

انتقال تابش نسبیتی برای شارهای صفحه موازی

فهیمة حبیبی¹

¹ گروه فیزیک، دانشگاه بیرجند، بیرجند

چکیده

در این مطالعه انتقال تابش نسبیتی برای یک شار صفحه موازی و با فرض سرعت ثابت و فاکتور ادینگتون متغیر مورد بررسی قرار میگیرد. معادلات انتقال تابش حاکم بر رفتار شار در یک چارچوب در حال حرکت و برای مورد تعادل تابشی به دست آمد. سپس جوابهای تحلیلی برای کمیتهای مختلف تابش استخراج شدند. نتایج ما نشان میدهد که رفتار کمیتهای تابش وابسته به سرعت شار و عمق اپتیکی میباشد.

Relativistic Radiative Transfer in Plane-Parallel Flows

F. Habibi¹

¹ Department of Physics, University of Birjand, Birjand

Abstract

Relativistic radiative transfer in a plane-parallel flow has been examined under the assumption of a constant flow speed and using a variable Eddington factor. We analytically solved the relativistic transfer equations in the comoving frame for the case of radiative equilibrium, and obtained analytical solutions for the emergent intensity as well as other radiative quantities. Our results show that the behavior of the radiative quantities is dependent on speed flow and optical deep.

مقدمه

انتقال تابش در حیطههای مختلف اخترفیزیک توسط تعداد زیادی از محققان مورد توجه قرار گرفته است. انتقال تابش در محدودهی غیر نسبیتی به منظور مطالعهی اتمسفرهای ساکن مانند جو ستارهها، سحابیها و اتمسفر سیارههای به کار گرفته میشود [1,2,3]. این در حالی است که مطالعهی انتقال تابش در اتمسفر قرصهای برافزایشی اطراف سیاهچالهها، بادها و جت‌های سیاهچاله‌ای اغلب در محدودهی نسبیتی صورت می‌پذیرد [4]. در حالت‌های غیرنسبیتی، مساله انتقال تابش تا حدودی به خوبی درک شده و محاسبات دقیق برای بازتولید نتایج مشاهداتی مختلف انجام شده است. اما در مورد حالت‌های نسبیتی، مطالعات کمتری صورت گرفته و خواص انتقال تابش در این محیطها هنوز به خوبی بررسی و درک نشده است. از این رو، تحقیق در مسئله انتقال تابش در محیطهای متحرک نسبیتی دارای اهمیت میباشد. در این مطالعه، انتقال تابش نسبیتی برای یک شار صفحه موازی با استفاده از بعضی فرضیات استاندارد به صورت تحلیلی مورد بررسی قرار می‌گیرد.

معادلات انتقال تابش نسبیتی

در این بخش، معادلات انتقال تابش حاکم بر رفتار شار نسبیتی را با فرضیات استاندارد زیر معرفی می‌کنیم: (1) شار یک بعدی و در جهت عمودی z در نظر گرفته میشود و از تقریب صفحه موازی برای آن استفاده میکنیم. (2) شار ایستا، تقارن محور و از لحاظ هندسی نازک در نظر گرفته میشود. (3) کدری وابسته به فرکانس است و تقریب غیر خاکستری به کار برده میشود. بر اساس این فرضیات، انتقال تابش در شار با کمک سه معادلهی زیر و در یک چارچوب در حال حرکت توصیف میشود:

$$(1) \quad \gamma(\mu_0 + \beta) \frac{dI_{v0}}{d\tau_{v0}} = I_{v0} - S_{v0},$$

$$(2) \quad \gamma \frac{dH_{v0}}{d\tau_{v0}} + \gamma\beta \frac{dJ_{v0}}{d\tau_{v0}} = J_{v0} - S_{v0},$$

$$(3) \quad \gamma \frac{dK_{v0}}{d\tau_{v0}} + \gamma\beta \frac{dH_{v0}}{d\tau_{v0}} = H_{v0}.$$

که در آنها $\beta = v/c$ ، v سرعت شار در دستگاه در حال حرکت، $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ فاکتور لورنتس، $\mu = \cos\theta$ تابشی میانگین، ρ چگالی گاز، c سرعت نور، j_v گسیل تابش در واحد جرم و B_v تابع پلانک میباشند. S_v تابع منع نیز به صورت زیر تعریف میشود:

$$(4) \quad S_{v0} = \varepsilon_{v0} \frac{j_{v0}}{4\pi\kappa_{v0}} + (1 - \varepsilon_{v0})J_{v0},$$

که ε_v احتمال نابودی فوتون بر حسب ضرایب جذب κ_v و پراکندگی σ_v عبارت است از:

$$(5) \quad \varepsilon_{v0} \equiv \frac{\kappa_{v0}}{\kappa_{v0} + \sigma_{v0}}.$$

در اینجا ما همچنین فرض میکنیم که شار در حالت تعادل تابشی است یعنی منبعی برای گرم شدن و سرد شدن شار وجود ندارد. در چنین حالتی گسیل تابش در واحد جرم به صورت $j_v = 4\pi\kappa_v J_v$ تعریف میشود. بعلاوه در کنار معادلات بالا از تقریب ادینگتون استفاده میکنیم:

$$(6) \quad K_{v0} = f(\tau_{v0}, \beta)J_{v0},$$

که در آن $f(\tau_v, \beta)$ فاکتور ادینگتون نامیده میشود و در حالت کلی وابسته به عمق اپتیکی، سرعت شار و گرادیان سرعت است. در این مقاله و برای سرعت ثابت شار رابطه زیر را مورد استفاده قرار میدهم:

$$(7) \quad f(\beta) = \frac{1+3\beta^2}{3+\beta^2},$$

سپس میتوان معادلات (1)-(3) را به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$(8) \quad \gamma(\mu_0 + \beta) \frac{dI_{v0}}{d\tau_{v0}} = I_{v0} - J_{v0},$$

$$(9) \quad \gamma f \frac{dJ_{v0}}{d\tau_{v0}} + \gamma\beta \frac{dH_{v0}}{d\tau_{v0}} = H_{v0}, \quad \gamma \frac{dH_{v0}}{d\tau_{v0}} + \gamma\beta \frac{dJ_{v0}}{d\tau_{v0}} = 0,$$

از ترکیب دو معادله رابطه (9)، برای شار ادینگتون H_v داریم:

$$\frac{dH_{v0}}{d\tau_{v0}} = -\Gamma H_{v0},$$

که در آن Γ تابعی از سرعت شار است. این معادله به آسانی قابل انتگرال-گیری است و داریم:

$$H_{v0} = H_1 e^{-\Gamma\tau_{v0}},$$

و بنابراین شدت میانگین نیز به صورت تحلیلی به دست میآید:

$$J_{v0} = J_1 - \frac{H_1}{\beta} e^{-\Gamma \tau_{v0}},$$

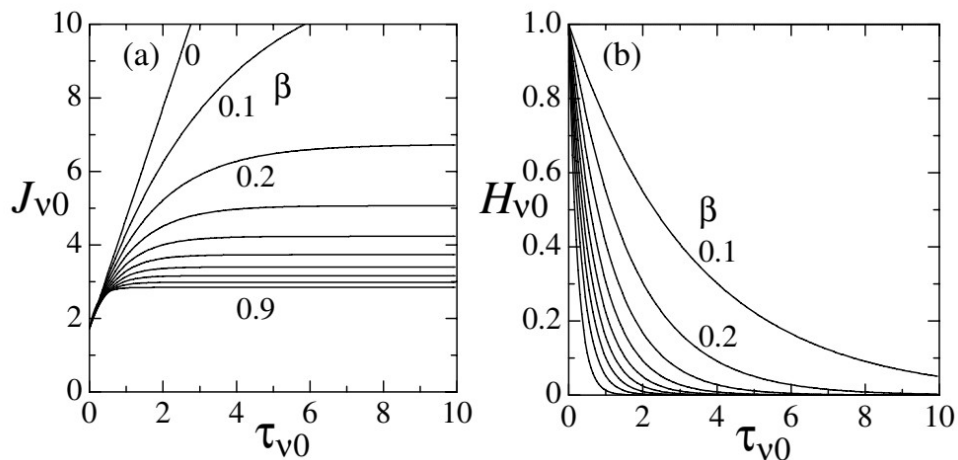
در اینجا J_1 و H_1 ثابتهای انتگرال هستند که با کمک شرایط مرزی در $\tau_v=0$ به صورت $H_{v0}=H_s$ و $J_{v0}=c_s H_s$ تعیین میشوند و داریم:

$$J_{v0} = H_s \left[c_s + \frac{1}{\beta} (1 - e^{-\Gamma \tau_{v0}}) \right],$$

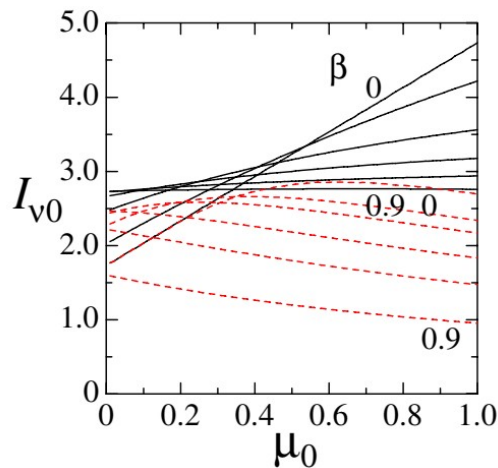
$$H_{v0} = H_s e^{-\Gamma \tau_{v0}},$$

رفتار این جوابها به صورت تابعی از عمق اپتیکی و به ازاء چند مقدار β در شکل (1) رسم شده است. همان طور که این شکل نشان میدهد، با افزایش عمق اپتیکی J_v افزایش مییابد و این افزایش برای β های کوچک با اهمیتتر است. بعلاوه مقدار J_v در یک عمق اپتیکی ثابت و با افزایش β کاهش مییابد. نمودار سمت راست شکل (1) رفتار شار ادینگتون را نشان میدهد. بر اساس این نمودار با افزایش هر دو عمق اپتیکی و پارامتر β شار ادینگتون کاهش پیدا میکند.

نهایتاً، با قرار دادن جوابهای به دست آمده برای شار ادینگتون و شدت میانگین در معادله (8)، I_v نیز به صورت تحلیلی به دست میآید.



شکل 1: تابع ادینگتون و شدت میانگین به صورت تابعی از عمق اپتیکی و چند مقدار β .



شکل 2: شدت ظاهری شار به صورت تابعی μ و چند مقدار β . خطهای پر برای عمق اپتیکی بزرگ $\tau=10$ و خط چینها برای عمق اپتیکی کوچک $\tau=1$.

بعد از کمی محاسبات، شدت ظاهری شار $I_v(\tau_v=0, \mu)$ برای عمقهای به قدر کافی بزرگ و عمقهای کوچک به ترتیب مطابق روابط زیر تعیین میشوند

$$I_{v0}(0, \mu_0) \sim H_s \frac{\gamma(\mu_0 + \beta)}{2\tau_b} \frac{\Gamma}{\sigma},$$

$$I_{v0}(0, \mu_0) \sim I_b + H_s c_s \frac{2\tau_b}{\gamma(\mu_0 + \beta)}.$$

در شکل (2) نمودار تغییرات μ و چندین مقدار β نشان داده کوچک است (خط چینها)، شدت ظاهری به سمت قطب ($\mu=1$) کاهش مییابد. بعلاوه در این حالت شدت ظاهری با افزایش β نیز کم میشود. برای عمق اپتیکی بزرگ (خطهای پر)، شدت ظاهری به سمت قطب افزایش مییابد. با این حال با افزایش سرعت و افزایش اثرات نسبیتی در این حالت شدت ظاهری کمتر به μ وابستگی دارد.

نتیجه گیری

در این مطالعه انتقال تابش برای شار صفحه موازی نسبیتی در حالت تعادل تابشی و بدون منبع گرم-شدگی و سردشدگی مورد بررسی قرار گرفت. با کمک تقریب ادینگتون و فرض سرعت ثابت، معادلات حاکم بر رفتار چنین شاری با کمک شرایط مرزی مناسب به صورت تحلیلی حل شدند. نتایج نشان داد که کمیت‌های مختلف تابش وابسته به سرعت شار و عمق اپتیکی میباشند.

مرجع‌ها

- [1] I. Hubeny; "Vertical Structure of Accretion Disks: A Simplified Analytical Model"; ApJ, 351, (1990) 632-641
- [2] J. Fukue; "Vertical Radiative Transfer in Accretion Disks: Roles of Scattering Effects"; PASJ 63, (2011) 1273-1280
- [3] M. Samadi, F.Habibi, S. Abbassi; "Analytical Solutions of Radiative Transfer Equations in Accretion Discs with Finite Optical Depth"; MNRAS, 496, (2020) 1655-1666
- [4] J. Fukue. "Relativistic Radiative Transfer in Relativistic Plane-Parallel Flows: Roles of Scattering Effect", PASJ, 64, (2012) 52