Massless radiation from rotating string

岡山光量子科学研究所　松尾　俊寛
E-mail: tmatsuo@yukawa.kyoto-u.ac.jp

回転する重いストリングからの零質量状態輻射率を摂動論的弦理論の方法で計算した。対応原理によれば Kerr black hole からのホーキング輻射と関係するはずである。

重いストリングからの輻射スペクトラムは、始状態の縮退について平均し、終状態の縮退について足し上げれば熱的になる事が知られているが (Amati-Russo '99)、そこでは異なる角運動量固有状態が縮退として扱われている。しかし、角運動量はマクロに観測可能なものであるので縮退として処理するのはおかしい。そこで我々は質量に加えて角運動量 J_{12} を指定した（それ以外は指定しない）計算をおこない、輻射スペクトラムの角運動量依存性を決定した。ただし、ブラックホールには角運動量の上限 $J \leq M \simeq \sqrt{N}$ があるので、ここでは $J \ll N$ なるストリング状態に対しての結果だけを述べる。($J \ll N$ のような条件が出てくるのは単に計算の都合上。)

具体的に計算するものは次のとおり。レベル N 角運動量 J の始状態 $|N, J\rangle$ から、零質量ベクトル $V_\zeta(k)$ が運動量 k をもって放出され、終状態 $|N', J'\rangle$ になる確率。始状態については縮退を平均し、終状態については足し上げる：

$$P(\Phi_{N,J} \to \zeta(k) + \Phi_{N',J'}) = \frac{1}{\mathcal{G}(N,J)} \sum_{\Phi|(N,J)} \sum_{\Phi|(N',J')} \sum_{\zeta} |\langle \Phi(N',J')|V_\zeta(k)|\Phi(N,J)\rangle|^2. \qquad (1)$$

ここで $\mathcal{G}(N,J)$ は状態 $|N,J\rangle$ の状態数であり、具体的には、β_H を逆ハゲドン温度として

$$\mathcal{G}(N,J) \sim N^{-\frac{D+3}{4}} \exp\left(\beta_H \sqrt{N}\right) \cosh^{-2}\left(\frac{\beta_H J}{4\sqrt{N}}\right) \qquad (2)$$

と計算できる (Russo-Susskind '94)。"光子"（偏光ベクトルが１－２平面内にある状態）輻射に対する計算結果は

$$P \sim \omega\sqrt{N} e^{-\beta_H \omega} \frac{\cosh^2\left(\frac{\beta_H J}{4\sqrt{N}}\right)}{\cosh^2\left(\frac{\beta_H (J\pm1)}{4\sqrt{N'}}\right)}. \qquad (3)$$

この結果は、期待される熱的分布 ($\sim e^{-\beta_H(\omega\pm\Omega)}$) を示していないが、実は今の設定ではストリング状態の角速度が見えないほど小さいので、熱的分布と矛盾していない。実際、(2) と第一法則 $\delta M = T\delta S + \Omega\delta J$ から計算される角速度は

$$\Omega \sim \frac{1}{M} \tanh\left(\frac{J}{M}\right) \qquad (4)$$

となり、おおきな M に対しては無視できるほど小さい。これは、サイズに関する対応原理のときと同じ状況かもしれない。つまり、ストリング状態のサイズ（ランダムウォークのサイズ $\sqrt{M}$）と BH のサイズ（シュバルツシルト半径 $GM \sim 1$ at 対応点）は一見一致しないのであるが、ストリングの自己相互作用を考慮にいれた計算をすると対応点で両者のサイズが一致するという議論がある (Horowitz-Polchinski, Damour-Veneziano)。角速度に関しても同様の事情になっていると思われる。自己相互作用がないストリングはもわっと膨らんでしまって第一法則から決まる角速度は大きな値を持てないが、相互作用があればぎゅっと固まって、同じ角運動量を持つ状態でも大きな角速度を持つことができるのであろう。これを具体的に示すのは次の課題である。