

CO₂の温室効果計算における基礎理論1, 2章 (作成・修正中)

Shuichi Yahiro

2016年3月29日

現在のところ、ただ散漫的に思いついたまま書いているので、前後関係が適切ではない。大気放射の理論は平行平面大気モデルが主流のようであるが、私の個人的見解ではあるが、このモデルは正しくない。地球はほぼ球体であり、大気も球体である。それゆえ、近似の平行平面大気モデルは温室効果を過大に見積もっているのではないかと疑問を持っている。近年、球体モデルの理論が発表されているので、それを中心にまとめたい。2016.03.18
なかなか適切な参考論文が見つからないので、かなり苦労している。2016.03.29

1 物質の放射と吸収の基礎理論

1.1 プランクの黒体放射とキルヒホッフの法則¹

ここでは、簡単に数式のみ記述する。プランクの公式より、黒体の分光放射輝度 (spectral radiance) B_ν は、単位面積、単位立体角²、単位振動数に対して、

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \quad (1.1)$$

ここで、 h はプランク定数、 k_B はボルツマン定数、 c は光速、 ν は電磁波の振動数である。単位振動数における単位面からの放出エネルギー (spectral exitance) $B_\nu^{exitance}(T)$ はランバートのコサインの法則 (Lambert's cosine law) に従うと、

$$B_\nu^{exitance}(T) = \int_h B_\nu(T) \cos \theta d\Omega = \frac{2\pi h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{k_B T}} - 1} \quad (1.2)$$

ここで、 $\int_h d\Omega$ は半球 (hemisphere) での積分を表している。さらに、全振動数で積分すると、 $x = \frac{h\nu}{k_B T}$ 、 $dx = \frac{h}{k_B T} d\nu$ として、単位面からの放出エネルギー (radiant exitance)

$$\begin{aligned} B(T) &= \int_0^\infty B_\nu^{exitance}(T) d\nu = \frac{2\pi k_B^4 T^4}{h^3 c^2} \int_0^\infty \frac{x^3}{e^x - 1} dx \\ &= \frac{2\pi^5 k_B^4}{15 h^3 c^2} T^4 \\ &= \sigma T^4 \end{aligned} \quad (1.3)$$

とステファン-ボルツマンの式を得る。ちなみに、ステファン-ボルツマン定数 $\sigma = 5.670373 \times 10^{-8} \text{Wm}^{-2}\text{K}^{-4}$ である。

キルヒホッフの法則 (Kirchhoff's law) は、熱平衡状態において、物体が放出する熱ふく射³ エネルギーと物体が吸収する熱ふく射エネルギーは等しくなければならないということから導かれる。黒体と熱平衡状態にある物体のふく射強度を $M_\nu(T)$ とし、吸収率 (absorptivity) を a_ν とすると、

¹ 参考資料として、Wikipedia の "Plank's law" または「プランクの法則」に詳しい解説がある。

² 放射面から放射される放射光は等方的に放射されるので放射強度を測定する場合、特定の立体角の放射光を集めて強度を計測する。

³ ふく射や熱ふく射そして放射はほとんど同義であるが、文脈によって明確な場合は放射を多用している。特に熱によって引き起こされることを強調したい場合、このように熱ふく射もしくは熱放射と書くようにした。近年の参考書では、放射もしくは熱放射と書くのが一般化している。本書でも、次節以降では放射もしくは熱放射を多用しているが、ほとんど赤外線領域の光が、温度のある物体から放出されている現象を指している。例外として、太陽や高温の物体の場合は可視光領域の光の話となる。

1 物質の放射と吸収の基礎理論

$$M_\nu(T) = a_\nu B_\nu(T) \quad (1.4)$$

となる。すべての振動数 ν において成立しなければ、熱的平衡状態ではなくなるのは明らかである。この関係が一部の振動数領域で壊れていれば一方的な熱エネルギーの移動がその振動数領域で起きることになり、もはや熱平衡状態を保てなくなる。ある振動数では物体から黒体へ、別の振動数では黒体から物体へ常にエネルギーのやり取りをしても熱的平衡状態を保てるかもしれないと考えることはできる。しかし、どちらかの振動数の光を選択的に吸収するフィルターを間に置いた場合、片方のみが一方的に起きることになるので、もはや熱平衡状態を保てなくなる。それゆえ、上式は常に成立しなければならない。吸収率 a_ν は物体固有の性質であり温度依存性は比較的小さいと思われるが、熱運動によるドップラー幅の変化などの温度依存性があるので厳密には $a_\nu = a_\nu(T)$ である。さて、射出率（または放出率 emissivity） ϵ_ν は、黒体ふく射強度に対する物体のふく射強度として以下の式で定義される。

$$\epsilon_\nu \equiv M_\nu(T)/B_\nu(T) \quad (1.5)$$

よって、式 (1.4) より、

$$a_\nu = \epsilon_\nu \text{ or } a_\nu(T) = \epsilon_\nu(T) \quad (1.6)$$

が得られる。これをキルヒホッフの法則と言う。すべての振動数によらず (1.6) 式は成立しているので、 $a = \epsilon$ と一般的には記述される。 ϵ のことを正式には hemispherical emissivity、 ϵ_ν は spectral hemispherical emissivity と呼ぶ。

1.2 Beer-Lambert Law

化学の世界では吸光度 (absorbance) A 、物理学の世界では光学的深さ (optical depth) τ で、どちらも物質によって光が吸収される度合いを表したものである。分野によって記号が違うのは困りものであるが、定義もほんの少し違っている。 I_0 を入射光強度とし、 I_t を透過光強度とすると、

$$A = -\log_{10} \left(\frac{I_t}{I_0} \right) \quad (1.7)$$

$$\tau = -\ln \left(\frac{I_t}{I_0} \right) \quad (1.8)$$

であり、 e を底とするか、 10 を底とするかの違いだけであるが、その他の関連する式はかなり様相が変わってくる。Beer-Lambert Law は、

$$A = \epsilon cl \quad (1.9)$$

$$\tau = \sigma nl \quad (1.10)$$

となる。ここで、 ϵ はモル吸光係数 (molar absorptivity, molar absorption coefficient) c は吸収を持つ物質のモル濃度、 l は光路長である。また、 σ は吸収断面積 (absorption cross

1 物質の放射と吸収の基礎理論

section) n は数密度 (number density) である。透過度 transmittance を T とすると、

$$T \equiv \frac{I_t}{I_0} = 10^{-\epsilon cl} \quad (1.11)$$

$$= e^{-\sigma nl} \quad (1.12)$$

が得られる。係数 ϵ は射出率 ϵ と混同しやすいので、 σ を使用することにする。また、数密度 n は目的分子の単位体積当たりの分子数に相当するので、これをモル濃度 c で代用すると、

$$\tau = \sigma cl \quad (1.13)$$

$$T = e^{-\tau} = e^{-\sigma cl} \quad (1.14)$$

ここで、 σ は単位モル当たりの吸収断面積ということになる。

さて、 $\sigma = \sigma(l)$ 、 $c = c(l)$ と吸収断面積と濃度が l の滑らかな関数とする。非常に短い距離 δl において、 σ と c は定数と見なせることから、

$$I_t(l + \delta l) = I_t(l)e^{-\sigma c \delta l} \approx I_t(l)(1 - \sigma c \delta l) \quad (1.15)$$

$$\therefore I_t(l + \delta l) - I_t(l) = -\sigma c I_t(l) \delta l \quad (1.16)$$

なので、

$$\frac{dI_t}{dl} = -\sigma c I_t \quad (1.17)$$

この式は、元々の Beer-Lambert Law を導く微分方程式であり、 $\frac{dI_t}{dl} = -\mu I_t$ を μ (attenuation coefficient : 減衰係数) を定数として解くと、 $I_t = I_0 e^{-\mu l}$ が得られる。 $\mu = \sigma c$ とすると上式が得られる。通常、吸収断面積 σ は、振動数 ν に強く依存して大きく変化するので、

$$\mu_\nu(l) = \sigma_\nu(l)c(l) \quad (1.18)$$

と記述することにする。

よって、

$$I_{\nu,t} = I_{\nu,0} e^{-\int \mu_\nu dl} \quad (1.19)$$

さらに、

$$T_\nu = e^{-\int \mu_\nu dl} \quad (1.20)$$

を得る。

ちなみに、 μ_ν が定数と見なせる場合、 μ_ν を使って関連する式を列挙すると、

$$I_t = I_0 e^{-\mu_\nu l} \quad (1.21)$$

$$T_\nu = e^{-\mu_\nu l} \quad (1.22)$$

$$a_\nu = 1 - T_\nu = 1 - e^{-\mu_\nu l} \quad (1.23)$$

2 気体の吸収と放射

2.1 ガス体の微小体積素片からの発光とプランク放射

気体分子は吸収スペクトルを持ち、発光スペクトルも持っている。それゆえ、ある気体分子から放出された光は気体中を通過する距離に応じた吸収率で吸収される。つまり、通過距離が小さければ小さいほど吸収率も小さくなり、ほとんど通過するようになる。さてここで、一様なガスサンプルの中のある微小体積素片 δv に含まれる気体からの発光を考えることにする。微小体積素片の大きさは、その空間内の分子の発光がその空間内でほとんど吸収されないほど小さいものとする、図 2.1 のように、微小体積素片を中心とする球対称で全方向へ放射光は広がることになる。微小体積素片の体積が小さければ小さいほどその中に含まれる発光分子の個数は少なくなり、発光が起きる確率も非常に小さくなる。それゆえ、短い時間内では 1

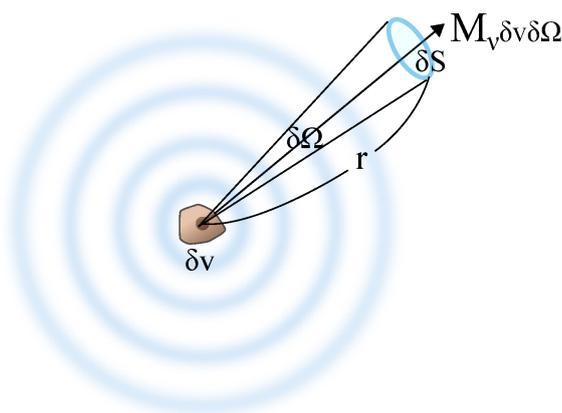


図 2.1: 微小体積素片 δv の微小空間からの発光はその微小空間内ではほとんど吸収されずに外部に放出されると近似できる。放射は球対称に起こり、球面波として記述できる。微小立体角の放射光量は単位体積、単位立体角当りの発光強度 M_ν とすると、 $M_\nu \delta v \delta \Omega$ となる。

個の分子からの発光があるかもしくは全くないかの状態になり、量子力学の考え方に従うと、発光は微小空間を中心とするコヒーレントな球面波となって広がることになる。それゆえ、空間的コヒーレント性があると思われる¹。しかし、いつ分子が発光するかは確率にのみ依存しているので時間的コヒーレント性は失われる。まとめると、微小体積素片からの発光は、空間的コヒーレント性を持つが時間的コヒーレント性のない光を球面波として放出する。微小体積素片を積分したサンプル全体からの発光は空間的コヒーレント性も時間的コヒーレント性もないことは明らかであるが、個々の微小体積素片からの発光がマクロの世界でもコヒーレント光として観測できるかもしれない。

¹原子ビームからの発光はランダムな光子の発光であり、発光した原子は反跳を受け、ビームから少しずれることが観測されている。原子の反跳方向を観測すれば光子がどの方向に進んだかわかると思われ、もはや光子は波の性質を失いコヒーレント性は消失するかもしれない。(ヘクト光学 I p.83 図 3.20 を参照。)しかし、実際には、どの方向へ光子が放出されるのかは量子力学的現象として決定されるので、局所的微小空間からの発光は球面波と考えてよいであろう。

2 気体の吸収と放射

さて、一様なガスサンプルの単位体積、単位立体角当りの発光強度を M_ν とする。この発光強度 M_ν は、ほとんど内部での吸収は無視できるほど小さい微小体積素片からの発光を計測することで得られるものであるが、物質固有の性質であり、後でわかるようにプランク関数と吸収率から決定される。微小体積素片 δv からの単位立体角当りの発光強度は、 $M_\nu \delta v$ で表現される。図 2.1 を見ればわかるように、微小体積素片 δv からの発光を微小立体角 $\delta\Omega$ で計測したものとすると、その観測された放射光強度は $M_\nu \delta v \delta\Omega$ となる。しかし、このままでは不便である。 $\delta S = r^2 \times \delta\Omega$ は微小体積素片 δv から距離 r 離れたところの立体角 $\delta\Omega$ に対応する面積である。よって、 x 点にある微小体積素片 δv から距離 r 離れたところの単位面積当たりの放射光強度 $\delta I_\nu(x, r)$ は、光の進行方向に対して垂直な面で考えるとき、

$$\delta I_\nu(x, r) = M_\nu \delta v \delta\Omega / \delta S = M_\nu \delta v / r^2 \quad (2.1)$$

となり、距離 r の 2 乗で減衰する。このことは、光が球面波として全方向へ拡散することを考えれば、当然の帰結である。ところで、 $M_\nu \delta v \delta\Omega$ の光がサンプル気体中を距離 r 進むと、サンプルが一様であるとして、式 (1.14) に従って吸収が起き、光の量は $[M_\nu \delta v \delta\Omega] \times e^{-\mu_\nu r}$ へ減少する。よって吸収を考慮すると、

$$\delta I_\nu(x, r) = M_\nu \delta v \delta\Omega e^{-\mu_\nu r} / \delta S = M_\nu e^{-\mu_\nu r} \delta v / r^2 \quad (2.2)$$

となる。ここで、 μ_ν が r に依存しない定数としたが、ガス体が不均一の場合は $\mu = \mu(r)$ と依存するので、式 (1.20) から、

$$\delta I_\nu(x, r) = M_\nu(x) e^{-\int_0^r \mu_\nu dr'} \delta v / r^2 \quad (2.3)$$

となる。

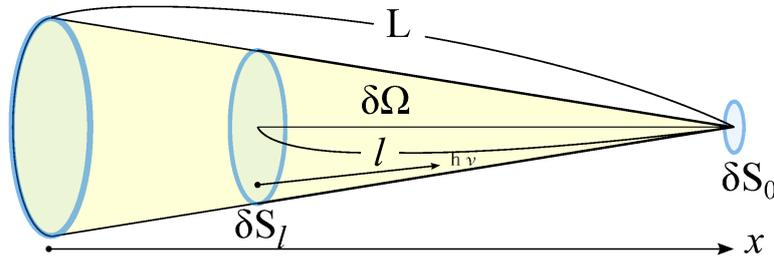


図 2.2: 微小面 δS_0 へ垂直方向からやってくる微小立体角 $\delta\Omega$ の放射光の強度は $\delta\Omega$ で形成される円錐部分からの発光を集めたものになる。

図 2.2 を参考に考える。微小面 δS_0 へ到達する垂直方向からの単位面積当たりの放射光強度 $I_\nu(L) \delta\Omega$ は、 $l = 0 \sim L$ までの $\delta\Omega$ で作られる円錐 V 中の気体分子からの発光を集めたものになる。 δS_l は距離 l のところの同じ立体角 $\delta\Omega$ 内の放射面を表したもので、この面積に比例した発光が δS_0 に飛来することになる。式 (2.3) から、

$$\begin{aligned} I_\nu(L) \delta\Omega &= \int_V \delta I_\nu(x, l) dv = \int_V \left[M_\nu e^{-\int_0^l \mu_\nu dl'} / l^2 \right] dv \\ &= \int_0^L \left[M_\nu e^{-\int_0^l \mu_\nu dl'} / l^2 \right] l^2 dl \iint_{\delta\Omega} d\Omega = \left\{ \int_0^L M_\nu e^{-\int_0^l \mu_\nu dl'} dl \right\} \delta\Omega \quad (2.4) \end{aligned}$$

2 気体の吸収と放射

よって、

$$I_\nu(L) = \int_0^L M_\nu e^{-\int_0^l \mu_\nu dl'} dl \quad (2.5)$$

となる。この式は、 $\delta\Omega$ を無限小とした場合の光の進行方向に沿った直線での積分となっている。ここで、積分内で $x = L - l$ ($x = L \sim 0$) および、 $dl = -dx$ の変数変換をすると、

$$\begin{aligned} I_\nu(L) &= -\int_L^0 M_\nu(L-x) e^{\int_L^x \mu_\nu(L-x') dx'} dx = \int_0^L M_\nu(L-x) e^{-\int_x^L \mu_\nu(L-x') dx'} dx \\ &= \int_0^L M_\nu e^{-\int_x^L \mu_\nu dx'} dx \end{aligned} \quad (2.6)$$

$$\begin{aligned} &= \int_0^L M_\nu e^{-\int_0^L \mu_\nu dx' + \int_0^x \mu_\nu dx'} dx \\ &= \left[e^{-\int_0^L \mu_\nu dx} \right] \int_0^L M_\nu e^{\int_0^x \mu_\nu dx'} dx \end{aligned} \quad (2.7)$$

を得る。

明らかに、図 2.3 の場合のようなモデル、微小面 δS を通過する平行光線が細長い円柱の中を流れ、進行距離によって減衰はしないが、通過する媒質の吸収によって強度が弱くなり、また、媒質内部の発光によって増光されると考えた理論と同等になる。

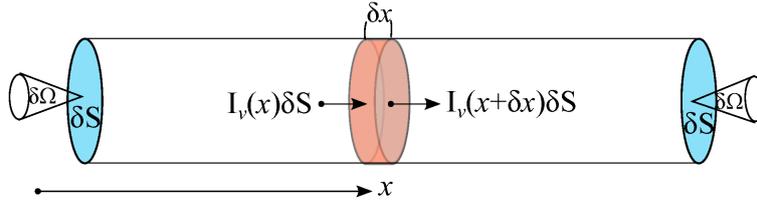


図 2.3: 細長い円柱の中の横方向の放射光の流れ

この場合、

$$\begin{aligned} I_\nu(x+\delta x)\delta S &= I_\nu(x)e^{-\mu_\nu(x)\delta x}\delta S + M_\nu(x)\delta S\delta x \\ &\doteq I_\nu(x)(1-\mu_\nu(x)\delta x)\delta S + M_\nu(x)\delta S\delta x \end{aligned} \quad (2.8)$$

$$\therefore (I_\nu(x+\delta x) - I_\nu(x))\delta S = (-\mu_\nu(x)I_\nu(x) + M_\nu(x))\delta x\delta S \quad (2.9)$$

よって、

$$\frac{dI_\nu}{dx} = -\mu_\nu I_\nu + M_\nu \quad (2.10)$$

となる微分方程式が得られる。これは、一般 1 階線形方程式であり、一般解は、

$$I_\nu(x) = \frac{k}{e^{\int_0^x \mu_\nu(t) dt}} + \frac{1}{e^{\int_0^x \mu_\nu(t) dt}} \int_0^x M_\nu(t) e^{\int_0^t \mu_\nu(t') dt'} dt \quad (2.11)$$

2 気体の吸収と放射

$I_\nu(0) = 0$ とすると、 $k = 0$ となり、

$$I_\nu(x) = \left[e^{-\int_0^x \mu_\nu(t) dt} \right] \int_0^x M_\nu(t) e^{\int_0^t \mu_\nu(t') dt'} dt \quad (2.12)$$

が得られ、式 (2.7) と同じ式が得られる。

均一なガス体の場合、距離 $l = 0 \sim L$ までのガス体からの放射光強度 $I_\nu(L)$ は、式 (2.5) から、

$$I_\nu(L) = \frac{M_\nu}{\mu_\nu} (1 - e^{-\mu_\nu L}) \quad (2.13)$$

となる。 $L = \infty$ とすると、

$$I_\nu(L = \infty) = \frac{M_\nu}{\mu_\nu} \quad (2.14)$$

が得られる。吸収断面積 σ_ν や濃度 c が非常に大きい場合、 $\mu_\nu = \sigma_\nu c$ も大きくなるので、かなり小さな L でも近似的に上式が成立することがわかる。

図 2.2 の微小面 δS_0 がちょうど黒体の表面であった場合、そして、吸収断面積 σ や濃度 c そして L が十分に大きい場合で、上式が成立するということを想定しよう。そして、熱的平衡状態であったとしよう。微小面 δS_0 に入る光の量と出ていく光の量が同じでなければならぬから、プランクの公式 (1.1) から、

$$B_\nu(T) = \frac{M_\nu}{\mu_\nu} \quad (2.15)$$

書き換えると、

$$M_\nu = \mu_\nu B_\nu(T) = \sigma_\nu c B_\nu(T) \quad (2.16)$$

が得られる。このように、ガス体から放出される放射光の強度を黒体放射の式と関連づけることができた。また、長さ L の一様なガス体を通過してきた放射光の強度 $I_\nu(L)$ はどの方向に対しても同じであり、

$$I_\nu(L) = B_\nu(T) (1 - e^{-\mu_\nu L}) \quad (2.17)$$

と書けることになる。この式から、明らかに、どのようなガス体であっても、一様ガスで温度一定であれば、ガス体の厚さが増大すれば、そこから放射される放射光は黒体放射と一致するようになる。式 (1.23) から、 $a_\nu = 1 - e^{-\mu_\nu L}$ は長さ L の吸収体の吸収率であり、その吸収体の発光強度が $I_\nu(L)$ であるから、射出率 ϵ_ν は、

$$\epsilon_\nu = I_\nu(L)/B_\nu(T) = a_\nu \quad (2.18)$$

となり、キルヒホッフの法則が導かれたことになる。

式 (2.16) は、ガス体の濃度 c や温度 T および圧力 P が一様でない場合も成立するという意味で、

$$M_\nu(T, c, P) = \sigma_\nu(T, c, P) c B_\nu(T) \quad (2.19)$$

と書ける。また、

$$T = T(\mathbf{x}), \quad c = c(\mathbf{x}), \quad P = P(\mathbf{x})$$

2 気体の吸収と放射

と書け、空間座標 x に依存して変化するように記述できる。

$\sigma_\nu(T, c, P)$ は通常、振動数 ν にのみ依存する物質固有の性質であるが、微妙に温度や圧力や濃度により変化する。それゆえ、 $M_\nu(T, c, P)$ も影響を受ける。

ところで、不均一なガス体の場合、式 (2.5) から、

$$I_\nu(L)\delta\Omega = \int_0^L M_\nu e^{-\int_0^l \mu_\nu dl'} dl \delta\Omega \quad (2.20)$$

よって、

$$I_\nu(L) = \int_0^L M_\nu e^{-\int_0^l \mu_\nu dl'} dl = \int_0^L \mu_\nu B_\nu(T) e^{-\int_0^l \mu_\nu dl'} dl \quad (2.21)$$

が得られる。

不均一なガス体の場合、具体的には地球大気の場合、高度とともに急激に圧力が減少し、屈折率が変ることによる屈折や反射が起こることが想定できる。この場合、もはや図 2.2 や図 2.3 での議論は成立しないかもしれないという疑問が残る。それゆえ、上記の議論にどの程度信頼性があるのかを別の観点から検証する必要がある。このことについては別のところで議論したい。

2.2 ランバートのコサインの法則

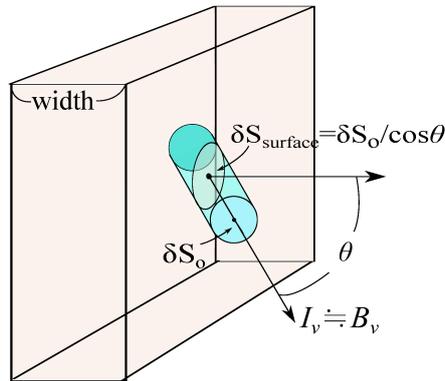


図 2.4: ランバートのコサインの法則：固体表面が非常に高い吸収を持つ高濃度ガス体の薄い層と考えると、 $L \ll \text{width}$ で吸収は飽和し、すべての方向へ同じ強度 $I_\nu \doteq B_\nu$ の黒体放射に近い放射光を放出する。斜めに横切る円筒の断面は $\cos \theta$ の逆数に比例して大きくなるため、固体表面からの単位面積当たりの放射光強度は $\cos \theta$ の角度依存性を持つようになる。

ランバートのコサインの法則は、前節の議論において高濃度灰色ガス体を想定すれば、どの方角に対しても等方的に同じ強度で放射光が観測されることから、容易に説明できる(図 2.4)。つまり、固体の表面も拡大して観測すれば、発光と吸収が同時に起こり、厚さ数

2 気体の吸収と放射

ミリ程度もしくはそれ以下で吸収が飽和し黒体放射となるガス体と考えることができる。それゆえ、表面から放出される放射光強度は方向によらず一定となる。よって、斜め方向に放出される放射光強度を固体表面の面積で割るとコサインの法則が出てくることになる。しかし、実際の固体表面は異方性があることが多く、この法則からいくらかずれる。また、屈折率の違いによる反射も起きる。

2.3 ガス体の微小体積素片からの発光と吸収

微小体積素片の発光を定義することで体積積分で発光を取り扱えるようになったが、吸収も同様に取り扱えることはこれまでの議論からより一層明確になってきた。通常物質内部では熱放射による光が充満しているため、すべての方向から飛来する光の波が物質内部の分子を取り囲んでいると考えてよいであろう。特に熱力学的熱平衡状態においては、すべての方向から一様に黒体放射と同等な光が分子や原子を取り囲んでいるという「光の海」の中にある。このことを等方的黒体ふく射場と呼んでもよいであろう。

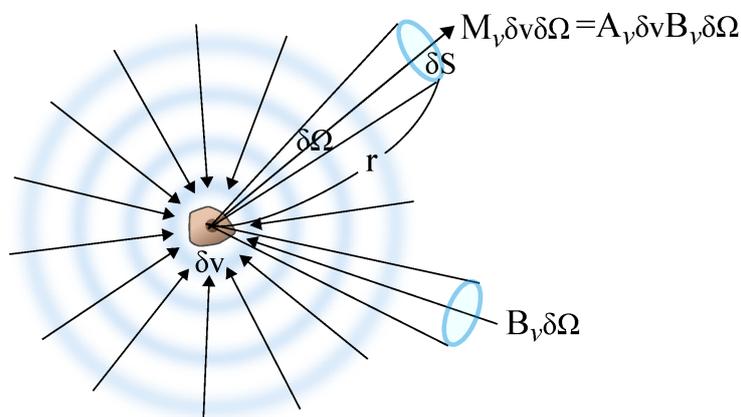


図 2.5: 熱平衡状態にある等方的黒体ふく射場では微小体積素片にすべての方向から同じ強度の黒体放射光が降り注いでいる。

図 2.5 のように、熱平衡状態においては一様な黒体ふく射場の中で放出と吸収が釣り合っていないといけない。微小体積素片の発光 $M_\nu \delta v \delta \Omega$ は黒体ふく射場の放射強度 $B_\nu \delta \Omega$ に比べて無視できるほど小さく、それと同等な吸収も無視できるほど小さい。それゆえ体積素片の外側の黒体ふく射場に影響をほとんど与えないが、体積素片内の吸収を持つ分子の個数に比例して吸収が起きると考えてもよい。つまり、微小体積素片の吸収率は $A_\nu \delta v$ と考え、 A_ν は単位体積あたりの吸収率と見なせる。ただし、この吸収率は外場の光強度に対しほとんど無視できるほど小さい場合の吸収率であり、キルヒホッフの法則で出てくる吸収率 $a_\nu (= 0 \sim 1)$ とは異なることに注意しなければならない。よって、熱平衡状態において、

$$\begin{aligned} M_\nu \delta v \delta \Omega &= A_\nu \delta v B_\nu \delta \Omega \\ \therefore M_\nu &= A_\nu B_\nu \end{aligned} \quad (2.22)$$

2 気体の吸収と放射

式 (2.16) から $M_\nu = \mu_\nu B_\nu$ であるから、

$$A_\nu = \mu_\nu \quad (2.23)$$

と書ける。それゆえ、単位体積当たりの吸収率 $A_\nu = \mu_\nu$ は 1 をはるかに超えた非常に大きな値を取り得ることがわかる。常識的には吸収率は 0 ~ 1 の範囲で収まるべきであるが、単位体積よりもはるかに小さな体積で吸収率が 1 近くになっているため単位体積に換算すると非常に大きな値になると考えれば理解できる。さて、図 2.3 における入射光強度 $I_\nu(x)$ に対し、吸収量は $I_\nu(x)\mu_\nu(x)\delta v$ となり、

$$\begin{aligned} I_\nu(x + \delta x)\delta S &= I_\nu(x)\delta S - I_\nu(x)\mu_\nu(x)\delta v + M_\nu(x)\delta v \\ &= I_\nu(x)\delta S - I_\nu(x)\mu_\nu(x)\delta S\delta x + M_\nu(x)\delta S\delta x \\ \therefore \frac{dI_\nu}{dx} &= -\mu_\nu I_\nu + M_\nu \end{aligned}$$

となり、以前導出した式 (2.10) と同じ式が得られ、数式的には問題はないように思われる。この式は、さらに、

$$\frac{dI_\nu}{dx} = -\mu_\nu I_\nu + \mu_\nu B_\nu \quad (2.24)$$

と変形できる。(シュワルツシルト方程式 Schwartzschild's equation : $\frac{dI_\nu}{\mu_\nu ds} = -I_\nu + B_\nu$ と同じ方程式)

さて、温度とガス濃度が不均一な場合を想定しよう。しかし、局所的には温度一定と見做せるほど、緩やかな温度勾配があると想定することにする。このことはガス分子同士の衝突により局所的に熱平衡状態となり、その局所点 x における熱平衡温度 $T(x)$ に対し、微小体積素片から局所熱平衡温度 $T(x)$ に依存した $M_\nu(x, T(x))\delta v\delta\Omega$ の熱放射光が放出されると考えてよいであろう。しかし、周りのふく射場は様々な方向からの光の集合体であり、温度が異なる遠方の領域からの放射光からなっているため、一般的に放射熱平衡にはなっていない。それゆえ、座標 x における微小体積素片 δv の周りのふく射場を $I_\nu(x, \theta, \phi)$ と方向によって変化するものと考えることにする。微小体積素片の単位時間当たりのエネルギー増加量 $\delta E_\nu(x)$ は、

$$\delta E_\nu(x) = \int d\Omega [I_\nu(x, \theta, \phi)\mu_\nu(x)\delta v - M_\nu(x)\delta v] \quad (2.25)$$

$$\therefore \delta E_\nu(x)/\delta v = \mu_\nu(x) \int I_\nu(x, \theta, \phi)d\Omega - 4\pi\mu_\nu(x)B_\nu(T(x)) \quad (2.26)$$

を得る。よって、

$$\delta E(x)/\delta v = \int \mu_\nu(x) \left\{ \int I_\nu(x, \theta, \phi)d\Omega - 4\pi B_\nu(T(x)) \right\} d\nu \quad (2.27)$$

が、単位時間当たり、単位体積当たりのエネルギー増加量となる。簡潔に書き換えると、

$$\delta E/\delta v = \iint \mu_\nu (I_\nu - B_\nu) d\Omega d\nu \quad (2.28)$$

$$= \int \mu_\nu \left[\int I_\nu d\Omega - 4\pi B_\nu \right] d\nu \quad (2.29)$$

2 気体の吸収と放射

となる。式 (2.28) から明らかであるが、 $I_\nu = B_\nu$ であればエネルギー変化はなく、 $I_\nu > B_\nu$ のとき周りのふく射場からエネルギーを吸収して近傍ガスの温度が上昇し（加熱効果）、 $I_\nu < B_\nu$ のとき周りのふく射場にエネルギーを与えて近傍ガス温度は低下する（冷却効果）。つまり、ガス体のある位置 x の微小断片部分は常に発光分子からの放射圧力 $B_\nu(T(x))$ を持ち、その周りのふく射場は $I_\nu(x, \theta, \phi)$ の圧力を持ち、圧力の高い方から低い方へエネルギーが移動すると言い換えることができる。しかし、その間には μ_ν のフィルターがあり、移動速度を律している。

2.3.1 Optical thickness: 光学的厚さ

Optical thickness 光学的厚さ τ_ν を導入するといくらか便利になる。この光学的厚さは光学的深さ optical depth と同じものであるが、地球上の上下で測定すれば光学的深さになり、そうでない場合は光学的厚さと言う習わしがある学会に準拠したものである。点 s と点 s' の間の媒質の単色の光学的厚さを

$$\tau_\nu(s', s) = \int_s^{s'} \mu_\nu ds'' \quad (2.30)$$

と定義する。両辺を s で微分すると、

$$\frac{d\tau_\nu(s', s)}{ds} = -\mu_\nu(s) \quad (2.31)$$

シュワルツシルト方程式 (2.24) は、

$$\frac{dI_\nu}{\mu_\nu ds} = -\frac{dI_\nu(s)}{d\tau_\nu(s_1, s)} = -I_\nu(s) + B_\nu(T(s)) \quad (2.32)$$

両辺に $e^{-\tau_\nu}$ を掛けると、 $\frac{d}{d\tau_\nu} (e^{-\tau_\nu} I_\nu(s)) = -e^{-\tau_\nu} I_\nu(s) + e^{-\tau_\nu} \frac{dI_\nu(s)}{d\tau_\nu}$ であるから、

$$-e^{-\tau_\nu} \frac{dI_\nu(s)}{d\tau_\nu(s_1, s)} = -e^{-\tau_\nu} I_\nu(s) - \frac{d}{d\tau_\nu} (e^{-\tau_\nu} I_\nu(s)) = -e^{-\tau_\nu} I_\nu(s) + e^{-\tau_\nu} B_\nu(T(s))$$

よって、

$$-\frac{d}{d\tau_\nu} (e^{-\tau_\nu} I_\nu(s)) = e^{-\tau_\nu} B_\nu(T(s))$$

両辺を積分すると、

$$\begin{aligned} -\int_0^{s'} d[e^{-\tau_\nu} I_\nu(s)] &= e^{-\tau_\nu(s', 0)} I_\nu(0) - I_\nu(s') \\ &= \int_0^{s'} e^{-\tau_\nu} B_\nu(T(s)) d\tau_\nu = -\int_0^{s'} e^{-\tau_\nu} B_\nu(T(s)) \mu_\nu(s) ds \end{aligned}$$

よって、

$$I_\nu(s') = I_\nu(0)e^{-\tau_\nu(s', 0)} + \int_0^{s'} B_\nu(T(s))e^{-\tau_\nu(s', s)} \mu_\nu(s) ds \quad (2.33)$$

となり、以前導いた式 (2.21) の一般形となっている。

2.4 線幅

気体分子のスペクトルはかなり線スペクトルに近く、様々な要因により線幅が増大し、いくらか滑らかな、そして複雑な形状の曲線となる。線幅拡大の要因は、Wikipediaによると、

1. 自然広がり：励起状態の寿命とエネルギーの揺らぎの関係（不確定性原理）による効果。ローレンツ型分布。
2. 熱ドップラー広がり：気体分子の熱運動によるドップラー効果。ガウシアン分布、温度に依存。
3. 圧力広がり：
 - a) 分子衝突による効果：ローレンツ型分布。温度と圧力に依存。
 - b) 準定常的圧力効果：近くに存在する他の分子の効果。ガス密度に依存。
4. 再吸収効果によるスペクトル形状の変化
5. 巨視的ドップラー効果：部分的集団のガスが高速で移動している場合。
6. 複合効果：それぞれの効果が複合して現れる。熱ドップラー効果と分子衝突効果を複合するとフォークト関数 (Voigt profile) となる。

このように様々な要因で線幅が拡大するが、地球大気については多くの研究者により詳細に調査されている。

2.5 光の屈折と反射

地球の大気を考える場合、高度とともに気圧が減少し、屈折率も変化する。それゆえ、光の進行方向が曲げられ、曲線となって進行する。また分散も起き、振動数によって屈折率がずれる現象が起きる。屈折だけを問題にするならば、スネルの公式を使って議論すればよいのであるが、反射も考慮するとなるとフレネルの公式を使うことになる。

2.6 光のレンズ効果（輝度不変の法則）

太陽光をレンズで集光し、子供のころ紙を燃やした経験があるが、いったい温度はどの程度まで上昇するのであろうか？簡単な幾何光学を使って考えてみることにする。

図 2.6 は、観測点側から見えているところの面積 S_{sun} の太陽からの光を面積 S_{lens} のレンズで集光し、面積 S_o の像をちょうど焦点距離 f のところに作るとしたものである。太陽はランバーチャンとして均質に約 6000 度の黒体放射光 $B_\nu(T_{sun})$ を放出しているとする（実際には太陽は外縁消光があり、均質ではないが、おおよその近似で考える）。太陽からレンズまでの距離を L 、太陽から見たレンズの立体角を $\Delta\Omega_l$ 、レンズから見た太陽の立体角を $\Delta\Omega_s$ とする。また、 $\Delta\Omega_o$ は結像点から見たレンズの立体角である。

太陽は、地球から見えている太陽表面の任意の点からレンズに向けて、単位面積当たり $B_\nu(T_{sun})\Delta\Omega_l$ の光を放出している。それゆえ、太陽全体から $B_\nu(T_{sun})S_{sun}\Delta\Omega_l$ の量の光がレンズに向けて放出されている。レンズ側から太陽を見ると、 $\Delta\Omega_s$ の立体角方向から均

2 気体の吸収と放射

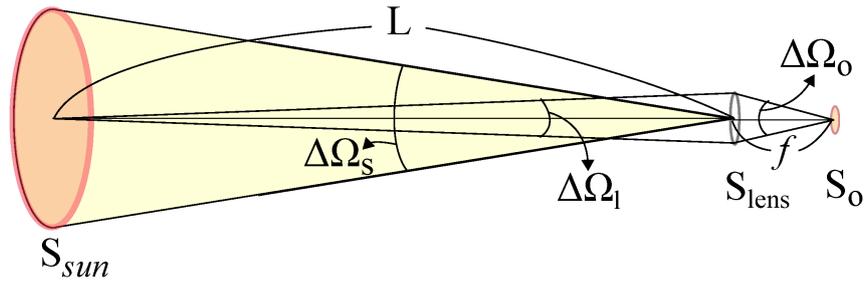


図 2.6: 面積 S_{sun} の太陽からの光を面積 S_{lens} のレンズで集光し、面積 S_o の像を作る。

質にレンズに向けて太陽光がやってくるので、レンズの任意の点で受ける太陽光強度は一定であり、その強度を $I_\nu \Delta\Omega_s$ としよう。よって、

$$B_\nu(T_{sun})S_{sun}\Delta\Omega_l = I_\nu S_{lens}\Delta\Omega_s \quad (2.34)$$

が成立する。明らかに、

$$S_{sun} = L^2 \Delta\Omega_s, \quad S_{lens} = L^2 \Delta\Omega_l. \quad (2.35)$$

また、 $S_{sun}\Delta\Omega_l = L^2 \Delta\Omega_s \Delta\Omega_l = S_{lens}\Delta\Omega_s$ であるから、

$$I_\nu = B_\nu(T_{sun}) \quad (2.36)$$

となり、どんなに遠く離れていても、太陽光の立体角当りの放射光強度は不変であることがわかる。さて、レンズによって結ばれた面積 S_o の像は均質なランバーチャン太陽をそのままきれいに像を結んだとしよう。そうすると、この像は均質な明るさの像となり、レンズのすべての点を通して像の各点に結像することから、焦点距離 f のところの像の中の各点の強度を $I'_\nu \Delta\Omega_o$ と定義できる。よって、像全体の強度は、 $I'_\nu \Delta\Omega_o S_o$ と記述できる。レンズが太陽から受けとったエネルギーはすべてレンズを通過し、結像したとすると、

$$I'_\nu \Delta\Omega_o S_o = B_\nu(T_{sun})S_{sun}\Delta\Omega_l \quad (2.37)$$

であることは明らかである。光学の原理より、 $L/f = \sqrt{S_{sun}}/\sqrt{S_o}$ 、また、 $S_{lens} \doteq f^2 \Delta\Omega_o$ であるから、

$$\begin{aligned} \Delta\Omega_o S_o &= \frac{S_{lens}}{f^2} \cdot \frac{S_{sun} f^2}{L^2} = \frac{S_{sun} S_{lens}}{L^2} \\ &= S_{sun} \Delta\Omega_l \end{aligned} \quad (2.38)$$

よって、

$$I'_\nu = B_\nu(T_{sun}) \quad (2.39)$$

が得られ、立体角当りの放射光強度はレンズで集光しても不変であることがわかる。変わるののは立体角分布である。レンズで集光した場合、同じ強度の光がより広い立体角で観測

2 気体の吸収と放射

されることになり、その分エネルギーが集光される。結像したところから太陽を見ると、数十倍に拡大され天球に広がった太陽が見え、その面積に比例した強度の光を受けることになる。それゆえ、どんなに巨大なレンズで太陽光を集めても、太陽の温度を超えることができないことは明らかであろう。太陽を全天球の大きさに拡大して初めて同じ温度が実現されるからである。図 2.7 は天球上の太陽の放射強度 $I_\nu(\theta, \phi)$ を観測点での天球角度 θ, ϕ で表した概念図である。(a) は地上から直接天球を観測した場合、(b) はレンズを通して観測した場合である。実際の太陽表面は黒点やフレアが存在しているのでピーク面の表面は平坦ではない。

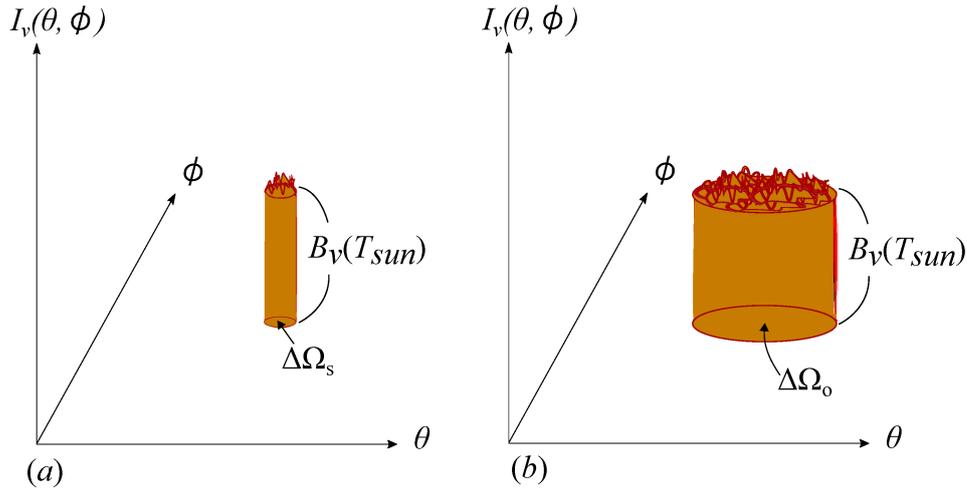


図 2.7: (a) は地上から直接天球を観測した場合、(b) はレンズを通して観測した場合の放射強度 $I_\nu(\theta, \phi)$ の概念図

さて、この立体角当りの放射光強度不変の原理は、輝度不変の法則としてよく知られている。屈折や反射があるが、吸収や散乱がない場合はこの輝度不変の法則が成立する。それゆえ、対象物に届く光は対象物から逆に辿っていけば、その線上にある放射体の輝度がそのまま対象物に届き、放射光強度 $I_\nu(\theta, \phi)$ となる。街灯のそばは明るい、遠くに行けば暗くなるのは当たり前であるが、街灯そのものの輝度は実は遠くに離れても変わらない。街灯の大きさが小さく見えるようになる分、照らす明るさは暗くなるが、街灯そのものの明るさは変わらないのである。それは近くで撮影した写真と遠くから撮影した写真を見比べるとわかる、よく知られた写真の原理である。

2.7 固体表面における反射とキルヒホッフの法則

簡単に滑らかな固体表面での反射と屈折が起こる場合のキルヒホッフの法則を考えてみることにする。

2.8 光は粒子かそれとも波か？

光は粒子か波かの間に、過去の歴史は二転三転してきた。おそらく、現代においても、どこかで激しい論争が行われているに違いない。ユージン・ヘクトの著書「OPTICS, 4th edition」(日本語版「ヘクト光学 I」)の第 1 章にかなり詳しい光学の歴史が述べられている。そこから掻い摘んで歴史を眺めてみることにしよう。光は粒子なのか波なのか、過去の歴史から何かわかるかもしれない。

光学の起源を鏡の発明とすると、紀元前 1900 年に遡り、古代エジプトが発祥とされている。光の反射は紀元前 300 年ごろギリシャ時代のユークリッドが「反射光学」を著し、反射が最短経路で起こることを説明した(最短経路の原理)。屈折についての研究もギリシャ時代に行われていたらしい。また、火付けガラスも紀元前 424 年以前から存在していたらしい。その後ローマ時代に入り、ローマ職人が凸レンズの拡大鏡を使っていたことがかなり確からしく推測されている。西暦 475 年頃の西ローマ帝国滅亡からヨーロッパは長い暗黒時代になり、光学の歴史も暗黒時代となった。その間、アラブに学問の中心が移ったとされている。西暦 1000 年頃アルハーゼンは光学の研究を行い、球面や放物面の鏡面反射を書物にまとめた。この書物は、13 世紀になってやっとヨーロッパに伝わり、翻訳されて広まるようになった。13 世紀後半、修道士ロジャー・ベーコンはレンズで視力を矯正することを思いついた。そして、しだいに眼鏡が流行するようになった。16 世紀になって、レオナルド・ダビンチやポルタがレンズを使ったアイデアを自らの著書に書き記すようになり、17 世紀以降の洪水のごとく現れる光学の発展の歴史の始まりを告げる徴であった。

1608 年、オランダのリパシーが屈折式望遠鏡の特許申請をした(誰が発明したのかはよくわかっていない)。ガリレオ・ガリレイはその話を聞き、すぐさま望遠鏡を自作した。オランダ人のヤンセンは複雑な顕微鏡を同じころ発明した。そして、1611 年、ケプラーは改良した望遠鏡を使って「屈折光学」を出版した。1621 年、ライデン大学教授のスネルは「屈折の法則」を実験的に発見した(スネルの屈折の法則)。1637 年、デカルトは「屈折光学」を出版し、正弦関数で記述する、弾性媒質中の圧力伝播モデルによる、屈折の法則を導出した。ここで、はじめて、宇宙全体に存在する物質を想定し、その中を波のような何かが伝わると考えた最初の波動説らしきものが出現したと思われる。1657 年、フェルマーはデカルトの仮定に異議を唱え、「最小時間原理」を発表し、反射の法則を導いた。同じころ、ポローニャの大学のグリマルディ教授は、小さな光源で照明されている棒の影の中に回りこんだ何本かの光の筋「回折現象」を発見した(回折現象：光が障害物を超えて進むとき、直進せずに伝搬方向からずれる現象のこと)。少し遅れて、ロンドン王立協会のフックも回折効果を観察し、1665 年、光は高速度で伝搬する媒質中の早い振動運動とする考えを提唱し、「発光体のあらゆる脈動や振動は球面を生成する」という波動理論を展開した。ここにおいて光は波であるとする考えがかなり信じられるようになった。しかしまた光の直進性から、光は粒子であるという考えも根強く存在していた。ちょうどそのころ、かの有名なアイザック・ニュートンは 23 歳であった。彼は様々な光学実験に着手した。彼の業績は波動説、粒子説の両方に亘っているが、晩年の彼はなぜか光の粒子説を推し進め、波動説を排除した。その理由は、「あらゆる方向に広がる波を用いて直進的な伝搬を説明しなければならないが、それは難しい」であった。イギリスでニュートンが光の粒子説を展開していたころ、ヨーロッパ大陸ではホイヘンスが波動説を大きく発展させた。ホイヘンスははじめて密度の高い物質の中で光の速度が遅くなることを突き止めた。また、方解石の研究を通して、複屈折を解明し、偏光の現象を発見した。1676 年、レーマーは木星のイオの観測から、光の速度は地球の公転軌道を 22 分と見積もった。ホイヘンスとニュー

2 気体の吸収と放射

トンはすぐさま計算し、それぞれ、 $2.3 \times 10^8 \text{ m/s}$ 、 $2.4 \times 10^8 \text{ m/s}$ とした。

18世紀になり、ニュートンの力は大きくなり、光の粒子説が主流となりつつあった。数学者のオイラーは波動説の信奉者であった。ニュートンが失敗した色消しレンズ（当時、色によって屈折率が変わるため、色差ボケが起き、望遠鏡などが鮮明ではなかった。そのため色差ボケをなくす工夫が必要であった）は、人間の目は色消しが成功していることを例えて、人間の目を参考にすれば色消しレンズは可能であると主張した。ウプサラ大学のクリンゲンスティルナ教授はニュートンの色消し実験を再現し、ニュートンが間違っていたと結論した。そして、1758年、ロンドンの眼鏡商、ドランドと協力し、クラウンガラスとフリントガラスを組み合わせた色消しレンズの制作に成功した。（公表はされていないが、イギリスのアマチュア科学者ホールの方が先であったとのこと。）

19世紀、トーマス・ヤング博士は、1801、1802、1803年、王立協会において「干渉の原理」に関する論文を明らかにした。しかし、ニュートン信奉者たちはヤングの論文を価値のかけらもないと酷評した。それから13年後、フランスのフレネルはホイヘンスの波動説を推し進め、波動の概念と干渉の原理を合体させ、2次球面波が干渉し合って1次波ができる理論を完成させた。しかし、ヤングの業績に優先権があることを知らされたフレネルは少々落胆したが、その歴史的に偉大な2人は友となった。光には偏光があり、一連の研究から、それまで縦波と考えられていた光の波では実験結果を全く説明できないことが明らかになってきた。ヤング、アラゴ、フレネルは、この問題と格闘し、ヤングは光の横波説を唱えるようになり、フレネルはエーテル振動の力学理論を展開し、今でも有名なフレネルの公式に到達した。1825年ごろには、光の粒子説は鳴りを潜め、波動説が主流となるようになった。そして、光の波を伝える媒質の性質に多くの人が注目するようになっていった。その媒質のことをエーテルと呼び、その後の光の研究はエーテル研究へと変わることになる。

1849年、フィゾーは、地上で回転歯車と鏡を使って光の速度を実験的に求め、 315300 km/s を得た。1850年、フーコーは、光の速度が水中では空気中より遅いことを実験的に確かめた。ここにおいて、ニュートンの定式化と直接矛盾することがわかり、わずかに残っていた光の粒子説を信奉するニュートン派はさらなる逆風を受けることになった。一方、1845年、練達の実験家マイケル・ファラデーは、電場と磁場の研究を推し進め、光と電磁場との間の相互関係を確かなものにした。1864年、ジェームス・クラーク・マックスウェルは、ファラデーの膨大な実験結果を簡潔で美しいほど対称的な一組の数学方程式にまとめ上げた。そして、電磁場は、横波として光を伝えることができるエーテルの中を伝搬することができることを純理論的に証明した。現代においても電磁気学の座右の銘として使われているマックスウェルの方程式の誕生である。マックスウェルの方程式から $c = 1/\sqrt{\epsilon_0\mu_0}$ が導かれ、光速の実測値と一致した。そして、「光はエーテル中を伝搬する波の形をした電磁波である」という重大な結果が得られた。1888年、ヘルツは一連の研究で、長波長の電磁場を発生させ、その存在を実証した。

エーテルの問題は、ますます重要になった。天体収差を説明するためには、絶対静止空間でエーテルが存在し、地球はその中を運動する必要があった。しかし、様々な観測結果は地球はエーテルに対し静止しているようであった。1881年、マイケルソンは光の速度を厳密に測定し、地球の運動による変化はないという結果を報告したが、その信憑性が指摘された。そこで、モーレーと共同で精度を向上させた実験を行い、1887年、マイケルソンとモーレーは結果を報告した。その結果とは、やはりエーテルに対して地球は運動していないという、エーテル説を否定するかのような結果であった。そこで、アイルランドのジョセフ・ラーモア（1897年）とオランダのヘンドリック・ローレンツ（1899年、1904

2 気体の吸収と放射

年)により、ローレンツ変換が、マイケルソンとモーレーの実験結果を矛盾なく説明する手段として提案された。ローレンツは、時間の流れや光速度はすべての基準座標系において同一と考えたため、「大きな速度で動く座標系では、2点間の距離(物体の長さ)は縮む」というローレンツ収縮を結論した。しかし、ローレンツ収縮は実験結果と矛盾した。

たぶんポアンカレが自分の考えを1899年に発表し始め、「私たちがエーテルとよんでいるものは本当に存在するのだろうか?」という強い疑念を1900年、まさに19世紀の最後に言い放った。この時から、光は粒子か波かの議論が再燃することになる。そして、かの有名なアインシュタインの特殊相対性理論が1905年に発表された。そして、光は粒子になった。

アインシュタインが登場する前、1900年は量子力学の誕生と言われている。1900年のプランクの発表は、これから起こる科学そのものの見方を変える、とてつもなく大きな一歩であった。すべてのエネルギーは量子化され、連続ではないことがわかり、従来のニュートン力学を古典力学と言わしめる、新しい力学の誕生を促した。当時、産業革命によりヨーロッパは激しい近代化のさなかであった。鉄鋼業が栄え、溶鉱炉の温度を知るための理論が必要であった。1896年、熱ふく射の理論(黒体ふく射理論)として出されたヴィーンの公式は短波長側では実験値と一致するが長波長側では合わない。1900年の初め、レイリーが出した式(レイリー・ジーンズの式)は長波長では合うが短波長側では合わない。プランクは、有名なプランクの法則を発表し、長波長でも短波長でも一致する式を出した。しかし、この理論はとんでもないことを意味していた。 $\epsilon = h\nu$ という光エネルギーの最小単位が存在し、光エネルギーはこの最小単位の整数倍になっていなければならない。

アインシュタインはこの光の素量 $\epsilon = h\nu$ をエネルギーの塊あるいは”粒子”と考え、これまで漠然と信じられていた宇宙を満たすエーテルを取っ払い、物体の相対運動を考えるだけで、ただし光速度は不変であるという前提条件のもとで、特殊相対性理論と呼ばれる理論を構築した。まさに、20世紀の幕開けに相応しい近代科学の産声であった。アインシュタインは物体が運動すると、運動方向に空間が伸びたり縮んだり、時間も伸びたり縮んだりするとした。その数式はローレンツが提唱したローレンツ変換であったが、ローレンツは空間のみが縮むとしたのに対し、アインシュタインは時間も変わるとしたところがローレンツと異なるところである。そして、光は何もない空間を伝搬する。光すなわち電磁場は、それ自身で物理的実態である波動そのものと考えられるようになった。波の性質を持つ粒子の誕生である。おそらく、アインシュタインは、多くの光の粒子が集まり、統計的事象として波動現象が起きていると考えていたようである。(しかし、このことは後になって否定されるようになった。つまり、一個の光の粒子が波動現象を起こし干渉すると現代では考えられている²。)

1913年、ボーアの原子モデルが発表され、原子核の周りを電子が回る理論が提出された。この理論は電子のエネルギーがとびとびの不連続に変化するものであった。光が粒子と波動の2重性があるのなら他の粒子にも2重性があるのではないかと考えたのが、ド・ブロイであり、ボーアモデルを支持する根拠になり、電子も粒子と波動の2重性があるこ

²1909年、Taylorは装置内にたかだか一個の光子しかないような非常に弱い条件下でヤングの干渉実験をしても干渉効果の変化を観測できなかった。つまり、干渉実験においては、光はどんなに強度を弱くしても波であり、粒子としての効果は発見できない。逆に言えば、1個の光子でも干渉するという間接的に言っている。その後、光子の存在を証明するための実験が数多くなされたが、ほとんどは古典的電磁気学の理論で説明できていたという経緯があり、20世紀後半のレーザー光が発明されてまで、光の量子論が必要になることはほとんどなかった。この話は、R. Loudon, “Quantum Theory of Light 3rd edition”, Oxford University Press の p.3 に記述がある。

2 気体の吸収と放射

とがわかった。そして、瞬く間に量子力学という分野が爆発的に発展し、1920年代にはほぼ現代でも使われている量子力学の体系が作られた。そして、相対性理論と量子力学が融合していくことになる。量子力学と相対性理論の詳しい話は他の参考書に譲るとして、また、光の話に立ち戻ろう。

光は粒子か波かは、いつも議論的になる。ニュートンが言ったように、光の直進性から見ると粒子のように見える。また、コンプトン散乱や光電効果は光が粒子であるとして説明される。光電効果は、近年、光が波であるとしても説明可能であるという話が持ち上がっているが、コンプトン散乱は波では説明がつかない。このように、光の粒子性から、 $h\nu$ のエネルギーを持つ粒子であると考えられるようになり、光子 photon と呼ばれるようになった。しかし一方、波の性質もあり、屈折や回折現象は光が波であることを物語っている。また、有名な2重スリット実験では、波としての干渉効果が観測されている。つまり光は波である。アインシュタインは、膨大な数の光子が相互作用し干渉すると考えたようであり、かく言う私もそのように思っていた時期があったが、光源を非常に暗くし、たかだか1個の光子しか実験装置内に存在しない状況を作ったとしても干渉が起きることが観測されている。粒子で考えるならば、1個の光子が同時に2つのスリットを通ったと考えない限り説明がつかない。朝永振一郎のエッセイ「光子の裁判」は、波野光子さんが同時に複数の場所に存在していることを裁判劇にしたものであるが、光子の不思議さは直感では理解できない。観測しなければ波動として振る舞い、観測すると突然粒子になる。粒子性と波動性は互いに水と油、共存できないのである。しかし、共存している。現代においても、このことをすっきりと理解している人はいないであろう。ひとつは、観測しなければ波、ひとつは観測して光子を捕捉したら粒子と割り切ることであろうか。しかし、不思議さは、さらに輪をかけて大きくなる。部分的に観測して光子になったと思っても、観測された記憶を失う(どの経路を通ったか不確定になる)と干渉するようになる。もう一つは、同時に2つのスリットを通ったと考え、1個の粒子が同時に複数の場所で存在できることを認めることである。この考えは、ファインマンの経路積分法の考えと相通じるところがある。ファインマンの考えは、粒子はたった一つの経路を通過して目的の場所に到達するのではなく、許される限り可能性のある経路をある加重因子を掛けて積算することで到達する。つまり、同時に複数の経路を通過して目的地に到達するのである。一つの光子が同時に別の場所に存在していることを、多重世界もしくはパラレルワールドで考え、それぞれの世界の光子が互いに干渉し合っているという考え方もできる。どのように考えても数式で表すと量子力学と等価な式になるのであれば、量子力学的現象の解釈の仕方は、量子力学の予測と齟齬がない限り、いくつもあるといえる。量子力学的現象(現実世界で実在している現象のことであり、量子力学という学問のことではない)を理解するためには、正統派量子力学の勉強もさることながら、他の解釈に触れることもある意味必要かもしれない。

近年、アスペの実験に代表される、量子的にもつれた系の実験結果は、観測して初めて粒子になるとき、片割れの粒子も同時に確定することが確認された。量子的にもつれた系のことを量子もつれと言い、エンタングルしているとも言う。2つの光子が必ず反対方向に飛んでいく物理現象を観測した場合、観測しない場合は波として進み、観測したとたんに粒子になると、もう片方の光子も反対方向の確定した位置で観測される。当たり前のように聞こえるが、よくよく考えると、とても不思議な現象である。特に偏光方向がエンタングルしている場合は、あたかも2個の光子が光速を超えた超高速通信を行って共同謀議をしているかのように見える。この現象は、単なる波として考えても、単なる粒子として考えても、説明できない。光は波として伝搬し、観測したとき粒子になるのであるが、そ

2 気体の吸収と放射

のとき因果関係も復活し、必ず反対方向の決まった位置で片割れが発見され、偏光方向も片方が 65° ならばもう片方も 65° である。

光は粒子か波か、時代とともに大きく変遷し、今では光は粒子でもあり波でもあるとなっているが、その場その場に応じて粒子として適用したり波として適用したりしているのが現状であり、常に実験が正しいことは歴史が証明している。我々は、単に実験により裏付けられたその場その場の理論を使って、光の現象を読み解くことしかできないのかもしれない。アインシュタインは、”私は光子とは何であるかの問題に答えを見出すのに一生を費やしたが、いまだにわからない”と述懐している。