

第 3 章

H P 『海軍砲術學校』公開資料

<http://navgunschl.sakura.ne.jp/>

第3章 空中爆発及び地上爆発における爆風現象

第1節 空中における爆風波の特性

爆風波の発達

3.01 地上、低空あるいは中空での核爆発による物的損害の大部分は、直接あるいは間接的に爆発とともに生じる衝撃波（爆風波）に帰因する。爆風波の過圧、即ち大気圧（海面における標準状態で1平方インチあたり14.7ポンド）を超過した圧力が1平方インチあたり約 $\frac{1}{2}$ ポンドあるいはそれ以上になったとき多くの構造物は爆風により何らかの被害を受けるであろう。この程度の過圧の拡がる距離は、主として爆風威力（§ 1.20）と爆発高度に左右される。したがって爆風波が空中を通過する際に起こると思われる現象をいかに詳しく考えることが望ましい。

3.02 構造物の個々の表面に作用する風圧の差は、その構造物に対しある力を及ぼす。爆風波の破壊効果を考えるとき、その重要な特性の一つに過圧がある。過圧の時間と距離に関する変化については引き続き各項で記述する。過圧の最大値、即ち、爆風波（衝撃波）の前面における値は「尖頭過圧」と呼ばれる。動圧、爆風波の持続時間及び到達時間といった爆風波の他の特性についても記述する。

3.03 第2章で述べたように、火の玉の中における超高压、超高温ガスの急激な膨張が衝撃波を生成し、その衝撃波は高速で外部へ拡がって行く。この波の第1の特性は、圧力が進行する波の前面において非常に鋭く上昇しているとともに、爆発の内部に向かい下向していることである。たとえば、ごく初期の段階においては圧力の変化、即ち、任意の時期における火の玉の中心からの距離と圧力の関係は大体図3.03に示されているように理想的な（瞬時に立ち上りのある）衝撃波前面となっている。衝撃波前面における圧力は、離脱（§ 2.120）の前に火の玉の内部すでに非常に高くなっている圧力の2～3倍になっていることがわかる。

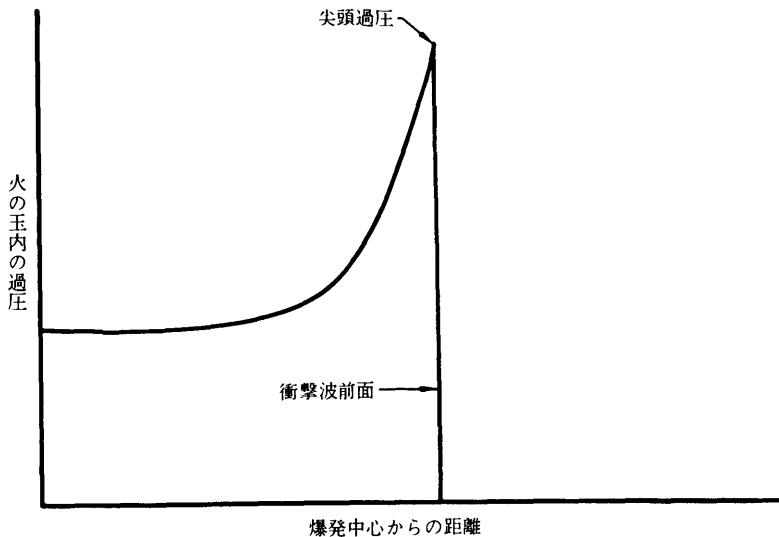


図-3.03 火の玉内の距離に応する過圧の変化

3.04 爆風波がその発生源から離れて空気中を進んで行くにしたがいその前面における過圧は確実に減少し、また、衝撃波面背後の圧力も規則的に低下する。短時間後、衝撃波前面が火の玉からある距離まで進んだ時には、その前面の背後の圧力は周囲の大気圧より低くなりいわゆる爆風波の「負圧部」を形成する。負圧部が作られる状況は、1・2・3・4・5・6までの数字で示される連続した時刻における過圧をあらわした図-3.04に示されている。 t_1 から t_5 までの曲線では爆風波の圧力は大気圧以下には下がっていないが、 t_6 の曲線では衝撃波前面からある距離だけ後方の地点において、その過圧が負の値をとることがわかる。この領域では、空気の圧力は最初の（または周囲の）大気圧より低く、従って過圧というよりはむしろ「負圧」が存在する。

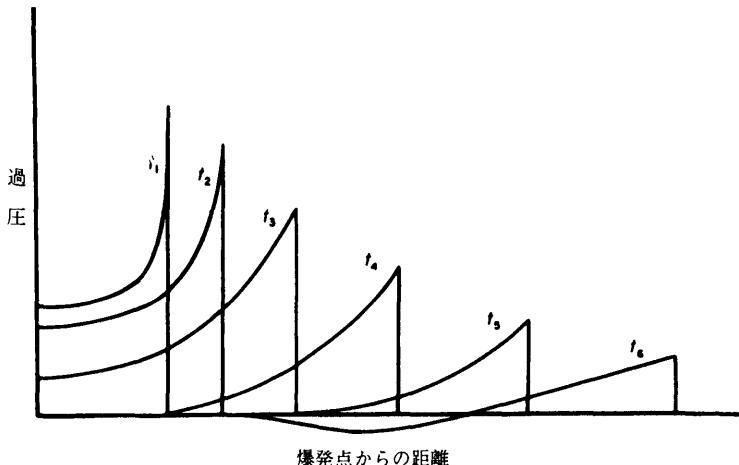


図-3.04 空中での各時刻における過圧の距離に応する変化

3.05 負圧部（希薄部又は吸引部）の期間は、部分的に真空状態が生じ、空気は過圧が正圧の時のように爆発点から外に向かって押出されるのではなく、爆発点に向かって吸い込まれる。負圧部は正圧部より持続時間がいくらか長いが、その終りには、圧力は実質的に周囲の圧力と同じになっている。負圧のピーク（最大値）は一般的に正圧の最大値に比べ小さい。前者は、通常周囲の大気圧より約4 Psi以上低くなることはないが、正圧はこれよりはるかに大きい。爆発点からの距離が増すにしたがい正圧及び負圧のピークの値は減少する。正圧の減少は負圧より急であり、この2つのピーク圧力が減衰して非常に低いレベルになった時には両者は同じ値に近づく。

動圧

3.06 爆風波の破壊効果は、よく尖頭過圧の値と関係づけられるが、「動圧」と呼ばれるもう一つの重要な量がある。多くの型の建造物に関して、爆風による損害の程度は爆風波の通過にともなう強風による牽引力に大きく左右される。この牽引力は構造物の特性、主として形と大きさに影響されるがまた、動圧の最大値とその地点における動圧の持続時間によっても異なる。

3.07 動圧は、風速の2乗及び衝撃波面の背後の空気密度に比例する。これら2

つの量は理想的な状態において衝撃波面における過圧とある一定の方程式によって関係づけられていると思われる。この方程式については後に示す（§ 3.55参照）。非常に強い衝撃波の場合、動圧の最大値は尖頭過圧よりも大きいが海面上での圧力が70Psi以下の時は動圧は尖頭過圧より小さい。衝撃波の尖頭過圧と同じように、動圧の最大値も一般的に爆発中心からの距離が増大するに従って減少するが減少の率は異なる。種々の尖頭過圧に対応する動圧の最大値及び爆風の最大風速は、海面上での空気中（§ 3.53、後述）における理想的な衝撃波面に関し計算されており、その値が表-3.07に示されている。この値は、空気中における音の速度（表-3.66参照）を毎秒1,116フィート（1時間あたり761マイル）と前提したものである。

表-3.07 理想的な衝撃波面に関し
計算された海面上での空
気中における尖頭過圧、
動圧及び最大風速

尖頭過圧 (P S I)	動圧の最大値 (P S I)	最大風速 (マイル/時)
200	330	2,078
150	222	1,777
100	123	1,415
72	74	1,168
50	41	934
30	17	669
20	8.1	502
10	2.2	294
5	0.6	163
2	0.1	70

3.08 衝撃波の動圧を決定する上述の風は空中衝撃波によってもたらされるものであり以下さらに説明する。核爆発にともなって生ずる風にはこのほか§ 2.09で述べた吹き戻しと、第7章で記述する火災嵐がある。

爆風波の時間による変化

3.09 実際的な見地からある特定の地点（または観測点）における過圧と動圧の

H P『海軍砲術学校』公開資料

※1(訳者注) 原語 SLANT RANGE、爆発点からの距離を示し、G Zからの距離と明確に区分する場合に使用する。

時間的変化を調べるのは興味深いことである。爆発後ほんの短い間は、周囲の圧力には変化はないであろう。なぜなら爆風波が爆発点からその特定の地点まで到達するにはいくらか時間がかかるからである。この時間間隔（または到達時間）は爆発の威力上爆発点からその地点までの直距離によって異なる。たとえば、20キロトン（K T）空中爆発の場合、1マイルの地点における到達時間は約3秒であろうし、一方2マイルの地点では約7.5秒となるであろう。同様に1メガトン（M T）における到達時間はそれぞれ概略1.4秒と4.5秒であろう。

3.10 高威力爆発からの爆風波は、それより低威力の場合より同一地点に早く到達することは明らかである。衝撃波前面における過圧が高くなればなる程衝撃波の速度は増大する(図-3 55参照)。最初はこの速度は非常に速く、空気中における音速の数倍(海面上において約1,100フィート/秒)である。爆風波が外に向って広がるに従い衝撃波前面における圧力は減少しそれゆえその速度も低下する。遠距離において過圧が1 Psiより低くなると爆風波の速度は周囲の音速に近く。

3 11 理想的な衝撃波前面が観測点に到達すると過圧はゼロからその最大値（又はピーク）まで急激に上昇するであろう。続いて過圧は、上記、図-3 11のカーブで示されるように減少する。その過圧は短時間でゼロまで下降し、そしてこれが一地点における過圧の正圧部（または圧縮部）の終点を示す。過圧が正の段階にある持続時間は、エネルギー放出量と爆発点からの距離によって増加する。たとえば20 K Tの空中爆発の場合、この正圧部は爆発点からの距離が1マイルから2マイルになるに従い、その持続時間も概略1秒から1.4秒になる。1 M T爆発の場合は、このそれぞれの持続時間は概略1.4秒から2.4秒になるであろう。

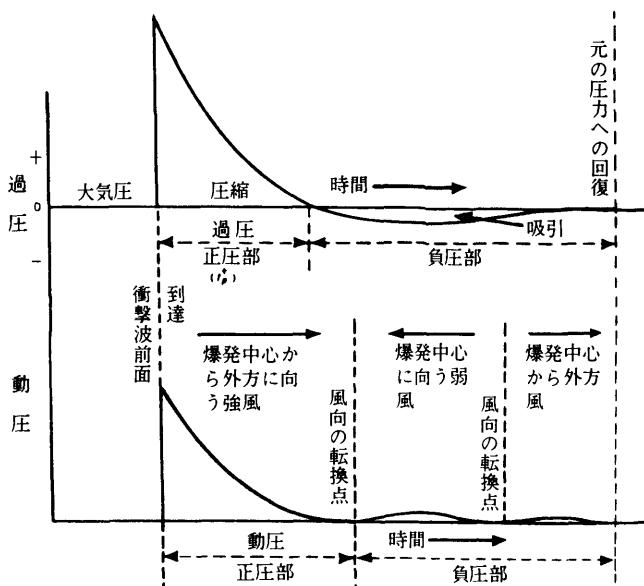


図-3.11 ある定点における過圧と動圧の時間的変化

3.12 もし観測点が爆発点より十分離れているならば、過圧はゼロになった後も減少し続けるであろう。そしてそのために過圧は負の値になる。負圧（吸引）部の間、衝撃波の圧力は周囲の大気圧より低い。しかし、図-3.05に示すように負圧はそれ程大きくはない。その圧力は、除々に最小値まで減少した後通常の大気圧に等しくなるまで増加し始めそして過圧は再びゼロになる。衝撃波の負圧部は通常正圧部に比べて長く、数秒続くであろう。そしてこの負圧部が終了した時には、爆風波はその決められた観測点を通過してしまっているであろう。

3.13 爆風及びそれに関連した動圧の変化は過圧の時間的変化と関連している。ある一地点に衝撃波が到達すると強風が吹き始める。そしてその風は爆発点から外に向って吹いている。この爆風は、その速度が時間とともに急に減少するためしばしば一過性の風と呼ばれている。この一過性の風の最大速度は非常に大きく、表-3.07において種々の尖頭過圧に対する値として示されている。風速は過圧の減少とともに減少するが過圧の正圧部の終了後も風はしばらく吹き続ける（図-

3.11参照)。その理由は、衝撃波面の背後における動いている空気の慣性は過圧がゼロまで落ちそして負圧になり始めた後でも同じ方向へ風が吹くようにしているからである。

3.14 動圧は風速の2乗に比例するので、動圧の時間的変化は今記述した爆風の変化に対応する。理想的な衝撃波前面が観測点に到達すると、動圧は急激に上昇する。その後動圧は減少するが、図-3.11の下図の曲線で示されるように過圧よりやや遅れてゼロまで下降する。動圧の正圧部はこのように過圧の正圧部より長い。動圧と過圧の正圧部の持続時間の比は、それにともなう圧力のレベルに依存する。過圧及び動圧のピークが高い場合、動圧の正圧部は過圧の場合より2倍以上も長いであろう。一方ピークが低い場合は、その相違は数パーセントにすぎない。

3.15 一般的に、衝撃波面の背後における過圧の最大値と動圧の最大値は、かなり違っている(表-3.07参照)。その上、動圧は、正圧部の圧力がゼロまで下降する時間が過圧よりいくらか長い。従って、ある一地点における過圧と動圧は時間的に異った比率で変化する。この問題については、この章の後の方で更に十分議論されるであろう(§ 3.16以降)。

3.16 風が爆発点から外に向って吹く期間が終る時までに、過圧は明確に負の値になっている(図-3.11参照)。即ちその時の爆風波の圧力は周囲の大気圧より低い。それゆえ、空気は外から内に向って引っ張られ、その結果として、風は逆方向即ち爆発点に向い吹き始める。しかし、比較的その速度は小さい。過圧の最小値が過ぎてほんの少し後に風はもう一度方向を変えて爆発点から外に向って吹く。その弱い風は、明らかにこの段階において起る温度の上昇に起因する空気の膨張によるものである。

3.17 動圧の正圧部の終了後における前に述べた風の変化に対応する動圧の変化は図-3.11に示されている。動圧は、周囲の大気圧が元通りになり、そして爆風波が観測点を通り過ぎた時、最終的にゼロに減少する。

3.18 過圧が負の値であっても、動圧は正の値(又はゼロ)を維持するというこ

とは、注目すべきことである。過圧とは実際の爆風波の圧力と周囲の大気圧との差があるので、負の過圧とは単に、実際の圧力が大気圧より低いという事を意味するだけである。一方動圧とは他のどんな圧力とも関係のない実際の圧力である。それは、衝撃波面背後のある定まった体積の運動エネルギーを示す尺度である（§3.55）。従って動圧は、空気が動いているならば正の値、止っているならばゼロの値である。また、その圧力の作用する方向は運動の方向即ち風向に従がう（図-3.11）。

3.19 過圧と動圧の双方によってひき起される直接的な損害の殆んどは、爆風波の過圧の正圧部において起る。動圧は、より長い時間持続するにもかかわらずこの付加された時間における大きさは低いので、破壊効果はそれ程重要ではない。ここで述べられた損害は、爆風波により直接引き起されたものである。これは主として過圧の正圧部が終了することにより終るであろう。しかし、間接的な破壊効果、たとえば火災によるもの（第7章参照）は爆風波が通り過ぎた後も長く持続するであろうと思われる。

3.20 過圧の負圧部においても構造物に対する直接的な損害はいくらかあるであろう。たとえば、外部の動きに対して弱く固定された大きな窓、煉瓦状の合板、そして石膏の壁などは通常の圧力における跳飛ばすような空気によって引き外されるであろう。しかし、負圧の最大値（および相当する動圧）は一般的に衝撃波前面における過圧及び動圧のピークと比較して極めて小さい。従って負圧部における直接損害は、爆風波の過圧の正圧部におけるものより通常、はるかに小さい。

第2節 地表面における爆風波の反射

入射波及び反射波

3.21 爆発点からの入射爆風波が、空气中において地球の表面、たとえば地面や水面のような、より濃密な媒体に衝突すると、それは反射される。このような状況の中での反射波の形成は図-3.21に示されている。この図は、空中爆発により

H P 『海軍砲術学校』公開資料

注：(1) 「Ground Zero」という用語の説明は § 2.34 を参照

生じた球形爆風波の外に向う 4 段階の動きを示している。最初の段階においては、爆風波前面はまだ地上に達していない。第 2 段階は時間的にいくらか後である。また第 3 段階においては、これは更に後であるが、破線で示された反射波が生成している。

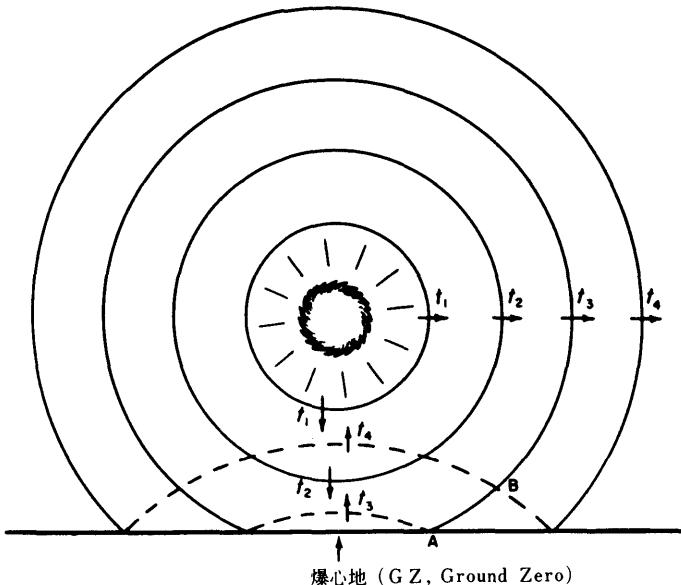


図-3.21 空中爆発における地表面での爆風波の反射
(t_1 から t_2 までの連続した時間で表示)

3.22 このような反射が起ると、反射波が直ちに形成されるので地表面にある人あるいは物体は明確な一回の圧力増大を経験するであろう。従って表面における過圧は、一般的に完全な反射波であるとみなされる。なめらかな（あるいは理想的な）表面に関しては、爆心地（G Z）付近における反射された過圧の総量は入射波の尖頭過圧の値の 2 倍より大きいであろう。反射圧力の最大値の正確な値は入射波の強さによるであろうし（§ 3.56）、また入射波が表面を打つ時の角度にもよるであろう（§ 3.78）。表面の状態もまた重要な効果を持つが（§ 3.47）、ここではその地表面は、理想的な反射体として作用する滑らかな表面であると仮定する。理想的な衝撃波面の場合、図-3.21にの A 点のように、G Z⁽¹⁾からそう遠くない

地表面上のある地点で実際に過圧を観測すると、その過圧の時間的变化は図-3.22に示されているようなグラフになる。A地点は「正常な」反射領域、即ち入射波と反射波が地表面を除き、合一していない領域の中にあるであろうと考えられる。

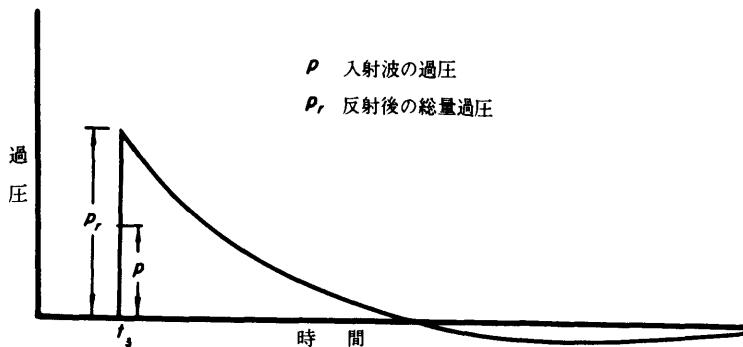


図-3.22 正常反射領域における地表面の一地点での過圧の時間的な変化

3.23 この正常反射領域の地表面よりいくらか上方のどの地点においても、2回に別れた衝撃を感じるであろう。最初は入射波によるものであり、2回目は反射波で、これは少し遅れて到達する（図-3.23）。この状況は、同じ正常反射領域であるが、図-3.21のB地点を考えることにより説明される。入射波前面が時間 t_3 においてこの地点に到達する時、反射波はまだいくらか離れている。従って反射波が時間 t_4 において地表面上の方のその地点に到達するまでにはいくらか間隔があるであろう。時間 t_3 から t_4 の間、反射波はある範囲に広がり、そのため反射波の尖頭過圧は地表で得られた値より小さいであろう。正常反射領域において空中爆発の構造物に対する効果を決定するには、入射波および反射波の両方について、その大きさ、更に運動方向についても考慮する必要があるだろう。反射波が通過した後、地表面付近における一過性の風の方向は、基本的に水平になる。

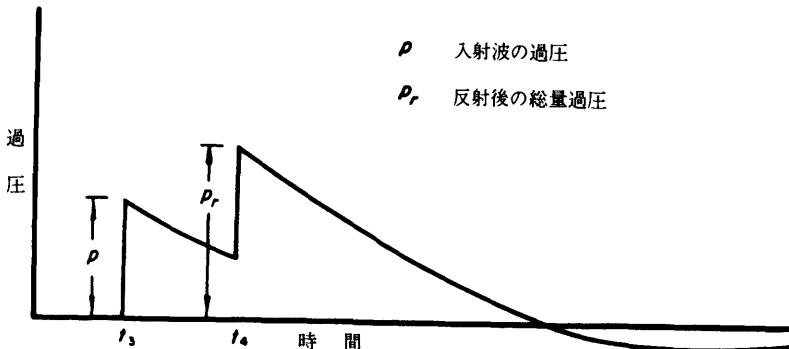


図-3.23 正常反射領域における地表面上方の一地点での過圧の時間的な変化

3.24 図-3.21のB地点のような地表面上方の一地点における反射波前面の到達が入射波より遅延することに関する次の議論は、二つの波が殆んど同じ速度で進行するという暗黙の仮定の上に成り立っている。この仮定は波の前面が爆心地より遠くない初期の段階においては十分正しいといえる。しかし、反射波が空気中を進行する場合その空気は熱せられており、また入射波の通過により圧縮されていることは明白である。その結果として反射波は、ある一定の条件下では入射波より速く進行し、そして最終的には入射波に追いつくので、二つの波の前面は重なり合い、一つの前面を形成する。この、波の相互作用の過程は、「マッハ」あるいは「非正常」反射とよばれる。そのため、二つの波が重なり合ったこの領域は、それらが重なり合っていない正常領域に対してマッハ領域（または非正常領域）とよばれる。

3.25 入射波と反射波の重なり合いを、図3.25に概念的に示した。この図は地表面近くにおける爆風波の側面部分を表わしている。図-3.21のA点のように爆心地に極く近い地点における状況は図-3.25 a に表わされている。次の段階で爆心地から更に離れた地点における状況は図-3.25 b であり、その反射波のより急勾配の前面は、反射波が入射波より速く進行し、入射波に追いついていることを示している。図-3.25 c で表わされる段階では地表面近くの反射波は入射波に追いついて、そして重なり合い、「マッハの足」とよばれる単一の前面を形成している。

注:(2) いわゆる「三重点」というのは実際には点ではなく、中心が爆発点を通る垂線上にある水平な円である。図-3.25 c のような部分的(または側面的)な描き方では点として表われる。

入射波、反射波、およびマッハ前面の合流点は「三重点」(2)とよばれる。三つの衝撃波の形状は「マッハY」とよばれる。

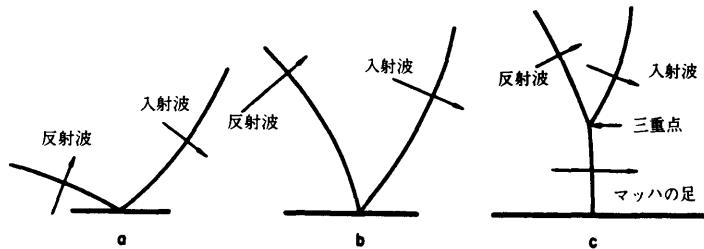


図-3.25 入射波と反射波の合流および衝撃波前面の
マッハYの形成

3.26 反射波がひき続き入射波に追いつくと三重点は上昇し、マッハの足の高さは増加する(図-3.26)。地上およびその上方にある物体は、マッハ領域内でかつ三重点の経路より下であれば、単一の衝撃を感じるであろう。この合成波(またはマッハ波)のふるまいは、先に爆風波に関して一般的に説明したものと同じである。ある特定の地点における過圧は時間とともに下降し、そして通常の状態では正圧部(圧縮部)に続いて負圧部(吸引部)が表われる。

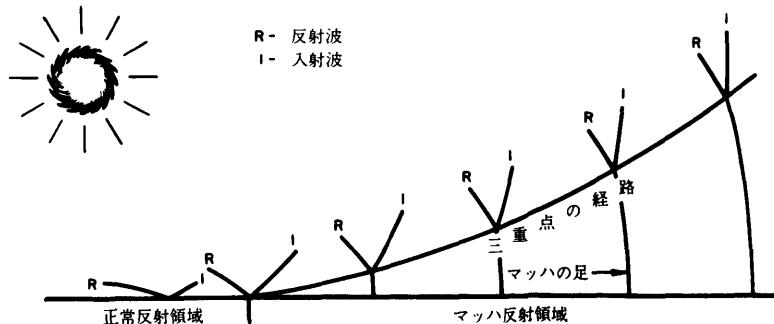


図-3.26 マッハ領域における地表面近くの外方に向う
爆風波の動き

3.27 航空機や高いビルの頂上のように、三重点の経路の上方にある空中においては、2回の圧力増加を感じられるであろう。最初は入射波によるものであり少し遅れて次は反射波によるものである。ある核武器が地表で破裂した場合、すな

わち地上爆発の場合（§ 2.127脚法）、ただ一つの合成された波だけが発達する。従って地上あるいはその上方においては、ただ1回の圧力増加が観測されるだけである。

3.28 空中爆発の破壊効果に関する限りでは、注目すべき二つの重要な反射過程に関する現象がある。第1は正常反射領域における分離した入射波と反射波に比較して、マッハ領域の三重点の下部においてはただ単一の圧力増加を受けるだけという事である。第2に、マッハの足は垂直に近いので、その時の爆風波は地表においては水平方向に進行し、そして一過性の風は地上に対し殆んど平行だということである（図-3.25）。このようにマッハ領域においては、地上の構造物や他の物体に対する爆風の威力は、ほとんど水平方向に指向され、そのため物体の垂直表面は、水平表面より激しく負荷を受ける。

3.29 マッハの足が形成され始める、爆心地からの距離は、主として爆発の出力と爆発高度により決まる。もし爆発高度がそれ程高くなれば、マッハの足の形成する点は、ある一定の出力において爆発高度の増加とともに、また一定の爆発高度においては出力の減少とともに爆心地からの距離を増大する。中高度爆発では、入射波と反射波のマッハ合成が起るのは爆心地から、爆発高度とほとんど等しい距離だけ離れた所である。爆発高度が増大すると、マッハ効果が起り始める爆心地からの距離は爆発高度をはるかに越えるものとなる。

爆発高度と爆風による損害

3.30 爆発高度と核爆発のエネルギー放出量は地表における損害の程度を決定するための重要な要素である。これら二つの量は一般的に爆心地からの距離に対する圧力の変化および爆心地からどれくらい離れたところでマッハの足が形成され始めるか、といった他の関連する爆風波の特性を決定する。ある一定のエネルギー出力の爆発の際、爆発高度が低くなった時、また一定の爆発高度においてエネルギー出力が増大した場合、その結果は次のとおりである。

(1)マッハ反射が爆心地により近い所で始まる。(2)地表における過圧は、爆心地に近くなればより大きくなる。実際の地上爆発では、爆心地付近において、可能

な限り最も大きな過圧がひき起こされる。更に破裂口の形成、地中衝撃波の現象が観測される。これは第6章で記述されるであろう。

3.31 爆発高度と爆発エネルギーの関係から、高度数千フィートの大出力空中爆発により、地上において予想される現象は、地上爆発に近い現象を呈する。一方、より小出力核兵器の爆発では、これらと同じあるいはより低い高度の爆発においても、空中爆発の特性を示す。後者の典型的な例としては、第2次大戦中、日本の長崎において TNT換算約22KTの核爆弾が高度約1,620フィートで爆発した際に見られる。この章の技術の節（§3.60以降）において記述されている「換算法則」とよばれる法則によれば、爆発高度とある一定比率の関係を持つ地上距離のある地点において、同じような爆風現象を起すためには、1KTの場合その爆発高度は概略585フィートになるはずであり、IMTの場合は5,850フィートであることがわかる。これら三つの場合において、マッハの足が形成される爆心地からの距離は、それぞれの爆発高度とそれ程違わない。

3.32 爆風効果に着目した時、爆発高度は目標の性質によって決定されるのである特定の出力をもった爆発に対し单一の最適爆発高度というものは存在しないが、このことは注目すべきことである。一般に、強い（あるいは堅い）目標は低空爆発あるいは地上爆発に相当する爆発を必要とする。より弱い目標は比較的低い過圧あるいは動圧で破壊または損害を受け、それに必要な圧力は、低空あるいは地上爆発より爆発高度が高い方が、より広い範囲にわたるので、より弱い目標に対しては、損害地域を増大するため爆発高度を高くするであろう。

3.33 種々の高さによる空中爆発において、爆心地からの距離に対する爆風の諸特性の変化については「爆発高度」曲線とよばれるものによって最も便利に説明される。このような曲線は種々の爆風特性、たとえば尖頭過圧、尖頭動圧、到達時間および正圧部の持続時間について用意されており、これらは後で再び持ち出され、議論されるであろう（§3.69以降）。これら（そしてその他についても）の特性の値は、どんな核出力および爆発高度に対しても適当な換算因子を適用することにより、それらの曲線から決定することができる。

地上爆発

3.34 地上爆発の結果ひき起される爆風の一般的な現象は、今までに記した空中爆発の現象とはいくらか異なる。地上爆発においては、§ 3.27で述べたように、入射波と反射波は瞬間的に合流し、正常反射領域というものは存在しない。このためすべての物体および構造物は爆心地のすぐ近くにおいても、空中爆発の際ににおけるマッハ領域の三重点の下方と同様の爆風を受ける。理想的な(完全に堅い)反射表面では、衝撃波前面における過圧や動圧などの衝撃波の特徴性は、物体表面の存在しない「自由な空中」爆発の場合に較べ2倍のエネルギー出力に相当する。衝撃面の背後では種々の圧力は空中爆発と同じ要領で減少する。入射および反射空中爆風波が直ちに合流するので、図3.34の連続した時刻 t_1 から t_4 で示されるように、半球形で单一の衝撃波面ができる。地表近くでは衝撃波前面は基本的には垂直であり、前面背後の一過性の風は水平方向に吹くであろう。

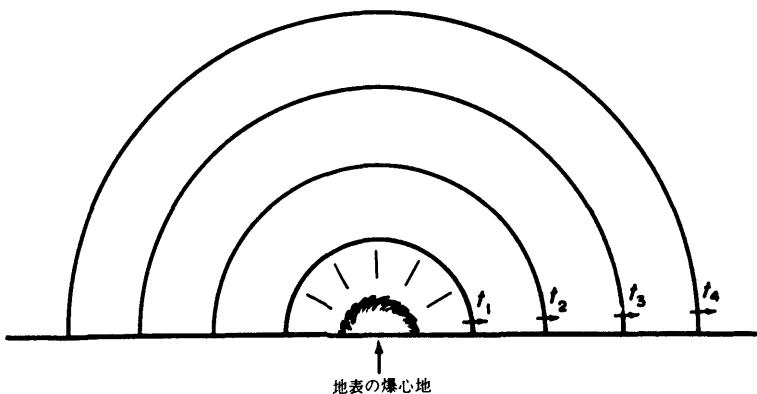


図-3.34 地上爆発による爆風波：入射波と反射波の一一致

第3節 爆風波現象の変化

地形の影響

3.35 大きな丘の多い地帯では、ある地域は爆風波が増大し、他の地域は減少する傾向がある。過圧の変化は斜面の増大と圧力の実際の値によるものであろう。丘のふもとにおける尖頭過圧の増大（あるいは「スパイク効果」）は、手前斜面では爆風波の反射に帰することができる。このスパイク効果は爆風波が丘の上の方へ進行する時、時間とともに広がり、長くなる傾向がある。しかし爆風波が頂上を越え、そして反射斜面を下る時には、過圧の減少が起る。爆風波が丘を下って進行する時、そのふるまいはすぐ正常に戻るにもかかわらず、理想的な衝撃波の場合（図一3.11参照）、衝撃波前面の圧力は急に上昇せず、いくつかよりゆっくりと上昇する。一般的に、丘のある地点における尖頭過圧が、そこに丘がなかったと仮定した場合に予想される値から、どれ位変化しているかは、その爆発の出力と位置に関係するとともに丘の大きさに依存する。圧力の増加または減少が起こるのに要する時間は正圧部の持続時間の長さに比べ短いので、爆風波に対する地形の影響が、多種多様な地質構造上の違いにより、重大な変化を受けるとは思われない。

3.36 大きな丘の端の背後において爆風効果から防護することは、視線という考え方方に立つものではない。そしてこのことを強調することは特に重要である。言いかえると、丘の後から爆発点を見ることはできないという事実は、爆風効果を感じないということを意味するものではない。爆風波が明瞭な障害物の回りで容易に曲げられ（あるいは分散され）るという点については第4章において示されるであろう。

3.37 目立った地形地物が個々の目標を熱線から、またある程度の範囲においては初期放射線から防護するにもかかわらず、構造物に対する爆風の被害を減少させることは、非常に特殊な条件下の場合を除いて、ほとんど期待できない。しか

しながら、重い建築器材のように移動可能な物については、それらを開口した穴とか深い塹壕など地表面の下方に置いたり、急斜面になっている地上の土壘の背後に置くことにより、小破片や他の飛行物（§ 3.50）、また牽引力に対して、十分な防護力を得ることができる。

3.38 市街地が複雑にからみ合っていることによって示される、理想的なあるいは平坦な地形からの変化は、地形的な見地から考えられるであろう。多くの建築物が密集して立っていることが爆風波の局部的な変化、特に動圧の変化の原因となるであろうと思われる。物体や建築物が介在することにより、結果としていくらか防護効果が現われるが、しかし他の地域においては、建物間における多重反射と、街路によって爆風の通路が形成されることにより、過圧と動圧が増大するであろう。

気象条件

3.39 大気中に多量の水分が存在すると低過圧においては爆風波の特性に影響をおよぼすであろう。しかし損害の程度に影響をおよぼすような、意味ある水分濃度を持つような大気に遭遇する可能性は少ないと思われる。しかしながら、気象条件はしばしば軽い構造物の損害が通常予想されるような地域を増大し、あるいは縮少する可能性がある。たとえば窓の破損や音は爆発点から数百マイル離れた所で感じられたことがある。この様な現象は、核爆発と同様多量のTNT爆薬の爆発においても観測されるが、これは爆風波が大気によって地上の方へ向きを変えられることによるものである。

3.40 この効果を導く4つの一般的な条件が知られている。第1に、地表面付近における温度の逆転である。一般的に低高度の大気（対流圏）における空気の温度は、昼間では高度が上昇するとともに減少する。しかし、ある場合には地表付近の温度は高度が上昇するに従って、低くならずに高くなることがある。これを気温の逆転というこの気温の逆転は地表面の熱放射による冷却化や暖気塊が比較的冷えた地表面を覆うことにより起り得る。逆転の効果、爆発点から離れた地上における過圧は、逆転以外の場合に予想される値より大きくなることがある。逆

H P『海軍砲術学校』公開資料

注:(3) ここと § 3.43で記述された状況は、温度の逆転としても考えられる。

*2(訳者注)：成層圏の中間層で、温度が40~100°Cの付近を意味するものと思われる。

*3(訳者注)：電離層(圏)を意味するものと思われる。

に不安定な状態が優勢な場合、また午後や熱帯気候のように地表面付近における気温が高度とともに急激に減少する場合は爆風波は地上により曲げられる。そして距離に対する過圧の減少は予想されるものより早くなる。

3.41 第2の状況は上空の高速の風が存在する時に起る。もし高度の上昇にともなう正常な気温低下という現象が、高度1,000フィートごとにその速さが時速3マイルを超えるような上層の気流と組み合さると、爆風波は地上の方へ屈折される(または曲げられる)。これはジェット気流によって通常起こる。そしてその最大速度は25,000~50,000フィートの高度において見られる。この状態は数本の「線」が反転して地上のある地点に、鋭い焦点を作る原因となりまた同じ場所でも起るであろうと思われる、他の条件の時の値をはるかに超えた、爆風エネルギー集中の原因となる。ジェット気流の流路からの最初の(または直接打撃)焦点は爆発点から20~50マイル離れた所で起こるであろう。爆風エネルギーは地上から反射され、また再び大気によって、曲げ戻されるので、その焦点は規則的に一定間隔の距離をもって、繰り返されるであろう。ネバダ実験場における20KT空中爆発において、この効果は75~100マイル離れた地点において窓の破損の原因となった。

3.42 爆風波は、高度20~30マイルの比較的暖かい空気の層である、下部中間層*2(図-9.126参照)によっても曲げられる。これらの水準においては、冬は西風、夏は東風であり、風下70~150マイルにおいて爆風の圧力と音を大きくしている(最初の直接打撃)。地面による反射と、その後の下部中間層による屈折は、通常の焦点繰り返しパターンの原因となる。この種の焦点形成は、結果として17KTの核爆発において風下285マイルで第2の地上打撃による窓の破損が起る。大出力爆発では、より遠距離においても明瞭に聞える。(3)

3.43 第4の条件は高度約60マイルの大気圏で、非常に高温の熱圏*3によっておこる(図-9.126)。爆風波は熱圏ではね返されるため、爆発点から100マイルを越える範囲の地上に到達する。その方向は第1の中間層からの信号の逆、すなわち風上方向である。爆風波エネルギーの始んどは高高度の低密度空気で吸収され、熱圏でのね返りによる構造物に関する被害は報告されていない。しかしながら大

出力爆発からの波が地上に到達した時は鋭いポンという破裂音と、パチンとはじけるような音が聞かれている。

高度の影響

3.44 空気中における爆風波の伝播を示す、過圧、距離、時間の関係は、周囲の大気圧の条件による。そしてそれらは高度によって変化する。爆風現象における高度の影響をもう一度調べると、2つの場合が考えられるであろう。1つは、爆発点と目標とが、海面の高さにある必要はないが、基本的に同じ高度にある場合であり、第2は爆発点と目標とが異なる高度にある場合である。

3.45 空中爆発に関して、爆発点からある一定距離における尖頭過圧は周囲の大気圧に依存し、また爆発高度によっても変化する。後で与えられる(§3.65以降)、単純な補正係数もいくつかあり、周囲の条件の相違を考慮に入れるために使うことができるが、ここでは一般的な結果を示すだけで十分であろう。目標および爆発点双方の高度がともに増大すると、決められた出力の爆発点からある一定の距離の地点における過圧は一般的に減少する。同じように衝撃波面の到達時間および爆風波正圧部の持続時間とも通常増大することが予想される。海拔5,000フィートかそれより低い高度では、その変化は小さく、またほとんどの地表の目標は低高度にあるので、補正を行なう必要はめったにない。

3.46 高空爆発のように、爆発点と目標とが異った高度にある場合における効果は、いくらか複雑である。爆風波は空気の温度と、爆風波の進行する大気の圧力の変化により影響を受けるので、地表における圧力—距離関係の変化もいくらかあるかもしれない。重大な損害をおよぼす過圧の範囲内において、低エネルギー出力の兵器では、これらの変化は小さい。爆風波がいくらか長距離進行するような高出力兵器では、温度の逆転や屈折のような局地的な変化が予想される。従って明確な予測を立てるためにはその当日における、大気の詳細な知識が必要となる。しかしながら計画立案という目的のためには、目標が海面からいくらかの高度をもつ場合、その目標が存在する地点の高度における周囲の状態が上に述べた補正係数を求めるために使われる。

表面効果

3.47 ある爆発高度と爆発エネルギー出力における、爆風波特性は、表面の違いによりいくらか変化することが予想されるであろう。これらの変化は主として爆風波の通過する表面の種類と広さによって決定される。表面の効果を考える場合、理想的（あるいは準理想的）および非理想的な表面状態とに区別される。「理想的」表面とは、完全に平坦で、かつそこを打つ熱と爆風の両方に関し、エネルギーのすべてを反射する（そして吸収は全くない）ものとして定義される。この意味では地表面において理想的な地域は存在しないが、いくらかの表面はほとんど理想的表面としてふるまい、それらは「準理想的」として分類される。理想的（あるいは準理想的）な表面では、爆風波の特性は基本的に機械的、熱的效果に拘束されない。もし、これらの効果が重要な意味を持つようならば、その表面は「非理想的」とよばれる。

3.48 § 3.35以降で記述された地形による現象は、爆風波の特性を変えることができる機械的な因子の例である。一般的に反射面の性質は尖頭過圧およびマッハの足の形成と成長に影響を与えることができる。§ 3.51でも考察されるであろうが、地上において爆風エネルギーのいくらかが吸収されるということは、非理想的表面に起因する別な型の機械的效果が爆風波に働いているものとみなすことができる。

3.49 特に土煙を舞い上げるような場合、多くの表面はかなりの量の熱エネルギーを吸収するため、非理想的である。このような状況では、爆風波の特性は、主要入射波に先行する「先駆波」とよばれる補助的な波の形成により修正されるであろう。そして、その爆風波の特性は、理想的（または準理想的）表面において観測した場合の特性と較べ、かなり異なるであろう。先駆波の現象は複雑であり、これらわ、§ 3.79以降においてさらに詳しく議論される。

3.50 爆風波により捨い上げられる物体および物質の効果は表面の状態にいくらか関係している。砂やちりのようなより小さな粒子によるものと同様に、石、玉石、小石などによっても損害はひき起されるであろう。爆風波によって運ばれる

この粒子からなる物質は、衝撃波前面の過圧に対し、必ずしも影響を及ぼさない。しかし、ちりの多い地域では、爆風波は、その動圧の値を、理想的な爆風波に対応する過圧の値以上にするために十分な量のちりを舞い上げるであろう。先駆作用に起因する波においては空気粒子の速度の増加もあるであろう。従って構造物のうち主として動圧により損害を受けるようなものに対する効果は同様に増加されるであろう。そしてこれは特に先駆波の強い地域において見られる。

爆風による地上の衝撃波

3.51 爆風波問題のもう一つの現象として、爆風波エネルギーのいくらかが地上に移動する結果、空中爆発の地下構造物に対する効果の可能性を考えられる。地表面の弱い振動が感じられるとともに地中衝撃波が生じる。ある地点における衝撃の強さは、すぐその上における爆風波の過圧によって決定される。長い正圧部の接続時間をもった大きな過圧の場合には衝撃は地中のかなりの距離まで透過するであろうが、より弱くまた持続時間のより短い爆風波は急速に弱くなる。土壤に対する主要な第一の圧力は、ほとんど垂直にかかりそして爆風の過圧とだいたい等しい大きさである。これらの事項は第6章において更に詳しく扱われるであろう。

3.52 高空爆発の場合、爆風にともなう過圧は、地上の水準においては比較的小さいものと予想され、そして爆風によって引き起された地中衝撃波の効果は、無視できるものである。しかし、もし、地表における過圧が大きければ、地下構造物に対しても損害をおよぼすであろう。ただ、その構造物が地中衝撃波の効果に耐えうるに十分な強度を持っている場合でも、衝撃波が衝突する結果生じる鋭い衝撃は居住者を負傷させ、また、骨組みのしっかりしていない器材の損害の原因となることがある。爆風による圧力が高い地域において、ある種の公共施設、例えば下水道や排水溝のように比較的堅い材料で造られたもの、及び浅い地中にあるものは、土地の振動により損害を受ける。しかし比較的柔軟な金属パイプは通常影響を受けない。第6章で見られるような破裂口ができる地表破裂では全く立場が異なる。

H P『海軍砲術学校』公開資料

注：(4) 本章の以下の節は、連続性を失することなく省略することができる。

第4節 爆風波現象の技術的考察⁽⁴⁾

理想的な爆風波の特性

3.53 定性的な方法による爆風波の特性についての議論は、この章の最初の部分で行なわれたが、残りの節では主として空中での爆風波現象の数量的な解釈について、いくらかの考察を加えることにする。急激な圧力の不連続、たとえば真の（理想的な）衝撃波面など鋭い前面を持った爆風波の諸特性間の基本的な関係は、衝撃波面における質量、エネルギーおよび質量不变に基づくランキン・ユゴニオの条件式から導かれる。この条件式は、空気の状態方程式とともに、衝撃波の速度、粒子（風）の速度、過圧、動圧および理想的な衝撃波面背後の空気密度を含む、必要な関係式を導き出すことを可能にする。

3.54 正常反射領域における爆風波の諸特性は、いくらか複雑であり、またこれらは入射波と地面の衝撃の角度および過圧に依存する。§ 3.34に示されているように単一の半球状の（合成された）波だけが存在する地上爆発および空中爆発における三重点の経路下方のマッハ領域では、衝撃波前面における種々の爆風波特性は、ランキン-ユゴニオ方程式によってよく関係づけられている。単一の衝撃波面が存在するこれらの条件下では次の結果が適用できる。

3.55 衝撃波の速度 U は次のとおり表わされる。

$$U = C_o \left(1 + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \cdot \frac{p}{P_o} \right)^{\frac{1}{2}}$$

ここで C_o は周辺における音速（衝撃波面前方の）であり、 p は尖頭過圧（衝撃波面背後の）、 P_o は周囲の圧力（衝撃波面前方の）、そして γ は空気の比熱である。もし r の値が 1.4 すなわち常温における値の場合、衝撃波の速度に関する方程式は次のようになる。

$$U = C_o \left(1 + \frac{6p}{7P_o} \right)^{\frac{1}{2}}$$

粒子の速度（衝撃波面背後の風速の最大値） u は次で与えられる。

$$U = \frac{C_o p}{\gamma P_o} \left(1 + \frac{\gamma+1}{2\gamma} \cdot \frac{p}{P_o} \right)^{-\frac{1}{2}}$$

に関しては同様に次式で示される

$$u = \frac{5p}{7P_0} \cdot \frac{C_0}{(1 + 6p/7P_0)^{\frac{5}{7}}}$$

衝撃波面背後の空気密度 P は次式により周囲の密度と関係づけられている。

$$\frac{p}{\rho_0} = \frac{2\gamma P_0 + (\gamma+1)p}{2\gamma P_0 + (\gamma+1)p} = \frac{7+6p/P_0}{7+p/P_0}$$

動圧 q は、

$$q = \frac{1}{2} \rho u^2$$

で定義される。実は、これは衝撃波面のすぐ後の単位容積当たりの運動エネルギーであり、圧力と同じ次元を持っている。上で与えられている P と u に関しランキン一ユゴニオ方程式として、空気中における尖頭動圧、尖頭過圧および周囲の大気圧の間の関係式が次のように導かれる。

$$q = \frac{p^2}{2\gamma P_0 + (\gamma-1)p} = \frac{5}{2} \cdot \frac{p^2}{7P_0 + p} \quad (3.55.1)$$

上記方程式から導かれる海面上における衝撃波の速度、粒子(風のピーク)速度および尖頭動圧の時間的変化は図-3.55に図示されている。

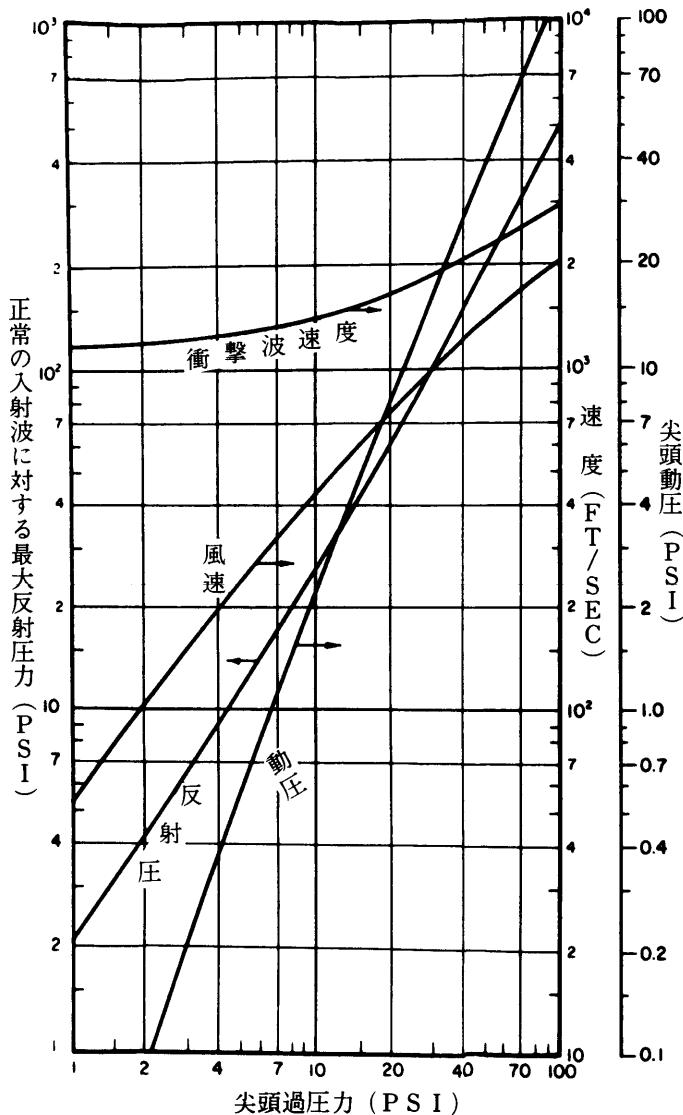


図-3.55 衝撃波面における尖頭過圧に対する理想的な爆風波の諸特性の関係

3.56 正常な入射、すなわち正面からの入射の場合、爆風波が構造物の表面のように平滑な面を打つ時、反射波過圧の瞬間の（最大の）値 p_r は次で与えられる。

$$p_r = 2 p + (\gamma + 1) q \quad (3.56.1)$$

空気中に関する (3.55.1) 式を適用すると、この式は次のようになる。

$$p_r = 2 p \frac{7 p_0 + 4 p}{7 p_0 + p}$$

この (3.56.2) 式から、 p_r の値は、入射過圧と動圧（強い衝撃）が非常に大きな値の場合は $8 p$ に近づき、小さな過圧および小さな動圧（弱い衝撃）の場合は $2 p$ になる傾向があることがわかる。反射波の過圧が予想される入射波過圧の 2 倍すなわち $2 p$ 以上に増大する現象は、動圧（または風圧）に起因することが (3.56.1) 式から明確にわかる。反射過圧は、運動している空気が表面を打つ結果、その方向を変える時の運動の変化から生ずる。正常な入射波が平滑面を打つ時、最大入射過圧に対する瞬間（最大）反射圧の変化を示す曲線は図3.55に含まれている。

3.57 § 3.55の方程式は、衝撃波面における種々の爆風に関するパラメーターの最大値を与える。ある地点において爆風波が到達した後の過圧の時間的変化は、これらの運動方程式の数的な集成によって得られ、その結果は図3.57で示される。これらの曲線において $P(t)/p$ で定義される「標準化」された過圧は、標準化された時間 t/t_{p^+} の関数として与えられる。ここで $P(t)$ は衝撃波面の到達後の時間 t における過圧であり、 t_{p^+} は過圧の正圧部持続時間である。それぞれの曲線に付された変数は、その曲線に関する尖頭超過圧である。従って標準化された（そして実際の）過圧の時間的変化は尖頭過圧に依存することがわかる。種々の爆発状態に関する t_{p^+} の値は図3.76で示される。

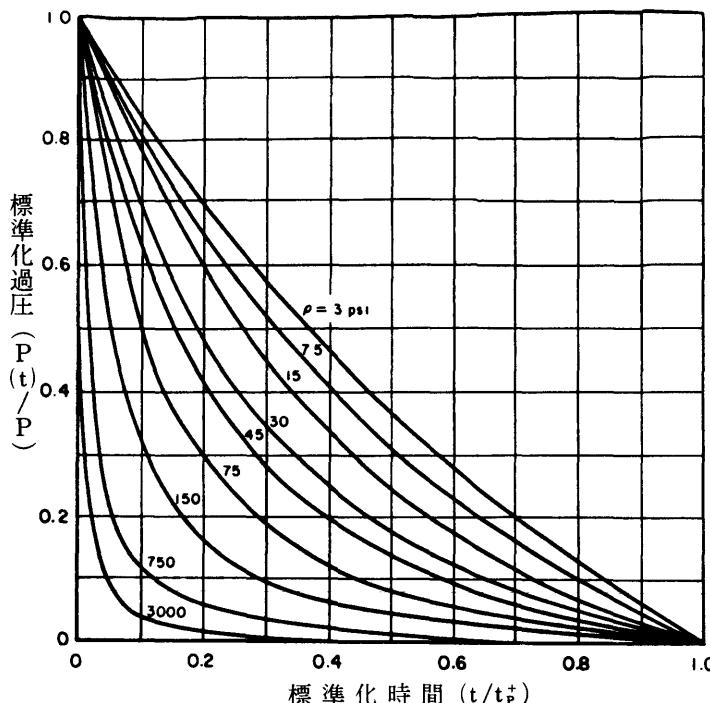


図-3.57 数種の尖頭過圧に対する過圧の時間的な減少率

3.58 同様に、標準化された時間 $t / t p^+$ に対する標準化された動圧 $q(t) / q$ は尖頭動圧の値に依存する。ここで $t q^+$ は動圧の正圧部持続時間である。この動圧は、種々の尖頭動圧に関して、図-3.58の曲線で示される。この図を使用するのに必要な $t q^+$ の値は図-3.76で示されるであろう。動圧の正圧部持続時間は、過圧の正圧部持続時間よりいくぶん長い、すなわち $t q^+$ は $t p^+$ より長いので図-3.57と図-3.58は共通の時間を基礎としていない。

H P『海軍砲術学校』公開資料

※ 4 (訳者注) : 原語 impulse 物理学においては「力積」という言葉が一般的であるが、ここでは理解を容易にするため「衝撃量」を用いた。

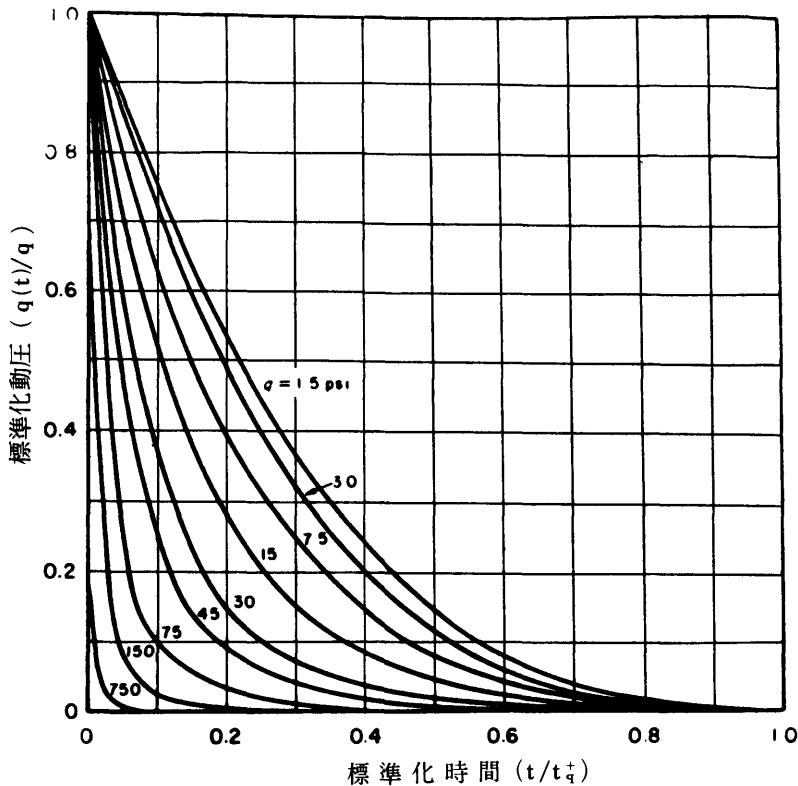


図-3.58 数種の動圧の値に対する動圧の時間的な減少率

3.59 もう一つの重要な爆風損害のパラメーターは「衝撃量」であり、これは正圧部の持続時間と、その時の過圧の変化を考慮に入れたものである。単位面積当たりの衝撃量は過圧の時間的変化に関する曲線の下の総面積として定義されるであろう。過圧の正圧部単位面積当たりの衝撃量 $I p^+$ は数学的には次のように表わされる。

$$I p^+ = \int_0^{t+p} p(t) dt$$

ここで $p(t)$ は図-3.57により、3~3,000 psi の間の過圧についている。動圧の正圧部についての衝撃量は、 $p(t)$ と $t p^+$ をそれぞれ $q(t)$ 、 $t q^+$ に置きかえることにより同じように定義される。

換算法則

3.60 ある決められたエネルギーの爆発から爆風波の諸特性を計算するためには、もし別のエネルギーに関する諸特性がわかっているならば、適当な換算法則が適用される。このような法則の助けを借りることにより、広い範囲のエネルギーについて単純な形のデータを表わす事が可能である。これを行なう一つの方法は、下でも説明されるが、たとえば1 KTの核爆発の場合、その爆発点からの距離の増大にともない地表における爆風波の諸特性がいかに変わるかを表わす曲線を引くことである。さらに、換算法則の助けにより、一つ一つの爆発高度について、ある特定のエネルギーの爆発に関するいろいろな値が即座に決定できる。

3.61 理論的には、ある一つの圧力はエネルギー放出量の立方根に比例するような爆発点からのある距離上の地点において現われる。この距離とエネルギー放出量との関係はメガトン級まで（メガトン級を含む）の放出量について成立することが十分な規模の実験により示されている。このように立方根換算則の適用は広い範囲の爆発エネルギーについて信頼性があるであろう。この法則によると、ある確かな過圧と動圧が得られるW₁ KTの爆発点からの距離（斜距離）をD₁とすると、W KTのエネルギーを持った爆発では、同じ圧力が次式で示される距離Dの地点で生ずる。

$$\frac{D}{D_1} \cdot \left(\frac{W}{W_1} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (3.61.1)$$

上に記したように、エネルギー放出量は計算を便利にするため1たので、W¹=1である。従って（3.61.1）式は次のように変形される。

$$D = D_1 \times W^{\frac{1}{3}} \quad (3.61.2)$$

ここでD₁は1 KT爆発における斜距離を示す。従って、距離Dが特定の値に定められれば、尖頭過圧のように一つの確実な効果を生ずるのに必要な爆発エネルギーの値Wは、計算することが可能である。また一方、エネルギーWの値が定められた場合は、適当な距離Dは（3.61.2）式により評価することができる。

3.62 異ったエネルギー放出量を持つ空中爆発を比較するときは、換算爆発高度という考えを導入することが便利であり、これは次のように定義される。

H P『海軍砲術学校』公開資料

注:(5) 記号 d は爆心地からの距離について使われ、一方 D は斜距離、すなわち実際の爆発点からの距離を表わす。

$$\text{換算爆発高度} = \frac{\text{爆発高度}}{W^{\frac{1}{3}}}$$

同じ換算爆発高度を持つ異ったエネルギーの爆発に関して、立方根換算法則は爆発点からの距離と同様、爆心地からの距離についても適用されるであろう。従って、 d_1 が 1 K T 爆発において、ある特定の過圧または動圧を生ずる爆心地からの距離とするならば、W K T 爆発の場合、同じ圧力は、次の関係式で決定される距離' d の地点において観測される。

$$d = d_1 \times W^{\frac{1}{3}} \quad (3.62.1)$$

この表現は、この式に含まれている距離が爆発点からの距離（斜路離）(5) の代りに爆心地からの距離であること以外、前の項で示された計算方法と同様に使用できる。

3.63 立方根換算法則は、関係する距離も立方根法則により換算された量であることを理解した上で、衝撃波前面の到達時間、正圧部の持続時間および衝撃量の正圧部にも適用することができる。その関係は（同じ換算爆発高度の場合）、次の形で表わされる。

$$\frac{t}{t_1} = \frac{d}{d_1} = \left(\frac{W}{W_1}\right)^{\frac{1}{3}} \quad \text{又は} \quad \frac{I}{I_1} = \frac{d}{d_1} = \left(\frac{W}{W_1}\right)^{\frac{1}{3}}$$

ここで t_1 は、到達時間または正圧部の持続時間を表わし、 I_1 はエネルギー W_1 の爆発に関する衝撃量の正圧部を表わす。また t と I は同様に、それぞれエネルギー W の爆発の場合の量であり、 d_1 と d は前のように爆心地からの距離である。 W_1 が 1 K T ならば種々の量は、次のように関係づけられる。

$$\text{距 離: } d = d_1 \times W^{\frac{1}{3}} \text{において } t = t_1 \times W^{\frac{1}{3}}$$

$$\text{距 離: } d = d_1 \times W^{\frac{1}{3}} \text{において } I = I_1 \times W^{\frac{1}{3}}$$

以上のように導かれた式の使用例は後で与えられる。

高度補正

3.64 爆風波の諸特性に関する提示されたデータは（§ 3.55以降）、海面上の高さにおける均質な大気の場合に正確に適用できる。高度 5,000 フィート以下では、大気の温度および圧力は海面上における値と大差はない。従ってこの高度までの大気は、海面上の高さにおける諸特性が均質な大気として扱っても合理的であり、

かつ良い近似値が得られる。このように上記の式は爆発高度および目標が5,000フィートまでならば補正することなく使用できる。周囲の条件が海面上における値と較べ無視できないような高度の場合に、爆風に関する種々のパラメーターを決める必要が起ったならば、適当な補正係数を適用しなければならない。

3.65 1 K T の爆発で海面上の高さにおける大気の場合、絶対温度Tおよび周囲の圧力Pは、それぞれ T_0 および P_0 とは異なるが、この事実を考慮した一般的な関係式は過圧に関しては次のとおりである。

$$p = p_1 \frac{P}{P_0} \quad (3.65.1)$$

ここで p はその高度における過圧であり、 p_1 は海面上の高さにおける過圧である。新たな過圧により爆発地からの距離を補正された値は、次で与えられる。

$$d = d_1 W^{\frac{1}{2}} \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.65.2)$$

同様の表現は斜距離Dについても適用される。この新たな距離における正圧部の持続時間の到達時間は次のとおり。

$$t = t_1 W^{\frac{1}{2}} \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.65.3)$$

音速は絶対温度の平方根に比例するので、この表現中に $(T_0/T)^{\frac{1}{2}}$ という因子が表われる。ある高度における衝撃量について適当な関係式は次のとおり。

$$I = I_1 W^{\frac{1}{2}} \left(\frac{P}{P_0} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.65.4)$$

目標と爆発点が概略同じ高度にある場所に先の関係式が適用できる。もし、これらの高度の差が数千フィート以下ならば、温度や圧力は、それらの平均値が使用されるであろう。しかし、その高度差がかなり大きければ、目標の高度における補正を適用することにより良い近似値が得られる (§ 3.46)。高度40,000フィート以上の爆発では、爆発のエネルギー配分の変化について特別の考慮をすべきである (§ 3.67)。

3.66 前の項の方程式に基づいた計算を容易にするため、次の因子が定義され、また表にされている (表3.66)。

$$S_p = \frac{P}{P_0} \quad S_d = \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{1}{2}} \quad S_t = \left(\frac{P_0}{P} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T_0}{T} \right)^{\frac{1}{2}}$$

H P 『海軍砲術学校』公開資料

$$\text{従って } p = p_1 S_p \quad (3.66.1)$$

$$D = D_1 W^{\frac{R}{k}} S_d \quad \text{および} \quad d = d_1 W^{\frac{R}{k}} S_d \quad (3.66.2)$$

$$t = t_1 W^{\frac{R}{k}} S_t \quad (3.66.3)$$

$$I = I_1 W^{\frac{R}{k}} S_p S_t \quad (3.66.4)$$

ここに述べた P_o および T_o は標準海面の高さの大気に関するものである。この大気圧 P_o は 14.7 psi であり、その温度は 59°F または 15°C である。このため T_o はランキン目盛で 519°、ケルビン目盛で 288° である。厳密に均算な大気においては、高度の換算因子 S_p 、 S_d および S_t はすべて同一のものであり (3.66.1) 式その他は § 3.65 に示す式に変形される。約 5,000 フィート以下の高度では換算因子は同一の場合に較べて、それ程大きな差はなく均質な（海面上の高さでの）大気への近似値は、上に記したような、重大な誤差を含まない。

表-3.66 中緯度における平均の大気に関するデータ

高 度 (フィート)	温 度 (OK)	压 力 (PSI)	高 压 换 算 因 子			音 速 (フィート/秒)
			Sp	Sd	St	
0	288	14.70	1.00	1.00	1.00	1,116
1,000	286	14.17	0.96	1.01	1.02	1,113
2,000	284	13.66	0.93	1.03	1.03	1,109
3,000	282	13.17	0.90	1.04	1.05	1,105
4,000	280	12.69	0.86	1.05	1.07	1,101
5,000	278	12.23	0.83	1.06	1.08	1,097
10,000	268	10.11	0.69	1.13	1.17	1,077
15,000	258	8.30	0.56	1.21	1.28	1,057
20,000	249	6.76	0.46	1.30	1.39	1,037
25,000	239	5.46	0.37	1.39	1.53	1,016
30,000	229	4.37	0.30	1.50	1.68	995
35,000	219	3.47	0.24	1.62	1.86	973
40,000	217	2.73	0.19	1.75	2.02	968
45,000	217	2.15	0.15	1.90	2.19	968
50,000	217	1.69	0.12	2.06	2.37	968
55,000	217	1.33	0.091	2.23	2.57	968
60,000	217	1.05	0.071	2.41	2.78	968
65,000	217	0.83	0.056	2.61	3.01	968
70,000	218	0.65	0.044	2.83	3.25	971
75,000	219	0.51	0.035	3.06	3.50	974
80,000	221	0.41	0.028	3.31	3.78	978
85,000	222	0.32	0.022	3.57	4.07	981
90,000	224	0.25	0.017	3.86	4.38	984
95,000	225	0.20	0.014	4.17	4.71	988
100,000	227	0.16	0.011	4.50	5.07	991
110,000	232	0.10	0.0070	5.23	5.82	1,003
120,000	241	0.067	0.0045	6.04	6.61	1,021
130,000	249	0.044	0.0030	6.95	7.47	1,038
140,000	258	0.029	0.0020	7.95	8.41	1,056
150,000	266	0.020	0.0013	9.06	9.43	1,073

3.67 § 3.66における補正係数は高度約40,000フィート（約7.6マイル）までの爆発に適用できる。この高度以下では核爆発のエネルギーのほとんどすべては爆発点近くの空気の分子により吸収される。先の各項目で記された換算法則からの偏りは、40,000フィート以上での爆発においてエネルギー成分の配分が異なることに、

主な原因がある。このような高度においては、爆風波の生成に寄与するはずのエネルギーの一部が熱線として放出される。

3.68 高高度で、爆風エネルギーとして現われる、より小部分の出力を計算するため、地上での実際の出力に「爆風効果係数」を掛け、それが高高度で爆発した時の有効爆風出力を得る。爆風効果係数を高度の関数として明確に示す单一の方法はない。なぜならば、高高度において過圧は、有効爆風出力が異った距離においては違うというように、距離とともに変化するからである。しかし、爆風効果係数の上限値と下限値を明確に示すことは可能であり、これは数種の高度について表-3.68で示されている。§ 3.65（あるいは§ 3.66）の式により観測点（あるいは目標）における周囲の圧力Pと絶対温度Tを、この係数とともに使うことにより、爆風に関するパラメーターの上限値と下限値を見積ることができる。このような見積りの例は後で示す。

表-3.68 高高度爆発における爆風効果係数

爆発高度 (フィート)	爆風効果係数	
	上限値	下限値
40,000	1.0	0.9
60,000	1.0	0.8
90,000	0.9	0.6
120,000	0.7	0.4
150,000	0.4	0.2

標準曲線と爆風波曲線の計算

3.69 ある爆発での特定の範囲における損害を見積るために、時間と距離によって変化する爆風波の諸特性を定義することが必要である。従って種々の爆風波特性に関する標準「爆発高度」曲線が既に述べられた一般的議論に付け加えるためここで示されている。これらの曲線は準理想表面上方の種々の高度における爆発に関し爆心地から距離に対する尖頭過圧、尖頭動圧、到達時間、正圧部の持続時間を示している。同様の曲線が他の爆風波のパラメーターに対しても考案される

であろうが、ここで示されるものは一般的に最も利用価値の高いと考えられるものである。これらは、さまざまな他の理想に近い状況と同様、都市の目標についても適用される。

3.70 後で示される曲線から、爆風波の諸特性の値は、空中における障害のない爆発の場合、あるいはある特定の高度における空中爆発を地表で観測した場合、または地上爆発（爆発高度ゼロ）の場合について決定することができる。このような方法によって得られた尖頭過圧、動圧、および正圧部の持続時間は、ある特定条件下の核爆発において、爆風荷重や、目標の反応を決定するのに使われる基本的なデータである。予期される爆風損害を評価するための手続きは第4章および第5章で議論される。

3.71 標準曲線はTNT相当1KT爆発が海面上の高さにおける大気中で起った場合の爆風波諸特性を示している。これらの曲線と既に示した換算法則とにより、W-KTエネルギー出力の爆発に相当する諸特性を計算することができる。これらの曲線の使用法の例は図に面したページに示されている。忘れてならないことは、そのデータが準理想的な状態について計算されていることと、それからの重要な偏りが実際に起りうるということである。

3.72 尖頭過圧の距離に関する変化はTNT 1KT相当の自由空中爆発、即ち境界や表面といったものがない均質な大気中、および標準海面上の高さにおける大気中での空中爆発に関して図-3.72に示されている。この曲線は既に記された換算法則や高度補正とともに、爆風波がどの面からも反射を受けずに目標に達するような空中爆発において、その入射波過圧を予測するのに使われる。他の爆風波に関する諸特性についてはランキン-ユゴニオの式（§ 3.55以降）によって得ることができるであろう。

3.73 図-3.73 a（高圧部）、図-3.73 b（中圧部）および図-3.73 c（低圧部）は、1KT空中爆発の際の地表面近くにおける尖頭過圧の変化を、爆発高度の関数として、爆心地からの距離に対しとったものである。他の爆発エネルギー出力に関して同様なデータは換算法則を使用することにより得られる。これらの曲線は

標準海面上における大気および準理想表面という条件に対し適用できる。これらの条件からの偏りは、先の各項（§ 3.55以降および3.79以降参照）で説明したように、その結果に影響を及ぼす。これらの図から特に30 psi あるいはそれ以下の過圧の場合に見られることは、その曲線が明確な「ひだ」の形をしていることである。従ってある特定の過圧については、結果としてその過圧が爆心地から最も遠くまで拡がる一つの爆発高度が存在する。これをある一定の過圧に対する「最適」爆発高度と呼ぶ。

3.74 ある特定の高度における空中爆発について尖頭過圧の、爆心地からの距離に対する変化は、図-3.73 a、b および c から即座に導くことができる。まず求める爆発高度に対し水平な線を引けば、特定の値の尖頭過圧曲線との交点から、その時の地上距離を読み取ることができる。これらの曲線は地表面における爆風波の反射効果を考慮しているため、自由空中爆発である図-3.72の曲線とは異なる。地上爆発の場合、尖頭過圧対爆心地からの距離の曲線は、図-3.73 a、b および c において爆発高度ゼロを読むことにより得られる。

3.75 図-3.75の曲線は標準海面上の高さの大気中で、かつ準理想地表面という条件下において 1 KT 空中爆発の際、地上における尖頭動圧の爆心地からの距離および爆発高度に対する変化を示したものである。爆発高度の図表は、爆風波が地表面により反射した後の状態を示しているのでその曲線は入射波の動圧を示しているものではない。爆心地においては入射爆風波による風は地表面により止められ、そして入射動圧のすべては静的な過圧に変換される。このように爆発高度曲線は動圧が爆心地においてはゼロであることを示している。他の地点では入射爆風波の反射は、地表において地表と平行に吹く風を生じさせる。これらの風とともに動圧は水平な力を生ずる。図-3.75で示されているのは動圧のこの水平方向成分である。

3.76 過圧および動圧の正圧部持続時間と、爆心地からの距離および爆発高度との関係は、図-3.76の曲線により示されている。この時、動圧の正圧部持続時間はかっこの中に示されている。他の場合では、その結果は標準海面上の高さにお

ける大気中でかつ準理想表面下の場合の 1 K T 爆発に適用する。最初の項に述べたように、ある一定の爆発および距離において、動圧の正圧部持続時間は過圧の場合よりも長いという点については注目する必要があるであろう。

3.77 図—3.77 a および b は海面上の高さにおける大気の通常の状態および準理想表面の存在という条件のもとでの 1 K T 爆発に関し、爆心地から離れた地上に於ける各地点の衝撃波前面の到達時間を、爆発高度の関数として表わしたものである。

3.78 地表面における反射を考慮した図—3.74 a、b および b の尖頭過圧は目標に対する荷重およびその反応を決定するために使われる横からの過圧であると考えられる。しかしさらに反射というものは物体の前面が爆風波によって打たれた時にも起こりうるものである。そしてその反射圧力 $P_r(\alpha)$ の大きさは、横かさの圧力 P および爆風波面と打撃表面の角度による（図—3.78 a）。横から入射する種々の圧力に関し、 $P_r(\alpha)/P$ で表わされる比率の値は入射角の関数として図—3.78 b に示されている。正常入射すなわち $\alpha = 0^\circ$ の場合、その比 $P_r(\alpha)/P$ は低い過圧については概略 2 になり、そして過圧増大とともに増加する（§ 3.56）。図—3.78 b の曲線はマッハ領域すなわち基本的に垂直な衝撃波面が放射状に動き、そして構造物の前面の壁のような反射面を打っている場合に、特に適用できるものである（図—4.07 参照）。図—3.72 は標準海面高度の大気中における 1 K T 空中爆発の場合の、距離に対する尖頭過圧の変化を示している。

換算：高度 5,000 フィート以下の目標および 40,000 フィート以下の爆発高度について、決められた尖頭過圧の拡がる範囲は、1 K T の場合以外では、出力の立方根により求められる。すなわち

$$D = D_1 \times W^{\frac{1}{3}}$$

ここで決められた尖頭過圧に関し、 D_1 は 1 K T における爆発点からの距離（斜距離） D は WKT における爆発点からの距離である（目標および爆発高度がより高い場合は § 3.64 以降を参照）。

例 題

条件：高度100,000フィートにおける2 M T爆発

問題：高度60,000フィートの目標（航空機またはミサイル）に入射する尖頭過圧の最高値

解法：爆風効果係数は爆発高度によって決まるが、高度補正係数は目標の高度によって決まる（§ 3.64。）尖頭過圧の最高値は爆風効果係数が上限値の時に表われるであろう。図-3.68から爆発高度100,000フィートにおけるこの上限値は0.9よりもいくらか小さい。従って実効出力は概略次のようになる。

$$0.9W = 0.9 \times 2 = 1.8 \text{ M T} = 1,800 \text{ K T}$$

爆発点から目標までの最短距離、すなわち過圧が最高になると思われる距離は次のとおり。

$$D = 100,000 - 60,000 = 40,000 \text{ フィート}$$

（3.66.2）式から海面高度という条件において1 K T爆発からの同様な距離は、

$$D_i = D / W^{\frac{1}{3}} \cdot 1 / S_d$$

表-3.66から高度60,000フィートの目標の場合、 S_d の値は、2.41である。

このため、

$$D_i = 40,000 / (1,800)^{\frac{1}{3}} \cdot 1 / 2.41 = 1,360 \text{ フィート}$$

図-3.72から海面高度という条件で1 K T自由空中爆発の爆発点から1,360フィートにおける尖頭過圧4.2 psiである。高度60,000フィートにおける同様の過圧（3.66.1）式および表-3.66から求められる。従って解答は、

$$P = P_i \cdot S_p = 4.2 \times 0.071 = 0.30 \text{ psi}$$

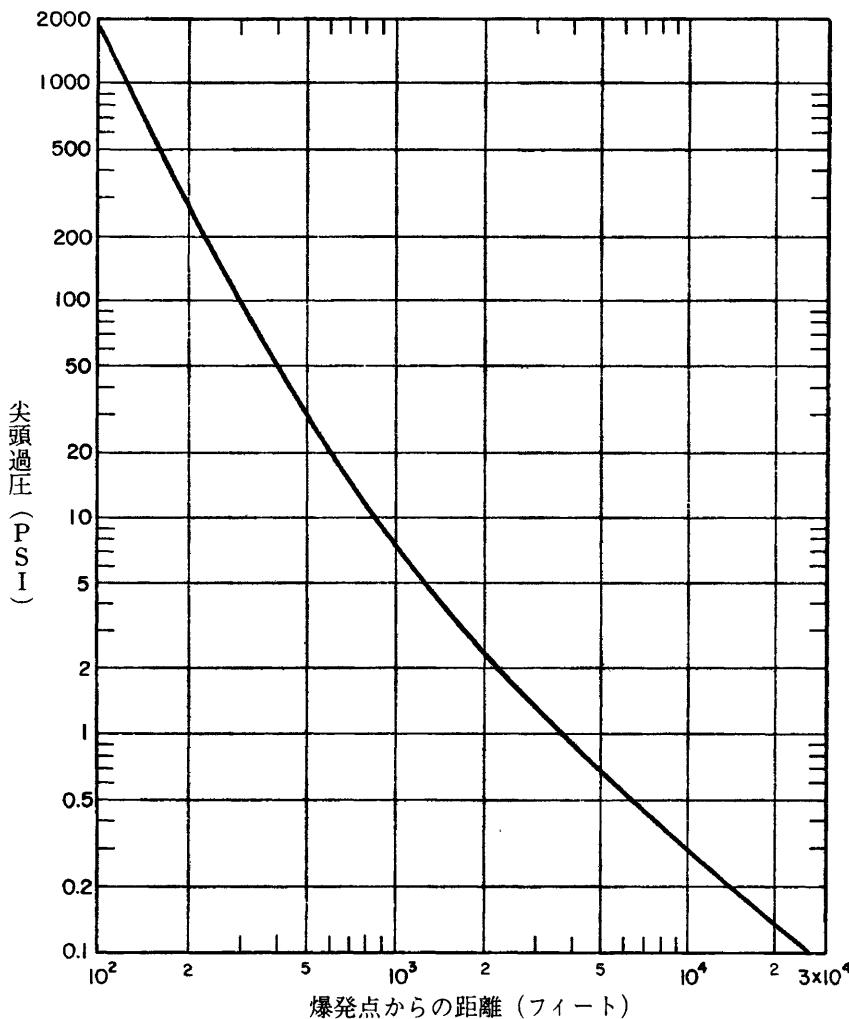


図-3.72 海面高度という条件における 1 K T 自由空中爆発による尖頭過圧

図-3.73 a、b および c の曲線は、それぞれ高圧部、中圧部および低圧部における地上の尖頭過圧を、標準海面高度の大気中における 1 K T 爆発に關し、爆心地からの距離と爆発高度の関数として表わしたものである。破線は正常反射領域とマッハ領域とを分けるものであり、またそこで三重点が形成されることを示して

いる（§ 3.24以降）。そのデータは準理想表面という条件に適用するように考慮されている（地形、地表面および気象による影響については§ 3.35～3.43、§ 3.47～3.49および§ 3.79以降参照）。

換算：爆発高度と定められた尖頭過圧が拡がる爆心地からの距離は、出力の立方根として決められる。すなわち

$$d/d_1 = h/h_1 = W^{1/6}$$

ここで定められた尖頭過圧に関し、 d_1 および h_1 は、それぞれ 1 KT の場合の爆心地からの距離と爆発高度、同様に d および h は WKT の場合である。爆発高度が 5,000 フィートあるいはそれ以下の場合は、均質な海面高度の大気と同様なものと仮定されるであろう。

例題

条件：高度 860 フィートにおける 80 KT 爆発

問題：1,000 psi の過圧が拡がる地上距離

解法：1 KT における相当する爆発高度すなわち換算高度は次のとおりである。

$$h_1 = h/W^{1/6} = 860 / (80)^{1/6} = 200 \text{ フィート}$$

図-3.73 a により 1 KT の爆発高度 200 フィートにおける爆発の場合 1000 psi の過圧は、爆心地から 110 フィートまで拡がる。同様に 80 KT の場合は、 $d = d_1 \cdot W^{1/6} = 110 \times (80)^{1/6} = 475 \text{ フィート}$ （解答）

上に記した方法は図-3.73 b および c の曲線における類似の問題についても適用できる。

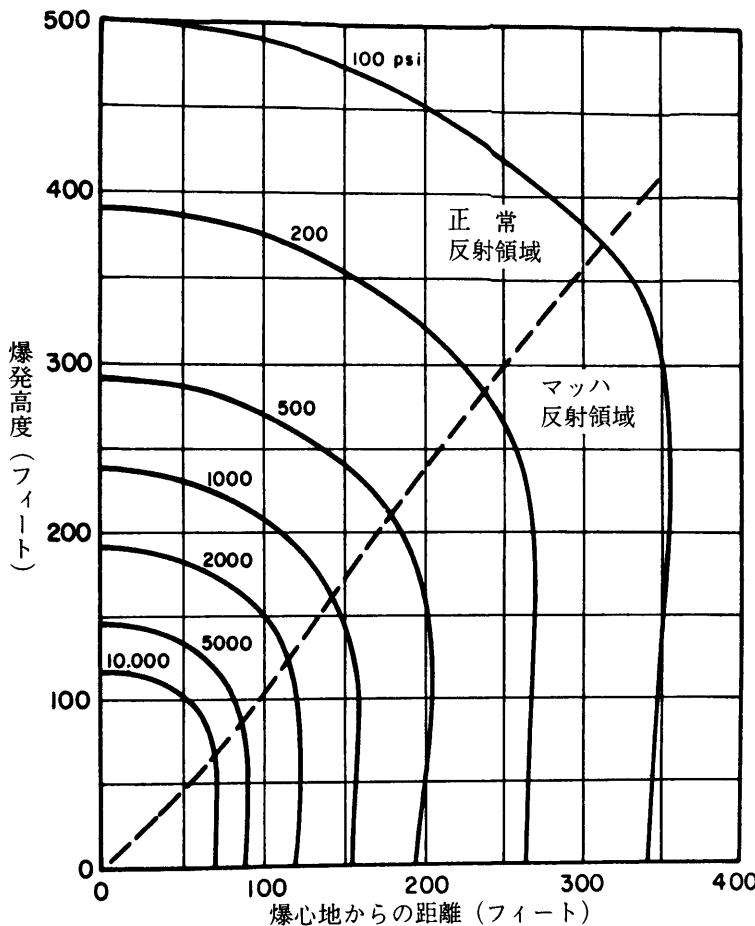


図-3.73 a 1 K T爆発における地上での尖頭過圧(高圧部)

例題

条件：爆発高度2,320フィートにおける100 K T爆発

問題：爆心地から1,860フィートの地点における尖頭過圧

解法：1 K Tの場合に相当する爆発高度は次のとおり。

$$h_t = h/W^{\frac{1}{3}} = 2,320 / (100)^{\frac{1}{3}} = 500 \text{ フィート}$$

また、地上距離は

$$d_1 = d/W^{\frac{1}{3}} = 1,860 / (100)^{\frac{1}{3}} = 400 \text{ フィート}$$

図-3.73 b から地上距離400フィート、爆発高度500フィートの場合、その尖頭過圧は50 psiである（解答）。

上に記した方法は図-3.73 a および c の曲線に関する類似の問題についても適用できる。

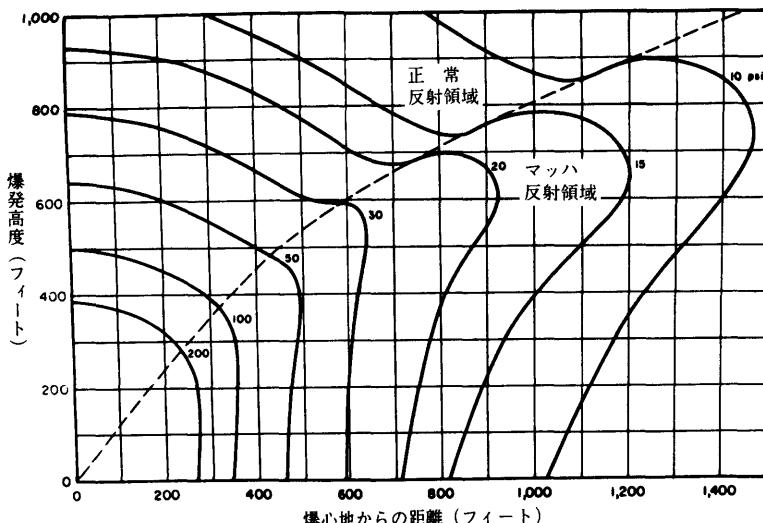


図-3.73 b 1 KT爆発における地上での尖頭過圧（中圧部）

例題

条件：125 K T爆発

問題：4 psiの過圧におよぶ爆心地からの最大距離、およびその時の爆発高。

解法：図-3.73 C から 1 KT の場合 4 psi の過圧におよぶ最大地上距離は 2,600

フィートである。そしてこの時の場合高度は概略 1,100 フィートである。

のことから 125 K T 爆発において求める爆発高度は、

$$h = h_1 \cdot W^{\frac{1}{3}} = 1,100 \times (125)^{\frac{1}{3}} = 5,500 \text{ フィート}$$

これは、均質な大気に関して、十分 5,000 フィートに近似しているとみなすことができる。さらに爆心地からの距離は、

$$d = d_1 \cdot W^{\frac{1}{3}} = 2,600 \times (125)^{\frac{1}{3}} = 13,000 \text{ フィート} \text{ (解答)}$$

上に記した方法は図-3.73 a および b の曲線に関する、類似の問題についても適用できる。

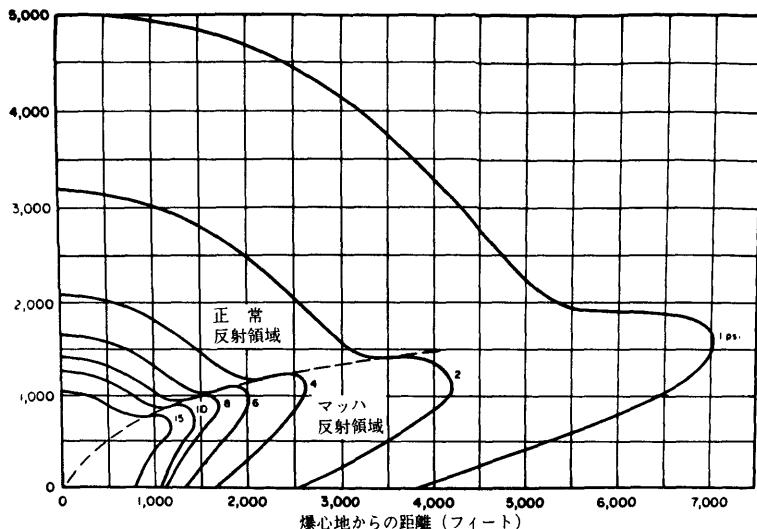


図-3.73 c 1 KT爆発における地上での尖頭過圧(低圧部)

図-3.75は地上における尖頭動圧の水平方向成分を、標準海面高度の大気中における1 KT爆発に関し、爆心地からの距離と、爆発高度の関数として表わしたものである。そのデータは準理想表面という条件に適用するように考慮されている（地形、地表面および気象による影響については§3.35～3.43、§3.47～3.49および§3.79以降参照）。

換算：爆発高度と定められた尖頭動圧が拡がる爆心地からの距離は出力の立方根として決められる。すなわち

$$d/d_1 = h/h_1 = W^{1/3}$$

ここで定められた尖頭動圧に関し、 h_1 および d_1 はそれぞれ1 KTの場合の爆発高度と爆心地からの距離、同様に h および d はWKTの場合である。爆発高度が5,000フィートあるいは、それ以下の場合は、均質な海面高度の大気と同様なものと仮定されるであろう。

例 題

条件：爆発高度3,000フィートにおける160 K T爆発。

問題：爆心地から6,000フィート離れた地表における尖頭動圧の水平方向成分。

解法：1 K Tの場合、相当する爆発高度および距離はそれぞれ次のとおりである。

$$h_1 = h/W^{\frac{1}{3}} = 3,000 / (160)^{\frac{1}{3}} = 550 \text{ フィート}$$

$$d_1 = d/W^{\frac{1}{3}} = 6,000 / (160)^{\frac{1}{3}} = 1,110 \text{ フィート}$$

図-3.75から爆心地から1,110フィート、爆発高度550フィートの場合、その尖頭動圧の水平方向成分は概略 3 psi である（解答）。

図-3.74 a、b および c に関して記されたものと類似の計算が尖頭動圧の水平方向成分（尖頭過圧力の代わり）についても、図-3.75を用いることにより実施されるであろう。

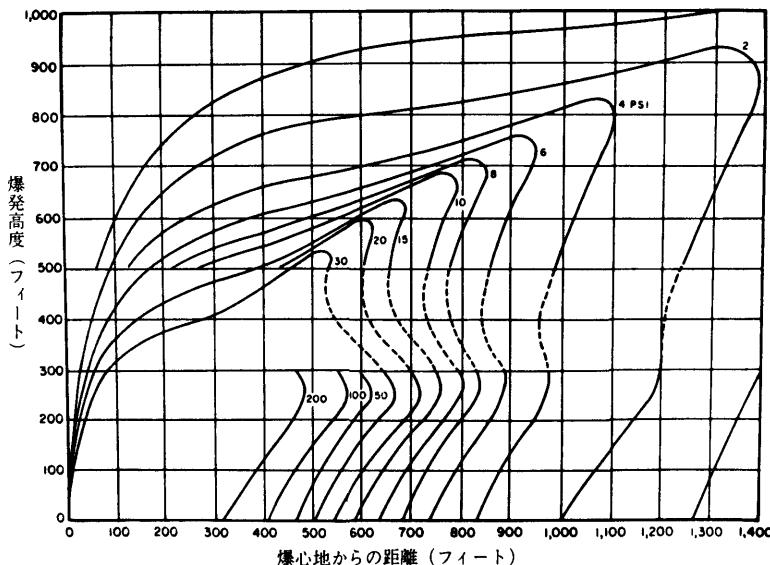


図-3.75 1 K T爆発における尖頭動圧の水平方向成分

図-3.76の曲線は地上における過圧および動圧（かっこ内の数値）の持続時間を標準海面高度の大気中における1 K T爆発に関し、爆心地からの距離と爆発高度の関数として表わしたものである。その曲線は準理想表面という条件に適用す

るよう考へてある。

換算：求める関係式は、

$$d / d_1 = h / h_1 = t / t_1 = W^{\frac{1}{3}}$$

ここで d_1 , h_1 および t_1 はそれぞれ 1 KT 爆発の場合の爆心地からの距離・爆発高度および持続時間を表わし d , h および t は同様に WKT の場合である。爆発高度が 5,000 フィートあるいはそれ以下の場合は、均質な海面高度の大気と同様なものと仮定されるであろう。

例題

条件：爆発高度 3,000 フィートにおける 160 KT 爆発。

問題：爆心地から 4,000 フィート離れた地上における (a) 過圧・(b) 動圧の正圧部持続時間。

解法：1 KT の場合、相当する爆発高度および爆心地からの距離は次のとおりである。

$$h_1 = h/W^{\frac{1}{3}} = 3,000 / (160)^{\frac{1}{3}} = 550 \text{ フィート}$$

$$d_1 = d/W^{\frac{1}{3}} = 4,000 / (160)^{\frac{1}{3}} = 740 \text{ フィート}$$

(a) 図-3.76 から爆心地からの距離 740 フィート、爆発高度 550 フィートの 1 KT 爆発において過圧の正圧部持続時間は 0.18 秒である。従って 160 KT における過圧の正圧部持続時間は、

$$t = t_1 \cdot W^{\frac{1}{3}} = 0.18 \times (160)^{\frac{1}{3}} = 1.0 \text{ 秒 (解答)}$$

(b) 図-3.76 から爆心地からの距離 740 フィート、爆発高度 550 フィートの 1 KT 爆発において動圧の正圧部持続時間は 0.34 秒である。従って 160 KT における動圧の正圧部持続時間は、

$$t = t_1 \cdot W^{\frac{1}{3}} = 0.34 \times (160)^{\frac{1}{3}} = 1.8 \text{ 秒 (解答)}$$

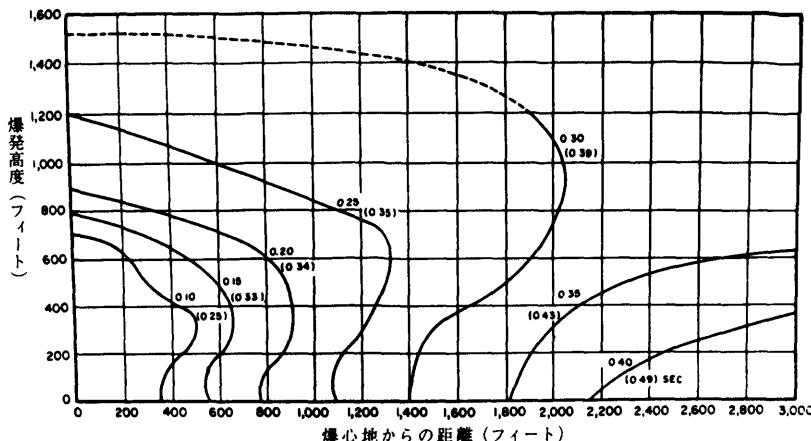


図-3.76 1 K T爆発における過圧及び動圧（かっこ内の数値）
の地上における正圧部持続時間

図-3.77 a および b の曲線は、地上における爆風波の到達時間（秒）を標準海面高度の大気中における1 K T爆発に関し、爆心地からの距離と、爆発高度の関数として表わしたものである。その曲線は準理想表面という条件に適用するよう考慮されている。

換算：求める関係式は、

$$d/d_i = h/h_i = t/t_i = W^{\frac{1}{3}}$$

ここで d_i , h_i および t_i はそれぞれ1 K T爆発の場合の爆心地からの距離・爆発高度および持続時間を表わし、 d , h および t は同様にW K Tの場合である。爆発高度が5,000フィートあるいはそれ以下の場合は、均質な海面高度の大気と同様なものと仮定される。

例題

条件：爆発高度5,000フィートにおける1 M T爆発。

問題：爆心地から10マイルの距離における爆風波の到達時間。

解法：1 K Tの相当する爆発高度および爆心地からの距離は、

$$h_i = h/W^{\frac{1}{3}} = 5,000 / (1,000)^{\frac{1}{3}} = 500 \text{ フィート}$$

$$d_i = d/W^{\frac{1}{3}} = 5,280 \times 10 / (1,000)^{\frac{1}{3}} = 5,280 \text{ フィート}$$

図-3.77 b から爆発高度500フィート、爆心地からの距離5.280フィートにおいて、1 K Tの場合の爆風波の到達時間は4.0秒である。従って1 M Tにおける到達時間は、

$$t = t_1 \cdot W^{\frac{1}{4}} = 4.0 \times (1,000)^{\frac{1}{4}} = 40\text{秒} \text{ (解答)}$$

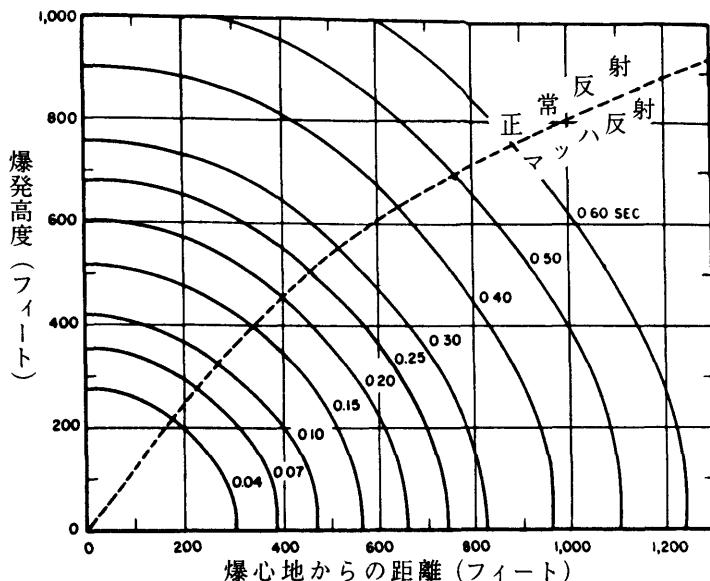


図-3.77 a 1 K T爆発における爆風波到達時間（前期）

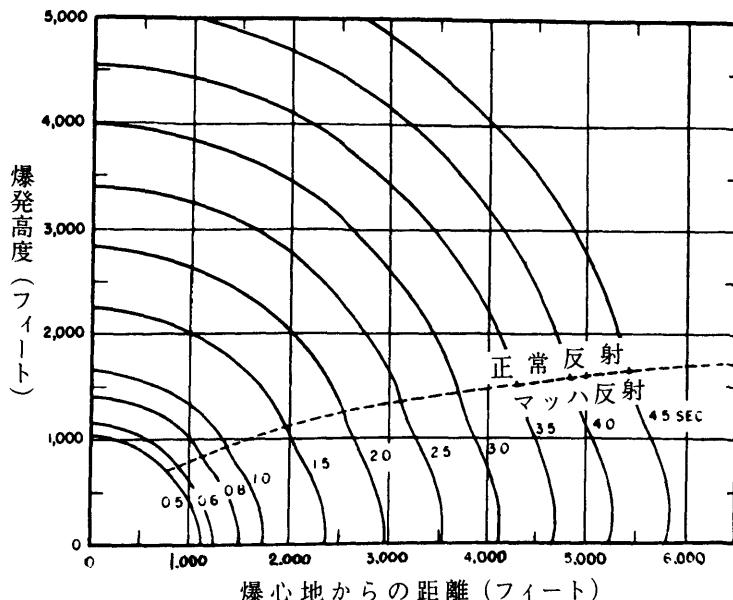


図-3.77 b 1 KT爆発の地上における爆風波到達時間（後期）

反射過圧の比 $P_r(\alpha)/P$ は、種々の横からの尖頭過圧に対し、爆風波面の入射角の関数として図-3.78 b にプロットされている。その曲線は、構造物の壁のような反射面を打っている爆風波面に対し適用される。

$P_r(\alpha)$ =ある定められた入射角における反射爆風波の過圧 (psi)

P =入射波尖頭過圧 (psi)

α =爆風波面と反射表面とのなす角 (度)

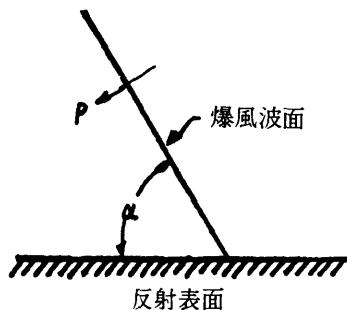


図-3.78 a 入射爆風波と反射表面とのなす角度

例題

条件：尖頭過圧50 psi の爆風波がある表面に35°の角度である。

問題：反射爆風波の過圧

解法：図-3.78 b から50 psi 及び入射角35°に対応する反射過圧の比 $P_r(\alpha) / p = 3.6$ 。従って $P_r(35^\circ) = 3.6 p = 3.6 \times 50 = 180 \text{ psi}$ (解答)

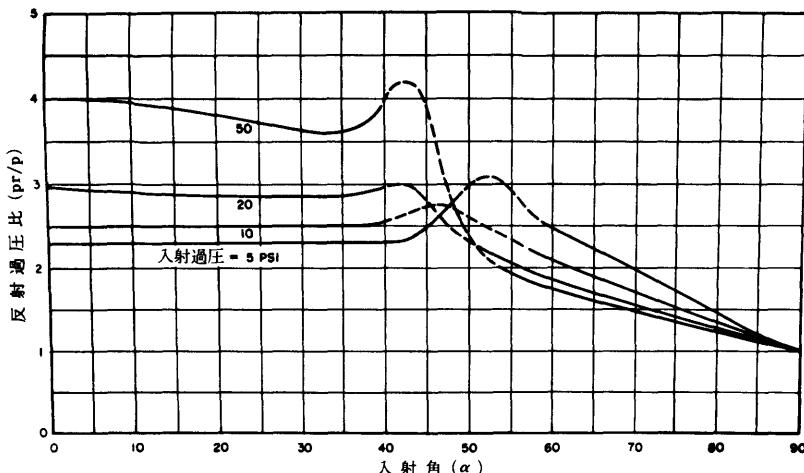


図-3.78 b 種々の横からの過圧における入射角の
関数としての反射過圧の比

先駆波

3.79 先の結果は、理想的あるいは準理想的（§ 3.47）な表面付近での爆風波の状態について述べられている。従ってランキン一ユゴニオ式を適用することができる。表面が理想的でない場合、機械的あるいは熱的な影響（またはその両分）が爆風波によぶであろう。機械的な影響にともなう現象のいくつかは § 3.48 で述べた。熱の非理想的な挙動の結果として、過圧および動圧の型はゆがめられるであろう。激しい熱的な影響によって、爆風波のパラメータに対し重大な変化を生ずる先駆波が形成される（§ 3.49）。

3.80 核兵器が熱的に非理想的な（熱吸収のある）表面の上方で爆発すると、火の玉からの放射により、地表面付近に「熱層」と呼ばれる熱い空気の層が形成さ

れる。この層はしばしば、雲、ちりおよび他の微粒子から成る物を含んでいるが、空中爆発からの爆風の到達以前に形成される。爆風波と熱い空気の層との相互作用は、反射の過程に対しかなりの範囲にわたり影響をおよぼす爆発エネルギー放出量・爆発高度および熱吸収表面の適当な組合せにより、付加的な（あるいは2次的な）爆風波、すなわち先駆波が形成され、またこれは主たる入射波のいくらか前方を進行するであろう。主たる爆風波の前方で進行するため先駆波と呼ばれる。

3.81 先駆波が形成された後は主たる衝撃波面は通常地上には拡がらない。もし拡がっても下の部分では弱くなりゆがめられるので、それは容易には認められない。地上と主たる衝撃波の底辺との間には、明確には定められないが、空白部が存在する。そしてその空白部を通してエネルギーが先駆波へ流れ込んでいるのである。主衝撃波面の前方では、先駆波の爆風エネルギーは、熱層の中を急速に進む衝撃波の後を自由に進行するだけでなく、主衝撃面前方のまだかき乱されていない空気中の上方へ伝わっていく。先駆波の中におけるこの発散する流れの型は、爆風エネルギーを弱くするが、一方主爆風波から絶えず先駆波に流れ込んでいるエネルギーは先駆波の衝撃波面を強くしようとする。先駆波中で起こる事項についての先の記述は図-3.81に示された諸特性のいくらかを説明している。衝撃波前方の熱層中の先駆波衝撃面は、この部分だけが主衝撃面よりも速く進行するが、この層の外において上方へ分岐するエネルギーは上方部分がその前進速度を落す原因となる。先駆波と主衝撃面との相互作用は、主衝撃波が絶えずこの上方へ進行するエネルギーに追いついていることを示す。100フィート以上もの高さに巻き上がる土煙は、先駆波中の空気が上方へ流れていることを示している。

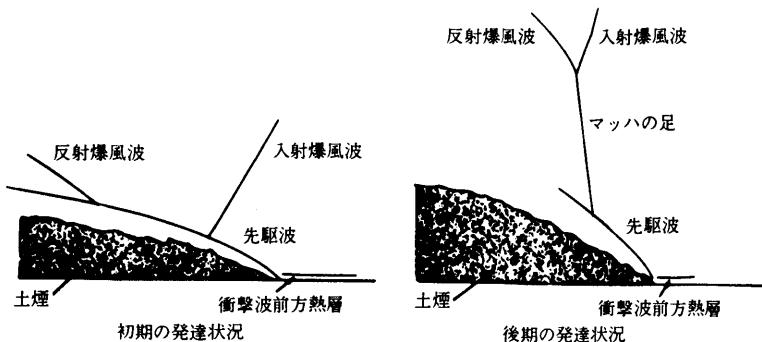


図-3.81 先駆波の特性

3.82 先駆波領域においては、通常の爆風波特性はかなりの修正を受けるであろう。その過圧の波型は丸くなった先端とその最高の大きさまでのゆっくりとした上昇を示している。非常に乱された波型においては、先端までとび上るように急上昇する圧力は完全に姿を消している（先駆波領域において、測定された過圧の波型の例としては図-4.67 a がある）。動圧の波型はしばしば猛烈な乱流を示す高周波振動を示す。先駆波波型の最高値は先駆波が形成できないような表面上方と比較して、過圧の最高値はより低く、動圧の最高値はより高くなっていることを示している。動圧の最高値がより高いということは基本的に、空気中における土煙の荷重の結果として動く媒体の密度の増加に起因する。さらに、通常のランキンゴニオの関係式は衝撃波面についてもはや適用されない。

3.83 熱的に理想的な（重要な先駆波効果の形成がありそうにない）また熱的に非理想的な（爆発高度と地上距離との適当な組合せにより先駆波の形成が予測される）状態を考えた表面の例は表-3.83に与えられている。多くの条件のもとで、たとえば換算高度が800フィートを超える場合、あるいは地上距離が大きい場合（尖頭超過圧が約 6 psi 以下のような場所）には出力および表面の型にかかわらず先駆波は形成されないであろう。地上爆発においても爆風波に対する熱的効果は小さくなるものと予測される。従って多くの状況下、特に都市地域においては、準理想的爆風波の条件が達成されるものである。

表-3.83 热的に理想的な表面及び
非理想的な表面の例

热的に理想的 (先駆波はあり得ない)	热的に非理想的 (低空爆発において先駆 波の発生可能)
水	砂漠
白い煙で覆われた地上	さんご礁
熱を反射するコンクリート	アスファルト
水	厚い植生に覆われた地表面
固められた雪	黒い煙で覆われた地表面
植生のまばらな湿った土壤	農業地帯
商業及び工業地域	植生のまばらな乾いた土壤

3.84 このような理由から、前に示された種々の爆風のパラメータについての曲線は、準理想的な表面という条件に通用されるものであり、またこれらは一般的な用法という点から最も典型的な例とみなされている。しかしながら、ネバタ実験場の低空爆発実験において観測された先駆波領域での爆風現象および損害は、地表面における非理想的な挙動の結果起ったものであろう。このような条件下では、過圧の波型は不規則となり、また準理想的な条件下で予想される値よりいくらか低い最高値までゆっくり上昇するであろう（§ 3.82）。従って、爆風波に打たれている物件の前面における反射圧の最高値は（3.56.2）、式で示されている理想的な衝撃波面における理論的な最高値である入射圧力の2倍以上になることはないであろう。

3.85 同様に動圧の波型も不規則になるであろうが、その最高値は、ランキンギュゴニオの関係式から尖頭過圧によって計算された値の数倍になるであろう。このように、動圧によって影響を受ける損害および目標の移動は、ある一定の尖頭過圧については、準理想的な条件より、非理想的な先駆波領域における方がかなり大きいものと思われる。

參 照 文 獻

- *BANISTER, J. R., and L. J. VORTMAN, "Effects of a Precursor Shock Wave on Blast Loading of a Structure," Sandia Corporation, Albuquerque, New Mexico, October 1960, WT-1472.
- *BETHE, H. A., et al., "Blast Wave," University of California, Los Alamos Scientific Laboratory, March 1958, LA-2000.
- BRINKLEY, S. R., JR., and J. G. KIRKWOOD, "Theory of the Propagation of Shock Waves," *Phys. Rev.*, 71, 606 (1947); 72, 1109 (1947).
- BRODE, H. L., "Numerical Solution of Spherical Blast Waves," *J. Appl. Phys.* 26, 766 (1955).
- BRODE, H. L., "Review of Nuclear Weapons Effects," *Ann. Rev. Nuclear Science*, 18, 153 (1968).
- BRODE, H. L., "Height of Burst Effects at High Overpressures," Rand Corporation, Santa Monica, California, July 1970, RM-6301-DASA, DASA 2506.
- COURANT, R., and K. O. FRIEDRICH, "Supersonic Flow and Shock Waves," Interscience Publishers, Inc., 1948.
- GOLDSTONE, H. H., and J. VON NEUMANN, "Blast Wave Calculations," *Comm. on Pure and Appl. Math.* 8, 327 (1955).
- LETHO, D. L. and R. A. LARSON, "Long Range Propagation of Spherical Shockwaves from Explosions in Air," U.S. Naval Ordnance Laboratory, July 1969, NOLTR 69-88.
- LIEPMANN, H. W., and A. E. PUCKETT, "Aerodynamics of a Compressible Fluid," John Wiley and Sons, Inc., 1947.
- PENNEY, W. G., D. E. J. SAMUELS, and G. C. SCORGIE, "The Nuclear Explosive Yields at Hiroshima and Nagasaki," *Phil. Trans. Roy Soc., A* 266, 357 (1970).
- RELD, J. W., "Airblast from Plowshare Projects," in Proceedings for the Symposium on Public Health Aspects of Peaceful Uses of Nuclear Explosives, Southwestern Radiological Health Laboratory, April 1969, SWRHL-82, p 309.
- TAYLOR, G. I., "The Formation of a Blast Wave by a Very Intense Explosion," *Proc. Roy Soc., A* 201, 159, 175 (1950).
- *U.S. Standard Atmosphere, U.S. Government Printing Office, Washington, D.C., 1962. Supplements, 1966.