi,\quad \frac{\partial b_2}{\partial \varphi}=-\sin\varphi,\quad \frac{\partial b_3}{\partial \varphi}=0,\\
&\frac{\partial \boldsymbol{c}}{\partial \varphi}:\quad \frac{\partial c_1}{\partial \varphi}=0,\quad \frac{\partial c_2}{\partial \varphi}=0,\quad \frac{\partial c_3}{\partial \varphi}=0.
\end{aligned}
\right\}\quad (13)
$$

したがつて

$$\mathbb{L}(\dot{\bar{\gamma}}^2)=0,$$

$$\mathbb{L}(\dot{\bar{\gamma}}_0\boldsymbol{\alpha}=(\ddot{\boldsymbol{\gamma}}_0,\ -\mathbb{A}\sin\varphi+\mathbb{B}\cos\varphi)-\rho(\dot{P}\cos\varphi+\dot{Q}\sin\varphi)$$
$$+PR(Q\cos\varphi-P\sin\varphi),$$

$$\mathbb{L}(\dot{\bar{\gamma}}_0\dot{\boldsymbol{\beta}})=(\ddot{\boldsymbol{\gamma}}_0,\ -\mathbb{A}\cos\varphi-\mathbb{B}\sin\varphi)+P(\dot{P}\sin\varphi-\dot{Q}\cos\varphi)$$
$$-PR(Q\sin\varphi+P\cos\varphi),$$

$$\mathbb{L}(\dot{\bar{\gamma}}_0\dot{\boldsymbol{\gamma}})=0,$$

$$\mathbb{L}(\dot{\boldsymbol{\alpha}}^2)=2\dot{\varphi}+2\dot{R}+2(P\cos\varphi+Q\sin\varphi)(-P\sin\varphi+Q\cos\varphi),$$

$$\mathbb{L}(\dot{\boldsymbol{\beta}}^2)=2\dot{\varphi}+2\dot{R}+2(-P\sin\varphi+Q\cos\varphi)(-P\cos\varphi-Q\sin\varphi),$$

$$\mathbb{L}(\dot{\boldsymbol{\gamma}}^2)=0,$$

$$\mathbb{L}(\dot{\boldsymbol{\alpha}}\dot{\boldsymbol{\beta}})=(P\cos\varphi+Q\sin\varphi)(-P\cos\varphi-\dot{Q}\sin\varphi)$$
$$+(-P\sin\varphi+Q\cos\varphi)(-P\sin\varphi+Q\cos\varphi),$$

$$\mathbb{L}(\dot{\boldsymbol{\beta}}\dot{\boldsymbol{\gamma}})=(\dot{P}\sin\varphi-\dot{Q}\cos\varphi)+(-P\cos\varphi-Q\sin\varphi)R,$$

$$\mathbb{L}(\dot{\boldsymbol{\gamma}}\dot{\boldsymbol{\alpha}})=(-\dot{P}\cos\varphi-\dot{Q}\sin\varphi)+(-P\sin\varphi+Q\cos\varphi)R.$$

これから

$$\mathbb{L}(K)=m\zeta_G[\{(\ddot{\bar{\gamma}}_2\mathbb{B})+pQR-p\dot{P}\}\cos\varphi-\{(\ddot{\bar{\gamma}}_0\mathbb{A})+pRP+p\dot{Q}\}\sin\varphi]$$
$$-m\eta_G[\{(\ddot{\gamma}_0\mathbb{A})+pRP+p\dot{Q}\}\cos\varphi+\{(\ddot{\gamma}_0\mathbb{B})+pQR-p\dot{P}\}\sin\varphi]$$
$$+J_1\{\varphi+\dot{R}-P^2\sin\varphi\cos\varphi+PQ(\cos^2\varphi-\sin^2\varphi)+Q^2\sin\varphi\cos\varphi\}$$
$$+J_2\{\ddot{\varphi}+\dot{R}+P^2\sin\varphi\cos\varphi-PQ(\cos^2\varphi-\sin\varphi)-Q^2\sin\varphi\cos\varphi\}$$
$$+D_1\{-P^2(\cos^2\varphi-\sin^2\varphi)-4PQ\sin\varphi\cos\varphi+Q^2(\cos^2\varphi-\sin^2\varphi)\}$$
$$+D_2\{(\dot{P}\sin\varphi-\dot{Q}\cos\varphi)-(P\cos\varphi+Q\sin\varphi)R\}$$
$$+D_3\{-(\dot{P}\cos\varphi+\dot{Q}\sin\varphi)-(P\sin\varphi-Q\cos\varphi)R\}.$$

(4) の関係を入れると，

$$
\begin{aligned}
\mathbb{L}(K)=&I_3(\ddot{\varphi}+\dot{R})\\
&+[m\{\xi_G(\ddot{\gamma}_0,\mathbb{B})-\eta(\ddot{\gamma}_0,\mathbb{A})\}-(m\eta_G p+D_2)(Q+RP)-(m\xi_G p+D_3)(\dot{P}-QR)]\cos\varphi\\
&+[m\{-\xi_G(\ddot{\gamma}_0,\ \mathbb{A})-\eta_G(\ddot{\gamma}_0,\ \mathbb{B})\}+(m\eta_G p+D_2)(\dot{P}-QR)-(m\xi_G p+D_3)\\
&\quad\times(\dot{Q}+RP)]\sin\varphi\\
&-\{(I_1-I_2)PQ+D_1(P^2-Q^2)\}\cos 2\varphi\\
&+\left\{(I_1-I_2)\frac{P^2-Q^2}{2}-2D_1\dot{P}Q\right\}\sin 2\varphi\,.
\end{aligned}
\tag{14}
$$

次に (10) は

$$
\frac{\partial U}{\partial\varphi}mg\{(B_3\xi_G-A_3\eta_G)\cos\varphi-(A_3\xi_G+B_3\eta_G)\sin\varphi\}. \tag{15}
$$

(14) と (15) を (7) に代入して運動方程式が得られるが，特に振子の重心が ξ 軸上，廻轉軸から h の所にあるとすれば $\xi_G=h$, $\eta_G=0$ となるから

$$
I_3\ddot{\varphi}+I_3\dot{R}+\mathfrak{A}\cos\varphi+\mathfrak{B}\sin\varphi+\mathfrak{C}\cos 2\varphi+\vartheta\sin 2\varphi=0 \tag{16}
$$

となる。ここで

$$
\left.\begin{aligned}
&\mathfrak{A}=mgB_3h+mh(\ddot{r}_0,\ \mathbb{B})-D_2(\dot{Q}+KP)-(mhp+D_3)(\dot{P}-QR),\\
&\mathfrak{B}=-mgA_3h-mh(\ddot{r}_0\mathbb{A},)+D^2(\dot{P}-QR)-(mhp+D_3)(\dot{Q}+RP),\\
&\mathfrak{C}=-(I_1-J_2)PQ-D_1(P^2-Q^2),\\
&\vartheta=(I_1-I_2)\frac{P^2-Q^2}{2}-2D_1PQ.
\end{aligned}\right\} \tag{17}
$$

Rudzki は A, B のような方向余弦や P, Q, R のような角速度を Euler の角であらわしたが，その方が必ずしも便利とは限らない。又振子に固定した ρ 系の原点の運動を與えられたものとし，それと φ の関係式を作つているから，地動によつて ρ 系の原点がどう動くか別に調べなければならない。(17) 式中の p はこの影響を示すもので，土地が平行移動をする時には關係しないが，廻轉や傾斜があると關係する。

この稿は 5 年位前に一度作つたが戰爭中であつたため，放置してあつたが今回少し手を入れたから發表させていたゞくことにした。 (昭和 24・V)