

3次元電磁カスケード B 近似理論

エネルギー流ラテラル分布関数の計算

V. 電子数ラテラル分布関数・電子平均エネルギーラテラル分布関数の計算

新居 誠彦*

A Calculation of Energy-flow Lateral Distribution Function under Approximation B
in Three Dimensional Electron-Photon Cascade Theory.

V. Representations of Electron Number Lateral Distribution and Average
Energy-flow Lateral Distribution Function, under Approximation B.

NII Nobuhiko

Abstract

We evaluate the lateral distribution functions of electron number and of average energy-flow, under Approximation B. And we display their graphs.

Keywords : three-dimensional cascade theory, electron number lateral distribution function, average energy-flow lateral distribution function, Approximation B,

1. はじめに

B 近似の電子数ラテラル分布関数 $\Pi_2(E_0, 0, r, t)$ の数値を求める。第IV稿で得た電子エネルギー流ラテラル分布関数 $\Pi_E(E_0, 0, r, t)$ と組み合わせて単

位電子あたりのエネルギー流ラテラル分布関数 Π_E/Π_2 の数値を求める。結果を図と表に示す。

2. B 近似電子数ラテラル分布関数

電子数ラテラル分布関数を第 I 稿で

得た。

$$\begin{aligned} & \Pi_2(E_0, E, r, t) \\ &= \frac{1}{4\pi^2 i} \int_c \left(\frac{E_0 r}{E_s} \right)^s \frac{ds}{r^2} H_1(s) e^{\lambda_i(s)t} \\ & \times \sum_{i=1}^M \frac{C_i(s)}{\alpha_i(s)^{s/2}} \sum_{j=1}^N D_j(s) \\ & \times \left\{ \Gamma \left(-\frac{s}{2} + 1, \frac{(E + \varepsilon \beta_j(s))^2 r^2}{E_s^2 \alpha_i(s)} \right) \right. \\ & \left. - \Gamma \left(-\frac{s}{2} + 1, \frac{(E_0 + \varepsilon \beta_j(s))^2 r^2}{E_s^2 \alpha_i(s)} \right) \right\}. \quad (2.1) \end{aligned}$$

(i) A 近似式は $\varepsilon = 0$ とみなして得られる。

(ii) B 近似式 (エネルギー閾値ゼロ) は $E \rightarrow 0$ として得られる。不完全ガンマ関数第 2 項における $\varepsilon \beta_j(s)$ は $\varepsilon \ll E_0$ によって省略できる。

ここに記す $C_i(s)$, $\alpha_i(s)$, $D_j(s)$, $\beta_j(s)$ の数値は第IV稿 § 3.1 に与えた。

3. B 近似電子数ラテラル分布関数の数値計算

まず, (2.1)で $E \rightarrow 0$ とする。

$$\begin{aligned} & \Pi_2(E_0, 0, r, t) = \frac{1}{4\pi^2 i} \int_c \left(\frac{E_0}{\varepsilon} \right)^s ds \\ & \times H_1(s) e^{\lambda_i(s)t} \left(\frac{\varepsilon}{E_s} \right)^2 \mathfrak{M}_2(s, E_0, r), \quad (3.1) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \mathfrak{M}_2(s, E_0, r) \\ &= \left(\frac{\varepsilon r}{E_s} \right)^{s-2} \sum_{i=1}^M \sum_{j=1}^N \frac{C_i(s) D_j(s)}{\alpha_i(s)^{s/2}} \\ & \times \left\{ \Gamma \left(-\frac{s}{2} + 1, \frac{\beta_j(s)^2 \varepsilon^2 r^2}{\alpha_i(s) E_s^2} \right) \right. \end{aligned}$$

$$\left. - \Gamma \left(-\frac{s}{2} + 1, \frac{E_0^2 r^2}{\alpha_i(s) E_s^2} \right) \right\}. \quad (3.2)$$

次に, s -積分を鞍点法で実行する。

3.1 鞍点法

$$\Pi_2(E_0, 0, r, t) = \frac{1}{4\pi^2 i} \left(\frac{\varepsilon}{E_s} \right)^2 \int_c e^{f(s)} ds, \quad (3.3)$$

$$\begin{aligned} f(s) &= s \ln \frac{E_0}{\varepsilon} + \ln H_1(s) + \lambda_1(s)t \\ &+ \ln \mathfrak{M}_2(s, E_0, r). \quad (3.4) \end{aligned}$$

鞍点(エイジ)は $f'(s) = 0$ の解である。

$H_1(s)$ の変化は他の量の変化に比べて緩いためカスケード理論でよく使う近似 $H_1'(s) \approx 0$ を用いる。

計算において, 入射エネルギー E_0/ε を $10^8, 10^6, 10^4, 10^3$ とし深さ t を各エネルギーのシャワーが最大発達を示す深さ (Optimum thickness) T とする。

$$T = -\frac{1}{\lambda_1'(1)} \left(\ln \frac{E_0}{\varepsilon} - 1 \right). \quad (3.5)$$

鞍点を s_0 とすると

$$f'(s_0) = \ln \frac{E_0}{\varepsilon} + \lambda_1'(s_0)T + \frac{\mathfrak{M}_2'}{\mathfrak{M}_2} \Big|_{s_0} = 0. \quad (3.6)$$

$f(s)$ を s_0 の近傍で展開する。

$$f(s) = f(s_0) + \frac{1}{2} f''(s_0) (s - s_0)^2. \quad (3.7)$$

s_0 を通り虚軸に平行な直線を積分路にとる: $s = s_0 + i\sigma, (-\infty < \sigma < \infty)$.

積分はガウス積分になって,

$$\begin{aligned} & \Pi_2(E_0, 0, r, T) \\ &= \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \left(\frac{\varepsilon}{E_s}\right)^2 \left(\frac{E_0}{\varepsilon}\right)^{s_0} H_1(s_0) e^{\lambda_1(s_0)T} \\ & \times \frac{\mathfrak{M}_2(s_0, E_0, r)}{\sqrt{\lambda_1''(s_0)t + (\mathfrak{M}'_2/\mathfrak{M}_2)'|_{s_0}}}. \end{aligned} \quad (3.8)$$

3.2. $\mathfrak{M}'_2/\mathfrak{M}_2, (\mathfrak{M}'_2/\mathfrak{M}_2)'$ の計算

(3.6), (3.8) に現れる微分項 $\mathfrak{M}'_2/\mathfrak{M}_2$, $(\mathfrak{M}'_2/\mathfrak{M}_2)'$ の値は次のように求める。

まず, r を径数として $\ln \mathfrak{M}_2$ を s の多項式で近似する。

$$\ln \mathfrak{M}_2(s, E_0, r) = \sum_{k=0}^n a_k s^k, \quad (n=6). \quad (3.9)$$

図 3 は $\ln \mathfrak{M}_2$ の一例である ($E_0/\varepsilon = 10^3$,

$0.25 \leq s \leq 3.5$). 多項式近似ができる素直な関数である。

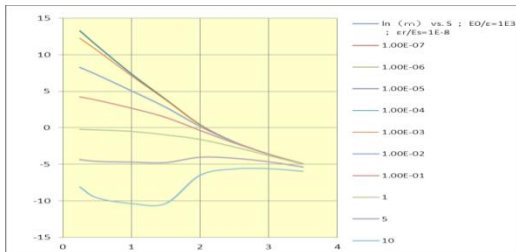


図 3. $\ln \mathfrak{M}_2(s, E_0, r)$ vs. s ; $E_0/\varepsilon = 10^3$.

次に多項式を微分して数値を求める。

$$\left. \begin{aligned} \mathfrak{M}'_2/\mathfrak{M}_2 &= \sum_{k=1}^n k a_k s^{k-1}, \\ (\mathfrak{M}'_2/\mathfrak{M}_2)' &= \sum_{k=2}^n k(k-1) a_k s^{k-2}. \end{aligned} \right\} (3.10)$$

3.3. 鞍点

(3.6) から得た s_0 を図 4 に示す。内側から外へ s_0 は若くなり遠方で古くなる。若くなる時の変化率は入射エネルギー

一の低い方に顕著である。このことはエネルギー流分布の, 低い入射エネルギーの方に出現した膨らみ (凸) が電子数分布に同じように現れることを示唆する。

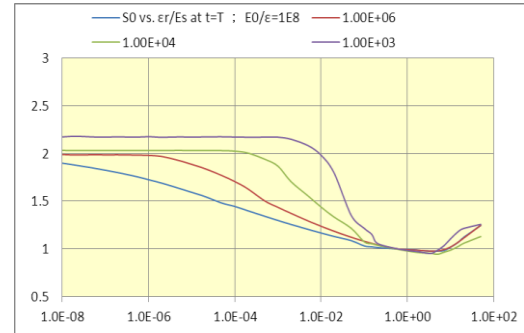


図 4 鞍点 s_0 vs. $\varepsilon r/E_s$

3.4 電子数ラテラル分布関数の特徴

$\Pi_2(E_0, 0, r, T)/(\varepsilon/E_s)^2$ を図 5 に示す。

数値は補遺に示す。

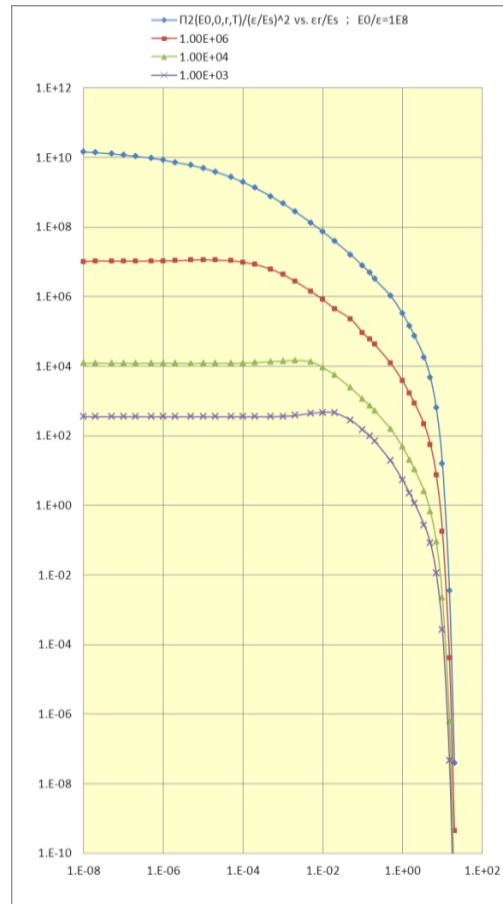


図 5. 電子数ラテラル分布関数

分布関数の特徴は、

(i) コア・中間・遠方の 3 領域の分布の形状に、エネルギー流分布関数に関して第IV稿 § 2.1 で述べたのと同様の变化、一定→略ベキ→急減、が見られる。

(ii) $E_0/\varepsilon = 10^3, 10^4$ の低い入射エネルギーにおいて、平坦からベキへの境界領域 ($\varepsilon r/E_s \approx 10^{-2}$ の前後) にエネルギー流分布に出現した膨らみ (凸) に似たのが現れる。これは § 5 で考察する。形状を直接比較するには規格化関数；

$$\int_0^\infty \tilde{\Pi}_2(E_0, 0, r, T) 2\pi \frac{\varepsilon r}{E_s} d\left(\frac{\varepsilon r}{E_s}\right) = 1 \quad (3.11)$$

の比較が適切である。図 6 に示す。

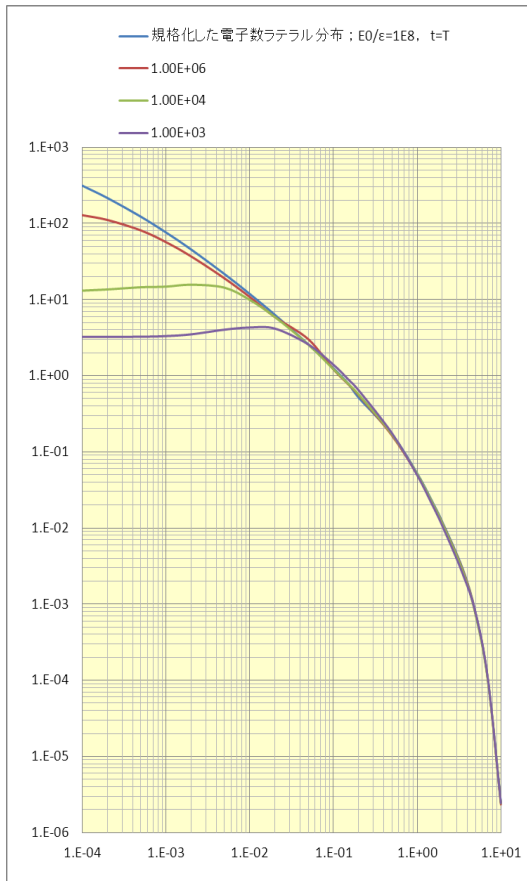


図 6. 規格化した分布関数 $\tilde{\Pi}_2(E_0, 0, r, T)$

規格化関数の特徴は、

(i) $\varepsilon r/E_s \approx 10^{-1}$ の外側で、入射エネルギーの違いに依らず形状は一致する。

$\varepsilon r/E_s \approx 1$ を境に内側で略 $r^{-1.3}$ のベキで表され、外側で急減する。

コアから遠方では分布関数が $r^{-2} e^{-r^2}$ の型で減少する (第IV稿 § 2.1(ii)と同様)。

(ii) $\varepsilon r/E_s \approx 10^{-1}$ の内側では入射エネルギーの違いによって顕著な差異が出る。コア内部へ向かって電子数の増加率は入射エネルギーが高いほど大きい。

(iii) 入射エネルギーが $10^4, 10^3$ の分布にみえる凸はエネルギーの低い方に顕著である。

4. 平均エネルギーラテラル分布関数

カスケードシャワーの中に円環を考える。厚みを dt , コアからの距離を $r \sim r + dr$ とする。円環内のエネルギー量は $\Pi_E(E_0, E, r, t) 2\pi r dr dt$, 電子数は $\Pi_2(E_0, E, r, t) 2\pi r dr dt$. 前者を後者で除した量は単位電子のエネルギーの流量 (平均エネルギー) である。1)

これを $e_E(E_0, E, r, t)$ と記す：

$$e_E(E_0, E, r, t) = \frac{\Pi_E(E_0, E, r, t)}{\Pi_2(E_0, E, r, t)} \quad (4.1)$$

エネルギー閾値を $E \rightarrow 0$, 媒質の深さを $t = T$ (電子数が最大) とする。

平均エネルギーの分布関数は、

$$e_E(E_0, 0, r, T) = \varepsilon \left(\frac{E_0}{\varepsilon}\right)^{s_1 - s_0} e^{(\lambda_1(s_1) - \lambda_1(s_0))T} \times$$

$$\begin{aligned} & \times \frac{H_1(s_1) \mathfrak{M}_E(s_1, E_0, r)}{H_1(s_0) \mathfrak{M}_2(s_0, E_0, r)} \\ & \times \sqrt{\frac{\lambda_1''(s_0) T + (\mathfrak{M}'_2 / \mathfrak{M}_2)'|_{s_0}}{\lambda_1''(s_1) T + (\mathfrak{M}'_E / \mathfrak{M}_E)'|_{s_1}}}. \quad (4.2) \end{aligned}$$

(4.2)を入射エネルギー別に Π_E , Π_2 とともに図 7 に示す。数値は補遺に示す。

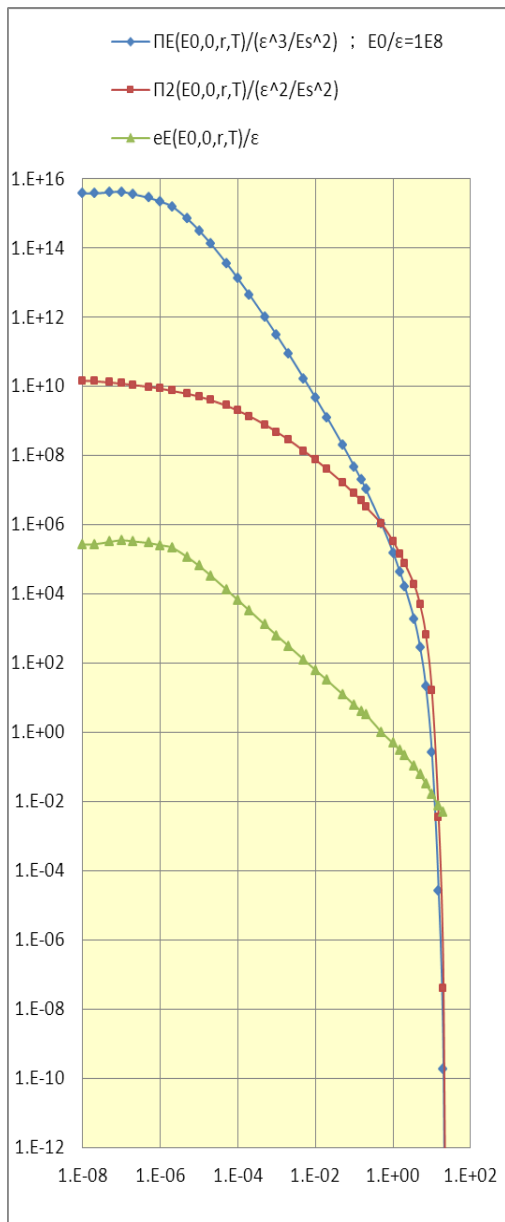
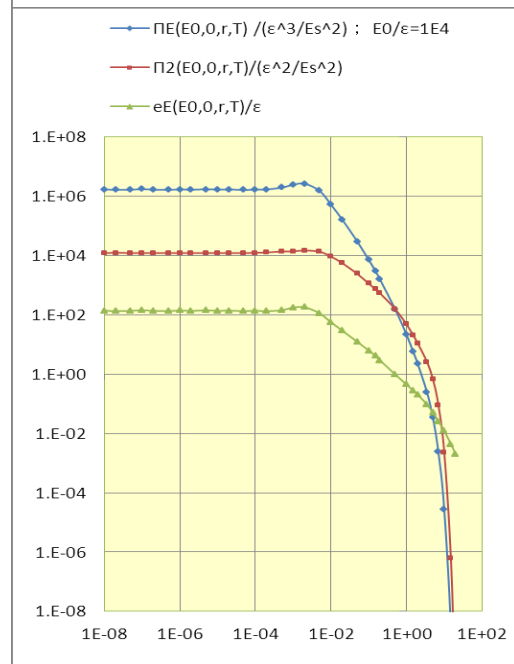
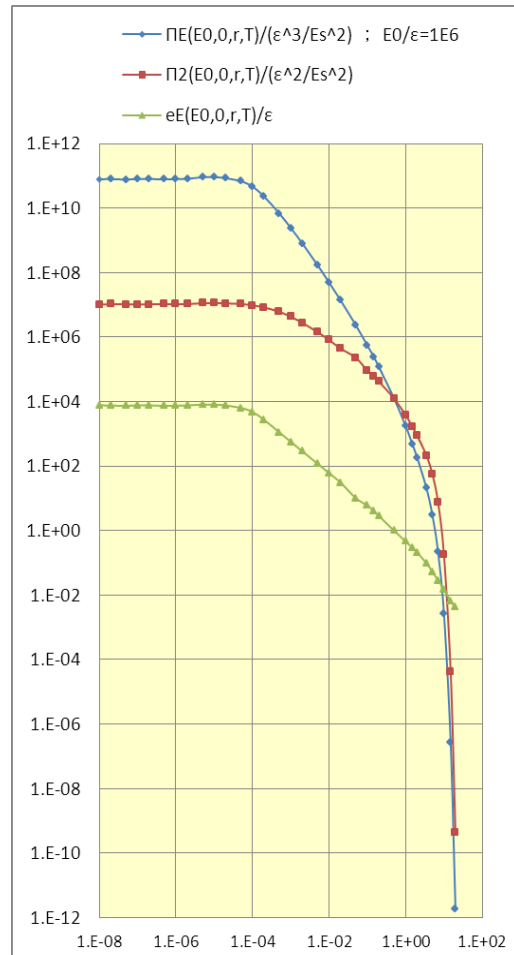


図 7-1. 3 種の分布関数 ($E_0/\epsilon = 10^8$)



3 種の分布関数

図 7-2 (上, $E_0/\epsilon = 10^6$)

図 7-3 (下, $E_0/\epsilon = 10^4$)

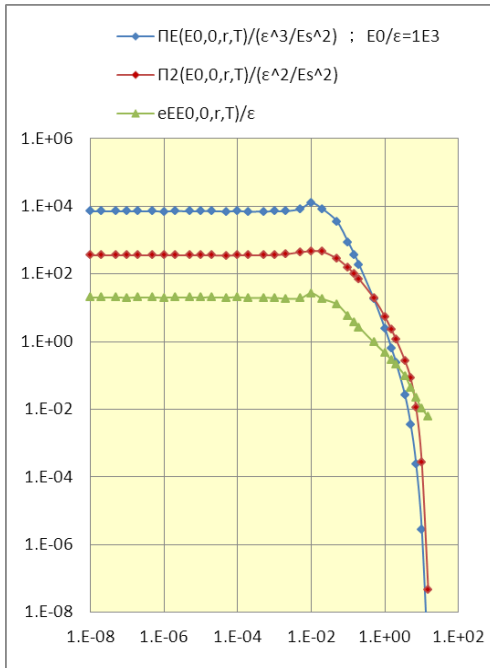


図 7-4. 3 種の分布関数($E_0/\varepsilon = 10^3$)

4 つの $e_E(E_0, 0, r, T)/\varepsilon$ を一つにまとめて図 8 に示す。

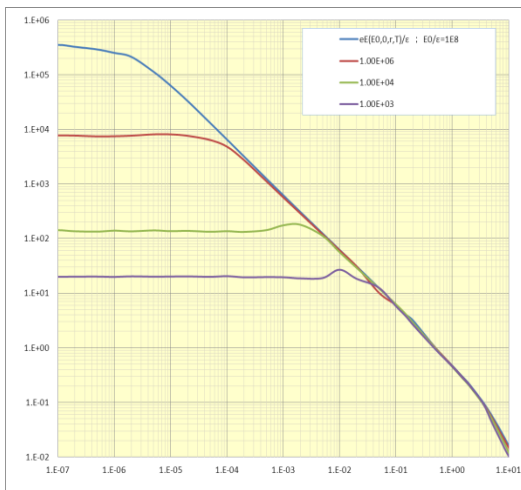


図 8. $e_E(E_0, 0, r, T)/\varepsilon$ vs. $\varepsilon r/E_s$

平均エネルギー分布の特徴は、

- (i) コア領域で平均エネルギーはほぼ一定。その一定値は入射エネルギーに対して増加する。増加の仕方はほぼ $E_0^{0.853}$ 。

- (ii) コア領域の外で平均エネルギーは減少していく。減少率は入射エネルギーに依らずほぼ r^{-1} 。

- (iii) 入射エネルギーの低い $E_0/\varepsilon = 10^3$ や 10^4 の分布に、電子エネルギー流分布と電子数分布とに出現した凸がそれとほぼ同じ領域に現れる (図 7-3, 図 7-4)。次節でその理由を考察する。

5. 分布関数に膨らみが出現する理由

電子数分布および電子平均エネルギー分布に現れる凸をそれぞれ検討する (電子エネルギー流ラテラル分布の凸の理由は第IV稿補遺で考察した)。

5.1. 電子数分布関数

$\mathfrak{M}_2(s, E_0, r)$ は凸をもつ関数である

(図 9)。しかし頂点の位置が図 8 のとは異なるから電子数分布の凸は \mathfrak{M}_2 の凸を反映したものではない。

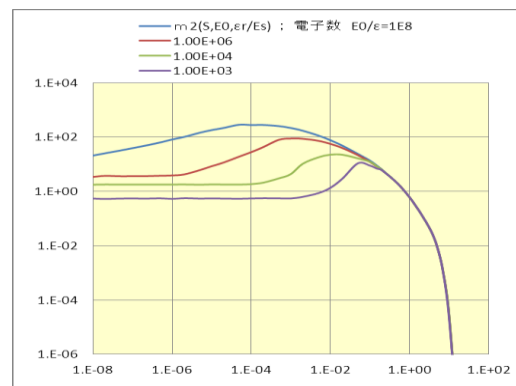


図 9. $\mathfrak{M}_2(s, E_0, r)$ vs. $\varepsilon r/E_s$

電子数ラテラル分布関数を構成する 4 つの関数を次の 2 組みに分ける：

$$(i) (E_0/\varepsilon)^{s_0} \times \mathfrak{M}_2,$$

$$(ii) H_1(s_0) e^{\lambda_1(s_0)T} \times 1 / \sqrt{\lambda_1''(s_0)T + (\mathfrak{M}_2'/\mathfrak{M}_2)'}$$

ここで、(i)を第 1 複合関数, (ii)を第 2 複合関数と呼ぶことにする。s₀を介して

εr/E_sに依存するこれらの形状を

εr/E_s = 10⁻⁴ ~ 10⁻¹の範囲で検討する。

第 1 複合関数は単調減少関数である(図 10)。ただし変化の様子を見易くするため起点の値を 1 に規格化した。

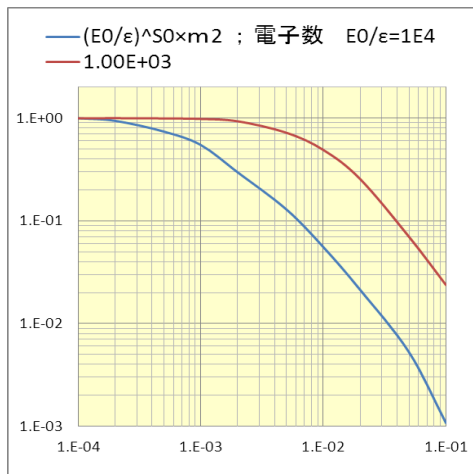


図 10 第 1 複合関数

ℳ₂の特徴ある形状は(E₀/ε)^{s₀}に飲み

込まれてしまう。s₀の大きな減少率(図

11 左)に対応して(E₀/ε)^{s₀}が強力な減少

関数になるからである(同右)。

一方、第 2 複合関数は増加関数である(図 12, 起点の値を 1 に規格化)。

ところでラテラル分布関数は第 1 複合関数と第 2 複合関数との積で与えられる。積には前者の減少率と後者の増加

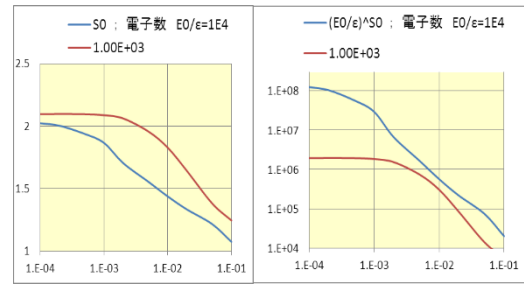


図 11 s₀ vs. εr/E_s (左)
(E₀/ε)^{s₀} vs. εr/E_s (右)

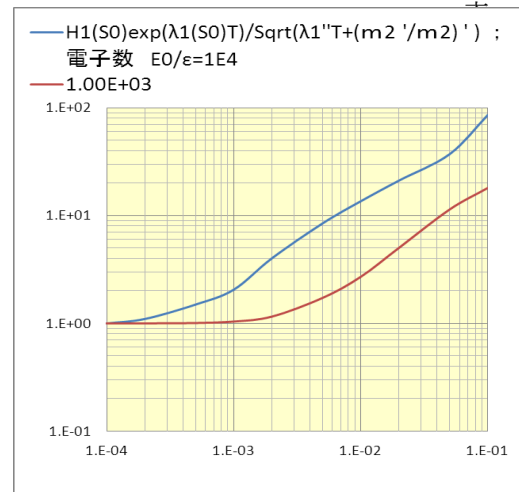


図 12 第 2 複合関数

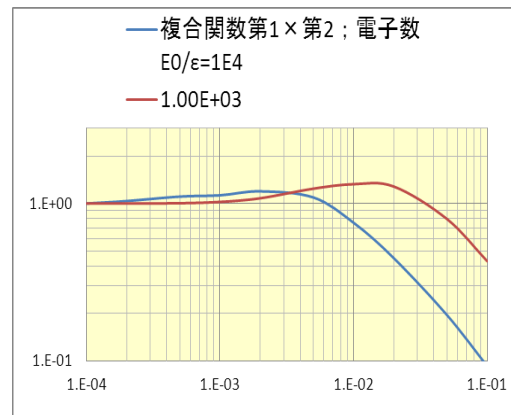


図 13 複合関数第 1 と第 2 の積

率とが競合した結果が現れる(図 13)。図 13 の入射エネルギーのどちらにも 1 を超える範囲, すなわち増加率が減少率を上回る範囲がある。この範囲は第 2 複合関数が急増する範囲(図 12)と一致する。では第 2 複合関数の急増の原

因は何か。

第 2 複合関数を構成する 3 つの要素；

$H_1(s_0)$, $e^{\lambda_1(s_0)T}$, $1/\sqrt{\lambda_1''(s_0)T+(m_2'/m_2)'}$
 の $\varepsilon r/E_s$ に対する変化の様子を図 14 に示す。

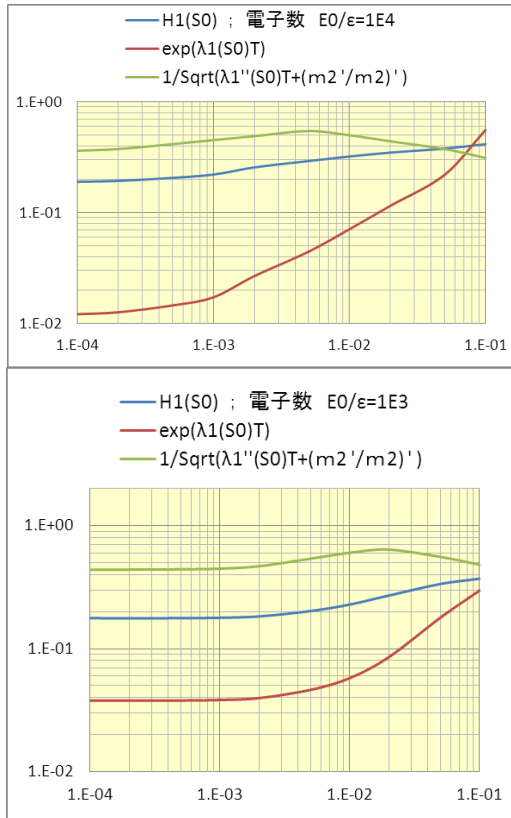


図 14. 第 2 複合関数の構成 3 要素
 $E_0/\varepsilon = 10^4$ (上), $E_0/\varepsilon = 10^3$ (下)

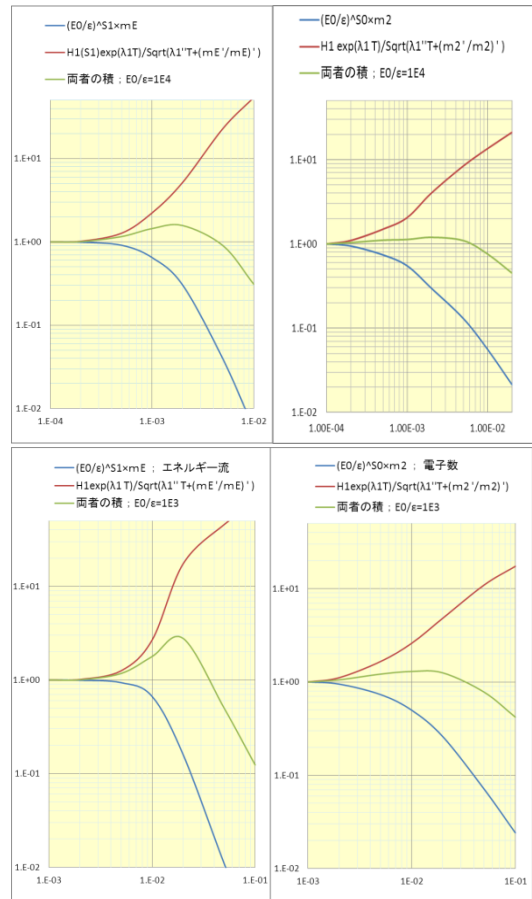
共通点がある。ラテラル分布に凸が現れる範囲において 3 要素はすべて増加関数である。つまり $\varepsilon r/E_s$ に対する 3 要素の変化率がすべて正の範囲では第 2 複合関数の増加率が第 1 の減少率に優る。その後 3 要素の一つ(緑)が減少し始めると増加の勢いは鈍り出す。第 1・2 の拮抗点が凸の頂点である。以降、第 1 の減少率が優勢になり形状は下に向く。2 つの複合関数の増加・減少の競合でラ

テラル分布関数の形状がきまる。

5.2. 電子平均エネルギー分布関数

平均エネルギー分布の凸を検討する。図 15 に第 1・2 複合関数の様子をエネルギー流分布と電子数分布とで比較する(図 15-1 は $E_0/\varepsilon = 10^4$, 図 15-2 は 10^3)。

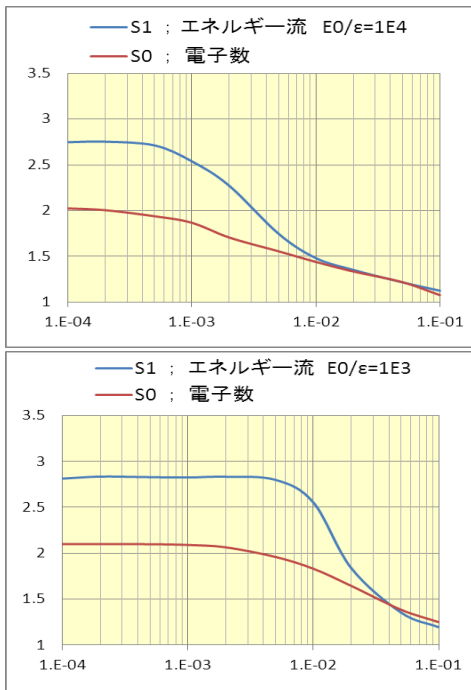
エネルギー流分布の凸の高さは電子数分布のそれよりも高い。これが平均エネルギー分布に凸の現れる理由である。



第 1・第 2 複合関数の振る舞いとその積
 (上) 図 15-1 (下) 図 15-2
 $(E_0/\varepsilon = 10^4)$ $(E_0/\varepsilon = 10^3)$
 (第 1 複合関数(青色) 第 2 複合関数(赤色))

更にその原因は、第 2 複合関数(図 15-1, 図 15-2 の赤) のエネルギー流における

増加率が電子数における増加率よりも大きいことにある。この増加率の大小はエイジの変化率の大小に依る。エイジ s_1 と s_0 との、変化の様子の違いを図 16 に示す (図 16-1 は $E_0/\varepsilon=10^4$, 図 16-2 は 10^3)。どちらもエネルギー流の方に減少率が大い。第 2 複合関数の変化率の大小はエイジの変化率の大小を反映する。すなわちエイジの急減は第 2 複合関数の急増を招く。第 2 複合関数の急増はラテラル分布関数の凸形成の要因となる。



s_1, s_0 vs. $\varepsilon r/E_s$

図 16-1 (上) $E_0/\varepsilon = 10^4$

図 16-2 (下) $E_0/\varepsilon = 10^3$

6. 結論

エネルギー流・電子数・平均エネルギーの 3 種のラテラル分布関数 (の入射エネルギーの低い方) に膨らみ (凸) の現れる背景には理論的な根拠がある。しかしより本質的にはラテラル分布の前に角分布があるのではないか。すなわち角分布の構造がラテラル分布の構造に反映しているということはないだろうか。要検討。

角分布関数の計算を行い別の機会に報告する。

参考文献

1) J.Nishimura, Handbuch der Physik. XLVI/2(1967), § 32.

補遺

B 近似ラテラル分布関数の数値

3 種類の分布関数の値を表に示す。

(左) B 近似エネルギー流ラテラル分布

$$\text{関数 } \Pi_E(E_0, 0, r, T) / (\varepsilon^3 / E_s^2),$$

(右) B 近似電子数ラテラル分布関数

$$\Pi_2(E_0, 0, r, T) / (\varepsilon / E_s)^2,$$

(下) B 近似電子平均エネルギーラテラ

$$\text{ル分布関数 } e_E(E_0, 0, r, T) / \varepsilon.$$

深さは電子数遷移曲線における

Optimum thickness, T .

B近似電子エネルギー流ラテラル分布関数 $\Pi E(E0,0,r,T)/(\epsilon^3/Es^2)$					B近似電子数ラテラル分布関数 $\Pi(E0,0,r,T)/(\epsilon/Es)^2$				
$\epsilon r/Es$	1E+08	1E+06	1E+04	1E+03	$\epsilon r/Es$	1E+08	1E+06	1E+04	1E+03
1E-08	3.751.E+15	7.872.E+10	1.670.E+06	7.135.E+03	1E-08	1.438.E+10	1.018.E+07	1.204.E+04	3.537.E+02
2E-08	3.694.E+15	7.998.E+10	1.631.E+06	7.074.E+03	2E-08	1.376.E+10	1.056.E+07	1.227.E+04	3.534.E+02
5E-08	3.976.E+15	7.740.E+10	1.642.E+06	7.119.E+03	5E-08	1.265.E+10	1.043.E+07	1.207.E+04	3.537.E+02
1E-07	4.128.E+15	8.060.E+10	1.722.E+06	7.026.E+03	1E-07	1.172.E+10	1.044.E+07	1.207.E+04	3.529.E+02
2E-07	3.502.E+15	8.019.E+10	1.645.E+06	7.101.E+03	2E-07	1.078.E+10	1.044.E+07	1.209.E+04	3.538.E+02
5E-07	2.752.E+15	7.866.E+10	1.619.E+06	7.100.E+03	5E-07	9.483.E+09	1.059.E+07	1.208.E+04	3.531.E+02
1E-06	2.120.E+15	7.936.E+10	1.689.E+06	7.017.E+03	1E-06	8.433.E+09	1.062.E+07	1.208.E+04	3.532.E+02
2E-06	1.542.E+15	8.212.E+10	1.642.E+06	7.169.E+03	2E-06	7.234.E+09	1.072.E+07	1.210.E+04	3.528.E+02
5E-06	6.738.E+14	9.107.E+10	1.695.E+06	7.107.E+03	5E-06	5.964.E+09	1.124.E+07	1.203.E+04	3.543.E+02
1E-05	3.100.E+14	9.235.E+10	1.655.E+06	7.123.E+03	1E-05	4.912.E+09	1.140.E+07	1.211.E+04	3.530.E+02
2E-05	1.288.E+14	8.508.E+10	1.673.E+06	7.162.E+03	2E-05	3.893.E+09	1.117.E+07	1.209.E+04	3.529.E+02
5E-05	3.580.E+13	6.813.E+10	1.611.E+06	6.997.E+03	5E-05	2.715.E+09	1.067.E+07	1.209.E+04	3.513.E+02
1E-04	4.278.E+12	4.369.E+10	1.672.E+06	7.239.E+03	1E-04	1.944.E+09	9.726.E+06	1.225.E+04	3.529.E+02
2E-04	4.278.E+12	2.608.E+10	1.685.E+06	6.910.E+03	2E-04	1.337.E+09	8.413.E+06	1.270.E+04	3.532.E+02
5E-04	9.536.E+11	6.891.E+09	1.936.E+06	6.987.E+03	5E-04	7.608.E+08	6.137.E+06	1.356.E+04	3.545.E+02
1E-03	2.933.E+11	2.441.E+09	2.416.E+06	7.077.E+03	1E-03	4.725.E+08	4.297.E+06	1.381.E+04	3.614.E+02
2E-03	8.699.E+10	8.079.E+08	2.630.E+06	7.117.E+03	2E-03	2.815.E+08	2.789.E+06	1.464.E+04	3.813.E+02
5E-03	1.661.E+10	1.714.E+08	1.506.E+06	8.305.E+03	5E-03	1.342.E+08	1.437.E+06	1.339.E+04	4.387.E+02
1E-02	4.572.E+09	4.987.E+07	5.204.E+05	1.261.E+04	1E-02	7.356.E+07	8.186.E+05	9.245.E+03	4.684.E+02
2E-02	1.217.E+09	1.380.E+07	1.606.E+05	8.326.E+03	2E-02	3.906.E+07	4.458.E+05	5.504.E+03	4.528.E+02
5E-02	1.992.E+08	2.328.E+06	2.930.E+04	3.543.E+03	5E-02	1.604.E+07	2.286.E+05	2.393.E+03	2.815.E+02
1E-01	4.717.E+07	5.559.E+05	7.133.E+03	8.759.E+02	1E-01	7.747.E+06	9.169.E+04	1.134.E+03	1.518.E+02
1.5E-01	1.976.E+07	2.334.E+05	3.007.E+03	3.691.E+02	1.5E-01	4.895.E+06	5.858.E+04	7.303.E+02	9.767.E+01
2E-01	1.021.E+07	1.202.E+05	1.534.E+03	1.857.E+02	2E-01	3.201.E+06	4.208.E+04	5.279.E+02	7.003.E+01
5E-01	1.069.E+06	1.243.E+04	1.545.E+02	1.809.E+01	5E-01	1.059.E+06	1.242.E+04	1.577.E+02	1.918.E+01
1	1.533.E+05	1.765.E+03	2.144.E+01	2.448.E+00	1	3.252.E+05	3.818.E+03	4.788.E+01	5.381.E+00
1.5	4.234.E+04	4.828.E+02	5.760.E+00	6.438.E-01	1.5	1.412.E+05	1.657.E+03	2.052.E+01	2.247.E+00
2	1.611.E+04	1.829.E+02	2.161.E+00	2.403.E-01	2	7.432.E+04	8.743.E+02	1.073.E+01	1.158.E+00
3.5	1.841.E+03	2.071.E+01	2.407.E-01	2.638.E-02	3.5	1.809.E+04	2.132.E+02	2.556.E+00	2.722.E-01
5	2.745.E+02	3.022.E+00	3.387.E-02	3.604.E-03	5	4.727.E+03	5.604.E+01	6.686.E-01	8.240.E-02
7	2.046.E+01	2.193.E-01	2.356.E-03	2.434.E-04	7	6.364.E+02	7.602.E+00	9.102.E-02	1.129.E-02
10	2.555.E-01	2.660.E-03	2.753.E-05	2.786.E-06	10	1.560.E+01	1.775.E-01	2.259.E-03	2.657.E-04
15	2.647.E-05	2.702.E-07	2.748.E-09	2.768.E-10	15	3.545.E-03	4.170.E-05	6.245.E-07	6.605.E-08
20	1.877.E-10	1.907.E-12	1.938.E-14	1.954.E-15	20	3.971.E-08	4.402.E-10	9.670.E-12	4.063.E-13
50	4.427.E-68	4.384.E-70	4.488.E-72	4.505.E-73	50	9.818.E-66	8.123.E-68	1.473.E-67	6.729.E-71

B近似電子平均エネルギーラテラル分布関数 $eE(E0,0,r,T)/\epsilon$									
$\epsilon r/Es$	1.00E+08	1.00E+06	1.00E+04	1.00E+03	$\epsilon r/Es$	1.00E+08	1.00E+06	1.00E+04	1.00E+03
1E-08	2.608.E+05	7.734.E+03	1.387.E+02	2.018.E+01	1E-02	6.216.E+01	6.093.E+01	5.628.E+01	2.692.E+01
2E-08	2.685.E+05	7.572.E+03	1.329.E+02	2.001.E+01	2E-02	3.115.E+01	3.095.E+01	2.918.E+01	1.839.E+01
5E-08	3.143.E+05	7.424.E+03	1.361.E+02	2.013.E+01	5E-02	1.242.E+01	1.018.E+01	1.225.E+01	1.259.E+01
1E-07	3.521.E+05	7.722.E+03	1.427.E+02	1.991.E+01	1E-01	6.090.E+00	6.063.E+00	6.290.E+00	5.772.E+00
2E-07	3.248.E+05	7.680.E+03	1.361.E+02	2.007.E+01	1.5E-01	4.038.E+00	3.984.E+00	4.117.E+00	3.779.E+00
5E-07	2.902.E+05	7.431.E+03	1.340.E+02	2.011.E+01	2E-01	3.191.E+00	2.856.E+00	2.906.E+00	2.651.E+00
1E-06	2.514.E+05	7.476.E+03	1.398.E+02	1.987.E+01	5E-01	1.009.E+00	1.001.E+00	9.795.E-01	9.429.E-01
2E-06	2.131.E+05	7.660.E+03	1.357.E+02	2.032.E+01	1	4.715.E-01	4.623.E-01	4.478.E-01	4.550.E-01
5E-06	1.130.E+05	8.100.E+03	1.410.E+02	2.006.E+01	1.5	2.998.E-01	2.913.E-01	2.807.E-01	2.865.E-01
1E-05	6.312.E+04	8.101.E+03	1.366.E+02	2.018.E+01	2	2.168.E-01	2.092.E-01	2.015.E-01	2.074.E-01
2E-05	3.308.E+04	7.619.E+03	1.384.E+02	2.030.E+01	3.5	1.018.E-01	9.713.E-02	9.416.E-02	9.690.E-02
5E-05	1.319.E+04	6.386.E+03	1.332.E+02	1.992.E+01	5	5.806.E-02	5.393.E-02	5.066.E-02	4.374.E-02
1E-04	6.517.E+03	4.830.E+03	1.365.E+02	2.051.E+01	7	3.214.E-02	2.885.E-02	2.589.E-02	2.156.E-02
2E-04	3.199.E+03	2.743.E+03	1.326.E+02	1.956.E+01	10	1.637.E-02	1.498.E-02	1.219.E-02	1.049.E-02
5E-04	1.253.E+03	1.123.E+03	1.428.E+02	1.971.E+01	15	7.469.E-03	6.480.E-03	4.401.E-03	6.010.E-03
1E-03	6.208.E+02	5.680.E+02	1.749.E+02	1.958.E+01	20	4.728.E-03	4.333.E-03	2.004.E-03	4.810.E-03
2E-03	3.090.E+02	2.897.E+02	1.796.E+02	1.867.E+01	50	4.509.E-03	5.397.E-03	3.046.E-03	6.695.E-03
5E-03	1.238.E+02	1.193.E+02	1.125.E+02	1.893.E+01					

※ 足利大学名誉教授

原稿受付日 令和 4 年 1 月 1 日