

### 3.6 シンクロトロン放射と逆コンプトン (Inverse Compton) 散乱

高エネルギーの電子が存在するとき、シンクロトロン放射や逆コンプトン (Inverse Compton) 散乱による X 線、ガンマ線輻射が支配的になる。両者は全く異なった物理過程であるが、同じ電子分布から両者によって生じたスペクトルを同時に観測することも多い。

X 線天文学で良くお目にかかるのは以下のような場合である。

- Thermal Comptonization

高温プラズマ中の電子 (温度  $\approx kTe$ ) が、低エネルギーの光子 (エネルギー  $\approx E_{soft}$ ) を逆コンプトンで高エネルギー側に叩きあげる。 $E_{soft} \ll E \ll kTe$  のエネルギー範囲のスペクトルは power-law になり (べきは電子温度と散乱の光学的厚みで決まる)、 $E \gtrsim kTe$  では exponential で落ちる。ブラックホール連星の low state<sup>14</sup>、セイファート銀河の X 線スペクトルなどが thermal Comptonization だと考えられている。

- シンクロトロン放射と non-thermal Comptonization

わずかな磁場と非熱的な高エネルギー電子が存在するとき、電波から X 線まで広い範囲にわたってシンクロトロン放射が観測される。また、同じ高エネルギー電子が低エネルギー光子を逆コンプトン散乱で叩き上げることによる高エネルギースペクトルも観測される。

Blazar<sup>15</sup>からの広い波長範囲にわたる放射は、高エネルギーまで加速された電子がシンクロトロン放射 (電波から X 線領域) すると共に、それによって生成された光子の一部を同じ電子が逆コンプトンで叩き上げる (ガンマ線領域)、“Synchrotron Self Compton (SSC) モデル”で説明されている。

超新星残骸のシェルでは衝撃波による電子加速が起きていて、そこからのシンクロトロン放射がシェルに沿って電波や X 線で観測されている。また、同じ電子が宇宙背景放射による光子を MeV  $\approx$  TeV ガンマ線領域まで叩き上げるので、やはりシェルに沿ったガンマ線放射が観測されている。

#### 3.6.1 電子分布とエネルギースペクトル

黒体輻射の場合を除けば、すでに制動輻射の議論で見たように、ある電子分布 (熱的プラズマの場合は Maxwellian; 56 頁) から放出される光子のエネルギースペクトルは、電子一個の電磁相互作用によって放出、あるいは散乱される一個の光子を考え、それを電子の分布で積分することによって得られる (式 3.54)。

---

<sup>14</sup> ブラックホール連星系は、high state, low state というはっきりと区別がつく二つのスペクトル状態 (bimodal states) を持つ。

<sup>15</sup> McGraw-Hill, Dictionary of Astronomy による定義: “A type of quasar whose light exhibits strong optical polarization and large variability.” Oxford, Dictionary of Astronomy による定義: “A class of extragalactic, violently objects that includes BL Lacertae objects and optically violently variable (OVV) quasars, from which the name is contracted. They are thought to be the high-speed jet of plasma and radiation from an active galactic nucleus viewed nearly end-on. The OVV quasars have broad emission lines in their spectra, but otherwise show all the characteristics of BL Lac objects.”

一般に、エネルギー  $E$  を持つ電子の位相空間での分布確率を  $n(E)$ 、エネルギー  $E$  の電子一個から周波数  $\nu$  の光子が放出される割合を  $\mathcal{F}(\nu, E)$  とすると、エネルギースペクトルは電子分布を位相空間で積分して、

$$F(\nu) = \int d^3 p \ n(E) \ \mathcal{F}(\nu, E). \quad (3.61)$$

あるいは、エネルギー空間での電子分布を  $N(E)dE$  として、

$$F(\nu) = \int dE \ N(E) \ \mathcal{F}(\nu, E). \quad (3.62)$$

電子が熱的な場合は、 $n(E) \approx \exp(-E/kT)$ 。エネルギー  $E$  の電子が作る光子の最大周波数は  $h\nu = E$  で与えられ、一般に  $\mathcal{F}(\nu, E)$  は、 $\nu$  に対してゆっくりと変化する関数。よって、非常に大ざっぱな近似として、

$$\mathcal{F}(\nu, E) \sim \begin{cases} \mathcal{F}_0 & \text{for } h\nu \leq E, \\ 0 & \text{for } h\nu > E, \end{cases} \quad (3.63)$$

と考えても良い(制動放射のときは、 $\mathcal{F}_0$  に  $1/\sqrt{E}$  の依存性があった; 式3.44)。すると、(3.62) は、

$$\begin{aligned} F(\nu) &\sim \mathcal{F}_0 \int_{E=h\nu}^{\infty} d^3 p \ \exp(-E/kT) \\ &\sim \mathcal{F}_0 \int_{E=h\nu}^{\infty} \sqrt{E} \ \exp(-E/kT) \ dE \\ &\sim \mathcal{F}_0 \exp(-h\nu/kT), \end{aligned} \quad (3.64)$$

となり、カットオフエネルギーが温度で決まる ( $\sim kT$ )、exponential 型のエネルギースペクトルが観測されることがわかる<sup>16</sup>。

次に電子が非熱的な分布をしていて、最高エネルギーが静止エネルギーよりもはるかに高い場合<sup>17</sup>を考える。電子一個のエネルギーは、 $E = mc^2\gamma$  であるが、非常に良く出てくるのは電子のエネルギー分布がべき関数、

$$N(E)dE \propto \gamma^{-p} \ d\gamma \quad (3.65)$$

で表わされる場合である。様々な物理機構、天体において、このような電子のエネルギー分布が実現していると考えられている。また、エネルギー  $E = mc^2\gamma$  を持つ一つの電子を考えたとき、

1. 放出される光子の典型的なエネルギー ( $\equiv h\nu_c$ ) が  $\gamma^2$  に比例し、

---

<sup>16</sup>熱制動放射のときは、57頁で見たとおり、 $\mathcal{F}_0$  中の  $1/\sqrt{E}$  と打ち消しあって、きれいな議論になる(式3.54)。 $\mathcal{F}_0$  がコンスタントなときは、 $\int_a^{\infty} \sqrt{x} e^{-x} dx = \sqrt{a} e^{-a} + \frac{\sqrt{\pi}}{2} \operatorname{erfc}(\sqrt{a})$ ,  $\operatorname{erfc}(z) = 1 - \operatorname{erf}(z)$ ,  $\operatorname{erf}(z) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt$  を使う。Mathematica を使えば、さらさらとできますね。

<sup>17</sup> $\gamma \equiv 1/\sqrt{1-(v/c)^2} \gg 1$ ; こういう場合を“相対論的”(relativistic) という。

2. 振動数  $\nu$  を持つ光子が放出される割合は  $F(\nu, E) = S(\nu/\nu_c)$  という関数形で表わされる

場合を考える。相対論的な電子によるシンクロトロン放射、逆コンプトン放射では、これらの条件を満たすことがわかっている（ここがポイント！）。

すると、(3.62) は、

$$F(\nu) = \int S(\nu/\nu_c) \gamma^{-p} d\gamma$$

と書ける。ここで、 $\nu_c \propto \gamma^2$  を使って、積分変数を  $\gamma$  から  $\nu/\nu_c$  に変換する（ここがもう一つのポイント！）。

$$\frac{d\gamma}{\gamma} \propto \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{-1} d\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)$$

を使って、

$$\begin{aligned} F(\nu) &= \int S(\nu/\nu_c) \gamma^{-p+1} \frac{d\gamma}{\gamma} \\ &= \int S(\nu/\nu_c) \nu_c^{-p/2+1/2} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{-1} d\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \\ &= \int S(\nu/\nu_c) \left(\frac{\nu_c}{\nu}\right)^{-p/2+1/2} \nu^{-p/2+1/2} \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{-1} d\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right) \\ &= \nu^{-\frac{p-1}{2}} \int S(\nu/\nu_c) \left(\frac{\nu}{\nu_c}\right)^{\frac{p-3}{2}} d\left(\frac{\nu}{\nu_c}\right). \end{aligned} \quad (3.66)$$

(3.65) の電子分布が十分広いエネルギー範囲に渡っているとき、積分範囲を 0 から  $\infty$  にすると、積分値は  $\nu$  に依らない。結局、相対論的な電子のエネルギー分布が power-law、 $\gamma^{-p}$  で表わされるとき、そこから期待されるシンクロトロン放射あるいは逆コンプトン放射のエネルギースペクトルも power-law になり、そのべきは、

$$s = \frac{p-1}{2} \quad (3.67)$$

になる、という重要な結果が得られる。

### 3.6.2 シンクロトロン放射

エネルギー  $mc^2\gamma$  の電子がシンクロトロン放射で放出する光子の最大振動数は、

$$\nu_c = \frac{3\gamma^2 eB \sin \alpha}{2\pi mc}. \quad (3.68)$$

$\alpha$  は磁場と電子の運動の向きのなす角度（ピッチ角）。単位時間あたりシンクロトロン放射で放出されるエネルギー [erg/s] は、

$$P_{synch} = \frac{4}{3}\sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_B. \quad (3.69)$$

ここで、 $\sigma_T$  はトムソン散乱断面積、 $U_B$  は磁場のエネルギー密度<sup>18</sup>、 $B^2/8\pi$ 。電子が拡がり  $\sigma_T$  を持って、光速で走っている磁場とぶつかりあっているようなイメージ。

### 3.6.3 ローレンツ変換

$$\nu' = \nu\gamma(1 - \beta \cos \theta) \quad (3.70)$$

$$\nu'' = \nu'\gamma(1 + \beta \cos \theta'') \quad (3.71)$$

$$\nu'' \sim \gamma^2 \nu \quad (3.72)$$

コンプトン散乱によって、エネルギーは  $\gamma^2$  倍になる。

### 3.6.4 逆コンプトン (Inverse Compton) 散乱

エネルギー  $mc^2\gamma$  の一つの電子がコンプトン散乱によって単位時間に放出するエネルギーの割合 [erg/s]:

$$P_{compt} = \frac{4}{3}\sigma_T c \beta^2 \gamma^2 U_{ph} \quad (3.73)$$

$U_{ph}$  は光子のエネルギー密度。

$$\frac{P_{synch}}{P_{compt}} = \frac{U_B}{U_{ph}} \quad (3.74)$$

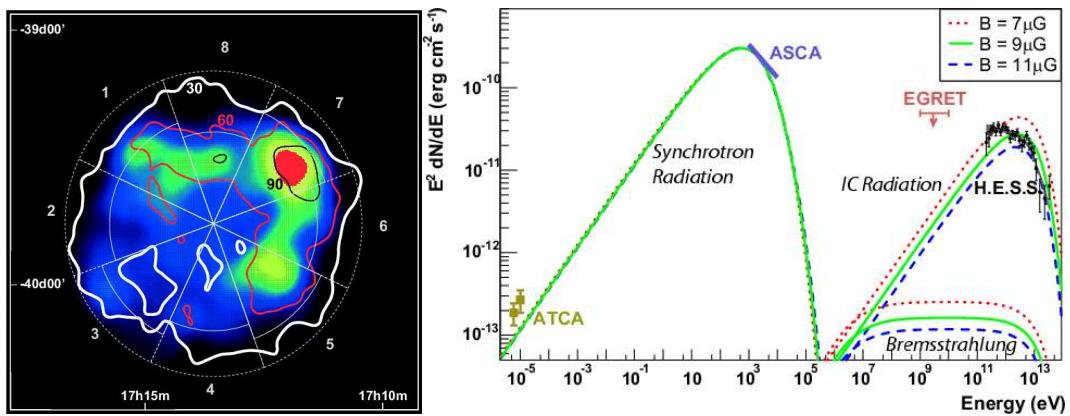
### 3.6.5 超新星残骸 RXJ 1713.7–3946 の例

超高エネルギーに加速された電子 ( $\sim 100$  TeV) によるシンクロトロン放射と逆コンプトン散乱を起こしていると考えられている天体の一つに、超新星残骸 RXJ 1713.7–3946 (Aharonian et al. A&A 2006, 449, 223 and references therein) がある<sup>19</sup>。

---

<sup>18</sup>  $B$  を Gauss で表わしたとき、 $B^2/8\pi$  は [erg/cm<sup>3</sup>] という単位になることを思いだそう。

<sup>19</sup> 本文で述べた、TeV ガンマ線を宇宙背景放射の逆コンプトン散乱で説明するモデルの他に、陽子の  $\pi^0$  崩壊による ( $pp \rightarrow \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ) と考えるモデルもある。



左は ASCA のイメージ (1–5 keV) と HESS による TeV ガンマ線強度のコントア。北西のシェルに沿って X 線とガンマ線が光っているので、そのシェル中で電子加速が起きていると考えられている。右は、電波 (ATCA)、X 線 (ASCA)、ガンマ線 (HESS) のエネルギースペクトルとそれを説明するモデル。仮定した電子のエネルギー分布は、ベキが  $p = 2$ 、exponential cut-off energy = 100 TeV。縦軸の単位に注意 (いわゆる  $\nu f\nu$  プロット、あるいは  $EF(E)$  プロット)。