

爆薬猛度の実験的研究

第XVI報 衝撃波による破壊、並びに亀裂速度の意義について

(昭和33年3月12日 受理)

桜井 武 尚

(日本油脂株式会社武豊工場)

1. 緒 言

破壊の問題は物性論の見地からも未解明のことがらを含んでおり、工学的にも、直接破壊を利用する工業爆破はもちろん、工学一般の機械や構造物の設計の根本にも、必ず破壊変形への抵抗という概念が横たわっている。また、半導体の特性、放電現象等の電気的性質と力学的な破壊との類似性もあり、さらに、燃焼や、爆薬の起爆等の化学反応論的分野においてすら、破壊現象との数多くの関連性や類似性が認められる。従つて、破壊の力学は理学的にも工学的にもきわめて重要である。

破壊は統計的性格をもち、材料の組織に敏感であり、一般に荷重の速度によつても変化するので非常に複雑である。故に、材料と、材料の置かれた条件によつて著しく様相を異にし、先づ破壊の形式を詳細に調べる必要があり、平田森三等による破壊の形態学としての整理も行われた。この破壊の様相は時間的因子に関するは言うまでもなく、この内容には現象が一般に律速過程の性質をもつ場合が多いと破壊が発生してから終了するまでの時間内に、数種の異つた形態の変化が同時に、あるいは相ついで起ることの二つの因子を考えなければならない。

このことは破壊の力学は応力や亀裂の空間的分布形式のみならず、応力が交替的に加わるか、静的に加わるか、徐々に加わるか、急速に、又は突然に波動的に加わるか等の差によつてもいくつかの型に分けられることをも意味している。このうち、破壊機構としては、静的な条件よりも、むしろ、動的な場合の方が問題が多いと思われる。応力波による荷重の形式は爆薬の爆発とか、高速弾丸が物体を衝撃した場合の形式をここでは意味しているが、このような場合の特徴として次のようなことがあげられる。

第1に数分の $1\mu s$ よりも短い、きわめて瞬間的な時間内に超高压が材料に与えられ、次で、急速な荷重の

減衰によつて、直ちに限られた低い値になることがある。第2に、応力波が物体内を移動すれば距離的に減衰することは破壊の力学を研究するのに有益なことで、この減衰性のために、異つた強さの効果が任意に観察できることがある。第3に、種々の工夫によつて、破壊を局部的に集中させることができ、応力集中効果を研究し易いという特徴もある。また、特に、亀裂の機構を考察するに当つて、応力波の型と、亀裂の型とを対比することは、破壊亀裂の本性を調べる上に興味あることである。従つて、高速度の衝撃による破壊はこのような特徴をそなえているので、現在までに行われたやや静的な研究と相まつて、多くの物理学的洞察を与えることができ、このような資料の蓄積は工学的にも重要な基礎となるものである。

特に、工業爆破においても、破壊一般の概念が明確になつてはじめて理論的統一が可能となるものである。爆薬が爆発して岩石の破壊が終了するまでの時間はかなり長く、この現象のなかにはマイクロ秒の現象に始まり、種々の異つた形式の破壊が同時に、あるいは相ついで行われるものと考えられる。この事実が現実の工業爆破を複雑、且、難解なものとしている理由となる。故に、この間の破壊形式の分類整理が充分合理的に行われていない以上、今のところ、単一の機構を強調する爆破理論も止むを得ないことであるが、種々の実験によつて、工業爆破で起る種々の破壊機構の存在性を明確ならしめ、正しい爆破理論の発展に資せんとするのも本研究の一つの目的である。

2. 固体内衝撃波の反射による 応力集中と破壊効果

衝撃波の一つの顕著な破壊効果として、波の反射、衝突による応力集中にもとづくものである。これには、進行方向を異にする同符号の波の衝突による場合と、自由面で反射するときの入射波と反射波の干渉によつて起る場合とがある。前者は第III~IX報りにお

て伝播速度の測定に利用した効果であり、それに対して、後者は物質速度の測定に関連があることは第Ⅴ報²⁾でのべた通りである。

この反射効果を利用すれば、材料の引張り強度を動的に評価することができ、また、材料の幾何学的形状を変化せしめて他の研究に応用することもできる³⁾。

今、 P_0 の波頭圧力をもつ衝撃波が自由面から z の距離に進行したとすれば、反射波も自由面から逆方向に z の位置にある。この時、反射稀薄波頭の位置において材料にかかる張力 P は、その位置における入射波の圧縮応力 P_{AB} を打ち消さなければならないので $P_0 - P_{AB}$ となる。 P は干渉の進行につれて増大して行き、丁度、材料の引張り強度に等しくなつたとき、そこに波の方向に対して直角な引張り破壊を生ずる。故に、衝撃波の波形が各距離について分つており又別に引張り破壊面と自由面までの距離が与えられていれば次のようにして p_0 を求めることができる。金属の衝撃波波形は第Ⅴ報にもあるが、その後詳細に物質速度を吟味した第Ⅴ報の実験値に従うと図1の如くなる。

(1) 鉛、 $a=60, 80, 100$ mmの各々について、 $z=2.1, 2.2, 2.6$ mmであり、 $a=120$ mmでは明確な剝離破壊は消えていた。従つて、 $a=100$ mmの場合を限界と見て、これから、 $\tau(=2z/c) \cdot 2.6 \times 10^{-6}$ secの P_{AB} は 0.25×10^4 kg/cm²、従つて、 $p_0=0.5 \times 10^4$ kg/cm²との差として $p_0=0.26 \times 10^4$ kg/cm²を得る。また、この時の限界物質速度は、 p_0 に見合う物質速度であるから、

$$v_0 = 0.26 \times 10^4 / p_0 c = 12 \text{ m/s}$$

となる。この p_0 を鉛の静的抗張力に比べるとその13倍に当つている。

尚、同様のことを、 $a=80, 60$ mmで行うと、夫々 $p_0=0.77 \times 10^4, 0.96 \times 10^4$ kg/cm²、 $v_0=35, 44$ m/sとなつて、距離が小になほど見かけの p_0, v_0 は大となつて行くことがわかる。

(2) 銅、剝離の限界は、 $a=40$ mmにあり、 $z=3.5$ mm、 $2z/c=0.75 \times 10^{-6}$ sec、 $P_0=4.0 \times 10^4$ 、 $P_{AB}=2.00 \times 10^4$ 、 $p_0=2.05 \times 10^4$ kg/cm²、 $v_0=98$ m/sとなる。

(3) 鉄、剝離の限界は $a=30$ mmで $z=3.0$ mm、 $2z/c=1.15 \times 10^{-6}$ sec、 $P_0=5.15 \times 10^4$ 、 $P_{AB}=1.0 \times 10^4$ 、 $p_0=4.15 \times 10^4$ kg/cm²、 $v_0=56$ m/sとなる。

J. S. Rinehart⁴⁾も、銅、鉄、青銅、アルミ合金について行つているが、それによれば、

銅 $p_0=3.03 \times 10^4, 2.88 \times 10^4$ kg/cm²
 $v_0=84, 78$ m/s (2回)

鉄 (1020 steel)
 $p_0=1.62 \times 10^4, 0.92 \times 10^4$ kg/cm²
 $v_0=36, 21$ m/s (2回)

(4130 steel)
 $p_0=3.1 \times 10^4$ kg/cm²
 $v_0=71$ m/s

となつている。これからみると、同一種材料でもかなりの差があり、同じ鉄でも種類によつては2倍も異なることがあり得るを示している。

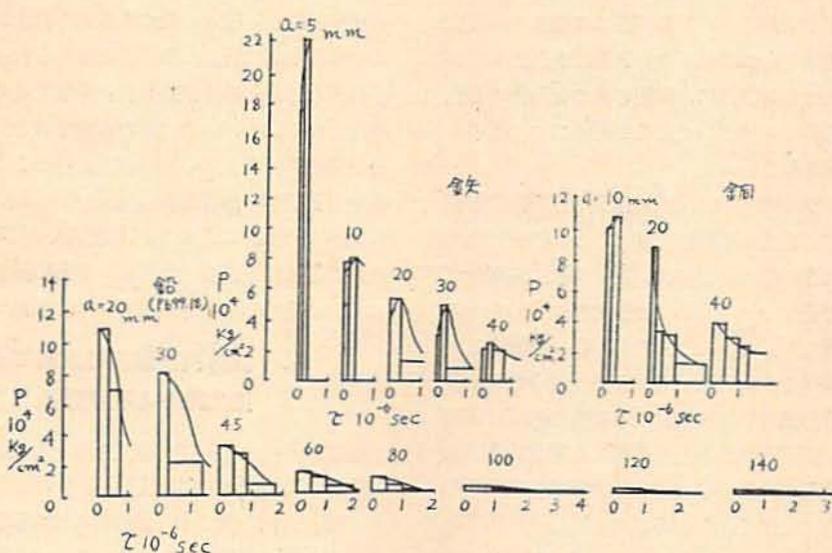


図1 金属内の衝撃波形 TNT (J0.95g/cc) 300g

この実験は先づ割離限界を定めなければならないが、これを正しく定めるには、なるべく試料の長さを小さくする必要がある、又、割離限界をどの程度とすべきかで結果が異ってくる。従つて、簡単にこれらの結果を比較することはできないが、筆者の値は、Rinehart の値に比べ、鉄は 4030 steel より若干高く、銅は逆に低い。この差は、材質、及び上記の如く割離限界の定め方の影響が含まれているためであろう。

以上の破壊効果は、衝撃波の効果として特徴のあるものであり、一次元的な条件のみならず三次元的な広がりをもつ実際の工業破壊においても存在すると考えられる。然し、この形式の破壊が成立するか否かは、波面の圧力が限界張力に比べ充分大きく、かつ、破壊面の位置は自由面から波長の $\frac{1}{2}$ の距離に限定されるべきを充分考慮すべきである。

一般に、動的限界張力は静的な値に比べ、一けた大きいといへ、限界速度は数十 m/s のかなりの低速であることは構造物のショックに対する抵抗を考える時重要である。

自由面における反射の他の例として、物体のかどに生ずる二自由面からの波の反射亀裂がある。この亀裂を利用して、柱状爆薬がその側面に隣接する固体に如何なる波の型を与えるかをしらべることが出来る事は第VII報で論じたところである。

3. 衝撃波の伝播にともなう破壊と亀裂速度の物理的意義

破壊の諸形式の認識に当つて、我々が測定した破壊の進行速度が何を意味するかを明らかにすることは重要である。また、亀裂速度と破壊機構の関係を明らかにすることは、破壊の力学上、今後の大きな問題でもある。このとき、強い波面で攪乱を与えながら進行する応力波と亀裂の関係を調べることは、破壊がやや静的な条件下に起る場合よりも、亀裂速度の意義を研究し易い便利がある。

第XV報までの研究で明らかのように、固体内衝撃波は固体を動的に硬くさせ、その結果、衝撃波の伝播にさいしては、固体はきわめてもろい形式の破壊を示す。ゴム、又は鉛のように、日常の経験では軟い物質も、ガラスや樹脂に見られるような枝分れの破壊となる。もちろん、ガラス等では割れ目の頻度が大きく、つまり粉砕されて真白になつてしまう。

然し、このような破壊も波が減衰するにつれて、次第に統計的な性質を強く現し始める。ここで、このような強い応力波の伝播と破壊についてしらべ、亀裂速

度の意義を論じておく。

3.1. 衝撃波伝播による金属の硬度変化と、微小な空孔群の発生

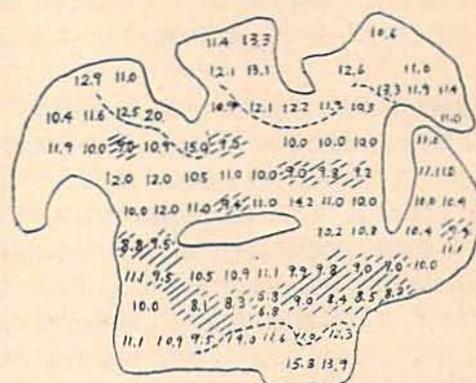


図2 衝撃を受けた鉛の硬度変化 (新銅ダイナマイト、上下から衝撃)

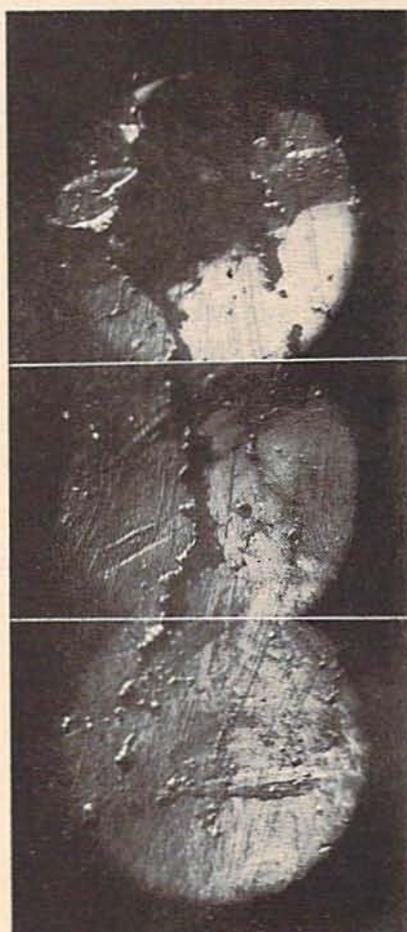


写真1 爆発衝撃を受けた鉛の亀裂の模様 (衝撃方向、上から下)

爆薬による衝撃後の路柱を縦に切断し、鋭利なナイフで新鮮な面を出し、5mmのます目内の硬度を測ると、図2のようになる。測定は角度30°の砲金製円錐(130g)を4cmの高さから落し、その進入深さmmの10倍で示した。従つて、小さな値ほど硬いことを示す。

衝撃断面にはかなり硬化した部分が一部残つており、中央の波の衝突部分はやや硬い。また、破壊された端面の近くで、急に大きな値を示す部分があつて、ここを調べると、そこには沢山の微細な空孔があつてこれが核になつて亀裂が進行することがわかる。写真1はこのありさまを示すもので、これらは Kies¹⁾らのアルミニウム箔の引張り実験の観察結果と同様である。写真1からわかるように、強力な衝撃波は破壊の核を密集せしめ、高度の粉碎効果を発揮するが、波面の進行とともに核の拡散もまばらになり、破壊に及ぼす効果は確率的になつて行く。また、核が与えられてから亀裂が発生するまでの時間おくれも、強い波では短く、波の減衰につれて長くなり、かつ、ばらついて、確率的性格が顕著にあらわれるであろう。従つて強い応力波による破壊は、同じ材料について、破壊のもつ確率的性格を、弱い状態から強い状態へと一つの系列に並べて見せてくれる好個のサンプルを提供すると考えることができる。

3.2. 爆薬によるガラス等の衝撃破壊現象のシネリーレン瞬間写真による観察

以上はいづれも、破壊後のありさまを観察したものであるが、ガラス等の破壊を動的に調べるため、シネリーレン瞬間写真で観察した。装置の詳細は第XIV報にのべた通りである。

3.2.1. ガラス板の雷管による衝撃

厚さ5mm、150×200mm*又は40×200mm*のガラス板を光東に対して直角に置き、図3のように6号電気雷管で衝撃する。雷管は、内径27mm、肉厚4mmの鉄管で保護した。

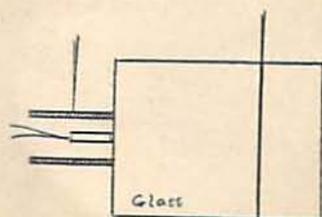


図3 試料の衝撃方法

結果は写真2, 3. のようになり、これから次のようなことがわかる。

(1) 亀裂の形態

一見したところ、両者の亀裂の模様は非常に異つており、A板では亀裂は網目状であり、D板では軸に平行である。然し、A板でも衝撃源から4cm位までは先行する波面に直角に進行している。

A板においては、写真2の4駒で、衝撃部の反対側の辺近くに平行に亀裂が密集し、ここで、波の反射、干渉による応力集中効果が現れている。(B板では、試料の末端が視野外となつたのでこの現象はわからない。)この末端部の破壊領域は末端から4cm程度であり、従つて、A板末端部における波長はほぼ8cmと推定される。

(2) 核の発生

写真2の3駒に、明らかに亀裂の核の発生が見られる。ここで注目すべきことは、1駒から3駒までを通じ、応力波は波面から縞のようが濃淡が見られることである。これは、縦波の粗密によるものが、横波によるものか、いづれにせよ、3駒に現れた核は波の進行方向に並んだ形で分布し、この間かくは2~4mmで波の濃淡模様の幅とほぼ等しく、核は波頭、又は波内で波の進行に従つて週期的に発生したことがわかる。次で、4駒目では、これらの核は互に連絡して亀裂に成長したことを示している。

核が与えられてから亀裂発生までの時間 τ (核成生期間と言つてもよい)は、波面が到達すると同時に核成生因子を与えると考へて、波面から写真に現れた初期亀裂位置(核)までの距離 N と波の速度 C から求める。 $(\tau=N/C)$

(3) 衝撃源近傍の様相

写真2, 3. の3駒からさかのぼつて、2駒目になると、亀裂の様相は一変して、波面に垂直に、かなりの連続性をもつて、しかも密集して進行している。そして、波面から亀裂先端までの距離は3駒にくらべて短くなつており、1駒目ではさらに短い。

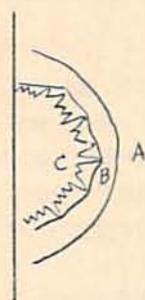


図4 衝撃源近傍の亀裂の形態

この様相(1駒目)を解説的に示すと図4のように先端に純粋な破面があり、次でfront Bがある。さらに、そのすぐ後に亀裂が東になつて密集したfront Cがある。中

* 以下、便宜上A板、B板という。

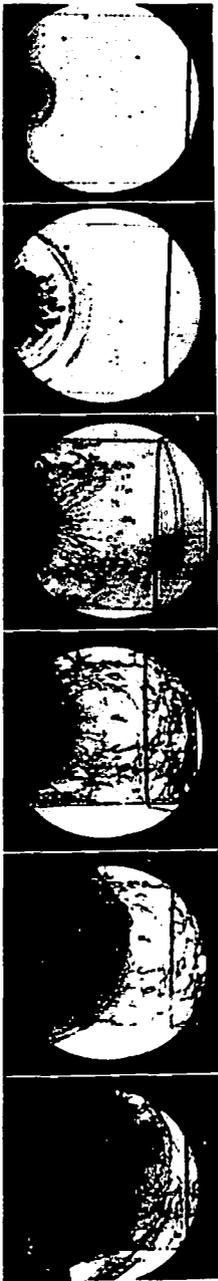


写真2

5mm厚ガラス板、
雷管による衝撃

時間々隔 10^{-6} sec

(1~2)	12
(2~3)	20
(3~4)	27
(4~5)	38
(5~6)	43



写真3

同細長板の雷管に
よる衝撃

時間々隔 10^{-6} sec

(1~2)	13
(2~3)	16
(3~4)	24
(4~5)	40
(5~6)	46

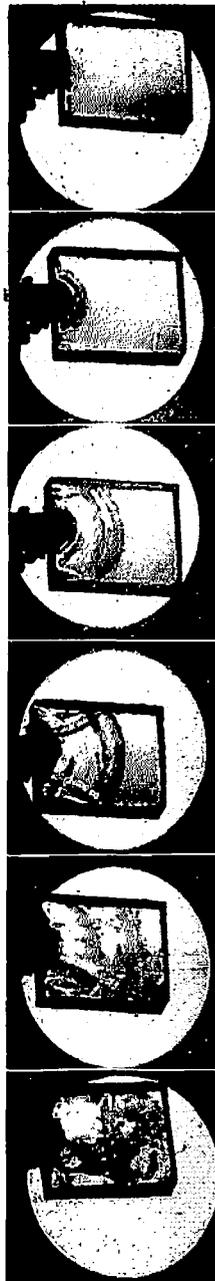


写真4

メタアクリル樹脂
(厚さ30mm)
の雷管による衝撃

時間々隔 10^{-6} sec

(1~2)	—
(2~3)	14
(3~4)	6
(4~5)	25
(5~6)	30

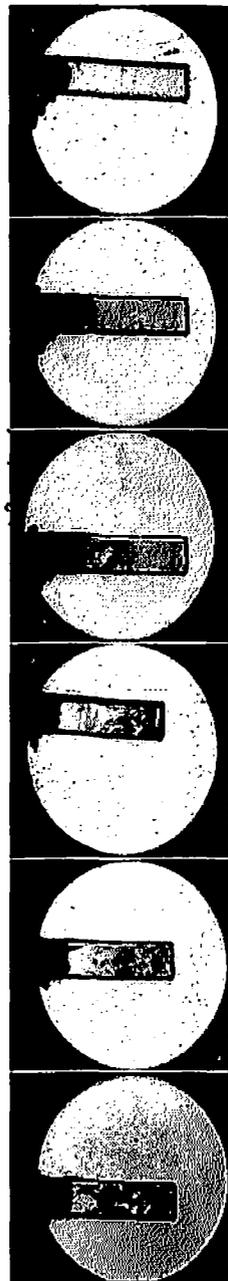


写真5

メタアクリル樹脂棒
の雷管による衝撃

時間々隔 10^{-6} sec

(1~2)	8.5
(2~3)	14.5
(3~4)	18.0
(4~5)	5.0
(5~6)	4.0

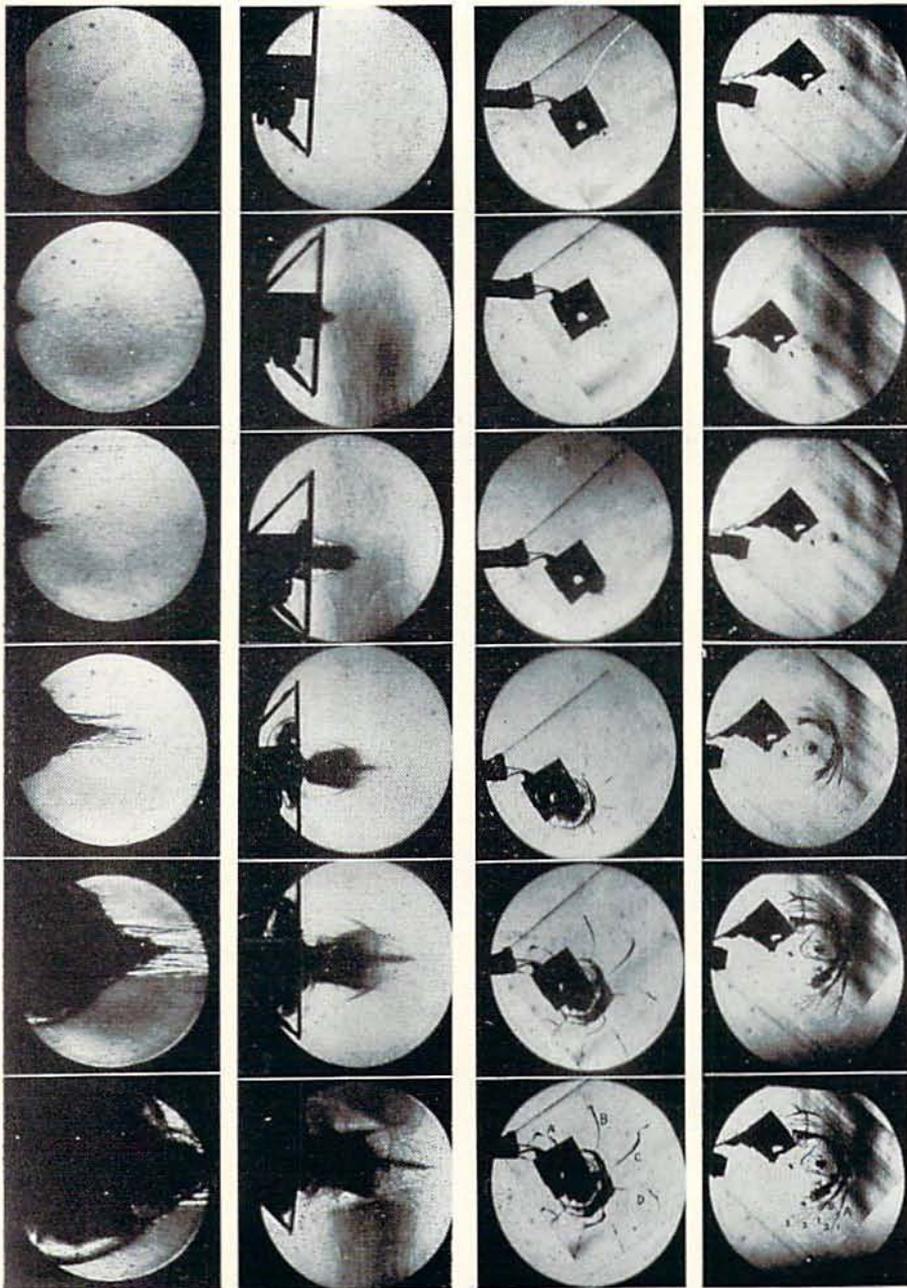


写真7

6号電気雷管の爆発の状況

時間々隔 10^{-6} sec

(1~2)	7.5
(2~3)	16.5
(3~4)	2.6
(4~5)	30.0
(5~6)	51.5

写真8

雷管によるガラス板の衝撃
(3mm厚)

時間々隔 10^{-6} sec

(1~2)	10.0
(2~3)	17.5
(3~4)	21.0
(4~5)	33.0
(5~6)	25.5

写真9

空気銃によるガラス板(3mm厚)の射撃

時間々隔 10^{-6} sec

(3~4)	21
(4~5)	22
(5~6)	42

写真10

同斜め面に射撃

時間々隔 10^{-6} sec

(1~2)	7.0
(2~3)	13.0
(3~4)	4.5
(4~5)	25.0
(5~6)	26.0

間の front B は亀裂の密集領域の中から突き出た、やや数の少ない亀裂の先端から出た波の front であることがわかる。このことは中央部に突出した亀裂によつて front B が引張られた形になつていることから理解される。これと全く同じ様相は B 板についても認めることができる。この実験では 1 cm 以内の現象は不明であるが、この傾向は 1 cm 以内ではさらに強くあらわれるであろう。従つて、きわめて強い亀裂はそれ自身で大きな運動量を輸送することができ、その成長は運動量輸送過程として理解するのが妥当のように思われる。

(4) 亀裂速度の解析

写真 2. 3. から波面と亀裂の進行を、時間～距離曲線で示すと、図 5 となる。これから速度を求めると、A 板の場合、応力波は 5,160 m/s (1~7 cm), 4,900 m/s (7~17 cm) となり、亀裂は 1~5 cm まで 3,300 m/s となつている。0~1 cm までの亀裂速度はわからない。B 板では、応力波 5,960 (8~18 cm) に対して、亀裂速度 4,100 m/s (2~14 cm) となつている。

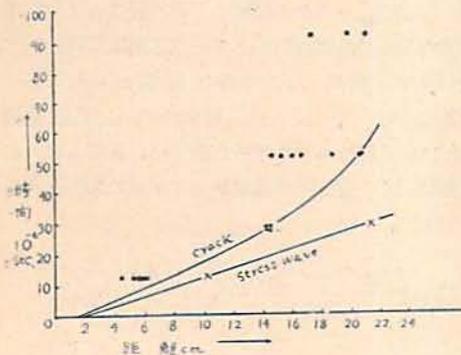
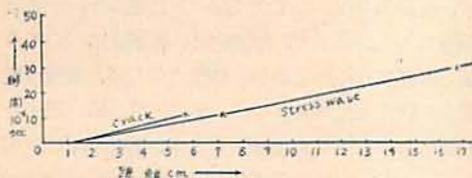


図 5 応力波面及び亀裂の時間距離曲線

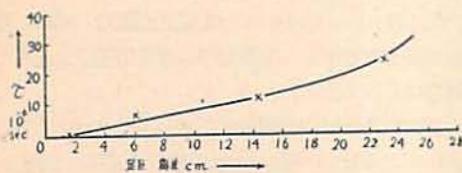


図 6 亀裂発生最少待ち時間 τ の距離的变化

核の位置と応力波面との距離は衝撃点から遠いほど大で、また、分布のばらつきも大となつている。

この核が与えられてから、亀裂が発生するまでの待ち時間 τ は、衝撃点から約 1 cm で零となり、 τ の最小のものを結ぶと図 6 の曲線となる。

また、写真 2 から各部分の亀裂速度を求めると最小 420 m/s から最大 3,300 m/s までと、非常にばらついている。これらの速度は巨視的な亀裂速度 C_a と言うべきであつて、この内容には τ と、微視的な亀裂速度 C_i を含んでおり、この内 τ がばらつくために C_a が変化するものと考えられる。そして、これらの写真を追つて行くと、最も早く現れた核、あるいは枝分れの分岐点が主体的に亀裂の進行をリードすることがわかる。

これに対して、メタアクリル樹脂は応力波の伝播破壊に対して強い抵抗を示し、破壊領域は源から 2 cm 以内に止まつている (写真 4. 5)。この場合も写真には試料末端における波の反射現象が見られたが、そのための破壊は全く起つていない (写真 6)。応力波の速度は 30×150×150 板では 2,800 m/s (3~7 cm), 2,750 m/s (7~8 cm), 30×30×150 板では 3,300 m/s (7~12 cm) を得た。また、応力波内の縞模様はガラスに比べ幅が広い。

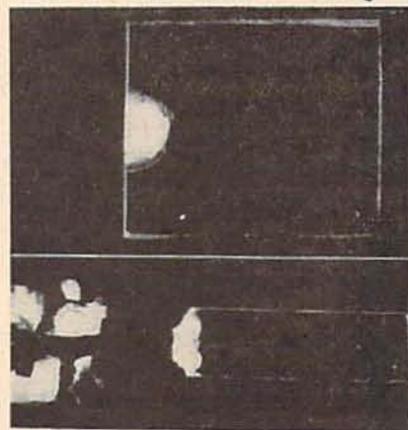


写真 6 写真 4. 5. の試料の実験後の様相

因みに、6号電気雷管の爆発の様相は写真 7 の如くであり、雷管でガラス板を面に対して直角に衝撃したときは写真 8 となる。ガラスが噴出しているありさまが良くわかるが、この噴出速度 (2~4 駒の平均) は 2,000 m/s となつている。

次にやや低速度の衝撃実験例として、空気銃による破壊を観察した。(ガラス、厚さ 3 mm)

写真 9 は放射状の亀裂が進行するありさまを良く示

している。衝撃点近くの正方形のものは、薄紙をはさんだ錫箔で、弾丸がこれを貫くとき装置がスタートする。弾速は90~100m/sである。亀裂は始め真直にのびるが3~4cm位から曲り始め、曲つてからの速度は見かけ上きわめておそい。各亀裂を写真9のようにA~Dとし、各駒の進行に従つて見かけの速度を求めると、表1となる。

表1 写真9に見られる放射状亀裂の速度 C_a

駒 各駒時間差	亀裂	成長距離 mm	亀裂速度 C_a m/s	$\tau \cdot 10^{-6}$ sec
3~4 駒 21×10^{-6} sec	A	—	—	—
	B	—	—	—
	C	33.4	1,590	0
	D	35.1	1,670	0
4~5 駒 22×10^{-6} sec	A	10.0	450	16.8
	B	15.6	710	31.1
	C	18.0	820	10.7
	D	21.0	955	8.9
5~6 駒 42×10^{-6} sec	A	—	—	—
	B	2~3	—	—
	C	13.0	310	34.0
	D	13.0	310	34.0

この場合の最高速度(4駒まで)は1,600m/sであつて、この値は Shardin や Barston 等が得た値、或いは、その後の研究者が弾性論的に理解しようと試みた時の限界速度に一致して、こと新しいものではない。然し、この C_a の値はきわめてばらついており、この意味は次のように考えることができる。すなわち、4駒までは亀裂速度は1,600m/sと見て良いが、5駒目から急速に見かけ上 C_a が低下した原因は、本質的に亀裂速度が低下したためではなく、真の速度 $C_i (=1,600\text{m/s})$ は変わらないが、5駒目に現れているような折曲部で亀裂が時間 τ だけとどまつたためと考えられる。この時間 τ は

$$\tau = t - d/C_i \quad (1)$$

t : n と $(n+1)$ 駒時間差

d : $n+1$ 駒に現れた亀裂成長距離

となる。この τ は表1のようになつて、距離4~5cmで急に増大し始める。

写真10も同様の実験であるが、この場合には斜めに(板に対して61°)射撃した場合で、写真9とは亀裂のおもむきを全く異にしている。前は放射状になつたのに対して、今度は衝撃点を中心にして円形である。然し、この場合も、亀裂先端は枝分れをしており、5~6駒について亀裂を写真10の記号のようにして、 C_a を求めると表2のようになる。

表2 写真10に見られる半円状亀裂先端の進行速度
(5~6駒, 時間差 26×10^{-6} sec)

亀裂	進行距離 mm	亀裂速度 m/s	$\tau \cdot 10^{-6}$ sec
A ₁	26.0	1,000	9.8
A ₂	29.9	1,000	9.3
B ₁	26.0	1,000	9.8
B ₂	39.0	1,500	1.6
B ₃	41.6	1,600	0.0
B ₄	28.6	1,100	8.1

ここでも最高速度は1,600m/sである。そこで、これ以下のものについては、式(1)の考えに従つて τ を求めて見ると、 τ は約10 μ sec 写真9の場合よりも小さくなつてゐる。

これは、応力が衝撃点に対して、円形に集中し、放射状に進行する場合より亀裂の持つ運動量は増大しているためと思われる。

3.3. 亀裂速度に関する従来の研究

亀裂速度は破壊の形式によつても異なり、場合によつては枝分れをし、核の生成等の統計的因子が介入するので、各形式についてすべて統一した理論を得ることは困難である。従つて、個別的に、各形式についての理論と考察が行われることは自然であるが、亀裂速度に関する研究は比較的新しい。すなわち、Shardin や Barston 等がガラスを衝撃したとき、衝撃速度にかかわらず、(むしろ衝撃速度が小さい場合でも)1,550m/sの亀裂速度を得たのに始まり、その後このような亀裂速度を弾性論的に理解しようとする試みが行われてきた(先の写真9, 10から得た1,600m/sの C_a はこの速度に当る)。たとえば、Mott⁹⁾はGriffith亀裂の進行による弾性エネルギーの低下は、表面エネルギーと亀裂近くの媒体内の運動エネルギーの増加と釣合ふと考へて、

$$C_i = \left\{ \frac{2\pi(1-\nu^2)E}{K\rho_0} - \frac{4\rho}{K\rho_0(\sigma/E)^2 C} \right\}^{1/2} \quad (2)$$

とした。以後、このような亀裂速度は後述の微視的亀裂速度に相当するものとして C_i と書く。

それに対して、Orowan¹⁰⁾は上記括弧内2項に、塑性表面仕事を加え、亀裂進行に塑性的因子をとらなう場合にもあてはめた。

また、Selberg¹¹⁾は亀裂をCapillary waveと見、亀裂はそのPhase velocityに一致する速度で伝播し、このとき、波長が原子間距離にならなければならない

と考え、

$$C_1 = \left(\frac{2\pi\gamma}{\rho d} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

を導いた。ここに γ は Capillary Const. と称しガラスでは 0.22 , $\rho = 2,500 \text{ kg/m}^3$, $d = 2.6 \times 10^{-10} \text{ m}$ としたとき, $C_1 = 1,460 \text{ m/s}$ を得た。この速度は Shardin 等の得た値よりやや低いが、それは採用した常数のなかに問題があるためと考えられる。

さらに、最近、Girman⁹⁾ はこのような限界速度にさらに二つの異つた機構にもとづく限界速度を非弾性体を与えている。一つは単一結晶を貫くもの、他は結晶粒の境界にそつた場合である。

実験的にも、Dimmick¹⁰⁾ はガラス面に焼きつけた白金線、Lundborg と Johansson¹¹⁾ は鏡面の切筋から電気的に亀裂速度を求め、前者は温度の、後者は静荷重の影響をしらべ、限界速度は Shardin 等と一致することを見出した。Smekal、および、Shand¹²⁾ もこのような限界速度を得ている。

これらの研究はいずれも亀裂速度には限界性があり、それを主として静的弾性論によつて、物質固有の常数で理解しようとするものである。一方、Yoffe は亀裂の成長に弾性波の進行を考えに入れて動的に枝分れの条件を論じようとした¹³⁾。また、Pugh¹⁴⁾ は爆薬によるガラスの破壊を行い、 $3,500 \text{ m/s}$ の高速の亀裂を得、平田森三¹⁵⁾ も水中における電気火花によるガラスの破壊でもきわめて高速の亀裂をみとめた。

以上を通じて考えられることは、従来の諸研究では核生成、または枝分れ現象等が含まれるときには、亀裂速度の意義は一見不明瞭となる点にはあまり注意が払われていなかったことがあげられる。第2に高速度の亀裂の理解の問題が残されている。従つて、今後の研究には、破壊おくれの真の原因となる個々の機構とその時間おくれの存在を重視し、また、音速以上の亀裂が弾性論の限界内で説明できるか確かめる必要がある。

3.4. 亀裂速度の物理的意義

前期の写真8等に核の発生と亀裂成長との関係が示されているが、一般に我々が測定する亀裂速度は、

$$\frac{\text{核間の平均距離} \times n}{n \text{ 番までの核の連なりが完結した時間}}$$

であり、これを巨視的亀裂速度 C_a とすることができ。これに対して、核間距離を結ぶ微視的亀裂速度 C_1 があり、これらの核は応力波 (速度 C) によつて与えられる。

すなわち、 C_a は、 C , τ , d , C_1 のパラメーターで定まるわけである。このうち、 C は応力波速度のみでなく、一般に核が与えられて行く速度と考へても良い。

この四つのパラメーターでは、 C_1 は通常、従来の諸研究者が対照とした理論的速度と見て良いから、もしも C_a がばらつくとすればその原因は τ と d にあると考えられる。そこで特に τ の統計的なばらつきのために C_a がどのように変化するかを考える。

3.4.1. τ の最小確率の原理と C_a の関係¹⁶⁾

今、固体のなかを応力波が一次的に進むものとする。亀裂は、剪断にそつて起るか、張力と直角の方向に起るから、剪断の効果を考えに入れなければ亀裂は圧縮波面に直角、すなわち、波の進行方向に起るだろう。そこで、このような亀裂の出来方を模型的に考へて見る。(図7)

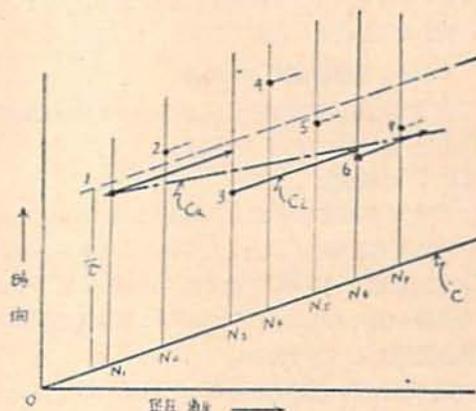


図7 τ の最小確率の原理説明図

応力波は速度 C で核 $N_1 \sim N_n$ を次々に与えて進む。亀裂待ち時間 τ は元来、点線で示す平均の上下にばらついて、この場合の各核については、 τ は $1, 2, \dots, n$ に示すばらつきであつたとする。 C_1 は理想的に C に等しいとする。

先づ、核 N_1 からの亀裂は図9の点1から速度 C_1 で進み、核 N_2 の位置にくる。 N_2 の予期される τ は点1の上位にあるから、亀裂は当然そのまま進んで N_2 にくる。ところが、 N_2 の τ は点1より下位にあつたから、 N_2 からの亀裂はすでに出発している。この N_2 からの亀裂は N_1 の場合と同様にして N_4 , N_5 を通つて N_6 にくる。然し、 N_6 の τ はたまたまた点3より小であるので亀裂はすでに出発した後である。従つて、 N_1 と N_7 の間の連りは τ のばらつきのうち、より小さい値が関与して行くことになる。

$C_a > C$ の可能性

故に、 C_1 が理想的に C に近く、 τ の幅が広く、またその分布が大きい方にかたまっていれば、 $C_a > C$ となる可能性がある。

 $C_a < C$ の可能性

今までの τ の分布様式は核の位置によつて変わらないと考えたが、核を与えた因子の距離的減衰が強い時は距離と共に τ が増大する傾向が起る。また、同時に C_1 のエネルギーもおとろえるから、この二つの効果のため $C_a < C$ となる。もちろん、このときでも、 τ の最小確率の原理は現象に存在しているが、亀裂の発生と成長には粘性による抵抗が強くなり、 C_1 は低速となり、 τ は増大するにつれ、塑性的になつて統計的因子が弱められて τ のばらつきも小さくなつて行くであろう。

 $C_a = C$ の可能性

d が小になり、核が密集するほど C_1 の値は C_a に近づき、 τ が小さく、また確率的性格に乏しくなれば C_a は波の伝播速度 C に近くなる。

3.4.2. 実験結果による吟味

これまでの実験結果から、以上の三つの場合の可能性をしらべてみる。

 $C_a > C$ の可能性

ここで C を音速とすれば、写真 2, 3. 等からみて明らかに波の速度が C 以上となり得るのであるから、(C_a も音速以上) $C_a > C$ となり得る。然し、図 7 のような条件を考えるには、 $C_a > C_0$ (C_0 : 衝撃波速度) の可能性を考えるべきである。

実験によれば、衝撃点から 2cm の距離からは図 9 の状態、すなわち $C_a > C_0$ とはなっていない。このことは、 τ は距離と共に急激に増大する傾向があることを意味し、これは図 6 から明らかである。

図 9 の機構では、亀裂が波面を突き破つて出ることには決していない。なぜならば、波面は核を置き核は亀裂を起すものと考えているからである。そのためには

$$\tau_1 - \tau_n = \left(\frac{C_a - C_0}{C_a \cdot C_0} \right) N \quad (4)$$

$$\tau_1 > \tau_n \geq 0 \\ C_a > C_0$$

の関係が成り立たなければならない*。そこで、1cm 以下の領域において ($N=0.01$ m) について $C_0=5,000$ m/s, として C_a と初期の時間おくれ τ_1 との関係を探ってみると、図 8 となる。すなわち、衝撃後、0.2 ~ 1 μ sec の破球時間おくれがあれば、このような機構で、衝撃点から 1cm 以内に見かけ上 $C_a > C$ となる

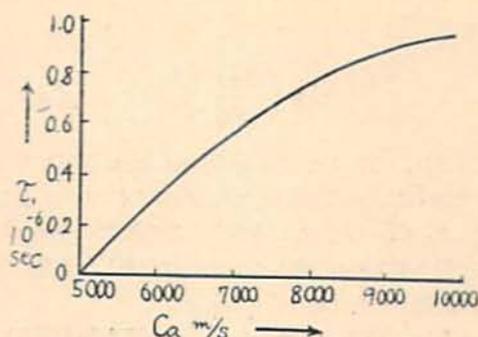


図 8 衝撃点における破球時間おくれとの関係
但、応力波速度 $C_0=5,000$ m/s, 距離 1cm

ことが可能である。然し、このような強い衝撃条件でも、1 μ sec 以下の微少時間ながら核生成過程を考えるべきかむしろ後述のように亀裂そのものに波面の進行と別個に高速の機構を与えるべきかを定めることは今後の問題である。このうち、前者は未だ不明であるが、今までの写真からみて、むしろ後者の考えが妥当のように思われる。

3.4.3. 微視的亀裂速度の波動的性格の吟味

以上の結果は、 C_1 は C_0 (音速) にくらべて (i) $C_1 < C_0$ (ii) $C_1 = C_0$ (iii) $C_1 > C_0$ の三つの機構を考えなければならぬことと、これを理解するためには、亀裂自身に微視的な応力波の性格を持たせて考えることができることを暗示している。この考えは Selberg の Capillary wave の概念に通ずるものであり、また

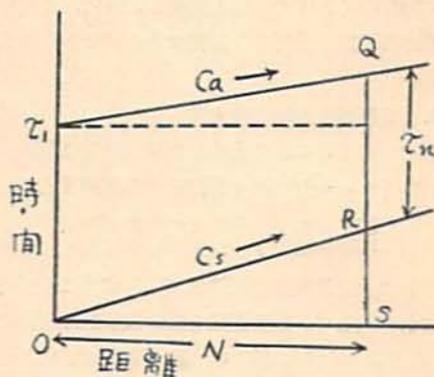
* 下の図において

$$\begin{aligned} RS &= N/C_0 \\ QS &= N/C_1 + \tau_n \\ \therefore QT &= N/C_1 + \tau_n - \tau_1 \\ C_a &= N/(C_1 + \tau_n - \tau_1) \end{aligned}$$

これを整理して

$$\tau_1 - \tau_n = [(C_a - C_0)/C_a \cdot C_0] N$$

となる。



すでに破壊波として大森恭輔によつて提示されている。

(i) は亀裂の成長には粘性抵抗が強く、塑性の要素に支配され、この進行は塑性波の伝播に比較される。(ii) は塑性の要素に乏しく、亀裂の伝播は弾性波の伝播に比較され、(iii) は亀裂の先端はその最近接分子を衝撃によつて強制的に励起し、転移速度は音速を凌駕できないという制限から解放され、この場合の亀裂進行は衝撃波の伝播に比較される。従つて(ii) (iii) の場合は Saibel や Poncelet²⁰⁾ 等のように、亀裂の進行過程を速度過程とすることは適当でなく、むしろ、運動量輸送過程と考えるべきである。

このように考えると、微視的亀裂の進行には波動的な性格があると思われる。この様な微視的応力波の内、微視的塑性波が許された最大の振幅で成り立つためには、まづ材料にはある厚さのあることが必要であろう。微視的弾性波では、現象に関与するものは微視波の振幅か、振動数かという2元的な問題が考えられる。微視的衝撃波においても同様であるが、この場合には、さらに、亀裂先端の応力勾配と、それによつて起る励起分子群の大きさが衝撃条件に調和できるか否かを考えなければならぬ。このように亀裂が夫々の形式の微視的応力波として成立するならば、これらが存在する理論的背景をしらべれば、亀裂進行機構の量子化も比較的容易となるものと思われる。

4. 結 論

本報告は爆薬等の高速度衝撃を受けた固体内の衝撃波の破壊効果についてしらべたもので、これをまとめれば次の如くである。

(1) 爆薬の爆発による固体内衝撃波の特徴的な二つの破壊効果のべた。破壊現象は空間的な応力分布の形式のみならず、荷重の時間的条件によつても変化し、静的、準静的、動的の条件へと荷重速度が増大するにつれて応力の時間勾配は増大して行き、衝撃が爆薬の爆発のようになれば、きわめて急峻に突然高い圧力がかかるようになる。このような高速度の衝撃によつて発生した衝撃波は、反射又は衝突等によつて高度の応力集中を起す特徴がある。この現象を利用して、固体の動的引張り強度を求めることができ、これは金属では静的な値の10倍のオーダーであつた。

(2) 衝撃波の他の特徴的な破壊効果として、波の伝播に従つて起る破壊がある。衝撃波の伝播はゴムや鉛のような軟い物質をもきわめてもろく破壊せしめ、波面は微細な空孔群を残し、これが連結して亀裂が形

成されることを鉛について観察した。

(3) そこで、ガラス、メタアクリル樹脂について雷管等による衝撃実験を行い、現象の変化をシュリーレン瞬間写真でしらべた。矢張り、波面は核を与え、この核間の距離 d 、核生成時間 τ が問題となり、 τ の最少の核が亀裂の分布模様を支配する。衝撃点に近い所では τ はほとんど零であつて、強い亀裂はむしろそれ自身で運動量を輸送できる機構を与えた方がよい様に思われる。

(4) 我々が観測する亀裂速度は一般に巨視的な意味のもので、これを C_a とすれば、 C_a は d 、 τ 、核と核を結ぶ微視的亀裂速度 C 等のパラメーターで変化し、 d と τ は原則として統計的な性格をもつて現象に関与することをのべた。 τ のばらつきの内、最小のものが亀裂進行を支配すると考えれば、思考実験的に $C_a < C$ となる可能性があることを説明した。然し、実験結果から見れば、ガラスでは τ は波頭の減衰につれて急激に増大する傾向があり、このため上記の原則は見かけ上打ち消されて、 τ の極小値分布にもとづく $C_a < C$ の機構は一般に考えにくい。(メタアクリル樹脂はガラスよりも応力低下による τ の増大傾向は強い。) 然し、衝撃点において、衝撃後 0.1~1 μ sec 程度の亀裂発生おくれがあれば、1cm 以内の近距離において、上記の機構により $C_a < C$ となり、見かけ上 10,000 m/s 程度の亀裂速度は不可能ではない。この点をしらべるには、各種の衝撃型式によつて衝撃応力の時間勾配が異なる筈であるから、先づ衝撃開始時間のとり方を吟味する必要がある。そのためには一段と精密な実験装置を必要とするので、これは今後の問題である。

(5) 亀裂速度に関する従来の諸研究をまとめ、問題点として、(i) 核生成、または核分れの現象が含まれるときは、亀裂速度の意義は一見不明瞭となること、(ii) 特に、高速度の亀裂の伝播機構を弾性論的解釈で行うことの可否、の二点があることをのべた。

筆者は、(i) については亀裂速度と巨視的、微視的亀裂速度に分類し、その関係は核生成時間、核間距離等の統計的性質を加味して考えるべきこと、(ii) については、微視的亀裂速度を微視的応力波として解釈し、特に高速度の亀裂は微視的衝撃波として亀裂先端に衝撃波的な運動量輸送過程の機構を与えて説明することを提案した。

たえず温情ある御指導を頂いている、日本油脂株式会社、村田勉博士、並びに、東京大学工学部 山本祐徳、疋田強岡教授、同理学部 平田森三教授に感謝する。また、特に、本報告のシュリーレン写真につき固

援助を頂いた当社の清水達英課長に深謝する。

文 献

- 1) 桜井武尚：工火協誌 14 212 (1953)
- 桜井武尚：工火協誌 15 257 (1954)
- 2) 桜井武尚：工火協誌 18 41 (1954)
- 3) 桜井武尚：工火協誌 15 150 (1954)
- 4) 桜井武尚：工火協誌 13 138 (1952)
- 5) J. S. Rinehart and J. Person: J. Appl. Phys. 22 555 (1951)
- 6) N. F. Mott: Engineering 16 165 (1948)
- 7) Orowan: Fatigue and Fracture of Metals 139 (1952)
- 8) C. H. Johansson: I.V.A. 1 16~25 (1955)
- 9) J. J. Gilman: J. Appl. Phys. 27 1262 (1956)
- 10) H. Dimmick and J. McCormick: J. Am. Ceram. Soc. 34 240 (1951)
- 11) Lundborg and Johansson: Arkiv för Fysik, Band 4 Nr 39 (Stockholm)
- 12) E. Shand: J. Am. Ceram. Soc. 37 52 (1954)
- 13) E. M. Pugh: J. Appl. Phys. 22 487 (1951)
- 14) 平田森三, 応用物理 5 28 (1936)
- 15) 桜井武尚：工火協誌 17 116 (1956)
- 16) 桜井武尚：応用物理 25 357 (1956)
- 17) 大森恭輔：九州大学生産科学研究所報告第2号 (1950)
- 19) J. A. Kies and G. R. Irwin: J. Appl. Phys. 21 716 (1950)
- 20) E. F. Ponceret: Am. Soc. Metals. 201 (1948)

On Brisance of Explosives (XVI)

Propagation of fracture produced by shock waves in solids

by T. Sakurai

The fracture produced in solid by such an intense stress as shock waves can be divided in two types: one is by propagation of a shock front, and the other by reflection of the wave at free surface of solid. Both types of fracture are characterized to have brittle properties.

In the present paper, the former type of fracture is studied especially. The observations are done by using schlieren photographs.

Impact to a solid is given by detonation of detonating cap or a shot of air gun, the target is glass or perspex plate.

When a square plate of glass with 5mm thickness is attacked by detonation of a detonating cap, the shock velocity in this plate is 5,160-4,900 m/s and the crack velocity is 3,300 m/s at the distance of 5cm from impact point.

It is found from photographs that the

nuclei of fracture are formed by shock front, and the time lag τ , which defined as the time interval from the arrival of shock front to the origination of crack formation, can be obtained by measuring the distance between wave front and nucleus.

The crack velocity C_a obtained from rather long distance is to be named as a macro-crack velocity, and this value depends on τ and C_t , which is a micro-crack velocity of propagation between localized two nuclei.

As Shardin has been found, generally, for glass plate C_t is 1,600 m/s, which is nearly sound velocity C_0 .

However, when C_a exceeds C_0 , we must consider the following mechanisms.

(1) Statistical distribution of τ , especially, pattern of extreme value of τ_0 .

(2) A property of C_t as a shock-capillary wave front.

(Nihon Yushi Co., Ltd. Taketoyo Plant)