

■S4 群 (宇宙・環境・社会) - 2 編 (電磁環境)**4 章 放電と電磁雑音**

(執筆者：藤原 修) [2010年4月 受領]

■概要■

静電気放電 (ESD) で生ずる一過性の電磁雑音は、マイクロ波帯にも及ぶ広帯域の周波数スペクトルを含み、電気電子機器に電磁障害をもたらす。それ故に ESD に対する機器イミュニティの重要性が叫ばれ、国際電気標準会議 (IEC) では、ESD に対する機器イミュニティの試験法を規定している。しかしながら現場においては、イミュニティ試験をクリアしても機器の誤動作事例は相変わらず報告され、試験に際しても機器への直接的な ESD よりも機器から離れた場所で生ずる ESD のほうが深刻な障害を引き起こし、その程度は ESD の発生電圧には必ずしも並行せず低電圧 ESD の方がかえって大きい場合も存在するという。また、帯電金属体の衝突で生ずる ESD 電磁界はそうでない場合よりも広い周波数スペクトルをもつなどの奇妙な事例も知られている。

本節では、こうした疑問に答えるために ESD 現象に基づく機構モデルを述べ、これによって誘導される電磁界の表式から上述の特異現象を説明し、同モデルの妥当性を ESD 電磁界の測定事例で示す。

■S4 群 - 2 編 - 4 章

4-2 静電気放電

(執筆者：藤原 修) [2009年6月 受領]

4-2-1 はじめに

ユビキタスネットワーク社会の到来で小型軽量かつ高速大容量の携帯情報端末が必需品となり、その需要が急増している。しかしながら、これらのハイテク情報機器は電磁雑音に対して意外に脆く、その誤動作の多くは静電気放電 (ESD : Electrostatic discharge) で発生する一過性の電磁界によって引き起こされる。特に、金属パイプ椅子、搬送ロボットなどの帯電金属体の ESD は、離れた場所での機器システムに強い電磁障害作用を及ぼすことが知られており、今日ではハイテク情報機器の深刻な電磁干渉源として知られている。しかしながら、その発生機構には不明の点が多く、例えば、この種の ESD が帯電人体からの直接的な ESD よりも機器システムに対して強い電磁障害作用を及ぼすこと、その程度は ESD の生起電圧には必ずしも並行せず、千ボルト以上よりもそれ以下の低電圧 ESD の方が逆に大きい場合が存在すること、運動に伴う帯電金属体の衝突で生ずる ESD 電磁界はそうでない場合よりも広い周波数スペクトルをもつこと、などの奇妙な事例が特異現象として報告されている¹⁾。このような現象は関連業界においては以前から指摘されていたところであるが、ESD 電磁界の解析的研究²⁾⁻⁷⁾が進み、上述の特異現象も学会誌上において、その存在がようやく認識されるようにはなったものの、測定の困難さから本質の解明までは至っていない。

ここでは、点電荷の電気双極子を対象とした ESD の機構モデルと、これによって発生する過渡電磁界の時間領域表式を示す。次に、火花電流の放電特性から上述の特異現象を説明し、ESD で生ずる電磁界の測定事例を述べる。

4-2-2 ESD の機構モデルと発生電磁界

ESD とは、帯電や静電誘導で電位の異なった二つの物体が接触することによって起こる電荷の急峻な移動をいうが、一般には電界集中が引き起こした局所的な火花放電を指す場合が多い。この観点から ESD 現象を捉えると、帯電物体が ESD を引き起こすので、その現象が起こる直前の部位は必ず電気双極子の状態にあるとよい。簡単のために、帯電物体を点電荷に置き換え、帯電量 $\pm q$ の双極子が距離 l 隔てた状況下で放電したと仮定する。この様子を図 4-2・1(a) に示す。

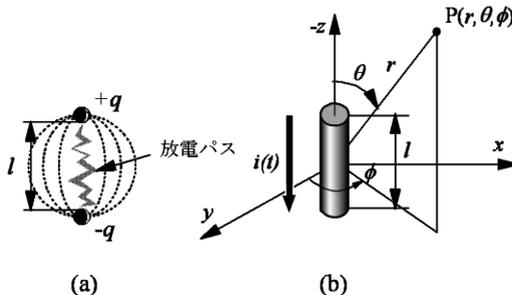


図 4-2・1 電気双極子(a) とダイポールモデル(b)

火花放電が生じ電流が流れ始めた状態を図 4-2・1(b) に示すように長さ l の電流ダイポールでモデル化すれば、この場合の発生電磁界は電流の関数で理論的に誘導できる。いま、ダイポール電流 $i(t)$ を単発の衝撃波とし、電流ピーク値を I_m 、公称継続時間（電流が流れ続ける実効的な時間）を τ とすれば、 $q = I_m \times \tau$ となり、したがってダイポール電流 $i(t)$ は

$$i(t) = I_m \cdot F\left(\frac{t}{\tau}\right) \quad (1)$$

と表される。ここで、 $F(\cdot)$ は波形面積が 1 の無次元関数である。そのとき、図 4-2・1(b) の点 P における発生電界の r 方向と θ 方向の成分をそれぞれ $E_r(t)$ 、 $E_\theta(t)$ 、発生磁界の ϕ 方向成分を $H_\phi(t)$ とすれば、これらは

$$\left. \begin{aligned} E_r(t) &= \frac{q\ell}{2\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{r^3} \cdot \int_{\frac{t-r}{c\tau}}^{\infty} F(\zeta) d\zeta + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{1}{c\tau} \cdot F\left(\frac{t-r}{\tau} - \frac{r}{c\tau}\right) \right\} \cdot \cos\theta \\ E_\theta(t) &= \frac{q\ell}{4\pi\epsilon_0} \left\{ \frac{1}{r^3} \cdot \int_{\frac{t-r}{c\tau}}^{\infty} F(\zeta) d\zeta + \frac{1}{r^2} \cdot \frac{1}{c\tau} \cdot F\left(\frac{t-r}{\tau} - \frac{r}{c\tau}\right) + \left(\frac{1}{c\tau}\right)^2 \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial F\left(\frac{t-r}{\tau} - \frac{r}{c\tau}\right)}{\partial\left(\frac{t-r}{\tau} - \frac{r}{c\tau}\right)} \right\} \cdot \sin\theta \\ H_\phi(t) &= \frac{q\ell}{4\pi\tau} \left\{ \frac{1}{r^2} \cdot F\left(\frac{t-r}{\tau} - \frac{r}{c\tau}\right) + \frac{1}{c\tau} \cdot \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial F\left(\frac{t-r}{\tau} - \frac{r}{c\tau}\right)}{\partial\left(\frac{t-r}{\tau} - \frac{r}{c\tau}\right)} \right\} \cdot \sin\theta \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

と与えられる⁷⁾。式(2)の各電界成分において、右辺第1項は静電界、第2項は誘導電界、第3項は放射電界と呼ばれる。なお、静電界は電流の積分波形、誘導電界は電流波形、放射電界は電流の微分波形にそれぞれ比例するが、静電界は放電点から距離の3乗、誘導電界は距離の2乗、放射電界は距離に反比例して減衰することが知られる。このことは、ESDの発生電界は放電点から離れるほど放射電界が優勢となって波形が鋭くなり、距離減衰の程度は緩やかになることを意味する。更に、放射電界は放電電流の微分波形に比例するので、波形は放電電流のそれよりも鋭く、それだけ周波数スペクトルは広帯域に広がる。

なお、図 4-2・1(a) の電気双極子が放電しなければ、放電点から遠方の静電界は

$$\left. \begin{aligned} E_r &\approx \frac{q\ell}{2\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\cos\theta}{r^3} \\ E_\theta &\approx \frac{q\ell}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\sin\theta}{r^3} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

と近似的に与えられ、これらは式(2)の電界で $t=0$ とした静電界に一致することが確かめられる。

4-2-3 火花電流と ESD 界の特異特性

(1) 火花電流と界特性

式(1)の電流波形を表す関数 $F(\cdot)$ は、放電パスの火花抵抗を導入することで具体的に求められる。例えば、Rompe-Weizel によれば火花長 l の火花抵抗 $r(t)$ は、火花電流を $i(t)$ として、

$$r(t) = \frac{\ell}{\sqrt{\frac{2\alpha}{p} \int_{-\infty}^t i(\zeta)^2 d\zeta}} \quad (4)$$

と与えられる⁷⁾。ここで、 p は圧力、 α は放電部位を取り囲む雰囲気の種類や圧力、及び火花の温度に依存して定まる定数であり、大気圧の空気中では $\alpha \approx 1.1 \text{ atm} \cdot \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ である。いま、図 4-2-1(a) で ESD 電圧を V_s とすれば、式(4)から電流ピーク値 I_m と電流波形を表す関数 $F(\cdot)$ は、それぞれ

$$\left. \begin{aligned} I_m &= \frac{q}{\tau} = \frac{q}{3\sqrt{3}} \cdot \frac{\alpha}{p} \left(\frac{V_s}{\ell} \right)^2 \\ F(x) &= \frac{3\sqrt{3}}{2} \cdot \frac{e^{3\sqrt{3}(x-x_0)}}{\left[1 + e^{3\sqrt{3}(x-x_0)} \right]^{1.5}} \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

と解析的に誘導される^{4),7)}。これらの式から ESD による発生電磁界の特異的な性質が導かれる。例えば、図 4-2-1(b) の xy 平面上 ($\theta = \pi/2$) における静電界、誘導電界、放射電界のピーク値の距離依存⁸⁾を示すと図 4-2-2 のようになる。ただし、横軸は放電点からの距離 r を $c\tau$ (c : 光速) で規格化して表しているが、例えば $r = c\tau$ は、火花電流が流れている間に放電点から発生した電波が光速 c で到達する距離に相当する。また、縦軸は相対電界のピーク値である。この図から、放射電界は、 $r > 0.54 \times c\tau$ の領域では誘導電界、 $r > 0.73 \times c\tau$ の領域では静電界よりもそれぞれ優勢となる。結局、 $r > c\tau$ の領域では放射界が支配的だとしてよいことになる。例えば、火花電流の実効的な継続時間 τ が 100 ps であれば、火花点からわずか $c\tau = 3 \text{ cm}$ 離れると放射界が優勢となる。

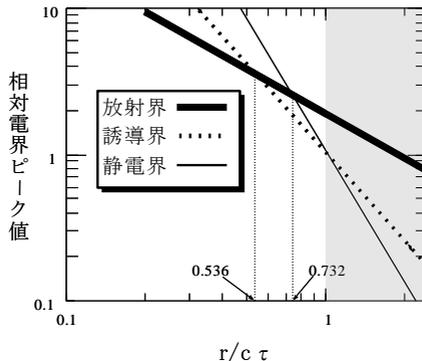


図 4-2-2 電界ピーク値の距離依存性

(2) 界の特異性

式(5)から、 $I_m \propto q(V_s/l)^2$ となるので、電流ピーク値は帯電量 q と放電開始時の電位傾度 (V_s/l) の2乗値との積に比例することがわかる。また、図4-2-1(b)に示した点Pでの静電界、誘導電界、放射電界のピーク値をそれぞれ E_S 、 E_I 、 E_R とすれば、式(2)から

$$\left. \begin{aligned} E_S &\propto ql \left(\frac{V_s}{l} \right)^0, \\ E_I &\propto ql \left(\frac{V_s}{l} \right)^2, \\ E_R &\propto ql \left(\frac{V_s}{l} \right)^4 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

という関係を誘導できる（静電界を除けば、磁界についても同じ関係が得られる⁸⁾）。これらの関係から、次の結果が得られる。パッシェン則によれば、静止物体では、 q が大きいほど長い l で放電し、結果として V_s は増加するのに対し、 (V_s/l) は逆に減少することが知られている。それ故に、静電界は q に比例し、 V_s が高いほどレベルも高くなる。しかしながら、誘導界や放射界は (V_s/l) の累乗で寄与するために q または V_s には必ずしも比例しない。運動物体では、放電体への接近速度が大きいほど放電時の電流波形の立ち上がりが急峻になることが知られている⁹⁾。このことは放射界（電流の微分波形に比例）が帯電物体の速度に並行して増大することを意味し、結局、運動物体では (V_s/l) が静止時の場合よりも増大することで誘導界や放射界のレベルが増加するものと推察できる。

4-2-4 ESD 界の測定事例

図4-2-3はWilsonとMaが行った間接ESDの有名なモデル実験²⁾を示す。彼らは、図4-2-3(a)のようにグラウンド板上に半径4mmの金属球を近接配置し、これにESDシミュレータで火花を飛ばしたときの発生電界を、放電点から1.5m離れたグラウンド板上の点で測定している。

図から、火花電流や電界のピークは放電電圧には必ずしも比例していないこと、そのレベルは4kV放電で最大となり、電流では25A、電界では150V/mにも達していること、などがわかる。このことは、彼らの実験モデルでは4kVのESDが電子機器に対して最も強い電磁障害作用を及ぼすことを意味している。なお、発生電界は、放電電流の測定波形をダイポール電流と仮定すれば図4-2-3(b)のモデルから計算でき、これを図中の細線で示している。計算波形が発生電界の測定波形におおよそ一致していることから、図4-2-3(b)は図4-2-3(a)の放電モデルとして妥当であることを意味する。また、この場合の発生電界は、図4-2-3(b)のモデルで式(5)のダイポール電流として測定波形ではなく、式(5)の計算波形を仮定しても求められ、 $h \rightarrow 0$ とした結果⁸⁾を図4-2-3(c)、(d)、(e)の点線で示している。火花電流の計算波形は立ち下りの測定波形とはあまりよく一致していないが、これはESDシミュレータの回路容量に蓄積された電荷によるものと推察される。しかしながら、放電電流の計算波形を用いた発生電界の計算波形は測定波形に大体一致していることがわかる。なお、文献10)によれば、金属体の存在は発生電磁界を増幅させることが判明し、球体サイズと界レベルとの関係が理論的に明らかにされている。任意形状の金属体ではダイポールモデルは適用できず、こ

の場合の ESD 界は数値計算に頼らざるを得ない。帯電した金属球や金属棒の ESD に対しては有限差分時間領域 (Finite Difference Time Domain : FDTD) 法を用いた計算機シミュレーションの試み¹¹⁾⁻¹³⁾がある。

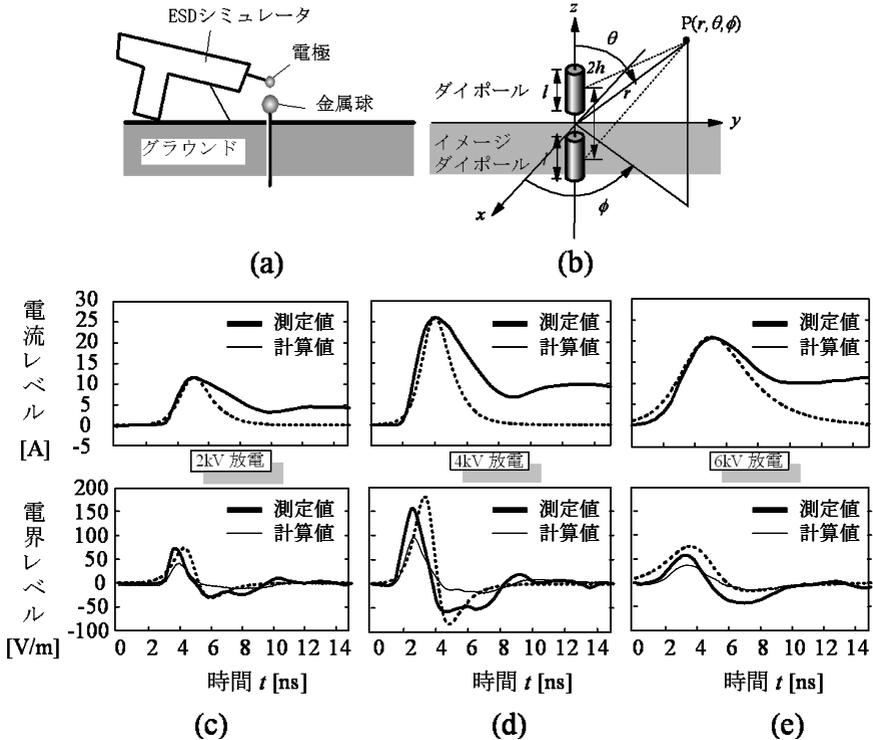


図 4-2-3 ESD のモデル実験

4-2-5 むすび

ESD 現象を点電荷の電気双極子と火花電流のダイポールとの組合せモデルで捉え、ESD にまつわる特異的な現象を説明した。ESD による発生電磁界は帯電量や放電電圧よりは「放電開始時の電位傾度」に強く依存し、それが ESD 界を決定する際の重要なパラメータとなる。帯電物体の運動は、「放電開始時の電位傾度」に影響を及ぼすもので、ESD 現象の本質的なパラメータではないと考える。むしろ、現実には起きている ESD は一層複雑であり、本節で述べた単純モデルですべてを説明できるものではない。

ESD 現象自体は単純明快である半面、放電体の接近速度と「放電開始時の電位傾度」との関係、放電時の電流分布と発生電磁界との関係、金属体構造物と発生電磁界との関係、発生電磁界と電子機器との電磁氣的結合、など解決すべき問題が多岐にわたり、これらの課題を放電現象の測定法と計算機シミュレーション技法をともに確立しながら着実に研究・解明しない限り、ESD の電子機器に対する電磁脅威は膨らむ一方であろう。

■参考文献

- 1) 本田昌實, “金属物体で発生する静電気放電(ESD)の脅威,” 電子情報通信学会誌, vol.78, no.9, pp.849-850, Sep. 1995.
- 2) P. F. Wilson and M. T. Ma, “Field radiated by electrostatic discharges,” IEEE Trans. Electromagnetic Compatibility, EMC-33, 1, pp.10-18, Feb. 1991.
- 3) 馬杉正男, “電気ダイポールモデルによる静電気放電の過渡応答解析,” 電子情報通信学会論文誌, vol.J75-B-II, no.12, pp.981-988, Dec. 1992.
- 4) O. Fujiwara and N. Andoh, “Analysis of transient electromagnetic fields radiated by electrostatic discharges,” IEICE Trans. Commun., vol.E76-B, no.11, pp.1478-1480, Nov. 1993.
- 5) D. Pommeremke, “Transient fields of ESD,” Proc. EOS/ESD Symposium EOS-16, pp.150-160, Sep. 1994.
- 6) S. Ishigami, R. Gokita, Y. Nishiyama, I. Yokoshima and T. Iwasaki, “Measurements of fast transient fields in the vicinity of short gap discharges,” IEICE Trans. Commun., vol.E78-B, no.2, pp.199-206, Feb. 1995.
- 7) O. Fujiwara, “An analytical approach to model indirect effect caused by electromagnetic discharge,” IEICE Trans. Commun., vol.E79-B, no.4, pp.483-489, Apr. 1996.
- 8) 藤原 修, “ESD 現象をとらえるソースモデルと界特性,” 電子情報通信学会誌, vol.78, no.9, pp.851-852, Sep. 1995.
- 9) B. Daut, H. Ryser, A. Ggerman and P. Zweiacker, “The correlation of rising slope and speed of approach in ESD testing,” Prod. 7th International Zurich Symposium on EMC, pp.461-466, Mar. 1987.
- 10) 藤原 修, 堀 武雄, “帯電金属球間の火花放電による発生電磁界のレベル推定,” 電気学会論文誌 C, vol.118-C, no.1, pp.9-14, Jan. 1998.
- 11) 藤原 修, 川口 慶, “帯電金属体の火花放電による発生電磁界の FDTD 解析,” 電子情報通信学会論文誌, vol.J81-B-II, no.11, pp.1066-1072, Nov. 1998.
- 12) 藤原 修, 奥田弘一, 福永 香, 山中幸雄, “金属球体間の火花放電による発生電磁界の FDTD 計算,” 電子情報通信学会論文誌, vol.J84-B, no.1, pp.101-108, Jan. 2001.
- 13) 藤原 修, 世古秀明, 山中幸雄, “静電気放電の火花抵抗則に基づく発生電磁界の FDTD 計算,” 電子情報通信学会論文誌, vol.J85-B, no.9, pp.1644-1651, Sep. 2002.