

No. 117.

(Abstract from the Japanese Original.)

**On the Motion of High-pressure Powder Gases and
Compression Waves in the Neighbourhood
of the Muzzle of a Rifle.**

By

Kwan-ichi TERAZAWA, *Rigakuhakusi*,
Member of the Institute,

Mitsuo TAMANO, *Rigakusi*,
Physicist of the Institute,

and

Sin-iti HATTORI, *Rigakusi*,
Assistant in the Institute.

Abstract.

By means of high-speed kinematography, we have studied on some phenomena which occur in the neighbourhood of the muzzle when the rifle is fired, such as the motion of powder gases and the propagation of compressed waves accompanied therewith.

The method of high-speed kinematography is almost the same as that previously reported by one of the authors⁽¹⁾, and it utilizes the illumination of high frequency electric sparks as the light source of Schlieren photography. We can take several thousands pictures in a second, of which the time of exposure is less than half a microsecond.

(1) Report of this Institute, No. 8 (1924).

The rifle used in the experiments is specially made and the bullet is of 7.8 mm in its diameter. The initial velocity of the bullets varies from 310 m/sec to 460 m/sec, according to the quantities of gunpowder primed (see Table 1).

From the photographs we have taken, it can be seen that there are, in general classification, five stages of the phenomena at the moment of firing, that is:

1) First of all there emerges a compression wave A (Pl. 1, 2. Photo. 1-4) from the muzzle and propagates nearly spherically. The ratio of the initial speed of the wave A to that of the sound wave in air is 1.44 in mean (Table 2). But as the wave proceeds about 70 cm from the muzzle the speed approaches that of the sound wave (Table 3).

2) At the same time as the compression wave A appears, a narrow jet B issues out of the muzzle with a high speed. And the photographs show that this jet B has a sort of periodic formation (see Pl. 1, 4. Photo. 2, 7, 8). The distances ($\lambda_1, \lambda_2, \dots$ in Table 4, given in cm) between each successive periodic pattern seem to diminish as it proceeds. The relations between the distance B of the jet from the muzzle and the time are shown in Fig. 7-12, the origin of time being taken at the instant at which the rear end of the bullet just appeared in front of the muzzle.

3) When the front of the jet B reaches some distance from the muzzle, the bullet comes out of the barrel and flies away with a nearly uniform velocity.

4) Following the bullet, the high-pressure powder gases C, which have propelled the bullet through the barrel, effuse into the atmosphere with a high velocity which exceed the ordinary sound velocity in air.

5) An intense compression wave D (see Pl. 1, 2. Photo. 1, 2, 3, 4), caused by the violent effusion of the powder gases, propagates in every direction with a velocity of several hundreds meters per second, which after a few thousandth of a second reduces nearly to the ordinary sound velocity. The relations between the distance of the head of D from the muzzle (see Fig. 19) and the time are shown in Fig. 22-27. The velocity of the wave front of this kind is nearly expressed in the form:

$$V = V_T + V_0 e^{-\alpha t},$$

where V_T is the velocity of sound wave at temperature T , and α and V_0 are constants. The numerical values of these are given in Table 6, the units of length and time being cm and sec respectively.

Minute descriptions about several aspects are given and some discussions on the results are tried.

No. 117.

(昭和十年一月發行)

銃口に於ける高壓瓦斯及び 壓縮波の運動に就て

所 員 理學博士 寺 澤 寛 一
技 師 理學士 玉 野 光 男
技 手 理學士 服 部 信 一

目 次

	頁
(I) 緒 言	442
(II) 高速度活動寫眞撮影法	442
(1) 概 説	442
(2) 電氣回路	442
(3) 火花間隙	443
(4) 光學的配置	444
(5) 露出時間	445
(6) 撮影操作	445
(III) シュリーレン法	446
(IV) 連続光を光源に用ふる撮影法	446
(V) 長さと時間との基準	448
(VI) 小銃及び彈丸	449
(VII) 銃口附近に於ける高壓瓦斯及び壓縮波	449
(1) 概 説	449
(2) 壓縮波 A	450
(3) 噴 流 B	452
(4) 壓縮波 A と噴流 B との関係	462
(5) 壓縮波 D	464
(6) 高壓瓦斯 C	480
(7) 彈丸其他	488
(8) 銃口の前に置いた障碍物の影響	488
(VIII) 結 論	491

(I) 緒言

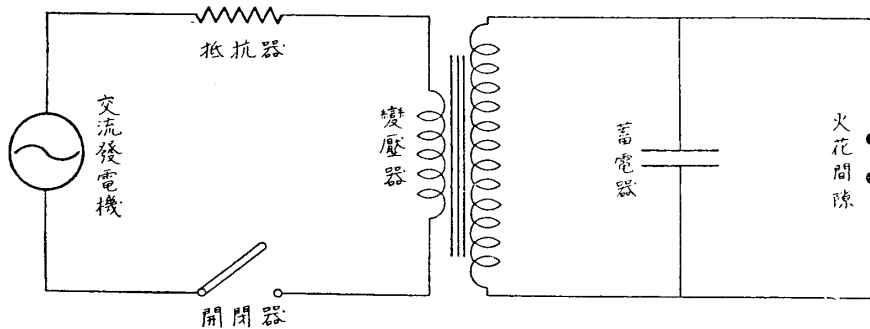
小銃弾發射の際火薬の燃焼によつて生じた高壓瓦斯は彈丸を銃口より押出すと共に大氣中に噴出し、その爲に銃口に於て強烈な空氣の壓縮が起る。この壓縮は一種の衝撃波として四方に擴り、途中地面其他で複雑な反射をなし、所謂爆音として耳に達する。この爆音の發生は火薬による發射の機構上不可避のものであらうが、兵器としては好ましくないものであるので、古くからその防止に關しては種々の試みが行はれた。其の或者は試験的には或程度の成功を見たが、問題の解決は尙ほ今後の研究に待たねばならない。又この爆音發生の機構の研究はこの様な實際的な事柄から離れても興味ある問題であり、今迄にも多くの人々によつて種々の試みがなされた。併し極めて短時間に著しい變化の起る現象であるので、實驗の困難等の理由から、質的にも量的にも、其の本質は未だ充分明かでない。

吾々は小銃彈の水槽貫通による抵抗に就いて研究して居る途中に、多小此の問題に關した實驗も行つたので、差當りその結果を報告する。即ち銃口に於て生ずる壓縮波、高壓瓦斯等の運動の様を高速度活動寫眞的に撮影し、それらの寫眞に就て種々の量を測定した。

(II) 高速度活動寫眞撮影法

(1) 概説。此の實驗に於て用ひた高速度活動寫眞撮影法は光源に高周波の電氣火花を用ふるもので、曩に航空研究所報告第八號に於て發表したものと、原理及び方法に於て、大差がない。唯前には500ヘルツの交流を電源に用ひたが、今回の實驗では1700—5000ヘルツの交流を使用した故、最高毎秒10000齣の割合で連続的に寫眞を撮影することが出來た。又前報告の裝置に比して高周波の電氣火花を飛ばすため其の電極等を多小變更した。便宜上其の方法を重ねて略述する。

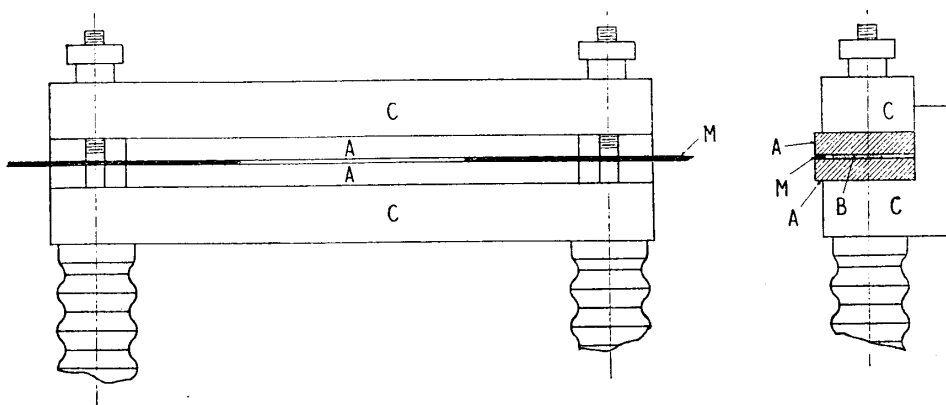
(2) 電氣回路。高周波の電氣火花を得る爲に電源に10 KVAの誘導型交流發電機(電壓100 V, 1700ヘルツより5000ヘルツまで周波數を變へ得るもの)を用ひ、これを變壓器で高電壓となし、その二次回路に第I圖の如く火花間隙と蓄電器とを並列に接続した。變壓器の捲線比は1:1000(或は二次側の捲線を並列として1:500ともなし得る)で一次電壓は50 V乃至100 Vとした。或る定つた周波數で一次電壓の一定値に對して、回路の抵抗、電氣容量、インダクタンス及び火花間隙が適當であれば、周波數I毎に常に二つ宛の火花を飛ばし得る故、5000ヘルツの交流の場合には毎秒I萬の火花を連続的に飛ばすことが出來る。蓄電器としてはライデン瓶を用ひ、その容量は周波數の高い程小さくし、5000ヘルツの場合には



第 1 圖

0.0002—0.0005 μF 程度のものであつた。又吾々の場合には蓄電器の放電による電氣振動は實際上その回路の減衰度が大きいので、これを防ぐ爲に特別に高抵抗等を挿入する必要を認めなかつた。

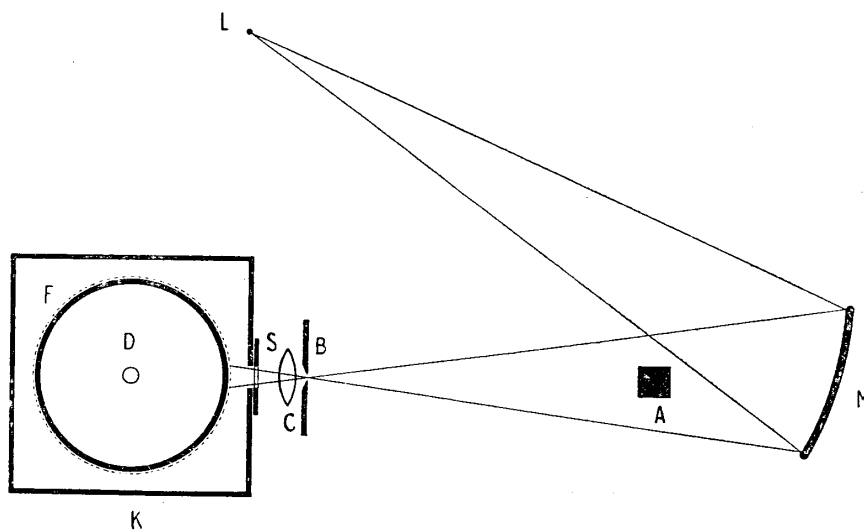
(3) 火花間隙。火花間隙の電極の物質としては白金又はマグネシウムを用ひた。火花間隙は 4—6 纏であり、一次側の一定電壓に對して出来るだけこれを大きくした。又シュリーレン法による寫眞をとる爲に火花の形を成るべく一定にする必要があるが、これは現在の様な 4—6 纏程度の比較的長い間隙の場合にはなかなか容易でない。併し次の様な方法で略その目的を達することが出来た。即ち第 2 圖の如く電極の金屬 M を幅 2—3 耗厚さ 1 耗位の帶狀のものとし、これを二枚の絶縁板 A で挟み、更にこれを上下より大理石板 C で押へ、電氣火花を A 板の間の 1 耗程度の薄い空間にのみ飛び得る様にし、なほ後方も電極と接近して絶縁物の薄板 B を置いて、火花が後方に曲がつて飛ぶのを妨げた。これに用ひた絶縁物 A, B は相當の



第 2 圖

高温度で變質しないものが必要であり、エポナイト、ベークライト、大理石等は何れもこの目的には不適當であつた。吾々は主としてこれに石英硝子又は滑石の板を使用した。火花の数が毎秒5000位までは滑石板が都合よく、それ以上の高周波の場合には滑石も亦變質するので、専ら石英硝子を用ひた。又火花の数が毎秒8000位より多い時は間際に壓搾空氣を吹き付けて光の強さの減少を防ぐことが出来た。

(4) 光學的配置。第3圖の様な配置でシュリーレン法による高速度活動寫眞を撮影した。



第 3 圖

- こゝで
- L : 光源とする火花間隙。
 - M : 表面鍍銀凹面鏡。(曲率半径 620 糎、反射面直径 65 糎。)
 - B : シュリーレン用の遮蔽板。
 - C : 撮影用レンズ。(F/3.5、焦點距離 25 糎。)
 - S : シャッター。
 - D : 周圍にフィルム F を巻いた、電動機により回轉する直径 54 糎の圓筒で、その回轉軸は水平である。
 - K : 圓筒 D の外箱でこれにシャッター S が装置されて居る。
 - A : 被寫體で現在の實驗では銃口の周圍の模様である。

即ちこの様な配置により一つの火花の光で一齣の寫眞を次ぎ次ぎにフィルムの上に行つて行けば、連続的に火花の數と同數の寫眞を撮影することが出来る。この方法では一齣の寫眞の露出時間は一つの火花の發光時間となるから、露出の爲のシャ

ツターに相當する装置は不必要である。唯 S なるシャツターを撮影開始の時に開き圓筒 D が一回轉した時に閉ぢるやうに調整すればよい。又圓筒 D の回轉數は、一齣の寫眞の大きさが d 糎で火花が毎秒 f 回のとき、その周邊速度が $d \times f$ 糎/秒となる様にすればよい。吾々の場合、被寫體 A とフィルム F との距離は約 460 糎であり、寫眞の視野は全く凹面鏡 M の反射面の面積によつて定められることになる。それ故、銃口より稍離れた部分の模様も同時に撮影したい場合には、更に一個又は二個の凹面鏡（反射面直徑 55 糎及び 38 糎）を M と並べ用ひて寫眞の視野を廣くした。

(5) 露出時間。前述の様に吾々の撮影法では一つの火花の發光時間が直ちに一齣の寫眞の露出時間となるから、現在の實驗の様に毎秒數百米の速度をもつ現象をボケなく撮影する爲には、必然的にその發光時間が極めて短時間でなければならぬ。今火花の有効發光時間の大體の程度を知るために、次の様な簡単な實驗を行つた。即ち第 3 圖に於て被寫體として靜止した矩形眞鍮板を置き、圓筒 D をその周邊速度約 50 米/秒で回轉してこれを撮影した場合と、圓筒を止めて撮影した場合とで、寫眞上のその板の像の幅の大小を比較した。即ち火花の有効發光時間が長ければ長い程、回轉して撮影したフィルムの上の像は回轉方向に延びて長くなるわけである。兩方の寫眞を同様に現像し、その像をマイクロメータで測定した。その讀みは $\frac{1}{100}$ 耗迄は信用出来る。測定の結果この二つの像の幅はフィルムの上で $\frac{1}{100}$ 耗以上の差を認め得なかつた。今 $\frac{1}{100}$ 耗のボケが 50 米/秒の速度で動いて居たフィルムの上の像にあつたとすれば、その火花の有効發光時間は $\frac{1}{50,000} \times \frac{1}{100}$ 秒 = $\frac{1}{5,000,000}$ 秒となる。五百萬分の一秒の露出時間ならば、1,000 米/秒の高速の物體は露出中 0.2 耗動き、これを現在の様に $\frac{3}{50}$ の縮度で撮影した場合フィルムの上では、このために 0.012 耗のボケを生ずるに過ぎない。又次ぎ次ぎの火花の間の時間を一萬分の一秒とすれば、高速度で運動中の物體の速度を引續いて撮影した二齣の寫眞から測定するとき、このボケの爲に生ずる不精確の程度は最大 0.2% となる。即ち今の目的にはこの程度の短い有効發光時間ならば充分であることが解つた。

(6) 撮影操作。彈丸が銃口を出る瞬間の寫眞をとるために次の操作を行つた。銃の引金、シャツター、圓筒の回轉等を電磁的に聯結せしめ、その時間的關係を適當に調整し、豫め火花を連続的に飛ばして置き、その具合のよい時に彈丸發射の開閉器を入れれば、自動的に、彈丸が銃口を出る暫く前にシャツターが開いて撮影が開始され、目的の現象をうつし終り、圓筒が一回轉した時にシャツターが閉ぢて撮影

が終る様にした。この調整は一個のみの火花で或る瞬間の現象を撮影する場合に比し遙かに容易である。

(III) シュリーレン法

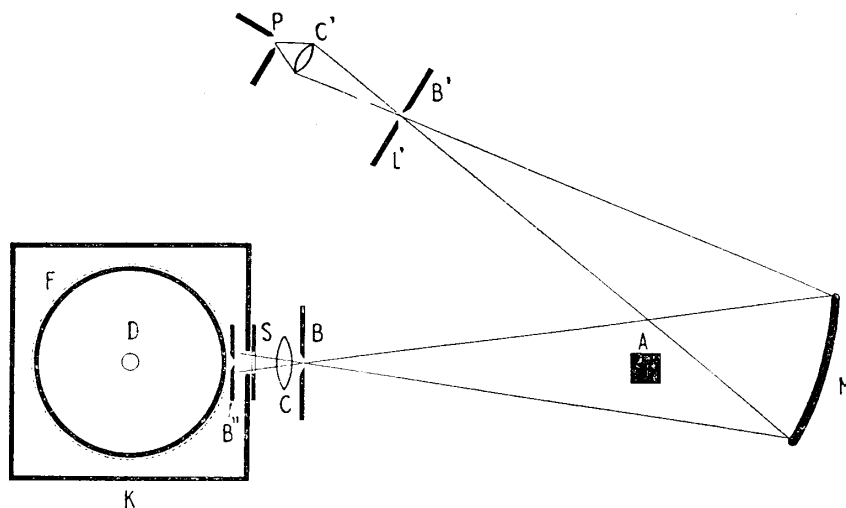
銃口に於ける高圧瓦斯及び壓縮波の模様を見るためにシュリーレン法によつて寫眞をとつた。一般にシュリーレン法による寫眞は光源及遮蔽板の形の選び方によつて見懸上異つた寫眞となるから色々の仕方で寫眞をとる必要がある。吾々の實驗では幅の狭い直線形の火花を光源としたからそれに對應してシュリーレン用遮蔽板(第3圖のB)も亦直線的の縁を持つたものを選ばねばならぬ。このシュリーレン用遮蔽板としては幅 0.8—1.2 耗、長さ 80 耗程の細長い矩形の細隙を有する板及び幅 0.8—1.2 耗、長さ 100 耗程の細長い細片の二種を用ひた。そして前者によれば高圧瓦斯、壓縮波等密度の異なる部分によつて攪亂された光線は遮られて、明るい視野に暗いシュリーレンの模様のある寫眞が得られ、後者によれば密度の異なる部分によつて攪亂された光線のみを主として通過せしめ、暗い視野に明るいシュリーレンの模様のある寫眞を得ることが出来る。この二つのシュリーレンの仕方は一見黑白逆の寫眞を得るに過ぎない様に思へるが、現在の様に銃口に於ける瓦斯の模様を撮影する場合には、瓦斯と混つて光に對して不透明な煙が存在するから、第一の明るい視野に暗いシュリーレン模様を得たのでは、その暗い部分が果して密度の異なる瓦斯であるか、或は光に不透明な煙であるか判別し難いのに比し、第二の暗い視野に明るいシュリーレン模様を得る場合には瓦斯は明るく煙はやはり暗くうつる故、兩者を區別することが出来る。又吾々は彈丸を水平に發射したが、遮蔽板の細隙又は細片を(従つて火花間隙も)彈丸の進路に平行に置くか、或は垂直に置くかによつて、それぞれ彈丸の進路に垂直或は平行の方向に於ける密度の差を特に著しくあらはすシュリーレン寫眞を得ることが出来る。それで吾々は遮蔽板の形によつて二種とその置き方によつて二種、これを組合せて都合四種類のシュリーレン寫眞をうつした。寫眞の説明に便宜のためにこれをそれぞれシュリーレン法A, B, C, D と名づける。即ち

シュリーレン法	火花間隙	遮蔽板
A	彈丸の進路に平行	彈丸の進路に平行な細隙
B	" 平行	" 平行な細片
C	" 垂直	" 垂直な細隙
D	" 垂直	" 垂直な細片

(IV) 連続光を光源に用ふる撮影法

第3圖の高速度活動寫眞撮影法の装置で光源として火花を用ふる代りに、第4圖

の様に炭素弧光燈 P 、集光レンズ C' 、細隙 B' を用ひて直線的の縁を持つた連続的光源 L' を作り、前と同様凹面鏡 M 、シュリーレン用遮蔽板 B 、寫眞レンズ C によつて銃口及び其の附近のシュリーレン模様 A を圓筒 D に巻いたフィルム F の上に結像せしめ、更にこれを特にフィルムに接近して置いた幅 0.6 耗程の水平な細隙を有する遮蔽板 B'' によつて遮り、その細隙の高さを調整して彈道内の一部分の模様のみフィルム上に寫される様にする。そして圓筒の回轉速度、シャッターの開閉、彈丸發射等を前と同様電磁的に關聯せしめ、圓筒を一定速度に回轉しつつ連続光によつて撮影する。圓筒の回轉軸及び彈道を水平にして置けば飛行彈丸及び彈道上を擴がる瓦斯及び壓縮波等はフィルム上に斜の線としてあらはされる。その線の傾斜から彈丸速度及び瓦斯等の彈道上の傳播速度を調べることが出来る。これは Payman 及び Woodhead の “Wavespeed Camera”⁽¹⁾ による彈丸撮影法と全く同様な方法である。この方法では勿論一つの寫眞からは彈道内の一直線上に於ける有様しか解らないが、この方法と火花を光源とした高速度活動寫眞撮影法とを併せ用ふれば現象の理解に便利であるので、屢々この撮影法による寫眞をうつした。吾々はこの撮影法を便宜上 “連続光撮影法” と名づける。Photo. 5, Photo. 6 等はこの方法による寫眞である。

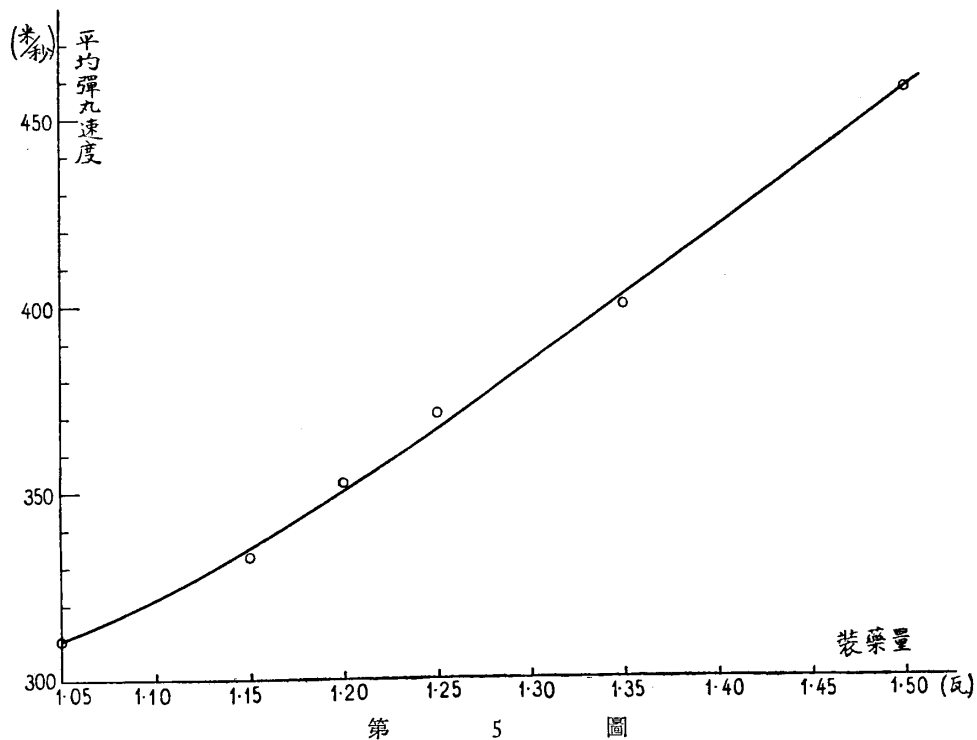


第 4 圖

(1) Payman and Woodhead: Proc. Roy. Soc. London, Vol. 132 (1931), p. 200.

(V) 長さ と 時間 と の 基 準

次に撮影した写真から距離、時間、及び速度等を測定するには長さ と 時間 と の 基 準 が必要である。長さの基準としては一定長を有する鋼尺を用ひ、これを被寫體と同一面内に置き各齣の写真に被寫體と同時に撮影し、写真上でその長さ と 被寫體 の長さとの比から被寫體の實長を計算した。その縮尺は大體 $\frac{3}{50}$ であつた。又時間の基準としては 1000 ヘルツ真空管音叉發振器の周波數を用ひた。この發振器は英國 Sullivan 製のもので、その音叉は溫度係數の小さいエリンヅア鋼でつくられ、その周波數を N.P.L. で檢定したものである。この發振器の振動電流を真空管增幅器によつて増幅し、ネオンランプを點火せしめ、これを用ひてストロボスコープ法で圓筒の回轉速度を測り、フィルム の 長さ を 時間 に 換 算 した。フィルム の 長さ 1 糎 は圓筒の回轉 1800 回/分のとき 0.000197 秒に相應する。又後にはタイムマークとして直接に發振器の振動電流を増幅したものをオツシログラフによつてフィルムに同時に寫し込みこれから時間を測る様にした。



第 5 圖

(VI) 小銃及び彈丸

實驗に用ひた小銃は三八式騎銃をヴィカース式機關銃用の彈丸を發射出来る様その口径を削り擴げたものである。(これは他の目的の爲に特に成るべく直径の大きい彈丸を發射する必要があつたからである。) この彈丸の最大直径は 7.8 耗、長さ 32.8 耗、重量 11.5 瓦である。又火薬の裝藥量は正規のものより遙に少く 1.05 瓦乃至 1.50 瓦で彈丸の初速は大體 300 米/秒乃至 450 米/秒である⁽²⁾。裝藥量と平均の彈丸初速との關係を第 5 圖に示す。

又同一藥量のものも個々の彈丸によつて相當初速に不揃ひがある。その最大並びに最小速度及び平均速度は第 I 表の様になる。

第 I 表

裝藥量(瓦)	最大初速(米/秒)	最小初速(米/秒)	平均初速(米/秒)	測定數
1.05	321	296	310.2	34
1.15	358	311	332.9	17
1.20	364	344	352.4	17
1.25	389	354	371.3	16
1.35	420	386	401.3	22
1.50	473	439	460.3	11

(VII) 銃口附近に於ける高壓瓦斯及び壓縮波

(1) 概 説。Photo. 1—4 はそれぞれ裝藥量 1.05 瓦, 1.20 瓦, 1.25 瓦, 1.50 瓦の彈丸を發射した際の銃口附近に於ける彈丸, 高壓瓦斯及び壓縮波の様を撮影したものである。これ等の寫眞は何れも二個の凹面鏡を並べて置き、“シュリーレン法 C”, 即ち光源の火花間隙及びシュリーレン用遮蔽板の細隙の方向を彈丸の進路に垂直にして撮影したもので、各齣間の時間は約 $\frac{1}{2610}$ 秒である。これ等の寫眞中、左右二本のフィルムは二個の凹面鏡に對應するもので、その相互の位置を正しく置いて焼付けたものである。又各寫眞でそのフィルムの長さ 1 糎は 0.000195 秒に相

(2) 彈丸の裝藥に際して陸軍科學研究所の援助を得た。

當し、各齧の下方に黒く見えるのは鋼尺でその實長 19.97 糎である。これ等の寫眞から、彈丸を發射した際銃口附近に於て次の様な、大別して五つの現象のあることがわかる。即ち

- i) 先づ最初に現れ、銃口 M をほぼ中心として球狀に擴がる壓縮波 A 。
- ii) 壓縮波 A と同時に銃口にあらはれ、狭い幅で噴出する噴流 B 。
- iii) 噴流 B が相當伸びた時銃口を出て、ほぼ一樣な速度で飛行する彈丸 T 。これは其の速度の大きい時には頭部及び尾部に彈頭波 (Kopfwelle) 及び彈尾波 (Schwanzwelle) を生ずる。
- iv) 彈丸が銃口を脱け出ると共に高速度で噴出する、火藥の燃焼によつて生じた高壓瓦斯 C 。
- v) 高壓瓦斯 C の噴出によつて銃口に於て生じ、球狀に近い形をなして擴がる強烈な壓縮波 D 。

なほこれ等のものが彈道上を進む有様は前に述べた“連續光撮影法”によつて寫した寫眞の一例 Photo. 5 によつても明らかである。Photo. 5 は Photo. 1—4 と同様二個の凹面鏡を並べて“シュリーレン法 C ”によつて撮影したものであり、時間は寫眞上フィルム 1 糎の長さが 0.000195 秒に相當し、距離の縮尺は約 $\frac{3}{50}$ である。Photo. 5 中の文字は Photo. 1—4 と同様に A 及び D は壓縮波 A 及び D 、 B は噴流 B 、 C は瓦斯、 T は彈丸の進路を示す。

次に是等の各々の現象に就て更に詳述する。

(2) 壓縮波 A 。壓縮波 A は壓縮波 D に比すれば遙かに弱い壓縮で、“シュリーレン”を充分しない寫眞には寫らぬ程度である。初めその擴がり銃口の口徑に比し餘り大きくない間は球が彈丸の進行方面に稍々つぶれた様な形であるが、間もなくほぼ完全な球狀をなして擴がる。その擴がる速度は、最初の間は、その時の室溫に相當する音波速度 V_T より遙かに大きい、急激に減少して、銃口から 70 糎の附近、時間にして約 0.002 秒後では、殆んど音波速度に等しくなる。その波面が彈道上を進む有様は大體 Photo. 5 の曲線 A によつて示される。又この壓縮波が銃口に現はれた瞬間の速度 V_0 を“連續光撮影法”によつて寫した數枚の寫眞について測定し、これと音波速度との比をとつて見ると第 2 表の様になる。なほ室溫 $T^\circ\text{C}$ に於ける音波速度 V_T は

$$V_T = V_0 + 0.61 T \text{ (米/秒)}$$

の式を用ひて算出した。こゝに V_0 は 0°C に於ける音波速度である。

第 2 表

フィルム番号	装薬量(瓦)	A波の初速 W_0 (米/秒)	$\frac{W_0}{V_T}$
306	1.05	435	1.27
308	1.05	482	1.40
310	1.35	537	1.55
312	1.50	495	1.43
314	1.50	519	1.51
316	1.35	522	1.51
318	1.05	466	1.36
320	1.05	467	1.36
322	1.15	493	1.43
324	1.15	505	1.47
326	1.25	530	1.54
328	1.05	498	1.45
330	1.20	493	1.43
			1.44(平均)

即ち A 波の初速 W_0 は室温に於ける音波速度に比し平均 1.44 倍になつて居る。又 W_0 と装薬量との関係は大體に於て装薬量の異なるもの程 W_0 が大きい。即ち第 2 表に於て $\frac{W_0}{V_T}$ の値を装薬量 1.05 瓦及び 1.15 瓦、1.20 瓦及び 1.25 瓦、1.35 瓦及び 1.50 瓦の三種に分ち、その平均を求めるとそれぞれ 1.39, 1.48, 1.50 となり、装薬量の異なるもの程 $\frac{W_0}{V_T}$ が大きいことがわかる。又この A 波の傳播速度は次第に減少し、Photo. 1-4 の様に二個の凹面鏡を用ひた場合、銃口より遠い鏡によつて寫した寫眞、即ち銃口より約 70 糎以上の處では略々一定の速度となる。その速度 W と音波速度 V_T とを比較して見ると両者が殆ど等しいことがわかる。測定の結果を第 3 表に示す。

第 3 表

フィルム番號	装薬量(瓦)	$\frac{W}{V_T}$	フィルム番號	装薬量(瓦)	$\frac{W}{V_T}$
270	1.05	0.999	295	1.20	0.998
301	≒	1.002	297	≒	1.000
309	≒	0.992	331	≒	0.993
329	≒	1.005	299	1.25	1.007
260	1.15	1.003	307	≒	1.008
262	≒	1.001	327	≒	1.010
264	≒	1.007	305	1.35	1.008
266	≒	0.996	311	≒	1.006
268	≒	1.011	325	≒	1.006
272	≒	0.994	291	1.50	0.995
303	≒	1.000			平均 1.0022
323	≒	1.007			總數(22)

次に寫眞からわかる様に、壓縮波 A は單獨でなく、第一の波に比し弱い波が數個引續いて現れる。それ等の波の間隔に就いては別に規則的な波長とも云ふべきものは無い様である。その距離は最小 1 糎、時間 0.000025 秒の程度である。これらの數個の波はほぼ銃口を中心として球狀をなして擴がるが、實驗した彈丸中速度最大のもの、即ち装薬量 1.50 瓦、平均初速 460 米/秒のものでは、第一の A 波が銃口を中心とした球狀に擴がるに對し、第二の A 波 (Photo. 4 に於て A' と記せるもの。第一の A 波とこの A' 波との間には更に弱い波が存在するのもあるが、此處では第一の A 波に次いで強い Photo. 4 の A' 波を指す。) は明かに見掛上銃口より遙に前方に中心をもつた球狀をなして擴がる。この理由はなほ不明であるが、Photo. 4 について A' の中心の位置を測れば銃口より 4.5 糎前方となる。装薬量 1.50 瓦の彈丸の他の寫眞に就いて測つたものも略等しい値である。なほ壓縮波 A は次に述べる噴流 B と密接な関係があると思はれるから、その生成等に就いての考察は噴流の記述後に譲る。

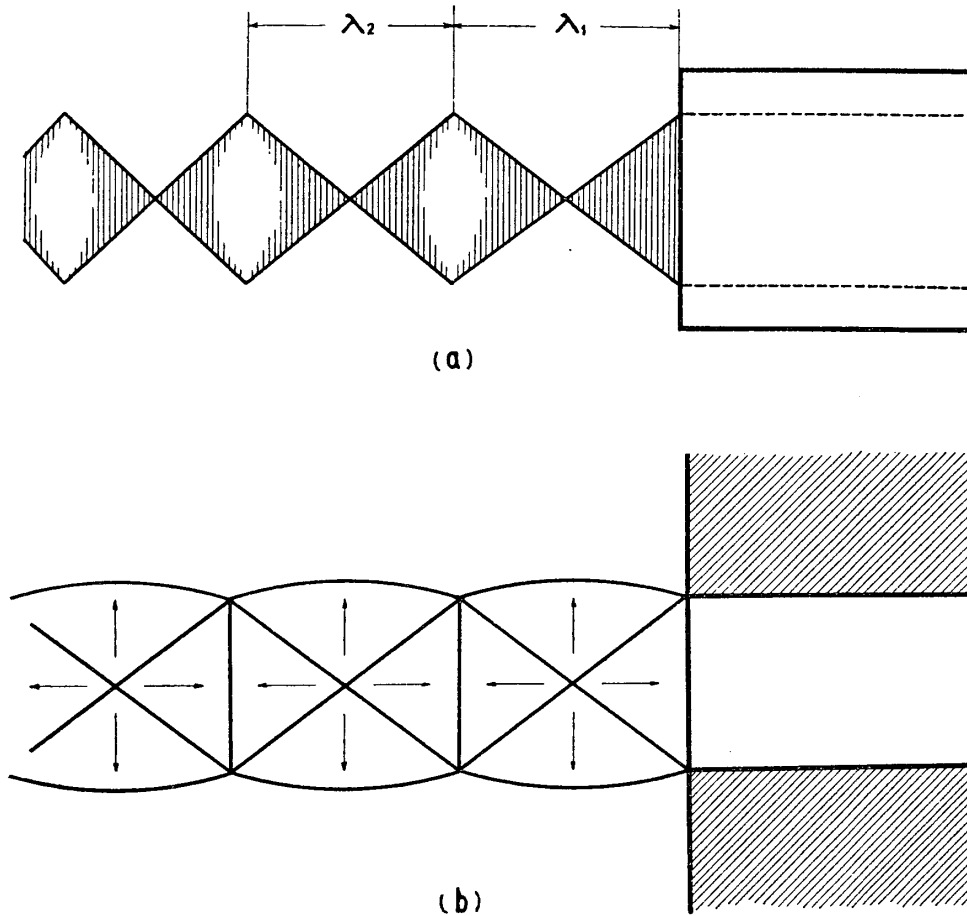
(3) 噴流 B 。壓縮波 A と同時に銃口に現れ狭い幅で伸びる噴流 B は一般に其の先端をなす頭部と、頭部と銃口との間にある幅の狭い頸部との二つの部分から成り立つ。この頭部は Photo. 1—4 に於ては噴流の方向に垂直な「二」の字形をなし

て居るが、これは噴流の方向と垂直な細隙をもつシュリーレン用遮蔽板を用ひた“シュリーレン法 C”によつて寫した寫眞であるからで、これと反對に噴流と平行な細隙を持つた遮蔽板を用ふる“シュリーレン法 A”によつて寫した寫眞、Photo. 7—12 等では寧ろ噴流と平行な「二」の字形になつて居る。Photo. 7—12 に於てその縮尺は $\frac{3}{50}$ で、寫眞上フィルム of 長さ 1 糎に相當する時間はそれぞれ次の様である。

Photo. 7	フィルム 1 糎に相當する時間	0.000197 秒
8	“	0.000196 秒
9	“	0.000197 秒
10	“	0.000197 秒
11	“	0.000197 秒
12	“	0.000198 秒

これ等の寫眞を綜合すれば、この頭部は噴流 B の噴出によつて生じた一種の渦輪と思はれる。それがシュリーレンの方法によつて見掛上異つた形となるのは、球状の不均等部分を“シュリーレン法 A 或は C”によつて寫した寫眞はそれぞれ遮蔽板の細隙の方向に垂直な方向に於ける不均等性を特に著しく現す爲と考へられる。次に噴流 B の頸部は初期にはその幅は略銃口と同じ位の大さで屢々其の中に週期的生成の存在を示す。この週期的な模様は殊に少藥量の彈丸の場合に著しく、それは Photo. 2, 7, 8 等で明らかである。これ等の寫眞から、この模様は Mach, Prandtl 其他の人々の實驗した、高壓瓦斯を音波速度以上の速度を以て噴出口より噴出せしめた際に噴流中に生ずる週期的模様と同じ性質のものであることが想像される。その構造の細部は Photo. 2, 7, 8 等よりも寧ろ“シュリーレン法 D”（遮蔽板として垂直な細片を用ふる方法）によつて寫した Photo. 13, 14 等によつて明らかにされる。Photo. 13, 14 は共にその縮尺は $\frac{3}{50}$ で時間は寫眞上フィルム of 長さ 1 糎が 0.000195 秒に相當する。即ちこれ等の寫眞からその週期的模様を概觀的に圖示すれば第 6 圖 a の様になる。又銃口は先端が擴がつて居らぬから、銃口に於ける噴流の速度は丁度音波速度⁽³⁾であり、従つてその噴流中の週期的構造は第 6 圖 b の様なものでなければならぬ。第 6 圖 b に於て矢印はその壓力勾配を示す。Photo. 13, 14 が“シュリーレン法 D”によつて寫されたものであることを考慮に入れて第 6 圖 a, b を比較して見ると、兩者の構造が全く同様であることが明らかである。即ち噴流 B 中には週期的模様に相當した壓力、密度及び速度の週期的變化が存在する。又寫眞からわかる様に、一般に週期的模様の波長 λ (第 6 圖 a)

(3) 例へば、Prandtl: Phys. Zeit. Bd. 8 (1907) S. 27.



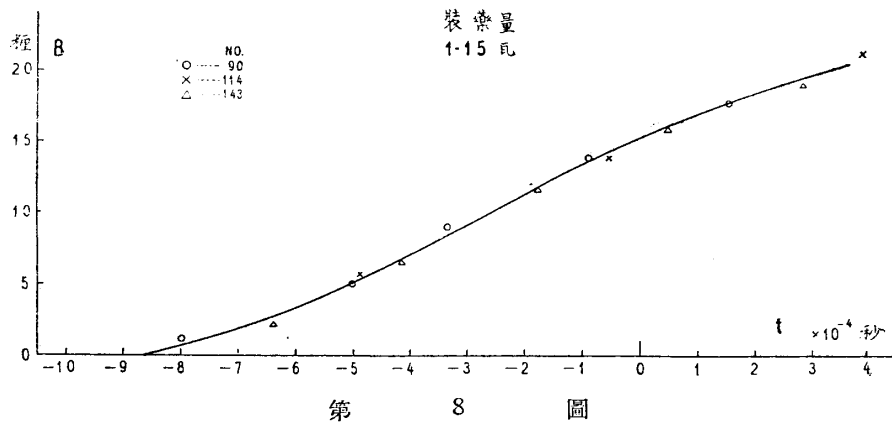
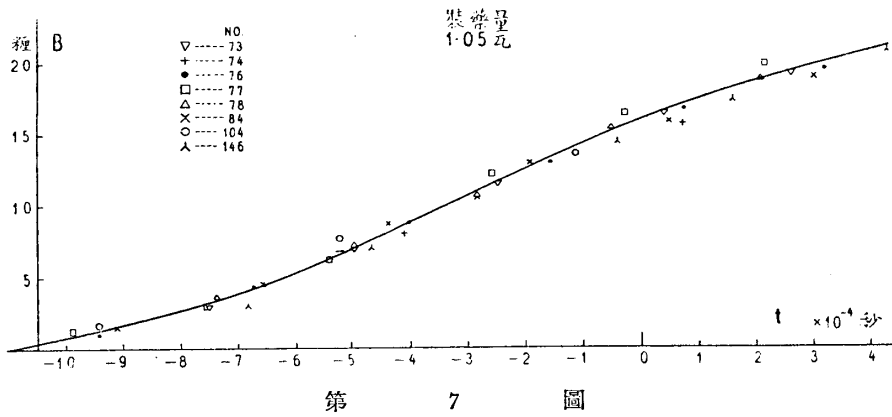
第 6 圖

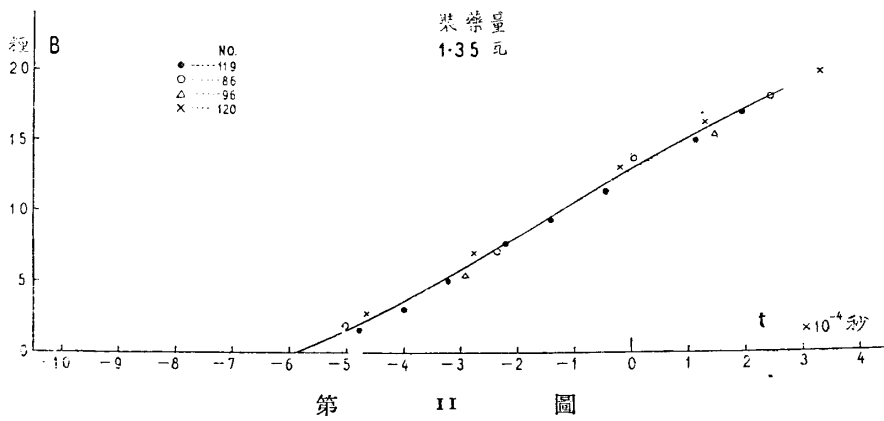
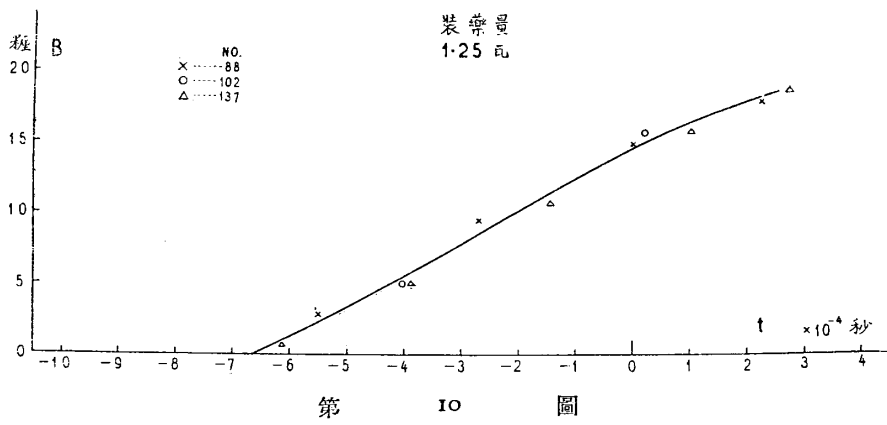
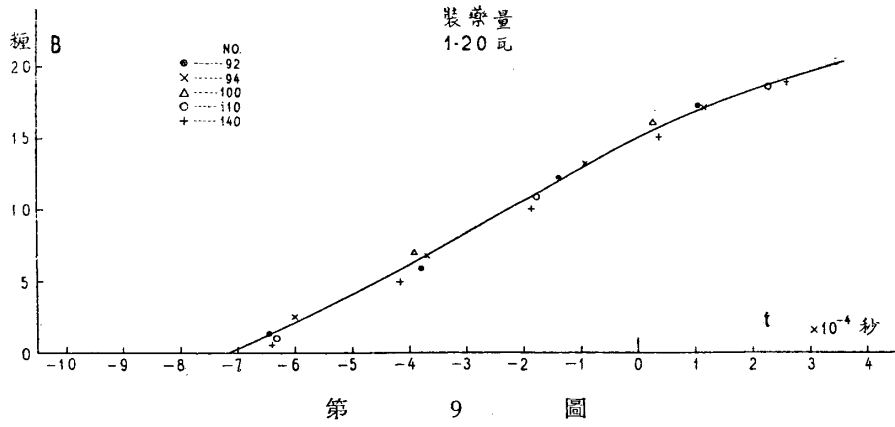
は銃口より遠ざかるに従つて次第に小さくなる様である。今 λ の値を写真について測つて見ると第 4 表の様になる。こゝに λ_1, λ_2 等はそれぞれ銃口を起點として數へて第一、第二等の波長である。

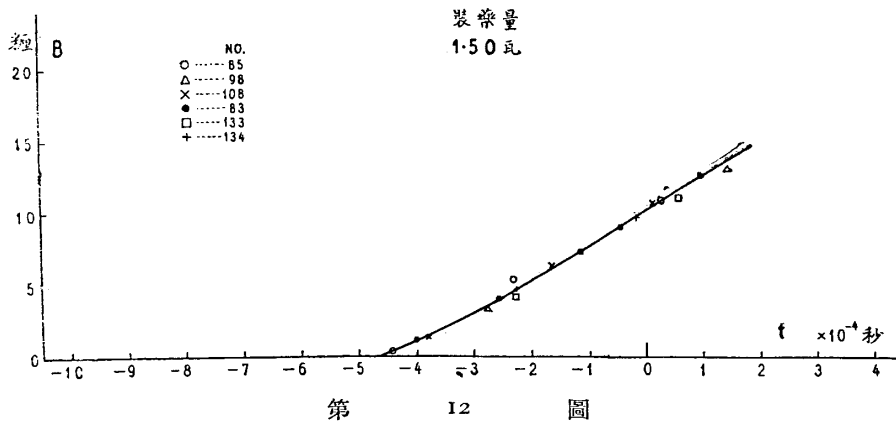
これは即ち噴流中の瓦斯の速度と音波速度との比は銃口より遠ざかるに従つて段々小さくなることを示すものであらう。又この週期的模様は噴流の先端が相當伸びる間略々定常的に出來て居るが、やがて次第にくづれてしまふ。その有様は“連続光撮影法”によつて寫した Photo. 6 (シュリーレン法 D) によつて明らかである。Photo. 6 中の下方の縦の縞模様 P は上述の週期的模様を示す。この写真もその縮尺は $\frac{3}{50}$ で、時間はフィルムの長さ 1 糎が 0.000195 秒に相當する。

第 4 表

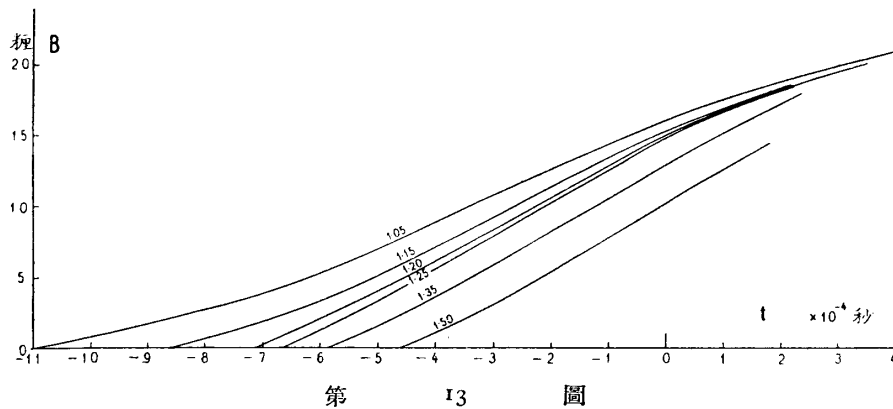
フィルム 番 號	装 薬 量 (瓦)	λ_1 (種)	λ_2 (種)	λ_3 (種)	λ_4 (種)	λ_5 (種)	λ_6 (種)	λ_7 (種)
275	1.05	1.0	0.8	0.8	—	—	—	—
267	1.15	1.0	1.0	0.8	0.7	0.7	—	—
281	1.25	0.7	0.7	0.7	—	—	—	—
326	1.25	1.1	1.0	1.1	0.9	—	—	—
304	1.35	1.1	0.8	0.8	0.5	0.7	0.5	—
316	1.35	1.1	1.0	1.1	1.0	0.8	—	—
351	1.35	1.1	0.8	0.6	0.7	0.8	0.8	0.5



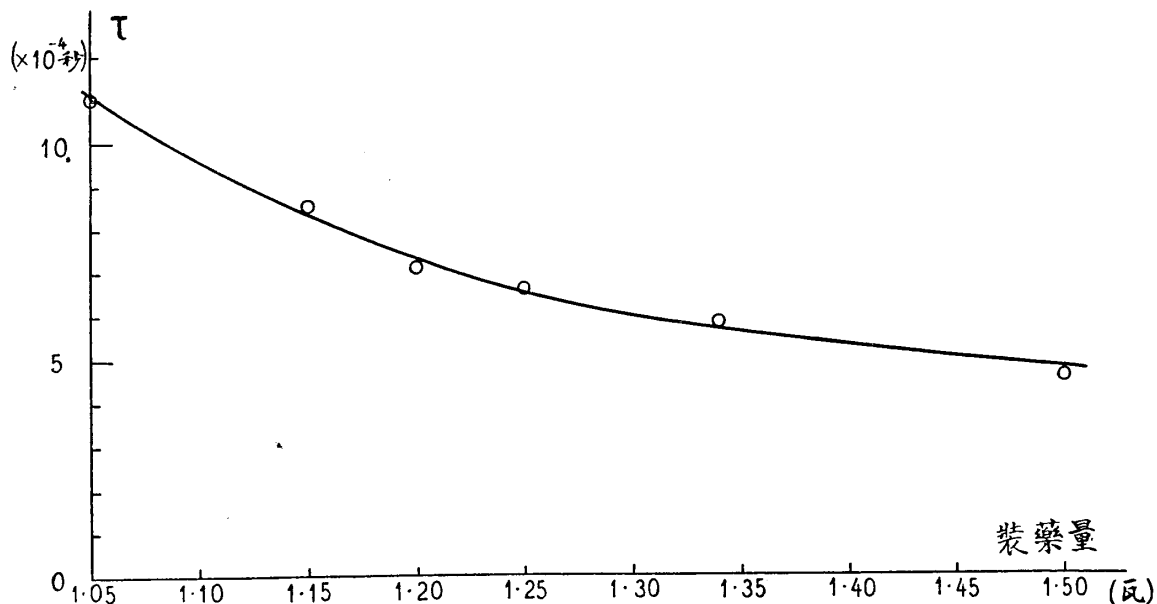




次に噴流 B の先端の伸びる模様を調べる。彈丸の後尾が銃口を出た時を時間の原点とし、これより後を正の時間、前を負の時間とし、時間を横軸にとり、噴流の先端と銃口との距離 B を縦軸にとり、装薬量の等しいものを同一圖上に記入すると第 7 圖乃至 12 圖を得る。圖中異つた記號の點は異つたフィルム番號の寫眞から測定した値を示す。これ等の圖面によつて見ると、各装薬量のものに就て同一装薬量のものの測定値は皆一つの曲線上に分布するのがわかる。尙ほ“連続光撮影法”による各個の寫眞からも直ちにこの曲線を得るが、それ等のものは第 7—12 圖の平均曲線と略々一致する。又装薬量の相違によるこれらの曲線の相互の関係は第 13 圖に示してある。第 13 圖から直ちにわかる様に、噴流が初めて銃口に現はれて



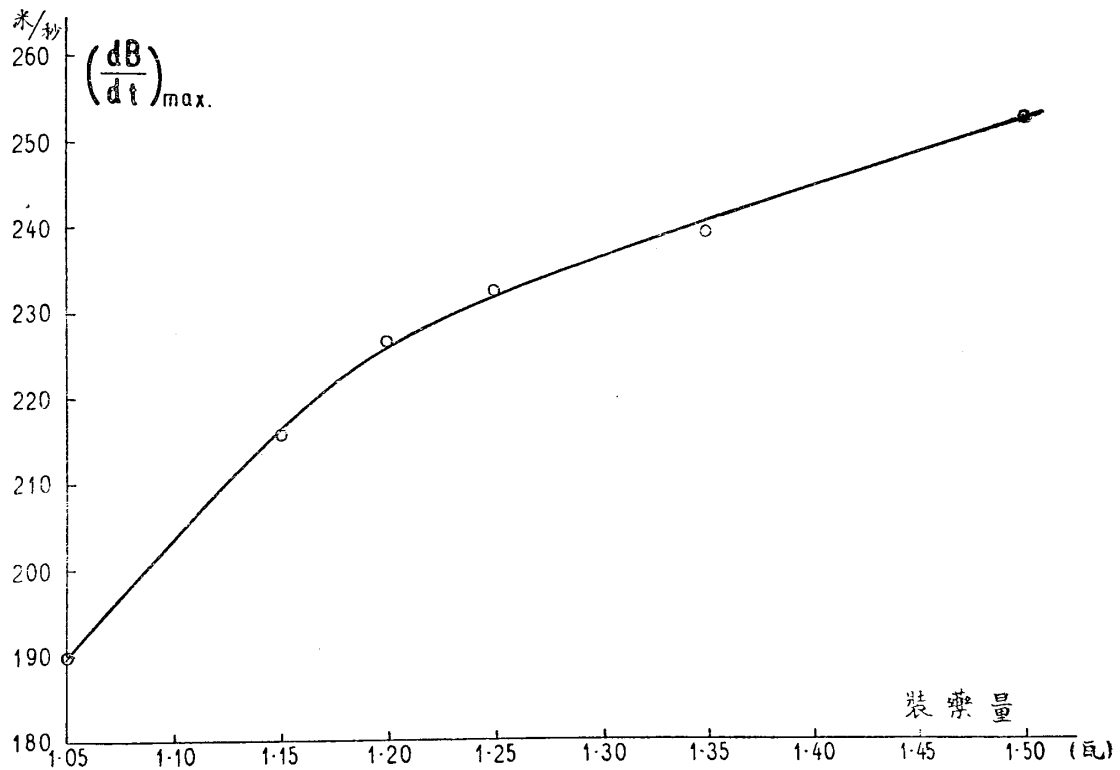
から彈丸が銃口を出る迄の時間 τ は装薬量の少いもの程大きい。この時間 τ と装薬量との関係を第 14 圖に示す。



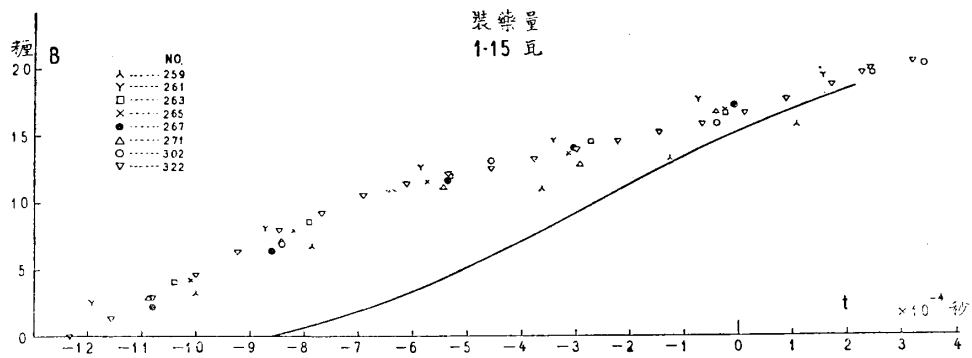
第 14 圖

又第 13 圖の曲線から噴流 B の先端の最大前進速度 $\left(\frac{dB}{dt}\right)_{\max.}$ を求め、それと装薬量との関係を調べると第 15 圖の様になる。即ちこの最大前進速度 $\left(\frac{dB}{dt}\right)_{\max.}$ は装薬量の大きいもの程大きく、大體 190 米/秒 — 254 米/秒の程度のものである。即ち先端の前進速度は遙かに音波速度以下であるが、噴流中に於ける速度は、前述の週期的構造で示される様に、音波速度を超えた速度となつて居るわけである。

此處に特に注意すべきことは前述の第 7—12 圖の測定に使用した寫眞はフィルム番號 70—146 中のものであり、その後の實驗によつて寫したフィルム番號 259 以後の寫眞から測定した B の値は、小數のものを除き、第 7—12 圖の曲線と一致しないことである。例へば装薬量 1.15 瓦の彈丸に就てフィルム番號 259 以後の寫眞から測つた B の値は、小數のもの除き、第 7—12 圖の曲線と一致しないことである。例へば装薬量 1.15 瓦の彈丸に就てフィルム番號 259 以後の寫眞から B と時間との値を測定すると第 16 圖を得る。第 16 圖中の曲線はフィルム番號 70—146 中の寫眞から測定した第 8 圖の曲線と同じものである。即ち第 16 圖の測定値は明らかにこの曲線と不一致である。この事は装薬量 1.50 瓦のものを除いた他の装薬量のものに就ても同様である。即ちフィルム番號 259 以後の寫眞より測定したものはフィル

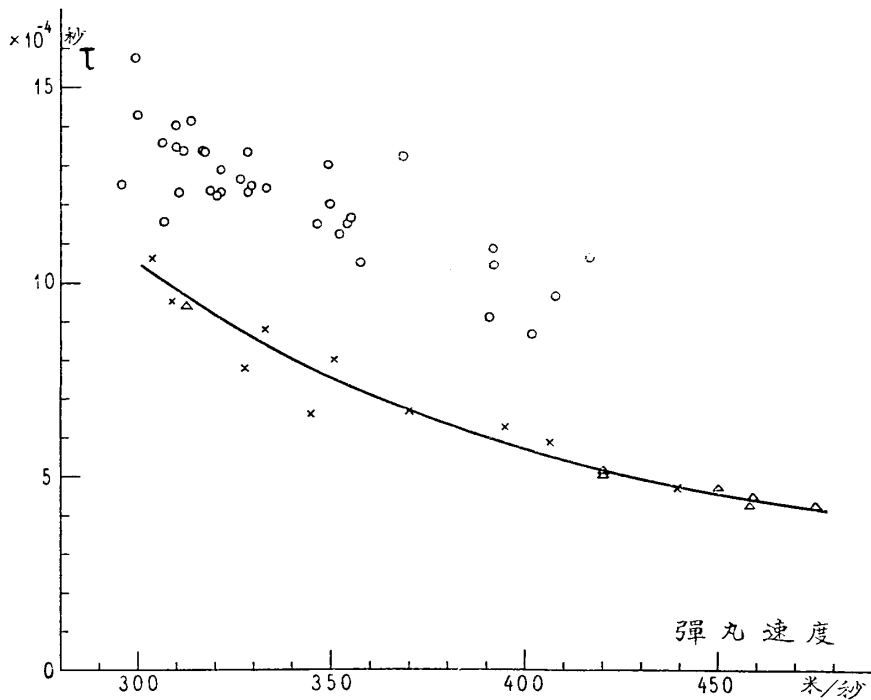


第 15 圖



第 16 圖

ム番號 146 以前のものに比し、同一装薬量のものに就いての値が遙かに大きく、又それを表はす點も稍散つて居る。今全部の寫真中同一のフィルムから彈丸速度及び時間 τ を測定し得るものに就いて、 τ と彈丸速度との關係を調べて見ると第 17 圖の様になる。第 17 圖に於て×印のものはフィルム番號 146 以前のものより測定し、



第 17 圖

△印及び○印のものはフィルム番號 259 以後のものについて測定したのである。即ち×印のものはほぼ一つの曲線上に分布して居るが、○印のものはこれに比しその τ の値も約 0.0004 秒程度大きく、又其の點が遙かに散つて居る。又△印のものは番號 259 以後のものであるが、寧ろ×印の部類に屬せしむべきと思はれるものである。更に調べて見ると×印及び△印の實驗に使用した彈丸は何れも同時に裝藥されたものであり（裝藥量 1.50 瓦のものはすべてこの部類である）、○印のものは他の時期に別人によつて裝填されたものであることがわかつた。即ち B-時間曲線の不一致の原因は此處にあると思はれる。裝填の如何なる點の相違がこの様な結果を齎したかを調べる前に、噴流 B の生因について考へて見る。

噴流 B が彈丸に先行することから噴流 B は主として銃腔中の空氣が彈丸の活塞操作によつて押出されたものであらうと思はれる。即ち藥莢内の火藥の燃焼により高壓瓦斯が発生すれば、彈丸は藥莢を抜けて前方に加速され、それと共に彈丸のすぐ前方の銃腔中の空氣も亦加速される。そしてその衝擊は銃腔内の静止した空氣中を音波速度を以て傳はる。そして更に彈丸が加速される毎に生じた衝擊波は段々其の傳播速度大となり、それ等の波面は前方に於て次第に重疊して鋭くなり、遂に波面の前後に於て空氣の壓力、密度等に甚しい差異を生じ、その速度も亦波面の前

方では常に静止の状態にあるに對し、その後方の空氣は毎秒數百米にも達する速度となる。即ちこの波面は通常の音波速度以上の高速を以て傳播し、その銃口に達したものは前に述べた壓縮波 A として大氣中に球状をなして擴がる。又この波面が銃口を出ると同時にその後の高速度の空氣は噴流 B となつて噴出する。そして前述の時間 τ は次の様な意味をもつことになる。即ち彈丸が加速されることによつて生じた衝撃は常に通常の音波速度或はそれ以上の速度をもつて傳はるに對し、彈丸は静止の状態から漸次加速され銃口近くに於て漸く音波速度と同程度の速度となる故、この波面は常に彈丸に先んじて銃口に現れる。そして彈丸及び波面が銃腔を通過するに要する時間の差が τ となるわけである。又裝藥量の異なるもの程 τ が小さいのは裝藥量の増加した爲に彈丸速度の増加する割合が彈丸速度の増加による衝撃波の傳播速度の増加に較べて大きい故と考へられる。時間 τ がこの様な意味を持つとすれば、第 17 圖中の \times 及び \triangle 印の彈丸と \circ 印の彈丸とでその裝填の仕方に次の様な相違があつたことがこの τ の値の相違に主な影響を與へたと思はれる。即ち現在の場合の様に彈丸の裝藥量が正規のものに較べて遙かに少いものでは、單に火藥のみを藥莢に入れたのでは藥莢中に相當の空隙が存在するので、 \times 及び \triangle 印の實驗に使用した彈丸には皆少量の脫脂綿をつめてこの空隙を填めたが、 \circ 印の彈丸にはこの脫脂綿の充填を行はなかつたのである。この綿の充填の有無が τ にどの様に影響するかを考へて見ると、綿をつめてある場合は綿のつめてない場合に比し結局裝填比重が増加したことになり、火藥の燃焼速度が比較的大となり、銃腔内に於ける彈丸の速度の増加も急激であらう。それ故綿のつめてある場合には彈丸が藥莢を抜けてから銃口に達するまでの時間は綿のつめてない場合に比較して短く、従つて前述の時間 τ は小さくなると考へることが出來よう。又綿のつめてない彈丸の τ の値が比較的不齊であるのもその藥莢内の空隙の大きい爲と思はれる。なほ藥莢内の綿の有無は多少とも彈丸速度に影響するだらうと思へるが、測定の結果には認め得る程度の差はなかつた。

次に噴流 B が上述の様なものとすれば、これを構成する物質は壓縮された空氣であり、従つて暗い視野に明るいシュリーレン模様を生ずる B 法或は D 法による寫眞では噴流 B は明るいシュリーレン模様としては表はされる筈である。實際 Photo. 6, 13, 14, 15 等の寫眞ではその様であるが、噴流 B が相當に伸びた頃には屢々暗く、その週期的模様が覆はれてしまふ (例へば Photo. 6)。これはシュリーレン法 A, C によつて撮した寫眞でも黒い部分が週期的模様を覆ひ噴流全部が黒くなつてしまふのがわかる (例へば Photo. 1, 2)。即ち噴流 B はその後期に於てはこれを構成するものが單に空氣のみでなく、光に對して不透明な瓦斯が混じると考へねばならない。そしてこの瓦斯は勿論火藥の燃焼によつて生じたものでなけ

ればならないから、これが弾丸より前に外に噴出するのは、弾丸が充分この高圧瓦斯を封じ得ず、銃身と弾丸との隙間から瓦斯が前方に漏れ出たものと考へられる。次にこの様な瓦斯の漏洩が前述の τ の大きさにどの様な影響を與へるかを考へて見ると、瓦斯が漏れる場合にはその漏洩によつてやはり銃腔中に衝撃波が生じ、しかもその漏れた瓦斯は弾丸より高速度であるから、前述の波面は漏洩の無い場合より早く銃口に達するのであらう。即ちその場合時間 τ は大きくなるわけである。前述の第 17 圖の \times 印及び \circ 印のものの τ の相違がこの瓦斯の漏洩の多少によるかどうかを寫眞に就いて調べて見ると、 \circ 印のものは \times 印又は \triangle 印のものに比較して皆漏洩が大きい様である（例へば \circ 印のものに屬する Photo. 1, 2 と \times 印に屬する Photo. 7, 8 或は \triangle 印に屬する Photo. 13 等との比較）。即ち瓦斯の漏洩の多少から云つても、 \circ 印のものは τ が比較的大きくなることになる。この瓦斯の漏洩の多少は装填の際に藥莖の抜弾抗力に相違があつた爲か、或は綿の有無が二次的影響として漏洩の多少を來したかは明かでない。只漏洩の多少による τ の値の變化よりも、今の場合には、綿の有無による弾丸の装填比重の變化の影響がより根本的のものであると思はれる。何れにしても τ なる値は内部彈道學に相當意義あるものと考へられる。

(4) 壓縮波 A と噴流 B との関係。前項に述べた様に弾丸の活塞操作及び漏洩瓦斯の加速によつて銃腔中に生じた衝撃波の波面は銃口に達してからは、壓縮波 A として球狀をなして傳播し、その波面の後方にある高速度の瓦斯は銃口外に噴流 B となつて噴出する。そして銃腔中に於てはこの波面の前進速度 W とその後の瓦斯（主として空氣）の速度 v との間には、瓦斯力學的関係があるわけである。併し銃腔中に於ける速度に關しては吾々の實驗では何等の測定をなし得ない。唯それが銃口を出た瞬間に於ける兩者の速度は測定することが出来る。それは即ち壓縮波 A 及び噴流 B の初速度を測定すればよい。壓縮波 A の初速度 W_0 は既に (Ⅶ) の (2) でその測定の結果をのべた。噴流 B の初速度 v_0 を W_0 の測定に用いたのと同じ寫眞から測定した結果は第 5 表の $v_{0(\text{obs.})}$ である。

次に W 及び v の瓦斯力學的関係を次の様な假想的の場合に就いて考へて見る。即ちこの波面の前後に於て密度、壓力、溫度等が不連続であり、瓦斯の速度はこの波面の前方では常に零で後方では v とし、瓦斯を理想氣體と考へ、總べての變化が斷熱的であると假定すれば、衝撃波の傳播速度 W と瓦斯の速度 v との間には一般に次の關係が存在する。⁽⁴⁾ 即ち

$$v = \frac{2}{k+1} W \left(1 - \frac{V_T^2}{W^2} \right)$$

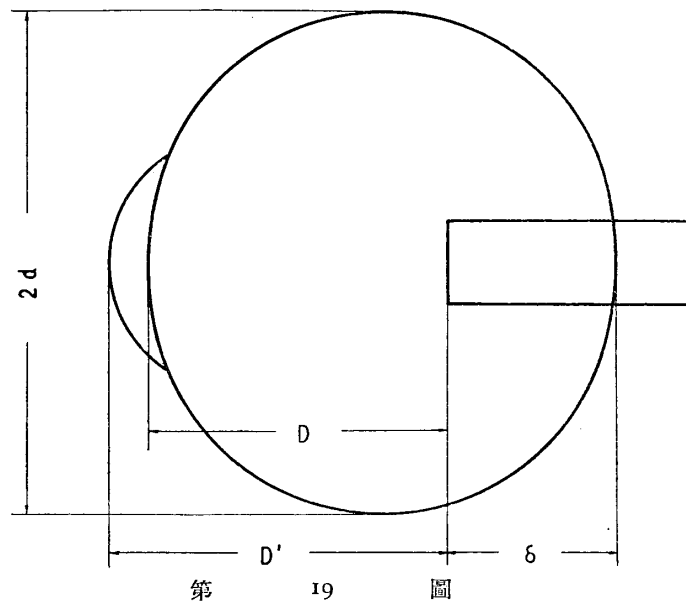
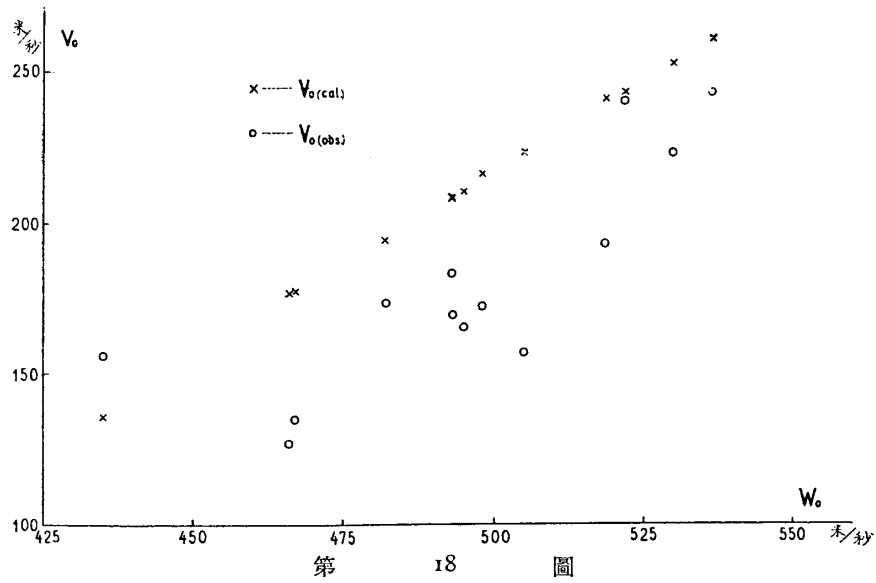
(4) 例へば Cranz: Ballistik. Bd. II, S. 172.

第 5 表

フィルム番號	装薬量(瓦)	W_0 (米/秒)	$v_{0(\text{obs.})}$ (米/秒)	$v_{0(\text{cal.})}$ (米/秒)
306	1.05	435	156	136
308	1.05	482	174	195
310	1.35	537	244	262
312	1.50	495	166	211
314	1.50	519	194	242
316	1.35	522	241	244
318	1.05	466	127	177
320	1.05	467	135	178
322	1.15	493	170	209
324	1.15	505	158	224
326	1.25	530	224	254
328	1.05	498	173	217
330	1.20	493	184	209

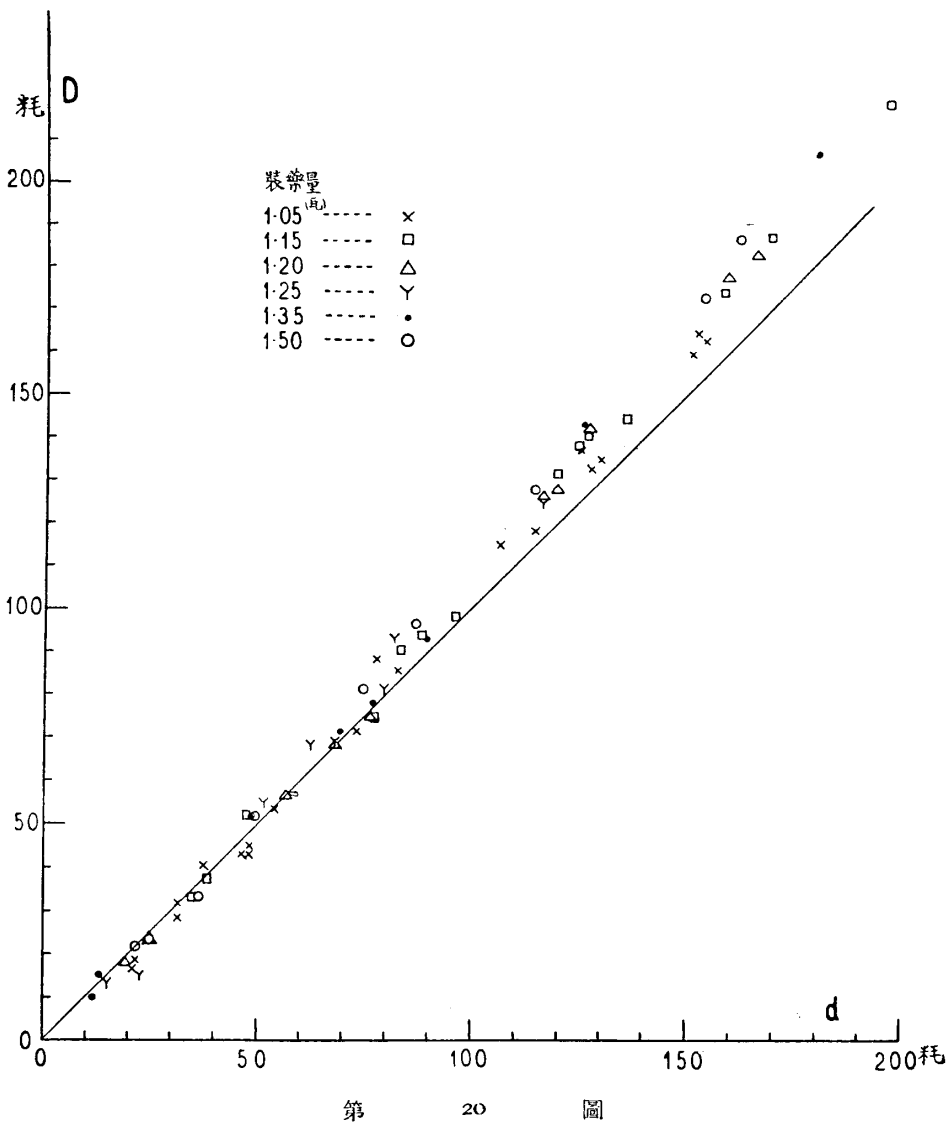
今の場合波面の前後の瓦斯は空気であり、従つて $k = \frac{c_p}{c_v}$ は 1.4 となり、 V_T は波面の前方に方ける静止した空気中の音波速度である。上の式から第5表の W_0 に相當した v_0 を計算すれば第5表の $v_{0(\text{cal.})}$ となる。又 W_0 と $v_{0(\text{obs.})}$ 及び $v_{0(\text{cal.})}$ とを圖示すれば第18圖となる。即ち上の式によつて計算した値は v_0 の大體の値を示すが餘りよく一致しない。これは v_0 及び W_0 の測定が相當誤差の多い爲もあるが、上式は一つの假想的の場合に成立つものであり、實際には此處に假定した様な不連続は存在しないことにもよるであらう。併し W_0 が大きい程よく一致することは、上式が少くとも上述の假想的の場合に於て、 v_0 の極限值を與へ得ることを意味するであらう。

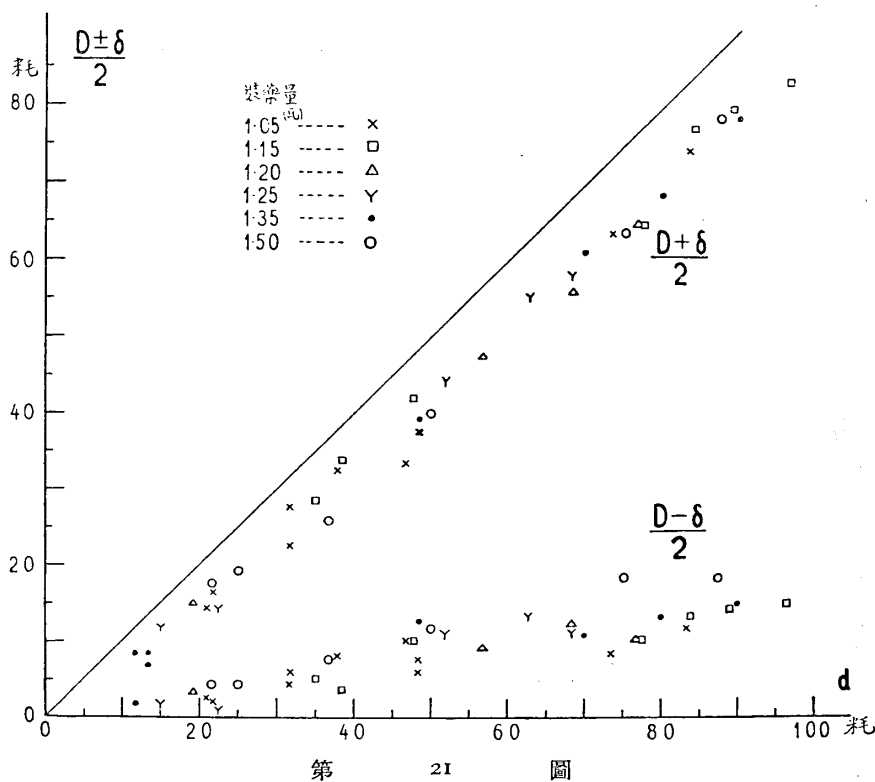
尙ほ既に述べた様に、壓縮波 A には引續いて起るものがあるが、これは恐らく彈丸が銃腔中で次々に加速される爲に生じた衝擊波が銃口に現れたものと思へる。唯前にも一寸注意した様に装薬量 1.50 瓦の彈丸では第二の A 波の中心が著しく銃口の前方にあることはその理由が未だ明らかでない。



(5) 壓縮波 D 。彈丸が銃口を離れると同時にその後にあつた高壓瓦斯 C は急激に大氣中に噴出しその衝撃によつて壓縮波 D が生ずる。Photo. 1—4 及び Photo. 7—15 等の寫眞よりわかる様に、壓縮波 D は銃口より相當距つた場合には略球狀をなし、その中心も大體銃口と見なすことが出来るが、その初めの間は球よりも寧

るそれが前後に潰れた形に近い。今初めの間壓縮波 D の形の變化の大體を知るため、寫眞から第 19 圖の D, d, δ を測り、その相互の關係を調べて見た。尙ほ D 波は其の先端に少しく突起した部分 D' があるが、それに就いては更に後に述べる。 d を横軸に D を縦軸にとると第 20 圖の様になる。又 d と $\frac{D+\delta}{2}$ 及び $\frac{D-\delta}{2}$ との關係は第 21 圖の様になる。此處に D, d, δ 等は寫眞よりの測定を實長に換算したものである。第 20 圖及び第 21 圖に於て同一記號の點は裝藥量の





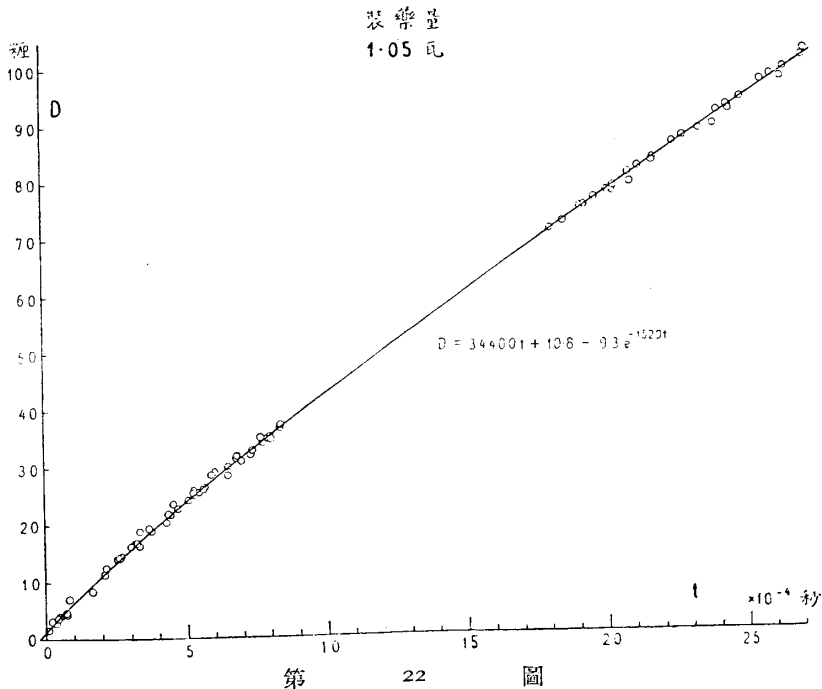
第 21 圖

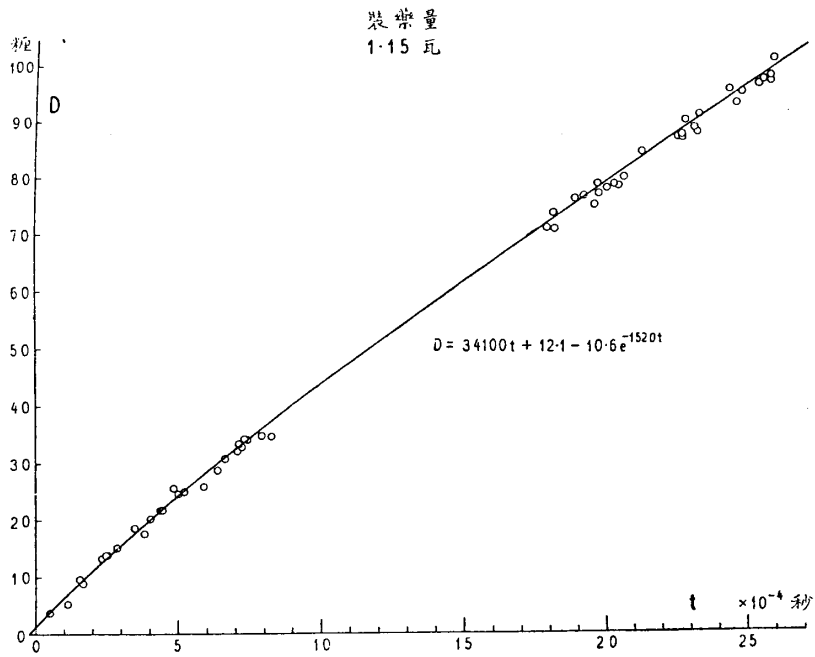
等しい弾丸を意味する。又此等の圖中の直線はそれぞれ $D=d$ 及び $d=\frac{D+\delta}{2}$ なる値を示すもので、點がこの直線より離れてゐることは D 波の形が銃口を中心とした球と違つてゐることを示す。又是等の圖より次のことがわかる。(i) D は初め d より小さいが次第に大きくなつて、 D が 5 糎程になつた時 d と略等しくなり、更に d より大きくなるが、間もなく両者は略一定の差のまま大きくなる。そしてその差は大體に於て装薬量の多いもの程大きい。(ii) D 波の彈丸の進行方向の長さ $D+\delta$ はその幅 $2d$ より約 2 糎程小さくなる。(iii) その中心と見られる點と銃口との距離 $\frac{D-\delta}{2}$ は次第に大きくなり 1.5 糎程になる。そしてその値は大體装薬量の大きいもの程大きい。

壓縮波 D が壓縮波 A と異なりその初期に於ける形が銃口を中心とする球狀でないことは、主として D 波の内部に在る瓦斯の運動によるものと考へられる。即ち壓縮波 A の場合にはその内部の噴流 B の先端の速度は音波速度以下であり、従つて A 波の傳播は噴流 B の影響を受けないが、壓縮波 D の内部の瓦斯 C の

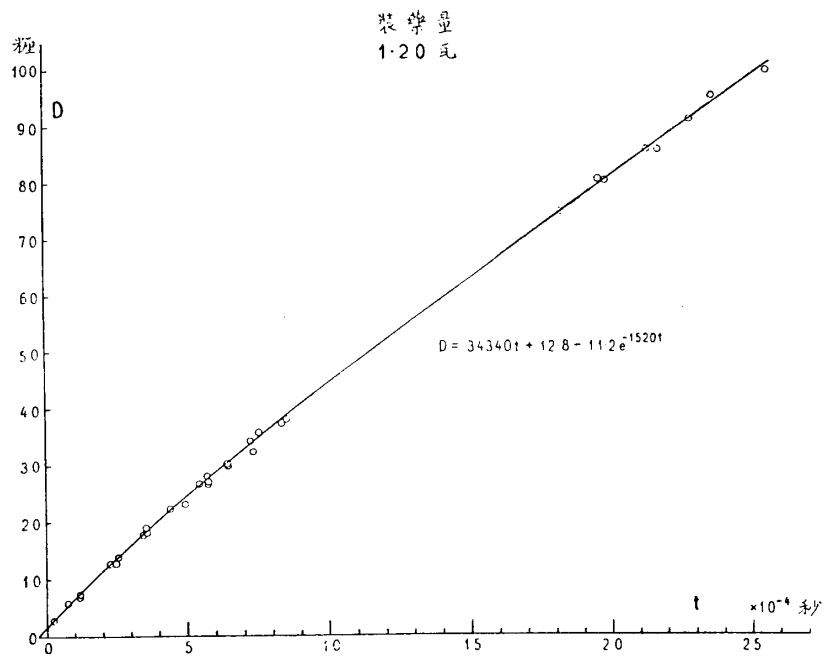
初期に於ける噴出速度は後に述べる様に音波速度以上であり、その爲め恰も音波速度以上の速度を以て飛行する彈丸がその頭部に彈頭波を伴ふ様に、この高圧瓦斯の周圍に D 波が形成され、しかも D 波の傳播は瓦斯の擴り方に支配され、且つその波面は瓦斯の前面と一致する。即ち初め上述の如く D が d より小さいのは彈丸が銃口を出た瞬間に於ては瓦斯はその前方への噴出を彈丸に遮られ主として側方に擴がるためである。併しやがて瓦斯の噴出は専ら前方に著しくなり、 D 波の形も前方に長く D は d より大きくなる。又後方には瓦斯の噴出が殆んどないので、最初銃口に於て生じた壓縮は自身の傳播速度で傳播する。従つて δ は D 及び d に比し最も小さい。此の様に D が δ よりも大きくなるから、見掛上の D 波の中心は前方に移ることになる。やがて瓦斯の噴出速度が次第に衰へ、その主體の前面の速度も壓縮波の傳播速度以下となり、 D 波は瓦斯を離れてそれ自身の傳播速度を以て大氣中に擴がる様になる。

次に D 波が時間とともに擴がる模様を調べる。第 19 圖の D を寫眞から測定し、これを縦座標にとり時間を横座標として記入すれば、各藥量に相應して第 22 圖乃至第 27 圖を得る。時間の原點にはやはり彈丸の後尾が銃口を出た時を用ひた。これ等の圖によつてわかる様に、同一の裝藥量のもの D の値は皆同一曲線上に分布し、噴流 B の場合の様に、フィルム番號 259 以後のものとフィルム番號 146 以前のものととの差異は何等認められない。

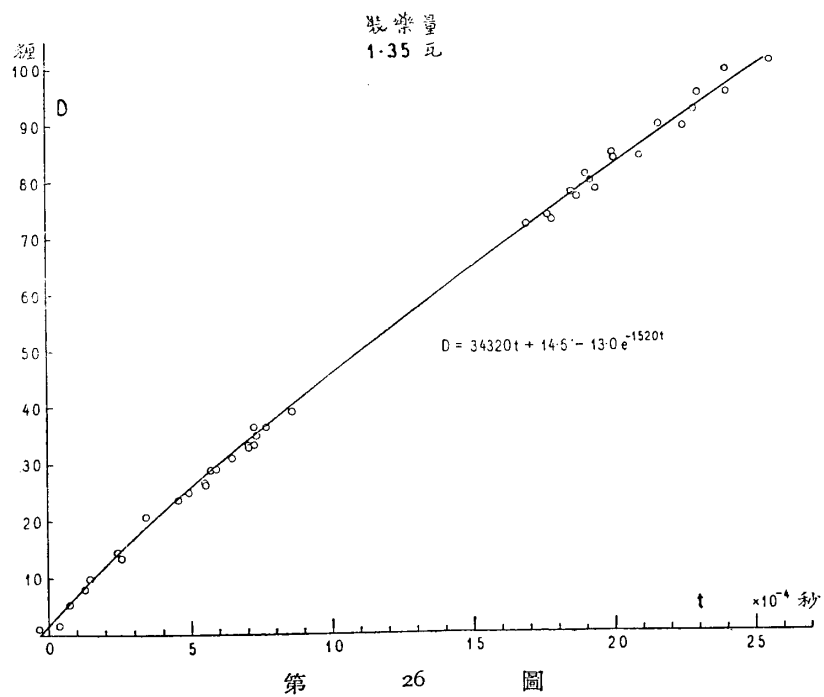
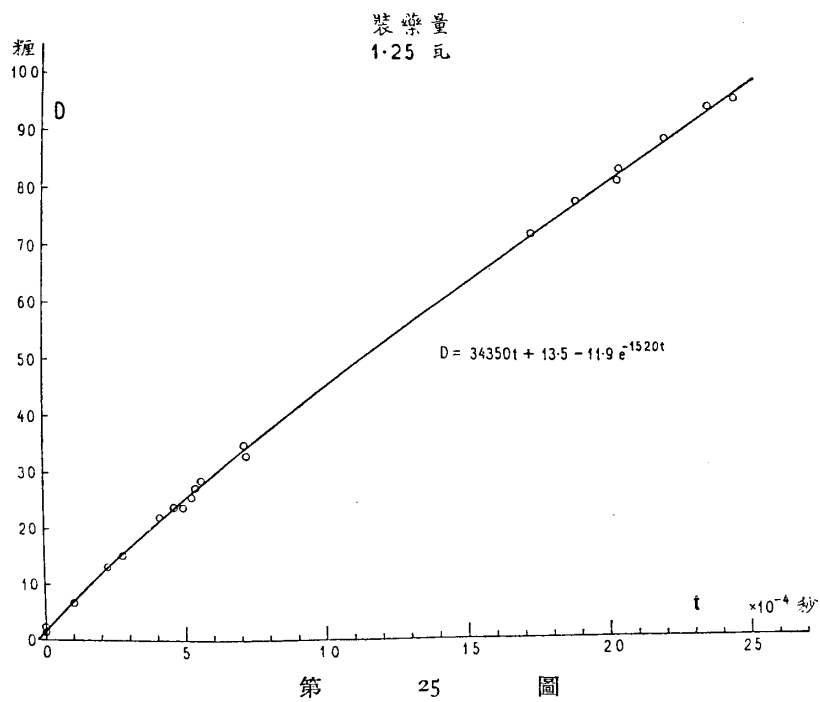


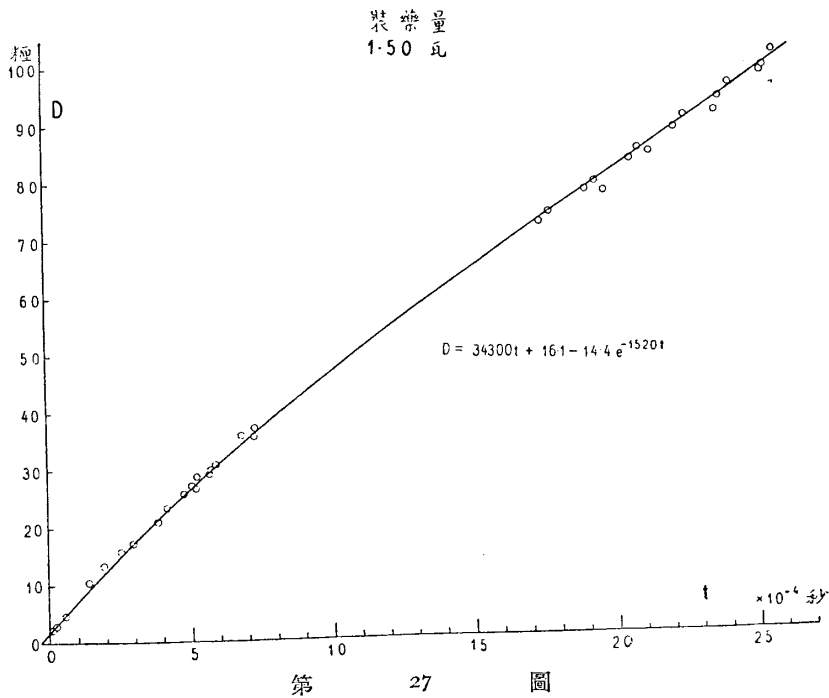


第 23 圖



第 24 圖





これ等の圖によりわかる様に、 D 波の前進速度は初め大きいのがやがて減少して結局ある一定値に近づく様である。この一定値として最も確からしい値はその時の室温に相當する通常の音波速度である。實際銃口より約 70 糎—100 糎の距離に於て測定した D 波の傳播速度は音波速度より約 2—3 % 大きい程度であつた。壓縮波 A の場合にはこの程度の距離では既に殆んど音波速度に等しかつたが、 D 波は遙かにその壓縮の度が強いからその傳播速度も大きい。しかし更に遠距離に於てはその壓縮の程度も弱くなり、一層音波速度に近づくものと考えられる。

D 波は爆音を構成する主要のものと思はれるからその傳播の模様を實驗式で表はすことを試みた。即ちその傳播速度は最初の高速度から次第に減少し結局音波速度に漸近するものとし、各装薬量のものに相應して次の形に表はし得るとした。即ち

$$V = \frac{dD}{dt} = V_T + V_0 e^{-at}$$

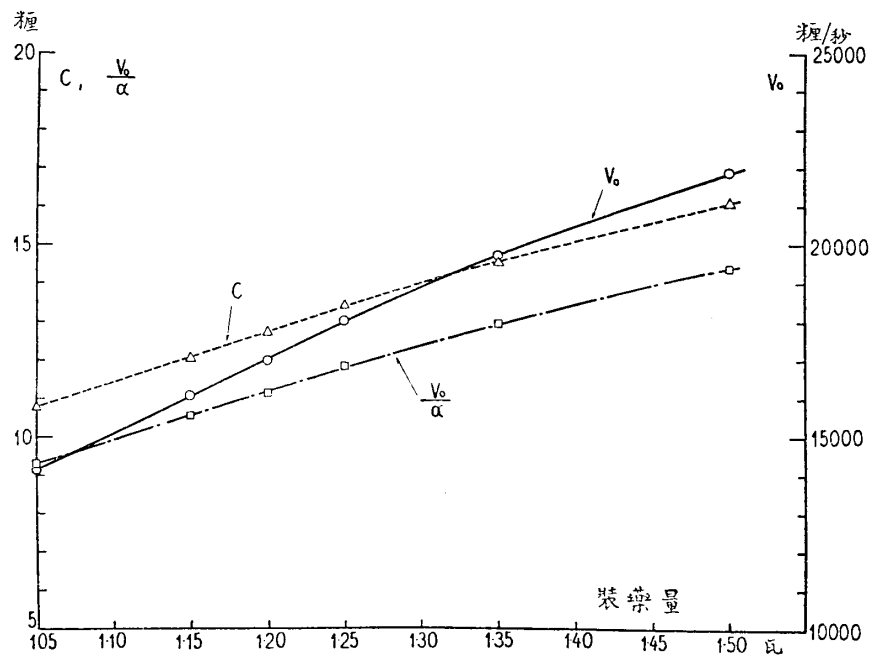
こゝで V は D 波の前方への傳播速度、 V_T は室温 $T^\circ\text{C}$ に於ける音波速度、 t は時間、 a 及び V_0 は常數である。或はこれを D で表はせば

$$D = V_{T_0}t - \frac{V_0}{a}e^{-at} + c$$

c も亦一つの常數で、これは時間の原點として彈丸の後尾が銃口を出た時刻をとつたが、實際にはそれより小時間前に既に瓦斯が噴出し、 D 波が現はれる爲に必要となつた常數である。又實際にはいろいろの室温の下に實驗が行はれたから、その平

第 5 表

装藥量(瓦)	平均温度(°C)	V_{T_0} (糎/秒)	V_0 (糎/秒)	a (1/秒)	V_0/a (糎)	c (糎)
1.05	21.3	34400	14130	1520	9.3	10.8
1.15	16.2	34100	16110	1520	10.6	12.1
1.20	20.3	34340	17020	1520	11.2	12.8
1.25	20.5	34350	18090	1520	11.9	13.5
1.35	19.9	34320	19760	1520	13.0	14.6
1.50	19.8	34300	21890	1520	14.4	16.1



第 28 圖

均温度 T_0 に相当した V_{T_0} を V_T として用ひた。かくして V_0 , a , c 等を求めると第6表の様になる。なほ a は各装薬量のものにつき共通な常數とすることが出来た。各装薬量に対する V_0 , $\frac{V_0}{a}$, c の變化の様は第28圖の様である。

V 及び D の實驗式に第6表の數値を入れれば各装薬量に相當してそれ等に對する式を得る。例へば

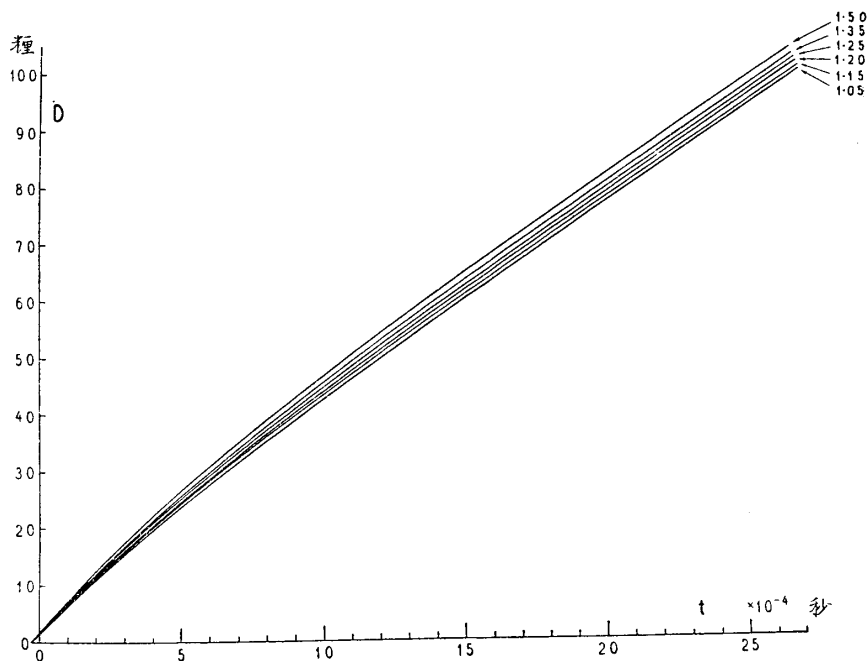
$$\text{装薬量 } 1.05 \text{ 瓦: } V = 34400 + 14130e^{-1520t} \quad (\text{糧/秒})$$

$$D = 34400t + 10.8 - 9.3e^{-1520t} \quad (\text{糧})$$

$$\text{装薬量 } 1.50 \text{ 瓦: } V = 34300 + 21890e^{-1520t} \quad (\text{糧/秒})$$

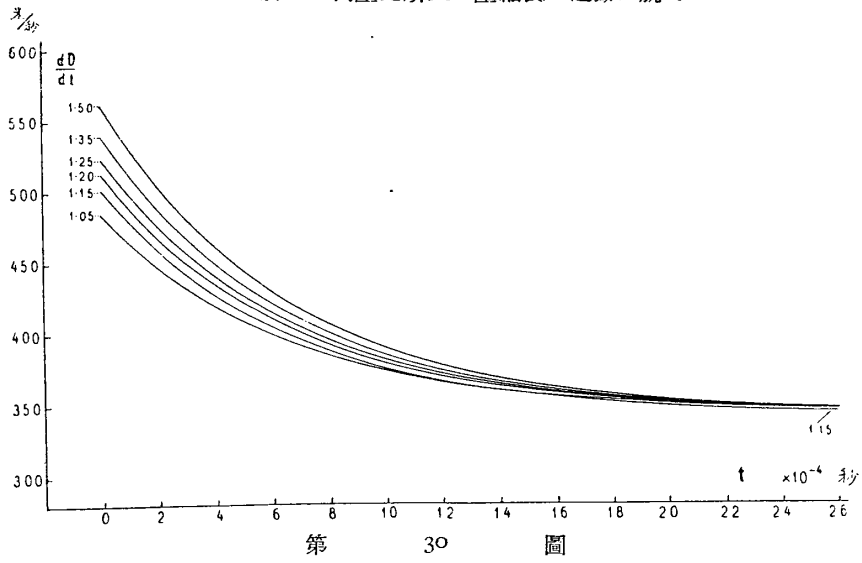
$$D = 34300t + 16.1 - 14.4e^{-1520t} \quad (\text{糧})$$

是等の D の實驗式の示す曲線は第22—27圖中にひかれた曲線である。又これ等の曲線の装薬量による變化を第29圖に示してある。



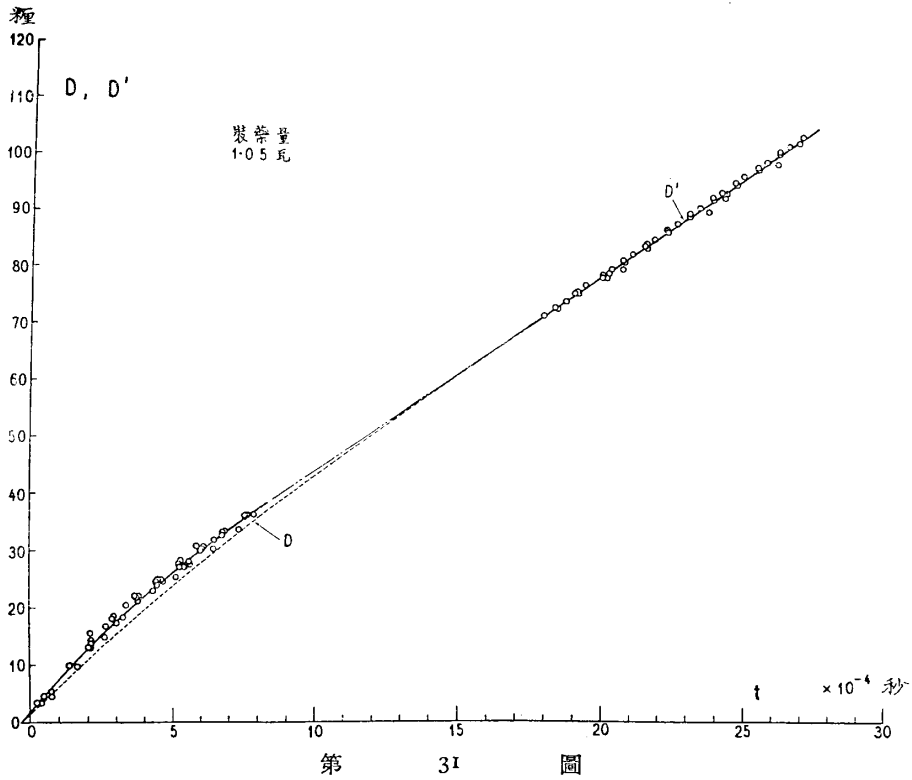
第 29 圖

各装薬量に対する D 波の傳播速度 V は第30圖の様になる。即ち D 波の速度は初めは 480 米/秒乃至 560 米/秒の高速度であるが次第に減少して通常の音波速度に漸近する。

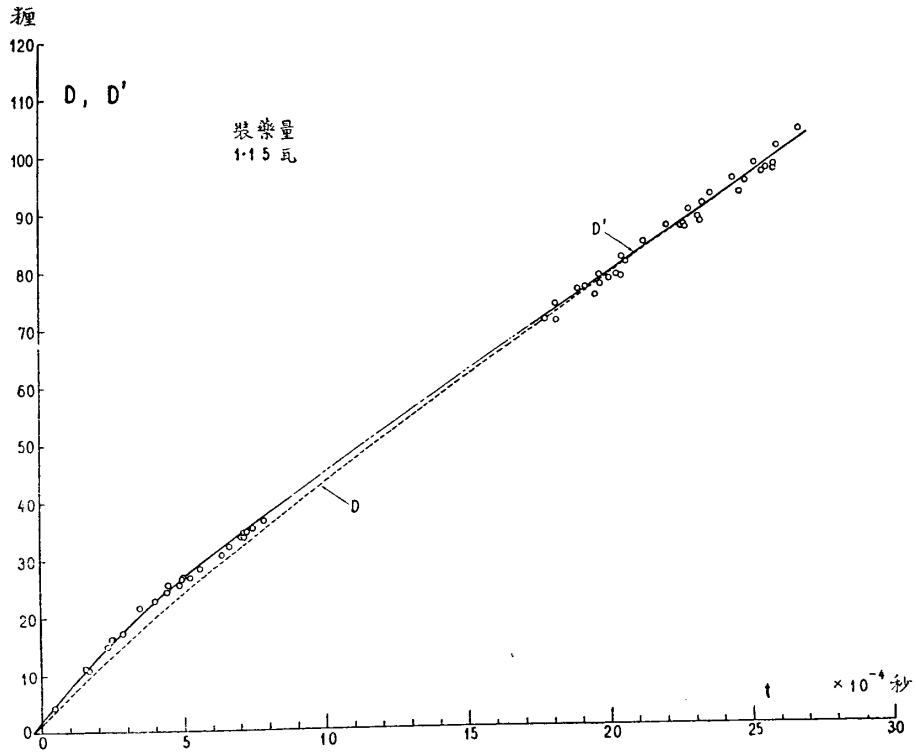


第 30 圖

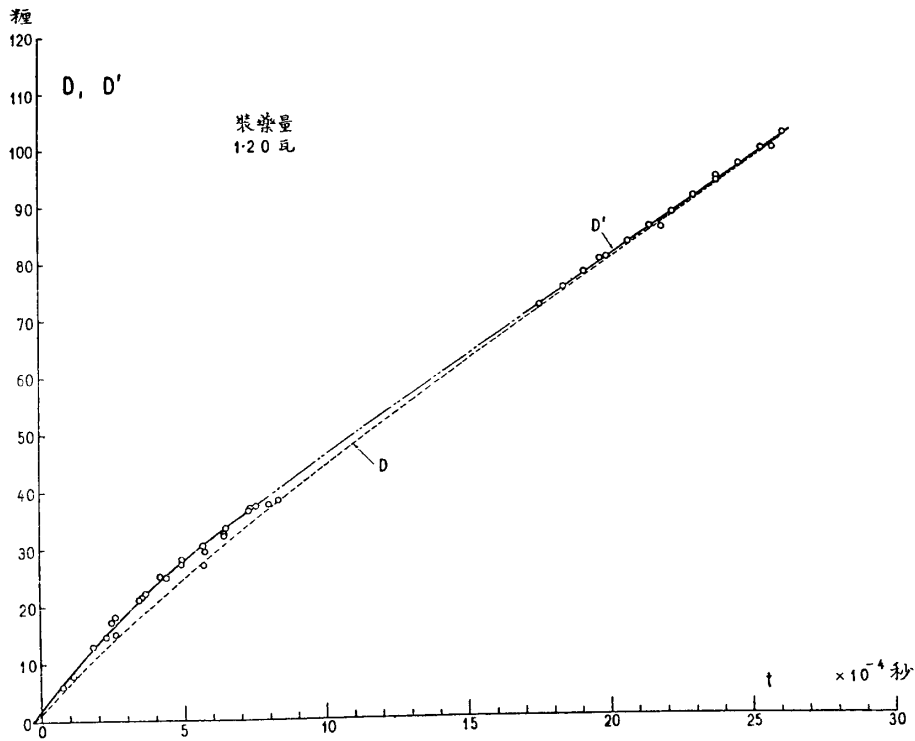
次に Photo. 1—4 に於て D' と記した、壓縮波 D の前方の少しく突出した部分に就いて考へる。この部分が時間と共に如何に擴がるかを見るために、その先端と銃口との距離 D' (第 19 圖) を寫眞から測定し、その時間に對する關係をしらべて見ると、第 31 圖乃至第 36 圖の様になる。



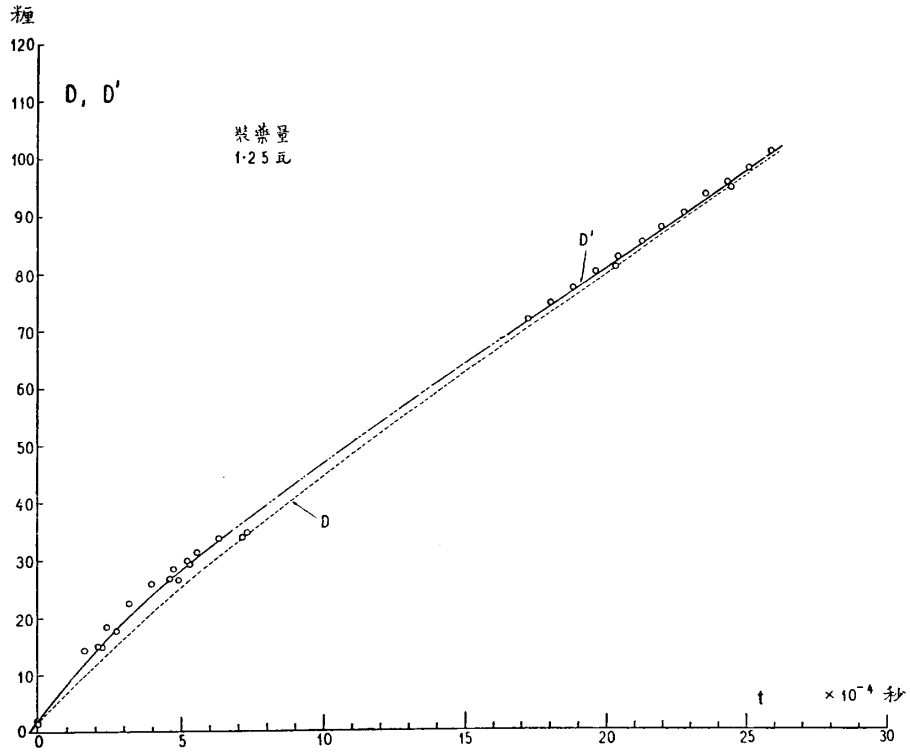
第 31 圖



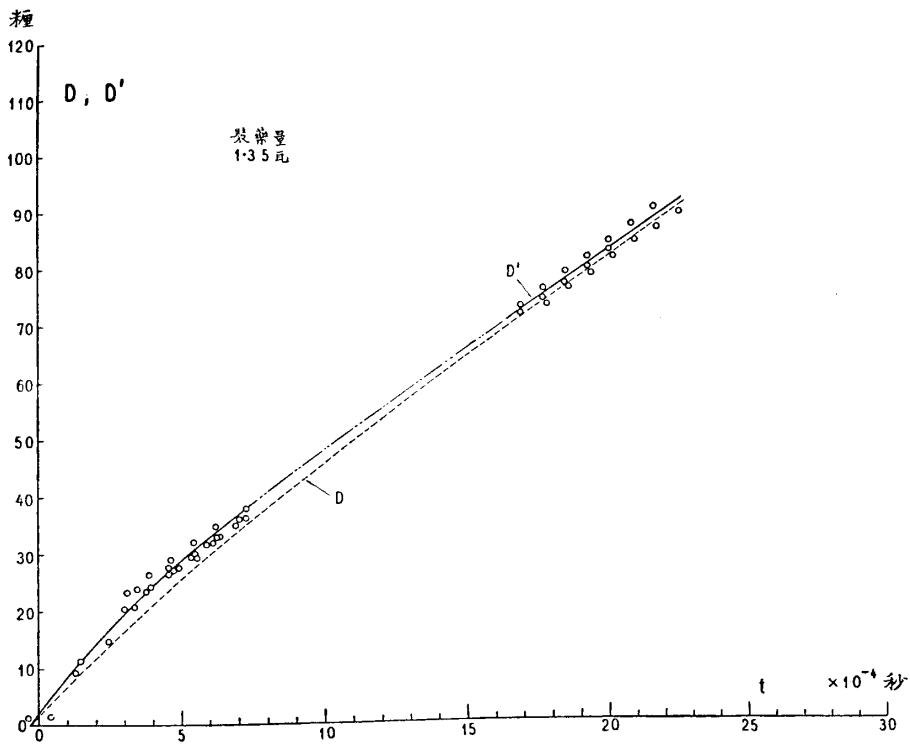
第 32 圖



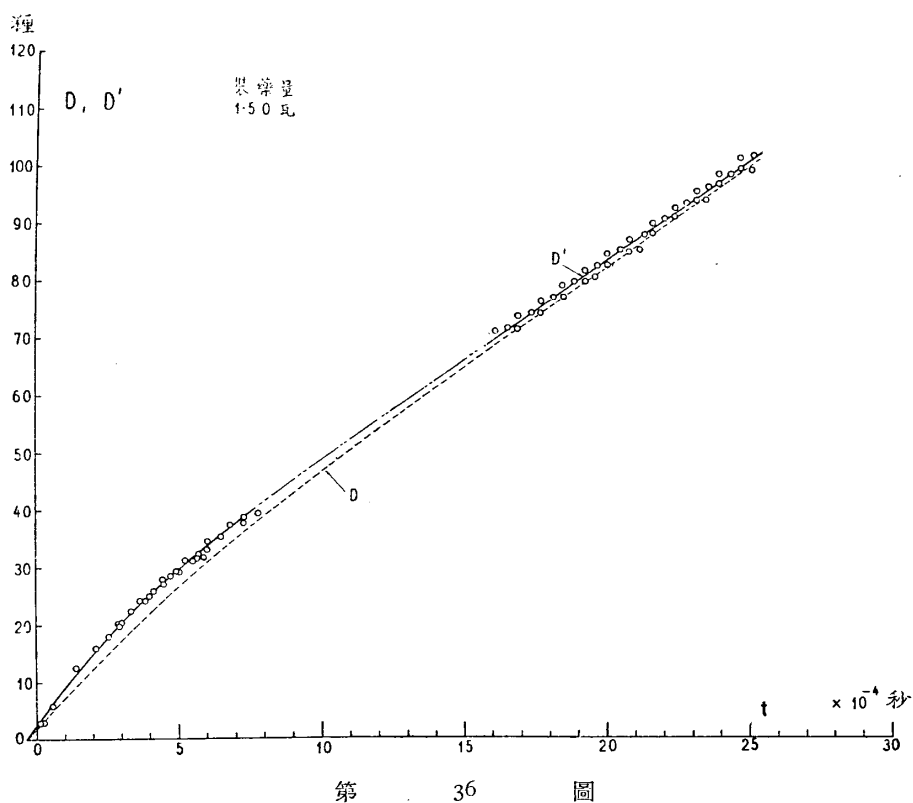
第 33 圖



第 34 圖

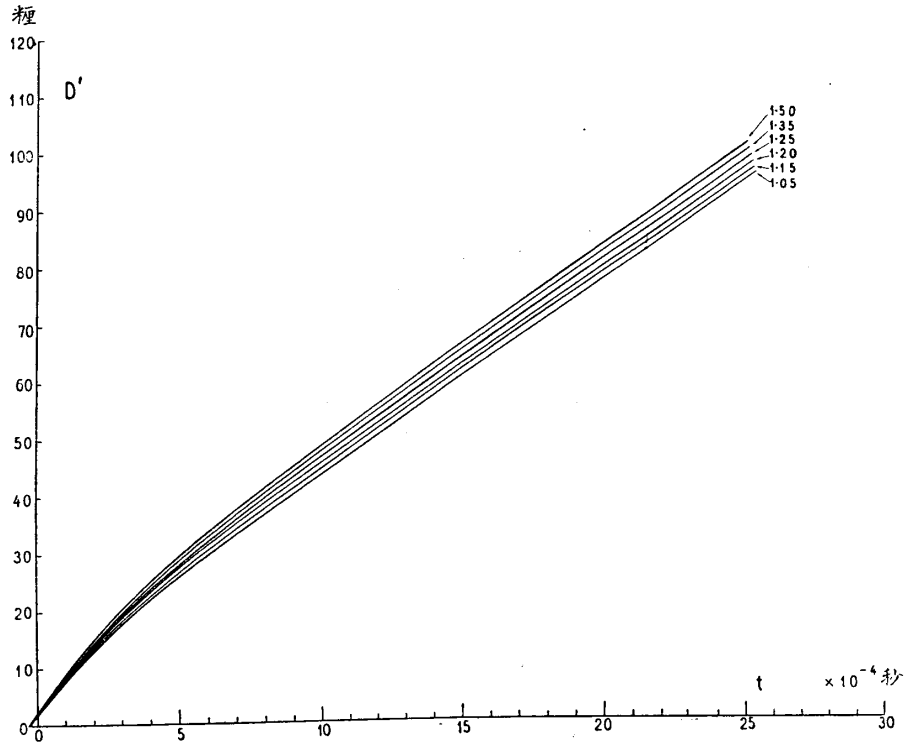


第 35 圖

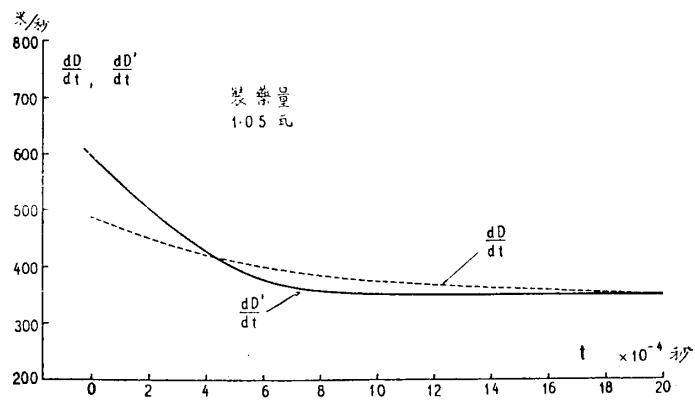


第 36 圖

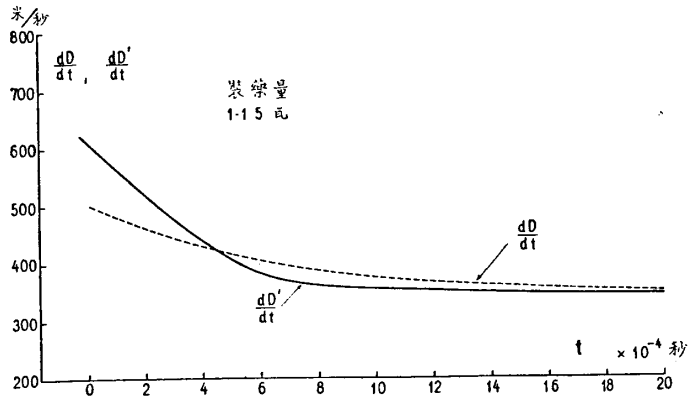
これ等の圖に於て實線の曲線は D' 波の平均曲線を示し、破線のものは D 波の平均曲線である。 D と D' との相互の關係を見るに、初めは D と D' とは等しいが次第に D' は D より大きくなり、やがて其の差が最大となり、その後 D' の増加は D の増加より少なくなつて再び D' と D とは接近し、装薬量の少ないものでは銃口より約 65 糎、時間にして約 0.0015 秒後には両者は殆んど一致してしまふ。これに對して装薬量の大きいものでは銃口から 100 糎の所でもなほ 1—2 糎程度の差がある。又 D' 波の平均曲線と装薬量との關係は第 37 圖の如く D 波の場合と略同様である。又第 31—36 圖から D' の平均曲線の切線を求め D' の前進速度 $\frac{dD'}{dt}$ を測定すると、その速度は第 38—43 圖の實線の曲線の如くなり、初期に於ては 600—720 米/秒の高速度に達する。第 38—43 圖中の破線は D 波の前進速度 $\frac{dD}{dt}$ である。又 $\frac{dD'}{dt}$ と装薬量との關係は第 44 圖のようになる。



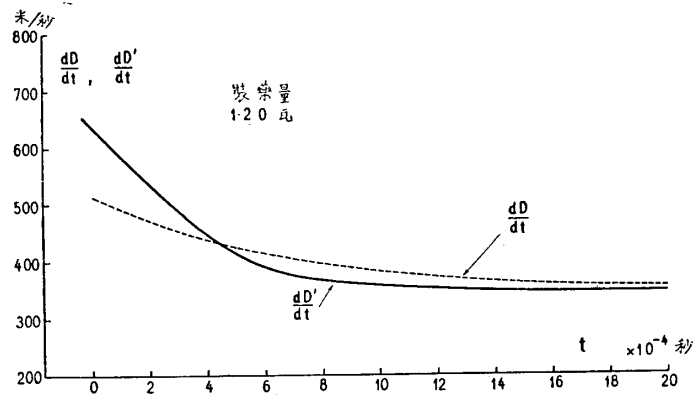
第 37 圖



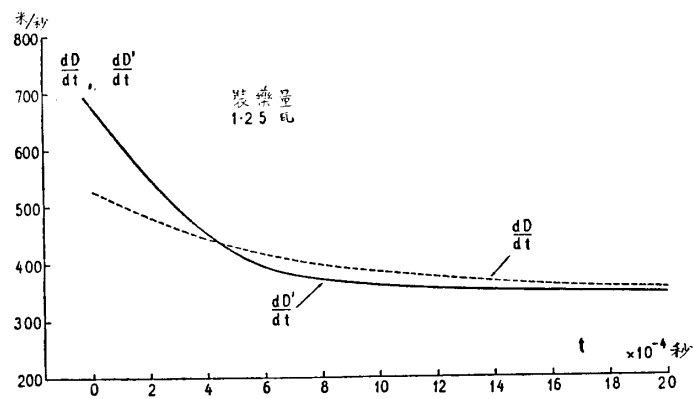
第 38 圖



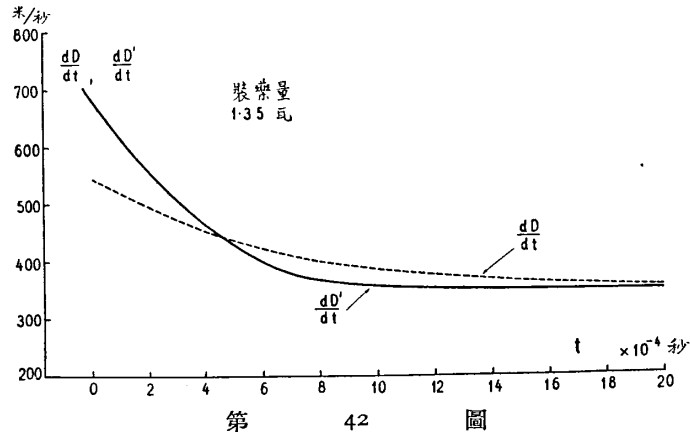
第 39 圖



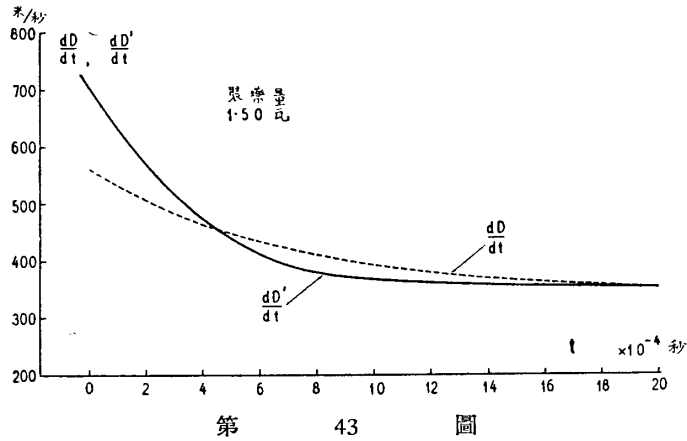
第 40 圖



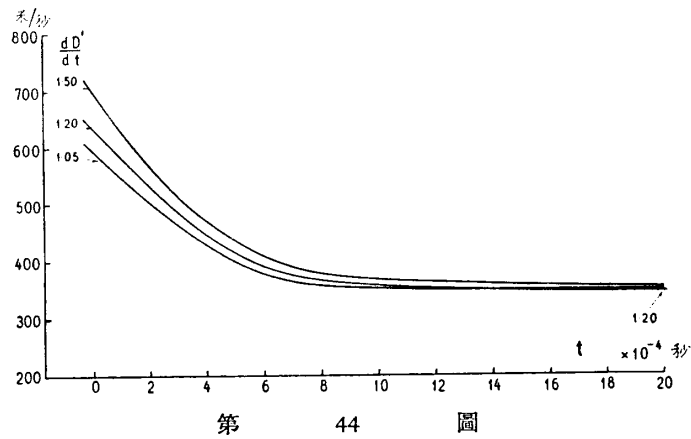
第 41 圖



第 42 圖



第 43 圖



第 44 圖

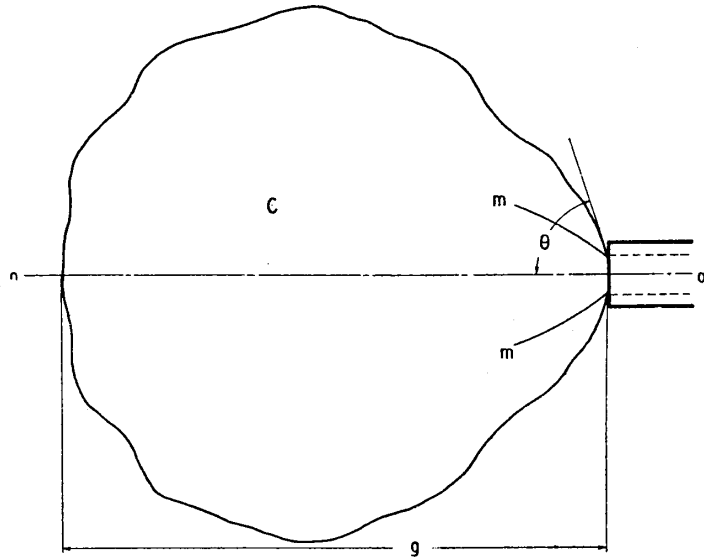
D 波及び D' 波の前進速度 $\frac{dD}{dt}$ と $\frac{dD'}{dt}$ とを比較すれば、初め $\frac{dD'}{dt}$ は $\frac{dD}{dt}$ より遙に高速度であるが、その速度の減少著しく、約 0.0004 秒後には却つて $\frac{dD}{dt}$ より小さくなり、やがて略々通常の音波速度にまで減少する。

次にこの D' 波の生因に就いて少しく考へて見る。 D' が D と同時に生ずることから、 D' も D も元來は同一のものであるが、唯 D の傳播速度が特に前方の小部分に於て他より高速度であり、その小部分が即ち D' 波となつたのではないかと考へられる。 D 波の傳播がその前方の小部分に於て特に高速度であることは結局前に述べた噴流 B の存在に起因するものであらう。即ち彈丸が銃口を出た瞬間には彈丸より前方に噴流 B があり、その速度は漸減しつつあるも、尙ほ相當の高速度であるから、 D 波の傳播速度は噴流 B のある附近では特に大きく、 D 波が突出して傳播を始め、やがて D' 波となつたものであらう。而してこの突出部分の D 波は前方のみならず側方にも次第に傳播するから、その幅は寫眞の様に次第に大きくなるであらう。 D 波が生じてから 0.0003—0.0005 秒の後にこの突出部分 D' が噴流 B を追ひ越してしまへば、最早噴流 B の存在による附加速度はなくなり、その前進速度も急に減少するものと思へる。なほ $\frac{dD}{dt}$ と $\frac{dD'}{dt}$ との差は初期には大體 150 米/秒程度であるが、この差はこの時の噴流 B 中の瓦斯の前進速度の大略を示すものであらう。

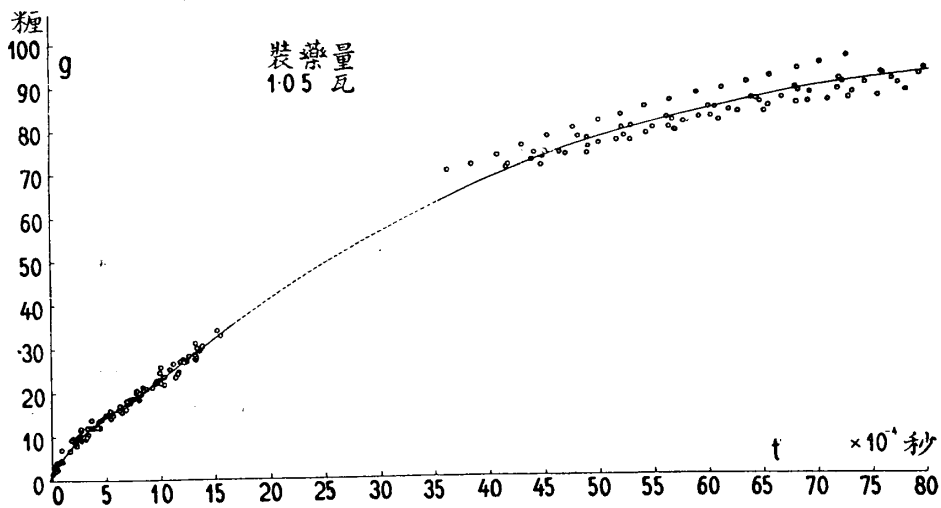
(6) 高壓瓦斯 C 。彈丸が銃口を出ると共に高壓瓦斯は急激に大氣中に噴き出すが、其の有様は各々の寫眞から明らかな様に、大部分銃口より前方に噴出し、初めは前後に潰れた塊状をなすが間もなく前方に著しく延びた形となる。その主體は光に對して透明な瓦斯體であり、これに僅少な煙が混ざつて居る。これは暗い視野に明るいシュリーレン模様を生ずる“シュリーレン法 B 又は D ”によつて寫した Photo. 13, 14 (シュリーレン法 D) 及び Photo. 15 (シュリーレン法 B) 等の寫眞を“シュリーレン法 A, C ”等によつて寫した寫眞と比較すると明らかである。これは實際火藥の燃焼によつて生ずる瓦斯の主成分が CO_2 , CO , H_2O , H_2 , N_2 等のものであることを考へれば當然である。唯前に述べた様に彈丸より先に漏れて噴流 B 中に混ざる漏洩瓦斯や彈丸が銃口を出た時最初に銃口外に噴出する少量の瓦斯は著しく黒い煙を含んで居るが、これは現在の様に少量の裝藥量による發射では彈丸が銃口を出る時には尙ほ火藥の燃焼が完了しないから、其の不完全燃焼による遊離炭素の含有量の多いものが主として噴出するためでないかと想像される。

次に瓦斯の主體が擴がる模様をしらべて見る。先づその前端の前進する有様を寫眞から調べる。即ち第 45 圖の g を測り、これを縦座標に、時間を横座標にとり、

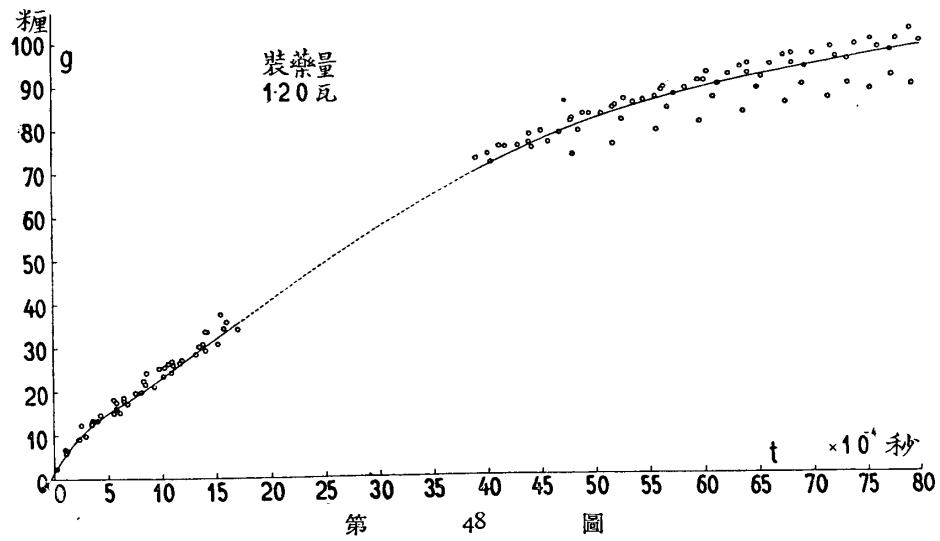
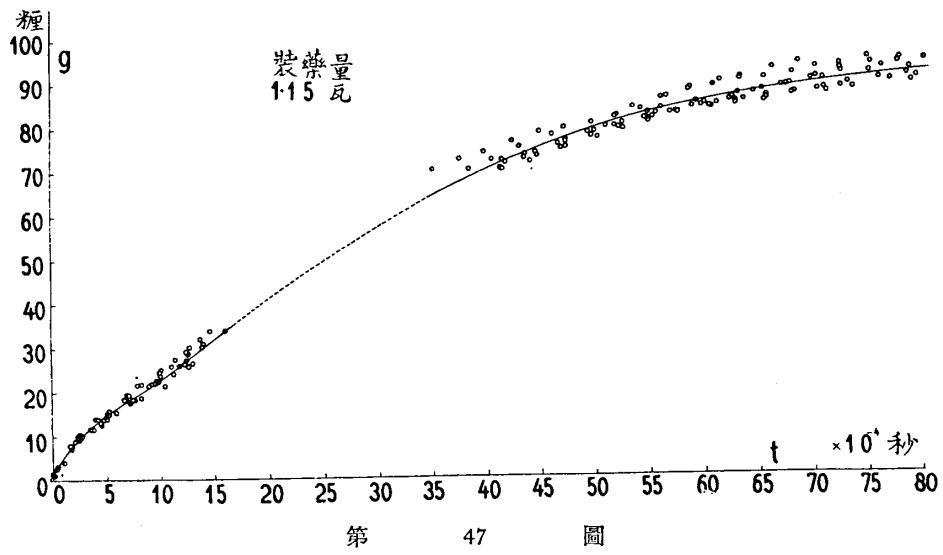
時間の原点を前同様弾丸の後尾が銃口を出た時にとると第 46 圖乃至第 51 圖となる。又装薬量 1.05 瓦, 1.25 瓦, 1.35 瓦のもの相互の關係を示すと第 52 圖となる。又その前進速度 $\frac{dg}{dt}$ は大體第 53 圖の様になる。

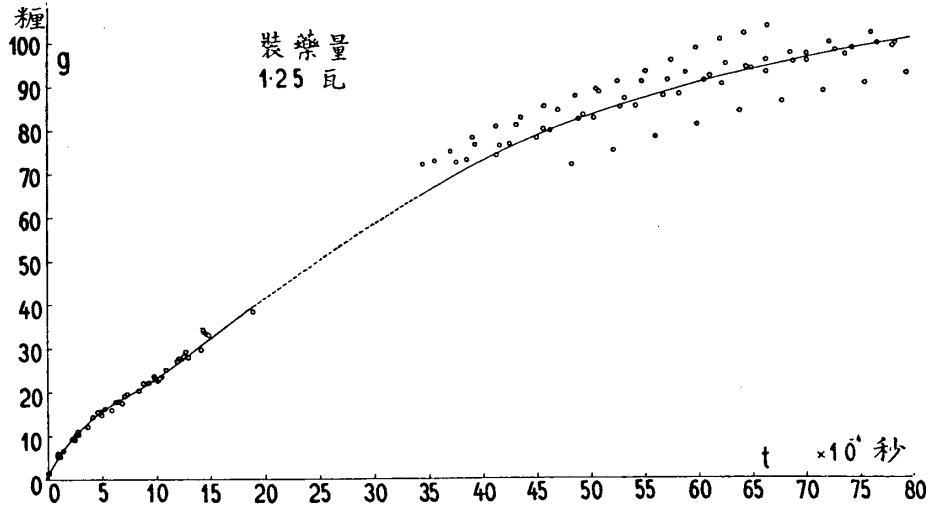


第 45 圖

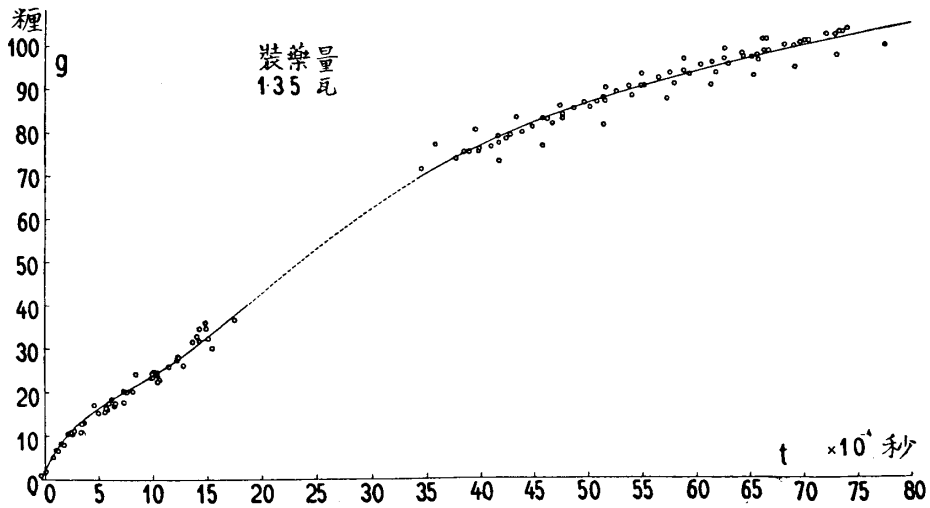


第 46 圖

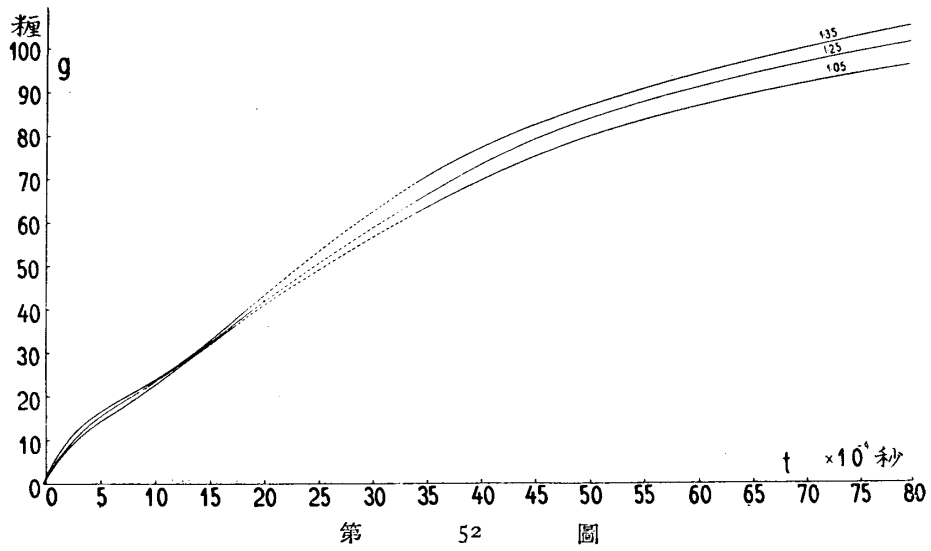
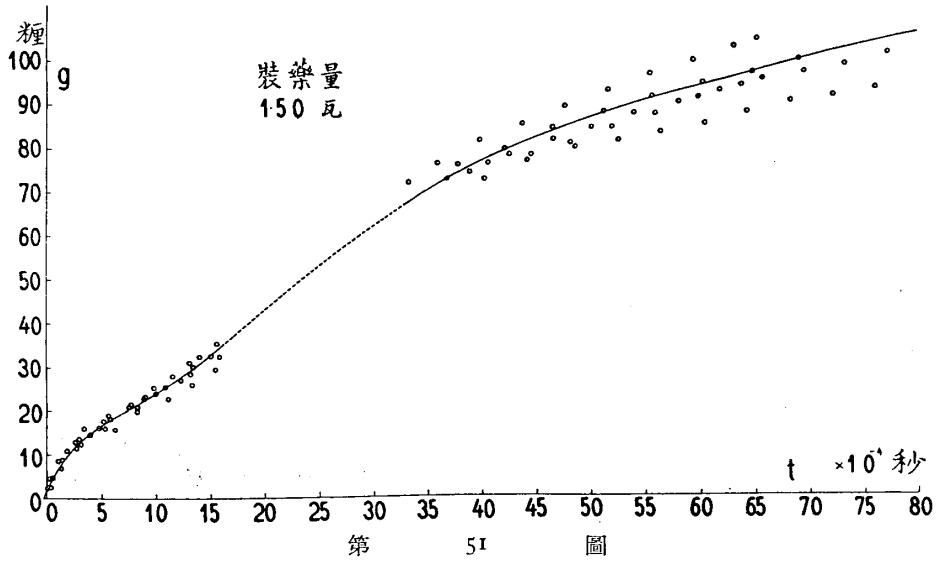


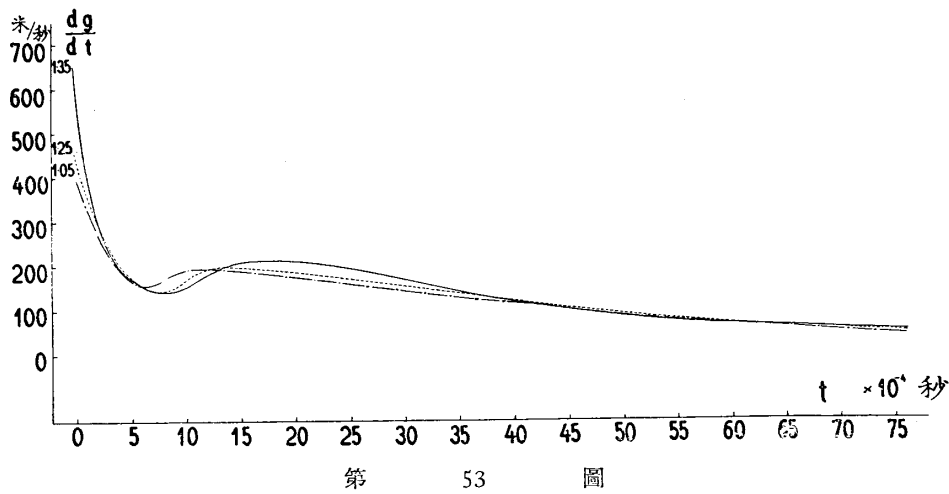


第 49 圖



第 50 圖





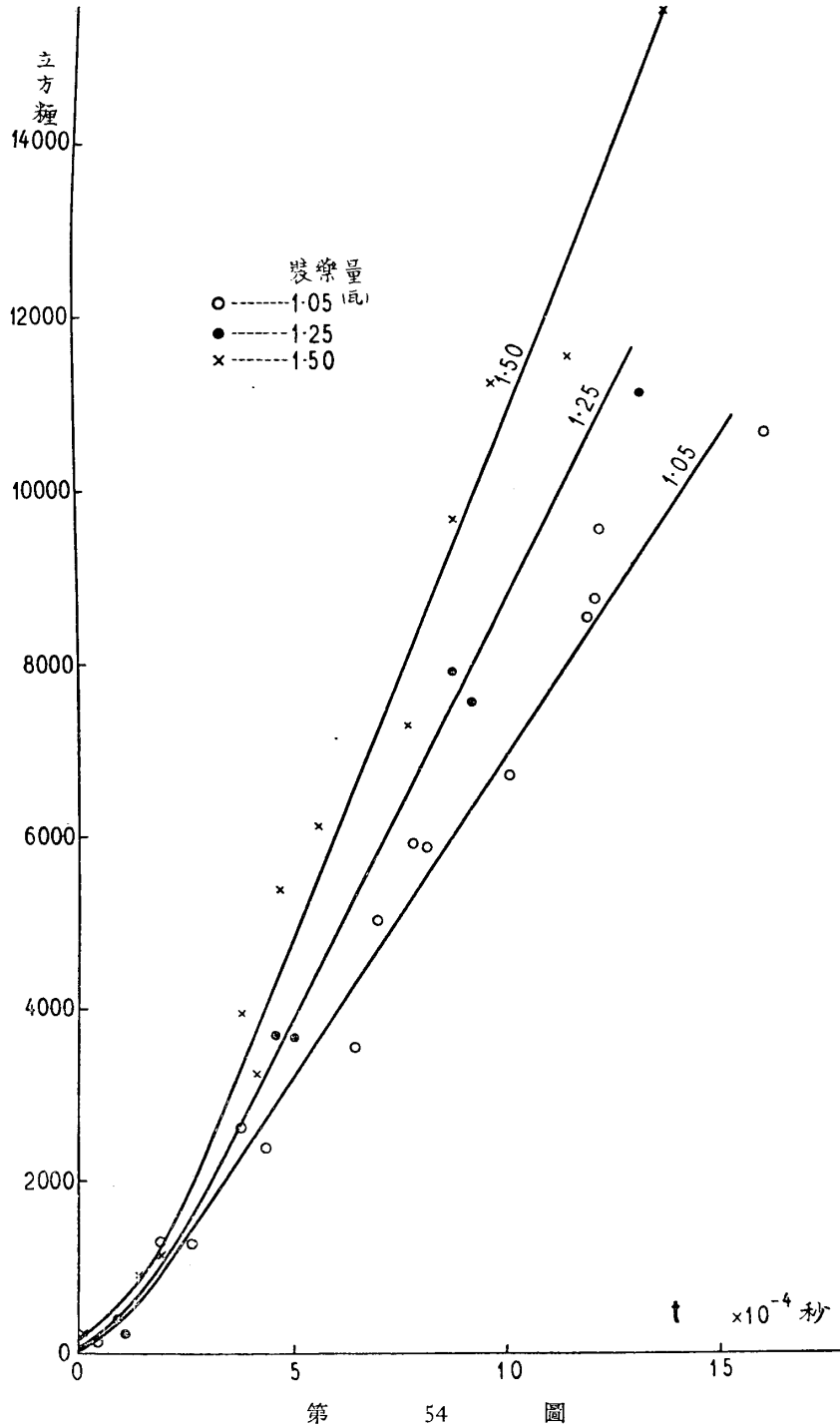
第 53 圖

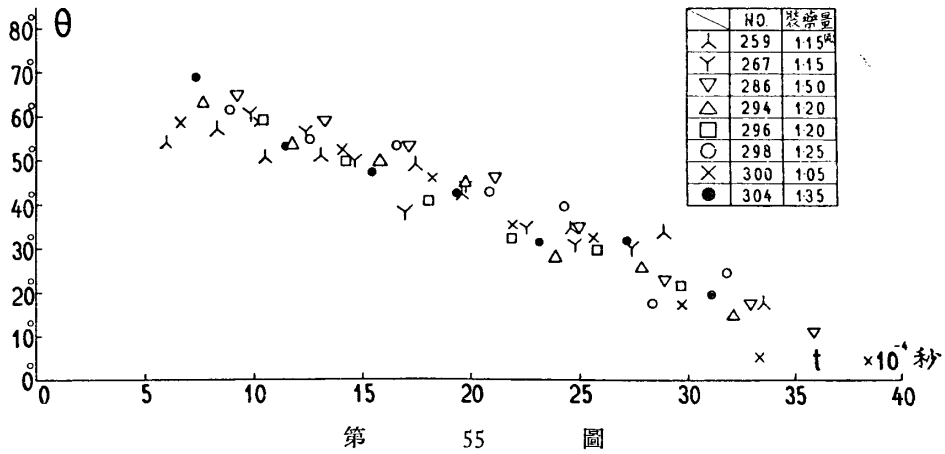
即ち瓦斯の主體の前端の前進速度は初め最も大きく次第に減少するが、彈丸が銃口を出てから約 0.001 秒後、その前端が銃口より約 25 糎の距離に達した頃再びその前進速度が少しく増加し、其後は又漸次減少の一途を辿る。この様にその速度が一度減少し再び増加するのは、急激に瓦斯が噴出したために前端に於て所謂“堰止作用⁽⁵⁾”が起り、その速度が減少するとともに壓力増加し、それが最大壓力に達した後再度前方に噴出する爲と考へられる。

次に瓦斯の主體が噴出する際、それが占める容積が時と共に如何に増加するかを寫眞から推定して見た。噴出した瓦斯の主體の容積は第 45 圖に於て主體の斷面 C がその中心線 oo' を回轉軸として回轉した時に生ずる回轉體の容積に等しいことを假定し、數個の寫眞に就いてこれを測定した。その結果は第 54 圖の様になる。即ち瓦斯主體の容積は次第にその増加の割合が増し、後には略々時間と共に直線的に増す。又裝藥量の異なるもの程容積増加の割合が著しい。

又瓦斯は銃口に於て漏斗狀をなして噴出するが、その漏斗狀のなす角度が時間と共に減少することが寫眞から明らかである。第 45 圖に於てこの漏斗狀のものが中心線 oo' となす角度 θ が時間の経過につれ如何様に變化するか寫眞から測定して見ると第 55 圖の様になる。この角度は噴出する瓦斯の壓力と周圍の外氣の壓力との關係によつて定まるべきものであるから、この角度の減少は壓力の變化を知る一つの目安とすることが出来よう。二次元の定常流の場合には、この角度と壓力との

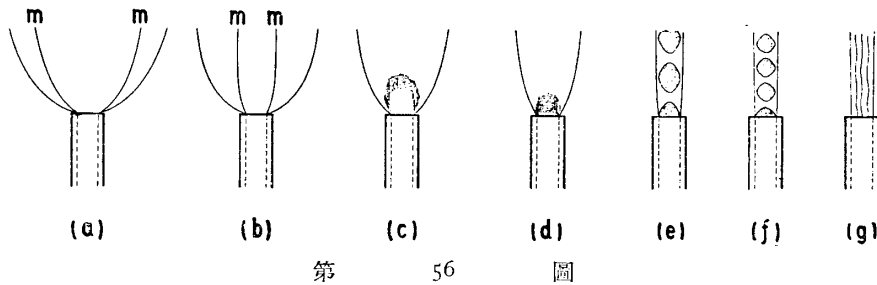
(5) 例へば、Cranz: Ballistik. Bd. II, S. 187 “Stauerscheinung.”





關係は Th. Meyer によつて理論的に研究されて居るが、⁽⁶⁾ 現在の場合の様な急激な變化をなしつゝあるものに直ちに之を應用することは出來ないであらう。

又瓦斯の噴出の際この漏斗狀の噴流中に第 45 圖の *m* の様な形の線があらはれ、この線が時と共に變化するのが寫眞から分る (例へば Photo. 16)。この線はその形から所謂 “Mach 波” と考ふべきものと思はれる。その變化を概觀的に畫いて



見ると第 56 圖の様になる。即ちこの “Mach 波” は漸次接近して第 56 圖の (c)、(d) の様になり、更に (e) の様に噴流 *B* 中に生じたものと同様な週期的生成が明らかとなる。その週期的模様は漸次 (f) の様に短くなり、遂に又この模様も消えて (g) の様な單なる噴流となつてしまふ。これ等のことから週期的生成の現れるのは或る特定の範圍の壓力分布の時にのみ生じ、其の他の時には生じないことが明らかに分る。吾々の實驗で特に噴流 *B* 中に週期的模様が明らかに生じたのは、

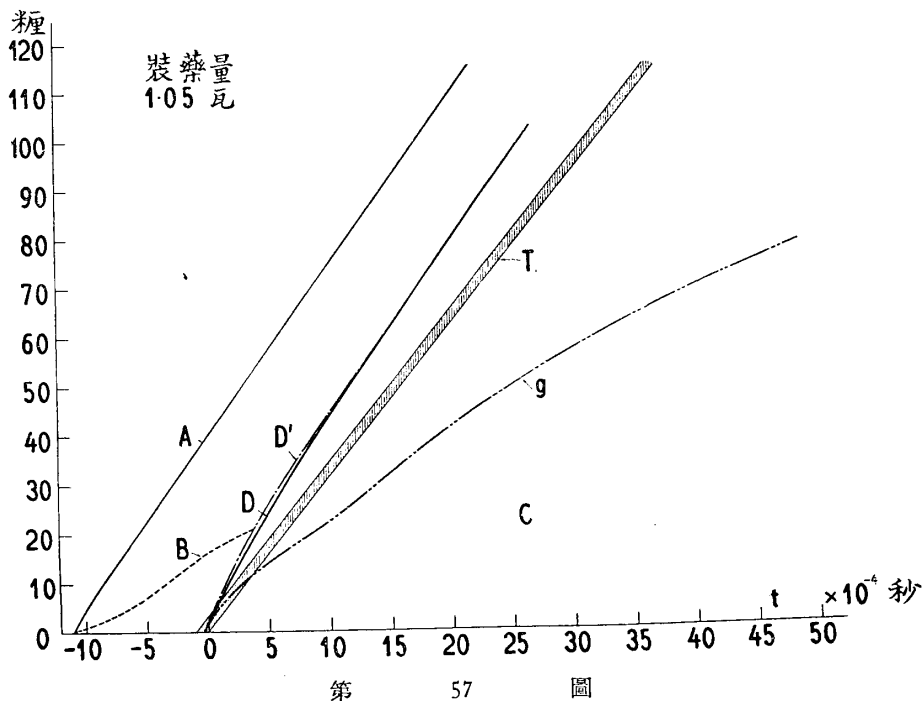
(6) Th. Meyer: Über zweidimensionale Bewegungsvorgänge in einem Gas, das mit Überschallgeschwindigkeit strömt. Dissert. Göttingen. 1908.

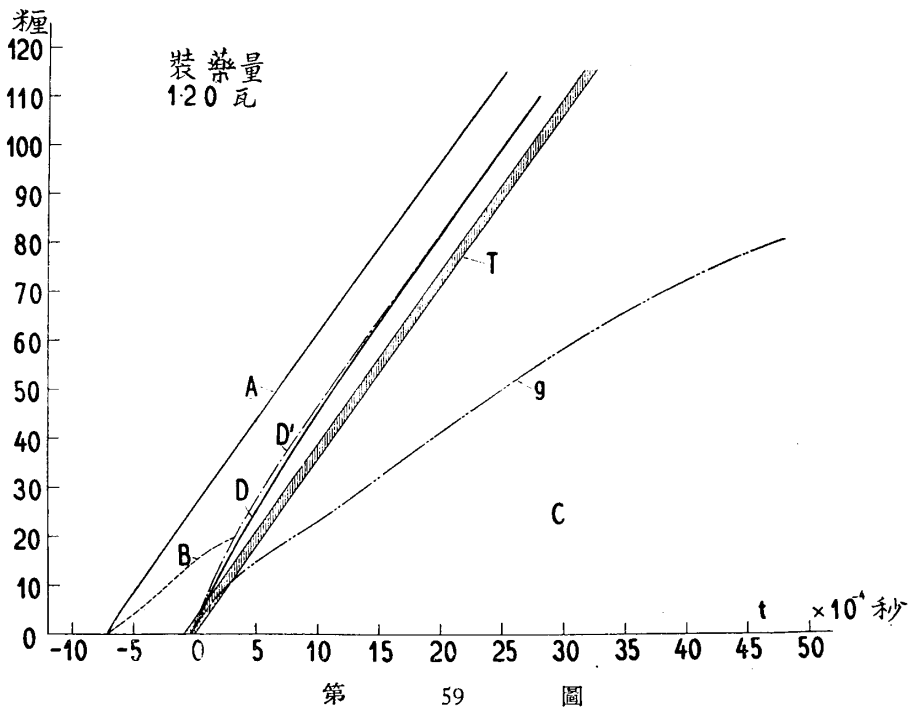
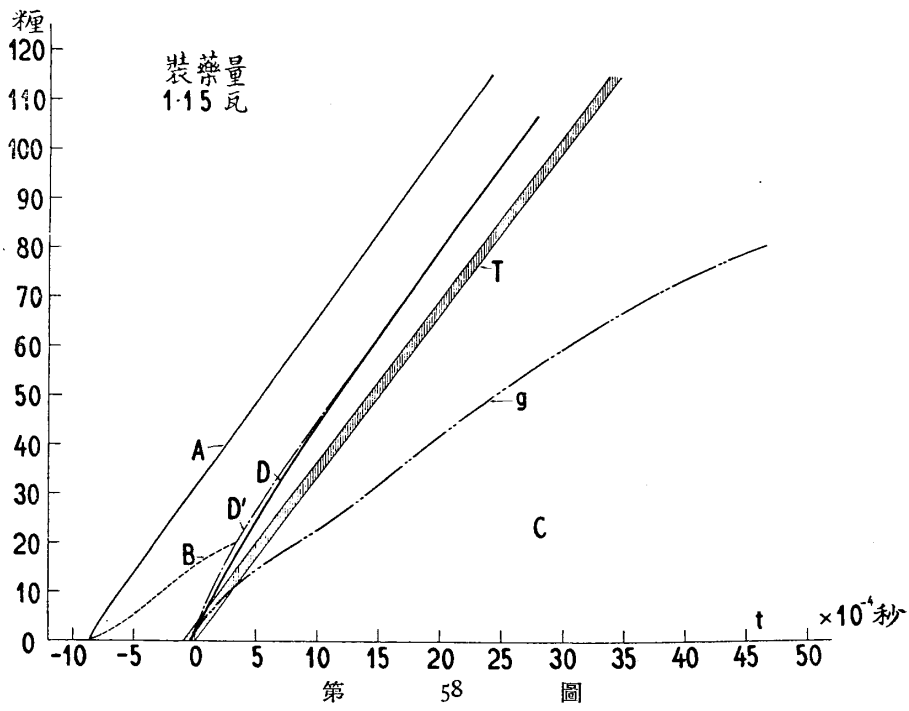
その装薬量が比較的少く噴流 B の壓力分布がこの特定の範囲内にあつた爲めと考へられる。

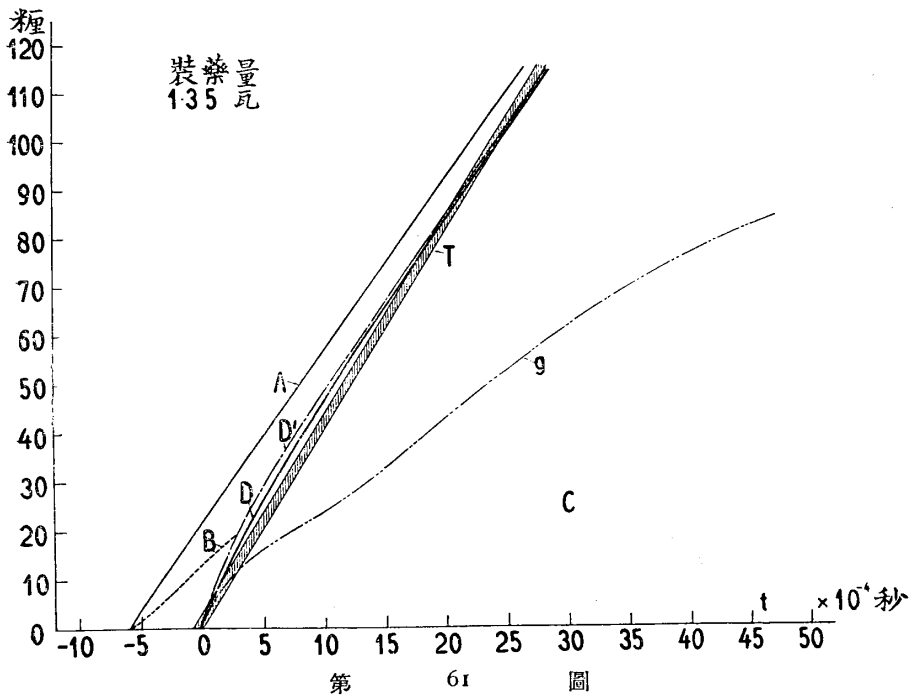
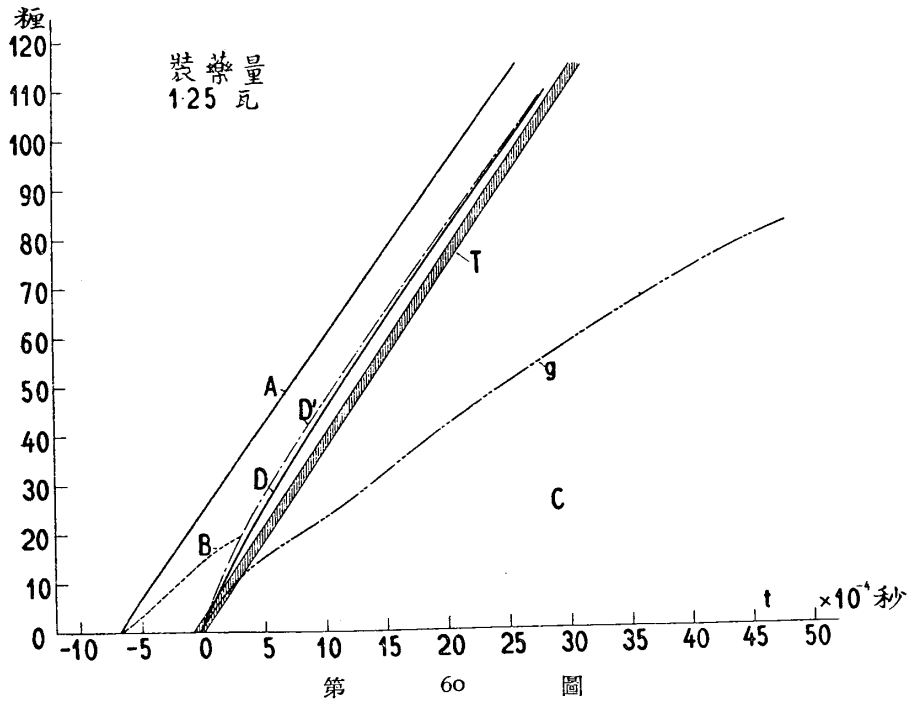
(7) 彈丸其他。彈丸は銃口を出ると間もなく D 波及び D' 波に追ひぬかれてしまふが装薬量の大きいものでは彈丸が再び D 波及び D' 波を突き貫け頭部に彈頭波、尾部に彈尾波を伴つて飛行する。又その速度も吾々の實驗の範囲では等速度と考へてよい様である。

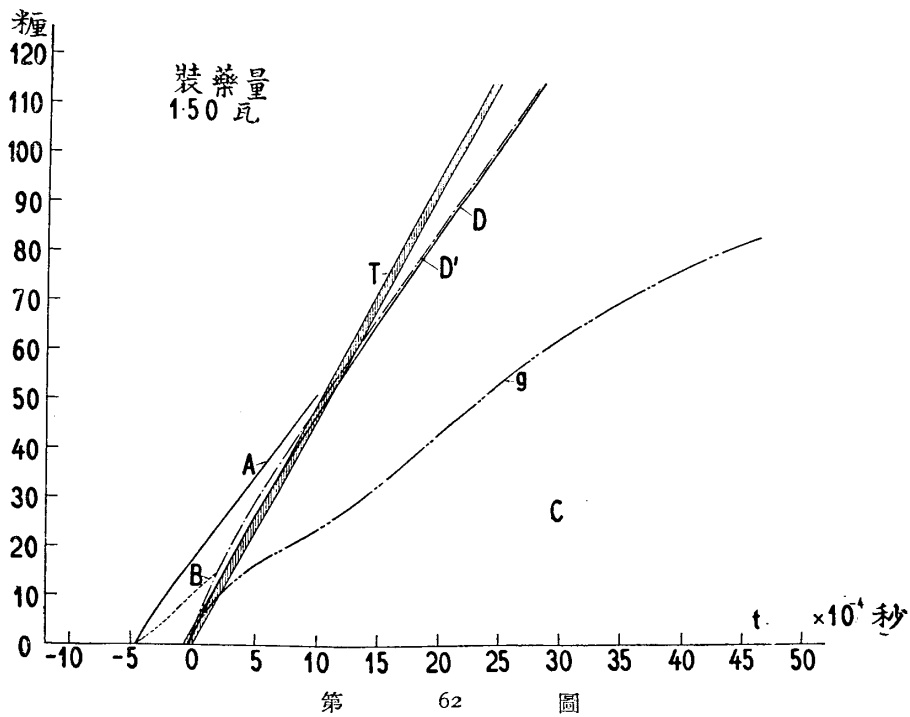
第 57 圖乃至第 62 圖では彈丸 T 、瓦斯 C 、壓縮波 A 、噴流 B 、壓縮波 D 及び D' の相互の關係を示した。これによつても分る様に装薬量 1.05 瓦、平均彈速 310 米/秒及び装薬量 1.15 瓦、平均彈速 333 米/秒のものでは彈丸は最後まで壓縮波 A 及び D を追ひ越すことを得ず、装薬量 1.20 瓦のものは銃口より數十米の邊で漸く A 波及び D 波を越えることが出来よう。又装薬量 1.35 瓦及び 1.50 瓦のものは 1 米以内で D 波及び D' 波を越えてしまふ。そして共に彈頭波及び彈尾波を生ずるが、Photo. 3 及び 4 に於て分る様に、その波のなす角度は D 波及び D' 波をぬけ出た後に小さくなる。これは D 波及び D' 波の後の空氣が相當の速度で前進して居るため D 波を越える前には彈丸と周圍の空氣の相對速度が小さいからである。

(8) 銃口の前に置いた障礙物の影響。銃口前に二三の障礙物を置き、高壓瓦斯の









第 62 圖

噴出や壓縮波の傳播を妨げた場合等の寫眞をとつた。Photo. 17 と Photo. 18 は銃口前に小さい木製の衝立を立てた場合である。衝立の大きさは幅 29.5 糎、高さ 36.5 糎で彈丸の貫け得る様直徑 3.1 糎の圓孔を上端から 10.8 糎の所にあけたもので、Photo. 17 ではこれを銃口から 14.6 糎の所に置き、Photo. 18 では銃口より 4.7 糎の所に置いた。又 Photo. 19 は幅 35 糎、長さ 33 糎の板を水平に銃口の下 6.5 糎の所に置いたものである。この寫眞で板の上側の瓦斯が特に黒く見えるのは、板に塗つた油煙が剝されたものである。Photo. 20 は上下及び前方を板で圍つたもので上下の板の間隔は 12 糎で前方の板と銃口との間隔は 27.7 糎である。前方の板には彈丸の通る様直徑 3.05 糎の圓孔をあけてある。Photo. 21 は銃口の四方を木製の箱で圍んで發射した時の寫眞でその箱の内法は幅 14.3 糎、長さ 16.1 糎、高さ 5.9 糎であつた。前方の板には直徑 3.1 糎の圓孔をあけ彈丸の通路とした。この場合には發射した際の爆音が著しく減じたことを感じた。

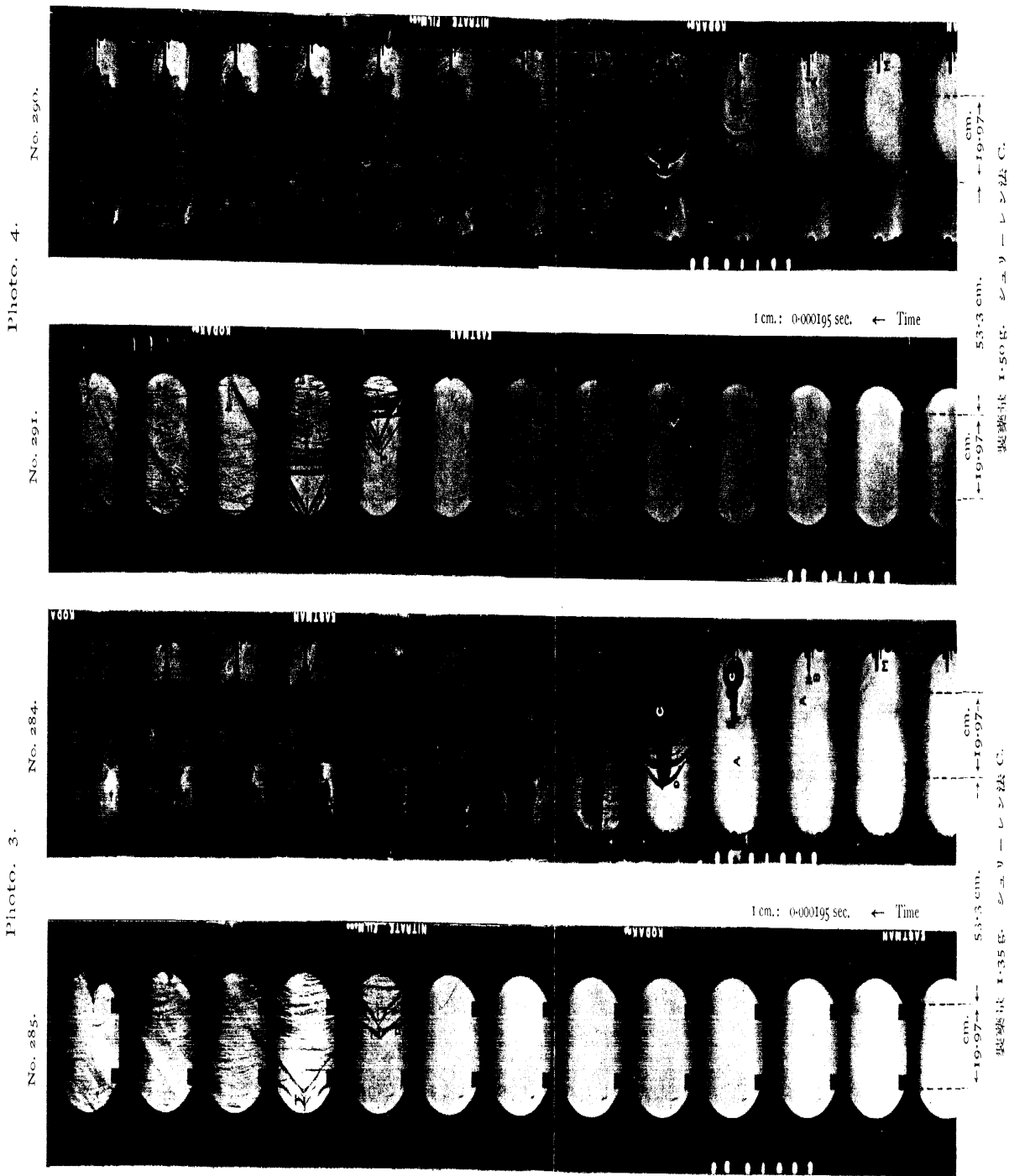
(VIII) 結 論

本編は以上述べた様に高速度活動寫眞撮影法等による各種の寫眞から彈丸發射の

際に生じた壓縮波 *A*, 噴流 *B*, 壓縮波 *D*, 高壓瓦斯 *C* 等の運動を調べ、その生因等に関して多少の考察を試みたものである。然し乍らその壓力や溫度等に関する測定を缺くため、その所論が表面的に止まるのも蓋し止むを得ぬ所である。

擱筆にあたり、彈丸の装填等に関して多大の御盡力を賜はつた、所員佐々木博士並びに陸軍科學研究所の勝村福治郎少佐及びその部下の諸氏に深甚の謝意を表す。また絶えざる努力を以て助手として實驗に従事された山田勝成、桑原正利の兩氏に對し特にその勤勞をねぎらう。





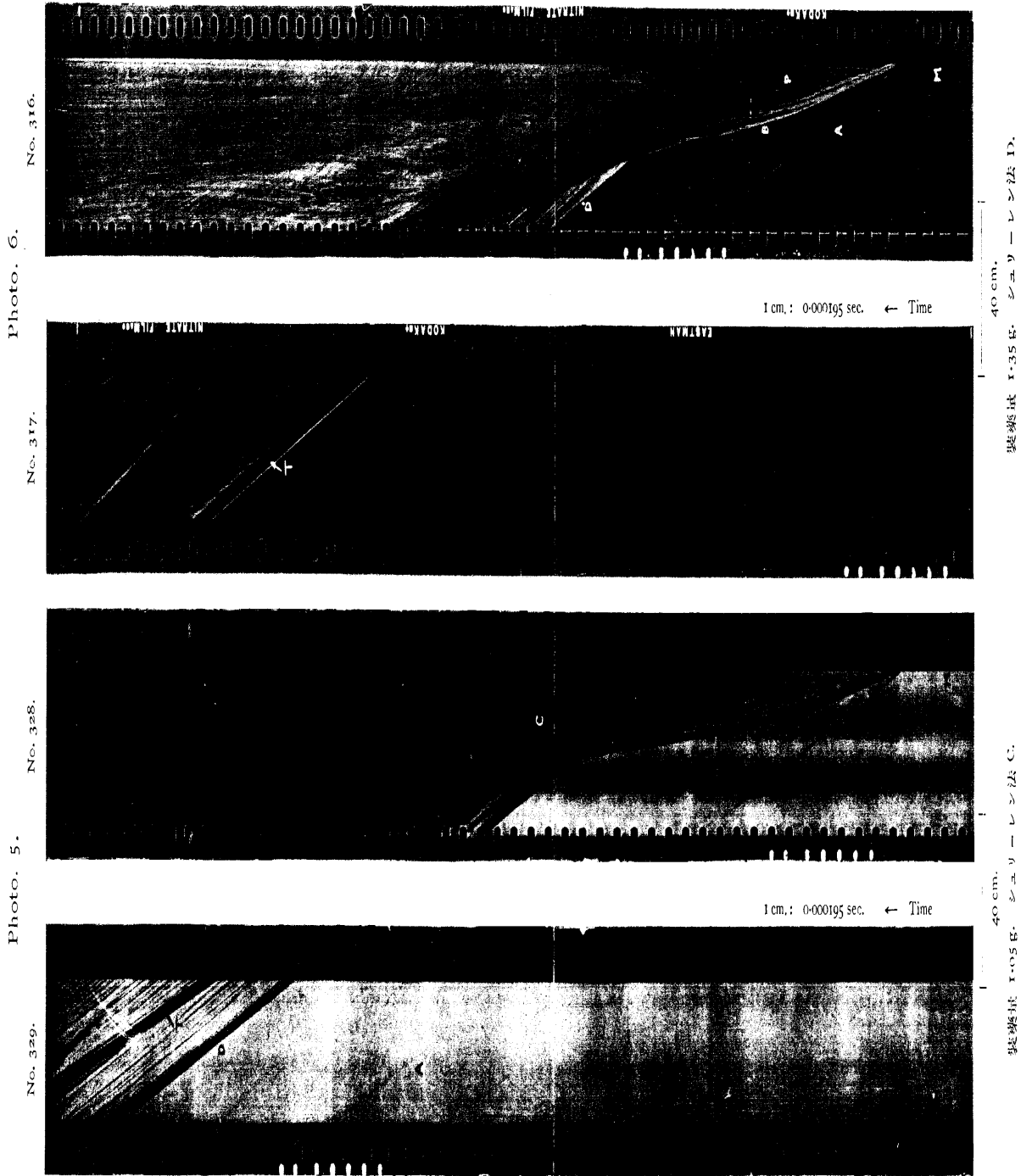


Photo. 7.

Photo. 8.

Photo. 9.

No. 104.

No. 114.

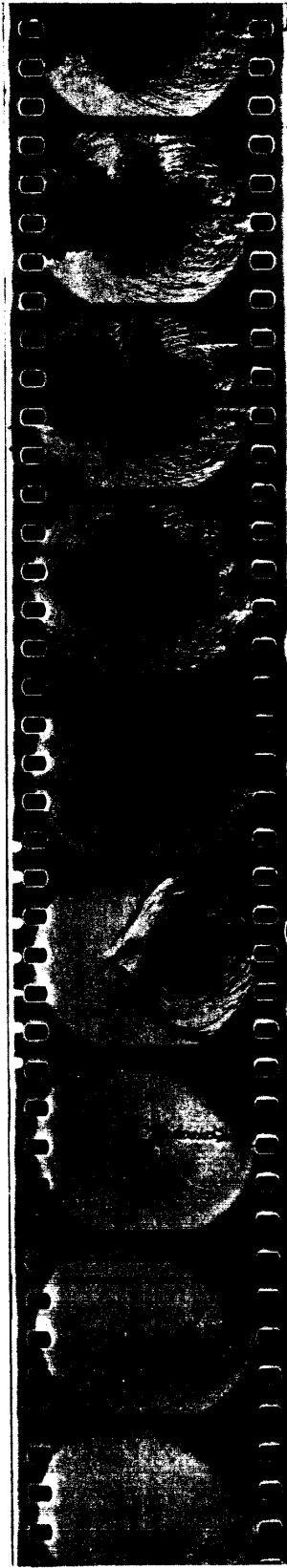
No. 98.



1 cm. : 0.000197 sec. ↑ Time

40 cm.

装薬量 1.05 g.
シュリーレン法 A.



1 cm. : 0.000196 sec. ↑ Time

40 cm.

装薬量 1.15 g.
シュリーレン法 A.



1 cm. : 0.000197 sec. ↑ Time

40 cm.

装薬量 1.50 g.
シュリーレン法 A.

Photo. 10.

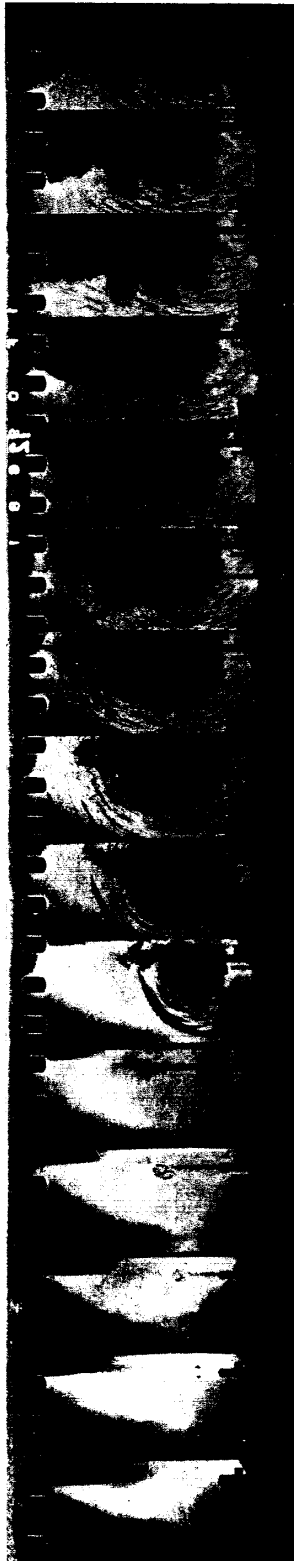
Photo. 11.

Photo. 12.

No. 84.

No. 88.

No. 85.



1 cm. : 0.000197 sec. ↑ Time

40 cm.

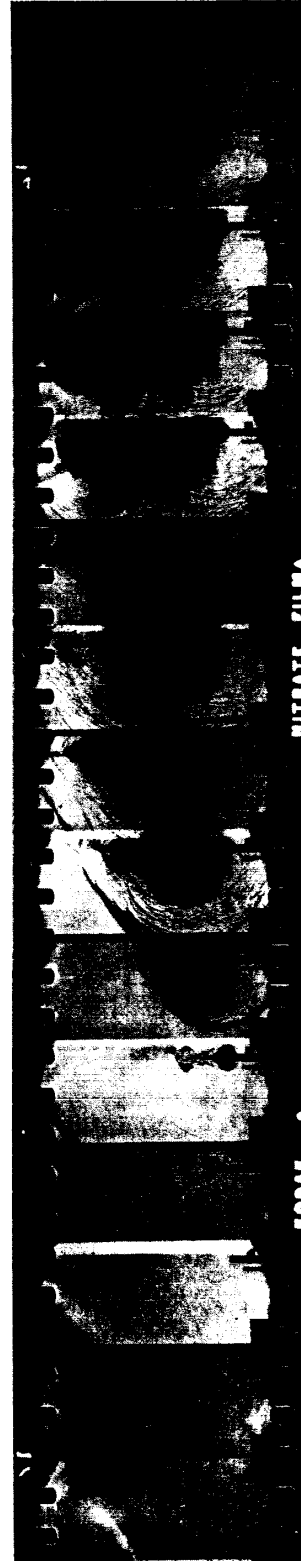
装薬量 1.05 g.
シュリーレン法 A.



1 cm. : 0.000197 sec. ↑ Time

40 cm.

装薬量 1.25 g.
シュリーレン法 A.



1 cm. : 0.000198 sec. ↑ Time

40 cm.

装薬量 1.50 g.
シュリーレン法 A.

Photo. 13.

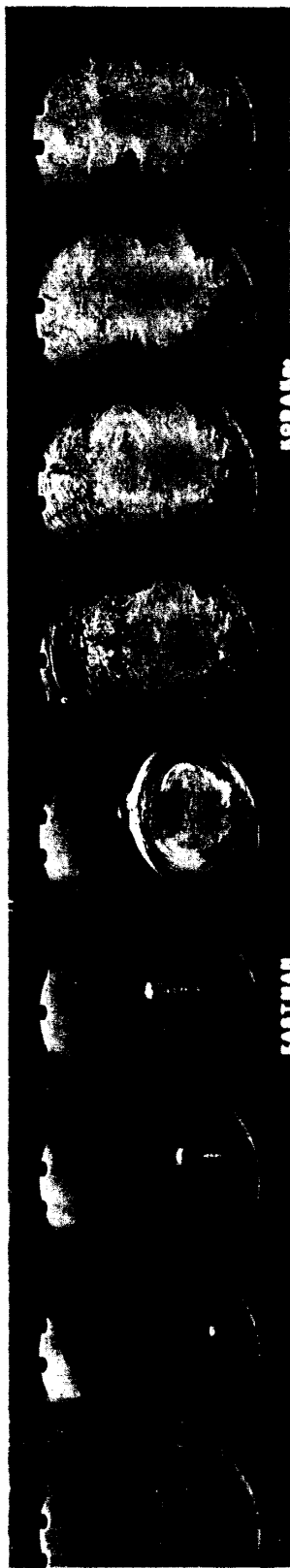
Photo. 14.

Photo. 15.

No. 275.

No. 281.

No. 277.



1 cm. : 0.000195 sec. ↑ Time

40 cm.

装薬量 1.05 g.
シュリーレン法 D.



1 cm. : 0.000195 sec. ↑ Time

40 cm.

装薬量 1.25 g.
シュリーレン法 D.



1 cm. : 0.000195 sec. ↑ Time

40 cm.

装薬量 1.05 g.
シュリーレン法 B.

Photo. 18.

No. 355.

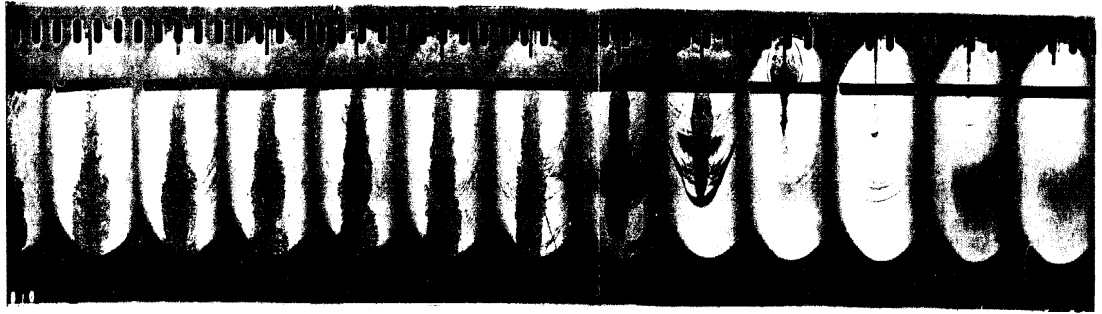
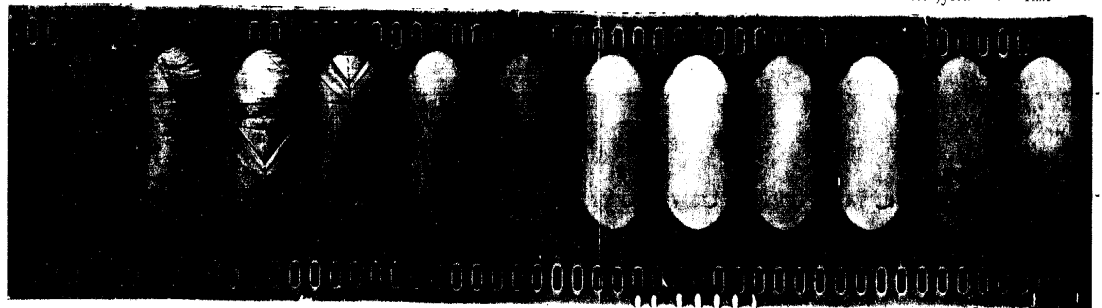
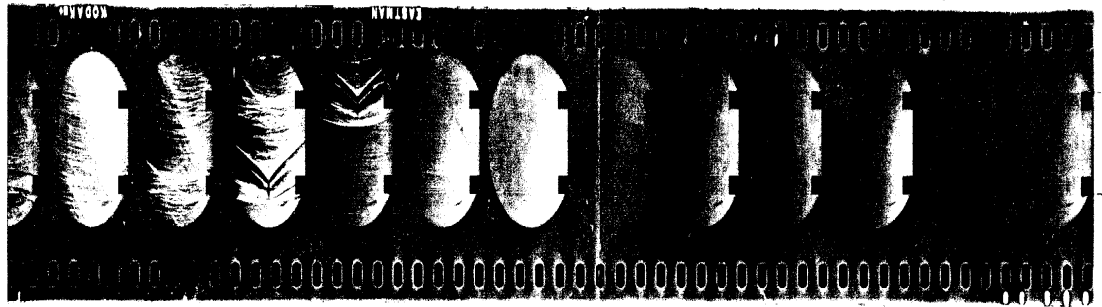


Photo. 17.

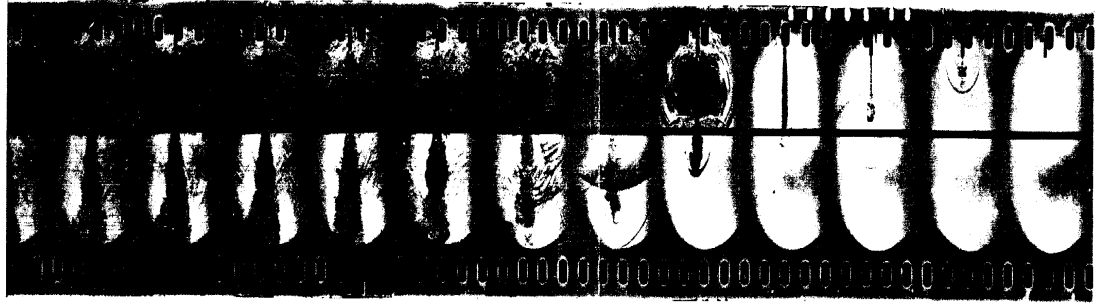
No. 352.



No. 356.



No. 351.



1 cm.: 0.000195 sec. ← Time

1 cm.: 0.000195 sec. ← Time

cm. 19.97
製薬株式会社

cm. 19.07
製薬株式会社

Photo. 21.
No. 365.

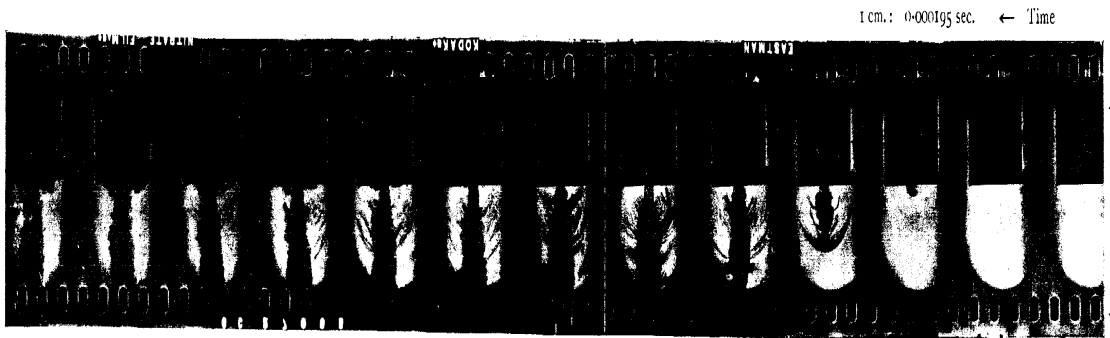


Photo. 20.
No. 361.



Photo. 19.
No. 332.

