

接点スプリング衝突振動の考察

(その一、振動損失とチャック終末の基本的考察)

Study on the Shock Vibration of the Contact Spring
(Vol. 1. Observation of the Vibration Loss and End of Chattering)

西 口 薫*
Kaoru Nishiguchi

内 容 梗 概

接点スプリングの衝突振動においては、接点の接触時間を無視することができないので、ごく近似的に自由度2の取扱いをしても一定の意味をもった反発係数としては取扱えなくなる。したがってまず根本的に振動損失にさかのぼって自由度1の等価回路につき接点がもはや跳躍せず、停止するに至る条件を位相面 δ 法によって検討した結果次のような基本的事項が明らかになった。

- (1) 乾燥摩擦の場合、接触期間中同一の自由度1の振動系を形成する場合でもその構造によって衝突直前の無跳躍限界速度がそれぞれ $\sqrt{3}\delta$, $\sqrt{8}\delta$, $\sqrt{15}\delta$ 以下という三つの場合がある。
- (2) 速度に比例する粘性摩擦の場合は $\delta \geq 1.5v$ が限界である。
- (3) 接点スプリングの初期変位の増大によっては、跳躍の振幅および周期ともに減少し、間接的には制動に役立つが、根本的に跳躍を停止することはできない。接点間の吸引力も同様の効果にとどまることが明らかである。
- (4) 抑制力が時間に比例して増大する場合は、その比例係数を振動系のスチフネスで除した値が0.17以上であれば跳躍はさけられる。

1. 緒 言

接点スプリングの多くは、細長い板状もしくは棒状をしており、衝突接触時間は比較的長く、接点圧力零に相当する場合が少ないのでその間の振動損失を反発係数で代表的に取扱うことは実際の現象に合わなくなる。したがって直接振動損失および抑制力などチャッタを制止するに役立つものの内容にたち至って、もはやチャッタを起さなくなる限界条件を明らかにしなければならない。

本報告では接触振動区間を最も簡単な自由度1の場合について上記の関係を δ 法位相面の助けをかりて基本的な考察を行っている。

2. 衝突振動損失について

特別粘弾性ダンパを用いない実際のリレーでは、各部の変形による金属内部損失、衝突部分の変形による損失は比較的量が少なく、接点間のしゅう動摩擦が大部分で振動伝達によるエネルギーの散逸もかなりあるように見受けられる。

衝突振動の近似的取扱いはこれらの衝突機構の一般性をどこまで要約できるかによって大いに左右される。

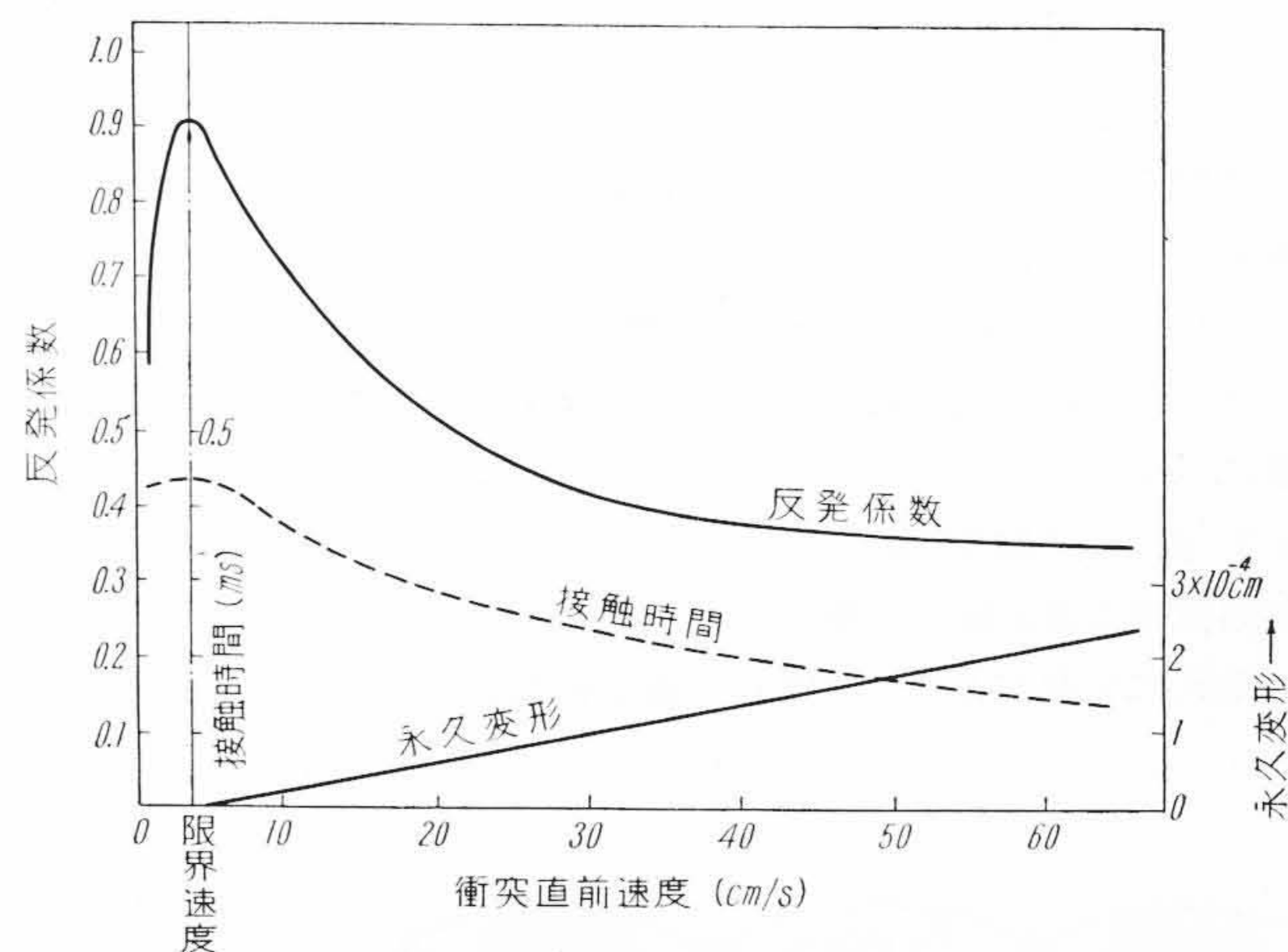
2.1 固体衝突の場合の反発係数についての従来の研究結果

反発係数は結果的なものであって衝突前後の速度比を示すにすぎない。衝突損失の構成について詳述されたものはあまり見当たらない。固体と固体の反発係数については多くの実験的研究がある。

(i) 剛体に近い球と平面とが、衝突する場合でも、反発係数は一定ではなく、衝撃がある程度以下の場合には衝突前の速度が大きくなるに従い大となり、強くなるとかえって反発係数が小さくなることが知られている⁽¹⁾。

(ii) また衝突接触時間も一定でないことに気がつき、衝突前の速度が増加するに従って接触時間が減少することが明らかにされている⁽²⁾。

(iii) 衝突接触の等価スチフネスは非直線的でヘルツのスチフネスとして知られ、衝突接触圧力は相対変位の $3/2$ 乗に比例し、運動の



第1図 反発係数の非直線性

エネルギー損失は永久へこみの体積に比例することがすでに知られている⁽³⁾。

武井氏の理論⁽⁴⁾によれば以上の実験結果に矛盾しないように、さらに次の仮定を付加して

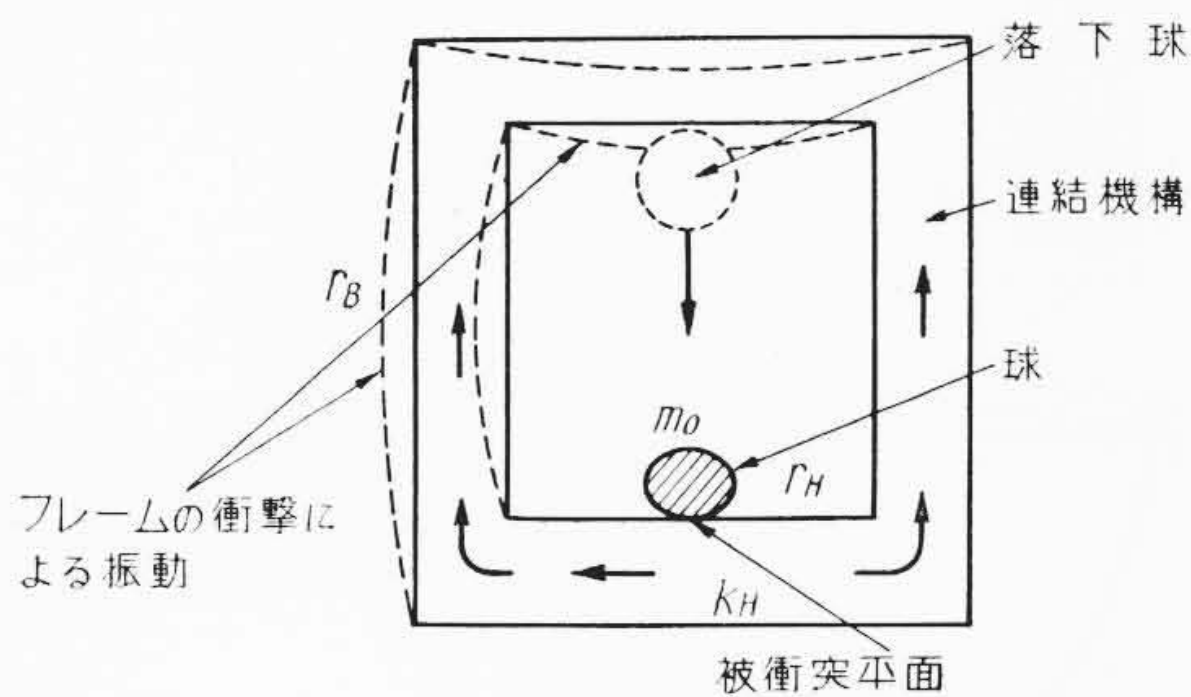
- 最大変位 x_m を生ずる弾性変形的衝突の等価スチフネスは $k_1 \sqrt{1 x_m}$ である。
- 塑性変形を伴う衝突においては永久くぼみの深さは衝突直前の速度から前限界速度（衝突速度を増していくとき弾性変形から塑性変形に移る境界の速度）を引いた速度に比例し、またへこみから離れる球の速度よりあと限界速度（まえ限界速度に対応する衝突して離れる時の速度）を引いた速度は永久くぼみの深さに比例する。

位相面で作図する方法がすでに明らかにされている。以上説明を図示するとたとえば第1図のような傾向になる。

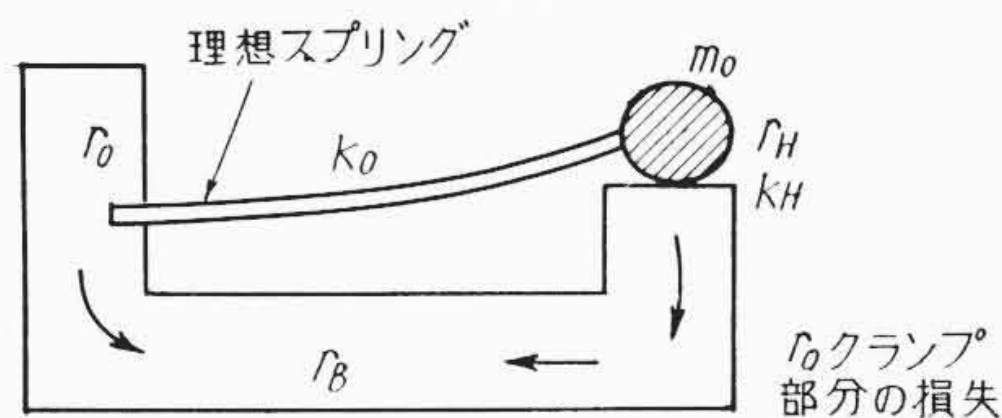
ここで重要なことは反発係数が極大となる限界速度があるということである。

以上の事項は衝突部分の弾性変形、永久変形、振動損失に関する

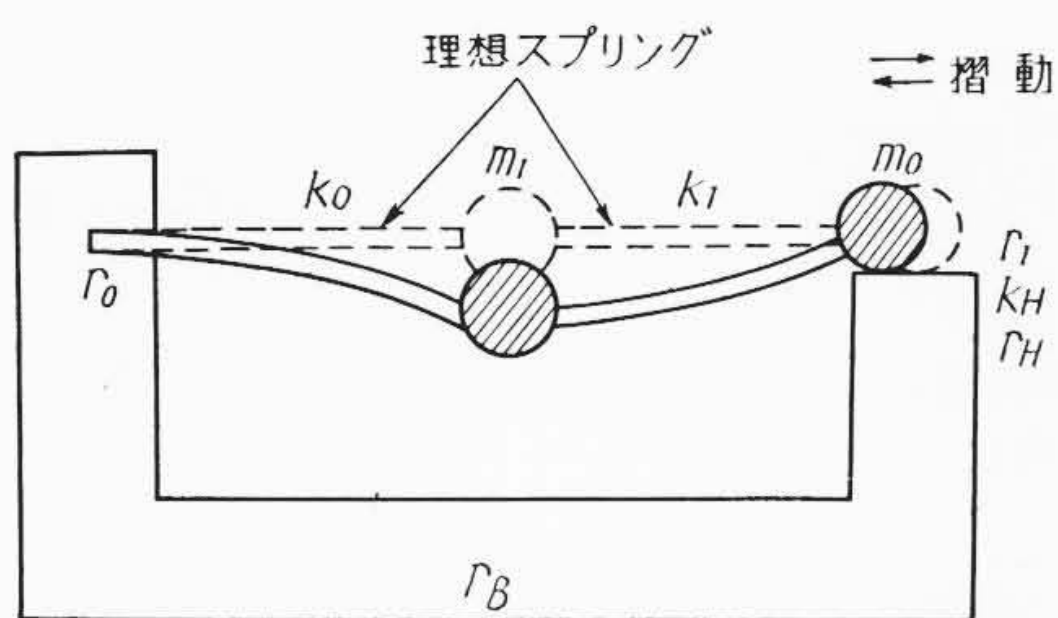
* 日立製作所戸塚工場



第2図 衝撃振動の逸散
 Γ_B 連結機構の損失
 k_H は衝突のステイフネス
 Γ_H 衝突点の損失



(スプリングの固定部分から振動は散逸する)
 第3図 自由度1のスプリングの衝突損失



(スプリングのたわみ振動による接点の揺動)
 第4図 自由度2のスプリングの衝突と接点のしゅう動

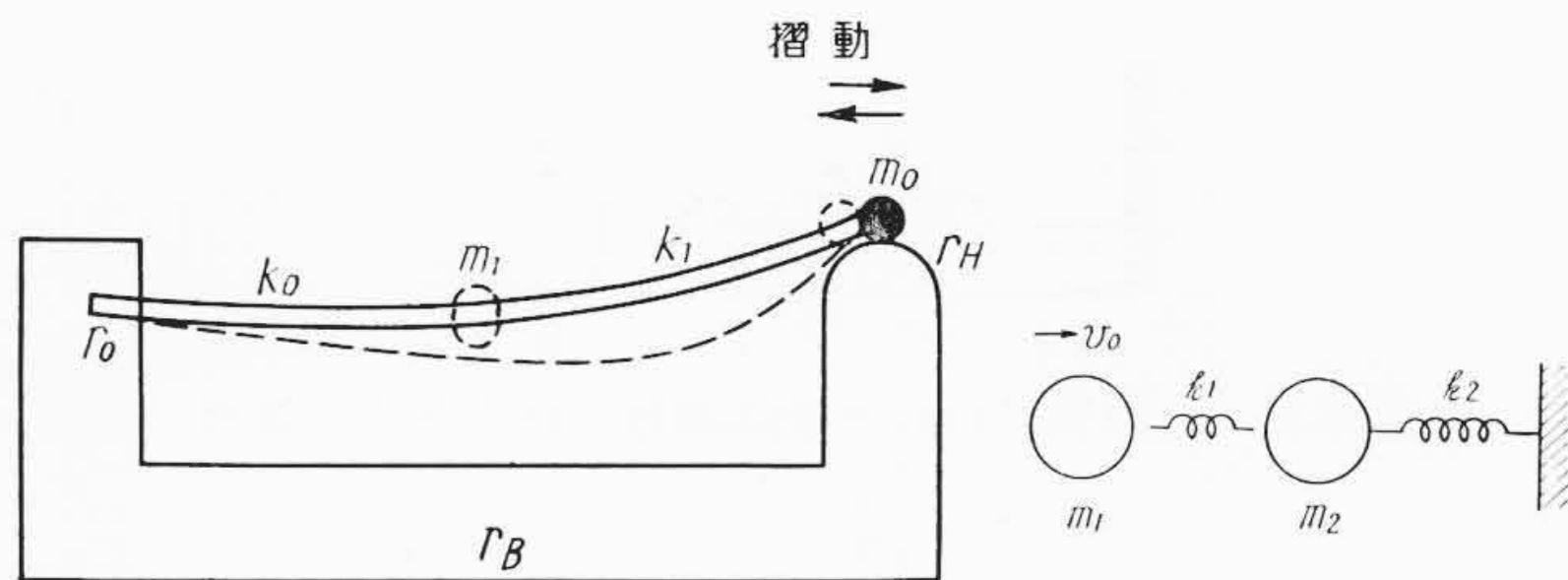
事項であるが、実際棒の衝突では普通観念的に考えられているほどこの種の衝突に基く振動損失は全体の振動損失に対して占める割合はあまり大きくないのであり、接触部分のしゅう動摩擦、振動の伝達散逸のほうが多く実際のリレーにおいても同様である。

2.2 衝突振動損失の内容

第2図に示すように球と平面の衝突において実際問題として平面の質量が無限大で衝突部分以外はまったく振動しないとはいえない。また被衝突平面に連絡されている機構の振動によりかなりエネルギーが吸収されることは容易に考えられ、衝突部分の永久変形による吸振よりも普通大きい吸振がなされる場合が多いと思われる。

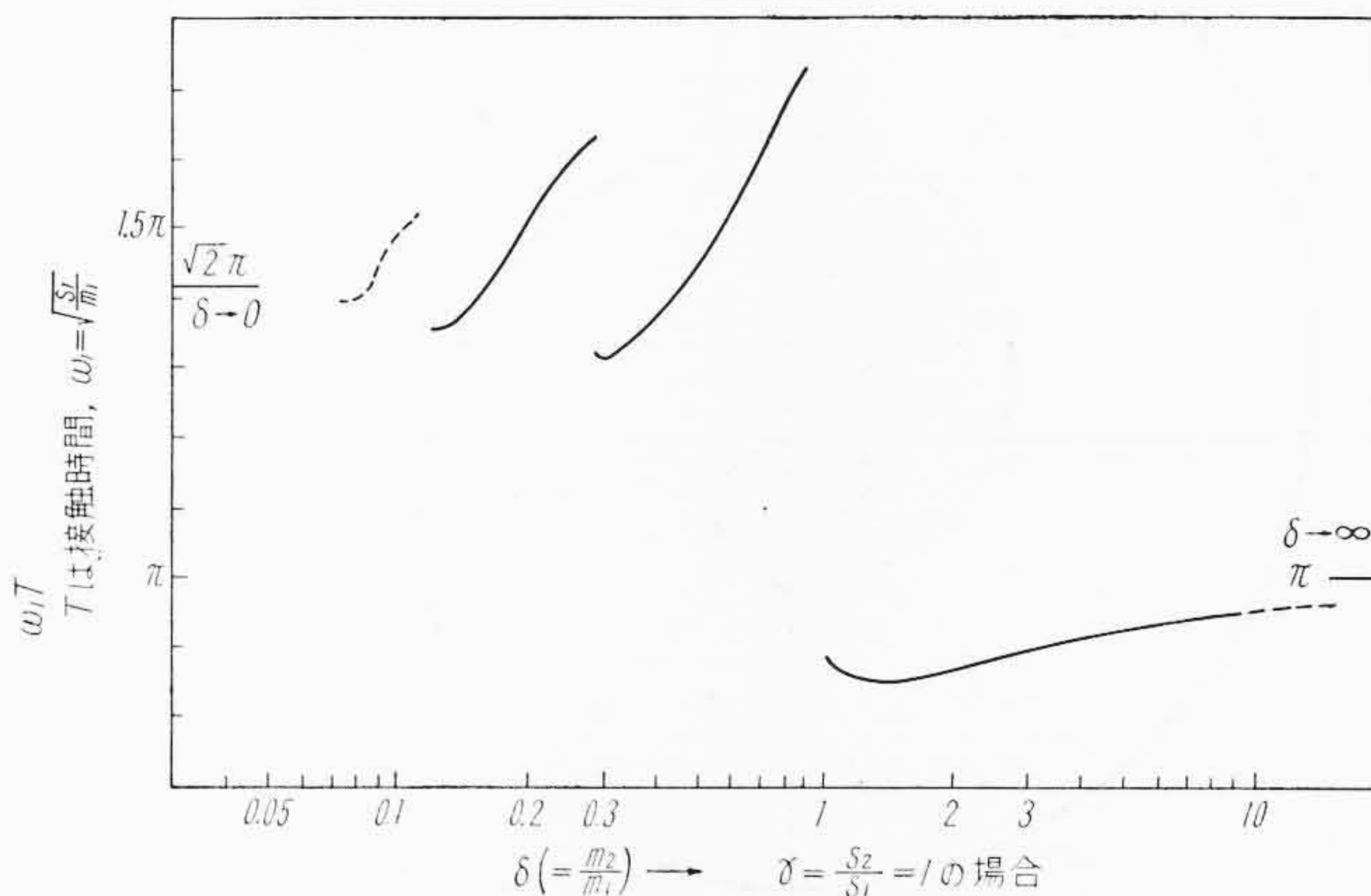
第3図のようにスプリングの重さが無視できる理想的な自由度1の場合は衝突点からの衝撃伝達のほかにスプリングからそのクランプ部分を通して伝達される経路が一つ増える。完全クランプは実際機構として困難であるからこの取付け部分で吸収される振動エネルギーは無視できないことが多い。したがって第2図の場合よりも反発係数は小さくなる。

もしスプリングの重さが無視できない場合は衝突点間のしゅう動運動が起り、振動姿態が一変する。簡単のために自由度2の第4図について考えてみよう。 m_0 が衝突してから m_1 が下降し、 k_0 、 k_1 のスプリングがたわむことによって m_0 がしゅう動運動を起すことは明らかである。このしゅう動量はたわみの大きいほど大きいのはもちろんである。したがって Γ_H 、 Γ_0 、 Γ_B のほかにしゅう動摩擦による損失分 γ_1 を考えなければならない。この場合は k_1 、 k_0 、 m_1 による振動系の半周期が見かけ上の接触時間となり、もはや反発係数という言葉が適当でない。なぜならば、衝突時の m_1 と m_0 の振動位相、相対位置いかんによって衝突前後の速度比(見掛けの反発係数と呼ぶことにする)は種々の値(2個の集中質量を有する実験では0.5から

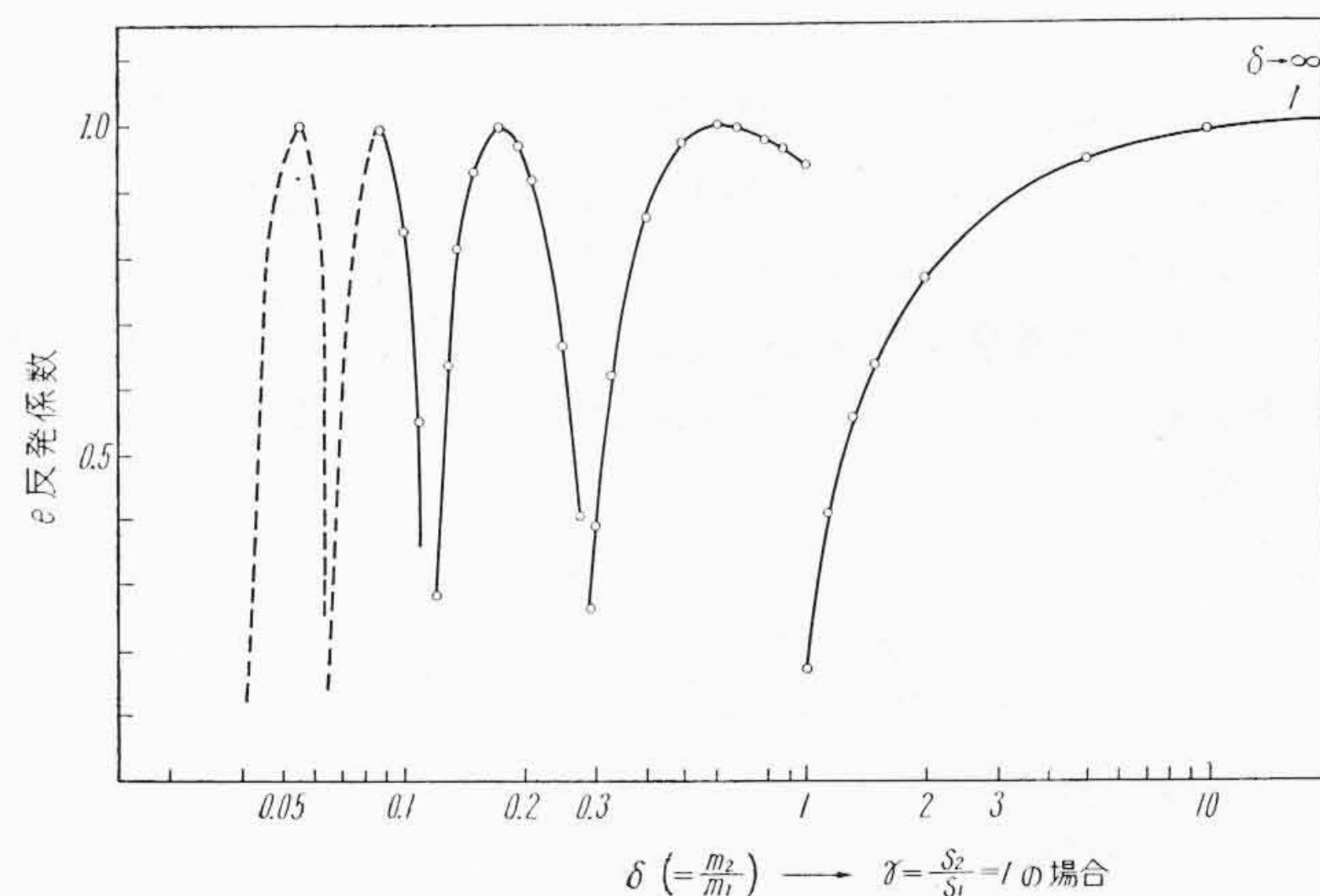


第5図 接点スプリングのたわみ
振動と接点のしゅう動

第6図 衝突接触のステイフネス s_1 による自由度2の形成



(第6図の自由度2における計算値)
 第7図 衝突接触時間の変化



(第6図の自由度の場合計算値)
 第8図 反発係数の変化

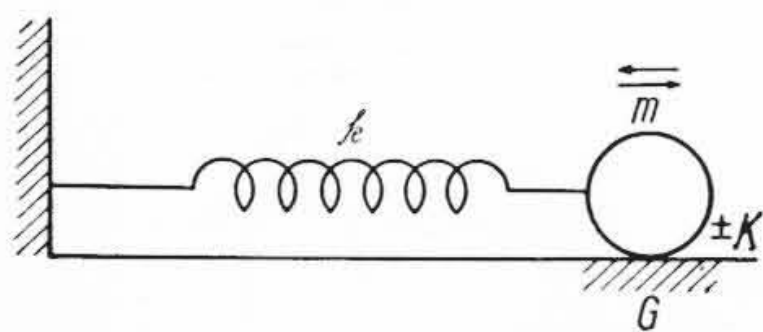
1.4にも及ぶ)をとり無意味になる。

実際リレーの接点スプリングでは第5図に示すように棒状もしくは板状のものが多く、第4図の $m_1 > m_0$ の場合に相当する。

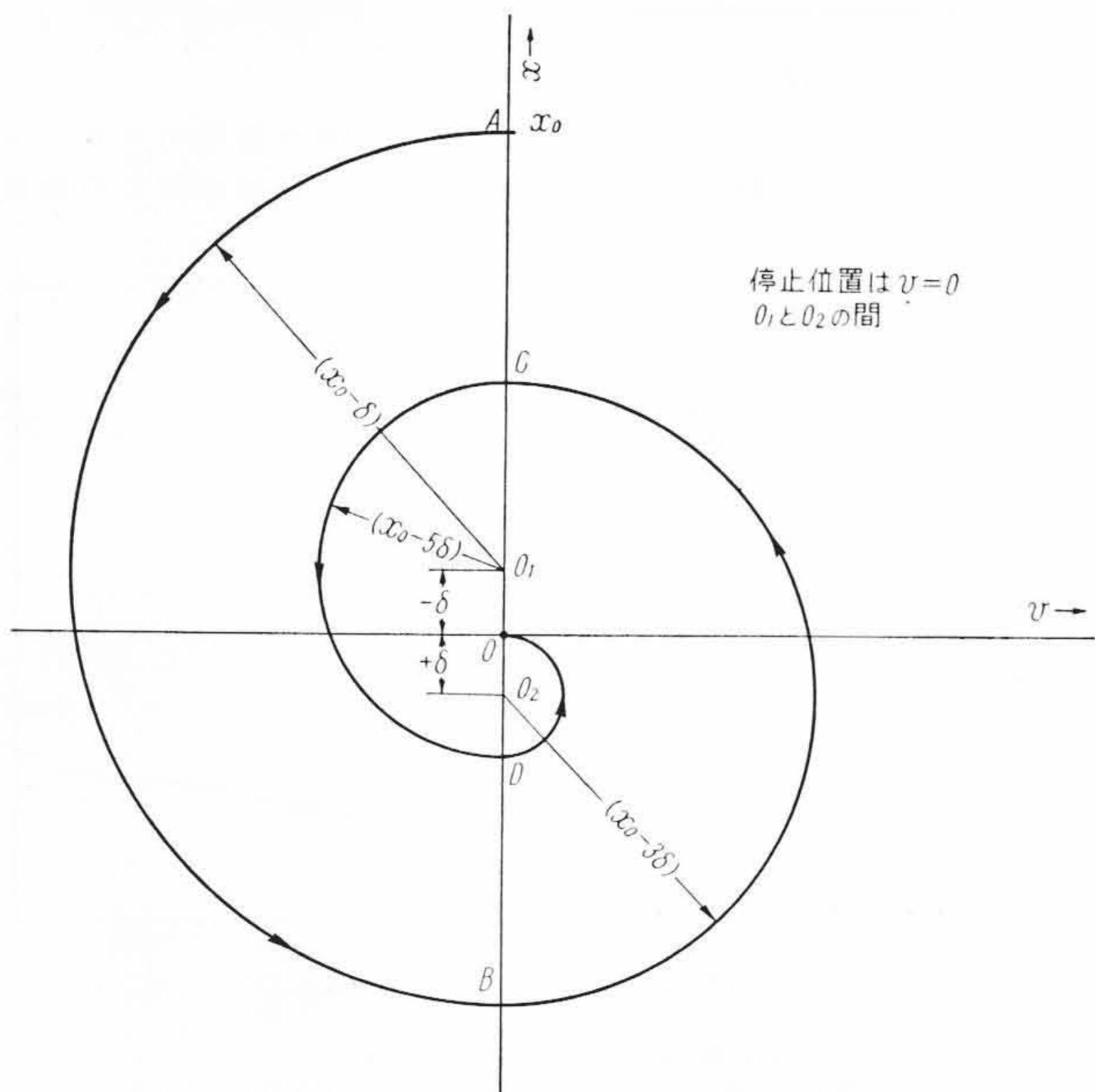
高次振動まで忠実に考慮するために各高次振動まで含めて反発係数を定義する方法⁽⁵⁾もあるが静止状態の m_0 の振動圧力がきわめて小さいかまたは $m_0 \gg m_1$ であって衝突接触時間を無視して差つかえない場合にしか実験に合わなくなる。

実際のリレー構造に近い m_0 の接触圧力が比較的大きく $m_0 \ll m_1$ である場合には反発係数なる概念は意味がなくなるのである。強いて用いるならば棒のはね返り振動波形をその基本振動成分のみに着目し、高次振動の影響もほかの部分の損失もすべて一括してみかけの反発係数に含ましめて取扱わねばならないであろう。

この場合にはむしろ振動損失の内容を粘性摩擦分と乾燥摩擦分に分けたほうが賢明であろう。ただし反発係数が一定ではないと同様に両者の係数は振幅の大小によって一定でない場合が多い。また第6図のように質量 m_2 とステイフネス k_2 からなる振動系の質量 m_2 にステイフネス k_2 を介して質量 m_1 が定速度 v_0 で衝突したときどの部分



第 9 図 全周期にわたり固体摩擦力の存在する場合



(9 図の場合の振動減衰と停止位置)
第 10 図 固体摩擦力 K の影響

にもまったく損失がない場合でも第 7, 8 図に示すように接触時間も反発係数も一定でないことが理論的に解明されている⁽⁶⁾。

以上要するに反発係数なるものは棒と固定点（棒と棒の場合にはなおさら）の衝突のように簡単な場合にも本質的な意味をもたない結果的なものであるから実用的に多くの場合について振動損失を反発係数で代表することは困難であり、振動損失の内容にたち至って考慮しなければ衝突振動の解析は困難である。

3. 振動損失の δ 位相面表示

衝突接触時間は接触振動系の $\frac{1}{2}$ 周期に近いものとみなし、その間にいろいろの形態でついやされるエネルギー量とはね返りの状況を基本的に考察し、衝突してはね返らなくなる臨界条件を考察し、棒の衝突振動解析の基礎を検討する。

3.1 乾燥摩擦力 K のみの場合

第 9 図の m と G 間に速度に無関係な固体摩擦力 $\pm K$ が働く場合について考える。外力がなくて自由振動のとき運動方程式は

$$m\ddot{x} + kx \pm K = 0 \quad \dots\dots\dots (1)$$

初期条件として $t=0$ で $x=x_0$, $\dot{x}=0$ としたとき

$$\delta = \frac{K}{k} \quad \dots\dots\dots (2)$$

とおけば(1)の式の解は次のようになる⁽⁷⁾。

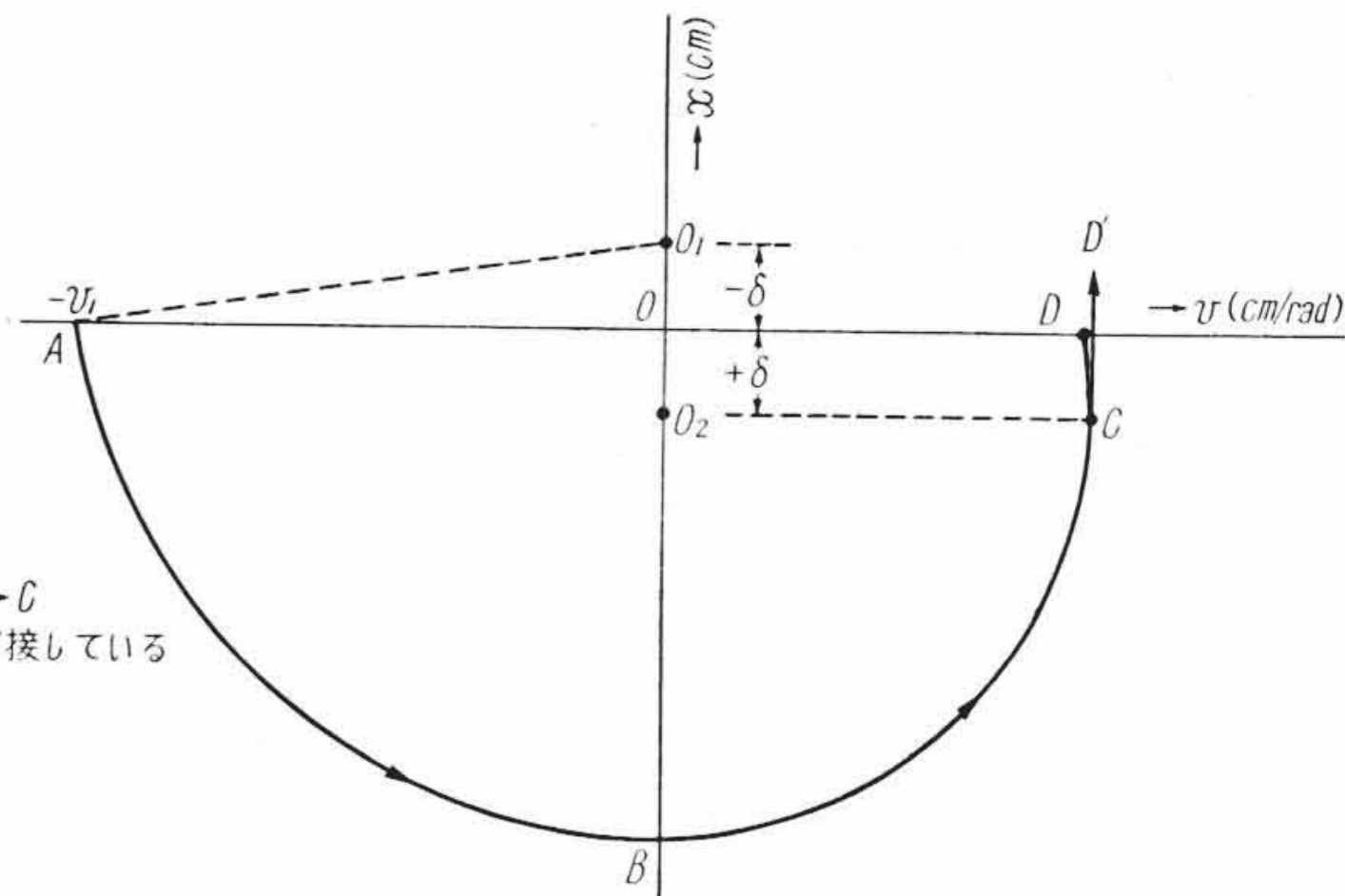
$$\left. \begin{aligned} Pt=0\sim\pi \text{の間では} & \quad x=\delta+(x_0-\delta)\cos Pt \\ Pt=\pi\sim2\pi \text{の間では} & \quad x=-\delta+(x_0-3\delta)\cos Pt \\ Pt=2\pi\sim3\pi \text{の間では} & \quad x=\delta+(x_0+\delta)\cos Pt \end{aligned} \right\} \dots\dots (3)$$

$$\left(\text{ただし } P^2 = \frac{k}{m} \right)$$

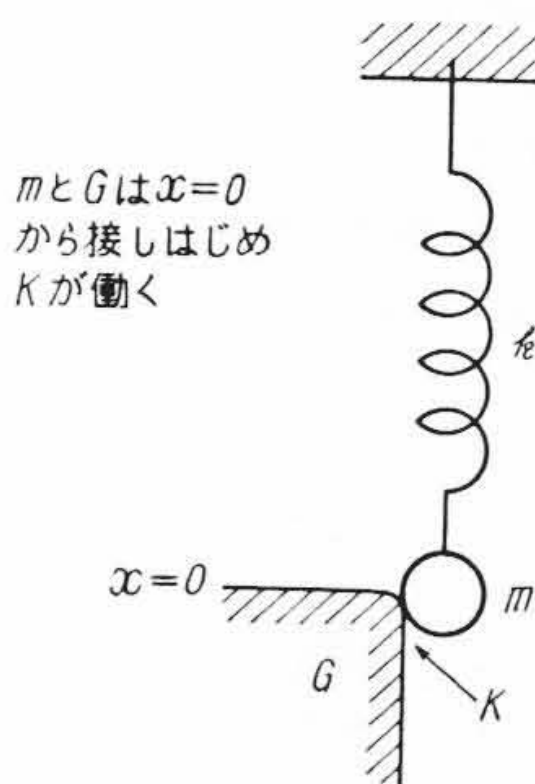
以上のことを位相面で表わせば次のようになる。

(1)式を同じ $P^2 = \frac{k}{m}$ とおいて $\frac{\dot{x}}{P} = v$ と表わせば

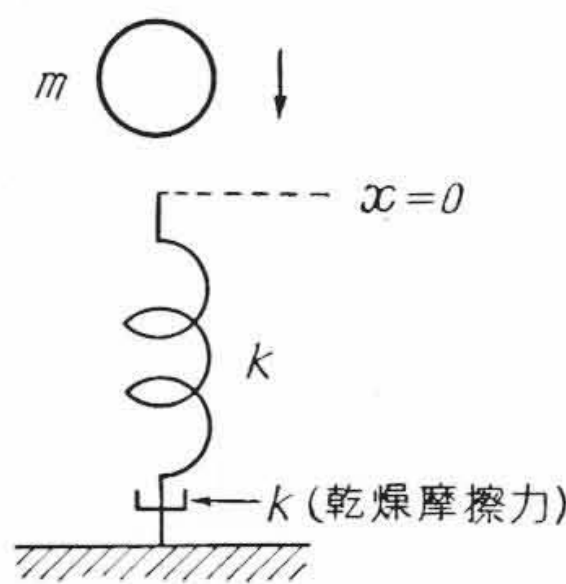
$$\frac{dx}{dv} = -\frac{v}{x \pm \delta} \quad \text{ただし } \delta = \frac{K}{mP^2} = \frac{K}{k} \quad \dots\dots\dots (4)$$



第 11 図 12, 13 図の場合の K の効果



第 12 図 半周期のみ摩擦力 K の働く場合



第 13 図 m が K に接するときのみ 1 自由度系を形成する場合

ここで(4)式の δ と(2)式の δ は同一のものである。(4)式を位相面に作図すれば第 10 図のようになる。すなわち円弧 $\widehat{AB}$, $\widehat{CD}$ の中心は O_1 で $\widehat{BC}$, $\widehat{DO}$ の中心は O_2 である。この作図解は(3)式と同一であることを意味する。図から明らかなように円弧の半径が 2δ より小となれば、すなわちトラジェクトリが $x=\pm\delta$ の点(O_1 , O_2)を過る点で振動は停止することが判定できる。次に初期条件として $t=0$ において $\dot{x}=-v_1$, $x=0$ ではじめて m が接触し、 m が接している間だけ m と k との振動系が構成され、 K が働くものとすれば位相面は第 11 図のようになる。

方程式は同一であっても等価回路としては次の二通りがある。第 12 図の場合にはちょうど k の自然長さのとき m が G に接して K がはたらき、 $x=0$ において m がふたたび離れるものとすれば第 10 図とまったく同一のトラジェクトリーをたどり、 $\widehat{CD}$ となりはね返り速度は $\widehat{CD}$ で表わされる。第 13 図の場合は(2)式から $K=k\delta$ として摩擦力と k による力が C 点にてつり合い k の長さは δ だけ縮小したまま終止し、 k と m とは C 点で離れ、 $\widehat{CD'}$ のように等速運動となる。 m と k が再接触するのは CO_2 の位置レベルで行われる。

3.2 摩擦力 K によって停止する条件

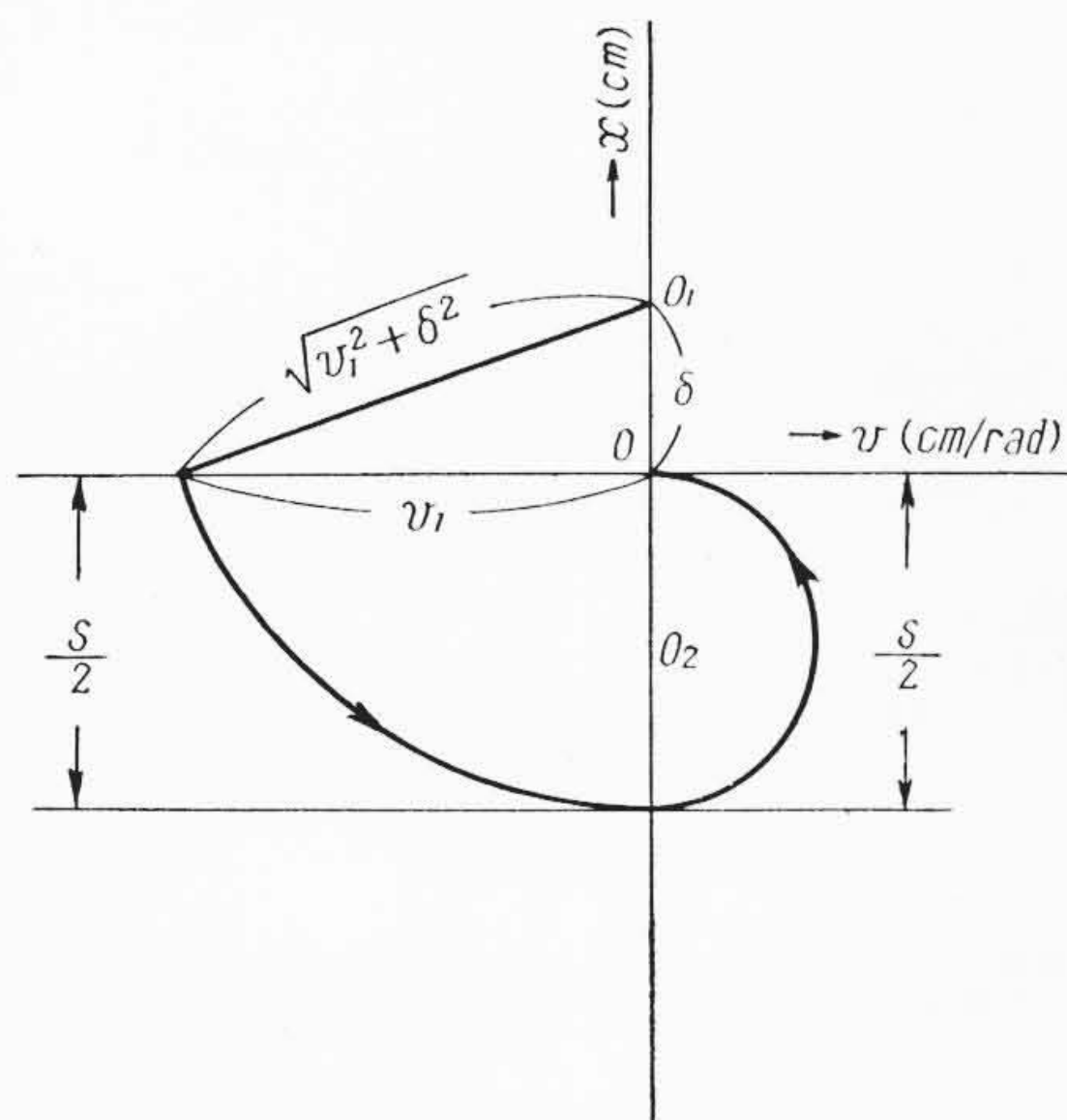
第 12 図において m と k が接したまま静止する条件は m の有する運動のエネルギー($\frac{1}{2} m \dot{x}_1^2$)が摩擦力 K によって費いやされるエネルギーに等しいことから求められる。静止するまでに m の動いた距離(往復を考えた延べ距離)を S とすれば

$$\frac{1}{2} m \dot{x}_1^2 = KS \quad \dots\dots\dots (5)$$

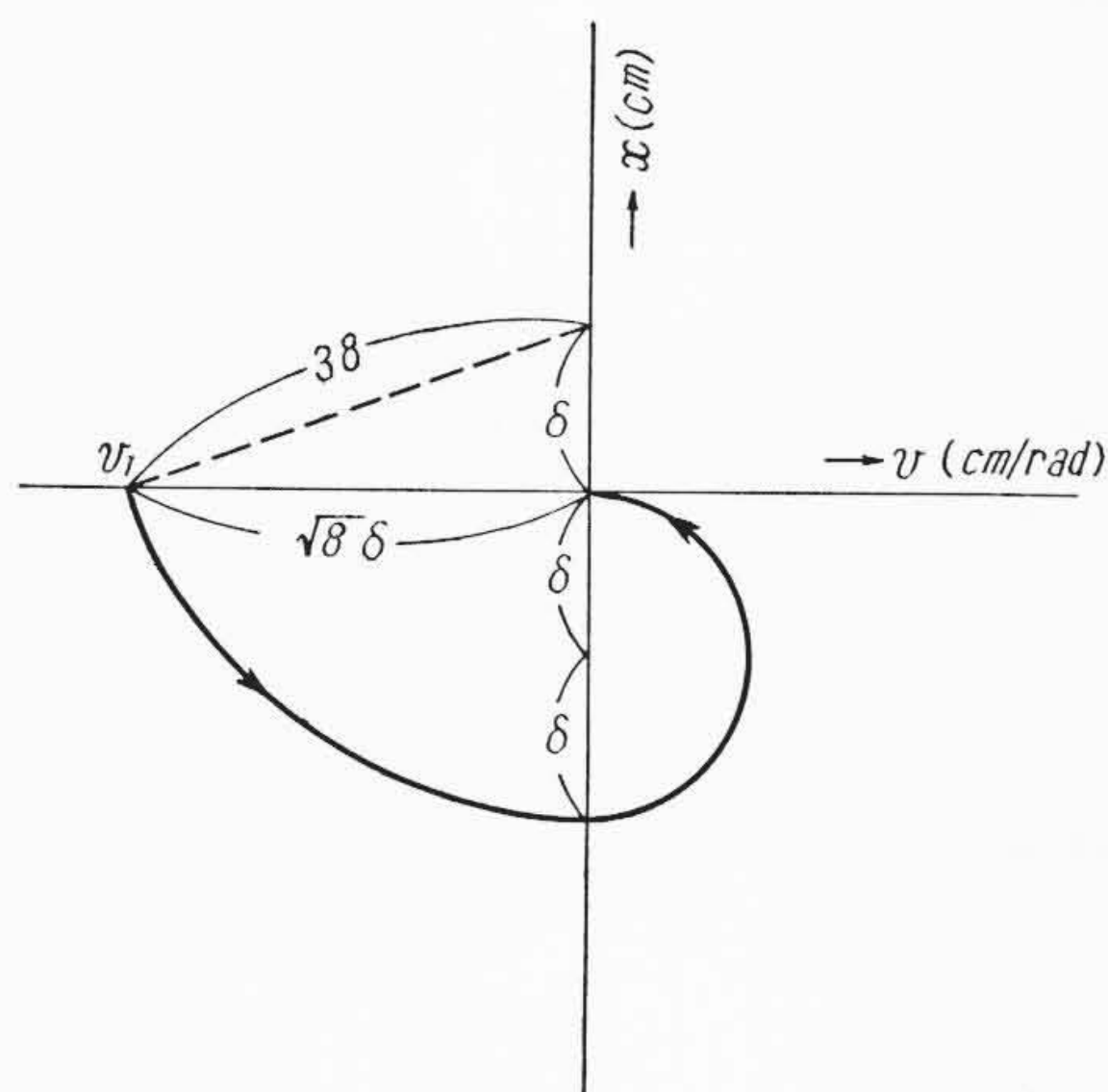
$P^2 = \frac{k}{m}$ を代入して位相面で表すと

$$v_1^2 = 2\delta s \quad \dots\dots\dots (6)$$

m がとびあがらない限界では第 14 図のようにトラジェクトリの終端がちょうど 0 に終る場合であるから図からわかるように



(12 図のように乾燥摩擦力 K のある場合)
第 14 図 無跳躍臨界条件



第 15 図 14 図の δ による表示

$$\frac{S}{2} = \sqrt{v_1^2 + \delta^2} - \delta \quad \dots\dots\dots (7)$$

ゆえに $S = 2(\sqrt{v_1^2 + \delta^2} - \delta)$

これを(6)に代入して v_1 を求めると

$$v_1 = \sqrt{8} \delta \quad \dots\dots\dots (8)$$

この v_1 以下の場合とはびあがることはなく静止する。(8) 式の関係を図示すれば第 15 図のようになる。 $x = -\delta$ より $x = 0$ の間で停止する。第 13 図の場合 m がはね上らない限界条件を求めると第 17 図から明らかなように次式をうる。

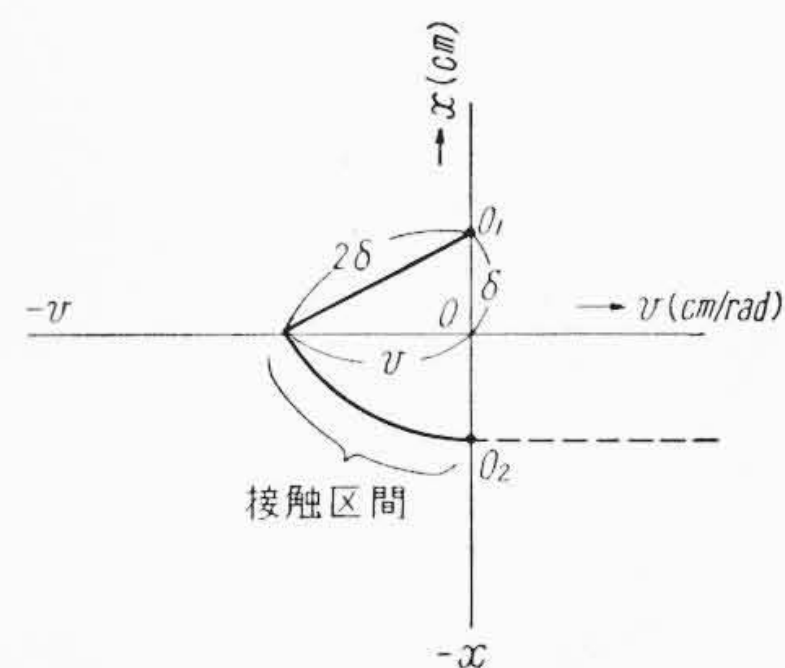
$$v_1 < \sqrt{3} \delta \quad \dots\dots\dots (9)$$

また第 17 図のように k の先端と m との間に K が存在する場合は m が上昇運動をするときスプリング k の先端は δ だけ m に追従して k と m がはなれる時期がおくれるから第 18 図からわかるように

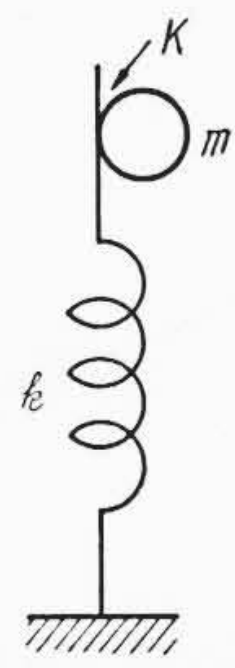
$$v_1 < \sqrt{15} \delta \quad \dots\dots\dots (10)$$

になると離れることはない。もし K の性質が m と k の先端の相対速度が零になっても、離れないものであれば m は振幅 2δ 以内で振動を続けることになる。

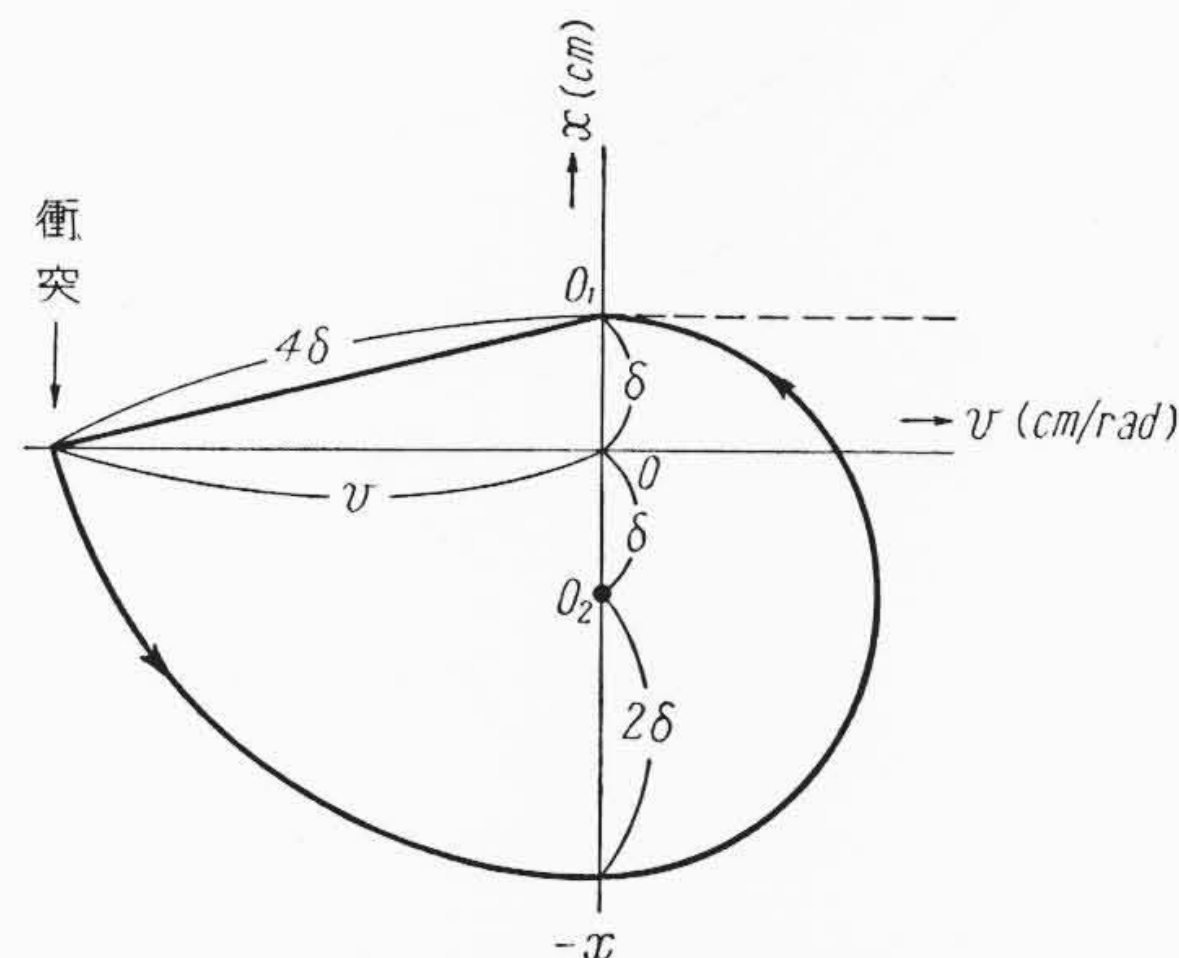
以上のように m が離間跳躍しなくなる限界速度は K の存在する場所と機構の関係、 K の物理的性質によって支配されるのである



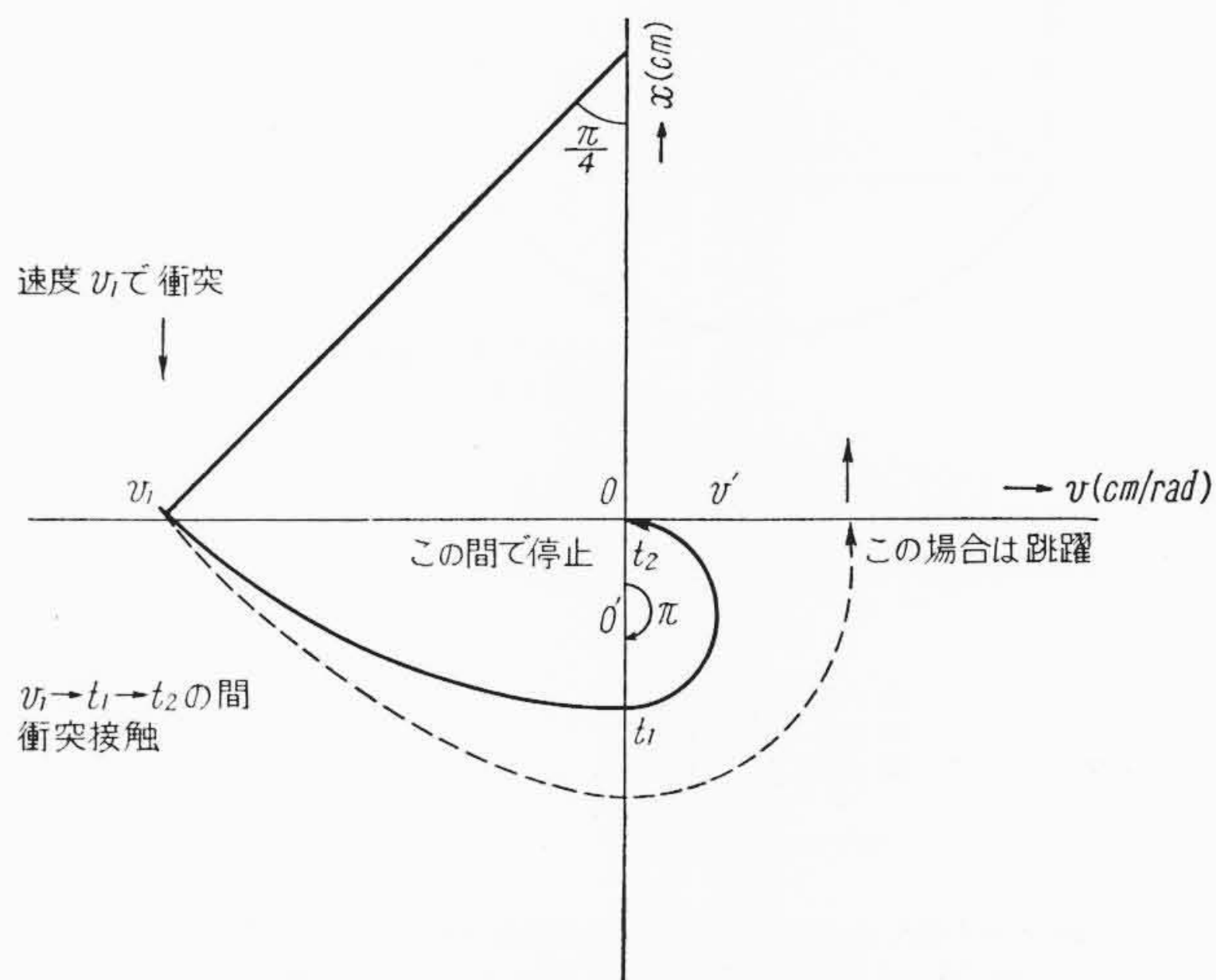
第 16 図 13 図の場合の臨界条件



第 17 図 m と k が K によって結合される場合



第 18 図 17 図の場合の無跳躍臨界条件



(粘性減衰のある場合)
第 19 図 無跳躍臨界条件の推定

が、位相面による表示方法によれば限界速度と摩擦力との関係が(8), (9), (10)式および第 15, 16, 17 図のように簡潔に示すことができる。

3.3 粘性摩擦の場合

速度に比例する粘性減衰係数を γ とすれば

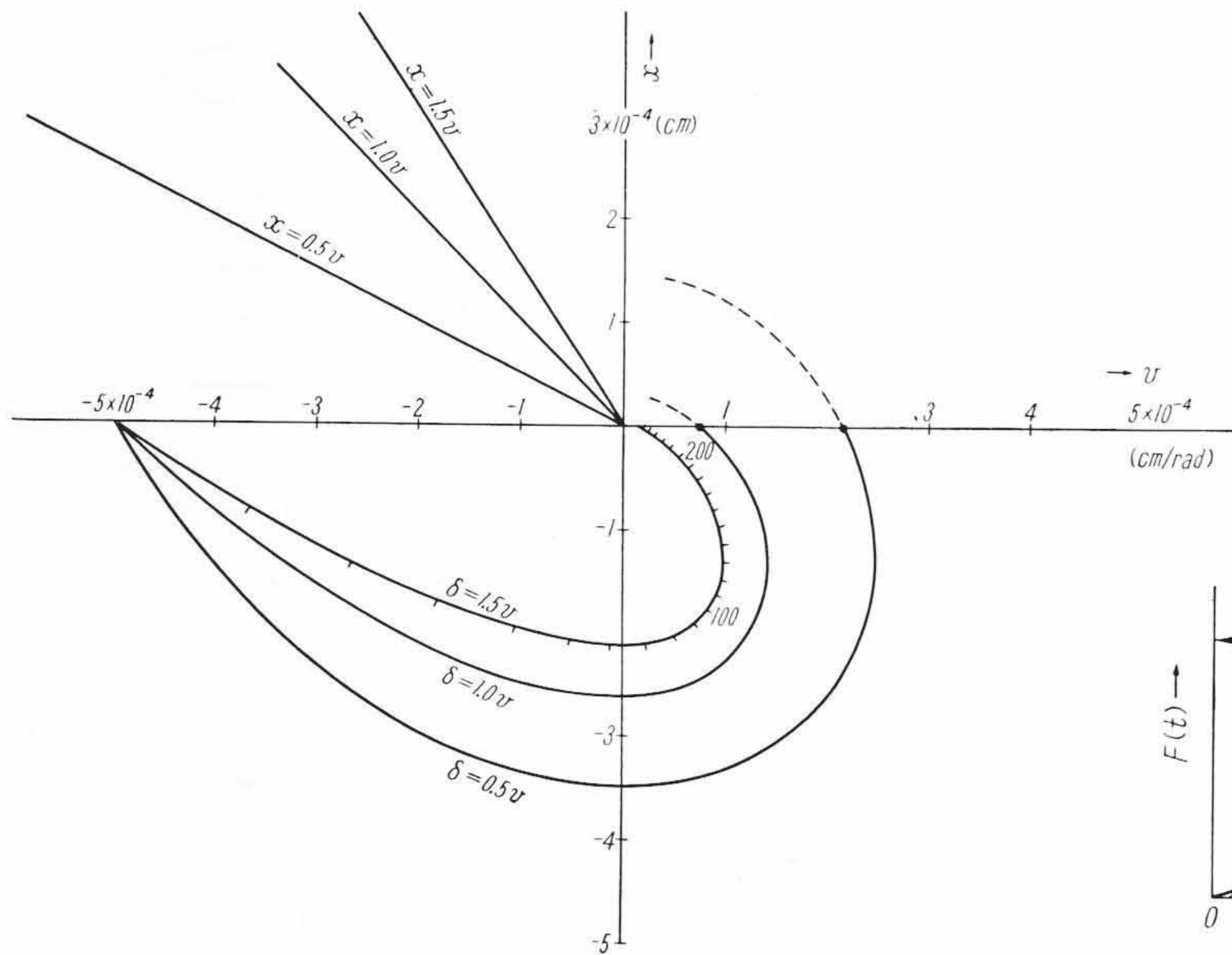
$$m\ddot{x} + \gamma\dot{x} + kx = 0 \quad \dots\dots\dots (11)$$

位相面表示の式に直せば

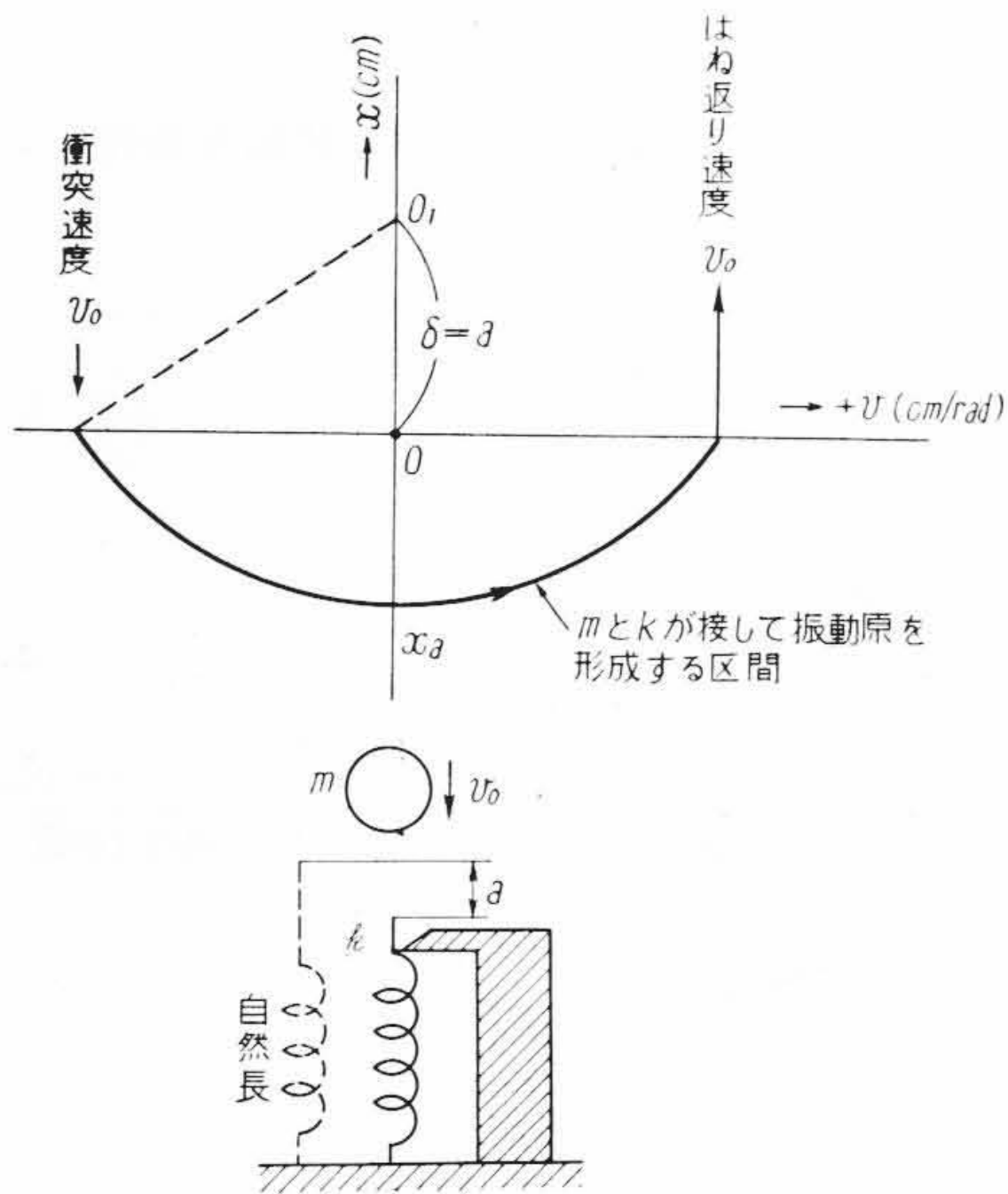
$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dv} &= \frac{-v}{x + \delta} \\ \delta &= \frac{\gamma}{mP} \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (12)$$

第 19 図のように m がはね返らない限界でははじめ m が有していた運動量とトラジェクトリが 0 に達するまでの摩擦力の力積とが相等しいときであるから

$$\int_0^{t_2} \gamma v dt \geq m v_1 \quad \dots\dots\dots (13)$$



第 20 図 γ の制動効果



(m と k が接したときのみ自由度 1 の振動系を形成する場合)
第 21 図 初期たわみ a の影響

近似的に

$$\int_0^{t_2} \gamma v dt = \frac{\gamma v_1}{2} t_1 + \frac{\gamma v'}{2} (t_2 - t_1) \dots \dots \dots (14)$$

トラジェクトリが 0 を通るようになるときおのずから t_1, t_2 が定まり、近似的に

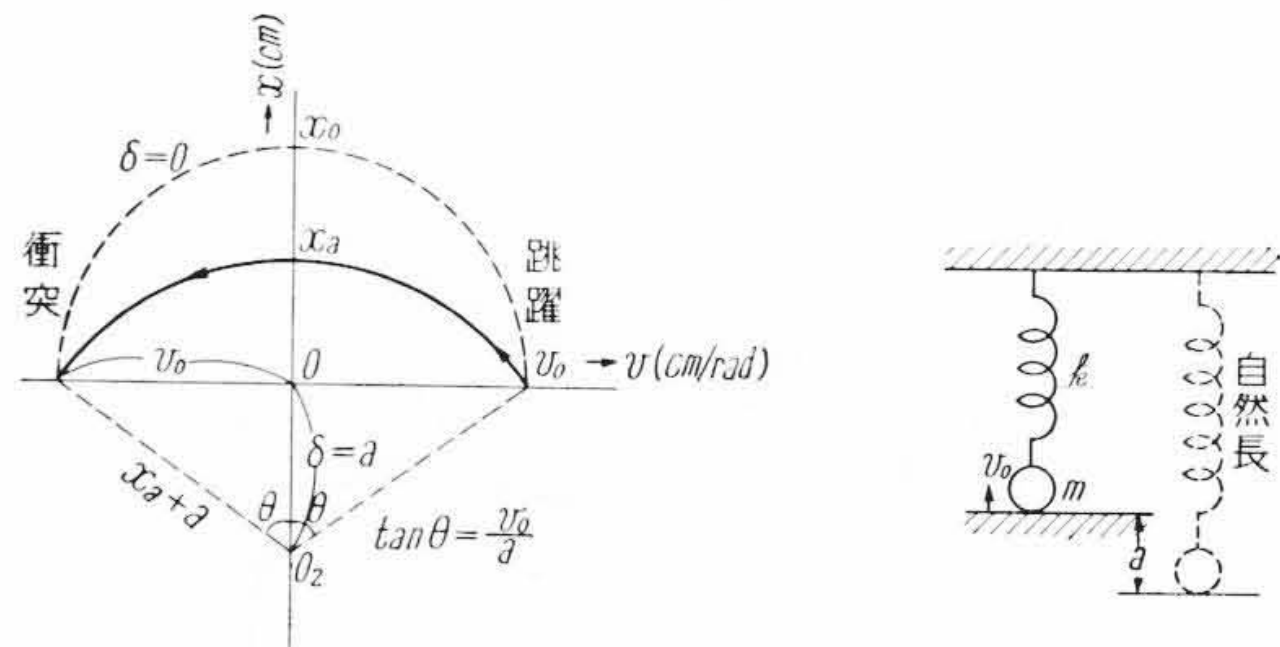
$$t_2 - t_1 = \frac{\pi}{P}, \quad t_1 = \frac{4}{P}, \quad v_1 = 5v' \text{ の関係にあるから (14) 式}$$

と (13) 式から次の近似関係式が得られる。

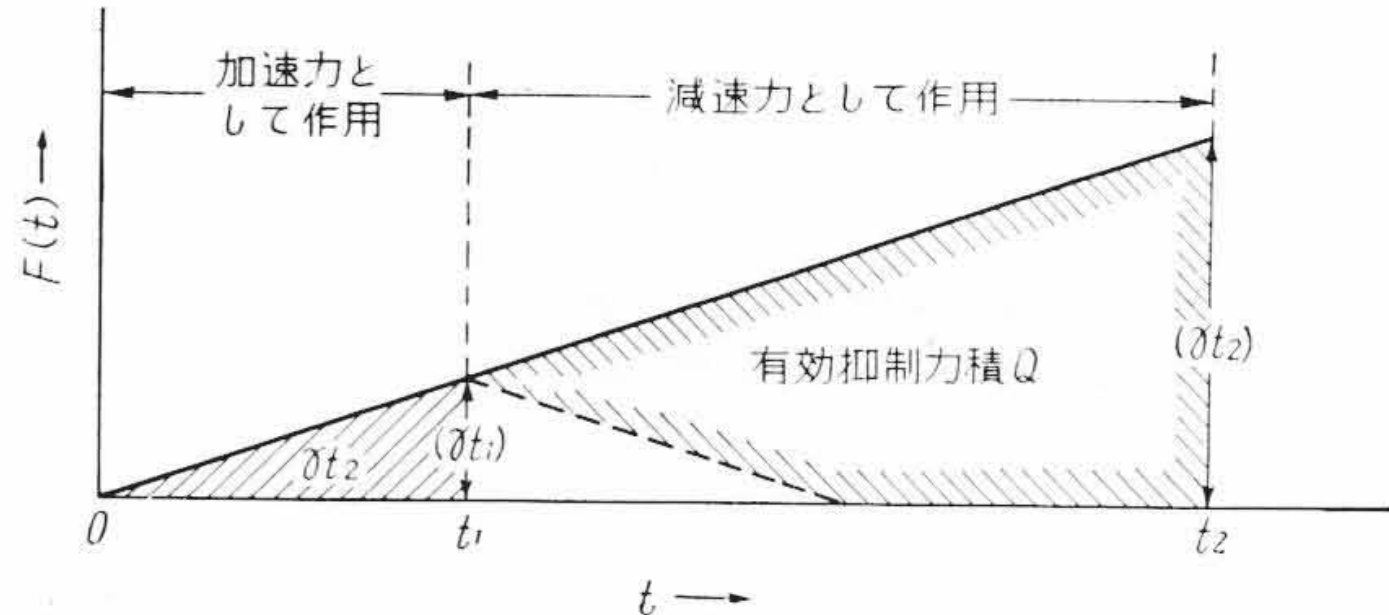
$$\frac{\gamma}{mP} \geq 1.4 \dots \dots \dots (15)$$

(12) 式に $m = 0.2 g', k = 640 \times 10^6 \text{ dyne/cm}, v_0 = 5 \times 10^{-4} \text{ cm/rad}$ を代入し、 γ の値を変えて位相面のトラジェクトリを画けば第 20 図のようになる。

図中の $\delta = 1.5v$ の曲線がはたして (13) 式、(14) 式の関係にあるかどうか検算してみると (14) 式は $69 \times 10^{-10} \gamma$ となり、 $mv_0 = 10^{-4}$ であるから (13) 式から $\gamma = \frac{1}{69 \times 10^{-6}}$ と求められ、このときの $\frac{\gamma}{mP}$ は約 1.3 となる。すなわち第 20 図の $\delta = 1.5v$ に対し、(13)、(14) 式



(自由度 1 の振動系の跳躍区間に対する影響図の場合)
第 22 図 初期たわみ a の影響



第 23 図 時間に比例して増大する抑制力 $(F)t$ の効果

の近似的な値は $\delta = 1.4v$ が m が跳躍しない限界であることを示す。すなわち近似的に (13)、(14) 式の考え方でよいことを示す。

4. 抑制力の効果

4.1 初期変位の効果

スチフネス k なるスプリングの初期変位 a によって ka なる圧力が用いられる場合は

$$m\ddot{x} + kx + ka = 0 \dots \dots \dots (16)$$

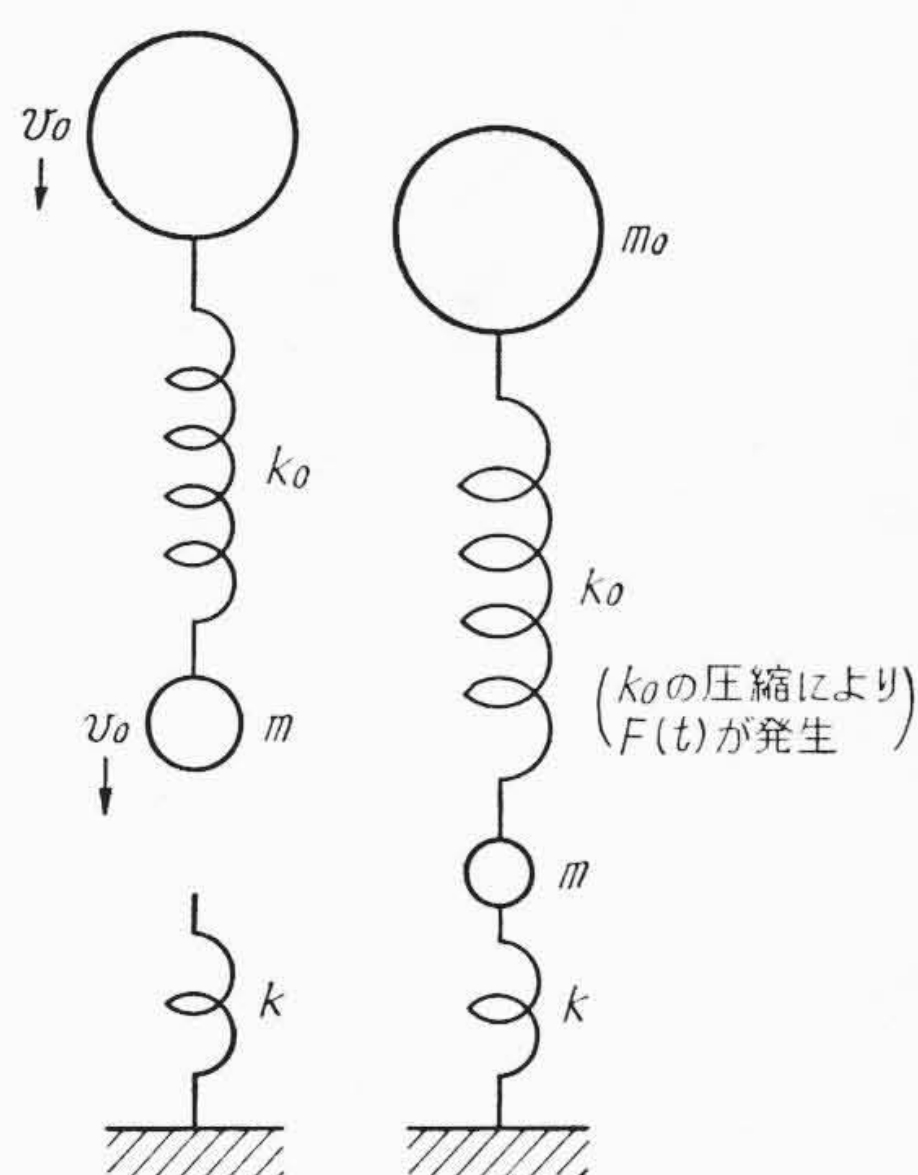
位相面で表わせば

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dv} &= \frac{-v}{x + \delta} \\ \text{ただし } \delta &= a \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (17)$$

(16)、(17) 式の基本機構は第 21、22 図のように示される。第 22 図を反転すれば、第 21 図の位相面とまったく同一であることを知る。初期条件によって円弧の半径が変わるだけで円の中心は定点である。

初期変位 $a = 0$ のときに比して振幅 x_a は小さくなるが $x = 0$ における速度は変わらない。

振幅 x_a および $x_0 \rightarrow x_a \rightarrow x_0$ 経過時間 t_a は第 22 図から明らかな



第24図 自由度2における抑制力の発生

ように次の関係にある。

$$\left. \begin{aligned} \delta = a \text{ のとき } x_a &= \sqrt{a^2 + v_0^2} - a \\ t_a &= \frac{2\theta}{P} \text{ であるから } t_a = \frac{2 \tan^{-1} \frac{v_0}{a}}{P} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (18)$$

4.2 抑制力が時間に比例して増加する場合

m は初速 v_0 をもって k に接し、零であった $F(t)$ はそれ以後漸増して、 m と G 間に抑制力として働くものとする。(実際のリレーでは初期チャッタの場合にこの状態がよくあてはまる)。

$$m\ddot{x} + kx = -F(t) \dots\dots\dots (19)$$

$P^2 = \frac{k}{m}$ を基準にとり位相面の式に直せば

$$\frac{dx}{dv} = \frac{-v}{x + \delta} \quad \text{ただし } \delta = + \frac{F(t)}{mP^2} \dots\dots\dots (20)$$

$F(t)$ の力積のうち制動力として働く有効分を Q として m を停止せしめるには mv_0 と同じ Q を必要とするから m が跳躍しない限界条件は

$$Q \geq mv_0 \dots\dots\dots (21)$$

いま $F(t)$ が時間に比例して増加するものとすれば

$$F(t) = \gamma t \dots\dots\dots (22)$$

(ただし γ は単位時間後の抑制力で常に正)

第23図に示すように m の速度が零になり、最下位に到達する時刻を t_1 、静止する時刻を t_2 とすれば、前半 t_1 までは $F(t)$ は m を加速するから抑制力にはならない。したがって制動として働く有効な力積 Q は

$$Q = \int_0^{t_2} F(t) dt - 2 \int_0^{t_1} F(t) dt = \frac{1}{2} \gamma t_2^2 - \gamma t_1^2 \dots\dots\dots (23)$$

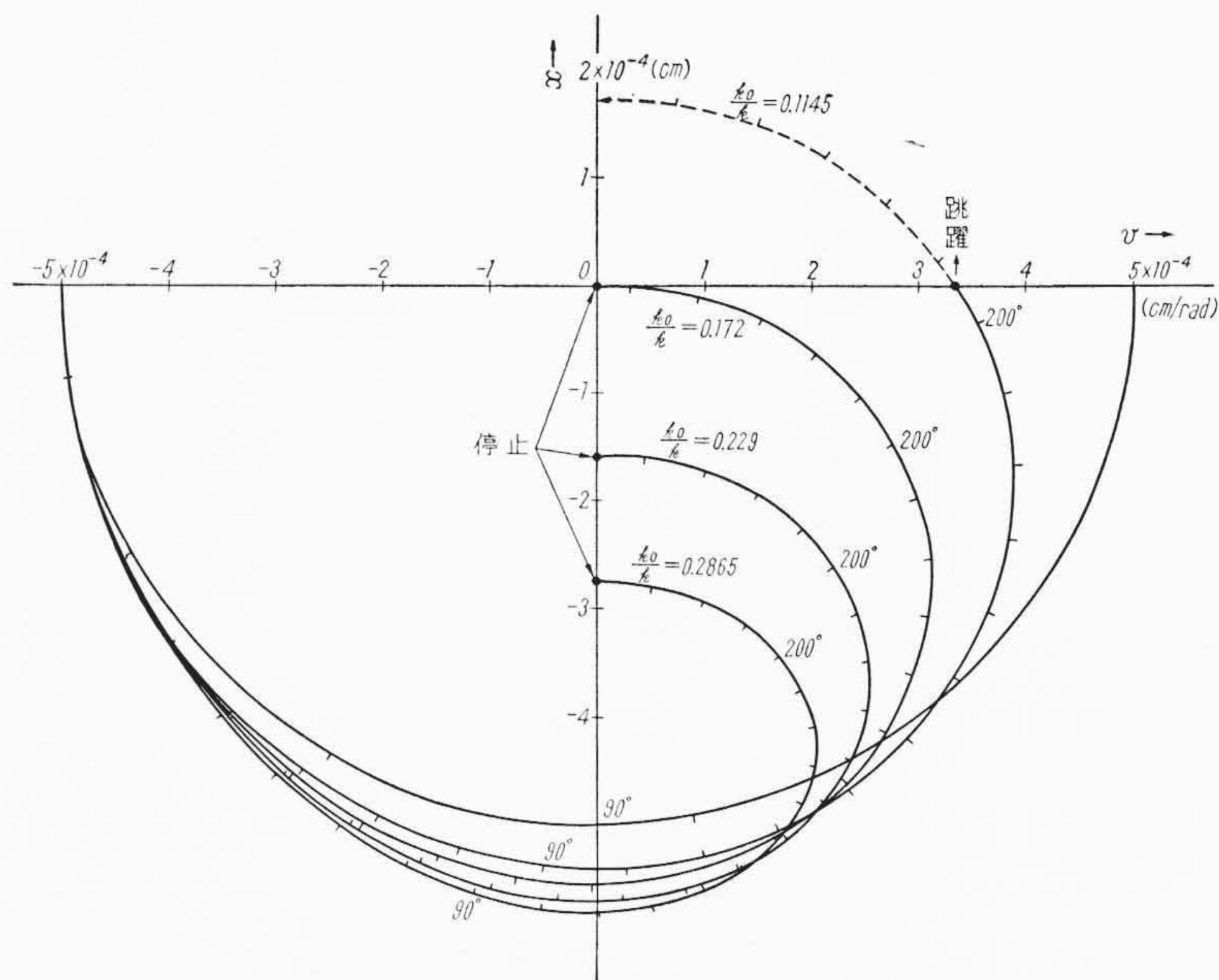
第23図からわかるように t_1 までは $\frac{\pi}{2}$ ラジアンに対応し、 $t_2 - t_1$ は概略 π ラジアンに対応するから近似的に $(t_2 - t_1) = 2t_1$ とおけば

$$Q = \frac{\gamma t_2^2}{2.57} \text{ となる。}$$

近似度をさらにあげて $t_1 \doteq \frac{2}{5} t_2$ とおけば

$$Q = \frac{\gamma t_2^2}{3} \dots\dots\dots (24)$$

(21)式に代入すれば $\gamma t_2^2 \geq 3mv_0$ 位相面では一般に $\frac{dt}{d\theta} = \frac{d\theta}{P}$ であり、第23図ではすべて円弧で画かれているから $t_2 = \frac{\theta_2}{P}$ とおくことができる



(24図の場合無跳躍限界 $\frac{k_0}{k} = 0.172$ であることを示す)

第25図 抑制力 $F(t)$ の効果

$$\frac{\gamma \theta_2^2}{P^2 m} \geq 3 \quad \text{すなわち} \quad \frac{\gamma}{k} \geq \frac{3}{\theta_2^2}$$

第23図から θ_2 は $\frac{3}{2}\pi$ に近いことがわかり、実際は 4.36 ラジアン程度であるから

$$\frac{\gamma}{k} \geq 0.154 \dots\dots\dots (25)$$

ここで $F(t) = \gamma t$ の原因となる振動系の等質回路を第24図のように考えてみよう。(リレー振動には実際にある機構)

はじめ m_0 も m もともに速度 v_0 で飛来し、 m が k に接した $t = 0$ の瞬間から k_0 が圧縮され、 $F(t)$ として働く。ここで m の変位に関係なく v_0 もその後変らないものと仮定しよう。(このことは実際のリレーの初期チャッタ発生時の短時間内の状況に似ている)

この場合 $F(t) = k_0 v_0 t$

$$\text{すなわち } \gamma = k_0 v_0 \dots\dots\dots (26)$$

とおくことができるから(25)式は $\frac{k_0}{k} \geq 0.154 \dots\dots\dots (27)$

第20図の場合と同じく $m = 0.2 \gamma$, $k = 640 \times 10^6$ dyne/cm, $v_0 = 5 \times 10^{-4}$ cm/rad とし、 $\frac{\gamma}{kv_0}$ すなわち $\frac{k_0}{k}$ の値を数種選んで実際に(20)式に従い位相面で計算すると第26図のようになる。

$\frac{k_0}{k} \geq 0.172$ が m が k より跳躍しない限界であることを示しており、以上のような考え方でよいことを示す。いいかえれば第25図の場合 $F(t)$ によってチャッタを防止するには k_0 は k のほぼ $\frac{1}{6}$ 以上の大きさが必要である。

4.3 吸引力の効果

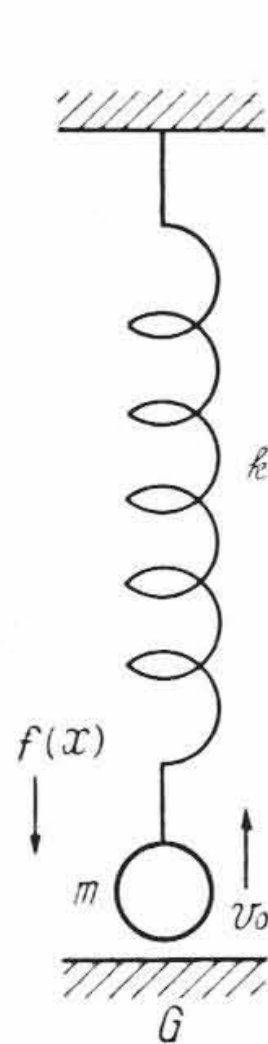
第26図に示すように k の自然長のとき m と G がちょうど接しており、 m と G 間に $f(x)$ なる吸引力が働く場合には

$$m\ddot{x} + kx + f(x) = 0$$

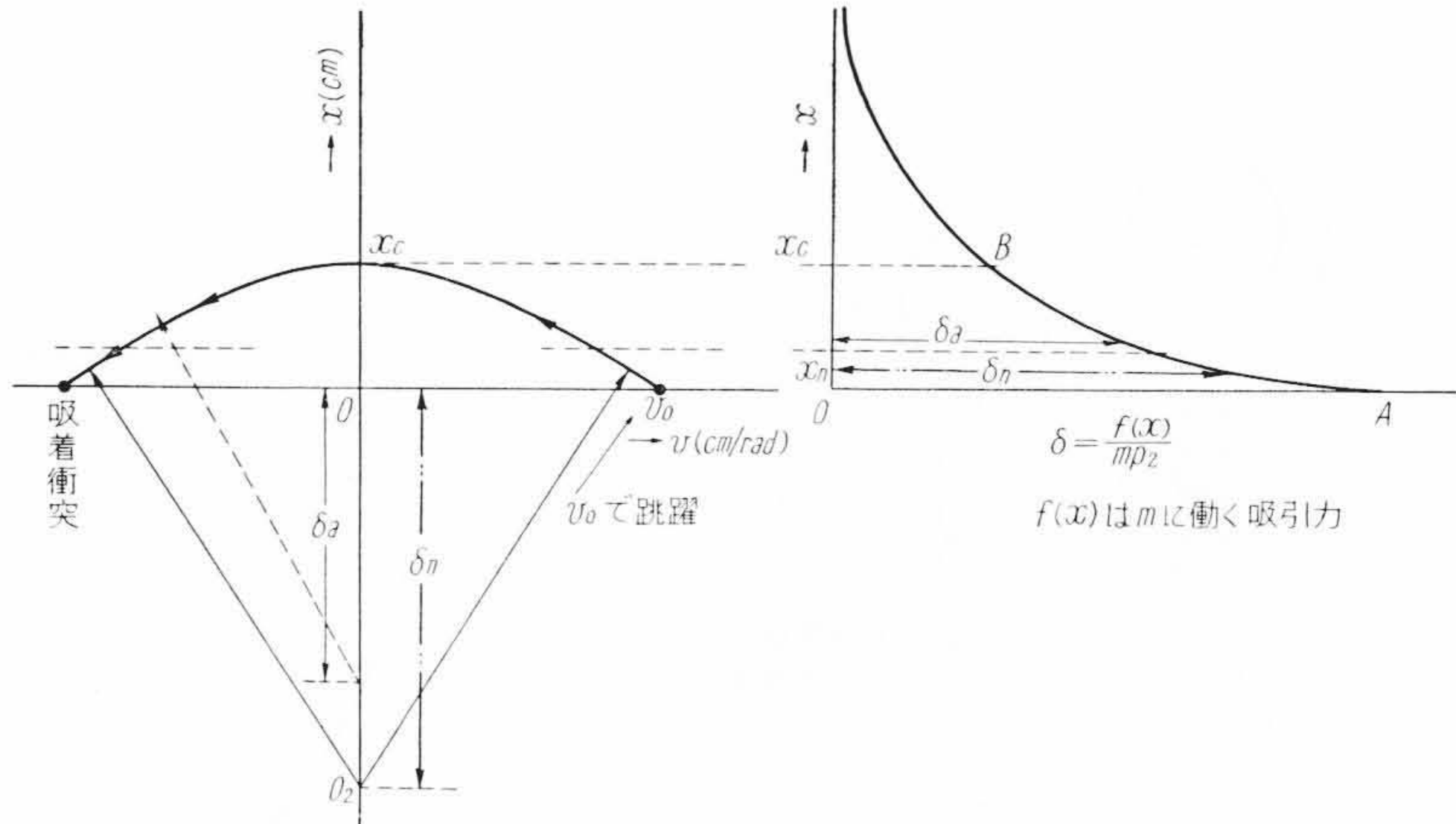
位相面の式に直せば

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx}{dv} &= \frac{-v}{x + \delta} \\ \delta &= \frac{f(x)}{mP^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (28)$$

たとえば $f(x)$ を与えて作図すれば第28図のようになる。 $f(x)$ の効果は δ に対する寄与度で評価される。 δ に応じて O_2 の位置を順次ずらして円弧を接続してゆけばトラジェクトリが得られる。この曲線を円弧で代表すれば、 $f(x)$ の効果に等価な δa は



第 26 図 m, G 間に働く吸引力 $f(x)$



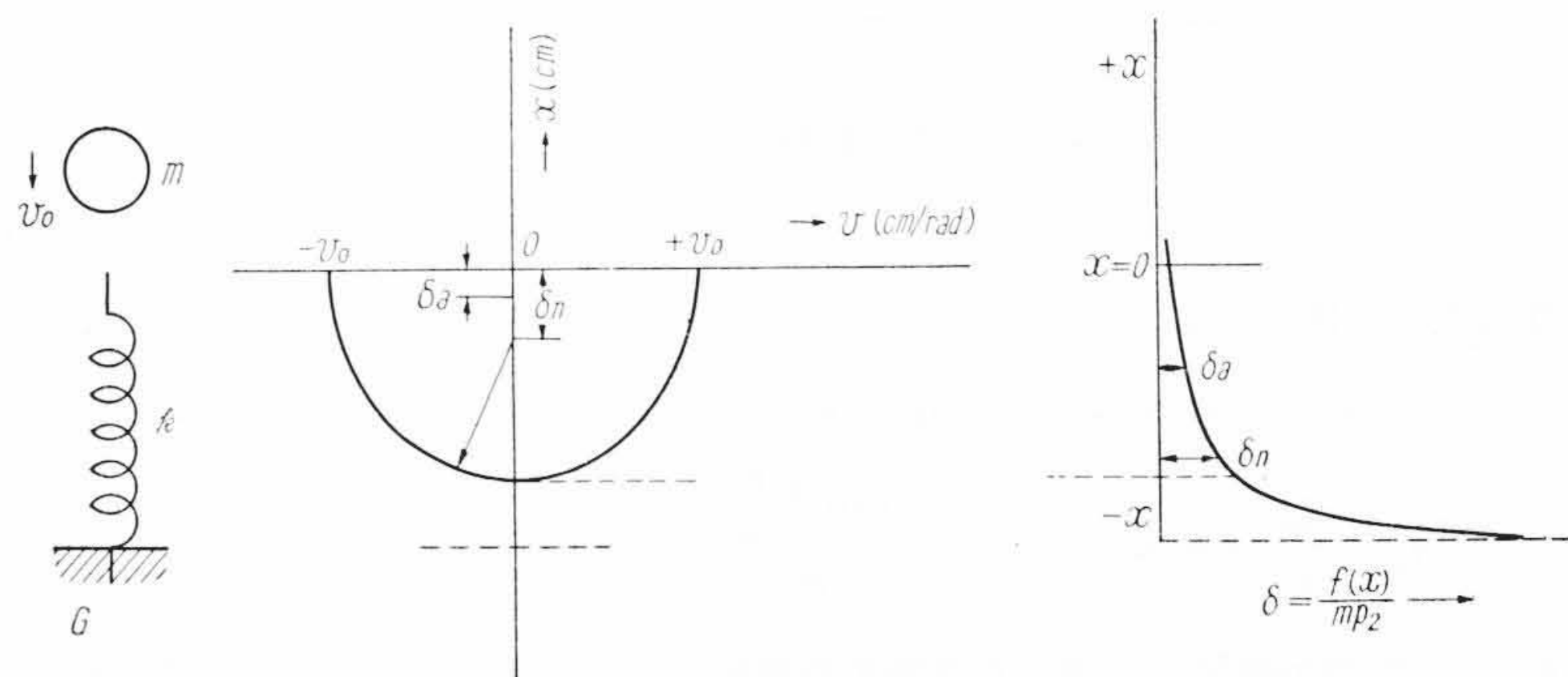
第 27 図 吸引力 $f(x)$ の影響 (第 26 図の場合)

$\frac{1}{x_c} \int_0^{x_c} \frac{f(x)}{mP^2} dx$ にほぼ等しい。
 $f(x)$ が加速的に働いた場合は第 28 図のようになる。方向が変わる以外は δ_n, δ_a の関係は前の場合と同様である。

5. 結 言

m と k よりなる自由度 1 の振動系の無跳躍限界条件を考察した結果、振動損失および抑制力の効果が次のように明らかになった。

- (1) 乾燥摩擦の場合、接触期間中同一の自由度 1 の振動系を形成する場合でもその構造によって衝突直前の無跳躍限界速度がそれぞれ $\sqrt{3}\delta, \sqrt{8}\delta, \sqrt{15}\delta$ 以下という三つの場合がある。ただし $\delta = \frac{K}{k}$, K は乾燥摩擦係数
 - (2) 速度に比例する粘性摩擦の場合は $\frac{\gamma}{mP} \geq 1.5$ が限界である。ただし P = 共振角周波数 γ = 粘性減衰係数
 - (3) 接点スプリングの初期変位の増大によつては、跳躍の振幅および周期ともに減少する。間接的には摩擦を増大することになるが直接跳躍を停止することには役立たない。接点間の吸引力も同様の効果にとどまることが明らかである。
 - (4) 抑制力が時間に比例して増大する場合は、その比例係数を振動系のスチフネスで除した値が 0.17 以上であれば跳躍は避けられる。
- 以上のように位相面 δ 法の助けにより、逐次衝突振動の理論解析



第 28 図 吸引力 $f(x)$ の影響

が糸口につきはじめたのは、ひとえに通信大学教授武井健三氏のご懇篤なるご教導の賜と、末文ながら深く感謝する次第である。

参 考 文 献

- (1) Hodgkinson: Brit, Associ, Report (1834)
- (2) J. H. Vincent: Proc, Camb, Phil, Soc, 10 (1898) p. 332
- (3) E. W. Tschudi: Phys, Rev 18 (1921) p. 423
- (4) J. Okubo, M. Hara: J. Franklin Institute (1928) p. 471
- (5) 武井: 衝突振動における反発機構の位相面による決定について 昭和 34 年 1 月東北大リレー研究会資料
- (6) 高村: 継電器のチャッタに関する一考察 通信学誌昭和 34 年 9 月
- (7) 武井, 土屋, 西口: 自由度 2 の振動系における衝突(その 1 反発係数について)昭和 33 年 6 月東北大リレー研究会資料
- (7) 機械学会: 機械振動とその対策第 2 集昭和 29 年 5 月



登録新案 第 497958 号

新 案 の 紹 介



村 田 師 男・小 橋 正 人

外 締 式 ド ラ ム ブ レ ー キ

この考案はたとえば電車用カルダンドライブ装置のモーター軸またはピニオン軸に使用して好適な外締式ドラムブレーキに関するものである。
 制動筒 7 内に圧力流体を送入すると、制動筒 7 およびロッド 8 はそれぞれ矢印の方向に動き、ブレーキポスト 2, 3 はブレーキドラム 1 を締め込みブレーキがかかる。圧力流体を抜くと、もどしばね 13 の弾力によってブレーキポスト 2, 3 が開いてブレーキが解け、支持棒 10 によってブレーキドラム 1 との間隔が保持される。したがって構造簡単にしてじん速確実なブレーキ作用を行うことができ、かつ摩擦部分が少ないため保守点検が容易となる。

