研究論文

坑道試験における炭鉱爆薬によるメタン着火源の形成機構
IV 高速度写眞による研究
その2 高速度写真所見の解析

吉河儀一・香月 収・古閑 登*

1. まえがき

表記の高速度写真に付した解説[1]の裏付けである写真の解析的考察をここに記した。写真と解説とから知れるように，4つの坑気着火試験（水平吊し，垂直吊し，隅角旧砲，据置きの高速度写真では，水平吊しのものが着火に至るまでの坑道内の現象を最も単純かつ見分け易いかたちで示していて，他の試験のそれは，水平吊しのそれが多少共変形し或いは複雑化しているだけである。この事情から以下の解析は専ら水平吊しを扱っている。

解析では，薬包爆轟から坑気着火に至る坑道内の現象を幾つかの段階に分け，その各々を気体力学熱力学の立場から検討して，水平吊しに特有な坑気のポケット着火の実体を捉えることに努めた。しかし個々の現象の解明には写真以外の実測データを参照する必要が感じられたが，それは殆ど不可能であつた。従つてこの解析は大分荒削りである。ただ従来のこの種の坑気着火の研究には，ここで取上げた"全過程の解析"らしいもの，或いは一部の現象について計算を明示した解析は，殆ど見当らない故，言わば"私的なメモ"に類するこの解析を敢えて発表することにした訳である。それには多分の不備，欠陥があろうが，その改訂は他日に期したい。

解析その1. 写真からの直接的な結果

水平吊しでは例IIにその全過程が現れていることは，高速度写真で知つた通りであるが，同時に例Iは例IIの現象の推移，例えば薬包の爆轟直後に現われる爆生成物の発光（この研究で"発光塊"と呼ぶもの）の発達について，例IIの所見を補つている。そこで以下の解析では，例Iおよび垂直吊しをも参考にして専ら例IIを扱つた。

水平吊しの写真所見を整理すると，現象の全過程は5段階に分れて，図1に見るようになる。これに，写真の走過率（毎秒のフィルム駒の数）および1駒あたりの露光時間を前報[1]から引用すると，各段階の現象の継続時間あるいはその時間中での平均の速さが，表1に記したように割出せる。なお薬包爆轟は最初の駒あるいはその露出前に発生するが，爆速2,250m/secからその継続時間は0.4μsec程度であり，1駒の露光時間0.05～0.09m/secより大分小さい故，解析ではこれを無視した。

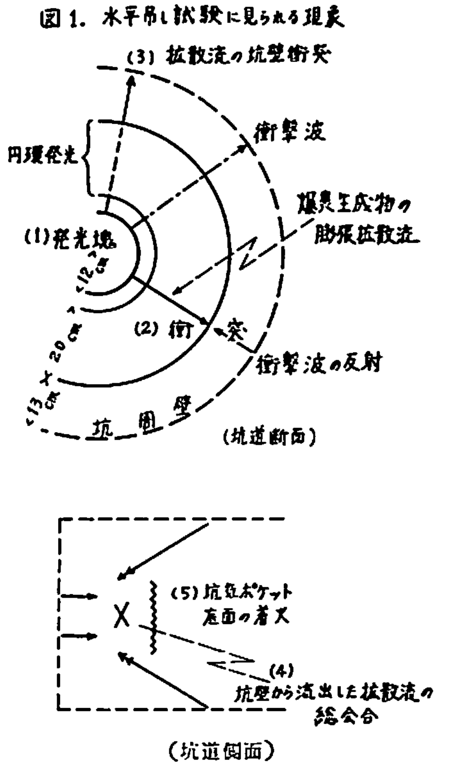

図1 水平吊し試験に見られる現象

以下では解析その1において表1のデータを説明し，同その2でこれを利用し，或はこれに沿つて前述の解析的考察を進めている。

段階 1

昭和41年12月13日受理

* 工業技術院資源技術試験所

表 1 高速度写真（水平吊し例）から求めた結果

現象段階	現象	写真駒	現象の継続時間 m/sec	現象の平均速度 m/sec	摘要
1	薬包爆轟 爆轟生成物の膨張拡散中の発光（発光塊） （周囲の坑気中に衝撃波を形成）	1	<0.4μ sec 0～0.253/4*	2,250～2,450 2,260	*0.253/4は1駒あたりの露光時間
2	発光塊からの爆轟生成物の膨張拡散 （坑気ポケットを形成） （衝撃波の坑壁反射） 拡散流の反射衝撃波との衝突による発光	2	0.253/4 0.253/4	円環発光の場合 1,273 円環中心の光斑の場合 1,988	対応する衝撃波の速度 2,645（両個の場合に共通）
3	拡散流の坑壁衝突による発光	3	0.253/2	550	
4	坑壁外に流出した拡散流の坑奥での会合発光（乱流化による）	4～8	0.253×4.5	808	
5	坑気ポケット底面の発光会合塊との接触による着火とその安定な成長	8以降	0.253×4.5 但し接触時間		

（1） 例Iと垂直吊し例とは互に同大の発光塊を与え，例IIのそれは大分小さい。この点から，初めの2例では薬包爆轟は駒1の露光開始に同調しており，あとの例（例II）ではこれに遅れていると見て，前者から割出した薬軸に垂直な方向の平均の爆生成物の速さ2,260m/sec を採用した。算式は

速さ＝1/2(発光塊径－薬径)÷露光時間

なお実際の拡散方向は薬軸に約40°傾く[2]が，垂直吊し例によると，その方向および薬包後端からの拡散の速さは同大で，上記の薬軸に垂直な方向の速さの6/7 前後である。

（2） 衝撃波の形成について，発光塊までのガス爆生成物の膨張拡散によつて，その前面付近の坑気中に衝撃波が形成される筈であるが，それによる坑気の圧縮発光の有無は，写真では発光塊に蔽われているため，見分けがたい。

段階 2

爆生成物は薬包の側面と後端面とから膨張する故，上述の衝撃波はそれに対応して形成されるが，これらの衝撃波は爆生成物に先行してそれぞれ坑周壁および坑詰壁に衝突し，その反射波があとから追つてきた爆生成物と衝突してこれを発光させたのが，円環発光およびその中心の光斑である。

先ず円環発光に関して次のように仮定する――上述の爆生成物と反射衝撃波との衝突は，丁度駒2の露光開始時に円環外周で起つたとする。この仮定のもとで，発光塊外周から円環外周までの爆生成物と衝撃波との平均の速さ（薬軸に垂直な方向で）が，表1，段階2に記したようになる。

円環中心の光斑に関する衝突に対しては上で求めた衝撃波の速さをそのまま用いて衝突位置を求めた。その結果衝突位置は坑詰壁の稍手前にあり，薬包後端からそこまでの爆生成物の平均の速さは 1,990m/sec となる。

段階 3

前段階の衝突後，爆生成物は坑周壁あるいは坑詰壁までの短距離を拡散し，そこで壁衝突を起して発光する。駒3の状況によると，壁衝突はおそらく駒3の露光開始まえに始まり，駒3にみれるのはその終りかけたところと考えられる。

段階 4

壁衝突後の爆生成物の壁外流出の状況は，既に前報[1]の解説で図解した。それによると，衝突後或る距離を壁面に沿つて流れたのち流出するが，薬包側面を発した爆生成物の大半は坑周壁から坑奥に流れる結果，坑奥では坑壁流出した爆生成物の殆どあらゆる方向からの会合が起り，会合塊は著しく乱流化すると考えられる。

なお坑周壁から流出した爆生成物について見ると，流出が幾何的な反射と同じ方向をとるとすると，実際の流出方向の平均の速さは約 800m/sec であることが分る（例Iの所見をも参照）。

注意．段階 1～4 の爆生成物の発光継続時間について――表1によると，この時間は上記の段階順に，露光時間（1駒あたり）0.253/4 m sec の 1.0, 1.0, 2.0, 18 倍であるが，初めの3例ではそれが爆生成物の拡散速度の低下につれ増している点は，この低下が熱損を低減させることから妥当である。また最後の例が異常に大きい点は，もはやそれが定方向の拡散流の発光でなく，乱流化した爆生成物の発光に関するものと見れば，容易に理解される。

段階 5

爆生成物の会合発光の消滅をまつて現れた着火源の微かな光斑は，緩慢かつ不規則な道筋を辿つて円環状に成長しているが，この円環は正に坑気ポケットの底面の形に一致し，不規則な道筋は，坑気ポケットの底面が前段階のガス生成物の乱流化した発光会合塊に接触し，そこに着火源が発生したことを語る。接触の時間は 1m/sec,，また着火が坑気ポケット全体に波及した時点を駒10と11とのあいだにとると，それ以後の火焔の伝播速度は 1,500～1,000m/sec となる。

解析その 2.

段階 1

(1) 発光塊の発光因について――この問題に関する前報[1]の見方を次のように訂正したい。そこでは発光因を爆生成物(ガス中に塩，煤が分散する系)中の塩類の高温発光(温度放射および塩の Na, K の価電子の励起発光で，後者の例は Na のD線)と見做して，これに比べると不完全爆反応に由来する成分の木粉あるいはパラフィン付け薬包紙の分解物の薬包外再反応で生ずる火焔の発光寄与は少いと考えた。然し前報で言及したように，薬包爆轟の静止写真においては一様に輝く発光塊ではなく，薬包から放射する火焔状の発光が見出される。おそらくこれは上述した分解物の再反応焔であり，発光はこの焔中に生成された煤によるものであろう。この点から本解析では発光塊の発光の主な部分は，この火焔中の煤によるとし，塩類の寄与を2次的なものと見た。

注意，塩の場合 NaCl の D 線を例にとると，その励起熱は48.3kcals/mol[3] である。食塩中のNaの価電子の状態が Na 蒸気のそれと同様に Fermi 統計に従うと考えれば，D線の発生確率は，励起熱を E として

$$e^{-E/RT}\ (e^{-E/RT}+1)^{-1}$$

で，これは $T=10^4$°K で僅か 0.083 である。然しそれにも拘らず可燃性ガスの燃焼焔の温度を，D線反転法で測定した実験例[4] では，1,500°C 前後の測定値が報告されている。この場合にはD線発生因の1つとして焔中の局所的反応も考えられるが，D線が反転法を可能にする程度に火焔を染めるには，D線の励起確率が僅少で足りることを示している。したがつて当面の問題でも，火焔に接する塩類粒子などについては，そのD線寄与を全く否定できないと考えられる。然しこの事情を明白にする実験資料を差当り見出せない。

なお発光因を上述のように考えたため，その発光温度の最低は煤の光輝発生温度と見ることになるが，それは B. Lewis[5] によつて約 900°C と考えられている。

表 2 供試爆薬(2 号ＳＳ硝安ダイナマイト)の爆発特徴数

ダイナマイト組成	ニトログリセリン 9%，綿薬0.12%，硝安 53.88%，木粉 7.0% 食塩 15%，塩化カリ 15%
薬包	紙筒 径 32mm, 装填比重 1.05g/cc

爆発生成物のモル数/ダイナマイト 100g

ガス		凝相物	
CO_2	0.3994	KCl	0.2013
H_2O	1.6992	NaCl	0.2565
O_2	0.0380	体積	14.33cc
N_2	0.7334		

コボリウム 54.92cc

比熱の比 $C_P/C_V=\gamma=1.34$

爆発熱 67.1kcals/ダイナマイト 100g

爆発温度 3,030°K

爆発圧力 18.29×10^3 気圧

(2) 薬包爆轟――供試薬2号ＳＳ硝安ダイナマイトの爆発特徴数を J. Taylor の教科書[6] の表 13 の方法によつて求め，これを表2に記した。そのうち爆発温度は Chapman-Jouguet 面に関するもので，それに対し塩類の爆発熱吸収を考慮してないのは，既に定見化した見解[6] によるもので，それは筆者等の次の爆速実験の結果からも，間接的に是認された。

筆者の爆速測定による“塩類の爆発熱吸収”の吟味―ペンスリットに食塩，また TNT に硝安を逐次増量しつつ添加した混合薬の紙筒薬発を大気中に吊し，Dautriche 法でそれらの爆速を測つた結果では，食塩 0～40%，硝安 0～30% の範囲では爆速の変化がみられなかつた。両添加物がそれ以上になれば，爆速は減少する。この結果は，食塩，硝安が爆轟反応において爆発熱を吸収せず，従つてペンスリット或いは TNT の単独の爆轟が生じていることを示唆している。また添加物が限界量を超過した場合の爆速低下は一次的にはその原因は爆発熱吸収にあるのではなく，むしろそれらが多量になることによつてペンスリット，NTT の爆轟伝播が妨害される点にあると考えられる。但し供試薬はそれぞれ極く簡単に手で混合したものである。

ところで C-J 面の反応で爆発熱の吸収がなくても，爆生成物の膨張拡散の過程では多少とも発生し，そのため爆生成物の温度と圧力は低下すると考えられる。また前述したように，塩類が多量の際には，物理的なかたちで爆轟伝播の阻害されると同じ理由で，ガス生成物中に多量に分散する塩類によるガス生成物の拡散の阻害も起る筈である。

(3) 発光塊

爆轟生成物の膨張拡散を発光塊でのそれを中心に検討し，膨張にともなうこの生成物の温度，圧力の低下および拡散速度の推移を解析する。

先ず1つの目安を立てるため，爆轟生成物から塩類を除外し，単にガス生成物の膨張を考える。その場合

ガスは高温の始状態（爆轟した薬包内にある状態）から膨張するがこれを理想ガスと見做し，かつその膨張が準静断熱的に起るとする。ここに断熱的とはガスから周囲の坑気えの熱放射，塩類による爆発熱の吸収を無視することに相当する。

理想ガスの準静断熱膨張はよく知られた関係式 $TV^{\gamma-1}=\mathrm{const}$, $PV^{\gamma}=\mathrm{const}$, $TP^{(1-\gamma)/\gamma}=\mathrm{const}$ (T, V, P は温度，体積，圧力；γ は比熱の比 C_P/C_V でガス生成物では 1.34）によつて扱えるが，準静的取扱いの前提である“膨張流の定常性”すなわち定常な膨張流に成立つ，エンタルピー密度と運動エネルギー密度との総和に関する保存則：

$$(v^2/2)+C_PT=\mathrm{const}$$

（v は流れの速度）によつて，各膨張段階の拡散速度が計算される。これらの関係式から分るように，準静断熱膨張では温度が低下し，これを保存則関係式に反映させると，拡散速度の増加が結果する。表3に

表 3 その 1 発光塊および大気圧塊を準静断熱膨張として扱った計算結果

事項	原塊（薬包における）	発光塊 例I*	発光塊 例II*	大気圧塊 例II
体積 cc	例I ~81 〃II ~97	23,780	4,734	147×10^3
温度 °K	3,030	439	808	251
圧力(気圧)	18.29×10^3	9.02	18.25	1.0
ガス生成物の拡散速度 m/sec			3,175	

* 高速度写真における水平吊し例Iおよび例II発光塊は写真所見から球に近い楕円球としてその体積を求めた。

表 3 その 2 発光塊の内側における膨張拡散を準静断熱膨張として扱った計算結果

事項	前期 a	前期 b	前期 b'*	前期 c
膨張塊の膨脹距離 cm**	1.45	3.78	3.78	5.92
膨張距離と薬径との比	0.91	2.36	2.36	3.70
体積 cc	353	1,097	1,097	2,143
温度 °K	1,953	1,317	1,087	1,058
圧力（気圧）	3,240	687	567	289
拡散速度 m/sec	2,261	2,836	2,590	3,037
衝撃波速度*** m/sec	2,645	3,318	3,030	3,553

* 前期bと同大の膨張において，熱放射および塩類による熱吸収を考慮して求めた結果

** 膨張の極く初期には，薬包側面からのそれが主であるから，膨脹塊を薬包と同大の高さをもつ円筒と見た。

*** 拡散速度の $(\gamma+1)/2=1.17$ 倍にとってある。

示したのはこのようにして算出した膨張塊の温度，圧力，拡散速度であるが，膨張塊として，発光塊（例IIの場合）に先行する3つの段階（これを発光塊前期 a, b, c とする），発光塊，さらにこれから膨張し，ガスの圧力が大気圧になった段階（これを大気圧塊とする）を含んでいる。表3の解析は次の通りである。

発光塊について

その温度は表3では 808°K である。一方発光塊については，先にその発光物の最低発光温度は煤のそれ（900°C すなわち 1,173°K）と考えたが，表3の結果は明かにこれより低い。然し実際に現われている“爆轟の不完全酸化物の再反応”による煤の生成を考えるならば，この煤は発光塊外周まで継続している再反応焔中に分布するから，表3の温度の低い点は発光塊の発光には支障とならない。

一方発光塊の拡散速度は表3で 3,175m/sec であるが，高速度写真の所見（表1）では平均値 2,260m/sec であるから，表3の結果は実際と合わない。すなわち 2,260m/sec と同程度である筈である。

上記のような拡散速度の理論値と実測値との喰違いは，大気圧塊では一層著しくなることは，表1，段階2で示されている発光塊外部の拡散速度が更に減少している（1,275m/sec）のに引きかえて，計算値は発光塊での平均速度より大きくなるからである。結局この事情は，準静的取扱いをその可能な枠の外にまで拡げたことに由ると考えられる。この見地から，この取扱い可能な枠を次のように求めた。

既に言及したように，上述の取扱いでは膨張にともなつて温度が低下し，その結果拡散速度は増大するが，実際のガス生成物では表1に見るように，拡散速度は平均として減少している。従つて準静断熱膨張と見做せる膨張域があるとすれば，ガス生成物が薬包におけるその原体積から膨張し，それによつて或る最高速度に達するまでが，それに相当すると考えられる。その後の膨張では，実際に見出したように拡散速度は減少してゆくであろう。一方 Cook[7] によると，この最高速度は薬包面から 2d~3d（dは薬径）の距離で実現する。同時にこの膨張段階で膨張塊前面に接する坑気中に衝撃波が形成される。なおこの膨張過程を詳述すると，衝撃波がつくられるまでの段階では，膨張塊の前面から内部に向つて圧力の高まりがあり，これが消失する段階で衝撃波がつくられる。つまり圧力の高まりが拡散速度に変換されて加速が起り，同時に加速による衝撃が周囲の坑気に打出されてこれを圧縮しつづけ，遂に衝撃波が生み出される。ところで上記の加速が消失する段階までを近似的に定常的と見做して，準静断熱膨張として扱える根拠は，次の例から更に直観し易い。

高温高圧の水蒸気の定常流について——大きい容器

から1つの小孔を通つて大気中に噴出する高温高圧の水蒸気流は，絶えず容器から同温同圧の水蒸気が補給されていれば，それが大気圧に膨張するまで定常化する。

この例は，爆源（薬包）からガスが補給されて前述した圧力の高まりが生じている膨張段階に相応している。こうして，比較的安定した準静断熱的取扱いが，最高拡散速度が実現する段階まで可能であることが判明した。そうして，この最高拡散速度実現の膨張段階を見出すために表3に示したのが，3つの発光塊前期である。

発光塊前期について

先に引用したCookの所説に近いのは，表3に見るように，前期bである。そこでの拡散速度2,836m/secは，表1記載の発光塊における平均の拡散速度2,260m/secを上廻つている点も，それが発光塊内部で達した最高速度とすれば妥当である。これに対して前期aのそれは2,260m/secである点から不適である。そこで前期bに，はじめに考慮外においた熱放射や塩類による熱吸収などの熱損を考え，それが爆轟温度3,030°Kを2,500°Kに低下させる程度の熱量（爆発熱67.1kcals/100g供試薬に対して14.16kcals）と仮定すると，前期bの温度は1,087°K，拡散速度は2,590m/secとなるが，これを前期b′として表3に示してある。前期b′のこれらの諸量は一応矛盾のないものであるが，さらに拡散速度から次の方法*で求めた衝撃波の速度3,030m/secも発光塊外の平均2,640m/secを上廻つている点で矛盾しない。なお拡散速度が薬塊の爆速2,250～2,450m/secを稍越えているが，Zeldovich[6]*によると，それは不合理でない。結局このようにして発光塊前期を求めれば，所期の最高拡散速度の発生する段階をより精密に見出してゆけると考えられる。

* ピストン圧縮による衝撃波の形成では強い衝撃波の場合には，その速度とガス速度との比は$(\gamma+1)/2$となる[9]。爆轟ガス生成物の$\gamma=1.34$から，この比をそのまま使うと上述の結果が得られる。

最高拡散速度達成後の膨張について——この段階では実際には減速が起つている故，これは上述の取扱いでは処理されない。この点については解析を充実させ，別に報告したい。なお本問題に関連するCookの見解[10]では，"ガス生成物は原体積から大気圧になるまでの膨張では，殆ど大気の抵抗をうけず，近似的に爆轟温度を維持する"。これは等温膨張となるが，このような膨張は真空えの自由膨張あるいはJoule-Thomsonの細孔噴出実験で理想ガスを扱つた場合に実現するもので，端的に不可逆的である。同氏による上述の見解の解析的な面は見られないが，大気の抵抗に関する点だけでも少しく無理な感がある。

段階 2

この段階で起る爆轟生成物と反射衝撃波の衝突は，これを正面衝突と見て解析するが，これは薬包軸方向の衝突では正確に，また薬包に垂直な方向の衝突では近似的に成立つ。

（1） 衝突発光の定性的解析

静止しているガスを衝撃波が通過する際の圧縮加熱は，衝撃波のマッハ数をM，ガスの$C_P/C_V=\gamma$とすれば，次式で記述される[11]。

$$T_2/T_1=1+2(\gamma-1)(\gamma+1)^{-2}(\gamma M^2+1)M^{-2}\cdot(M^2-1)$$

但しT_1, T_2はそれぞれ衝撃波通過前後のガスの温度（°K）である。然しここで扱う衝突では，ガス生成物の拡散流は衝撃波と反対の向きの速度をもつから，これを静止すると見る場合には，衝撃波のガスに対する相対速度として，ガスの拡散速度の向きを反対にしたものを衝撃波の速度に加えたものをとることになる。

衝突点におけるガスの拡散速度を見出すために，それが発光塊内側で最高2,590m/sec，発光塊での平均が2,260m/secであるから，直線的減少を仮定すれば，発光塊外周で1,910m/sec更に直線的に減少して衝突点までの平均1,275m/sec（表1）を与えたとすれば，衝突点で640m/secとなる。他方衝撃波は最高3,030m/sec，発光塊外周から衝突点までの平均が2,645m/secであるが，この平均が最高速度の位置からとすると，直線的減少の仮定では衝突点で2,260m/secとなる。従つてガスに対する衝撃波の相対速度は2,900m/secである。

衝突点におけるガス温度は不明であるが，表3では大気圧塊から衝突点までの拡散距離は僅か3cmであり，そこに至るまでに余り温度は低下しない筈である。そこで大気圧塊に500°K，300°K 2通りの温度を仮定して，これを衝突点のガス温度に用いる。（差当りこれを理論計算で求め得ないことは，段階1の終りで述べた）。

次にガス中での音速は$(\gamma RT)^{1/2}$であり，$T=300$°K，500°Kでは340m/sec，438m/secとなる。従つてマッハ数Mはそれに対応して8.6，6.6となる。（γは既述の通り1.34）そこで以上の$T(=T_1)$，M，γの値を用いて上記の関係式からT_2を求めると，

T_1 °K	T_2 °K
500	3,265
300	3,030

となる。ガスがこのように温度を高めれば，それに分

散する塩および煤（発光塊では完全に燃焼せず，その1部はその後のガスの拡散流に分散すると考えられる）も発光温度に達し得ると思われるが，恐らくガスと同温になるのは不可能であろう。その理由は，衝撃波の厚みはガスの平均自由行程ぐらい（10^{-5}cm のオーダー）であり，その通過時の波内のガス分子の衝突回数は1分子について 3~6 回程度[12] であるから，その衝突の分け前を受取る凝相粒子（煤，塩）は比熱の点から云つてガスと同温になるのは困難と考えられる。

（2） 衝突による広域発光の成因（拡散流えの衝撃波透過の継起）

衝突による発光の機構は前項のようにこれを単純化したモデルによつて定性的に説明されるが，この衝突が拡散流の前面で唯1回だけしか起らず，衝突後衝撃波が完全に坑気側に反射し去るのであれば，おそらく高速度写真における円環発光（それは拡散流の内側え約 20cm 拡がつている）のような広域の発光は到底実現し難いであろう。このような広域の発光が起るためには，拡散流前面に衝突した衝撃波の1部が拡散流内に透過し，それが更に拡散してくる部分に衝突のうえ部分的に透過すると云うような過程が反復し，やがてこの過程で弱化して衝撃波の機能が消失することにならねばならないであろう。

ところでこの衝撃波の衝突と透過の反復はCourant-Friedrichs[13] によれば，次の条件が成立する際には可能となる。

i．最初の衝突において——衝突面を境として，坑気側におけるより拡散流側で音速が大きい場合

$$S_{\rightarrow}T_{<}\longrightarrow S'_{\leftarrow}T_{<}S'_{\rightarrow}$$

（但し $T_{<}$ は衝突の際に衝突面に沿つて生ずる不連続接触帯 contact discontinuity, $S_{\rightarrow}$ は $T_{<}$ に衝突する衝撃波，$S'_{\leftarrow}$，$S'_{\rightarrow}$ は衝突によつて生ずる反射と透過の衝撃波）

ii．透過衝撃波 $S'_{\rightarrow}$ について ——$T_{<}$ の膨張過程において，そこの音速が，それに接する新たに拡散してくる部分における音速より大きい場合

$$S'_{\rightarrow}T'_{<}\longrightarrow R''_{\leftarrow}T'_{>}S''_{\rightarrow}$$

すなわち接触面 $T'_{>}$ に衝突した透過衝撃波 $S'_{\rightarrow}$ からは，反射膨張波 $R''_{\leftarrow}$ と透過衝撃波 $S''_{\rightarrow}$ とが生ずる。

この記述において，接触面 $T_{<}$ の拡散流側では透過波 $S'_{\rightarrow}$ による圧縮発光が現われ，また $T'_{>}$ の新しい拡散流側では $S''_{\rightarrow}$ によるそれが現われることになる。C-F 理論では，i での $S_{\rightarrow}$ が強力であること。またiiでの $S'_{\rightarrow}$ が弱いことを条件としているが，これは当面の問題では充たされている。i の $S_{\rightarrow}$ が反対向きの拡散流に衝突するからである。なお i では拡散流が坑気より 20°C 以上高温ならば，そこでの音速条件は充たされるが，これも実現する可能性が充分である。さらに ii での接触面には $T_{<}$ の圧縮発光した直後の膨張部分が接するが，これは新たに拡散してくる部分より高温であるからiiの音速条件も充たされる。結局 i とiiの発生と，iiの継起による衝撃波の弱化により，広域発光が可能になると言えよう。

段階 3

前段階の衝突後のガス生成物は，この衝突によつて拡散速度は低下させるから，それは衝突前の 640m/sec 以下となろう。一方この低下は，衝突を終えて壁坑に向う拡散流の温度を発光温度から余り低下させない。その衝突点から坑壁までは円環発光では約 33~13cm であり，それを拡散する間の発光の消長は写真では不明であるから，仮りに坑壁到着のガス生成物の温度を 1,000°K と見ると，その拡散流中の音速は 620m/sec である。これは上掲の衝突前の拡散流の速度を僅か下廻るが，いまこれを衝突後の拡散流の速度にとれば，流れのマッハ数 M' は 1 となる。そこで $T_1=1,000$°K, $M'=1$ を坑壁に衝突する拡散流に与えると，衝突後の拡散流の温度 T_2 は次の式[14] から求められる。

$$\Delta T=T_2-T_1=(\gamma-1)/2\cdot Pr\cdot M'^2T_1$$

ここに式中の Pr は，坑壁衝突での粘性および熱伝導による熱損を取入れる項で，Prandtl 数であり，大気では約 0.73。先ず Pr を導入しないで T_2 を求めると，$\Delta T=117$°K から $T_2=1,117$°K となり，発光の限界温度 1,173°K より稍々低い。然し実際には坑壁衝突で発光しているのであるから，上述の T_1 と拡散流の速度との見積りは低過ぎることになる。そのうえ Pr を導入すれば益々この傾向は増すから，差当り $M=1'$ にとつて，Pr には大気のそれを用いると，上式から

$$T_1\geqq 1,044°\mathrm{K}\ \text{に対して}\ T_2\geqq 1,173°\mathrm{K}$$

の条件がえられる。すなわち拡散流が音速で坑壁に衝突して発光するには，1,045°K 以上の温度になくてはならない。この点から，例えば円環発光後の拡散流の温度は，おくらく発光限界温度以上にあると見られる。

次に温度増加の代りに，圧力の増加を見るには次の関係式が用いられる。但し式中の γ と M' とは前述通りであるが，M' には 1.0 および 2.0 を用いてみる。P_1，P_2 は衝突の直前，直後の流れの圧力である。

$$(P_2/P_1)^{(\gamma-1)/\gamma}=(\gamma+1)^{(\gamma+1)/\gamma}\cdot(4\gamma)^{-1}\cdot\{2\gamma M'^2-(\gamma-1)\}\cdot[1+(\gamma-1)\{2\gamma M'^2-(\gamma-1)\}]^{15)}$$

結果は

M_i	1.0	2.0
P_2/P_1	1.86	7.00

従つて，これから坑突後の圧力増加の大体が推定される。なおこの圧力増加は温度の場合と同様の手続きで拡散速度を圧力に変換したものである。従つて変換によつて生れる衝突後の温度と圧力とは拡散流の状態方程式で結ばれている訳である。このエネルギー変換は，発光塊での温度から速度えのそれの逆でのあり，この見地からすれば，坑壁衝突直後の流れは暫時坑壁に沿つて澱み状態にあつて，それから圧力→速度の変換（或いは温度→速度の変換）をおこなつて壁外に流出する。表1ではこの流出した拡散流が坑奥に至るまでの平均速度として 550m/sec を与えているが，これは坑壁衝突前の仮定速度 640m/sec を下廻る。つまり速度えの変換は，始めの速度を復元しないが，これは熱力学的に妥当と言えよう。一方このように速度が低下すれば，温度低下は少くなる故，坑壁から流出して坑奥に向う拡散流（坑詰壁での流出ではその逆）では，その温度は発光限界温度から極く僅かしか低下していないであろう。

段階 4

前報[1]の解説で図解した壁外流出パターンによると，坑周壁および坑詰壁から流出した拡散流は大体互に反対方向から会合し合う故，坑奥ではこれらの激しい衝突と混入とが起り，会合塊の乱流化があることは容易に考えられる。おそらくそれは，各部分が勝手な運動状態にあつて相互に衝突と混入とを反復する乱流塊に化してしまうであろう。一方このような乱流状態では，運動エネルギーは刻々熱に転化するから，乱流化の激化にともなつて温度は高まり，遂には会合塊全体が発光するようになる。そのうえ，乱流塊は全体として定方向え拡散する速度を失つているから，会合塊の発光状態が持続する。これが高速度写真での所見であつて，発光は実際にも 1.0～1.2 m sec 継続している。すなわち既述したように，拡散流発光の20倍の寿命をもち，それだけに発光温度も拡散流のそれを遙かに上廻ると考えられる。

段階 5

解析その1で考察した，坑気ポケット底面の発光会合塊との接触による着火は，会合塊の発光温度が大分高いと考えられる点から理解される。接触着火の待ち時間 1m/sec は勿論会合塊の温度に依存するが，坑気ポケット底面の場合には，それが接触前にいろいろのかたちで予熱されている点も考えるべきであろう。差当りそれを定量的に示し得ないが，坑気はたしかに常温時より短い待ち時間で着火している筈である。

安定な着火の条件

この条件としては，上述の火付け役の温度が或る限界より高いことがあるが，それ以外に，薬包爆轟を原因とする場合には，火付け役の運動状態に関するものがある。

今迄の解析を振返ると，前述のガス生成物の発光会合塊は，言わば坑壁を反射鏡として発光塊が坑奥で結像したものである。その場合発光塊が荷う爆轟エネルギーは，多少の熱損を除いて発光会合塊え運ばれている。坑気中に形成した衝撃波のエネルギーさえ，その坑壁反射波が拡散流を圧縮加熱することによつてで或る程度戻つている。ただ発光塊と発光会合塊との相違は，前者では爆生成物が拡散流をつくつているのに，後者ではそれが乱流塊に化している点であり，この運動状態の違いが，着火の安定に成長するための条件を示唆している。

先ず光会合では，それが乱流塊であるため，全体としての運動，例えば膨張は緩慢である。またその表面の局部，すなわち坑気と接触する局部では刻々に運動エネルギーの熱えの転化がある。従つて接触した坑気は 1m sec のあいだには，とくに大きい動揺をうけずに加熱され続ける。これに反して発光塊では，その拡散速度から知れるように，それに接触した坑気は同じ時間に 1m sec あたり 1～2m に及ぶ速度で移される結果，局部の安定な加熱は不可能である。また仮令着火が局部的に生じても，この動揺下では立ち消える。これが発光塊との接触に着火が起らないか，或はそれが安定に成長しない原因と考えられる。

文　献

1) 古河，香月，古閑，本報 III，工業火薬協会誌 Vol. 24, No. 1, 1963.
2) Zeldovich, Ia, B. & Kompaneets, A. S., Theory of Detonation, Academic Press, New York and London, 1960, p. 269.
3) Eyring, H., Glasstone, S., & Laidler, K. J., The Theory of Rate Processes, McGraw-Hill Book Co., Inc., New York, 1941.
4) Lewis, B. & G. von Elbe, Combustion, Flames and Explosions of Gases, 1938.
5) Lewis, B., von Elbe, G., Grant, R. L., & Mason, C. M., Experimental Investigation of The Mechanism of Ignition of Firedamp by Explosives: Studies with Suspended Shots, 195
6) Taylor, J., Detonation in Condensed Explosives, Clarendon Press, Oxford, 1952.
7) Cook, M. A., The Science of High Explo-

sives, Reinhold Publishing Corporation, U. S. A., 1958, pp. 194～196, p. 324.
8) Zeldovich, loc. cit. p. 270.
9) Liepmann, H. W. & Roshko, A., Elements of Gas Dynamics, John Willy & Sons, Jnc., New York & London, 1960, pp. 73, 74.
10) Cook, M. A., loc. cit. p. 195.
11) Liepmann, H. W. & Roshko, A., loc. cit. p. 68.
12) Ubbelohde, A. R., Third Symposium on Combustion, Flame, and Explosion Phenomena, Williams & Wilkins, 1949, p. 566.
13) Courant, R. & Friedrichs, K. O., Supersonic Flow and Shock Waves, Interscience Publishers, Inc., New York, 1948, p. 153.
14) Liepmann, H. W. & Roshko, A., loc. cit. p. 341.
15) 岡本哲史，応用流体力学，誠文堂新光社，1954, p. 247.

The Ignition of Firedamp by the Shots of a Typical Coalmine Dynamite

IV—High Speed Motion Pictures of Ignition

II Analysis of Pictures

G. Yoshikawa, O. Kazuki, Y. Koga

Hydrodynamic-thermodynamic analysis was made on the expanding flow of gaseous products of detonation with salts dispersing in them, based on the luminous events observed in high speed motion pictures of ignition of firedamp by individual shots of a typical coalmine dynamite suspended horizontally in the middle of a gallery and fired toward the end of it.

So far as the pictures show, the detonation products ejected from the detonated charge attain their highest velocity at the distance of 2d (d is diameter of charge) from the charge, and simultaneously they set up shock wave in the surrounding firedamp atmosphere, and then lower their velocity as expansion further proceeds.

The analysis by applying quasi-static adiabatic expansion to the above gaseous flow till its attainment af highest velocity and then by taking into consideration the heat loss due to ite thermal emission as well as to the absorptoin by salts dispersing in it seems to have given reasonable result as to the temperature, pressure and velocity of the flow as well as the velocity of the shock wave.

The luminous occurrences in the further expansion process are observed in the collisions (1) between the flow and the shock wave reflected at the gallery wall (surrounding or end wall), (2) of the flow itself on the gallery wall, and (3) between the flows themselves issueing from the gallery walls they have attacked. Their luminosities were investigated based on the hydrodynamic-thermodynamic equations using the data estimated in the pictures assuming all the luminocities are due to the soot and salts involved in the flows. In particular, by the collision (3) all the flows make a turbulent lump of detonation products in which their kinetic energy is rapidly converted into heat, so that when it comes into contact with the bottom of the firedamp pocket which has already formed between the expanding flow from the detonated charge, it ignites this bottom after the contact during one millisecond.

We can see in the above process of ignition of firedamp that it is needed for the detonation products to ignite the firedamp by contact process that they are not only at high temperatune, but they are in slow motion such us in a turbulent lump as above.