



自由縁に衝撃荷重を受ける平板の弾性波動

メタデータ	言語: jpn 出版者: 室蘭工業大学 公開日: 2014-03-04 キーワード (Ja): キーワード (En): 作成者: 臺丸谷, 政志, 内藤, 正鄰, 浜田, 恒平, 奈良, 泰夫 メールアドレス: 所属:
URL	http://hdl.handle.net/10258/1099

自由縁に衝撃荷重を受ける平板の弾性波動

台丸谷 政 志・内 藤 正 鄰
浜 田 恒 平・奈 良 泰 夫

A Study on Elastic Waves in a Plate Subjected to Impact Loads on Its Free Edge

Masashi DAIMARUYA, Masachika NAITOH, Kouhei HAMADA,
and Yasuo NARA

Abstract

Elastic waves in a plate subjected to impact loads on its free edge, especially the Rayleigh surface waves, are investigated experimentally and theoretically. Time histories of elastic strain waves in a steel plate, generated by impacts with steel balls and uniform steel bars, are measured on the surface and free edge of the plate. The experimental observation showed that no dispersion of surface waves propagating along the edge of the plate occurred while body waves along the surface were rapidly attenuated with the distance of propagation. Theoretical calculations are carried out for the case of an impulsive, distributed load applied on the free edge of a plate. The theoretical prediction also showed that dominant waves propagating along the free edge of a plate were the Rayleigh surface waves. Theoretical predictions almost agreed with the experimental results.

1. 緒 言

弾性半空間の表面または内部の一点に、あるいは線状に衝撃荷重が作用する場合の弾性波動問題は、最初 Lamb¹⁾によって論じられた。以後多くの研究²⁾が報告され、均質等方半無限体であれば、衝撃点より遠方の自由表面に沿って Rayleigh の表面波が発達することが知られている。したがって、Lamb の問題は特に地震波動との関連において多くの研究がなされている³⁾。一方、超音波の表面波が電子機器における遅延回路⁴⁾や非破壊検査の探傷試験法⁵⁾に応用されている。また、超音波表面波を利用した弾塑性破壊靱性試験中の亀裂進展量の測定法なども試みられており⁶⁾、動的な破壊力学の分野においても Rayleigh の表面波に関する研究が進められている。超音波の周波数は普通 MHz 以上であり、地震波動のそれは、多くの場合 1 Hz 前後、10 Hz 以下である。衝撃荷重を受けた機械や構造物の部材に伝播する弾性波動の支配的な周波数成分は、おおむね上述の中間の周波数領域すなわち kHz オーダーであろうと予測される。しかし、機械や構造物の部材を伝播する弾性波動に関しては、従来の研究は縦波や横波の実体波に関するものが大半であり、表面波に関するものは非常に少ないようである。すなわち、表面波に対する機械や構造物の動的挙動や強度ならびに部材の破壊強度に関する研究は余り報告されていないよ

うである。

本研究では、弾性半空間の自由表面に線状の衝撃荷重が作用する場合の Lamb の問題を無限平板の場合に置き換えて考察を行った後、鋼球および一様丸棒を平板の自由縁に面内方向に衝突させ、平板中および平板縁を伝播する弾性波動の実験測定を行った。特に、平板の自由縁を伝播する表面波に注目し、機械や構造物の部材寸法を有する平板においても表面波が支配的になる場合があることを示した。次に、平板縁に衝撃分布荷重が作用する場合の解析を行い、自由縁を伝播する表面波に及ぼす分布荷重巾および衝撃立上り時間の影響を調べた。解析結果は一様丸棒の衝撃による実験結果にはほぼ一致した。

2. 無限平板を伝播する弾性波

自由縁の面内方向に衝撃荷重を受ける平板中の弾性波動、特に Rayleigh の表面波の伝播に関する実験測定を行うため、予め理論的な考察を行う。弾性半空間に線状の衝撃荷重が作用する問題は Lamb¹⁾ や Fung⁷⁾ らによって解析されており、これらの理論結果に基づいて平板の場合に対する考察を行う。

図1のように直角座標 (x, y, z) 上で $-\infty < x < \infty$, $0 \leq y \leq \infty$ を占める均質等方な半無限平板を仮定し、その自由縁に衝撃的に集中荷重 $P(t)$ が作用する場合の弾性波の伝播を考える。

$P(t)$ が調和関数あるいはステップ関数で与えられる場合については Lamb や Fung によって解析されているが、実験条件に対応する他の任意の $P(t)$ に対する解析は極めて困難である。

図1は Lamb らによって得られた解析結果を図解したものである。衝撃によって、衝撃点を中心にして、縦波は伝播速度 C_1 で、横波は伝播速度 C_2 で放射状に伝播してゆく。なお平板の場合 $C_1 = \sqrt{E/\rho(1-\nu^2)}$, $C_2 = \sqrt{G/\rho}$ であり、 $0 < \nu < 1/2$ のとき $C_1 > C_2$ である。ここで E は縦弾性係数、 G は横断性係数、 ν はポアソン比、 ρ は密度である。

衝撃後時間 t で、それぞれの波面は衝撃点から $C_1 t$, $C_2 t$ まで伝播する。斜線で示した曲線三角形領域の波は先頭波 (head wave) あるいは von Schmidt 波と呼ばれる。縦波の波面が自由表面と交わり、その交点が新しい乱れの原因となって剪断波が発達することによる。最後に、平板縁近傍を伝播速度 C_R で Rayleigh の表面波が伝播する。 C_R は次式で与えられる $C_R < C_2$ なる実根である。

$$(C_R/C_2)^6 - 8(C_R/C_2)^4 + (24 - 16K^2)(C_R/C_2)^2 + 16(K^2 - 1) = 0$$

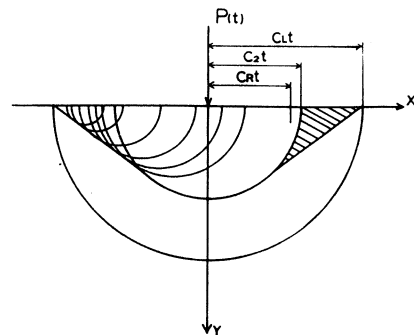


図-1 種々の弾性波領域

ここで $K^2 = (1 - \nu) / 2$ 。

たとえば、 $\nu = 0.29$ のとき、およそ $C_R = 0.915 C_2$ である。なお、平板の材料物性値を $E = 2.1 \times 10^6 \text{ kg/cm}^2$ 、 $G = E / 2 (1 + \nu)$ 、 $\nu = 0.29$ 、 $\rho = 8.02 \times 10^{-6} \text{ kg} \cdot \text{sec}^2/\text{cm}^4$ とすれば、 $C_L = 5350 \text{ m/sec}$ 、 $C_2 = 3180 \text{ m/sec}$ 、 $C_R = 2910 \text{ m/sec}$ となる。縦波動および横波動は伝播するに従って幾何学的な減衰を受けるが、平板の場合、表面波は減衰なしで伝播する。従って、波動の伝播距離の増加に伴い、平板の自由縁近傍では表面波が支配的になることが予測される。⁸⁾⁹⁾

3. 実験

3.1 実験方法

実験は、鋼球と一様丸棒を平板の自由縁に面内方向に衝突させて衝撃荷重を加える方法で行った。鋼球は直径 1, 3/4, 1/2 インチの 3 種類、鋼棒 (SGD 41-D) は長さ 1.2m, 直径 5, 10mm の 4 種類を用いた。実験に使用した鋼板 (SS 41) の寸法と波動測定位置を図 2 に示す。

平板縁上の測定位置①～⑫には半導体ひずみゲージ (共和 KSP - 2 - E 4) が x 方向に接着されている。面内方向の波動は測定位置①'～⑤' のゲージによって測定した。ひずみゲージで検出されたひずみ波はブリッジ回路、プリアンプを経てデジタル・オシロスコープに記憶され、X-Yプロッターに出力される。

3.2 測定結果¹⁰⁾

鋼球の衝突による波動の測定例を図 3, 4 に示す。図 3 は直径 1/2 インチ鋼球を約 1.8m/sec の速度で衝突させたときの平板各位置におけるひずみ波の時間的変動である。(a) はゲージ位置①'～⑤' におけるひずみ ϵ_{yy} 、(b) はゲージ位置①～⑤のひずみ ϵ_{xx} の波形である。①, ⑥はそれぞれ縦波および Rayleigh の表面波を意味し、各位置における到達時間を結んである。(a) のひずみ波は主に縦波で、伝播に伴い大きな減衰を示すのに対し、(b) のひずみ波はほとんど分散特性を示さず、Rayleigh の表面波が支配的であると考えられる。

図 4 は直径 3/4 インチ鋼球を 1.8m/sec の速度で衝突させたときの自由縁①～⑫のひずみ波 ϵ_{xx} の時間的変動である。自由縁上の表面波は、前章で論じたように、ほとんど分散せず遠方に伝播する様子がわかる。なお位置①～⑦の時間軸後方の小さな乱れは平板の左側面からの反射波である。

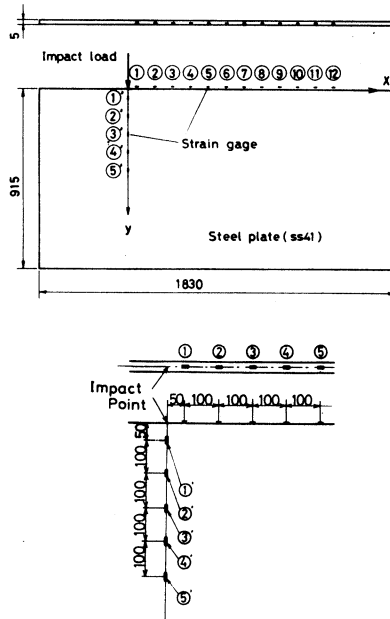


図-2 平板の寸法と測定位置

図5は直径10mm, 長さ1mの一樣丸棒を0.44m/secの速度で衝突させたときのひずみ変動である。(a)は面内方向のひずみ波 ϵ_{yy} , (b)は自由縁上のひずみ波 ϵ_{xx} である。図3の鋼球の衝突の場合と同様に, ϵ_{yy} は伝播距離の増加に伴い大きな減衰を示すが,表面波が支配的な ϵ_{xx} は余り分散しないことがわかる。また図3(b)と図5(b)を比較

すれば,鋼球の衝撃による場合は正弦波の1波長に近い ϵ_{xx} 波形を示し,一方,一樣丸棒の衝撃による場合は半波長に近い ϵ_{xx} 波形を示している。

4. 衝撃分布荷重を受ける平板の表面波

4.1 理論解析¹¹⁾

ここでは,平板の自由縁上に衝撃分布荷重が作用する場合について理論解析を行い,実験との比較を行う。図6に示すように,半無限平板の自由縁上に巾 $2a$ の等分布衝撃荷重が作用するとする。一樣丸棒による実験結果,図5(a)より,分布荷重は図中に示すようにランプ状の立上り変動をすると仮定する。平面応力状態に対するNavierの運動方程式は次式のように与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \nabla^2 u + \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{\partial e}{\partial x} &= \frac{1}{C_2^2} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \\ \nabla^2 v + \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{\partial e}{\partial y} &= \frac{1}{C_2^2} \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots (1)$$

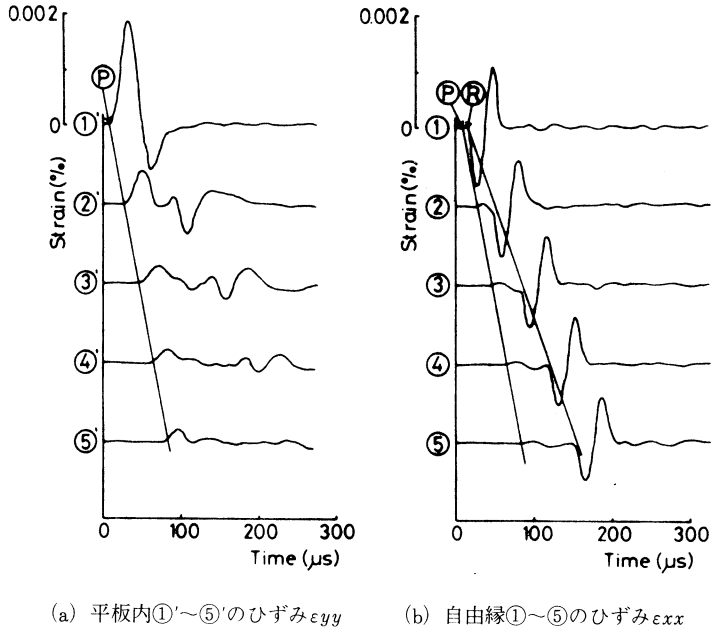


図-3 鋼球の衝突による平板各位置におけるひずみの時間的変動

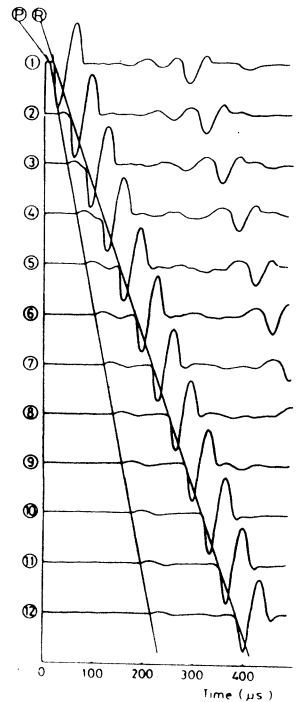
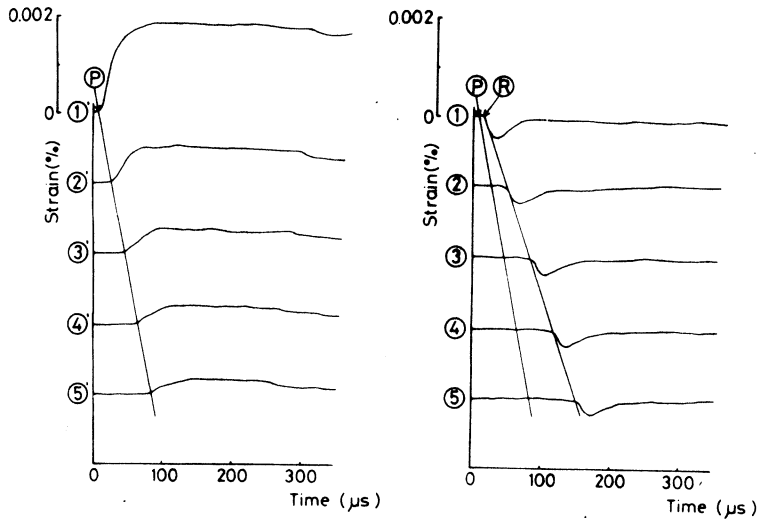


図-4 自由縁,ゲージ位置①~⑫におけるひずみ ϵ_{xx} 変動(鋼球の衝突)

自由縁に衝撃荷重を受ける平板の弾性波動



(a) 平板内①'~⑤'のひずみ ϵ_{yy} (b) 自由縁①~⑤のひずみ ϵ_{xx}

図-5 一様丸棒の衝突による平板各位置におけるひずみの時間的変動

ここで、 $\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}$, $e = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y}$

u, v は x, y 方向の変位成分である。

ヘルムホルツの定理より、 φ, ψ をスカラー量とすれば、変位成分は次式のように表わされる。

$$u = \frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{\partial \psi}{\partial y}, \quad v = \frac{\partial \varphi}{\partial y} - \frac{\partial \psi}{\partial x} \dots\dots\dots (2)$$

式(1)は、 φ と ψ が次式の波動方程式を満足すれば満される。

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{C_L^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \varphi = 0, \quad \left(\nabla^2 - \frac{1}{C_T^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \psi = 0 \dots\dots\dots (3)$$

また応力成分は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \sigma_{xx} &= 2G \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\nu}{1-\nu} e \right) = 2G \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\nu}{1-\nu} \nabla^2 \varphi + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \right) \\ \sigma_{yy} &= 2G \left(\frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\nu}{1-\nu} e \right) = 2G \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\nu}{1-\nu} \nabla^2 \varphi + \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial y} \right) \\ \sigma_{xy} &= G \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} \right) = G \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) \\ \sigma_{xz} &= \sigma_{yz} = \sigma_{zz} = 0 \end{aligned} \right\} (4)$$

初期条件および境界条件は次式のように与えられる。

$$(u)_{t=0} = \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)_{t=0} = 0, \quad (v)_{t=0} = \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)_{t=0} = 0 \dots\dots\dots (5)$$

$$\left. \begin{aligned} (\sigma_{yy})_{y=0} &= -p_0 H(a-x) \left\{ \frac{t}{t_0} H(t_0-t) + H(t-t_0) \right\} \\ (\sigma_{xy})_{y=0} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

ここで、 $H(t)$ はステップ関数である。平板縁上の応力 $(\sigma_{xx})_{y=0}$ および自由縁上のひずみ $(\epsilon_{xx})_{y=0, x>a}$ はラプラス変換法によって次のように導くことができる。¹²⁾ 初期条件(5)より、スカラー関数 φ 、 ψ の初期条件は

$$\left. \begin{aligned} (\varphi)_{t=0} &= \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)_{t=0} = 0 \\ (\psi)_{t=0} &= \left(\frac{\partial \psi}{\partial t} \right)_{t=0} = 0 \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

この初期条件の下に式(3)をラプラス変換すれば、

$$\nabla^2 \bar{\varphi} = \left(\frac{p}{C_L} \right)^2 \bar{\varphi}, \quad \nabla^2 \bar{\psi} = \left(\frac{p}{C_2} \right)^2 \bar{\psi} \quad (8)$$

ここで、 $\bar{\varphi} = \int_0^\infty \varphi e^{-pt} dt$ 、 $\bar{\psi} = \int_0^\infty \psi e^{-pt} dt$ 、 p はラプラス変換パラメータである。

また、境界条件(6)のラプラス変換は

$$\left. \begin{aligned} (\bar{\sigma}_{yy})_{y=0} &= -p_0 \frac{1-e^{-t_0 p}}{t_0 p^2} H(a-x) \\ (\bar{\sigma}_{xy})_{y=0} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

応力 σ_{xx} と σ_{yy} は x の偶関数、 σ_{xy} は x の奇関数で、すべての応力は無限遠で 0 になることを考慮して、式(8)の解を次式のようにおく。

$$2G\bar{\varphi} = \int_0^\infty A(\zeta) \cos \zeta x e^{-\gamma n_3} d\zeta, \quad 2G\bar{\psi} = \int_0^\infty B(\zeta) \sin \zeta x e^{-\gamma n_2} d\zeta \quad (10)$$

ここで、 $n_3 = \sqrt{\zeta^2 + (p/C_L)^2}$ 、 $n_2 = \sqrt{\zeta^2 + (p/C_2)^2}$ であり、 $A(\zeta)$ 、 $B(\zeta)$ は境界条件より決定される ζ の未定関数である。式(10)、(4)より、ラプラス像空間における応力 $\bar{\sigma}_{xx}$ 、 $\bar{\sigma}_{yy}$ 、 $\bar{\sigma}_{xy}$ は、

$$\left. \begin{aligned} \bar{\sigma}_{xx} &= -\int_0^\infty \left[A \left\{ \zeta^2 - \frac{1}{2} \nu \left(\frac{p}{C_2} \right)^2 \right\} e^{-\gamma n_3} + \zeta B n_2 e^{-\gamma n_2} \right] \cos \zeta x d\zeta \\ \bar{\sigma}_{yy} &= \int_0^\infty \left[A \left\{ \zeta^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{p}{C_2} \right)^2 \right\} e^{-\gamma n_3} + \zeta B n_2 e^{-\gamma n_2} \right] \cos \zeta x d\zeta \\ \bar{\sigma}_{xy} &= \int_0^\infty \left[A \zeta n_3 e^{-\gamma n_3} + B \left\{ \zeta^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{p}{C_2} \right)^2 \right\} e^{-\gamma n_2} \right] \sin \zeta x d\zeta \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

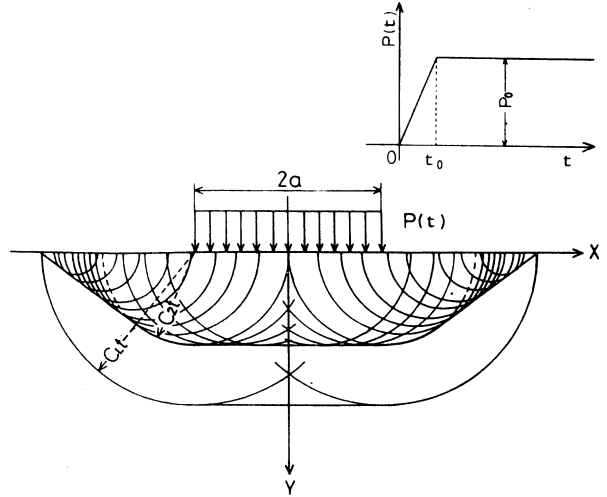


図-6 衝撃分布荷重を受ける平板

境界条件(9)より,

$$\left. \begin{aligned} \int_0^\infty \left[A \left\{ \zeta^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{p}{C_2} \right)^2 \right\} + B \zeta n_2 \right] \cos \zeta x d \zeta &= -p_0 \frac{1-e^{-t_0 p}}{t_0 p^2} H(a-x) \\ A \zeta n_3 + B \left\{ \zeta^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{p}{C_2} \right)^2 \right\} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

式(12)の第一式をフーリエ余弦変換して, 未定関数 A, B を求めれば, 次式が得られる。

$$A = -\frac{2p_0}{\pi} \frac{1-e^{-t_0 p}}{t_0 p^2 \zeta} \frac{\left\{ \zeta + (1/2) (p/C_2)^2 \right\} \sin \zeta a}{\zeta^4 F(\zeta)}, \quad B = \frac{2p_0}{\pi} \frac{1-e^{-t_0 p}}{t_0 p^2} \frac{n_3 \sin \zeta a}{\zeta F(\zeta)} \quad (13)$$

ここで, $\zeta^4 F(\zeta) = \left\{ \zeta^2 + 1/2 (p/C_2)^2 \right\}^2 - \zeta^2 n_2 n_3$

式(13)を式(11)に代入してラプラス変換を行なえば応力を求めることができる。しかし平板内部での逆変換積分は非常に困難であり, ここでは, 平板縁上 ($y=0$) の応力 $(\sigma_{xx})_{y=0}$ に注目する。 $p = C_2 \zeta S$ とおけば

$$(\sigma_{xx})_{y=0} = \frac{2p_0}{\pi} \int_0^\infty \frac{\sin \zeta a \cos \zeta x}{\zeta} I(\zeta) d\zeta \quad (14)$$

ここで

$$I(\zeta) = \frac{1}{2\pi i} \int_{Br} \frac{1-e^{-K\tau_0 \zeta S}}{K\tau_0 \zeta S} \frac{(1+S^2/2)(1-\nu S^2/2) - \sqrt{(1+S^2)(1+K^2 S^2)}}{S \{ (1+S^2/2)^2 - \sqrt{(1+S)(1+K^2 S^2)} \}} e^{K\tau \zeta S} ds \quad (15)$$

なお, $\tau = C_L t$, $\tau_0 = C_L t_0$, $K = C_2/C_L = (1-\nu)/2$ である。ラプラス逆変換 $I(\zeta)$ の被積分関数は多価関数で, $S = \pm i$, $\pm i/K$ が分岐点となる。また, $S=0$ は $\tau - \tau_0 < 0$ ならば 2 位の極, $\tau - \tau_0 \geq 0$ ならば 1 位の極である。さらに, $S = \pm i\alpha$ も 1 位の極となる。ここで, α は次式を満足する正の実根である。

$$\alpha^6 - 8\alpha_4 + 8(3-2K^2)\alpha^2 - 16(1-K^2) = 0 \quad (16)$$

ゆえに, 図 7 の反転積分路にしたがって, ラプラス逆変換積分を行えば, 式(14)の現空間における解が次式のように得られる。

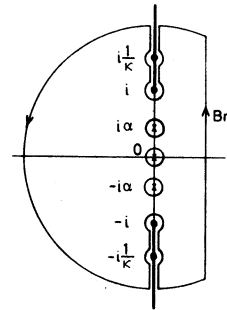


図-7 反転積分路

$$\begin{aligned} \frac{(\sigma_{xx})_{y=0}}{p_0} &= -H(a-x) \left\{ \frac{\tau}{\tau_0} H(\tau_0 - \tau) + H(\tau - \tau_0) \right\} - 2 \times \frac{(1-a^2/2)(1+\nu d^2/2) - \sqrt{(1-a^2)(1-K^2 a^2)}}{a^2 \left\{ 2 \left(1 - \frac{a^2}{2} \right) - \frac{\sqrt{1-K^2 a^2}}{\sqrt{1-a^2}} - a^2 \frac{\sqrt{1-a^2}}{\sqrt{1-K^2 a^2}} \right\}} \\ &\times \frac{2}{\pi K \tau_0 a} \int_0^\infty \frac{1}{\zeta^2} \left\{ \sin K \tau d \zeta - \sin K \zeta a (\tau - \tau_0) H(\tau - \tau_0) \right\} \sin \zeta a \cos \zeta x d \zeta \\ &+ \frac{16(1+\nu)}{\pi} \int_{1/K}^{1/\alpha} \frac{(1-\eta^2/2)\sqrt{(\eta^2-1)(1-K^2 \eta^2)}}{\eta^6 - 8\eta^4 + 8(3-2K^2)\eta^2 - 16(1-K^2)} \left\{ \frac{1}{K\tau_0 \eta \pi} \int_0^\infty \frac{1}{\zeta^2} \left\{ \sin K \tau \eta \zeta - \sin K \zeta \eta (\tau - \tau_0) H(\tau - \tau_0) \right\} \right. \\ &\left. \times \sin \zeta a \cos \zeta x d \zeta \right\} \frac{d\eta}{\eta} \quad (17) \end{aligned}$$

ここで、式に含まれる ζ に関する無限積分は公式

$$\frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\sin \zeta a \sin \zeta b \cos \zeta c}{\zeta^2} d\zeta = \begin{cases} 0, & (a+b < c) \\ \frac{a+b-c}{2}, & (|a-b| < c < a+b) \\ \min(a,b), & (0 < c < |a-b|) \end{cases} \quad (a, b, c > 0) \quad (18)$$

より得られ、 $(\sigma_{xx})_{y=0}$ は η に関して $1 \sim 1/K$ の積分から求められる。

自由縁上 ($x > a$) においては $(\sigma_{yy})_{y=0} = 0$ である条件を考慮すれば式(14)より x 方向にひずみは

$$(\epsilon_{xx})_{y=0} = (\sigma_{xx})_{y=0} / E \quad (19)$$

となり、自由縁上のひずみ ϵ_{xx} を式(17)~(19)より求めることができる。

4.2 数値計算および実験との比較

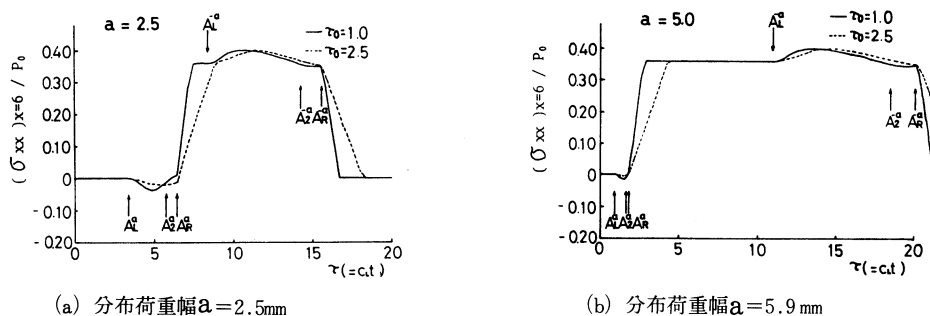


図8 自由縁上の応力 $(\sigma_{xx})_{x=6, y=0}$ の時間的変動

平板の材料を鋼 (SS 41) とし、 $E = 2.1 \times 10^4 \text{ kg/mm}^2$, $\nu = 0.29$, $C_L = 5350 \text{ m/sec}$, $C_2 = 3180 \text{ m/sec}$, $\alpha = 0.9152$ の値を採用した。また $a = 2.5, 5.0 \text{ mm}$ として自由縁上の σ_{xx} , ϵ_{yy} の時間変動例を求めた。

図8(a), (b)は自由縁上 $x = 6 \text{ mm}$ における応力 σ_{xx} の時間的変動で、(a)は衝撃分布荷重巾 $a = 2.5 \text{ mm}$, (b)は $a = 5 \text{ mm}$ の場合である。図中の A_L^a , A_R^a , A_L^{-a} , A_R^{-a} はそれぞれ分布荷重の端 $x = a, -a$ で生ずる縦波、横波および Rayleigh の表面波の到達する時間を表わしている。実線は衝撃立上り時間 $\tau_0 = C_L t_0 = 1$, 破線は $\tau_0 = 2.5$ の場合である。最初に $x = a$ より縦波が A_L^a に到達して小さな負の応力が生ずるが、表面波の到達する A_R^a 以後は急激に大きな正の値をとり、 $x = -a$ で生ずる縦波の波面が到達する A_L^{-a} までは一定になっている。その後ゆるやかに変動し、 $x = -a$ よりの表面波が到達する A_R^{-a} で急激に減少して0になる。したがって、自由縁上の応力 σ_{xx} 変動は、特に荷重作用領域より遠方においては Rayleigh の表面波によって支配されることがわかる。

自由縁に衝撃荷重を受ける平板の弾性波動

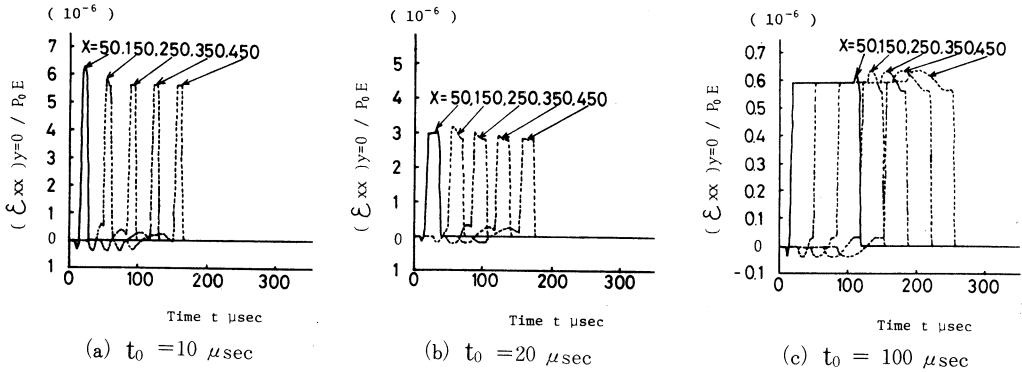


図-9 自由縁上の各位置におけるひずみ ϵ_{xx} に及ぼす衝撃立上り時間 t_0 の影響

図9(a)~(c)は自由縁上 $x = 5 \sim 45$ cmの位置におけるひずみ波 ϵ_{xx} の時間的変動を、分布荷重巾 $a = 5$ mmの場合について示したものである。衝撃分布荷重の立上り時間 t_0 の影響を調べたもので、(a)は $t_0 = 10 \mu\text{sec}$ 、(b)は $t_0 = 20 \mu\text{sec}$ 、(c)は $t_0 = 100 \mu\text{sec}$ の場合である。立上り時間 t_0 が小さいほどひずみ値は大きくなり、また逆にその時間中は小さくなっている。すなわち、ステップ衝撃に近づくほどひずみ値が大きくなっている。

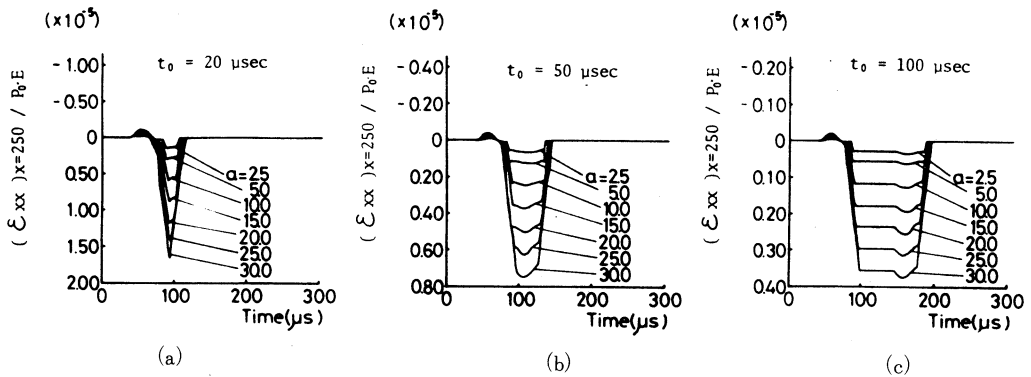


図-9 ひずみ $(\epsilon_{xx})_{x=250, y=0}$ 変動に及ぼす衝撃分布荷重幅 a の影響

図10(a)~(c)は自由縁上 $x = 25$ cmにおけるひずみ ϵ_{xx} の時間変動で、分布荷重巾 a による影響を $t_0 = 20, 50, 100 \mu\text{sec}$ の場合について比較したものである。分布荷重の巾 a が大きくなるほどひずみ値は大きくなり、また図9で論じたように t_0 が大きいほどひずみの時間中が大きくなっている。

図11は、直径10mm、長さ2mの一樣丸棒を0.44m/secの速度で衝突させたときの自由縁上の位置 $x = 5, 15, 25, 35, 45$ cmで測定されたひずみ波 ϵ_{xx} の時間変動である。

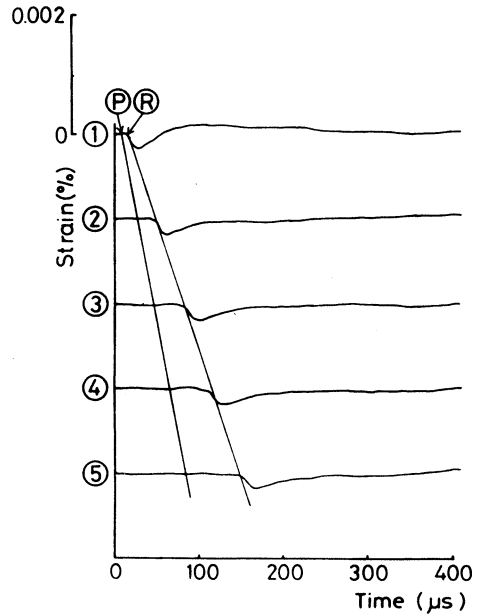
図12は、 $2a = 10\text{mm}$ 、 $t_0 = 20 \mu\text{sec}$ としたときの、図11に対応する各位置におけるひずみ波 ϵ_{xx} 変動の理論結果である。両図を比較すれば、実験結果と理論結果は比較的よく一致していることがわかる。ただし、解析結果のひずみ波の変動は、測定結果のそれに比べて、より急激である。これは解析において、ランプ状の衝撃荷重立上りを仮定したことに基因すると思われる。

5. 結 言

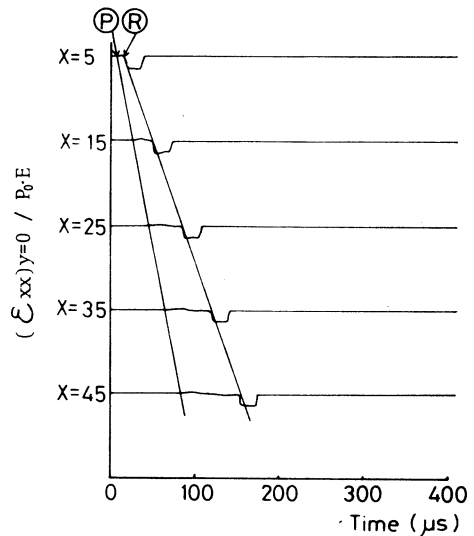
本報では、自由縁に面内方向に衝撃荷重を受ける平板の弾性波動、特に自由縁に沿って伝播する Rayleigh の表面波に関して、実験および理論解析を行った。得られた結果を要約すれば次の通りである。

- (1) 鋼球および一様丸棒を平板 (SS 41) に衝突させる実験より、平板の自由縁上でそれぞれ異なるひずみ変動を示す表面波が観測された。面内で測定された実体波は、いずれも伝播距離の増加と共に大きな減衰を示すのに対し、自由縁上を伝播する表面波は分散特性をほとんど示さないことが確認された。
- (2) 平板縁に衝撃分布荷重が作用する場合の解析を行い、自由縁を伝播する表面波の検討を行った。数値計算の結果、分布荷重幅および衝撃立上り時間が表面波の挙動に大きく影響することが明らかになった。
- (3) 解析結果は一様丸棒の衝撃による実験結果にほぼ一致した。

(昭和60年 5月21日 受理)



図—11 一様丸棒 (直径10mm) の衝突による自由縁上①～⑤のひずみ ϵ_{xx} 変動



図—12 幅 $2a = 10\text{mm}$ の衝撃分布荷重が作用する場合の自由縁上のひずみ ϵ_{xx} 変動

参 考 文 献

- 1) Lamb, H., Phil. Trans. Roy. Soc. London, Ser. A, 203, (1904), 1.
- 2) 例えば, Graff, K. F., Wave Motion in Elastic Solids. (1975), Clarendon Press, Oxford; 佐藤泰夫, 弾性波動論, (昭53), 岩波.
- 3) 例えば, Pekeris, C.L., and Lifson, H., J. Acous. Soc. Am., 29, (1957), 1233.
- 4) Dieulesaint, E., and Royer, D., Elastic Waves in Solids: Application to Signal Processing. (1980), John Wiley & Sons.
- 5) Silk, M. G., NDT Inter., 9, (1976), 290.
- 6) 伊達, ほか2名, 非破壊検査, 31-4, (昭57), 247.
- 7) Fung, Y. C., Fundation of Solids Mechanics. (1965), Pretice-Hall.
- 8) 台丸谷, 内藤, 機械学会講演論文集, No.822-2, (昭57).
- 9) 台丸谷, 内藤, 機械学会講演論文集, No.832-1, (昭58).
- 10) 奈良, 台丸谷, 内藤, 機械学会講演論文集, No.842-1, (昭59).
- 11) 奈良, 台丸谷, 内藤, 機械学会講演論文集, No.852-1, (昭60).
- 12) 渋谷, 他3名, 機械学会論文集, 40-339, (昭49), 2997.