

第 10 章

HP『海軍砲術学校』公開資料

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

第10章 通信電子器材に及ぼす影響

第1節 序 論

通信器材のブラックアウト

10.01 無線通信やレーダに使用されるミリ波以下の電磁波の伝搬は、大気の電気的特性、即ち電離（§8.17）により左右されることが多い。

核爆発の火の玉や放射性の破片からの放射線により、大気電離に著しい変化が生ずるために、前述の電磁波の伝搬は爆発により擾乱を受ける。爆発から生ずるエネルギーはさておき、その影響は爆発高度及び破片の高度及び電磁波の波長（周波数）により異なる。短波帯通信では40マイル程度の高度における爆発により数時間完全に途絶、即ちブラックアウトしてしまうであろう。

10.02 本章では、まず通常の大気電離について述べ、次いで種々の高度における核爆発の引き起こす擾乱について述べる。その後各周波数帯における電磁波の伝搬に及ぼす影響について考える。明らかに電離の変化による影響と考えられるものの他に、無線通信やレーダの信号は雑音や歪や回折等によっても劣化するが、このような量的に扱い難い擾乱については略述する。

EMP (Electromagnetic Pulse)

10.03 その他に核爆発が無線やレーダの信号に一時的に妨害を与えるものには、爆発領域から発生する持続時間の短い電磁パルス（EMP）がある。このパルスが及ぼす最も重大な影響は、電磁波の伝搬ではなく、電子機器そのものに損傷を与えることであり、EMPについては第11章において別に述べる。

注：(1) 本章では、電磁波はラジオやレーダで使われる波長1mm以上の放射線を指し、§1.74で述べるスペクトラム全体ではない。

第2節 大気の電離現象

電離の電磁波に及ぼす影響

10.04 電離（電子を分離してイオン対を生成すること）は、初期放射による γ 線と中性子により、又は残留放射における β 粒子と γ 線により、あるいは初期熱放射におけるX線と紫外線により、あるいは破片のプラスイオンにより直接・間接的に形成される。従って周辺大気の電子密度は爆発後急速に増加し、無線やレーダの電磁信号に少くとも2つの影響を与える。その第1は、電磁波のエネルギーを減殺して減衰させること。第2は、電子密度の異なる境界において屈折させること、即ち伝搬方向を変えさせることである。従って核爆発により生じた電離領域を通過する通信やレーダの信号が影響を受けることは明白である。

10.05 電磁波⁽¹⁾が自由電子とぶつかると、そのエネルギーの一部が振動エネルギーの形で電子に奪われる。原子や分子やイオンと衝突しても電子がこのエネルギーを失わないならば、わずかの時間遅れのみで、同一周波数の電磁エネルギーを再放射するので、位相ずれを除いては、ロスなく再びそのエネルギーが電磁波に蓄えられる（§10.82参照）。空気密度が 10^{-4} 以上（高度約40マイル以下）のところでは、電子と中性粒子との衝突の割合が大であり、40マイル以上では電子密度が異常に高ければ、電子とイオンの衝突が大である。

このような衝突において、電子の過剰エネルギーの大部分は不規則運動のエネルギーとして費やされ再放射されない。その結果電磁波のエネルギーは吸収され、電磁信号は減衰する。

10.06 信号の波長が長くなり、周波数が低くなると、電離気体によるエネルギーの吸収は増加するが、これは、周波数の減少にともない振動電磁界の連続的な交番の間隔が長くなるためと考えられる（§1.73）。長時間加速的な影響が加わると、電子は各周期間に大きな振動速度に達し、衝突のために大きなエネルギーを消失する。

10.07 正イオン負イオン共に電磁波からエネルギーを吸収するが、正イオンは電子に比して重量が大であるため、速度が小さくエネルギーの吸収も少ないので通常考えなくとも良い。ただし、より密度の大きい（より低高度の）イオンがやや持続しうる領域、或は、電磁界の交番の間にイオンが速度を得ることができるような低い周波数領域では、イオンの影響は重要である。

10.08 地上から上空に放射される電波は、電子密度が変化する領域で屈折し始め、密度大の領域から小の領域に曲げられる（§10.85）。密度が増加するにともなう益々曲げられ、入射角と電子密度と周波数の条件がそろると、電波は地球の方向に屈折される（図-10.08）。これは真の反射とは異なるが、通常“反射”とよばれている。鏡と同じような真の反射は、低い無線周波領域において起こる。

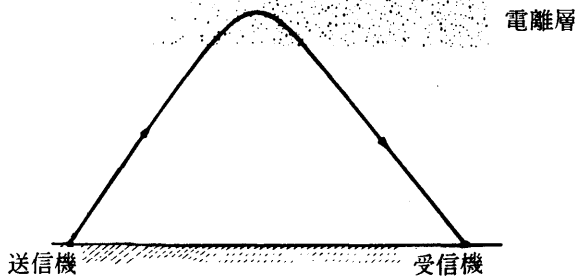


図-10.08 大気電離層の連続した屈折による無線（又はレーダ）波の反射

正常な大気における電離

10.09 無線やレーダのシステムに対する自由電子の影響を知るために、正常で乱されていない大気における電離について簡単に展望しておく必要がある。30マイル以下の高度では殆んど電離は起こらないが、それ以上の高度では、自由電子とイオンの存在する“電離層”とよばれる領域がある（図-9.126）。

電離層はさらにD・E・F層とよばれる3つに区分される層から成り、時々生起する複合層については、目的上からここでは無視する。高度と時刻（昼・夜間）における電子密度の典型的な変化が図-10.09に示されている。また、3つの層の高度の概略値を、表-10.09に示す。

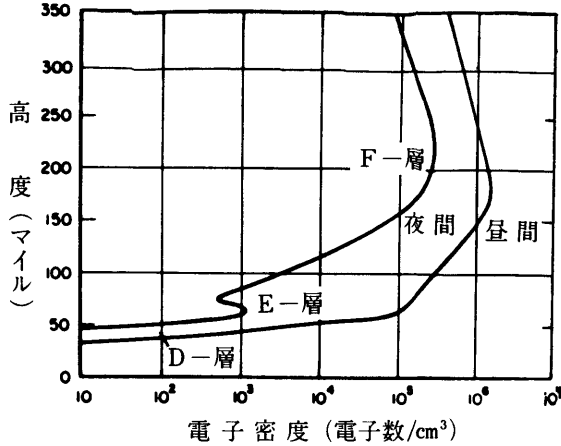


図-10.09 電離層中のD一、E一、下層における典型的な電子密度

表-10.09 電離層内の各層の近似的な高度

層	近似高度(マイル)
D	30-55
E	55-95
F	95以上

10.10 昼間はD・E・F層、夜間はE・F層が存在するが、高度における電子密度は特にF層では、季節・緯度・太陽活動・その他によって変化する。図-10.09に示す曲線は夏の中緯度での太陽活動最大時のものである。前述の変化要因の影響は既知であるので、電子密度—高度曲線は十分に正確なものが得られる。

10.11 電子密度の規則的な変化の他に、太陽炎・磁気嵐等の特殊状況により生起する一時的な変化があり、D層の電子密度は太陽炎により10倍にもなるがしかし、F層では2倍にもならない。またF層において磁気嵐は、最も影響が大きく、その電子密度を6～10%にまでも減少させる。

10.12 これら原因のよく知られた電子密度変化の他に、よく解明されていない変化があり、時としてE層にも不規則な電子密度の急増が見られる。1つ或いはそれ以上の高電子密度層が形成されることが明らかになり、数百マイルに広がるということが知られた。これは“スポラディックE”現象として知られている。また“スプレッドF”とよばれる現象がF層にも起こるが、“スポラディックE”よりは通常ずっと小規模である。

電離層の特性（自由電子と中性粒子との急速な結合）

10.13 特に高々度における大気の構成は、日時・太陽活動度により変化するが、ここでは日中、平均的太陽活動時について考えれば目的上十分である。地表近くでは、大気の主要成分は窒素分子 (N_2) と酸素分子 (O_2) であり、このような2原子分子のガス状が約75マイルの高度まで続く。約55マイル付近からは、太陽からの紫外線により酸素分子が2つの酸素原子に分離し高度と共に増加するので、120マイル以上では、酸素原子が主となり、この状態は600マイルまで続く。低高度では、太陽の放射線によりオゾン (O_3) と酸化窒素 (NO) が生成され、これらは非常に少量ではあるが、特有の方法で放射線を吸収し化学反応を起こすので重要である。

10.14 正常な電離層における電子（及びプラスイオン）は、太陽の波長の短い放射線と大気中の種々の分子と原子との相互作用により生成される。D層では、イオンは殆ど NO^+ であり、これはE層でも多いが、E層には外にその $\frac{1}{2}$ の O_2^+ イオンがある。 O^+ イオンがE層上部から出現し始め、高度とともに増加する。F層では、 O^+ の増加により NO^+ と O_2^+ の割合が減少し、120マイル以上（600マイルまで）では O^+ イオンが主となる。

10.15 各高度における実際の電子密度は、電離による電子の生成と、プラスイオンとの再結合又は中性粒子（分子・原子）との結合による消滅との割合により決まる。再結合は高々度において、中性粒子との結合は窒素分子と酸素分子が大気の主成分である低高度において重要な消滅過程である。

10.16 30マイル以下、即ちD層以下の比較的濃密な領域では、自由電子と中性

粒子との相互作用の起こる確率は大きであるが、大気の低部まで貫通する短波長の太陽放射線により生成される電子は、急速に結合し消滅するので、この領域における自由電子密度は無視しうる。

10.17 約30～50マイルの高度(D層)では、中性粒子の密度は比較的小さく海面の 10^{-3} から 10^{-5} 程度であるので、結合割合は小さく、電子は数分間自由となる。平均寿命は場所と季節で異なるが、日中においては、十分に 10^{-2} ～ $10^{-3}/\text{cm}^3$ の密度を保ちうる。夜間、D層では自由電子は消滅する。中性粒子の密度は、昼間電子が生存し得る程小さいが、それでも、10.05で述べたように、衝突によって電磁波を減衰させる。

10.18 E層(高度55～95マイル)では、空気密度は非常に小さく、海面の 10^{-5} ～ 10^{-8} であるので、電子の平均寿命はD層より長い。昼間電子密度は 10^3 ～ $10^5/\text{cm}^3$ であるが、D層と同じく夜間は消滅する。中性粒子の密度は非常に小さいので電子との衝突頻度が少なく、E層では電磁波の減衰は少ない。スポラディックE層があるときは、信号は不規則に反射する(§10.08)。

10.19 F層は高度95マイルから上に広がっており、そこでは中性粒子の密度は非常に小さいので、自由電子は非常に長い平均寿命を有する。高度190マイルでは昼間の電子密度の最大値は約 $10^6/\text{cm}^3$ であり、夜間は $10^5/\text{cm}^3$ に減少する。昼間F層には、種々の層が生じ夜間は1つになる。最大電離高度は夜間移行する。F層の他の変化要因については前述(§10.12)。高電子密度にもかかわらず、電子と中性粒子との衝突頻度が非常に小さいので、電磁波の減衰は少ないが、反射効果のあることが重要である。

10.20 D層の電子密度は小さいが、低入射角の1MHz以下の電波を地表に反射させることができる。入射角がより小となると周波数は1MHzより低くなる。周波数が高いときは、D層で屈折・減衰し、D層より電子密度の高いE・F層に入射して、そこで反射が起こる。入射角一定のとき、反射に必要な電子密度は、電磁波の周波数に応じて増加する。入射角が大きくなると、一定の電子密度のもとでは、反射しうる周波数も高くなる。

第3節 核爆発による電離

概 説

10.21 核爆発によるエネルギーの $\frac{3}{4}$ 以上が大気の電離のために費やされる。結果として生ずる変化は、与えられた兵器及び爆発高度・破片高度により決まる。低空爆発から発する放射線と熱線により起こる電離の影響は、限定空間、即ち火の玉の内部とその近傍においては、太陽炎等による自然変化よりずっと強烈である。高々度における核爆発は、太陽活動による変化と同じように電離層のかなりの部分に影響を与えるであろう。但し、大気との相互作用の機構は全く異なったものである。これらの相互作用が複合して起こるため、代表的な効果の記述は、しばしば適切ではなく非常に意味深長にさえなる。明らかな条件に基いて、各々の状況を注意深く解析することが常に必要である。

10.22 核爆発による大気の電離と電磁信号伝搬のじょう乱は、(1)熱い火の玉、(2)火の玉の外周大気、(3)D層、(4)正常なE・F層を含む高々度領域の4つの空間領域の見地から記述することができる。

10.23 低空爆発により生ずる火の玉は、比較的小さい(だいたい、1MTの海面爆発で1秒後に直径約0.6マイルの火の玉ができる)火の玉内部の空気の温度は数千度である。電子密度と衝突頻度は高く、電磁波の吸収は非常に大きいので、火の玉は不導体と考えられる。高空爆発(約50~60マイル)では、初期の火の玉は大きい、数秒間は無線・レーダ信号を通さない熱い電離空気の固まりと定義される。高さとともにエネルギー吸収領域の特性は変化する。約190マイル以上の高度における爆発では、大気は稀薄で核爆発のエネルギーは非常に遠くまで拡がる。

10.24 爆発点がD層以下のとき、火の玉周辺の大気の電離度は、初期の熱線と核放射線により、また、放射性破片からの残留 γ 線と β 線によって変化する。大

注：(2) 大気の流体力学的じょう乱は、衝撃波の直接の結果である。空気は電離されており、その動きは地球の磁界の影響を受ける。流体力学と磁気の影響の結合は、流体磁氣的じょう乱となる。

気の化学的性質は変化し、電子の持続性を予告することは難かしくなる（そして、複合爆発の状況の解析は非常に複雑化する）。地表近くの爆発の場合、空気の密度が大きいため、火の玉から遠く離れたところまで放射することができず、また、自由電子と中性粒子との非常に急速な結合のために電離は部分的かつ短命なものとなる。爆発高度が増すと放射線はより遠くまで届くことができ、電子密度は、電磁信号が影響を受ける程度の値にまで達する。

10.25 E層・F層では、電子と中性粒子の衝突頻度は低く、吸収より屈折が通常影響の主たるものである。初期及び残留放射線がE層・F層に到達するに十分な程爆発又は破片の高度が高いときは、E層・F層の電子密度は増大する。一方、核爆発は、時たま、主として流体力学的、流体磁氣的じょう乱⁽²⁾と、空気の化学的性質の変化のためにE層とF層の電子密度を減少させることがある（§10.71参照）。

10.27 D層の電離の増加は、核爆発の近傍においてのみならず、地球の反対側の半球の共役磁界でも起こる（§2.143）。爆発により生じた荷電粒子、特に β 線（電子）は、地球磁界にそって $\dot{\cdot}$ 線運動をする。共役領域に到達すると、 β 線は爆発点の近傍の場合と同じように電離を引き起こす。

エネルギーの堆積

10.28 無線とレーダ信号の伝搬に対する核爆発の影響を考える出発点となるエネルギー堆積の詳しい解析は非常に複雑である。しかしながら、基本原理は衆知であり、比較的簡単である。高々度において核爆発から地球大気に入射する、或は太陽からの電離放射線を考えてみよう。下降するとき放射線がまず遭遇する空気の密度は非常に低いので、大気の原子や分子との相互作用は非常に少ない。従って、電離は殆ど起こらない。高度が下って空気密度が増加すると、原子や分子と放射線との相互作用が急激な割合で増加し、放射線のエネルギーが取り去られる。

10.29 “阻止高度”の概念は、高度とともに密度の変化する大気と、電離放射線との相互作用を取り扱う有益な近似モデルを与える。放射線の阻止高度とは、上方から到来する放射線が大気中において電離を起こし得る限界の高度である。

そのとき、放射線は“阻止された”と称される。放射線のエネルギーの殆どは、阻止高度周辺数マイルにおいて実際に消失する。ごくわずかの放射線のエネルギーが、放射線を比較的良く透過す高域において吸収され、より低域では殆どエネルギーは残っていない。放射線の種類によって、異なった過程でそのエネルギーが大気に堆積されるので、阻止高度は異なる。表-10.29に典型的な核爆発により発生する放射線の阻止高度を示す。破片イオンに対する高度は、これらイオンのでたらめな（熱的な）運動により起こる電離による。しかしながら、破片のかたまりは上昇する火の玉によってずっと高くまで運ばれ、残留放射線の放射によって電離を引き起こす。

表-10.29 核爆発により発生する放射線の近似的な阻止高度

核爆発による放射線	阻止高度(マイル)
初期放射線	
X線	35~55
中性子及びγ線	15
イオン	70
残留放射線	
γ線	15
β線粒子	35

10.30 15マイル以下の爆発の場合、即ち表-10.29に示す最小阻止高度以下の場合、空気は基本的に電離放射線を透さない。放射線のエネルギーの殆どが電離に費される（又は他の形のエネルギーに変わる）までに、大気中をごくわずか進むだけである。爆発高度が15マイル以上になると、放射線はより遠くまで届く。一旦与えられた電離放射線の阻止高度をこえると、爆発高度以上の大気中では放射線を比較的透過するので、放射線は相当遠くまで届く。

10.31 阻止高度以下で密度が一様な領域では、各種電離放射線のエネルギーの透過する距離は空気密度に反比例する。（透過距離は、2.113で述べたように、

しばしば平均自由行程によって表わされる。) 均一密度の非じょう乱領域を進む単一エネルギーの個々の放射線にとって、透過距離(平均自由行程)は比較的容易に計算できる。エネルギーレンジをカバーする放射線スペクトラムに対して、また、空気密度の変化する複合行程に対しての計算はさらに複雑である。じょう乱大気に対する透過距離の算出は困難であり、非常に不確実である。

結果的に生ずる電離の位置的関係

10.32 最大エネルギー堆積領域はイオン対生成が最大の位置であるが、それは自由電子密度最大の位置とは限らない。30マイル、即ち比較的空気密度の高い高度では、自由電子の消失過程は非常に速く平均寿命は1秒の何分の1かである。1 cm³ 当り数個の自由電子を持続させるためには、イオン対生成速度が非常に高くなければならない。しかし、D層(30マイル以上)では、消失過程は、それ程速くないので、高い電子密度となる。例えば、残留γ線の場合、阻止高度、即ち最大エネルギー堆積領域・最大イオン対生成領域は15マイルであるが、結果的に生ずる電子密度はD層のより高い高度で最大となる。

10.33 核爆発の結果生ずる電離について理解するためには、4つの爆発高度について別々に考えた方が良い。それは、(1)10マイル以下、(2)10~40マイル、(3)40~65マイル、(4)65マイル以上である。各爆発高度における電離の機構は異なるが、これらの高度別は一定ではなく、爆発高度毎の特性変化を明らかにして、便利のように選定できることを認識しておかねばならない。実際に各高度領域の間に境界線はなく、変化は連続的であり、1つの型の機構が除々に他にとって代わり、やがて優勢となる。顕著な影響のある4つの空間的な領域(§10.22)も、爆発高度と放射性破片変化高度とに応じて変化する。

高度10マイル以下での爆発

10.34 10マイル以下(及びそれより幾分高いところ)での爆発の場合、その殆どどのエネルギーは、第2章で述べたように火の玉や空気の爆風波生成をもたらすため、結果的に爆発直近の大気に堆積される。火の玉内部の電子密度は最初の中は少くとも粒子の密度(約10¹⁹/cm³)と等しいが、兵器の特性にもよるけれども3~

4分の間は約 10^8 個電子/cm³以上で維持される。約10秒間は火の玉の温度が高く(25000°K以上)、その熱放射により(§10.04)、顕著な空気の電離を引き起こすのに十分なほどである。さらにその後も火の玉内部の放射性破片による β 線の放射が3~4分間電離しうるレベルを保つ。そして、少なくとも10秒から3~4分間で火の玉領域は十分に電離され、電磁信号を吸収するが、電離のラセン状の拡がりは少ない。

10.35 火の玉は最初球形であるが、数秒後、熱せられた火の玉は上昇するに従ってトーラス形となる。トーラス形は、輝きを失って平らな雲の形となる。火の玉やトーラス形から破片雲への変化はあいまいであるが、数分後には火の玉はなくなり、放射性破片の雲のみが残る。この雲は、約5分間で最終的な定常高度に到達し、その高度における風によって拡がる。代表的な平均拡散速度は約35フィート/secである。

10.36 火の玉周辺の大気は初期中性子と初期 γ 線により電離されるが、このようにして形成された自由電子は、1秒間も持続しない。空気は、火の玉内部の放射性破片による残留放射線の持続的な照射を受け電離される。火の玉の周辺では、近傍の γ 線源からの持続的な放射は、目下検討中の低高度において、空気粒子との結合により電子は急速に消失するにもかかわらず電子密度を高くする結果をもたらす。このようにして、10マイル以下の低高度における爆発では、火の玉周辺で数十秒間電磁波を吸収する領域が存在する。この影響は、殆どの無線周波のシステムでは無視しうるが、火の玉のすぐ近くを通る(加うるにその中を通過する)高い指向性をもったビームによるレーダに対して顕著である。

10.37 上層の大気においては、空気によって γ 線が幾分減衰されるため、電子密度はずっと低く、形成された電子は結合により急速に消失する。従って、自由電子の数は、より高い高度における爆発の火の玉の周辺領域ほどじょう乱が広くなく、大きさも望めない(§10.43参照)。レーダ信号の屈折(§10.118)とクラッタ(§10.120)の方が吸収より顕著である。これらの影響は、破片が高く上に運ばれるように地表に対して十分低いところで爆発した場合の幹や、雲の中やそば

を通過する信号にとって重要である。

10.38 10マイル以下での爆発の場合、爆発がX線や中性子やγ線の阻止高度(表-10.29)より下であるので、D層は初期放射線によってそれ程広く影響を受けない。しかし、D層での電離は、γ線の阻止高度である15マイル以上に火の玉が上昇し、放射性破片が上方に運ばれたときに増加する。破片が35マイル以上に上昇すると、β線による付加的な電離はあるが、これは大出力兵器のみにしか望めない(図-10.158C)。

10.39 E・F層の電離は、大出力の爆発による上昇破片での可能な場合を除き、10マイル以下の核爆発からの放射線による変化はそれほど顕著ではない(§ 10.41参照)。しかしながら、F層での屈折特性の擾乱が、この高度でも爆発にともなって起こることが認められている。E層と低F層から外方に伝搬される際のじょう乱については、初期の爆風波の影響と思われる。

10~40マイルの高度での爆発

10.40 約10~40マイルの高度で爆発が起こった場合、X線の形で放射される熱エネルギーは、普通火の玉に続いて再放射をとまない、低高度の場合と同じように爆発点近傍に堆積される。火の玉内部における電子密度は、破片イオンやβ粒子による電離によって、空気を熱的に電離するのに必要な温度2,500°Kまで持続される。火の玉領域は、少なくとも30秒間、可能な場合は3分以上 $10^7/\text{cm}^3$ 以上にまでも電離される。電離の空間的な拡がりは、前に考察した低高度の爆発より大きい。

10.41 火の玉は最初球形であるが、球形からトーラス形に変化するのに低高度爆発の場合よりも時間がかかる。そして、熱い上昇火の玉により上方に運ばれる破片は、ずっと高くまで致達する。10~40マイル領域の上限付近で爆発した数MTの兵器は、火の玉の垂直方向の気圧傾度による初期弾道衝撃の影響を示し始める(§ 2.129)。火の玉や破片がより稀薄な空气中に上昇すると膨張を継続する。弾丸のように上昇する火の玉は、爆発点からずっと高い高度にまで到達しうる。火の玉の速い上昇と高度による大気密度の減少によって、火の玉の密度は周囲の

大気の密度より大きくなり、行き過ぎが生じて、最高々度まで達すると火の玉は、その密度が周囲の空気の密度と同じ位になるまで下降する。

10.42 破片雲が定常高度に達すると、水平方向の拡がりや、拡散と風によって影響を受ける。50～125マイルの高度で165フィート/secの膨張速度が妥当な概算値であるが、均一膨張の仮定で示されるものより複雑である。

10.43 10～40マイルの高度における爆発では、大部分のX線が火の玉の中に閉じ込められ、これは低高度において顕著である。初期γ線は、爆発エネルギーの一部分しか運ばないとしても（§ 10.138）、至短時間ではあるが周囲の空気を電離する。しかしながら、周囲の空気（及び15マイル以上の爆発におけるD層）における即発電離の主たる源は、速中性子と考えられる。大気中で電離を生じる中性子と原子核との重要な相互作用の過程は、3段階である。それは、吸収と非弾性散乱である（第2章参照）。速中性子の吸収量は小さく、非弾性散乱γ線は、大きく拡がるので、結果として生ずる電子密度は低い。中性子による（即発の）電離の殆んどは、中性子の弾性散乱により生ずる。散乱過程から後退した核は、大気の原子や分子と相互に作用し、電離を起こすに十分なエネルギーを保有している。

10.44 しかし、空気中の持続電離は、主に残留γ線による。放射性破片からのβ粒子の殆んどは、火の玉内部で吸収されるが、γ線は、破片がその阻止高度（15マイル）以上にあるときは、ずっと遠くにまでも達する。火の玉周辺の電離領域は、非常に大きくなる。電子密度の理論計算は、γ線の大気中での減衰と高度により変化する電子の損失の機構に依存しているので困難である。

10.45 残留γ線とβ粒子によるD層での電離は、10～40マイルの爆発の場合、10マイル以下よりもずっと重要である。破片が15マイル以上に達すると、残留γ線がD層に到達し、そこで電離を起こす。破片がβ粒子の阻止高度である35マイル以下のときは、これらのエネルギーは、破片の雲の中又は周辺に堆積される。そして、電離はこの領域に限定される。

10.46 D層でβ粒子が電離を起こすためには、破片は35マイル以上に存在しなければならない。これらの有する電荷のために、β粒子の拡散は地磁気によって

大きく妨げられる。D層における β 粒子による電離領域は、このようにして本質的に初期膨張を終了した破片領域と同じである。

10.47 破片が40マイル以上に上昇すると、 β 粒子は、地磁気に沿って動き、D層の一部及び地球の反対側の半球の磁気共役（同一の地磁力線を有する）領域に電離を引き起こす（図-10.47）。放射性破片が水平面上均一に散布された場合には、 β 粒子によるD層の電子密度は両半球でほぼ同じになる。実際には、大気の流れと擾乱と地磁気の変則により破片の散布は不均一になるが、核爆発の結果生ずる電子の密度を見積るためには、通常散布が均一であるとして考える。

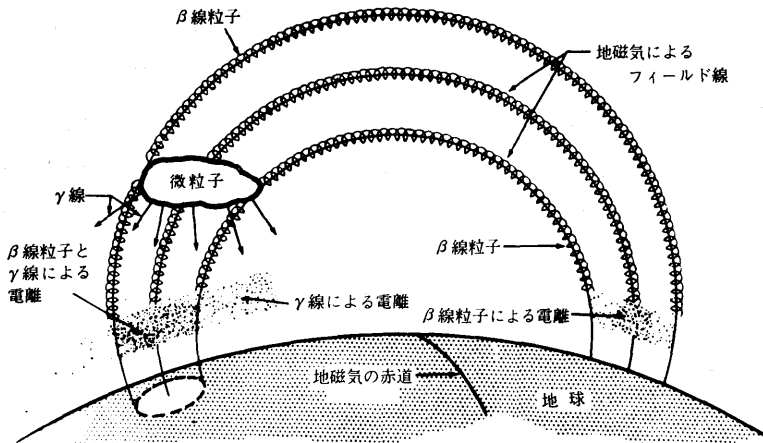


図-10.47 北半球での爆発による破片が高度40マイル以上に存在する際の β 線及び γ 線による電離層の場所的な関係

10.48 β 粒子とは異なり、 γ 線は地磁気の影響を受けないで、総ての方向に拡がる。破片が40マイル以上に上昇すると、残留 γ 線がD層の広くにわたって電離を起こす。その電離は、 β 粒子のようにそれを包含する磁界によって制限を受けない。残留 γ 線によるD層の電離は、 β 粒子の場合ほど強くはないが、ずっと広域となる。

10.49 β 粒子は磁界によって拡散が非常に妨げられるので、その（D層での）電離は、40マイル以上の高度では、放射性破片の上昇する高度にはあまり影響を受けない。 γ 線をとまなうので、合成される電離強度は、破片がD層より高くなる

に従い、減少すると同時に空間的な拡がりが増す。磁気共役領域における γ 線の電離はさらに小さく、磁界を伝わって地球の反対側の半球のD層の直近に到達した破片イオンによって起きる (§ 2.141、§ 10.64)。

10.50 共役領域における電離の原因としては、コンプトン電子とよばれるものと中性子の2つがある。 γ 線は、大気中において、コンプトン散乱によりエネルギーの一部を失う (§ 8.89)。コンプトン電子が40マイル以上で形成されると、D層の一部にエネルギーを堆積するばかりではなく、地磁気により共役領域に導かれる。放射性破片が15マイル以上にあるとき残留 γ 線は非常に広く拡がるので、コンプトン電子は、広範囲に電離を引き起こす。影響を受ける空間は、 β 粒子が両共役領域に引き起こす電離の場合よりも広い。磁気共役領域におけるコンプトン電子による電離は余り大きくはないが、電磁波、特に低い周波数の伝搬に及ぼす影響は重要である。

10.51 15マイル以上での核爆発により生ずる中性子の多くは、さらに高く昇り、また中性子は地磁気の影響を受けないので広い領域に拡がる。自由中性子は、半減期約12分で、陽子と電子(β 粒子)に自発的に解離する。後者は、地磁気に捕えられ爆発直近と磁気共役において、大気中の磁界に沿って作用した後、D層で電離を引き起こす。中性子による電離の程度は低いが、爆発点から数千マイル離れたところでも実際に検知され、また、この数倍の距離においても中性子による電離の影響が観測された。

10.52 10~40マイル領域上部での爆発による火の玉から拡がり始める熱X線は、爆発点上のE層にもいく分かの電離を起こすことができる。E・F層の電離は、10マイル以下の爆発よりも広く、じょう乱が伝わることによって乱される。高度40マイル付近での大出力爆発は、電子密度の極減領域を作り出す (§ 10.71 参照)。65マイル以上に上昇する火の玉と40マイル以上の β 粒子は、E・F層の電子密度を増加させる。

高度40~65マイルでの爆発

10.53 40~65マイルでは、X線は爆発の周辺広くを電離する。火の玉形成機構

は、この領域では幾分変わる（§ 2.130 参照）。65マイルでは、X線の阻止高度を越えているので、放射線は非常に広く拡がることできる。高度50マイルから始まって拡がる破片と大気との相互作用は、火の玉を形成する主な機構となる。50マイル以上では、地磁気は、後期火の玉の位置と分布に影響を与える。40～65マイル領域は、火の玉の反電離機構と、上昇する火の玉の動的活動の面で過渡的な領域と考えられる。

10.54 40マイル以上では、火の玉の温度は、電離に対する支配的な要因ではない。電子密度は、火の玉の体積増加にともなうのみ変化し、空間に自由電子を広く分布させる。火の玉の高温による、電子と正の電荷を持つ原子イオンとの再結合が電子の消失の主たるプロセスである。しかしながら、これは、正常なD・E層で支配的な分子イオンとの再結合よりはずっと緩慢である。電磁波の顕著な減衰と屈折の結果、数十秒間、電子密度は $10^8/\text{cm}^3$ 以上となる。持続時間は、火の玉の体積がいかに速く増加するかまた火の玉の成分気体の化学的な細部の性質に依存する。

10.55 上限の高度における大・中出力爆発の場合、火の玉は数百マイルの高度まで上昇する（図-10.158 b・c 参照）。その高度では、火の玉や破片は地磁気の影響を受ける（§ 10.63）。小出力の場合には、火の玉は通常スムーズに正常な定常高度まで上昇する（図-10.158 a）。50～125マイルの定常高度に対する破片の動きの概略値としては、165フィート/secの拡散速度がよく使われる。より正確な値を計算するためには、より上空の風の情報が必要である。

10.56 低空爆発で火の玉周辺と確認された領域は、ここでD・E及びF層に吸収される。従って、本節及び高度65マイル以上の爆発を扱う次節においては、分けて考えない。

10.57 X線と中性子は、より高域においてより遠くまで透過するので、40マイル以上の爆発による初期放射線は、それ以下の場合よりもより広く影響を与える。40マイル以上の爆発では、X線が本質的にD層での総ての初期電離を引き起こしている。§ 10.43で指摘したように、本領域のいく分低い高度における

爆発では、明らかに高速中性子が初期電離の主たる源である。40～65マイルの爆発高度では、残留 γ 線と β 粒子によるD層での継続的な電離が重要となる。この状況は、§10.47で述べた破片が40マイル以上に上昇する場合と同じである。 β 粒子の電離は、破片領域とほぼ等しい地球両半球でのD層の領域に限定される。残留 γ 線は全方向に拡がり、爆発点近傍のD層の電離はその結果広く拡がるが、 β 粒子によるもの程強くはない。上昇する破片があるため、 γ 線は半径数百マイルにわたってD層を照射することが可能となる。このような広範囲の照射によって電子密度が低くなることも明らかである。

10.58 爆発高度が40から65マイルの場合、遅発 γ 線と β 粒子により生起するD領域での電離の持続が重要となる。この位置づけに関しては、10.47で述べた40マイル以上に破片が上昇した場合とほぼ同様と考えられる。 β 粒子の電離は、両半球上にあるD領域内に限って生じ、また両領域での破片は概略等しい。遅発 γ 線は全方向に拡がり、これによる爆発点付近でのD領域の電離は、 β 粒子により生じる電離よりも強度は低いが、より広範囲にわたる。

破片の上昇運動に関しては、D領域の半径数百マイルに拡がる γ 線による照射域があると思われる。この照射に起因して電子密度が低下することも明白である。

10.59 残留 γ 線と中性子の自発解離による β 粒子から生ずるコンプトン電子は、爆発点近傍のD層と、その磁気共役域に比較的弱い広範囲にわたる電離を引き起こす。通常の影響は低域の爆発についての§10.50、§10.51で述べたのと同じである。

10.60 40マイル以上、特に50～55マイルの爆発で、E層はX線により広く照射される。その結果、放射性破片からの継続的な放射線によるものに加えて、E層特有の長い回復時間の必要な即発的電離が起こる。E層におけるスポラディックE層 (§10.12)と同じ電離の影響が40マイル以上の爆発で観察されている。

10.61 電子密度の初期増加とそれに引き続く減少を含むF層の強いじょう乱が、高度48マイルでのTEAK MT級爆発後、半径千マイル以上の領域で数時間認められた (§2.52)。このじょう乱に対する説明は、§10.71にある。その影響は、日の出と共に終わるスプレッドF層 (§10.12)と同じようであり、反射された無

線信号の経路を変える正常な電離層を形成する傾向にある。同じようなしかし、より弱い影響が後の高々度爆発の後でも観察された。

65マイル以上の爆発

10.62 火の玉の形成と成長の機構は、65マイル以上の爆発では高度と共に変化する。この高さでは、X線が非常に密度の低い大気の中を、非常に遠くまで進み、正常な火の玉を生成しない。約190マイル以下では、核兵器の出力によるが初期には、破片粒子の外向きの大きな速度として現れるエネルギーは、極めて短距離に限定され、これが高温の電離領域の形成に影響を与える。“火の玉”とよばれる領域の明りような大きさはその見方による。目視による（輝く）火の玉と、レーダによる火の玉、即ちレーダ信号に影響を与える領域とは一致せず、火の玉の境界は明確ではない。その寸法の大きさのために、破片の初期の動きが減少するまでに何秒もかかる。

10.63 爆発高度が高くなると、地磁気が破片の動きを制御するのに重要な役割を演ずる。約300マイル以上では、大気の密度は非常に低く、変形された磁(気)力が破片の外向きの拡がりを抑える主要因と考えられる。この破片は初期には強く電離されているので、良電導体となる。拡がるにつれて、地磁気を押し、磁界の変形による地磁力線が破片の拡散を遅らせて制止する。破片は、地磁力線により止められるまでに、数百マイルも放射状に拡がる。磁界に抗する電離性破片の拡散問題は複雑である。拡がる破片と地磁気との相互接触の不安定性により、磁界を横切る破片の噴出が起り、破片は非常に遠くまで飛び出すことができる。

10.64 初期の段階では下方に向った破片より、上方に向った破片が遠くまで行き、70マイル付近の空気密度のために止められる。大気に止められて、下方に向う破片が空気を熱し電離すると、その熱せられた領域は、次いで上昇し拡がるであろう。上方に向う電離された破片は、地磁力線に沿って反対方向の半球の共役領域に到達する。

10.65 電離領域が一度形成されると、地磁気はその継続的な成長と位置を決定するのに重要な役割を演ずる。磁界を横切る方向への拡散が止った後、磁界に沿

う方向への拡散が続く。荷電粒子、主として、 β 粒子の円弧が、一方の半球から他の半球に拡がりながら形成される。その後に電離が、各々の共役領域の上層大気中で起こる。これは、65マイル以下の爆発の場合にも、火の玉が数百マイルに達した後、また電離が強く残っている場合に起こる。

10.66 火の玉の中では、急速に運動する破片イオンが空気の電離を引き起こし、各々のイオンは、その運動エネルギーを失なう前に、周囲の空気の分子や電子を電離することができる。65マイル以上では、空気の密度が減少するために、火の玉内部の初期電離の程度は、低高度爆発の場合よりも低い。しかしながら、地磁気に沿う拡散が大きければ、体積膨脹による電子密度の減少は比較的緩慢である。地磁気を横切る大きさは、数分後で数百マイルである。

10.67 §10.54で述べたように、電子の正の原子イオンとの再結合はゆっくり進み、火の玉内部の電子密度は、数分間、レーダ信号を減衰するに十分な高さの密度を保ち、また低周波の電磁信号に十分影響を与える程度の電子密度が、さらに長時間持続する。電離領域の形成と位置と拡がりは、兵器の特性と大気構成とに依るものであり、予知することは困難である。

10.68 火の玉領域での破片イオンの運動エネルギーによる電離とは別に、放射性的破片が、初期の拡散が終った後でも、D層に電離を引き起こす。この電離は、 β 粒子と残留 γ 線の放射の結果として生ずる。このことから、初期拡散後の破片の位置が重要になってくる。

10.69 高度65マイル以上の爆発の場合、下方へ進む中性子とX線は、D層の広い領域を照射する。広くかつ弱い電離が§10.51で述べたように、地磁気の中で中性子の解離により生じる。

10.70 初期に上方に向った破片、或いはちょうど磁界を横切って噴出した破片は、 β 粒子を放出するに適した位置と地磁気中で捕獲する方向にある。磁界に沿って前後の方向に運動し経線上を東へ漂うこれらの粒子は、数時間で高エネルギーの β 粒子、即ち電子の殻を形成し地球の全周に拡がって行く(§2.147)。

高々度爆発の間接的な影響

10.71 E・F層の電子密度は、核爆発の直接の電離以外の影響によっても変化する。これらの影響のうち最も重要なものは、流体力学的流体磁氣的じょう乱と（§10.26脚注参照）大気の化学的性質の変化である。爆発から生ずる衝撃波が、大気中を伝搬すると、その領域の空気には圧縮位相と吸引位相が生ずる（§3.04）。圧縮位相の間は、空気密度と電子密度が体積の減少のために増加する。しかしながら、圧縮による加熱と吸引位相における空気の膨張の複合の影響により電子密度は正常な値より減少する。

10.72 TEAK高々度爆発は、爆発点から数百マイルまで伝搬する衝撃波を生じた。衝撃が各々の位置を通過するときE・F層の電子密度をまず増加し、次いで日の出まで正常値以下に減少した（§10.61）。また大気の化学的性質の変化も、電子密度減少の原因となっている。

10.73 衝撃波が低下すると、ついには密度変化が重力によって決まる媒体（大気）中を伝搬するために重力音響波とよばれる音波になる。音波は爆発点から数千マイルまで致達し、遠く離れたE・F層に動揺を起こす。電子密度（計算困難な）は明らかに局地的な地磁気に関連する音波の伝搬方向に依存しているので、この動揺は明らかに本質的に流体磁氣的なものである。

10.74 電離を起こすのと同様に、核爆発により生じるX線は、 γ 線と同じようにE・F層の大気の原子と分子を励起状態にし得る（§8.23）。これらの励起された中性粒子は、電子密度に影響を与える化学反応を受ける。爆発高度が約200マイル以上のときは、結果として生ずる変化は広範囲で数時間続く。STARFISH PRIME（1.4MT、高度250マイル）の爆発後、爆発点から600マイル以上まで認められたF層での電子密度のゆっくりした減少は、X線による大気の化学的性質の変化のためと考えられる。

第4節 無線レーダ信号に及ぼす影響

信号の劣化

10.75 核爆発は、レーダ・通信・航法、その他大気中を伝搬する電磁波を用いたシステムの信号を劣化、即ち減衰・歪・干渉させる。通常、後で述べるように、伝搬に対して反射や散乱を与える正常な電離層に依存しているシステムは、高々度の単一爆発によって数分から数時間にわたって広い範囲で影響を受ける。電離層を通過するが伝搬をそれに頼っていない電磁波、例えば衛星通信・レーダシステム等でも、やはり影響を受けるが、通常部分的な領域のみであり、数秒から数分の間である。電離層より下を伝搬する地上局同志又は地上局と機上局との通視内の電磁波によるシステムは通常は信号の劣化は受けない。

10.76 システムの性能の発揮のために必要な信号強度は、通常信号対雑音比で与えられる。“雑音”は、受信機自身で発生する、或は大気中での大雷雨やその他の電氣的じょう乱等、外部源より発するランダム信号を言う。核爆発は、雑音も発生する。信号対雑音比が許容値以下になると、システムの劣化が誤り率、例えば通信システムでは符号や言葉の誤り、レーダでは目標の誤り、見落しの増加の形で起こる。核爆発では、信号対雑音比が信号強度の減衰又は雑音の増加により減少する結果を生じる。

10.77 システムの性能を詳細に解析するためには、多くの要因の考慮が必要となる。これらは次のものを含む：爆発点と伝搬経路の地理的地磁氣的な位置：これら経路の電磁的伝搬特性の時間的变化、即ち伝搬路特性：所望の信号及び受信機内で発生する雑音及び受信機に到来する不要電波に対するこの特性の影響：信号プロセス：システムの任務：システム性能の基準。

信号の減衰

10.78 電磁波のエネルギーの吸収が核兵器の爆発による信号の減衰の主原因である。通常、ある電子密度によって生ずる吸収は、周波数の2乗に反比例するの

で（§10.130）、長距離通信のために電離層を利用する場合、高い周波数より低い周波数のシステムにこの吸収がより重要となる。吸収範囲は、爆発点と爆発後の時間とに関係し伝搬経路の位置に大きく左右される。爆発直後は、吸収が非常に強く、ブラックアウトが生じ、通信が不可能となる。次いで、完全に正常な状態に戻る前に、システムの性能低下の時期が生じる。ブラックアウトの持続時間は、特に30MHz以下が使われるシステムでは、通常性能低下の時間に比べて長い。吸収は、雑音電離層を経て受信機に至る場合、受信雑音レベルに影響を与える。

10.79 核爆発の影響で電子密度が減少すると、信号の減衰、特に3～30MHz帯での減衰は、E・F層の反射（屈折による）のロスによって起こる。電離層の反射により正常に受信機に到達する信号は、わずかに屈折されて空間を飛び続ける。

雑音

10.80 核爆発から生ずる2つの雑音源は、火の玉からの熱線と地磁気に沿って進む β 粒子からのシンクロトロン放射線である。火の玉は、数百秒間1,000°K以上の温度を保ち、もしアンテナを火の玉のところに置いたとしたら相当な雑音が生ずる。熱雑音は、通常、内部雑音の小さな受信機を用いるシステムのみ重要である。実際に受信される雑音は、火の玉の特性、例えばその周波数を吸収するかどうか、火の玉の外での減衰量、受信アンテナの指向性に依存する。

10.81 地磁気に沿ってラセン状に動く β 粒子は、“シンクロトロン放射線”として知られる形で電磁エネルギーを放射する。これは周波数全域にわたるが、高い周波数よりも低い周波数の方が強い。アンテナで拾い上げたシンクロトロン放射線は、受信機に雑音を生ずる。しかしながら、ノイズレベルは比較的弱く、地磁気と直角のアンテナビームをもった敏感で低い周波数のシステム以外には重要ではない。

位相に対する影響

10.82 自由空間では、電磁波の位相速度、即ち一定位相平面の伝搬速度は、真

空中の光速に等しい。しかしながら、電離された媒体中では、波の周波数と媒体の電子密度に応じて、位相速度は光速を越える。核爆発により電離された領域を電磁波が横切ると結果的に位相変化を受ける。位相情報を用いる通信システムは、このようにして影響を受ける。なおその上、位相速度は周波数により変化するので、幾つかの周波数を持つ波で構成される信号（それが通常であるが）は、各波の間の位相関係が変化するために歪められる。

10.83 伝搬経路が電子密度の変化する領域を通過する場合には、つまり、信号の遭遇する電子密度が時間とともに変化する場合には、周波数シフト（ドプラ・シフト）が起こる。広帯域通信システムにおいては、隣接のチャンネル間に干渉を起こす。結果として、有効帯域幅は減少する。

10.84 電磁波の位相速度は、自由空間よりも電離媒体中の方が大きいですが、群速度、即ち信号のエネルギーの伝搬する速度は、光速より小さい。群速度も又周波数と媒体の電子密度に依存する。電離領域を通過する信号は、自由空間伝搬に比し、周波数に依存して遅延を生ずる。これは、§ 10.119で述べるように、レーダシステムに種々のエラーを引き起こす。

屈折散乱の影響

10.85 電磁波の電離媒体中における位相変化は、その媒体における屈折率による（§ 10.125）。自由空間における屈折率は1であるが、電離領域では、ある周波数の波に対して、電子密度の増加により1より小さくなる。その結果、電磁波の伝搬方向は、自由空間、即ち非電離大気から電離領域の方へ変化する。これが、§ 10.08で述べた電離媒体による電磁波の屈折の根本原理である。波は、通常屈折率の小さい領域（高電子密度）から屈折率の大きい領域（低電子密度）に曲げられる。

10.86 電磁波が電子密度の増加する、即ち屈折率の減少する領域を伝搬すると、当初通過した電子密度の低い領域へ戻すように連続して屈折が起こる。このとき波は、反射されたと言う。電離層の電子密度の増加により、核爆発は地上から来る電磁波の反射高度を変化させる。このようにして、長距離通信のために電離層

の反射にたよっているシステムは、爆発によって不利な影響を受ける。反射波が使用されない場合でも、望ましくない反射信号が、所望の直接信号と干渉を引き起こす。

10.87 電磁波が不規則な電離小領域に遭遇すると、伝搬方向にでたらめな変化を与える。これは“散乱”と考えられる。電磁波が伝搬方向に散乱されるとき“前方散乱”とよばれ、電磁波が来た方向に散乱されるとき“後方散乱”とよばれる。

10.88 核爆発による電離領域からの電磁波の反射と散乱は、無線システムの送受信機間に変則的な伝搬経路を生ずる。所望の信号が2つ以上の異なった経路を伝わって受信機に到達したときに起こるマルチパス干渉は、フェーディングと信号歪を生ずる。他の送信機からの変則伝搬による干渉信号は、所望の信号を妨害する程雑音レベルを増加させる。レーダシステムにおいては、屈折による伝搬方向の変化は、角度誤差を生ずる。その上、レーダ信号が受信機の方へ散乱されると、所望の目標からの反射波を妨害し、散乱媒体の特性によっては、誤目標を生ずる（§ 10.120参照）。

無線通信システム

10.89 通常の興味ある無線システムの範疇は、電磁波が対流圏（§ 9.126）や電離層で反射・散乱されるものを含む。そのようなシステムは、主として長距離通信に用いられるが、他の用法、例えばOHレーダもこの範疇に入る。

10.90 通信システムの詳細な解析は、正常な大気の場合でさえ困難で、実験的なデータの利用に負うところ大であるが核実験での測定の結果、信号の劣化と強化の両方の起こることが明らかとなった。核兵器の出力と、必ずしも通信システムに対する影響が最大ではない爆発高度に関する実験において、限定された情報が得られた。

10.91 無線システムに対する影響を論ずるためには、無線周波スペクトラムを数十毎の周波数レンジに分ける慣習的な区分に従うのが便利である。周波数と波長を対応させたレンジを表-10.91に示す。通常VHF以上を使用するレーダシステムは、§ 10.114で別にとり扱う。

表10.91 無線周波数のスペクトラム

周波数の名称	周波数帯	周波数*	波長
ミリメートル波	V L F	3—30 kHz	$10^7—10^6$ cm
キロメートル波	L F	30—300 kHz	$10^7—10^5$ cm
ヘクトメートル波	M F	300—3,000 kHz	$10^5—10^4$ cm
デカメートル	H F	3—30 MHz	$10^4—10^3$ cm
メートル波	V H F	30—300 MHz	$10^3—10^2$ cm
デシメートル波	U H F	300—3,000 MHz	$10^2—10$ cm
センチメートル波	S H F	3—30 GHz	10—1 cm
ミリメートル波	E H F	30—300 GHz	10—1 mm

kHz、MHz及びGHzは、キロヘルツ (10^3 サイクル/秒)、メガヘルツ (10^6 サイクル/秒)、及びギガヘルツ (10^9 サイクル/秒) の意

V L F (3 ~ 30 K H z)

10.92 V L F は、自由電子 $100/\text{cm}^3$ 以下でも信号が反射されるほど十分に低い周波数である (§ 10.20)。そのため、電離層を壺と考えるとその底部は、通過されない鮮明な境界として働き、電磁波は、地球と電離層の間に閉じ込められ反射をくり返す。結果として生ずる“上空波”とよばれるものは、地球と電子密度 $100/\text{cm}^3$ の大気とを境界とするダクトに沿って進むものと考えられる。また、地表に沿って進む“地表波”もある。世界的な V L F 通信と海空の航法システムは、地表波の減衰が比較的少なく、上空波の電離層の底部での反射における吸収が少ないために可能な長距離伝搬を使用している。

10.93 核爆発の主たる影響は、電離、即ち電子密度の増加を起こすことであり、これらのため電離層反射高度は、より低くなる。理論的解析と実験データにより、主たる影響は位相変則性と信号強度変化と遠隔地の雷嵐からの雑音の変化であることが示された。これらの影響は、核兵器の出力と爆発高度が同じとき、電子密

度の緩慢な減衰のために、夜より昼間の方が長く持続すると考えられる。

10.94 位相変化は大きく、急速に例えば数度/secであり、その後ゆっくり回復する。このような位相変化は、航法や同期通信やPMシステムにとって重要である。短距離、中距離、或いは長距離で運用されるVLFシステムは、核爆発による電離の結果生ずる位相変化の影響を受ける。

10.95 地表波と上空波の両方が受信される中距離では、上空波の位相変化は、2つの信号の相互干渉に影響を与える。そして進行する信号の強度に減衰が生ずる。比較的短距離では、通常地表波のみが用いられ、反射高度の変化により上空波が受信されるようになる。これは、状況により地表波と強め合い或いは干渉する。長距離VLF通信では、上空波のみが重要であり、核爆発は大きな位相変化を生ずる。このようにして、TEAKとORANGEの高々度投下実験では(\$2.52)、シアトルとワシントンの海軍通信所からケンブリッジ・マサチューセッツに送出された18.6KHzの信号に急激な位相変化を生じさせた。この信号の全経路は、爆発点から少なくとも3,000マイルは離れていた。

10.96 遠隔点の雷嵐は、VLF帯に大気の雑音を生じさせるが、その雑音のレベルは、電離層の反射高度に依存する。それ故、この高度での変化は、SN比に影響を与える。核爆発に引き続くシステムの劣化や改良は、信号源と雑音源と電離層と伝搬路の相対位置に依るものであり、SN比の減少は、主として電離層反射をともなう長距離伝搬路において重要である。高々度の単発或いは複合爆発では、伝搬路の可成りの部分に影響を与え電離を生じさせるので最大の劣化を起こさせるであろう。

LF (30~300KHz)

10.97 電磁波の周波数が30KHz以上にもなると、通常の電離層では境界が不鮮明になってしまう。この電磁波は、地球の方向へ反射されて戻るまでに数マイルも浸透する。電磁波の浸透する高度と通常受ける減衰は、電離層底部の電子密度の垂直方向に対する変化の割合いと強度、即ち勾配に強く依存している。反射は、特に低いD層の消失する夜間において伝搬の有効範囲を拡げる。逆に昼間は高い

周波数に対して特に浸透は大きく上空波の減衰が増加する。地表波ではLFが一般に用いられるが、送信所から数千マイルまでも、時として信号を伝えるのに上空波が用いられる。

10.98 核爆発による電離は、反射高度の変化で上空波が受信される場合以外、LFシステムは地表波のみに依存するので性能を低下させることはない。VLFと同じで状況によっては、地表波を強化或いは干渉することがあるけれども、上空波の受信は、VLFよりずっと少ない。上空波伝搬に依存するシステムは、数分から数時間継続する減衰を受ける。ある出力と爆発高度において、じょう乱の持続時間は昼間が最大であると考えられる。最も激しい減衰は、爆発による電離が伝搬路の可成りの部分に影響を与える長距離の場合に起こり、その上、大きな位相偏移も生じる。

MF (300KHz～3MHz)

10.99 MF帯の通常の伝搬においては、昼間に上空波が大きく減衰させられる特色があるので、その間の通信は地表波に限定される。高々度核爆発におけるD層での電離の増加は、MF上空波の減衰を増すので、昼夜とも、地上波の伝搬に限定される。爆発点(又は共役磁界)の近傍では、上空波は数時間ブラックアウトされる。電離層により伝搬される大気の雑音は、主たる干渉源となるので、D層における吸収は、地表波の受信をむしろ好転する。しかしながら、SN比の制限は、主に地域的な雷嵐の活動度によって決まり、遠隔雷嵐からの雑音の減少は、限界受信を好転させない。

HF (3～30MHz)

10.100 HF帯は、広く長距離通信に用いられている。即ち周波数が丁度情報が速く伝わる程度に高く、電離層によって反射される程度に低いからである。信号は、E又はF層と地表との反射の連続で送信機から受信機に伝えられる。HF帯の低い方では、D層の吸収により減衰された後、通常E層で反射される。高い方での反射は高い電子密度を必要とするので、F層で起こる (§ 10.135)。

10.101 核爆発によりD層の電子密度がその通常の上限値である約 $10^3/\text{cm}^3$ より

増加すると、吸収による信号の減衰が増加する。その上、電子密度の増加は、反射高度を低くし、信号の伝搬経路を変える。HF帯を使用する通信システムでは、大きく低下する。D層での電子密度の増加によるじょう乱は、夜間より昼間の方が長いが、E・F層での減少はその逆である（§10.105）。

10.102 核爆発による初期及び残留放射線はともに、数秒から数時間続くHF帯のブラックアウトを起こす顕著な電離を生ずる。回復時間は、就中・核兵器の出力と爆発高度に依存する。システム能力低下の時間は、高い周波数の場合、より大きな電子密度を必要とするため、低い周波数の方が長く、又伝搬路が強化電離領域を横切るときには数倍にも増加する。

10.103 高々度爆発のとき初期放射線の影響は最大である。従って、昼間高度200マイルのMTの爆発のとき、爆発点から1,500マイルまでHFシステムが分断される。回復には、爆発威力、周波数、送受信機間の電磁波の反射の連続によるD層の横断回数に応じ、数百秒から数千秒を要する。

10.104 残留放射線による信号低下も爆発威力と高度によって変化する。低高度で爆発すると、放射性残査は15マイル以上は上昇せず、HF帯に対する影響は、伝搬の路が爆発点に近接している場合の外は通常小さい。破片が15～40マイルに達するときは、破片より上のD層は、残留 γ 線と、場合によっては β 粒子により電離される（§10.46）。破片が40マイル以上に上昇すると、 β 粒子が爆発領域と磁気共役領域ともに電離を起こす。低高度での大出力の爆発では、破片は15マイル以上に上昇し、爆発点から数百マイル以内の伝搬路においてHF信号の顕著な減衰が起こる。高々度爆発の場合、直径数千マイルの範囲にわたって数時間の間ブラックアウトが続く。また、高々々度でのKT爆発でも、数分から数十分の間広い範囲にわたってHFシステムに対して昼間のブラックアウトを生ずる。

10.105 核爆発は、E・F層の反射特性を変える電子密度の減少によってもHF通信に影響を与える。TEAKの投下の後（D層における）、長距離通信において最も使用便利な周波数が半径数千マイルにわたり、真夜中直後から日の出までの間減衰した（§10.72参照）。このように電離層の激烈な反射特性の変化は、

FISHBOWL高々度実験の際には認められていない(§2.52)。それにもかかわらず、夜間65マイル以上にも及ぶE・F層における電子の減少が、大出力爆発時の減衰の主たる要因と考えられる。同じような型の爆発でも、昼間では電子密度の回復もさらに速やかである。

10.106 FISHBOWLシリーズの3回の高々度爆発において、多くの新しい伝搬モードが認められた。すなわち、その多くのケースでは、特に高い周波数、VHF帯までの使用が可能であった。正常なモードに加えて、そのようなモードが存在するときには、かなりのマルチパス伝搬が認められた。新しいモードの有効性は、送受信機の相対的な位置と反射機構に著しく依存している。

10.107 HF通信が高々度爆発によって著しく劣化するにもかかわらず、この帯域で使用される無線システムは、事実上各種の状況において部分的ではあっても機能を果している。例えば、伝搬路が爆発点から幾分かでも離れておれば、HFシステムは完全にブラックアウトされることはない。

VHF帯 (30~300MHz)

10.108 VHF帯の信号は、正常な電離層を貫通し、地球から逃れ去る。その結果この帯域は、主として短距離通視通信、例えば商用テレビやFMに用いられる異常に高い電離領域では、前進方向への地上に後方散乱される小エネルギーを利用することにより、長距離通信が可能となる。送信エネルギーのごくわずかが受信機に届くだけであるので、電離層散乱による前方伝搬(FPIS)システムは非能率的であるが、1,500マイル以上離れた地上局間では、信頼性ある通信が可能である。

10.109 通常、VHF信号は、流星の尾や上部D層のじょう乱による電離の不規則性により散乱が起こる。流星の尾からの散乱は、約60マイルあたりで起こるので、伝搬路は、核爆発からの残留 β ・ γ 放射線による最大吸収領域(40マイル付近)を横切る。流星散乱は、通常は極めて信号マージンが小さく、吸収の影響が重要である。

10.110 じょう乱による電子密度の不規則性により、散乱されたFPISシステ

ムの信号は、核爆発で起こる電離の増加により強められる。しかしながら、正常な散乱高度から戻って来た信号は、吸収のため至短時間に無視されるほどに小さくなる。F層電離の増加による反射、或いは火の玉の電離による新しい伝搬モードは、有効帯域幅を減少させるマルチパス状態の原因となる。KINGFISH爆発（E層でのMTに近い爆発）にともなって、太平洋のミッドウェイ——カウアイ間の電離散乱系では、21分の間減少させられた帯域幅での運用が強いられた。太平洋のFPISシステムもSTARFISH PRIME実験では約30秒間ブラックアウトされた（§10.74）。

10.111 D層を横切る通視伝搬、例えば衛星通信では、残留放射線による電子密度増加のための吸収で劣化する。劣化は、半径数百マイルにわたり数十分も続き、約60マイル以上での火の玉による減衰や、信号の歪みがVHF帯通信に影響を与えた。

UHF帯 (300MHz～3GHz)

10.112 UHF帯（及び上部VHF帯）では、対流圏（約12マイル以下）の中性分子と微小粒子による前方散乱が通視外までの伝搬延伸に利用される。対流圏より高くで爆発した兵器は、対流圏伝搬路に影響を与えることは考えられない。低高度爆発では、火の玉が伝搬路を通過して上昇するときに、数秒間の劣化を引き起こす。電離層の電離度の増加による顕著なマルチパス伝搬は、考えられない。

10.113 UHF衛星リンクに用いられるような電離層を通した通視伝搬は、伝搬路が火の玉を通過するか又は側を通るときに劣化される。残留放射線、とりわけ β 粒子による電離は、半径数十マイルから数百マイルにわたって、数分間の吸収が継続する。地上から衛生への伝搬路が速く移動するときの劣化時間は、主として伝搬路とじょう乱領域の相対的な位置に依存する。また広帯域衛星信号は、信号の歪によって劣化する。

レーダシステムの影響 (VHF以上)

10.114 電磁波を用いるという観点では、レーダシステムも、無線送受信機の使われる通信システムと同じである。しかしながら、レーダでは、受信機が送信機

の近くに位置し、また高い指向性をもった同じアンテナが用いられる点に特色がある。一連のパルスで構成された送信信号は、パルス化されたビームの経路上の目標に到達し、こだまのように反射されて一部は受信機に戻って来る。アンテナの方向と、信号の伝搬時間と伝搬速度から、エコーの源の位置と動きに関する情報が得られる。通常用いられる周波数は、VHF帯以上である。レーダと目標が電離層より低いときには、これら周波数の信号に対して電離層の影響は殆どない。

10.115 核爆発による妨害は、信号が電離層を通過するときに、重要である。電離層を横切るレーダの信号は、無線信号と同じように減衰を受け易い。例え僅かでも付加的な減衰は望ましくはないが、その許容量は、レーダの型式とシステムの目的により大きく変わる。仮に搜索レーダの場合、最大の可能な範囲で、即ちバックグラウンド雑音に対して目標からの反射が観測されるようになったら、直ちに各目標を検出することが必要であり、最も僅かな付加的な信号ロスできえ、直接目標の検知領域が短縮される。その反面、兵器システムでの追跡レーダや、誘導レーダでは、その最大探知範囲内で、他の既に目標を検出し追跡しているレーダからその目標を引き継ぐ。この場合、レーダは信号が相当減衰されても、捕足及び追跡の能力を失わない。

10.116 伝搬路が火の玉を横切るときは、吸収されて大きな減衰が起こる。その減衰の量は、火の玉の特性により決まり、また、大きく高度に依存している。通常、火の玉により、10GHz以下で運用されるレーダの信号は、数十秒から数分の間、遮断される。

10.117 火の玉が10マイル以上のとき、数GHz以下のレーダ波では、火の玉周辺の電離された大気により吸収される。低空爆発では、火の玉の電離大気により吸収される。低空爆発では、火の玉の直近の狭い領域で、同じような影響がある (§ 10.36)。吸収の度合とその領域の広さは、相当程度に信頼性のある計算ができるが、このためには迂遠な計算が必要である。

10.118 レーダシステムに対しては吸収が劣化の主たる要因であるが、いくつか

の重要と考えられる他のメカニズムがある。例えば、信号径路では、径路方向に電子密度の変化する媒体がありそこを通過するときに、屈折によって曲げられる。その結果として方向誤差が起こる。また信号は、電子密度の変化度が大きく、吸収の強い層、若しくは他の粒子との衝突率が低く、かつ電子密度の高いE層を通過するときのほかにも、火の玉の近くを通る時にその影響は顕著となる（§ 10.137）。

10.119 検知されたレーダ信号の伝搬速度は、§ 10.84で述べた電磁波の群速度に等しいので、これにより送信機から目標に到達し帰って来る信号の伝搬時間が決まる。電離媒体中の伝搬の結果として起こる群速度の変化は、信号の伝搬時間を変え、目標距離の算出に誤りを生ずる。群速度は、周波数により変わるので、広帯域レーダシステムでは、信号中の周波数範囲にわたって伝搬時間に差を生ずる。反射信号は、異なった時間に到達し、“分散”とよばれる現象を生ずる。この現象は、強電離媒体伝搬の特性であり、かなりの距離的な誤差を生ずる。

10.120 地磁気のフィールド線に囲まれた管の中における火の玉と荷電粒子（§ 10.65）は、レーダ波を反射又は散乱させ、それによるスプリアス信号が目標からの反射信号を混乱させる。“クラッタ”として知られるこの影響は、電子密度の急速な変化による反射或いは、不規則な電離小領域から、又は火の玉が地表に接するとき空気中に投げ出される微小物質からの後方散乱により生じる。クラッタ反射は、レーダに地形が、時として、受信機の方にエネルギーを反射し弱い目標を覆ってしまうと同じような影響を与える。

10.121 目標から戻って来たレーダパルスのエネルギーの一部は、小さな角度で前方散乱を受けると、受信機に到達した信号は、位相・振幅共に変動を受ける。その結果として生ずる影響は、“シンチレーション”とよばれる。位相変動は、到達信号の角度の変動に相当するので、目標の表示位置はでたらめに動くように見える。振幅変動は、信号処理システムの目標識別を困難にする。

核爆発の影響の要約

10.122 核爆発の無線及びレーダシステムに使用される種々の周波数領域に対す

る総合的な影響を表-10.122に要約して示す。

表-10.122 核爆発が無線及びレーダ装置に及ぼす影響

周波数帯	影 響 (現象)	空間への拡がりと効果の持続*	説 明
V L F	位相振幅の変化	100~1,000マイル： 分~時間	地上波は影響を受けない。空間波の反射高が低くなると緩慢な回復はあるが、急速に層の変化を生じる。空間波の利用形式によって振幅の減衰が顕著に現れる。
L F	空間波の吸収、分散	上 に 同 じ	爆発点との距離や伝播経路によって大きく影響を受ける。
M F	上 に 同 じ	上 に 同 じ	地上波は影響を受けない。
H F	F形反射不能、マルチパスによる干渉	100~1,000マイル、 爆発の領域では結合： 分~時間	新しい型のF層擾乱やマルチパスによる干渉
V H F	レーダでは混乱したマルチパス信号により該目標を出す。	2~3マイル~100マイル： 分~10分	F P I S回路の機能低下やマルチパスによる干渉
U H F	吸 収	2~3マイル~10マイル： 秒~数分	極度に電離された領域を通過する見通し内通信のみ重要。

*空間への拡がりや減衰の程度は爆発の高度と核兵器の出力の関数として変化する。

第5節 無線及びレーダへの影響に対する技術的考察

大気密度と高度

10.123 高度上昇ともなう大気密度の減少は、近似的に $\rho_{(k)} = \rho_0 e^{-h/H\rho}$ gcm^{-3} で示される。

10.123.1 ここで $\rho_{(k)}$ と ρ_0 は、高度 k と海面における密度 (g/cm^3) であり $H\rho$ は、縮尺高度とよばれ、 k と $H\rho$ は同じ長さの単位、例えばマイルで表わされねばならない。気温と空気の組成は高度と共に変化するので、縮尺高度は、実際には一

定ではない。しかしながら、約60マイル以下では、式(10.123.1)において4.3マイルの定数を用いても、高度にともなう大気密度変化は良く適合する。高い高度では、縮尺高度は増加する。即ち、高度に対する主対象は、60マイル以下であるので、一定縮尺高度による簡単な指数関係式が使われている。

10.124 式(10.123.1)において、 $H\rho = 4.3$ とすると、 $\rho_{(h)} \approx \rho_0 e^{-h/4.3}$ となり、 k をマイルで表したこの式を以後用いる。指数の底が e から10に替わると、

$$e \approx 10^{-2.3} \text{で、} \rho_{(h)} \approx \rho_0 10^{-h/4.3 \times 2.3} \approx \rho_0 10^{-h/10}$$

即ち、対象とする高度領域内では、大気の密度は、高度が10マイル上昇すると、約 $\frac{1}{10}$ に減少する。このようにして、高度40マイルでは、空気密度は海面における密度の 10^{-4} となり、60マイルでは約 10^{-6} となる。

電磁波の減衰と屈折

10.125 ある周波数の媒体を通じての電磁波の伝搬は、実数部と虚数部から成る複素屈折率で表わされる。実数部は、位相偏形と普通の屈折指数、即ち真空中と、ある媒体との位相速度の比を決定する位相ファクタである。一方、虚数部は、媒体における吸収による波の減衰に関係している。電磁波の波動方程式から屈折指数と電離媒体における減衰に対する式を導くことが可能となる。大気の電離に関する核爆発の影響に焦点を合せ、これらの式の適切な形を以下に考察する。

10.126 電磁波の減衰は、通常デシベル換算で表わされる。

$$\text{即ち、Att.in (dB)} = 10 \log \text{Pin/Pout}$$

ここでPinは信号の減衰前の電力であり、Poutは、減衰後の電力である。10dBの減衰とは、信号強度が 10^{-1} に、20dBとは 10^{-2} に、30dBとは 10^{-3} に最初の強度に対して減少することを意味する。最初の信号電力、雑音レベルに対して20dBから40dBへの減少が、通常、通信に対して重大な劣化をもたらす。大略的には、30dBの減衰は、無線或はレーダシステムの有効性を極端に減少させる。

10.127 電離媒体における電磁波の伝搬理論から、信号の減衰量、

$$a \text{ (dB/伝搬路長：マイル)} \text{は、} a = 7.4 \times 10^4 \frac{Ne\nu}{\omega^2 + \nu^2} \quad (10.127.1)$$

ここで、 Ne は電子密度、即ち電子数/cm³、 ν は電子とイオン、分子又は原子と

の衝突回数/sec、 ω は角周波数 (rad/sec) である。式 (10.127.1) から、ある周波数において、衝突頻度 ν が小さいと、分母に ν^2 があるので、 a はさらに小さくなる。このようにして減衰量は、電子衝突頻度のある値に対して最大となる。

10.128 衝突頻度は空気密度に比例するので、高度とともに指数関数的に減少する。そこで、信号の減衰で重要である ν の値は、比較的狭い領域で起こると考えられる。理論的解析から、核爆発による無線やレーダの信号の減衰は、主として高度40マイル付近を中心とする10マイルの領域内で起こることが明らかになった。従って、高度40マイル付近の状況だけを考慮すればよく、複雑さを避けることができ、電磁波に対する爆発の影響を正確に描写することができる。

10.129 前述の一般論には2つの例外がある。(1)火の玉、或いは破片領域内部又は近傍の減衰、(2)初期放射線の電離による夜間の減衰——で前者の場合、最大減衰領域の高度は、火の玉或は破片領域の高度の大きさによって左右される。後者の場合、減衰のピークは約55マイルである。しかし夜間では残留放射線による電子密度が数秒後に、優勢になるので、初期電離は無視できる。そこで、ここでは主として高度40マイルを中心とする10マイルの領域について取り扱う。

10.130 10MHz以上では、式 (10.127.1) の分母において、 ω^2 に比して高度40マイルにおける ν^2 は無視できるので、 $a \approx 7.4 \times 10^4 \frac{N\nu}{\omega^2}$ (dB/mile) (10.130.1) となり、減衰量 (dB) は、ほぼ電子衝突頻度に比例する。高度40マイルでは、後者は約 2×10^7 /sec である。この値を式 (10.130.1) に代入し、周波数を rad/sec から MHz に変換すると、 $a \approx 4 \times 10^{-2} \frac{Ne}{f^2}$ (dB/mile)。

ここで f は周波数 (MHz) 即ち $10^{-6}\omega/2\pi$ 。信号ビームの入射角 i のとき電離領域は10マイルの厚さであり、全減衰量 A は10MHz 以上では、

$$A \approx 0.4 \frac{Ne}{f^2} \sec i \text{ (dB)}, \text{ (10.130.2) となる。}$$

10.131 ここに用いた衝突頻度は、高度40マイルで優勢な、中性粒子との衝突に関するものである。電子密度 $10^9/\text{cm}^3$ 以上、特に、60マイル或いはそれ以上の高度の火の玉内部では、中性粒子密度が小さく電子と中性粒子との衝突頻度が小さいので、電子とイオンとの衝突が重要である。しかし火の玉からいく分離れた、

注：(4) $10^{-3}\sqrt{Ne}$ MHz又はもっと正確に $(4\pi Ne e^2/m)^{1/2}$ rad/secの大きさは、“臨界周波数”或は、電離媒体、即ちプラズマの“プラズマ周波数”とよばれている。これはその媒体の屈折率が0となる周波数であり、また、媒体を貫通しうる電磁波の最低の周波数であり、正常な入射、即ち $i = 0$ となるものである。

D層における電磁信号の減衰に対しては、式(10.130.2)が適用される。

10.132 HFの運用では、 $\sec i$ の値は、通常の状態で約5である。式(10.130.2)から、10MHzに対して高度40マイル、電子密度 1.5×10^3 個電子/cm³層の厚さ10マイルのとき、信号の減衰量は30dBとなる。30MHzで減衰量が同じとき、電子密度は 1.4×10^4 個電子/cm³となる。これらの電子密度は、減衰したHFシステムに必要な値を示すものとして採用されている。レーダは通常30MHz以上で運用され $\sec i$ は5以下であるので、信号経路がD層を通るときは、 10^5 個電子/cm³以上の密度が必要である。

10.133 次に電離媒体を通した電磁波の伝搬の位相について考察を加える。与えられた電子衝突頻度 ν は、前述のとおり ω に比して小さく、普通の屈折率 n は、

$$n = \left(1 - \frac{4\pi Ne e^2}{m \omega^2}\right)^{1/2} = \left(1 - \frac{10^{-12} Ne e^2}{\pi m f^2}\right)^{1/2} \quad (10.133.1)$$

ここで、 e は電子の電荷 (4.8×10^{-10} e.u) m は質量 (9.1×10^{-28} g) f は周波数 (MHz) である。 e と m の値を代入すると、 $n = \left(1 - \frac{0.8 Ne}{10^4 f^2}\right)^{1/2}$ 電子密度はそれ程正確には分らないので、近似的には、 $n \approx \left(1 - \frac{Ne}{10^4 f^2}\right)^{1/2}$ (10.133.2) で示される。

10.134 電磁波の屈折率が明らかに1から n に変化するような接合平面を横切ったとすると、ビームは良く知られているスネルの法則に従う量だけ曲げられる。

即ち、 $\frac{\sin i}{\sin \nu} = n$ ここに i は入射角、 ν は反射角。屈折率が $\sin i$ なら $\sin \nu = 1$ 即ち $r = 90^\circ$ となり、臨界反射が起こり、屈折が大きいため、信号は媒体を貫通することができない。電離媒体による臨界反射の状態は、式(10.133.2)において $n = \sin i$ とすれば得られ、その結果は、 $f = 10^{-2} \sqrt{Ne \sec i}$ (10.134.1)

電子密度 Ne のある電離媒体に遭遇した電磁波の反射において、周波数は式(10.134.1)に示すより小さくなければならない。逆に周波数 f の信号の反射のためには電離媒体の電子密度は、この式で与えられる値より大きくなければならない。(4)

10.135 §10.132の如く、 $\sec i$ はHFシステムの運用上から約5が採用される。従って、帯域の下限である5MHzの信号の反射のためには、電子密度は 10^4 個電

注：(5) 質量吸収係数は、式8.95.1の脚注にあるエネルギー吸収係数を除いて、§8.100中で規定した、質量減衰係数と同じと見て差し支えない。

子/cm³以上でなければならない。30MHzでは、反射のための最小密度は3.6×10⁸個電子/cm³である。これらの密度は、通常E・F層でそれぞれ得られる。核爆発の影響による電子密度の変化は、電磁波の反射される高度を変化させ、本章の初めにある通り、通信システムに影響を与える。

10.136 式(10.134.1)は、非電離媒体が伝搬波の波長に比較し、短い距離で、屈折率が1からnに変わるような明確な境界によって、電離媒体と分離されているときのみ適用できる。この式の条件は、正常な電離層や核爆発で乱された後にも実在はしない。屈折率は明確には変化せず、伝搬波は徐々に曲げられる。このような状態がもし生じたら、電子密度もその傾斜も、位相効果を決定する。

10.137 Ne/f²が非常に大きいときは、電磁波は、電離媒体により減衰と屈折を同時に受ける。この優勢な影響の度合いは、電子密度の傾斜と電子の衝突頻度との比に依存する。この比が大きいと、電磁波は屈折されるが、これが小さいと、減衰が影響の主たるものとなる。核爆発にともなう大ていの状況では、高度40マイル付近での減衰が支配的である。しかしながら、60マイル以上では、衝突頻度が小さく、電子密度の傾斜がある程度大きいので、屈折が重要となる。又火の玉の近傍、特に外側の堆積領域では、レーダ信号のように高い周波数の電磁波の屈折が起こり易い(§10.37)。衝突頻度が大きくかつ、大きな電子密度傾斜がここでは主たる要因である。しかし、火の玉自身の内部では、常に電磁波は強く吸収される。

初期放射線による電子の生成

10.138 WKTの核爆発で、1etKを特定のエネルギーをもつ、即ち単色の放射線として放出された生成物の小部分としよう。そのような放射線の点線源に対して、散乱が無視でき再放射がないものとして、爆発点から斜めに距離Dを有する観測点での単位体積当りの空気に吸収されるエネルギーE_Dは、

$$E_D = \frac{KW}{4\pi D^2} \rho \mu_m e^{-\mu_m M} \quad (10.138.1)$$

ここで、 ρ は観測高度における空気密度、 μ_m はある放射線の空気中における質量(エネルギー)吸収係数⁽⁵⁾Mは侵透量、即ち、放射線源と観測点の間の単位空間

当たりの空気の量である。この式は、表-10.138に与えられたKの値を適当に使うことにより、総ての形の初期放射線に関して使用される。初期 γ 線として放射されるエネルギーの部分は小さく、電子密度に対する寄与は、通常他の放射線より小さい。空気中に吸収されたエネルギーが再放射されたり、光子や中性子が散乱されすべてのエネルギーが吸収されるまで、ランダムな経路をたどる場合には、式(10.138.1)が修正されねばならない (§ 10.142)。

10.139 表-1.45によると、TNT換算1KTは、 2.6×10^{25} MeVに等しい。その上、約 3×10^4 個のイオン即ち、空気中に吸収されるエネルギーMeV毎に 3×10^4 の電子が、生成される(イオン対を作るのに約34eVを必要とする)。結果的に空気中に1KTのエネルギーが吸収される毎に約 8×10^{29} の電子が、生成される。従って、単位体積当たりの自由電子の数Neは、WをKTで表わすと式(10.138.1)から、 $Ne = 2.4 \times 10^{18} \frac{KW}{D^2} \rho \mu me^{-\mu m M} \text{cm}^3$ (10.139.1)

ここで、 ρ は g/cm^3 、 μm は cm^2/g 、Mは g/cm^2 、Dはマイルである。

10.140 Mに関する式は、次のようにして得られる。Let H^o (図-10.140)は爆発点の高度、Hを爆発点から距離D離れた観測点の高度とする。D'を爆発点と観測点の間のある点とし、hをその高度とすると、適切な単位におけるMの値は、

$$M = \int_0^D \rho(D') dD' = \frac{D}{H-H_0} \int_{H_0}^H \rho(h) dh$$

ここで、第2の式を導くにあたっては、地球の湾曲は無視している。 $\rho(h)$ 方式(10.124.1)で表わされるとき、

$$M = 6.8 \times 10^5 \frac{D}{H-H_0} \rho_0 (e^{-H_0/4.3} - e^{-H/4.3}) \text{g/cm}^{-2} \quad (10.140.1)$$

ここで、 $D \cdot H \cdot H_0$ はマイル、 ρ_0 は g/cm^2 、 6.8×10^5 はcm単位で表した密度の縮尺高度であり(4.3マイルよりわずか小)、Mを g/cm^2 単位で得るためのファクターである。

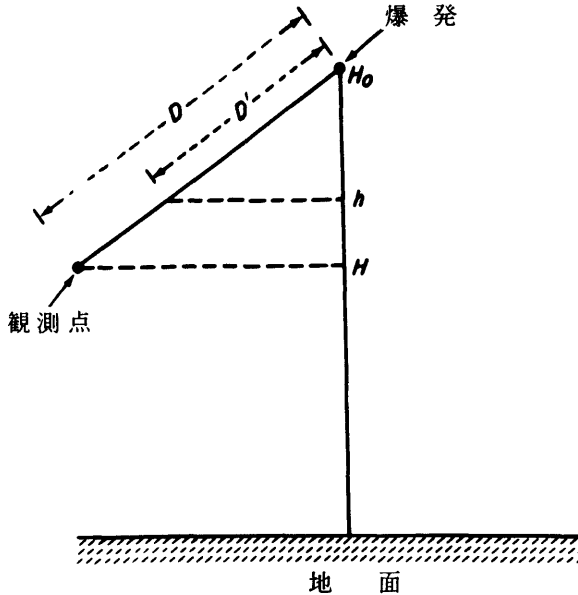


図-10.140 透過質量 (M) を決定する定量法

10.141 通常核爆発により放射される γ 線やX線としてのエネルギーは、単色的ではなく、光子エネルギー領域全般に及んでいる。従って、エネルギースペクトラム全般を積分する必要がある。殆どどの γ 線エネルギーが放射される領域では、空気の質量吸収係数は一定と考えられる。しかしX線光子（低いエネルギー）の場合はこれとは異なり、質量吸収係数は、エネルギーの3乗にほぼ反比例する。その上、光子の散乱時に起こるエネルギー変化のため複雑になる。中性子の場合、最大電子密度は、弾性散乱により生じ (§ 10.43) 複合散乱角度全体にわたる合計が必要のため、とりわけ密度の変化する（不均一な）大気での計算は困難となる。

10.142 式 (10.139.1) を次の形に変形することにより、近似的に、散乱と、放射線のエネルギースペクトラムの効果をしんじやうすることができる。

$$N_e \approx 2.4 \times 10^{18} \frac{KW}{D^2} \rho F(M) \text{ cm}^{-3} \quad (10.142.1)$$

ここで $F(M)$ は、実効質量吸収係数であり、透過量 M の関数である。 $F(M)/K$ の値は、図-10.142で与えられ、ここで K は、種々の放射線に対する $F(M)$ を1つ

注：(6) ここで云う「水平距離」とは、地表に平行な距離のことである。

の図上にプロットできるようにするための標準化係数である。用いたkの値は、挿入図に示されている。

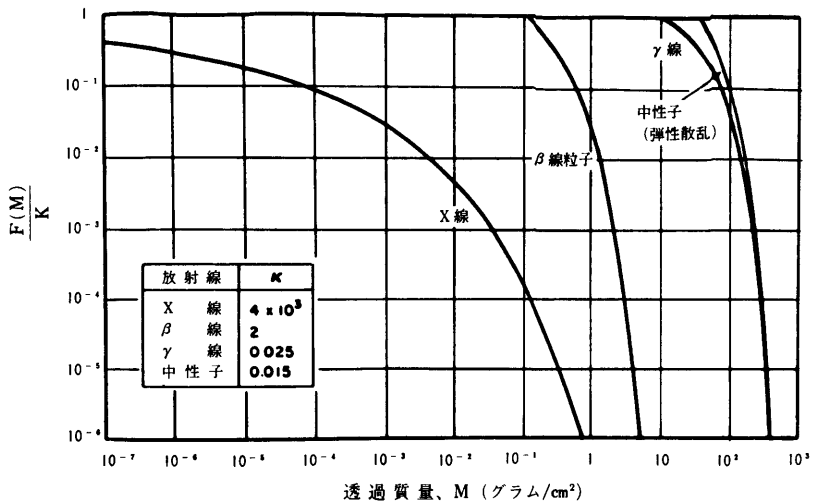


図-10.142 各種の放射線に対するF(M)の値

10.143 全初期放射線（中性子とX線）により生ずる電子密度は式 (10.142.1) の適当な形により得られる個々の放射線の寄与の合計により得られる。この方法で、高度40マイルにおける水平距離⁽⁶⁾の関数としての電子密度についての図-10.143の曲線は、各種高度での1MT爆発について求められている。また電子密度は、生成エネルギーWに比例するので、出力の異なる爆発に対する結果は、図-10.143から簡単に求められる。この図中のMの計算にあたっては、地球の湾曲の影響と密度、及び縮尺高度の変化が含まれている。この計算により、約40マイル以下では、中性子による電離が優勢であり、高々度核爆発では、D層における初期電離にはX線が、実質的に、総ての電子の増加をもたらすことが明らかとなった。

10.144 図-10.143から、約20マイル程度あるいはそれ以下の低い爆発型式では、初期放射線による電離は、近距離を除き比較的小さいことが分る。高い高度では、(高度40マイルでの)与えられた水平距離における電子密度が増加するば

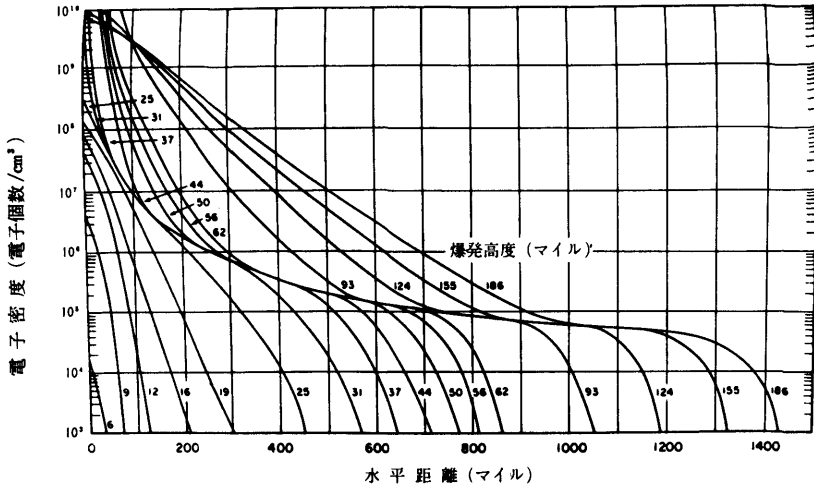


図-10.143 各種高度の1MT爆発における距離(マイル)の関数としての初期放射線により生じる40マイル高度の初期電子密度

かりでなく、与えられた電子密度の領域、就中 10^5 個電子/cm³以上で著しく増加するのが注目される。この密度は、長距離伝搬のために上空波を用いるHFシステムにブラックアウトを起こさせるのに十分である。しかしながら、そのブラックアウトは比較的短期間であることが分る (§ 10.152)。

図-10.143の曲線は、1MTの各種爆発高度の距離の関数としての初期放射線による高度40マイルの初期電子密度を表わしている。

計測：爆発高度と距離の組合せに関して、高度40マイルにおける初期電子密度はMTに直接比例する。即ち、 $Ne(W) = WNe(1MT)$

ここで、 $Ne(1MT)$ は、所望の高度における1MT爆発からの所望距離での高度40マイルにおける初期電子密度であり、 $Ne(W)$ は WMT に対応する初期電子密度である。

例題

前提：(a)高度20マイル、(b)60マイルでの500KT爆発

結論：各々の場合、初期放射線による初期電子密度が 10^5 個電子/cm³以上となる高度40マイルにおける水平距離

解法：1 MT に対する電子密度は、 $N_e(1\text{ MT}) = \frac{Ne(W)}{W} = \frac{10^4}{0.5} = 2 \times 10^5$ 個電子/cm³

図-10.143 から、1 MT 爆発からの初期放射線により高度40マイルで 2×10^5 個電子/cm³ の初期電子密度を生ずるのは、

- (a) 爆発高度が20マイルのときは水平距離約190マイル：答
 (b) " 60 " 550マイル：答

初期放射線による自由電子消失率

10.145 自由電子は、中性粒子との接触（通常D層における酸素分子）かまたはプラスイオンとの再結合により消失する。再結合による電子のロス、電子密度 N_e とプラスイオン密度 N_+ に比例し、 $\frac{dN_e}{dt} = -\alpha d N_+ N_e$ (10.145)

ここに、 αd は再結合係数、約60マイル以下では αd は約 $2 \times 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{sec}$ である。

10.146 酸素分子との接触による電子のロスは、大気密度の2乗と電子密度に比例し、 $\frac{dN_e}{dt} = -\beta \rho^2 N_e$ (10.146.1)

ここで、 β は接触係数で、ほぼ $4 \times 10^{13} \text{ cm}^6/\text{g}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ に等しい。 $\beta \rho^2$ は、しばしば接触率係数 K とよばれ、海面上で $6 \times 10^7/\text{sec}$ から高度55マイルで $2 \times 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$ まで減少する。

10.147 電子は分子と接触して負のイオンを形成した後、太陽放射線との衝突の過程で分離する。分離による自由電子の生成率は、負のイオン密度 N_- と分離源の強さに比例し、 $\frac{dN_e}{dt} = S N_-$ (10.147.1)

ここで分離率係数 S は、分離源の強さに関係している。昼間 S は、約35マイル以上で、ほぼ $0.4/\text{sec}$ である。35マイル以下では、 S の値は定かではないが数桁小さい。夜間では、約50マイル以下での分離は無視しうる。

10.148 電子と酸素分子との接触による負のイオンは、正のイオンと反応して中性分子を形成しうる。正と負のイオンの密度は、電子密度に影響を及ぼすので、再結合によるイオンガスは考慮しなければならない。正と負のイオンとの再結合によるロスの割合は、両イオンの密度に比例し、 $\frac{dN_-}{dt} = \alpha_1 N_- N_+$ (10.148.1)

ここで α_1 は、通常、相互中和係数として知られ、30マイル以上では、約 $3 \times$

$10^{-8} \text{ cm}^3/\text{sec}$ である。30マイル以下では、 α_1 は、大気密度にほぼ比例し、海面上では、 $4 \times 10^{-6} \text{ cm}^3/\text{sec}$ である。

初期放射線による電子密度

10.149 電子密度とイオン密度の時間的変遷を表わす微分方程式は、近似解を持たない。しかしながら、近似値を得ることは可能であり、個々の場合に対して計算機の助けによる数値解析の方法が得られている。多くの状態に対してもっともな結果の得られる近似形が“イコール α ”とよばれる近似である。 α_d を α_1 に等しくとると、初期放射線のパルスにともなう時間関数である電子密度 $Ne(t)$ は、

$$Ne(t) = \frac{Ne(0)}{1 + \alpha Ne(0)t} \cdot \frac{S + Ke^{-(K+S)t}}{S + K} \quad (10.149.1)$$

ここで、 $Ne(0)$ は、式(10.142.1)で与えられる初期電子密度、 α は実効再結合係数、 t は、爆発後の時間である。

10.150 α 、 S 、 K のcgs単位系における近似値が、表-10.150で昼間40マイル、夜間55マイルについて示されている。これらは、それぞれ昼間と夜間に電磁波の減衰が最大となる高度である(§10.129)。式(10.149.1)に適当な値を代入すると、最大減衰高度における電子密度の時間変遷は、爆発数秒後

$$Ne(t)_{40\text{マイル}} \approx \frac{1}{3} \cdot \frac{Ne(0)}{1 + 10^{-7} Ne(0)t} / \text{cm}^3 \quad (\text{日中}) \quad (10.150.1)$$

$$Ne(t)_{55\text{マイル}} \approx \frac{Ne(0)}{1 + 2 \times 10^{-7} Ne(0)t} / \text{cm}^3 \quad (\text{夜間}) \quad (10.150.2) \quad \text{となる。}$$

表-10.150 C G S単位における α 、 S 及び
 K の近似値

係 数	40マイル(昼間)	55マイル(夜間)
α	10^{-7}	2×10^{-7}
S	0.4	2×10^{-2}
K	0.8	2×10^{-3}

10.151 核爆発からの初期放射線による電離で起こる電子密度の崩壊の計算は、イコール α 近似を含まない数値解析を用い、計算機によって行われた。高度40マイルでの日中の結果を図-10.151に示す。これらは式(10.150.1)と良く適合し

ており、電子密度は、電離層の正常な値よりも大きい。自然な電離源は、初期放射線による電子密度が高度40マイルで通常存在する値近くまで減少したときと考えられる。

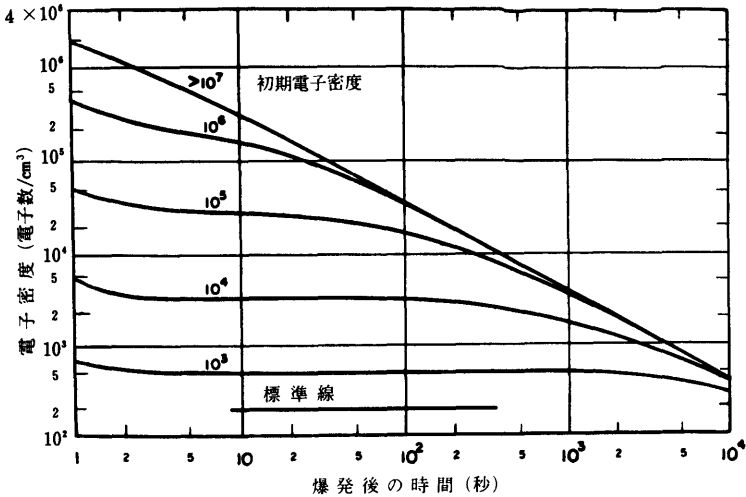


図-10.151 日中における40マイル高度での初期放射線により生じる電離度の減衰

10.152 図-10.151には2つの見方がある。第1は、初期電子密度 $N_e(0)$ が 10^7 個電子/cm³ より大きいときは、爆発1秒以後は常に(日中)、電子密度 $N_e(t)$ は、最初の値に無関係であることが分る。この状態は、“飽和大気”によるものと考えられる。これは、式(10.150.1)において $N_e(0)$ が 10^7 以上で t が少なくとも数秒のとき、式の分母の $10^{-7} N_e(0)$ が1より大となるので予想通りである。従って1を無視することができ、式(10.150.1)は $N_e(t) \approx \frac{1}{3 \times 10^{-7} t} \text{ cm}^{-3}$ となり、時間における電子密度は、初期の値に無関係である。

10.153 他の興味のある事項としては、初期の値にかかわらず、日中の電子密度が1時間以内に 10^3 個電子/cm³ に減少することである。この事実は式(10.150.1)から明らかであり、または、式(10.150.1)から導かれる。このようにして初期放射線により電離が生じる結果、HF或はレーダシステムの劣化は昼間、1時間以上は持続しないこととなる。夜間の式(10.150.2)から明らかなように、崩壊

注：(7) 1秒に比べて長い時間では、式(10.154.1)は式(9.147.1)と同じ形になる。

は速く、初期放射線による電磁波への影響は、もっとも長時間持続する。

図-10.151の曲線は、種々の初期電子密度の値に対する爆発後の時間の関数としての、昼間における高度40マイルでの初期放射線による電子密度を示している。これらの曲線は、図-10.143の曲線と共に、種々の爆発威力と爆発高度の組合せにおける昼間における高度40マイルでの電子密度の概算に用いることができる。

例題

前提：昼間高度30マイルにおける1MTの爆発

結論：爆発後30秒のD層における100MHzレーダシステムの一方向の減衰量。

レーダビームは垂直に対し 80° ($\sec i = 6$)の角度で、爆発点からの水平距離125マイルで高度40マイルの層を横切る。

解法：図-10.143から、高度30マイルでの1MT爆発から水平距離125マイルの点での初期電子密度は、約 5×10^6 個電子/cm³である。図-10.151から、この初期の値は、爆発後30秒で約 10^5 個電子/cm³に減少する。式(10.130.2)を用いると、減衰量は、

$$A \approx 0.4 \frac{N_e}{f^2} \sec i = 0.4 \frac{10^6}{10^4} \times 6 = 24\text{dB} : \text{答}$$

注：以上のようにして求めた減衰量は、初期放射線のみによるものである。残留放射線の影響は、システムの全体的な影響を見積るために研究しなければならない(§10.154参照)。

残留放射線による電子の生成率

10.154 核爆発の放射性残渣による残留(β 及び γ)放射線としてのエネルギー放射率は、主として分裂生成物からなるが、核兵器材料中の中性子によって誘起される放射能も含まれており、 $I_t = I_1 (1+t)^{-1.2}$ (10.154.1)

ここで I_t は爆発後 t 秒におけるエネルギー放射率、 I_1 は1秒後の値である。(7)放射される β と γ のエネルギーの総量は、0から ∞ まで積分することにより、(近似的に)得られる。

$$\text{総エネルギー} = \int_0^\infty I_1 (1+t)^{-1.2} dt = 5 I_1$$

時刻 t に単位当たり放射される残留放射線のエネルギーは、

$$\frac{I_1 (1+t)^{-1.2}}{5 I_1} = 0.2 (1+t)^{-1.2}$$

10.155 核分裂爆発エネルギーの7%は、残留 β 粒子と γ 線として放射され、ほぼ半分がそれぞれの放射線により運ばれる。従って W_F KTの爆発では、おおよそ毎秒 $0.007 (1+t)^{-1.2} W_F$ KTのエネルギーが β 粒子によって、また、同量の γ 線により放射される。

10.156 残留 γ 線によるイオン対（ここでは電子）の生成率は、初期放射線による電子密度の計算に用いたのと同じような式で見積れる。 γ 線の源を点と考えたときの結果は（§10.138）参照。

$$q_\gamma(t) = 1.7 \times 10^{16} \frac{W_F}{D^2 (1+t)^{1.2}} \cdot \rho(H) F(M) \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1} \quad (10.156.1)$$

ここで $q_\gamma(t) \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ は核爆発後 t 秒における高度 H マイル、傾斜距離 D マイル（図-10.140）での電子生成率である。関数 $F(M)$ は、爆発高度 H_0 が破片高度 H_D に代わる以外は、式(10.140.1)と同じ式で定義される M で図-10.142から求められる。

10.157 β 粒子の放射状の運動は、地磁気のフィールド線によって大きく妨げられる。 β 電離の起こる高度40マイルの D 層領域は、破片領域とほぼ同じになる（図-10.47）。破片領域が40マイル以上に上昇すると、おおよそエネルギーの半分が局部 D 層に吸収され、残る半分は磁気共役領域に吸収される。 β 粒子のエネルギーが吸収される全領域は、破片領域の2倍となる。破片の半径を R とするとき破片が πR^2 の領域 A にわたって均一に分布しているとすると、 D 層での β 粒子による電子生成率は、

$$q_\beta(t) = 2.1 \times 10^{17} \cdot \frac{W_F}{2 A (1+t)^{1.2} \sin \phi} \cdot \rho(H) F(M) \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1} \quad (10.157.1)$$

ここで ϕ は、局部磁気傾斜角、 A はマイルの2乗である。係数の変化（4 π ）は式(10.156.1)の4 πD^2 を式(10.157.1)で2 A に置き替えたためであり、 $\sin \phi$ は、 β 粒子が磁界に沿って動くために必要となる。関数 $F(M)$ は、図-10.142から求まり、

$$M = \frac{1}{\sin \phi} \int_H^{HD} \rho(h) dh \approx \frac{6.8 \times 10^3 \rho_0}{\sin \phi} (e^{-H/4.3} - e^{-HD/4.3}) \text{ g cm}^{-2} \quad (10.157.2)$$

ここで H_0 は、破片高度（マイル）であり、この式では、地球の湾曲は無視している。

10.158 式 (10.156.1) と式 (10.157.1) を使うためには、高度 H_0 と破片の半径 R を知る必要がある。これらの量を定めるためには、破片雲が上昇し、水平面に広がる間に起こる過程を理解する必要がある。実際の過程では非常に複雑であるが、破片の動きの大まかな特徴に似た、簡単なモデルが開発された。このモデルにより得られる種々の爆発高度に対する時間と共に変化する破片の高度と、半径がそれぞれエネルギー規模 $10 \cdot 100 \text{ K T}$ と 1 M T が図-10.158 a・b・cに示されている。これらの規模の補関のために、少なくとも爆発後数分間は $W^{1/2}$ のスケールで使われる。各々の曲線の左端は、爆発高度と初期の火の玉の大きさを示す。図-10.158 a・b・cを使うときは、 W が爆発の総エネルギーであることに注意しなければならない。熱核兵器では、式 (10.156.1) 及び式 (10.157.1) 中における核分裂生成出力 W_F は、一般に総出力がエネルギーの半分となる。

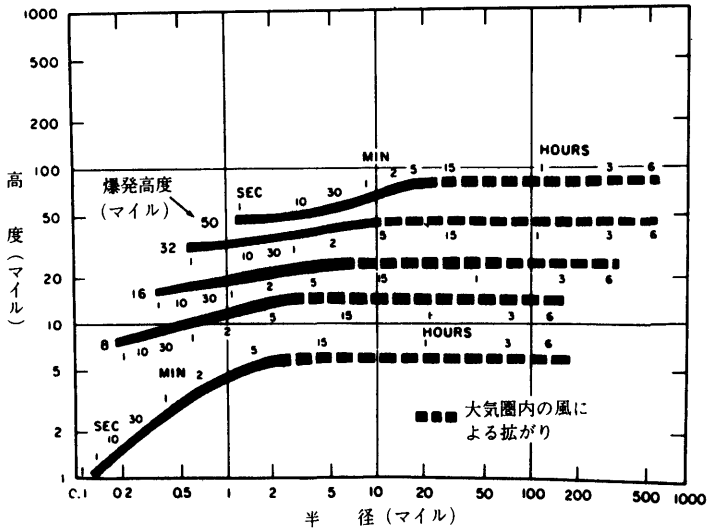


図-10.158 a 各種高度における10 K T爆発の際の火の玉/破片の高度と水平の半径

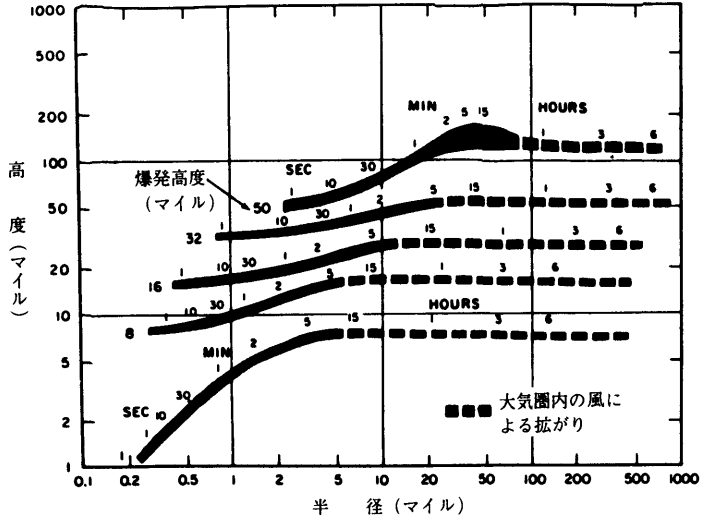


図-10.158 b 各種高度における100 K T爆発の際の火の玉/破片の高さと水平の半径

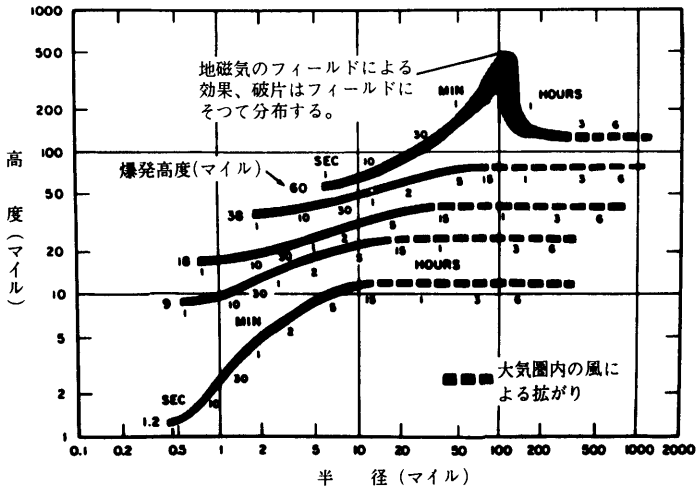


図-10.158 c 各種高度における1 MT爆発の火の玉/破片の高度と水平の半径

残留放射線による電子密度

10.159 個々の場所と時刻に残留放射線によって生ずる実際の電子密度 $N_e(t)$ は、爆発直後の、いかなる瞬間にも一時的に定常状態が存在するとして計算することができる。 $N_e(t)$ の値は、 $q_\beta(t)$ 又は、 $q_\gamma(t)$ がいかなる時刻 t においても、各種の再結合と接触過程による電子消失率に等しいとして得られる。図-10.159 a・bの残留 β 粒子と γ 線についての曲線は、それぞれ、昼間と夜間の、残留放射線による電磁信号の減衰が最大となる高度40マイルにおける電離についてこの一般的な方法で得られたものである。曲線の計算においては、電子生成率を求めるために放射線のエネルギースペクトルの正確な取扱いがなされ、消失率は、§ 10.145 に示されている線に沿って、総ての重要な消失機構に詳細な考慮を払って計算された。図-10.159 a に示されている値は、磁気交叉角 60° について計算されているが、約 45° から 75° までの間、即ち中緯度での交叉角に対して適用される値である。

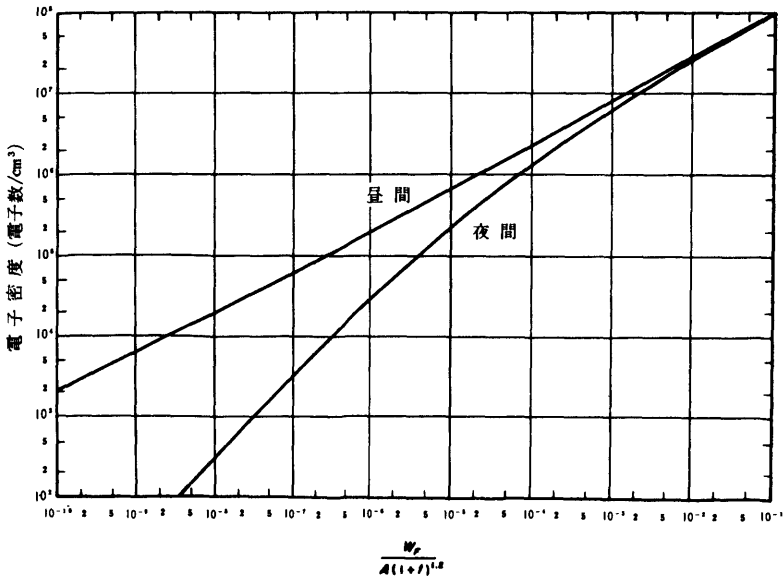


図-10.159 a 高度40マイルにおける β 粒子による電子密度
(40マイル以上の破片について)

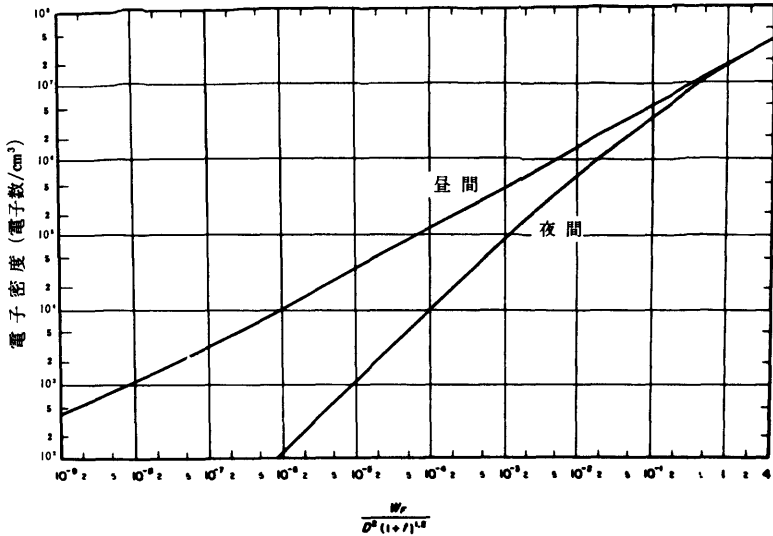


図-10.159 b 高度40マイルにおける残留 γ 線による電子密度
(15マイル以上の高度での破片について)

図-10.159 a・bの曲線は、それぞれ、 β 粒子(40マイル以上の破片に対する)と残留 γ 線(15マイル以上の破片に対する)による高度40マイルにおける電子密度を示す。初期放射線による最大電子密度(図-10.143及び図-10.151)の減衰に関してのみ、残留 γ 線や β 粒子を考慮する必要がある。密度、ここでは減衰、は直接加算されない。

図-10.158 a～cは、図-10.159 a・bと共に破片の位置と大きさを見積るために用いられる。図-10.159 aの曲線(β 粒子に対する)は、磁気交叉角 60° についての値であるが、 45° から 75° までの交叉角に対してもあてはめられる。図-10.159 b(γ 線)における、地球の湾曲の影響は図-10.162から得られる。

例題

前提：夜間高度25マイル、磁気交叉角 60° となる北半球の場所においての1 M Tの爆発

結論：(a)爆発後5分、(b)2時間の爆発点から北に水平距離250マイルのD層における電子密度

注：(8) これらの破片は上昇が終るまで、停滞した中央部→の付近を不規則に拡がると推定。また大気中の風による破片の運動が、爆発後数分以上経過した時の電離の予想に不明確さを導く。

解法：夜間であるので、いかなる初期放射線も、考える時刻までには消失しており無視できる (§ 10.153)。

- (a) 図-10.158 c を補完すると、5分後には破片は高度 Hd が約60マイル、水平半径約30マイルに達することが分る。β粒子は地磁気のフィールド線に従うので高度40マイル(H)に生ずる電離の影響は、破片の中心から水平方向距離 d のところに移動した地点付近に集中する。ここで d はおよそ、 $d \approx (Hd - H) \tan \phi = (60 - 40) \tan 60^\circ = 35$ マイル

電離領域の放射方向の拡がりは、ほぼ破片の半径 (30マイル) に等しい。そこで爆発から5分後には、β電離は、爆発から水平距離250マイルの点には影響を与えない。従って、このときは、残留γ線による電離のみを考えねばならない。破片と検討されている点までの距離 D は約250マイルであり、時間は300秒である。全生成量は 1 MT であるので、分裂生成量 W_F は500 KT となる。従って、

$$\frac{W_F}{D^2 (1+t)^2} = \frac{500}{(250)^2 (301)^2} \approx 8 \times 10^{-6}$$

破片高度 (60マイル) と水平距離 (250マイル) は図-10.162の領域①にあたるので図-10.159 b が適用される。残留γ線による電子密度は 10^3 個電子/cm³ となる。(答)

- (b) 爆発後2時間では、破片はまだ高度約60マイルにあるが、図-10.158 c を補完すると、半径約250マイルに拡がることわかる。β電離の中心は、北方に約35マイル移動するので、検討している地点は、β電離領域(8)内にある。そのとき、即ち、 $t = 7,200$ 秒のとき、

$$\frac{W_F}{A (1+t)^2} = \frac{500}{\pi (250)^2 (7201)^2} \approx 6 \times 10^{-8}$$

β粒子による電子密度は、図-10.159 a から約 2×10^3 個電子/cm³ となる。残留γ線による電子密度は、爆発後5分で約 10^3 個電子/cm³ 以上と見積られ、2時間ではそれよりずっと小さい。従って、γ線による電離は無視しうる。(答)

10.160 残留β粒子による電離による電子密度についての図-10.159 a の曲線は、

破片が40マイル以上に上昇したという仮定に基いている。このとき、粒子エネルギーは、局地D層と磁気共役との間に均一に分布する。図中の電子密度は、各々の領域の高度40マイルでのものである。破片が35マイル以下にあるときは、残留 β 粒子は、D層に本来電離を引き起こさない (§ 10.45)。35~40マイルでは、D層の電離は強いが、電子密度を計算することは困難である。 β 粒子は地磁気に沿うので、どの高度の電離も、地球の湾曲の影響を受けない。他方、 γ 線は、直線上を進むので、大きく影響を受ける (§ 10.162)。

10.161 残留 γ 線に対する阻止高度は、約15マイルであり、図-10.159 bの結果は、破片がこの高度以上まで上昇したときのみ適用できる。この図の主たる誤差は、 γ 線が、破片雲の中心にある点源から発していると仮定する点である。大気中の γ 線の吸収は阻止高度以上では無視するので、破片とD層内(高度40マイル)の検討している点との間には、阻止高度を通過しない直線経路がいかなる方向にも存在する。

10.162 地球の湾曲の影響により、非常に長距離の γ 線の経路は、破片が15マイル以上に上昇しても阻止高度を横切る。このとき γ 線のエネルギーは、大きく吸収される。図-10.162の領域①の状態では、破片(の中心)と高度40マイルの観測点との間の直線は、 γ 線に対する阻止高度を横切らず、図-10.159 bにおける電子密度が適用できる。しかし、領域②では、殆んどどの線が、考えている点に至るまでに阻止高度以下の大気を横切る。 γ 線の吸収の結果、電子密度は、図-10.159 bに与えられたものより実質的には低い。図-10.162①と②の中間の(陰をつけていない)領域では、 γ 線の一部は阻止高度に遭遇し、電子密度が図-10.159 bよりいく分か低くなる。この図を用いて、例えばレーダシステムに対する核爆発の予想される影響を決める場合には、図-10.162の陰のついていない部分は、使用者側のレーダに対する領域①となり、敵のレーダに対するのは領域②である。

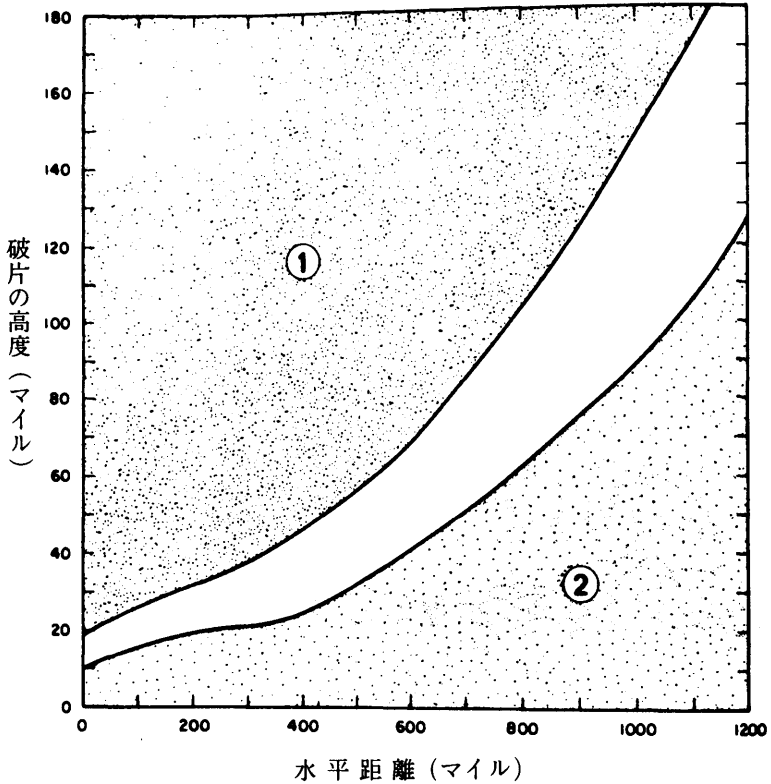


図-10.162 高度40マイルにおける残留γ線による電離について地球の湾曲の効果

10.163 放射線では (§ 10.149 参照)、図-10.159 a・b・c に一致する残留放射線による電子密度を計算する問題の近似解は、あらゆる瞬間における消失率を決定するためのイコールアルファ近似により得られる。その結果は、

$$Ne(t) = \frac{\sqrt{q(t)}}{\sqrt{\alpha}} \cdot \frac{S + \sqrt{\alpha q(t)}}{S + K\sqrt{\alpha q(t)}} \text{ cm}^{-3} \quad (10.163.1)$$

ここで $q(t)$ は、式 (10.157) の β 粒子に対する値か又は、式 (10.156.1) の γ 線に対する値であり、係数 α 、 S 、 K は前述と同じ意味を持つ。異なった高度に対するこれらの係数の適切な値を用いることにより、電子密度は、爆発点からの傾斜距離30マイル以上で昼夜間とも高度40マイル付近が最大になることが分る。これは、残留放射線の電離による電磁信号の減衰が最大となる高度でもある

(§ 10.159)。爆発点のさらに近くでは、電子密度は、破片領域の近くで最大となる。

10.164 電子生成率 $10^6 \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ 以下のとき、表-10.151の昼間、高度40マイルに対する α とSとKの値を用いると、式(10.163.1)は、

$$Ne(t)_{40\text{マイル}} \approx 10^3 \sqrt{q(t)} \text{ cm}^{-3} \quad (\text{昼間})$$

夜間は、高度40マイルでの α 、S、Kは、それぞれ 3×10^{-8} 、0、0.8であるので電子生成率は $10^6 \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ 以下となる。電子生成率が約 $10^7 \text{ cm}^{-3} \text{ sec}^{-1}$ (或はそれ以上) のときは、40マイルでの電子密度は、昼夜間ともほぼ、 $Ne(t)_{40\text{マイル}} \approx 3 \times 10^3 \sqrt{q(t)} \text{ cm}^{-3}$ となる。この結果は、図-10.159 a・bと一致し、ここでは、昼と夜に対する曲線が、電子密度が高くなるような状態のときに一致している。

§ 10.160で述べたように、これらの図が適用できる状態では、以上の式にも適用できる。

参 照 文 献

- CHRISTOFILOS, N. C., "The Argus Experiment," *J. Geophys. Res.* **64**, 869 (1959).
- CRAIN, C. M., "Decay of Ionization Impulses in the D and E Regions of the Ionosphere," *J. Geophys. Res.*, **68**, 2167 (1963).
- CRAIN, C. M., "Ionization Loss Rates Below 90 km," *J. Geophys. Res.* **65**, 1117 (1960).
- CRAIN, C. M., and P. TAMARKIN, "A Note on the Cause of Sudden Ionization Anomalies in Regions Remote from High-Altitude Nuclear Bursts," *J. Geophys. Res.*, **66**, 35 (1961).
- CUMMACK, C. H., and G. A. M. KING, "Disturbances in the Ionospheric F-Region Following a Johnston Island Nuclear Explosion," *New Zealand J. Geol. and Geophys.*, **2**, 634 (1959).
- DAVIS, K., "Ionospheric Radio Propagation," National Bureau of Standards, Monograph 80, April 1965.
- HOERLIN, H., "United States High-Altitude Test Experiences," University of California, Los Alamos Scientific Laboratory, October 1976, LA-6405.
- Journal of Geophysical Research*, Special Issue on the Artificial Radiation Belt, **68**, 605 *et seq.* (1963).
- KNAPP, W. S., C. F. MEYER, and P. G. FISHER, "Introduction to the Effects of Nuclear Explosions on Radio and Radar Propagation," General Electric Co., TEMPO, December 1967, DASA-1940.
- LATTER, R., and R. E. LELEVIER, "Detection of Ionization Effects from Nuclear Explosions in Space," *J. Geophys. Res.*, **68**, 1643 (1963).
- New Zealand Journal of Geology and Geophysics*, Special Nuclear Explosions Issue, **5**, 918 *et seq.* (1962).
- Proceedings of the IEEE*, Special Issue on Nuclear Test Detection, **53**, 1813 *et seq.* (1965).
- SAMSON, C. A., "Radio Noise Anomalies in August 1958," *J. Geophys. Res.*, **68**, 2719 (1963).
- SKOLNIK, M. I., "Introduction to Radar Systems," McGraw-Hill Book Company, 1962.
- STEIGER, W. R., and S. MATSUSHITA, "Photographs of the High-Altitude Nuclear Explosion TEAK," *J. Geophys. Res.*, **65**, 545 (1960).

HP『海軍砲術学校』公開資料

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