

2次元電磁粒子シミュレーションによる 月周辺の電場構造の解析

木村 進矢, 中川 朋子 (東北工大)

1 序論

月は誘電体で構成されており、地球のように強い固有磁場がないので太陽風が月に当たると太陽風の粒子は月表面に吸着され、月の下流にはプラズマが入り込めないウェイクと呼ばれる領域ができる [1]。月のウェイクは Explorer 35 衛星、Wind 衛星、Lunar Prospector 衛星などにより観測されており、例えば Wind 衛星が月から $6.5R_L$ 後方 (R_L は月の半径) のウェイク中を通過したとき、ウェイク中の粒子密度は太陽風中と比べて $1/100$ ほど減少していた [2]。

ウェイクの境界では、内向きのイオンビームが観測されている [2]。これはイオンよりも熱速度が高い電子が、先にウェイクに入り込むことによりウェイク境界に内向きの電場を作り、その結果イオンが加速されるからである。Ogilvie et al. はイオンビームの観測からウェイク境界の電場はおよそ 0.2mV/m と報告した [2]。Wind 衛星 [3] と探査機 NOZOMI [4] はウェイク境界の電場に跳ね返された電子を観測しており、Wind の観測から太陽風中とウェイク中には 442V の電位差があると考えられる [3]。ウェイクをシミュレートした例もあり、Farrell et al. [5] や Birch and Chapman [6] は 1次元粒子法でウェイク境界の電場の存在を示した。

従来観測された電場強度では説明がつかない報告がある。人工衛星 GEOTAIL は、月や月のウェイクと磁力線につながったとき 1Hz 付近に磁場の変動を観測した [7]。これは月周辺で励起されたホイッスラー波が磁力線上を伝わり、GEOTAIL に達したものだと考えられる。このホイッスラー波がウェイクを抜けた電子と共鳴したのなら、ウェイク境界に 1kV くらいの電位差、すなわち 28mV/m で厚さ 20km ほどの電場が必要である [8]。しかしこのように強い電場は報告されていない。月の近くの調査としては、Lunar Prospector 探査機が月から高度 $20\text{-}150\text{km}$ で 6000 回周回して電子の粒子観測を行なった例があるが [9]、この観測でも 28mV/m ほどの電場は見つかっていない。

そこで本研究では月の表面付近に注目して、シミュレーションによって電場構造の解析する。月の表面付近では、太陽風粒子が月表面に吸着するという効果が重要である。また月の脇からウェイク領域に流れ込む粒子の動きを正確に再現するためには月を丸く考える必要がある。Guio and Pécseli [10] は、2次元全粒子法によってウェイクを再現したが月の帯電は考慮していなかった。Trávníček et al. [11] は2次元のハイブリッドコードによりイオンの帯電を考えて計算したが、電子は流体として扱っていたので完全な月の帯電は考えられなかった。そこで本研究では月の形を丸くするために領域を2次元にとり、月への帯電を考慮するために電子とイオンの両方を粒子として扱い計算をする。

2 計算方法

太陽風が月の表面に当たると、太陽風粒子は月の表面に吸着すると考えられるので、本シミュレーションでは月にぶつかった粒子を表面で固定した。このような粒子の動きを扱うには粒子を1つずつ計算する必要があるため、プラズマの計算には全粒子法である ElectroMagnetic 2D コード [12] を用いた。

i 番目の粒子の位置 r_i と速度 v_i を、運動方程式

$$m_i \frac{dv_i}{dt} = q_i (\mathbf{E}_j + \frac{v_i \times \mathbf{B}_j}{c}) \quad (1)$$

$$\frac{dr_i}{dt} = v_i \quad (2)$$

で計算する。ここで m_i は粒子の質量であり、 q_i は粒子の電荷である。そのあと j 番目のグリッドの電流 \mathbf{J}_j と電荷密度 ρ_j を、粒子の位置と速度により次式

$$\mathbf{J}_j = \sum q_i v_i \quad (3)$$

$$\rho_j = \sum q_i \quad (4)$$

で求める。 j 番目のグリッドの電場 \mathbf{E}_j と磁場 \mathbf{B}_j は Maxwell の方程式

$$\frac{d\mathbf{E}_j}{dt} = c \nabla \times \mathbf{B}_j - \mathbf{J}_j \quad (5)$$

$$\frac{d\mathbf{B}_j}{dt} = c \nabla \times \mathbf{E}_j \quad (6)$$

で計算し、最後に $\nabla \cdot \mathbf{E} = \rho$ が成り立つように、修正項 ϕ_{cj} を次式

$$\nabla^2 \phi_{cj} = \nabla \cdot \mathbf{E}_j - \rho_j \quad (7)$$

により求めて \mathbf{E}_j を $\mathbf{E}_j - \nabla \phi_{cj}$ で補正する。式 (7) は計算を高速にするために FFT によるスペクトル法によって計算した。この計算は、式 (7) の右辺を $\rho_c(\mathbf{r}) = \nabla \cdot \mathbf{E} - \rho$ とおいたとき、 $\rho_c(\mathbf{r})$ をフーリエ変換して $\rho_c(\mathbf{k})$ にしたあと、次式

$$\phi_c(\mathbf{k}) = \frac{\rho_c(\mathbf{k})}{k^2} \quad (8)$$

に展開して電位 ϕ_{cj} を求める方法である。

月の脇からウェイク領域に流れ込む粒子の動きを正確に再現するためには、月の丸い形状を考慮する必要がある。そこでシミュレーションの領域を X-Y 平面の 2 次元で $20R_L \times 20R_L$ の領域をとり、領域内に円形の月をおいた。場の境界は、計算に FFT によるスペクトル法を用いているので、周期境界条件になる。X = $-5R_L$ の境界から X 軸の正の方向にイオンと電子の粒子を流して太陽風とする。粒子の境界は、Y 軸方向を周期的に扱い、X の反対側の境界から粒子を取り除くようにした。計算は太陽風粒子を計算領域の全体に撒いて始める。プラズマは X 軸方向に太陽風速度を持っているので、太陽風の流れにより月から X 軸方向にウェイクができる。

実験では、イオンのウェイクの形を忠実に再現したかったので、イオンの熱速度 V_i と太陽風速度 V_0 の比を現実の値に近い $V_i = \frac{1}{8} V_0$ とした。さらに電子の熱速度 V_e を $V_e = 4V_0$

とすると(実際は $6V_0$ くらい)、 $V_e = 32V_i$ となり、電子とイオンの質量比は $m_i/m_e = 1024$ となる。月周辺の GEOTAIL の観測 [7] によると V_e はおよそ $0.01c$ であったが、この値では太陽風速度が遅くウェイク形成まで時間がかかってしまうので、計算時間を短縮するために、実験では $V_e = 0.1c$ とした。このときの V_e とデバイ長 λ_D は現実より 11.3 倍大きくなる。GEOTAIL の観測 [7] からデバイ長 λ_D はおよそ 30m であり、月の半径 $R_L = 1738\text{km}$ と比べると $\lambda_D \ll R_L$ であるので、 λ_D は月の半径より小さくしなければならない。本研究では $\lambda_D = \frac{1}{2}R_L$ として計算した。

今回の計算では、簡単のために光電子と太陽風の背景磁場を考慮に入れていない。

3 結果

太陽風がシミュレーション領域内を 2 周したときの、イオンと電子の密度を図 1 に表す。図 1(a) を見ると、月の下流にウェイクができているのがわかる。イオンは熱速度が太陽風速度よりも低いので、月の真後ろには入り込めない。それに対して熱速度の高い電子は、イオンが入り込めない場所にも入ることができている(図 1(b))。この電子とイオンの密度の違いにより、月の後ろには負の電位構造ができる。図 2(a) を見ると、月の下流が負の電位構造になっていることがわかる。ウェイク中の負の電位構造は、1 次元による粒子シミュレーションの結果 [6] にも現れている。

月のターミネーター域から夜側表面の電位は、ウェイク中よりも激しく負に落ち込んでいる。これは月の裏側表面に帯電した電子によるものである。図 2(b) に示した電場強度を見ると、ターミネーター域には後方のウェイク境界よりも強い電場が現れている。これはターミネーター域が、電子とイオンの両方がぶつかり中性になる太陽側の領域と電子しか到達できずに負に帯電する裏側の領域の境界にあたり、ここに急な電位差が生じるためだと考えられる。月の帯電は衛星の帯電と同じように考えることができるので、光電子やバイアス電流が無い場合、帯電による電位 ϕ_{sc} は次式

$$\phi_{sc} = \frac{kT_e}{q} \ln \left\{ \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{\frac{1}{2}} \right\} \quad (9)$$

のように表される [13]。ここで q は電荷、 k はボルツマン定数、 T_e と T_i は電子とイオンの温度である。GEOTAIL の観測 [7] から電子とイオンの温度を 20eV とし、月の日陰中の帯電による電位を計算すると -150V になる。それに対して図 2(a) では、月の裏側の電位は -9kV とかなり大きく落ち込んでいる。これは、実験では熱速度をおよそ 10 倍(温度は 100 倍)と大きくとって計算したからであり、月の電位が電子の温度に比例することを考えると、現実では -90V に対応し、理論値とほぼ合っていると考えられる。また電場強度は次式

$$E = \frac{\phi_{sc}}{\lambda_D} \quad (10)$$

で与えられ、 V_e に比例するので、本実験で得られたターミネーター域の電場強度 30V/m は、現実の電場強度 3V/m に対応する。これも GEOTAIL の観測値 [7] を式 (10) に代入した値 5V/m とほぼ合っていると考えられる。どちらも GELTAIL で観測したホイッスラー波から予想された電場強度 28mV/m [8] より十分強い。

図3は、 $X=0$ と $X=6R_L$ における電場強度 E を Y に対して表したグラフである。点線は月より $6R_L$ 後方の電場強度である。これを見ると、ターミネーター域にできる電場層の厚さはおおよそデバイ長くらいであることがわかる。ターミネーター域には $6R_L$ 後方のウェイク境界よりおおよそ12倍強い電場ができていた。月周辺の電場を見る上では帯電という効果が無視できないということがわかる。

4 まとめ

月の帯電を考慮に入れたことで、月のターミネーター域にはおおよそデバイ長の厚さで、ホイッスラー波を起こすのに十分な強さのある電場が現れることがわかった。電場強度はおおよそ $3V/m$ であり、 $6R_L$ 後方のウェイク境界より12倍強く、また予想した電場より100倍強い。

参考文献

- [1] Schubert, G., and B. R. Lichtenstein, Observations of moon-plasma interactions by orbital and surface experiments, *Rev. Geophys. and Space Phys.*, 12, 592-626, 1974.
- [2] Ogilvie, K. W., J. T. Steinberg, R. J. Fitzenreiter, C. J. Owen, A. J. Lazarus, W. M. Farrell, and R. B. Torbert, Observations of the lunar plasma wake from the WIND spacecraft on December 27, 1994, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 1255-1258, 1996.
- [3] Farrell, W. M., R. J. Fitzenreiter, C. J. Owen, J. B. Byrnes, R. P. Lepping, K. W. Ogilvie, and F. Neubauer, Upstream ULF waves and energetic electrons associated with the lunar wake: Detection of precursor activity, *Geophys. Res. Lett.*, 23, 1271-1274, 1996.
- [4] Futaana, Y., S. Machida, Y. Saito, A. Matsuoka, and H. Hayakawa, Counterstreaming electrons in the near vicinity of the Moon observed by plasma instruments on board NOZOMI, *J. Geophys. Res.*, 106, 18729-18740, 2001.
- [5] Farrell, W. M., M. L. Kaiser, J. T. Steinberg, and S. D. Bale, A simple simulation of a plasma void: Applications to Wind observations of the lunar wake, *J. Geophys. Res.*, 103, 23653-23660, 1998.
- [6] Birch, P. C., and S. C. Chapman, Correction to "Particle-in-cell simulations of the lunar wake with high phase space resolution", *Geophys. Res. Lett.*, 28, 2669, 2001.
- [7] Nakagawa, T., Y. Takahashi, and M. Iizima, GEOTAIL observation of upstream ULF waves associated with lunar wake, *Earth Planets Space*, 55, 569-580, 2003.
- [8] Nakagawa, T., and M. Iizima, A reexamination of pitch angle diffusion of electrons at the boundary of the lunar wake, *Earth Planets Space*, 58, e17-e20, 2006.
- [9] Halekas, J. S., S. D. Bale, D. L. Mitchell, and R. P. Lin, Electrons and magnetic fields in the lunar plasma wake, *J. Geophys. Res.*, 110, A07222, doi:10.1029/2004JA010991, 2005.
- [10] Guio, P., and H. L. Pécseli, Phase space structures generated by an absorbing obstacle in a streaming plasma, *Geophys. Res. Lett.*, 31, L03806, doi:10.1029/2003GL018461, 2004.
- [11] Trávníček, P., P. Hellinger, D. Schriver, and S. D. Bale, Structure of the lunar wake: Two-dimensional global hybrid simulations, *Geophys. Res. Lett.*, 32, L06102, doi:10.1029/2004GL022243, 2005.
- [12] Birdsall, C. K., and A. B. Langdon, *Plasma physics via computer simulation*, McGraw-Hill book company, 1985.
- [13] Fahleson, U., Theory of electric field measurements conducted in the magnetosphere with electric probes, *Space Sci. Rev.*, 7, 238-262, 1967.

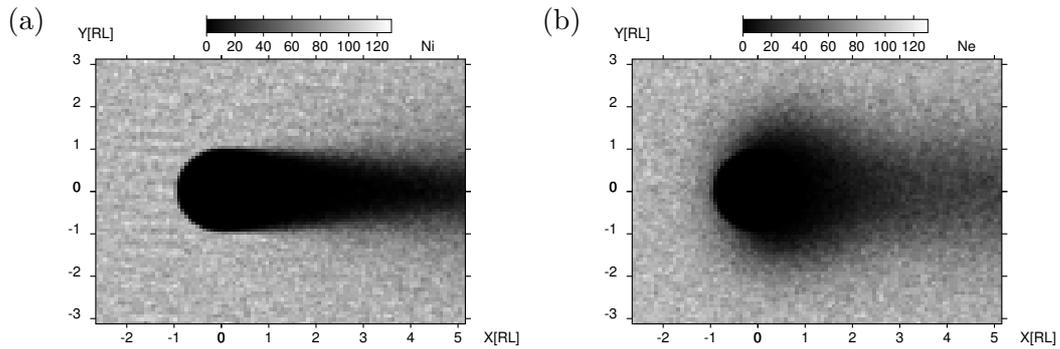


図 1: (a) グリッド当たりのイオンの個数。イオンの熱速度が太陽風速度より低いので、月の後ろに入り込むことができず、ウェイクができていのがわかる。(b) グリッド当たりの電子の個数。熱速度が太陽風速度より高いので、電子はイオンが入り込めない領域にも入り込むことができている。

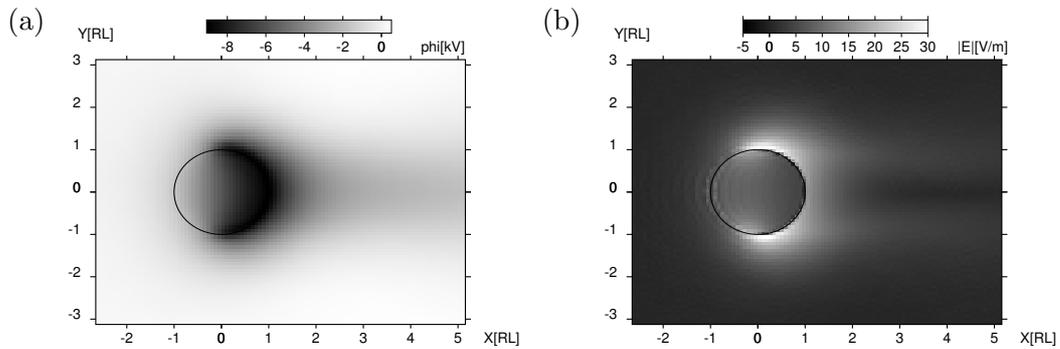


図 2: (a) 電位 ϕ 。月の裏側表面に電子が多く付着することにより、ターミネーター域から裏側表面が負のポテンシャル構造になる。(b) 電場強度 E 。月のターミネーター域に、ウェイク境界の電場より 12 倍強い電場が現れている。

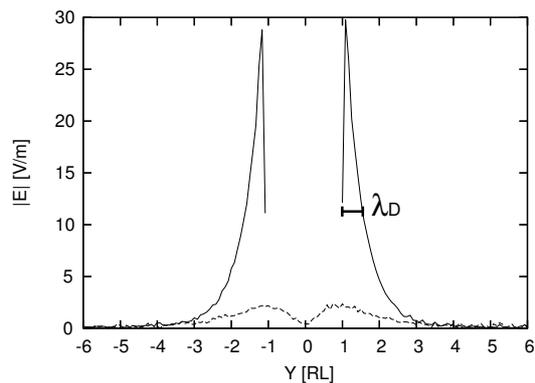


図 3: $X=0$ における電場 E (実線) と、 $X=6R_L$ における電場 (点線)。ターミネーター域にはおよそデバイ長の厚さの電場層ができてい。月から $6R_L$ 後ろの $Y = \pm 1R_L$ の電場 (2 V/m) より、ターミネーター域の電場 (30 V/m) の方が 12 倍強い。