

ROTAÇÃO DO NÚCLEO INTERIOR TERRESTRE

Frederico Machado (1)

RESUMO — Discute-se a precessão no movimento de rotação do núcleo interior, a qual parece ter influência directa na precessão do campo geomagnético. Esta precessão tem período de 3.3×10^{-10} rad/s, permitindo avaliar o alongamento do núcleo interior em 3.2×10^{-6} . O atrito do material líquido do núcleo exterior parece compatível com uma viscosidade da ordem de 10^4 Pa.s (10^5 poises). Por outro lado, as pulsações de gravitação podem constituir um mecanismo adequado para produzir inversões de polaridade magnética.

ABSTRACT — *Rotation of the Earth's inner core.* Precession in the rotation of the inner core seems to induce a precession of the geomagnetic field with a period of about 3.3×10^{-10} rad/s. This value corresponds to an elongation of 3.2×10^{-6} of the prolate spheroid of the inner core. Friction due to the liquid outer core seems compatible with a viscosity of the order of 10^4 Pa.s (10^5 poises). On the other hand, gravitational pulsations could be an adequate mechanism for producing magnetic reversals.

1. INTRODUÇÃO

Em artigo anterior (Machado, 1985) admitiu-se que o campo geomagnético possa resultar da rotação de cargas eléctricas diferenciadas existentes no núcleo terrestre. Como o campo geomagnético é medido num

referencial ligado ao manto, só interessa considerar, neste problema, a rotação do núcleo relativa ao manto

Numa primeira aproximação, o núcleo interior pode considerar-se como uma esfera sólida que está centrada em cavidade também esférica, limitada pelo manto, e preenchida por líquido viscoso que corresponde ao material fundido do núcleo exterior (Fig. 1). O eixo de rotação dessa esfera deve sofrer movimentos de precessão (ou de nutação). Por outro lado, a rotação deve ser influenciada pelo atrito do material fundido envolvente.

A finalidade do presente artigo é estudar estes aspectos da rotação do núcleo interior e também a influência duma eventual variação do respectivo momento de inércia.

2. VELOCIDADE ANGULAR ABSOLUTA E RELATIVA

A velocidade angular absoluta é medida em relação a um referencial que, antigamente, se designava por «estrelas fixas». Segundo o princípio de Mach, esse referencial absoluto parece dever ligar-se ao conjunto das massas do Universo.

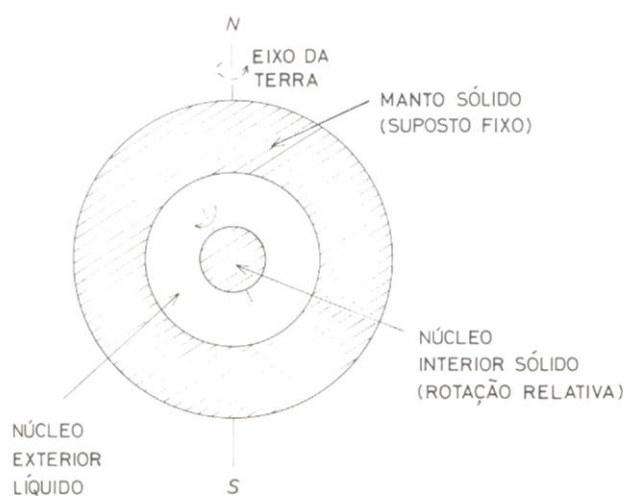


Fig. 1 — Esquema do interior da Terra. A viscosidade do núcleo exterior é incerta, mas vai-se admitir um valor da ordem de 10^4 Pa.s (10^5 poises).

(1) Departamento de Geociências, Universidade de Aveiro, 3800 Aveiro

A rotação duma esfera em torno do centro e a correspondente conservação do momento cinético devem relacionar-se com este referencial absoluto. Por seu lado, a rotação de cargas eléctricas que vai produzir um campo magnético deve ser referida ao referencial em que for medido o campo, visto que este depende apenas do movimento relativo das cargas eléctricas.

Em primeira aproximação, pode admitir-se que o manto terrestre, o núcleo exterior e o núcleo interior giram todos com a mesma velocidade angular. Esta velocidade corresponde a uma rotação completa em cada dia sideral, ou seja

$$\Omega = \frac{2\pi}{86\,164\text{s}} = 0,7292 \times 10^{-4} \text{ rad/s}$$

Pela conservação do momento cinético, deverá ser, na ausência de binários aplicados,

$$I\Omega = \text{constante} \quad (1)$$

onde I é o momento de inércia do corpo girante.

Ω será portanto constante enquanto I também o for. Na realidade parece que o momento de inércia I pode sofrer pequenas variações que induzem, por sua vez, variações na velocidade angular (ou, o que é o mesmo, na duração do dia sideral correspondente).

As pequenas variações relativas de I podem ser um pouco diferentes para o manto ou para o núcleo, daqui resultando velocidades angulares distintas para as varias partes que constituem o interior da Terra.

No artigo anterior (Machado, 1985), admitiu-se que a rotação do núcleo interior, em relação ao manto, correspondia à actual deriva do campo geomagnético (para oeste), cuja velocidade angular é apenas (Garland, 1979, p. 246).

$$\omega = \Omega - \Omega_0 = -1.0 \times 10^{-10} \text{ rad/s}$$

Aqui Ω é a velocidade angular do núcleo interior e Ω_0 a velocidade angular do manto. Vemos que a velocidade relativa ω é realmente muito pequena.

Como se sabe, a velocidade angular pode ser representada por vector segundo o eixo de rotação, com módulo igual ao valor numérico daquela velocidade (valor absoluto); a orientação é tal que a velocidade linear de qualquer partícula seja o produto vectorial da velocidade angular pela distância (orientada) medida a partir do eixo de rotação. Esta representação é especialmente vantajosa se Ω e Ω_0 não tiverem a mesma direcção (veja-se a Fig. 2).

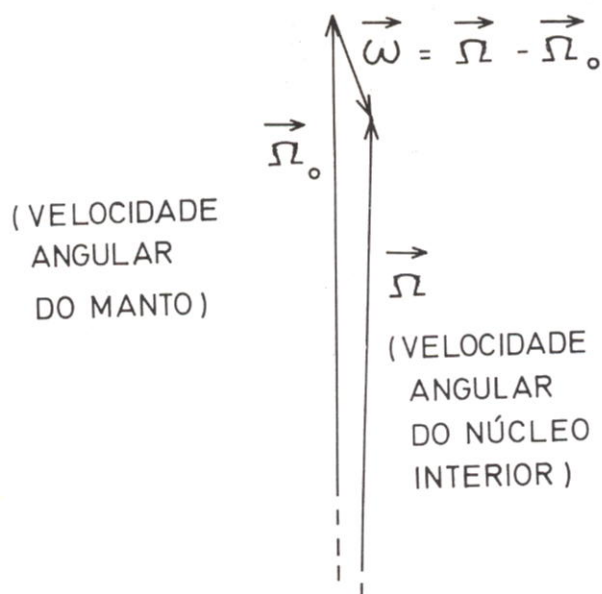


Fig. 2 — Velocidades angulares do manto ($\vec{\Omega}_0$) e do núcleo ($\vec{\Omega}$). A velocidade relativa é evidentemente a diferença dos dois vectores.

3. PRECESSÃO NO MOVIMENTO DE ROTAÇÃO

Vamos admitir, numa segunda aproximação, que tanto a Terra (em conjunto) como o núcleo interior têm forma elipsoidal. A partir dos dados da precessão é possível obter informação sobre o achatamento (ou alongamento) do elipsoide do núcleo interior.

O movimento livre dum corpo simétrico (caso do elipsoide de revolução), em torno do seu centro, é estudado na Mecânica Racional (veja-se, por exemplo, Slater & Frank, 1947, pp. 112-115).

Na ausência de binário exterior o momento cinético é constante, estando, portanto, fixo no espaço (em relação a referencial absoluto). O eixo de figura, a velocidade angular e o momento cinético estão no mesmo plano; o eixo de rotação gira em torno do eixo do momento cinético com velocidade angular Φ constante, o que constitui um movimento de precessão; o eixo de figura move-se também, de forma um pouco mais complicada, de maneira a manter-se a coplanaridade referida.

Neste caso teremos (cf. Slater & Frank, 1947, p. 112).

$$\pm \left| \vec{\Omega} - \vec{\Phi} \right| = \left(1 - \frac{I_3}{I_1} \right) \left| \vec{\Omega} \right| \sqrt{1 - \frac{\Phi^2}{\Omega^2} \sin^2 \theta} \quad (2)$$

onde θ é o ângulo entre o momento cinético e o eixo de figura, I_3 e I_1 são os momentos de inércia relativos ao eixo de figura e a qualquer eixo equatorial, respectivamente. Se $I_1 < I_3$ (elipsoide achatado) será $|\vec{\Omega}| < |\vec{\Phi}|$; pelo contrário, para $I_1 > I_3$ (elipsoide alongado) será $|\vec{\Omega}| > |\vec{\Phi}|$.

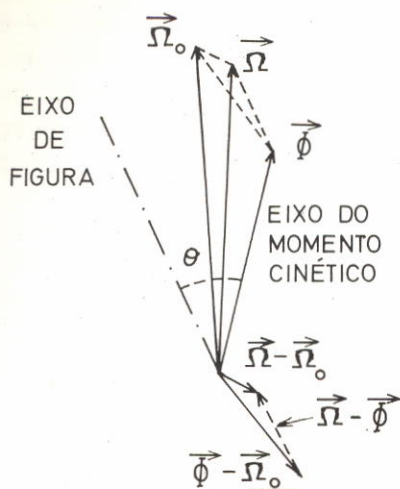


Fig. 3 — Relação esquemática entre a velocidade angular instantânea do núcleo interior ($\vec{\Omega}$) e a velocidade de precessão ($\vec{\Phi}$). $\vec{\Phi}$ está sobre o eixo do momento cinético (que não coincide com o eixo da figura do elipsoide do núcleo interior). $\vec{\Omega} - \vec{\Phi}$ tem a direcção do eixo de figura.

Na Fig. 3 mostra-se a posição destes vectores (caso de ser $I_1 > I_3$): $\vec{\Omega} - \vec{\Omega}_0$ tem a direcção do vector campo magnético (total) e esse vector gira em torno dum ponto ligeiramente desviado do eixo de Ω_0 (que é sensivelmente o eixo de rotação da Terra).

Com base nas posições deduzidas a partir da declinação e inclinação, medidas sucessivamente em várias estações é possível determinar a deriva do polo magnético a partir de fins do século XVI. Na Fig. 4 usaram-se valores derivados de observações em Londres e Paris (veja-se, por exemplo, *Runcorn*, 1956) e, para os anos posteriores a 1870, usaram-se também observações (valores médios anuais) na estação magnética de Coimbra. As posições adaptam-se razoavelmente a um círculo com raio de $9^\circ,4$. O centro está desviado de $5^\circ,9$ do polo geográfico, o que pode significar que o eixo do momento cinético do manto (que deve ajustar-se ao eixo de rotação da Terra) não coincide exactamente com a posição média (?) do eixo do momento cinético do núcleo interior.

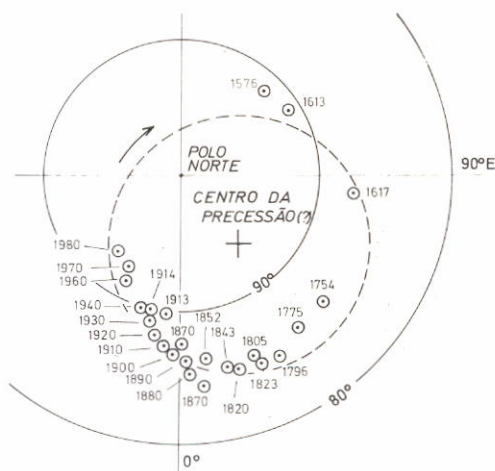


Fig. 4 — Deriva do polo magnético terrestre que deve resultar de precessão na rotação do núcleo. O eixo do momento cinético do núcleo interior parece não coincidir com o eixo de rotação da Terra (i.e., do manto).

A deriva do polo magnético (para oeste) tem uma velocidade angular.

$$|\vec{\Phi} - \vec{\Omega}_0| = 3,3 \times 10^{-10} \text{ rad/s}$$

Com

$$|\vec{\Omega} - \vec{\Omega}_0| = 1,0 \times 10^{-10} \text{ rad/s}$$

tira-se da Fig. 5

$$|\vec{\Omega} - \vec{\Phi}| \approx 2,3 \times 10^{-10} \text{ rad/s}$$

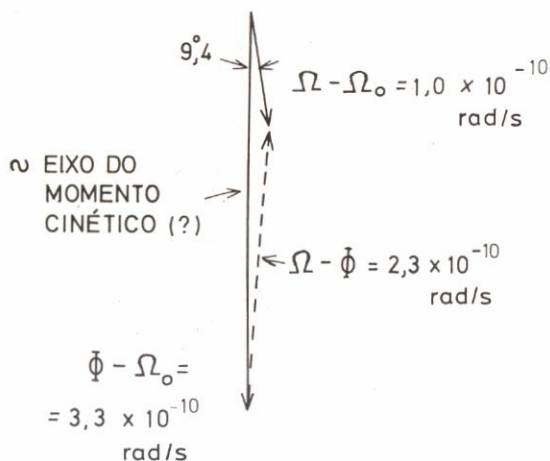


Fig. 5 — Cálculo de $\vec{\Omega} - \vec{\Phi}$. O cociente $|\vec{\Omega} - \vec{\Phi}| / |\vec{\Omega}|$ é da ordem de 10^{-6} apenas: o núcleo interior parece ser um elipsoide alongado, mas muito próximo duma esfera.

Conforme acabamos de ver (cf. Fig. 3), no presente caso é $|\vec{\Phi}| < |\vec{\Omega}|$, o que significa que o elipsoide do núcleo interior é alongado (e não achatado, como sucede com a superfície do manto). O alongamento parece ser, porém, muito pequeno.

Com efeito, como θ é vizinho de 0° , podemos fazer em (2) $\sin \theta = 0$ e o alongamento do elipsoide será

$$f = 1 - \frac{I_3}{I_1} = \frac{|\vec{\Omega} - \vec{\Phi}|}{|\vec{\Omega}|} \quad (3)$$

ou seja $f = 3,2 \times 10^{-6}$.

Este alongamento pode resultar do comportamento sólido do manto (pelo menos abaixo dum certo limite de cedência). A superfície do núcleo interior deve corresponder à superfície de igual ponto de fusão, a qual coincide com uma isóbara; se o manto estivesse em equilíbrio hidrostático, as isóbaras seriam elipsoides achatados. Mas, se o manto não ceder completamente à força centrífuga da rotação, as isóbaras do núcleo poderão ser então elipsoides alongados, como parece de facto suceder.

4. ATRITO NA ROTAÇÃO DO NÚCLEO

Um outro importante aspecto que resulta da rotação independente do núcleo interior consiste no arrastamento do líquido envolvente.

O problema foi estudado por *Lamb* (1945, p. 589). Pelo menos para viscosidades não muito pequenas, o efeito é equivalente à aplicação dum binário de momento

$$M = 8\pi\eta \frac{R_1^3 R_2^3}{R_2^3 - R_1^3} \omega = A \omega \quad (4)$$

onde η é a viscosidade do material do núcleo exterior, R_1 e R_2 são os raios do núcleo interior e do exterior, respectivamente, e $\omega = \Omega - \Omega_0$ é, como anteriormente, a velocidade angular do núcleo interior em relação ao manto.

Como o efeito sobre a rotação do manto se pode considerar nulo, o movimento satisfaz ao sistema de equações diferenciais.

$$\left. \begin{aligned} \frac{d}{dt} [I_n (\Omega_0 + \omega)] &= -A \omega \\ \frac{d}{dt} [I_m \Omega_0] &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

onde I_n é o momento de inércia do núcleo interior, I_m o momento de inércia do manto e A a constante definida em (4). Com $\eta = 10^4$ Pa.s (10^5 poises) vem $A = 0,72 \times 10^{24}$ Pa.s.m³.

Se conhecermos a variação de I_n e I_m , podemos resolver estas equações. O assunto será retomado na secção seguinte.

5. EFEITO DAS POSSÍVEIS PULSAÇÕES DE GRAVITAÇÃO

Em trabalhos anteriores (veja-se, por exemplo, *Machado*, 1975) mostrou-se que muitos fenómenos tectónicos podem ser explicados se admitirmos variações de gravitação, resultantes de variações da massa dos corpos. Esta pode realmente considerar-se como o produto

$$m = \mu m_1$$

onde μ é um factor ligeiramente superior à unidade (dependente de todas as outras massas do Universo «visível»), e m_1 a massa num local onde seja $\mu = 1$.

A atracção gravitacional local será proporcional a μ^2 , tudo se passando como se a constante de gravitação G fosse substituída por $G = \mu^2 G$ que é variável com μ (e portanto com o local do Universo considerado).

Uma variação $\delta\mu$ vai produzir variação δR no raio R da Terra (cf. *Machado*, 1967). Esta variação é dada aproximadamente por

$$\frac{\delta R}{R} = - \frac{2\delta\mu}{R^3} \int_0^R \frac{pr^2}{k} dr \quad (7)$$

onde p é a pressão e k o módulo de compressão a cada nível do interior da Terra. Para os raios do núcleo interior ou exterior, haverá expressões análogas, em que R é substituído, respectivamente, por R_1 e R_2 .

Estas expressões da forma (7) foram calculadas graficamente (usando o modelo A de *Bullen*, 1963, p. 232; cf. Fig. 6). Os resultados são os seguintes:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\delta R_1}{R_1} &= -0,168 \delta\mu \\ \frac{\delta R_2}{R_2} &= -0,160 \delta\mu \\ \frac{\delta R}{R} &= -0,091 \delta\mu \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

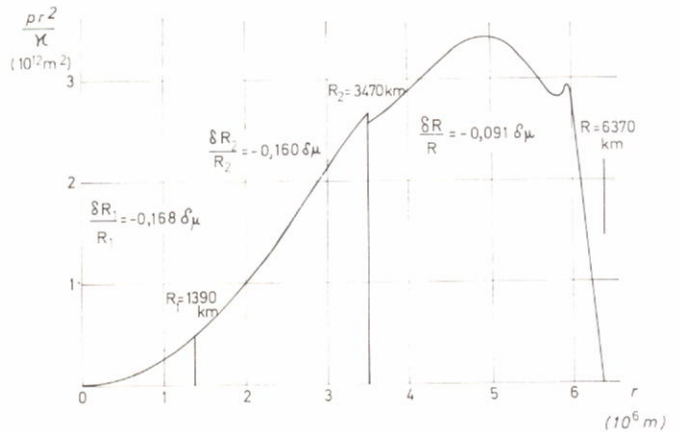


Fig. 6 — Valores de pr^2/k em função de r (distância ao centro da Terra), permitindo por integração gráfica, o cálculo de $\delta R_1/R_1$, $\delta R_2/R_2$ e $\delta R/R$.

Por outro lado, supondo que tanto o núcleo interior como o manto se podem considerar homogêneos, os respectivos momentos de inércia serão

$$I_n = 0.4 M_1 R_1^2 \quad (9)$$

$$I_m = 0.4 (MR^2 - M_2 R_2^2) \quad (10)$$

onde M_1 é a massa do núcleo interior, e M e M_2 as massas de esferas homogêneas, com densidade igual à (média) do manto e com os raios da Terra e do núcleo exterior, respectivamente. A variação relativa será então, aproximadamente,

$$\frac{\delta I_n}{I_n} = \delta\mu + 2 \frac{\delta R_1}{R_1} \quad (11)$$

$$\frac{\delta I_m}{I_m} = \delta\mu + 2 \frac{R^5 \delta R/R - R_2^5 \delta R_2/R_2}{R^5 - R_2^5} \quad (12)$$

e substituindo (8)

$$\frac{\delta I_n}{I_n} = K_n \delta\mu = 0.664 \delta\mu \quad (13)$$

$$\frac{\delta I_m}{I_m} = K_m \delta\mu = 0.825 \delta\mu \quad (14)$$

Estamos agora em condições de resolver o sistema de equações diferenciais (5). Uma solução suficientemente aproximada é

$$\omega = \Omega_0 (K_m - K_n) e^{-At/I_n} \int_0^t \frac{d\mu}{dt} e^{At/I_n} dt \quad (15)$$

(onde se desprezou $K_n d\mu/dt$ em face de A/I_n).

Vamos substituir $\mu = \mu_0 - B \cos pt$ (onde μ_0 é um valor intermédio conveniente) e desprezar não só o termo amortecido mas também a frequência angular p em face de A/I_n .

Virá aproximadamente,

$$\omega = \Omega_0 (K_m - K_n) \frac{BpI_n}{A} \sin pt \quad (16)$$

A velocidade angular terá portanto valores positivos ou negativos, conforme o sinal do seno. Isto explica completamente as inversões de polaridade do campo geomagnético (cf. *Machado, 1985*).

Vimos que é actualmente $\omega = -1.0 \times 10^{-10}$ rad/s. Com K_m e K_n dados por (13) e (14) e usando $\Omega_0 = 0.73 \times 10^{-4}$ rad/s, $p = 2 \times 10^{-13} \text{ s}^{-1}$ (correspondente a período da ordem do milhão de anos), $A = 0.72 \times 10^{24} \text{ Pa.s m}^3$ e $I_n = 0.9 \times 10^{35} \text{ kg. m}^2$, obtem-se para a amplitude (relativa) das pulsações $B = 3 \times 10^{-4}$.

As pulsações de μ necessárias para explicar as deslocamentos das placas litosféricas são da ordem de 10^{-7} e têm período de 11 anos (*Machado, 1975*); as inversões do campo geomagnético parecem exigir variações cerca de 1000 vezes maiores, com intervalos da ordem do milhão de anos. Esta ordem de grandeza das pulsações associadas às inversões parece razoável, o que, de certo modo, confirma a viscosidade atribuída ao núcleo exterior ($\eta = 10^{-4} \text{ Pa.s.}$).

6. VARIAÇÕES DE GRAVITAÇÃO NA HISTÓRIA GEOLÓGICA

Parece que as pulsações de gravitação representam um mecanismo adequado para explicar os seguintes fenómenos:

- variação da temperatura à superfície da Terra e grandes oscilações do nível do mar (*Machado, 1974, 1975*)
- inversões do campo magnético terrestre (conforme discutido no presente artigo)
- deslocações (intermitentes) das placas litosféricas e crises sísmicas associadas (*Machado, 1975*)

O período das variações (a) é de cerca de 200 milhões de anos; as variações (b) ocorrem com intervalos da ordem do milhão de anos; e as variações (c) têm período de 11 anos apenas. Trata-se de um espectro complexo onde poderá haver ainda componentes com outros períodos.

As pulsações parecem associadas a variações de μ ao longo da órbita galáctica do sistema solar. As amplitudes correspondentes serão da ordem de 10^{-2} para as grandes variações de clima (e do nível médio do mar), mas baixam para 10^{-4} e 10^{-7} para as inversões geomagnéticas e para as deslocações tectónicas, respectivamente.

Se admitirmos que as inversões magnéticas resultam realmente de pulsações de gravitação, estas variações terão, como vimos, de actuar nos momentos de inércia e correspondem portanto a variações de massa e não da constante de gravitação.

Agradecimentos: Os valores do campo magnético em Coimbra foram amavelmente fornecidos pelo respectivo Instituto Geofísico.

Os desenhos foram preparados por Maria da Graça Marques, na Universidade de Aveiro. A todos o autor agradece.

BIBLIOGRAFIA:

- BULLEN, K.E. (1963) — *Introduction to the Theory of Seismology*, 3rd ed. Cambridge Univ. Press, Cambridge.
- GARLAND, G.D. (1979) — *Introduction to Geophysics*, 2nd ed. Saunders, Philadelphia.
- LAMB, H. (1945) — *Hydrodynamics*. Dover, New York.
- MACHADO, F. (1967) — Geological evidence for a pulsating gravitation. *Nature*, 214, 1317-1318.
- (1974) — Gravitação universal e variações climáticas nos tempos geológicos. *Bol. Mus. Lab. Miner. Geol. Fac. Ciências (Lisboa)*, 14, 33-40.
- (1975) — Pulsation of tectonic phenomena and tectonophysical mechanisms. *Geol. Rundschau*, 64, 74-84.
- (1985) — Propriedades eléctricas do núcleo terrestre e campo geomagnético. *Mem. Not., Univ. Coimbra*, 99, 127-142.
- RUNCORN, S.E. (1956) — The magnetism of the Earth's body. In *Handbuch der Physik* (J. Bartels, ed.), 49, 498-533. Springer, Berlin.
- SLATER, J.C. & Frank, N. H. (1947) — *Mechanics*. McGraw Hill, New York.

Manuscrito depositado em Julho de 1985