

V-6. 核爆発に伴う電磁波の発生

村 永 孝 次*

1. 緒 言

核爆発のさい、数千～数万 km の遠距離において、ある種の電磁波—electromagnetic pulse or radio flash—が記録されることがある。近地点における、その放射機構を検討し、その半サイクルの duration が数 μsec ～10 μsec のオーダの電磁波であることが示される。

E. T. Pierce⁽¹⁾ によると、核爆発からは Blast and Shock 以外に種々の放射が生ずるが、大気電離のために吸収されるものとしては γ 線、X 線、紫外線および β 線などである。これらのもつエネルギーの割合は爆発高度によって異なってくるが、ここで問題とする prompt γ 線はだいたい 0.1% ぐらいといわれる。 γ 線には 2 種類のものがあり、一つは速い γ 線 (prompt γ ray) と呼ばれ、爆発の瞬間に放出されるもので、これによる電離は数 μsec しか持続しない。もう一つのは核分裂の破片 (debris) によって作られる放射能をもった雲から長時間にわたって放射される遅い γ 線 (delayed γ ray) である。

1958 年 Kompaneets は核爆発からの電磁波の発生の基本的機構を発表した。すなわち爆発のときに放出される prompt γ 線によって Compton 電子が生じ、これがさらに二次電子をはじき出して、大気を電離させ、電界を作り、この電界によって電流が流れるためであるとしている。さらになんらかの原因によってこの電離領域を流れる電流が asymmetry になると、全体としては dipole の形に近づくので、この現象に対する Maxwell の方程式の解も Hertz dipole の解の形に一致するものとみなし

$$E\theta = \ddot{Z}(t-x)/x \cdot \sin \theta$$

の $\ddot{Z}(t-x)$ に相当する部分を数値解析によって求めている。

上記の考えに従うと、爆発直後の大気の中には、中性分子 N (主に O_2)、Compton electron、secondary electron、 N^+ 、 N^- ion の五つがあげられるが、電流の主体として、Kompaneets はすべての electron が O_2 との attachment 完了後の ion current であるとし、

これによって放射が生ずるものと考えている。これに対して、Gilinsky⁽³⁾ (1965) は Compton electron は光速に近いので O_2 との attachment はあり得ず、独立な current carrier とし、また ion は mobility が小さいことによって主として electronic current が支配的であると考えている。この両者の current carrier のちがいが、発生する radio flash の porality, duration, magnitude などにあらわれてくる。

ここでは主として、Gilinsky のとった方法に従い、あとで Kompaneets の結果と比較することにする。第 3 章は、V. Gilinsky and G. Peebles⁽⁴⁾ (1968) が第 2 章の形を発展させたものであり、両章の基本的なちがいは、 γ 線の emission function および asymmetry を作り出す原因の二つである。ただし爆発高度は、それによる電離領域が地表にまで達しない範囲で低いものとする。

2. 輻射機構 (I)

2.1. γ 線放射関数 $f(t)$ と二次電子生成率 $S(r, t)$

核爆発のとき放出される prompt γ は全爆発エネルギーの約 0.1% ぐらいで各々の photon の持つ平均エネルギーは 1～数 MeV である。これら γ 線領域のもつエネルギーは、 γ Yield (収量) を Y ton とすると⁽¹⁾

$$N = 2.6 \times 10^{22} Y \quad \text{MeV}$$

簡単のために、この gamma source を 1 MeV のエネルギーをもつ gamma photon に置き換えた mono-energetic source とすると、1 MeV の gamma photon の個数 $= N$

この N の発生の時間的変化を $Nf(t)$ 、ただし $\int f(t) dt = 1$ 、 $f(t) \sim e^{-bt}$ と仮定する。この $f(t)$ のことを

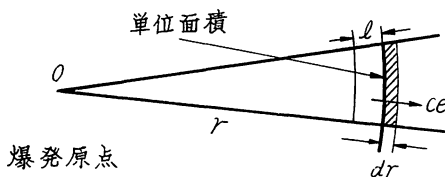
$$f(t) = be^{-bt} : \text{正規化 } \gamma \text{ 放射関数}$$

と定義し、両者とも $b = 10^6 \text{ sec}^{-1}$ と置いている。 γ 放射関数をこのような形に置くことには、放射される電磁波がこの関数形に左右されないのなら別として、問題が残る(實際上、最初に急峻な γ の発生があるであろうから)ため、Gilinsky はこれを後日改めている (第 3 章)。

次に放射された γ 線の減衰には、主として Compton 散乱、光電効果、電子対創生の三つがあげられるが、1 MeV 程度の γ 線の減衰には Compton 散乱が最も支

* 電波部電波伝搬研究室

配的である。またこの程度のエネルギーに比べると原子の外側の電子は自由電子とみなしうる。さらに多重散乱を省略すると、1個の γ photonは大気分子との第1回の衝突のみで消滅して、その全エネルギーを Compton 電子に与える。したがって、1 MeV の γ photon 1 個の消滅に対して Compton 電子1個の生成が対応することになる。 γ photon の平均自由行程を $\lambda=3 \times 10^4$ cm (海上値) とすると、第1図において、 r の距離の単位面積に到達した γ photon が dr の間で消滅する数=Compton 電子の発生数は



第 1 図

$$(N/4\pi r^2) f\left(t - \frac{r}{c}\right) e^{-r/\lambda} dr/\lambda. \quad (1)$$

この Compton 電子は原子を電離することによって減衰するが、1 MeV の一次電子によって生ずるイオン—電子対数 $\nu \approx 3 \times 10^4$ だとすると、二次電子の生成率 $S(r, t)$ は単位体積あたり

$$S(r, t) = (rN/4\pi\lambda) (e^{-r/\lambda}/r^2) f\left(t - \frac{r}{c}\right) \\ = (rN/4\pi\lambda) (e^{-r/\lambda}/r^2) b e^{-b(t-r/c)}, \quad (2)$$

ただし、電子の平均自由行程は γ photon に比べて省略した。

2.2. Compton 電流

Compton 電子は近似的に光速で移動すると仮定する。 r の点(面)を通過する Compton 電子は $(r-l)$ と l との間で発生したものとする。ただし、 l は Compton 電子の平均自由行程で $l \approx 10^2$ cm である。 r での Compton 電流は、この単位面積を単位時間に通過する Compton 電子数であるから(2)式から

$$J_o(r, t) = (eNl/4\pi\lambda) (e^{-r/\lambda}/r^2) b e^{-b(t-r/c)}. \quad (3)$$

2.3. Conductivity

前節までは電荷分離を考えたが、次にこれらが、電離電界によって逆流しながら消滅してゆく過程として conductivity σ を考えてみる。まず電荷の生成方程式は

$$N_+ \approx N_- + n, \quad (4)$$

$$dn/dt = S(r, t) - \alpha n - \epsilon n N_+, \quad (5)$$

$$dN_-/dt = \alpha n - \beta N_+ N_-, \quad (6)$$

$$dN_+/dt = dn/dt + dN_-/dt, \quad (7)$$

ただし、 n : 電子密度(Compton 電子は入っていない)

N_+ , N_- : イオン密度

$\alpha \approx 10^8 \text{ sec}^{-1}$: O_2 に対する電子の付着係数

$\beta \approx \epsilon \approx 2 \times 10^{-6} \text{ cm}^3 \cdot \text{sec}^{-1}$: 再結合係数

電流は最初 O_2 と 10^8 sec^{-1} の割合で付着する電子的なものであり、しだいにイオン電流の影響が加わってくる。Gilinsky によると、(5)(6)式を数値計算すると、電子とイオンの conductivity が同程度になるのは、およそ $(t-x) \approx 10^{-5} \text{ sec}$ である。一般に conductivity σ は次式のように書ける。

$$\sigma = e(n\mu + N_+\mu_+ + N_-\mu_-), \quad (8)$$

ただし、 $\mu \approx 10^6 \text{ cgs}$: 電子易動度

μ_+ , $\mu_- \approx 8 \times 10^2 \text{ cgs}$: イオン易動度

初期ではイオン伝導は省略できるとすると

$$\sigma \approx en\mu. \quad (9)$$

2.4. 輻射方程式

前節までの物理現象に対する方程式を求める。爆発は軸対称とし、Compton 電流は半径方向のみの成分しかもたないものとする。全体の合成電流は軸上のみである。合成電磁界は E_r , E_θ , B_ϕ 成分のみである。Maxwell の方程式を極座標、ガウス単位で書くと

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_\theta) - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} E_r = -\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} B_\phi, \quad (10)$$

$$\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta B_\phi) \\ = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} E_r + \frac{4\pi}{c} [\sigma(r, \theta, t) E_r + j_r(r, \theta, t)], \quad (11)$$

$$-\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB_\phi) = \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} E_\theta + \frac{4\pi}{c} \sigma(r, \theta, t) E_\theta, \quad (12)$$

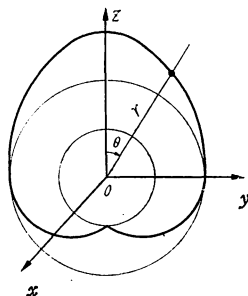
電流の asymmetry を次式のようにとる。

$$j_r(r, \theta, t) = j_o(r, t) \\ + j_1(r, t) \cos \theta, \quad (13)$$

$$\sigma(r, \theta, t) = \sigma_o(r, t) \\ + \sigma_1(r, t) \cos \theta. \quad (14)$$

電磁界も dipole 部分のみを考えればよく

$$E_r(r, \theta, t) = E_o(r, t) \\ + E_1(r, t) \cos \theta, \quad (15)$$



第 2 図

$$E_\theta(r, \theta, t) = E_2(r, t) \sin \theta, \quad (16)$$

$$B_\varphi(r, \theta, t) = B(r, t) \sin \theta. \quad (17)$$

$\sigma_1 \ll \sigma_0$ であると仮定すると、次の四つの基本式が求まる。

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} E_0 = -\frac{4\pi}{c} (\sigma_0 E_0 + j_0), \quad (18)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} E_1 = \frac{2}{r} B - \frac{4\pi}{c} (\sigma_0 E_1 + \sigma_1 E_0 + j_1), \quad (19)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} E_2 = -\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rB) - \frac{4\pi}{c} \sigma_0 E_2, \quad (20)$$

$$\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} B = -\frac{1}{r} E_1 - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rE_2). \quad (21)$$

2.5. 放射状電界強度 E_0

$$(18) \text{式から } \frac{\partial E_0}{\partial t} + 4\pi\sigma_0 E_0 = -4\pi j_0. \quad (22)$$

これに(3), (9)式を代入して解けばよいが³, ここで次のように単位変換を行なう。

(1) 距離を λ (≈ 300 m) の単位で測る。 $x = r/\lambda$

(2) 時間を λ/c ($\approx 10^{-6}$ sec) の単位で測る。

$$t' = t/(\lambda/c) \rightarrow t$$

この変換を行なうと、(5)式は、 $\epsilon \approx 0$ において

$$\frac{dn}{dt} + \alpha n = S(r, t) = \frac{\nu N}{4\pi\lambda^3} \cdot \frac{e^{-x}}{x^2} \cdot b e^{-b(t-x)}.$$

これから n を求めると

$$\sigma_0 = e\mu n = \frac{e\mu\nu N}{4\pi\lambda^3} \cdot \frac{e^{-x}}{x^2} \cdot \frac{b}{\alpha - b} \times [e^{-b(t-x)} - e^{-\alpha(t-x)}]. \quad (23)$$

また j_0 は(3)式から

$$j_0(r, t) = \frac{eNl}{4\pi\lambda^3} \cdot \frac{e^{-x}}{x^2} \cdot b e^{-b(t-x)}. \quad (24)$$

したがって、(23), (24)式を(22)式に代入して E_0 を求めると

$$E_0 \approx E_a \left[1 - \exp \left\{ -\frac{E_b}{E_a} \cdot \frac{e^{-x}}{x^2} [1 - e^{-b(t-x)}] \right\} \right], \quad (25)$$

ただし、

$$E_a = \frac{\alpha l}{\mu\nu} \approx 0.5 \text{ esu.} \quad E_b = \frac{Nel}{\lambda^3} \approx 50Y \text{ esu.}$$

E_0 が極値に達するまでの時間は距離によって異なるが、いずれの場合も $E_{0 \max} \approx E_a$ であって、その後急速に減少する。 γ yield が大きくなると、この電界の到達範囲が広がり、極値に達するまでの時間が短くなる。 E_0 は symmetry に同心円状に広がってゆく。

2.6. Asymmetry

電流の Asymmetry は、 γ 線の放射自体が, Kompaneets が提案したように small dipole asymmetry に放出されたためとする。大気密度分布は一様とする。この asymmetry の程度と輻射強度を調べるため、 ξ をパラメータとして、(13), (14)式を次のように書く

$$j_r(r, \theta, t) = j_0(r, t) + \xi j_0(r, t) \cos \theta \\ = j_0(r, t) (1 + \xi \cos \theta), \quad (26)$$

$$\sigma(r, \theta, t) = \sigma_0(r, t) + \xi \sigma_0(r, t) \cos \theta \\ = \sigma_0(r, t) (1 + \xi \cos \theta). \quad (27)$$

さらにここで、電界を測る単位として E_a を用いると、(19)~(20)式は次のようになる。

$$\frac{\partial E_1}{\partial t} = \frac{2}{x} B - 4\pi\sigma_0 E_1 - 4\pi\sigma_1 E_0 - 4\pi j_1, \quad (28)$$

$$\frac{\partial E_2}{\partial t} = -\frac{1}{x} \frac{\partial (xB)}{\partial x} - 4\pi\sigma_0 E_2, \quad (29)$$

$$\frac{\partial B}{\partial t} = -\frac{1}{x} E_1 - \frac{1}{x} \frac{\partial (xE_2)}{\partial x}, \quad (30)$$

ただし、

$$4\pi\sigma_0 = yu(x)(ab/\alpha - b)[e^{-b(t-x)} - e^{-\alpha(t-x)}], \quad (31)$$

$$4\pi\sigma_1 E_0 + 4\pi j_1 = 4\pi\sigma_0 \xi E_0 + 4\pi j_0 \xi \\ \approx \exp \{-yu(x)[1 - e^{-b(t-x)}]\} \\ \times yu(x) b e^{-b(t-x)}, \quad (32)$$

$$u(x) = e^{-x/x^2}, \quad y = E_b/E_a \approx 100Y.$$

2.7. 輻射電界強度

ヘルツダイポールの遠距離 ($x \gg$ 波長 \gg 輻射源半径) の電磁界強度は、 Z をダイポール・モーメント $Z = \sum ex$ となると、

$$E_\theta = B_\varphi = [\ddot{Z}(t-x)/x] \sin \theta \quad (33)$$

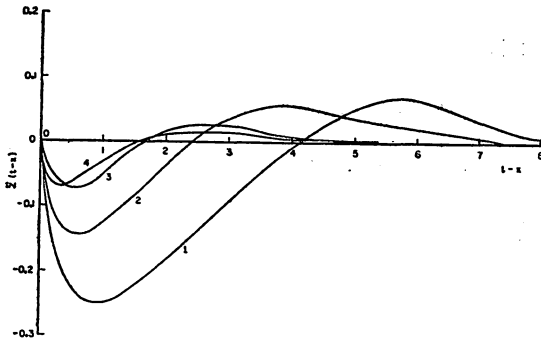
となるので、 $\ddot{Z}(t-x)$ がどのようなになるかがわかるとよい。波長ていどの近距離では次式のように与えられる。

$$B_\varphi = (\ddot{Z}/x + \dot{Z}/x^2) \sin \theta, \quad (34)$$

$$E_\theta = (\ddot{Z}/x + \dot{Z}/x^2 + Z/x^3) \sin \theta, \quad (35)$$

$$E_r = 2(\dot{Z}/x^2 + Z/x^3) \cos \theta, \quad (36)$$

ただし、 $Z = Z(t-x)$ 。そこで、depole asymmetry によって輻射される電磁界の基本式(28)~(30)式と(34)~(36)式とを比較することによって、中程度の距離 ($x = 10 \sim 3$ km) に対する $\ddot{Z}(t-x)$ の量を計算することができる。ただし、この場合の境界条件として、すべての t に対して、



第3図 E_0/E_a をパラメータとするダイポール・モーメントの二次微分: (1) $E_0/E_a=100$, (2) $E_0/E_a=10$, (3) $E_0/E_a=1$, (4) は $E_0/E_a=1$ および $a=0.1$. 前3曲線は $a=0.5$, 時間の単位は 10^{-6} sec である。

$x=a(a \gg 1)$ で $E_0=0$ であることとした。いいかえると爆発の中心には小さな完全導体球があると仮定した。計算上では $a=0.5$ で $E_2(a)=0$ としてある。これらの結果を E_0/E_a をパラメータとして第3図に示す。この図は爆発点から出た γ 線がある地点に到達した時間を横軸の $(t-x)=0$ にとり、その後のその地点での $\ddot{Z}(t-x)$ の時間的变化を示している。1の波形の爆発が最も大きい (γ yield $Y=1$ ton)。

2.8. Kompaneets の解

Kompaneets は(19)~(20)式を解くときに, Compton 電流の asymmetry 項である j_1 , および電子の Conductivity を入れてない。つまり, Compton 電流はすぐ消失し, 電子が O_2 と付着したあとのイオン電流によってのみ輻射は生ずるとした。このために, Gilinsky にいわせると, $\ddot{Z}(t-x)$ の最初の下降する半サイクルを見逃す結果になってしまったのだと指摘している。

電子の付着完了後には, 正負同数のイオンがあり, 再結合係数 β で消滅するとすると,

$$dN_+/dt = -\beta N_+^2. \quad (37)$$

$$\text{これから } N_+ = N_0 / [N_0 \beta (t - t_0) + 1]. \quad (38)$$

Kompaneets は γ 放射の dipole asymmetry が初期 ($t=t_0$) でのイオン密度の asymmetry をもたらすとしている: $N_0 = \bar{N}_0(1 + \xi \cos \theta)$ 。(38)式を $\xi \cos$ について展開して $\sigma_i = e\mu_i N_+$ に代入すると,

$$\sigma_i = \frac{\bar{N}_0 e \mu_i}{\bar{N}_0 \beta (t - t_0) + 1} + \xi \frac{\bar{N}_0 e \mu_i}{[\bar{N}_0 \beta (t - t_0) + 1]^2} \cos \theta = \sigma_0 + \sigma_i \cos \theta. \quad (39)$$

さらに, かれは, $t_0=0$, $\bar{N}_0 = (\nu N / \lambda^3)(e^{-x} / 4\pi x^2)$ と置いている。放射状電界 E_0 は (18) 式において $j_0=0$ とおいて

$$\partial E_0 / \partial t + 4\pi \sigma_0 E_0 = 0. \quad (40)$$

これを解くと

$$E_0(t) \approx E_a \exp \left[-4\pi \int_0^t dt' \sigma_0(t') \right] \approx E_a / (\bar{N}_0 \beta t + 1)^\kappa, \quad (41)$$

ただし, $E_a = \alpha l / \mu \nu$, $\kappa = 4\pi e \mu_i / \beta$.

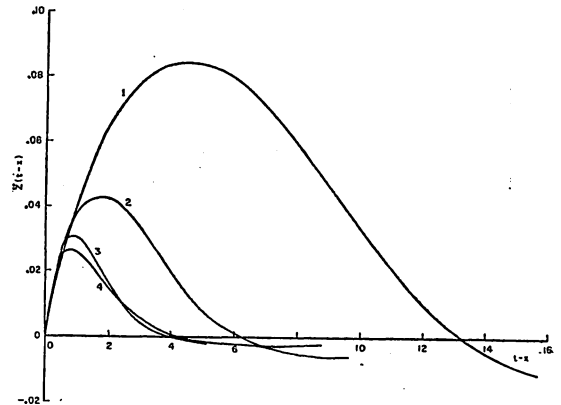
次に(38)~(40)式に相等する式は, $j_1=0$ とおいてあとは同じである。ただしこの場合, (31), (32)式のかわりに

$$4\pi \sigma_0 = \frac{\kappa \mu u(x)}{[\mu u(x)t + 1]},$$

$$4\pi \sigma_1 E_0 = \frac{\kappa \mu u(x)}{[\mu u(x)t + 1]^{2+\kappa}}, \quad (42)$$

$$u(x) = e^{-x} / x^2, \quad \mu u(x) = \bar{N}_0 \beta.$$

Kompaneets は, m, κ をパラメータとし: (1) $m=1$, $\kappa=1$; (2) $m=10$, $\kappa=1$; (3) $m=200$, $\kappa=4$ に対するダイポールモーメントの二次微分のグラフを示しているが, Gilinsky は互いに比較できるようにかれのパラメータに置き換えてグラフを書きかえたのが第4図である。Gilinsky が指摘しているとおり, 最初の半サイクルの deflection が上側にあるほか, 信号の大きさ, 立上りなどが異なっている。



第4図 k, m をパラメータとする, ダイポール・モーメントの二次微分 (Kompaneets) (1) $k=4$, $m=200$, (2) $k=1$, $m=10$, (3) $k=m=1$, (4) $k=m=1$, $a=0.1$, (3)までは $a=0.5$

3. 輻射機構 (II)

前章では, γ 放射の時間的变化を指数関数的においたがこのため, 最初の急峻な部分は無視した。また asymmetry は γ 放射自体に基づくものとしたが, この章においては γ 放射の時間的变化を $1 \mu \text{ sec}$ の基準をもつ isocles triangle で表わし, また asymmetry は大気密度が高さとともに変わることによってもたらされ, 爆発自体は symmetrical なものとする。dipole 近似は,

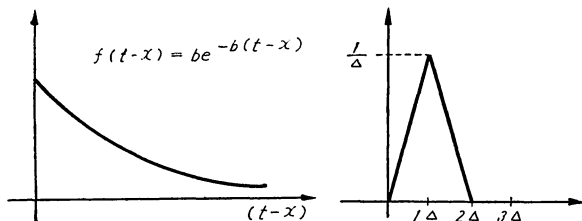
厳密に考えると、爆発が低高度で行なわれ、かつその規模が小さい場合に限って有効である。したがって、 γ 線の平均自由行程 λ は、大気のスケーラハイト H よりじゅうぶん小さく、高度も爆発による電離領域が地表にまで達しない範囲で低いものとする。だいたい見当としては、爆発高度が1~5 km、爆発規模が数 kton 以下のものを想定している。ただこれ以外のものであっても、厳密でなければその傾向を知ることができる。距離と時間の単位変換は前章と同じであるが、電界は E_a の大きさで測ることにする。

3.1. γ 放射関数 (I) と電流

γ 放射関数には、その duration が小さく、一定の立上り時間をもったものがよく、次のように表わしてみよう。

$$f(t-x) = \begin{cases} -\frac{1}{\Delta^2}(t-x) & : 0 < (t-x) < \Delta \\ \frac{1}{\Delta} \left(2 - \frac{1}{\Delta}(t-x) \right) & : \Delta < (t-x) < 2\Delta \\ 0 & : 2\Delta < (t-x) \end{cases}$$

$$\int f(t-x) dt = 1$$



第5図 γ 放射関数 (I) と (II)

次に定数が高さによって変わるものとしては、おのおの、高度 Z km のときの値として

$$l \approx 10^2 e^{Z/H}, \quad \mu \approx 10^6 e^{Z/H}, \quad \alpha \approx 10^8 e^{-2Z/H}$$

このほかの定数については前章と同様である。

これらをもとにして、電流成分を求める。(4)式から、電界の単位、および電流方向を考えに入れて

$$4\pi j_0 = -y(x)f(t-x), \quad (43)$$

$$\text{ただし} \quad y(x) = (E_i/E_a)(e^{-x}/x^2) \approx 100Y e^{-x}/x^2, \quad (44)$$

$$4\pi j_1 = -\frac{1}{2}x^2(\lambda/H)y(x)f(t-x), \quad (45)$$

したがって Compton 電流は

$$4\pi j = 4\pi j_0 \left(1 - \frac{1}{2}x^2 \frac{\lambda}{H} \cos \theta \right).$$

次に電子電流成分を求めるために electronic conduc-

tivity を求める。これには(8)式を求めたと同様にすればよく、

$$4\pi\sigma = \sigma y(x) \int_0^t dt' \exp \times \left[-\alpha \left(1 - 2x \frac{\lambda}{H} \cos \theta \right) (t-t') \right] f(t') \quad (46)$$

そして、conductivity の symmetric な成分は

$$(47) \quad 4\pi\sigma_0 = \frac{\alpha y(x)}{(\alpha\Delta)^2} \begin{cases} e^{-\alpha(t-x)} - 1 + \alpha(t-x) & 0 < (t-x) < \Delta \\ -2e^{-\alpha(t-x-\Delta)} + e^{-\alpha(t-x)} + 1 + 2\alpha\Delta - \alpha(t-x) & \Delta < (t-x) < 2\Delta \\ e^{-\alpha(t-x-2\Delta)} - 2e^{-\alpha(t-x-\Delta)} + e^{-\alpha(t-x)} & 2\Delta < (t-x) \end{cases}$$

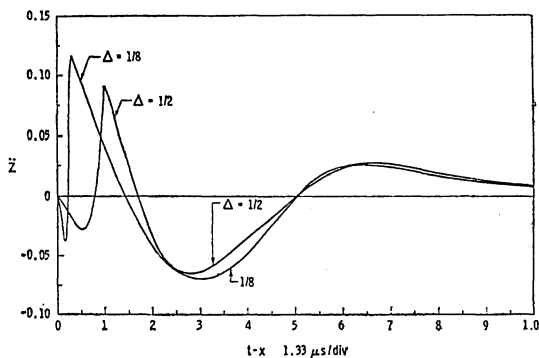
ここで、 $4\pi\sigma_0 = \alpha y(x)I(\alpha)$ と書くことにすると、conductivity の dipole 成分は

$$4\pi\sigma_1 = \frac{1}{2}x^2 \frac{\lambda}{H} 4\pi\sigma_0 - 2x \frac{\lambda}{H} y(x)\alpha^2 \frac{\partial}{\partial \alpha} I(\alpha). \quad (48)$$

$\partial I(\alpha)/\partial \alpha$ の結果は省略する。結局これらを(49)~(50)式に代入して前章と同様な数値積分をすることになる。

3.2. 電磁界の波形

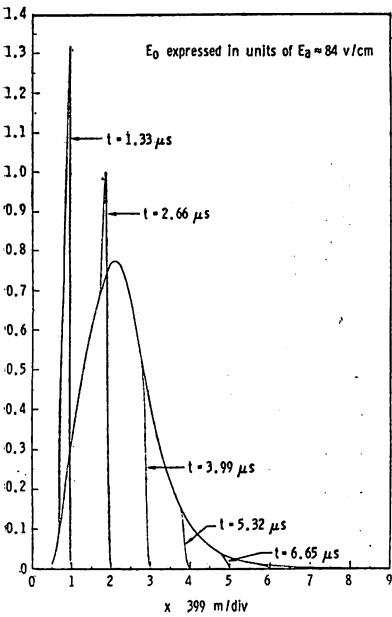
まず、(8)式で表わされる輻射電磁界の $\ddot{Z}(t-x)$ 成分についてその計算結果を第6図に示す。ただし $\Delta = 1/2$,



第6図 輻射電界の \ddot{Z} 成分, Δ は γ 放射パルスの幅にだいたい相等する。 γ yield はともに $Y=1$ ton, 爆発高度 $Z=2$ km

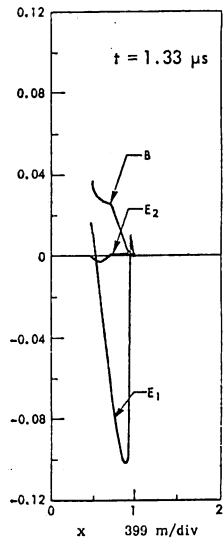
$\Delta = 1/8$ とし、両者とも $Y=1$ である。これをみると、信号の初期の部分に γ 放射関数の形の影響が表われている。信号のピークはだいたい γ 放射が終わったところにある。

次に放射状電界の symmetric part である E_0 の発展する様子を第7図に示す。この E_0 はある漸近値に近づく波形になっているが、これは ion conductivity を省

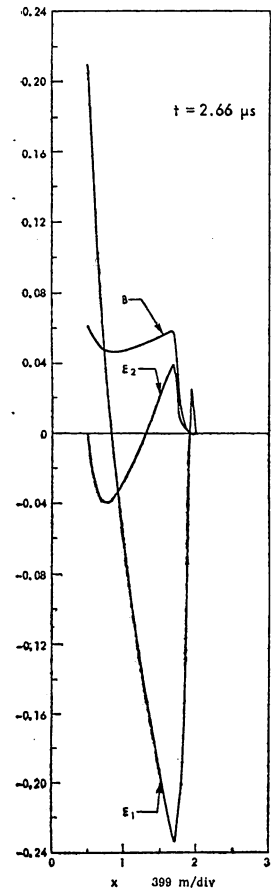


第7図
半径方向電界のなかの、球対称成分 E_0 、各種の時間に対する位置の関数として示してある。 $d=1/8$ 電界は漸近値に近づく形を示しているが、これは ion conductivity を省略したためである

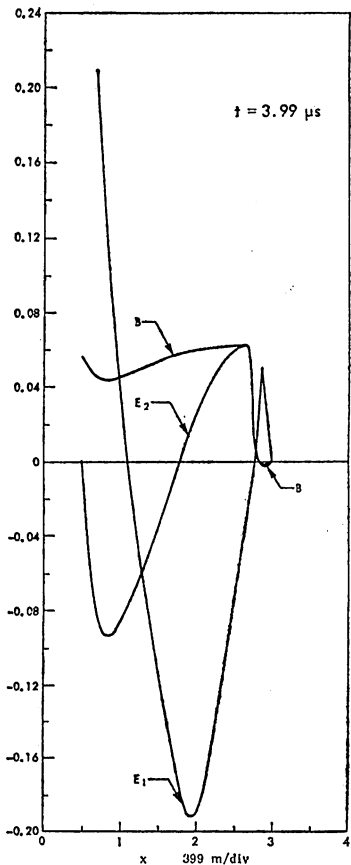
略したためである。第8図 (a)~(g) までは信号が時間的に発展している状態を示したものである。ただしすべ



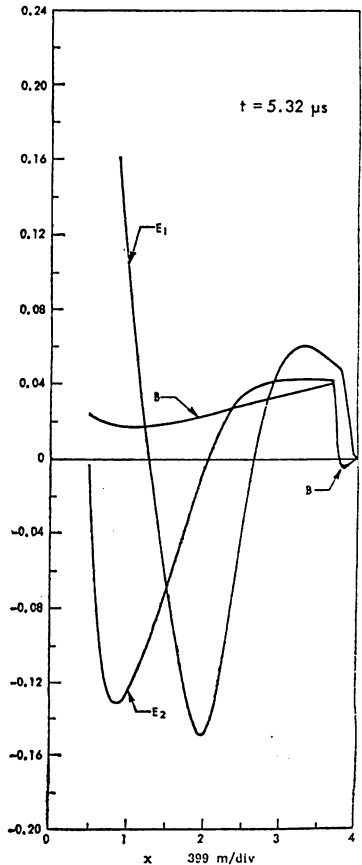
第8図(a) dipole field. $d=1/8$
 $t=1.33\mu s$, $Y=1\text{ ton}$,
 $Z=2\text{ km}$.
 $E_1 E_2$ および B は $E_0 \approx 0.28$
cgs ($=84\text{ V/cm}$ または 0.28
gauss) の単位で目盛っている。
以後の図も同様である



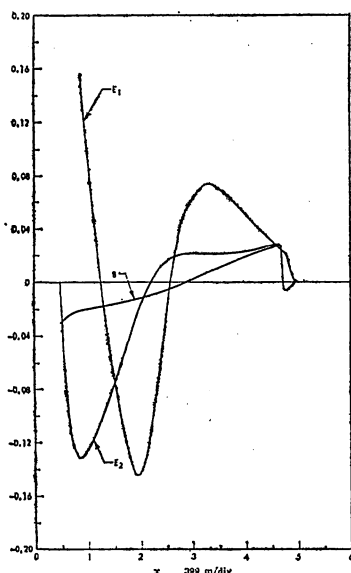
第8図(b) dipole field
 $d=1/8$, $t=2.66\mu s$



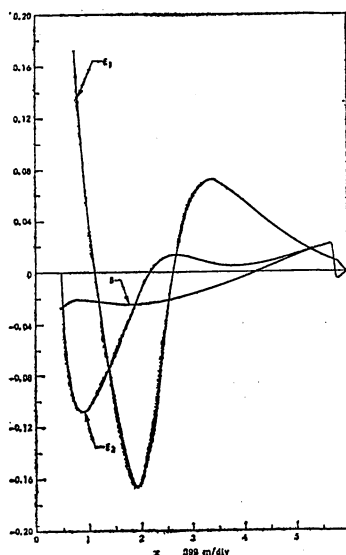
第8図(c) dipole field
 $d=1/8$, $t=3.99\mu s$



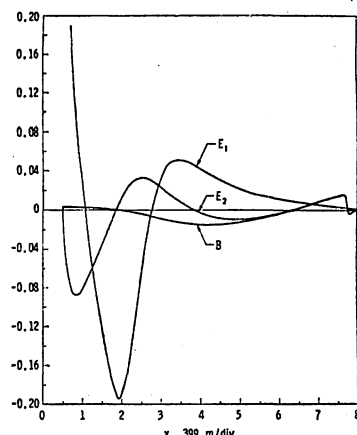
第8図(d) dipole field
 $d=1/8$, $t=5.32\mu s$



第8図(e) dipole field
 $\Delta=1/8, t=6.65 \mu\text{s}$



第8図(f) dipole field
 $\Delta=1/8, t=7.98 \mu\text{s}$



第8図(g) dipole field
 $\Delta=1/8, t=10.64 \mu\text{s}$

て $\Delta=1/8$, したがって γ 放射の持続時間は $\frac{1}{4}\Delta (\sim 0.33 \mu\text{sec})$ であり, この間に照射されている空間は $x=1/4 (\sim 100\text{m})$ である。前に述べたように, ion conductivity は省略したので, electron conductivity のみが γ 放射パルスと直接結びつくことになり, さらに電子が O_2 と付着する時間はきわめて短い ($=1/\alpha \sim 10^{-8}\text{sec}$) から, γ 放射パルスが通過したあとの電離領域は, そのパルス終端からせいぜい数 $m (=c1/\alpha \sim 3\text{m})$ である。しかし実際には ion conductivity が存在するし, また γ 放射パルス自体がもっと尾を引いた形のものであろうから, このように早く conductivity が消失することなくもう少し長く持続するであろう。

4. 考察および結語

核爆発といういかにも複雑なからくりがあるように想像しがちであるが, 爆発までは確かにそうであるとしても, ここでとりあげている電磁波の発生ということになるとその本質は photo-ionization であって, その限りでは核爆発との関連はうすいといってよい。ただ核爆発では prompt γ 放射線を多量に, かつ瞬時に放出するという点でこの photo-ionization と結びついている。しかし逆に核爆発にともなう電磁波の発生機構は photo-ionization 以外になり得ないのかということになると不明であって, むしろここではある観測結果を最もつごうよく満足する原因が photo-ionization であったというに過ぎない。

電磁波の発生一要は電流の時間的変化があることを説明すればよいのだが, 再度発生機構の定性的な説明をす

ると次のようになる。

γ 放射線の平均エネルギーは $h\nu \approx 10^6\text{eV} (1/\nu \approx 0.01\text{\AA})$ が最も多いとすると, この光の減衰は Compton 散乱が支配的であって, さらに多重散乱は少ないとして省略すると1個の γ photon は大気中の中性分子の1個の電子を完全衝突 (photon のもつエネルギーが全部この電子に移る) の形ではじき出す。これは Compton 散乱の特殊な場合に相当するので, このようにして発生した電子を Compton 電子と呼ぶ。つまり1個の photon の消滅 (完全減衰) に対応して1個の Compton 電子が生ずる。この Compton 電子はその平均自由行程 ($l \approx 300\text{m}$) の間で中性分子と衝突して, それぞれ ν 個の正イオンと二次電子とを生成する。この過程は air shower (または cosmic shower) と類似していると思えばよい。このようにして photo-ionization によって電荷分離が行なわれて電流が生ずる。ただこの電流の空間分布が半径方向上にあって大きさが点対称であつたら, すべて打消されて全体として電流が流れたことにならないので, ある方向に片寄っていたとする。すなわち軸対称であつたとするとその軸上に打消されない成分が残って, これは等価的にこの軸上に dipole を置いた形になる。つまり電磁波の発生条件として photo-ionization とともに, この空間分布が asymmetry (軸対称的な非対称) であることがあげられる。ただ問題なのはこのようにしてできた電離電荷の中和過程であって, これは電流の時間的変化と関連してくるにちがいないと思われる。Kompaneets と Gilinsky とは電荷分離までは同一であるが中和の過程で考えを異にしている。最初に核爆発からの電磁波の

輻射機構を発表した Kompaneets の場合は電流の主体はイオン電流であるとしている。すなわち(5)式の過程をとばして(7)式からスタートしているのをみてもわかるように、二次電子は再結合より付着過程が圧倒的に早く ($1/\alpha \approx 10^{-8}$ sec, $1/\epsilon \approx 10^6$ cm⁻¹ sec) 生成したと同時に負イオンにしてしまっているのは、時間の測りはじめを爆発後 10^{-8} sec に置いていることからわかる ($t_0=0$)。したがって、電流はイオンの再結合過程のみとして取扱っているのが電子電流より反応速度は遅く (易動度のちがいはる) 発生する電磁波も第4図にみられるように、第3図より変化がゆるやかで波長の長い damping をなしている。また振動の方向も正反対になっている。

これに対して Gilinsky は Kompaneets が無視した電子の中和過程においてすでに Kompaneets が提案しているていどの電磁波の輻射があることを指摘している。ただし Gilinsky の電子電流は二次電子だけでなく Compton 電子も加わっている点が両者のちがいの第2点である。この結果が前記とは逆になって第3, 6図のように変化が早くやや振幅が大きい damping をなしている。Gilinsky は(5)(6)式を数値計算してイオンと電子の conductivity が同程度になるのは $(t-\pi) \approx 10 \mu$ s, つまり光が π の点に到達してから約 10μ s 後であり、これより以前では電子電流が優勢であり、これよりあとでは電子の付着過程が進んでイオン電流が支配的になることをいっている。すなわち radio flash の最も初期の部分の説明するには電子電流を着目すればよく、その点においてかれはイオン電流を省略している。というよりイオンの動きは凍結したままになっていて、数式的にはこのイオン電界は、全電子の付着過程によって生ずる最終的漸近値になっている (前述第7図参照)。

電流の有効成分が前述のように軸上にあつて dipole をなしているとなると解の形も既知の Hertz dipole の解と一致すると考える。するとこの解の中で未知項は dipole moment であつて、ことに遠距離の場合は(8)式のようにこの二次微分のみになってくる。したがって解の方針としては、両者とも現象方程式の中からこの dipole moment の二次微分を数値計算している。これをグラフにしたのが第5, 6図 (Gilinsky による) および第4図 (Kompaneets による) であつて、 $\pi \geq 10$ すなわち爆心より 3 km 以上離れたある地点での電磁界の時間的変化を示している (正確には(8)式にその地点の π , θ を代入する)。ただし第3, 4図の場合は γ photon の放射の時間的変化が第5図 (I) によって生じ、第6図は (II) に対応している。Yield が大きいほど振幅も大きいし波長も長くなっている。ただし縦軸に関してはガウス単位ではあらうが単位変換のこともあつて詳細は不

明である。また電磁波の発生条件として必要であつた asymmetry の影響は結果にあまり出てこない。それは爆発の asymmetry なり大気の inhomogeneity にしても極端な偏りは実際上あり得ないことで、そこで考え得る範囲で ϵ を変えてみてもパラメータとして取り上げるほどの変化は与えないから省略してあるのではないかと思われる。

第7図以降はすべて Gilinsky の示したもので、第5図 (II) によって生ずる爆心近距離での電磁界の発展の模様を示している。たとえば、爆発後 $t=1.33 \mu$ s では光は 399 m ($X=1$) にあつてこのときの0から1までの電磁界の距離変化を示したものである。ただ第7図のみは異なつた t のグラフを同一図中に記入してある。この E_0 は電流分布が asymmetry であるときの symmetry 成分の電界であつて、光の通過直後にピークがあり、すぐに ($t=1/8$ sec 後) に減少している。そのピークも距離とともに減少する ((7)式参照)。図中のゆるやかな曲線はイオンの消滅過程を省略したために計算上で生じたイオン電界であつて、電子の付着過程の最終的な状態で、イオン電界に移り変わるつまりイオンの消滅のスタート時の電界であると考えられる。Gilinsky はこれより大気の爆発による電離領域すなわち plasma region を球半径 $X=3\sim 4$ ($\approx 1.2\sim 1.6$ km) とみている。第8図は E_1 , E_2 , B の距離特性であつて、光が進行するにしたがつてどのように発展していくかを示している。 E_1 , B は $t=2.66 \mu$ s まで増大してその後は減少するが、 B は全体としての変化は少なく、ことに $t=3.99 \mu$ s ころから光の直後は $B<0$ となつて電流の反転が現われる。また $t=6.65 \mu$ s の B から電流の反転・振動があることがわかる。これら E_0 , E_1 , E_2 , B の変化を(15)~(17)式の形で合成したものが近距離での電磁界の全ぼうであらうが、遠距離になると $E_0=E_2 \sin \theta \approx \ddot{Z}/\pi \sin \theta$ から第8図中の E_2 成分の時間的延長上に第7図があると考えてよいであらう。

以上から核爆発によって生ずる電磁波の波長、波形、距離および時間特性などのオーダや傾向は汲みとれるが、より具体的なことになると原文にも触れてないし筆者自身勉強不足でなんともいえない。しかし Kompaneets にしても Gilinsky にしても、これまでみたとおり一長一短があり、実際現象としてはこの両者の組合わさつた形を想像せねばならないので、この点からしてもこれらの論文からあまり具体的な数値を出しても価値がうすいのではないであらう。

参 考 文 献

- (1) Pierce, E.T., Nuclear Explosion Phenomena and Their Bearing on Radio Detection of the Explosions, Proc. IEEE., 53, No. 12, p. 1994, Dec. 1965.
- (2) Kompaneets, A.S., Radio Emission from an Atomic Explosion, Soviet Physics JETP., 35 (8), No. 6, p. 1076, June 1959.
- (3) Gilinsky, V., Kompaneets Model for Radio Emission from a Nuclear Explosion, Phys. Rev., 137,, No. 1A, p. A50, Jan. 1965.
- (4) Gilinsky, V., and Peebles, G., The Development of a Radio Signal from a Nuclear Explosion in the Atmosphere, JGR., Space Phys., 73, No. 1, p. 405, Jan. 1968.