

فصل ۱

اثر سونیا ف- زلدوویچ

۱.۱ مقدمه

یکی از عوامل مهم در ایجاد ناهمسان‌گردی‌های تابش زمینه‌ی کیهانی، پراکندگی فوتون‌ها از الکترون‌های داغ اما غیر نسبیتی در فضای میان کهکشانی درون خوشه‌هاست. سونیا ف^۱ و زلدوویچ^۲ در ۱۹۷۰ و ۱۹۷۲ با استفاده از معادله‌ی کمپانیتس نشان دادند که عبور فوتون‌ها از میان ابر الکترونی داغ درون خوشه‌ها می‌تواند از طریق فرآیند پراکندگی معکوس کامپتون، موجب افزایش دمای فوتون‌ها خواهد شد. اثر SZ به چند دسته می‌تواند تقسیم شود: اثر SZ گرمایی، که هنگام عبور فوتون‌ها از میان گاز الکترونی داغ رخ می‌دهد. اثر SZ جنبشی، یک اعوجاج اضافی ناشی از حرکت خاصه خوشه کهکشانی نسبت به CMB ایجاد می‌کند. اثر قطبش ناشی از SZ که پراکندگی فوتون‌ها می‌تواند موجب یک اثر قطبش خطی شود.

۲.۱ بررسی اثر SZE

معادله‌ی کمپانیتس^۳، نشان می‌دهد که پراکندگی فوتون‌های CMB از الکترون‌های غیر نسبیتی، عدد اشغال فوتون‌ها $N(\omega)$ را تغییر می‌دهد. عدد اشغال^۴، نشان‌دهنده‌ی تعداد حالت‌های کوانتومی ذرات یک سیستم کوانتومی شامل ذرات همسان است. جمع روی تمام اعداد اشغال برابر با تعداد کل ذرات حاضر در سیستم خواهد بود. فرض بر این است که انرژی فوتون‌ها در مقایسه با انرژی الکترون‌ها کوچک است: $\hbar\omega \ll m_e c^2$.

معادله‌ی کمپانیتس در واحدهای *cgs* به صورت زیر نوشته می‌شود

$$\dot{N}(\omega) = \frac{n_e \sigma_T}{m_e c \omega^2} \frac{\partial}{\partial \omega} \left[k_B T_e \omega^4 \frac{\partial N(\omega)}{\partial \omega} + \hbar \omega^4 N(\omega) (1 + N(\omega)) \right] \quad (1.1)$$

در این رابطه، σ_T سطح مقطع پراکندگی تامسون، n_e چگالی تعداد الکترون و T_e دمای الکترون‌هاست. این رابطه را برای یک گاز فوتونی همسان‌گرد که در برهم‌کنش با گاز الکترونی با توزیع ماکسول-بولتزمان با دمای T_e قرار دارد می‌توان استفاده کرد.

تعداد فوتون‌های با هر دو حالت قطبش که انرژی‌شان بین $\hbar\omega$ و $\hbar(\omega + d\omega)$ با رابطه‌ی زیر داده می‌شود

^۱Rashid Sunyaev (1943-)

^۲Yakov Borisovich Zel'dovich (1914-1987)

^۳Aleksandr Solomonovich Kompaneets (1914-1974)

^۴Occupation number

$$N(\omega) \propto \pi \omega^2 d\omega \quad (2.1)$$

علاقه‌مندیم، تغییر شکل ظاهری طیف تابش را در اثر پراکندگی از یک ابر الکترونی در راستای خط دید ببینیم. برای محاسبه نرخ تغییر عدد اشغال در راستای خط دید ناظر، معادله‌ی کمپانیتس را اینگونه می‌نویسیم

$$dt = \frac{1}{c} dl \rightarrow$$

$$\frac{\partial N(\omega, l)}{\partial l} = \frac{n_e(l) \sigma_T}{m_e c^2 \omega^2} \frac{\partial}{\partial \omega} \left[k_B T_e \omega^2 \frac{\partial N(\omega, l)}{\partial \omega} + \hbar \omega^2 N(\omega, l) (1 + N(\omega, l)) \right] \quad (3.1)$$

l طول اندازه‌گیری شده در راستای خط دید عبوری از میان خوشه کهکشانی است. دمای پلازمای یونیده میان کهکشانی از مرتبه‌ی $10^6 K$ و بیشتر است، بنابراین مقدار $k_B T_e$ نسبت به انرژی فوتون‌های CMB (از مرتبه‌ی $10^{-4} - 10^{-3} eV$) خیلی بزرگ‌تر است. بنابراین با استفاده از تقریب $k_B T_e \gg \hbar \omega$ خواهیم داشت

$$\frac{\partial N(\omega, l)}{\partial l} \approx \frac{n_e(l) \sigma_T k_B T_e(l)}{m_e c^2 \omega^2} \frac{\partial}{\partial \omega} \left[\omega^2 \frac{\partial N(\omega, l)}{\partial \omega} \right] \quad (4.1)$$

این یک معادله‌ی دیفرانسیل خطی است و می‌توان تحلیلی حل کرد، اما به دلیل این‌که ابر الکترونی از لحاظ اپتیکی نازک است، نیازی به حل این معادله نمی‌باشد. این معادله، تغییر عدد اشغال به واسطه‌ی عبور فوتون‌ها از میان ابر الکترونی را به صورت زیر بدست می‌دهد:

$$\Delta N(\omega) = \frac{y}{\omega^2} \frac{\partial}{\partial \omega} \left[\omega^2 \frac{\partial N(\omega)}{\partial \omega} \right] \quad (5.1)$$

که پارامتر کامپتونیزاسیون به این صورت تعریف می‌شود

$$y \equiv \frac{\sigma_T}{m_e c^2} \int dl n_e(l) k_B T_e(l) \quad (6.1)$$

انتگرال روی معادله‌ی کمپانیتس، در راستای خط دید ناظر گرفته می‌شود. اگر از توزیع عدد اشغال تابش جسم سیاهی با دمای T_γ استفاده نماییم،

$$N(\omega) = \frac{1}{\exp\left(\frac{\hbar \omega}{k_B T_\gamma}\right) - 1}$$

تغییر عدد اشغال خواهد شد

$$\Delta N = y \left(\frac{-x + (x^2/4) \coth(x/2)}{\sinh^2(x/2)} \right), \quad x \equiv \frac{\hbar \omega}{k_B T_\gamma} \quad (7.1)$$

پراکندگی از الکترون‌های داغ، شکل تابع توزیع انرژی را تغییر می‌دهد و نه صرفاً دمای تابش را.

رابطه‌ی بالا برای بخش رایلی- جینز از طیف الکترومغناطیس (طول موج‌های بلند تبدیل می‌شود

$$x \ll 1 \rightarrow \Delta N = -\frac{2y}{x}, \quad N \rightarrow \frac{1}{x} \quad (8.1)$$

بنابراین، در طول موج‌های بلند شکل طیف حفظ می‌شود. اگر تغییر جزئی دما را در طی عبور از میان خوشه حساب کنیم

$$\frac{\Delta T_\gamma}{T_\gamma} = \frac{\Delta N}{N} = -2y \quad (9.1)$$

در ظاهر این رابطه نشان می‌دهد پراکندگی فوتون‌ها از ابر الکترونی داغ، دمای فوتون را کم می‌کند. اما در ناحیه‌ی وین از طیف الکترومغناطیس، یعنی طول موج‌های کوتاه، معادله‌ی کمپانیتس نتیجه می‌دهد

$$\frac{\Delta N}{N} = +yx^2 \quad (10.1)$$

کاهش دما و سرد شدن مشاهده شده در ناحیه‌ی رایلی- جینز به دلیل انتقال فوتون‌ها از انرژی کم به زیاد است. علاوه بر این با انتگرال‌گیری از معادله‌ی ۵.۱ خواهیم داشت

$$\int \Delta N(\omega) \omega^2 d\omega = 0 \quad (11.1)$$

یعنی تعداد کل فوتون‌های عبوری از میان ابر الکترونی ثابت می‌ماند. اگر خوشه‌ی کهکشانی در انتقال به سرخ z واقع باشد، $T_\gamma \propto \frac{1}{1+z}$ و $\Delta T_\gamma \propto \frac{1}{1+z}$ بنابراین نسبت $\frac{\Delta T_\gamma}{T_\gamma}$ مستقل از z خواهد بود. سیگنال اثر SZ نسبتاً ضعیف است ($\Delta T_{SZ} \sim 100 \mu K$) اما ابزار بسیار مهمی برای رصد خوشه‌ها در انتقال به سرخ‌های بالاست. معمولاً با استفاده از مشاهدات دیگر، دمای خوشه قابل اندازه‌گیری است و از طریق اثر SZ می‌توان جرم خوشه را حساب کرد. جرم کل خوشه (ماده باریونی + ماده تاریک) از طریق روش‌های همگرایی گرانشی یا فرض تعادل هیدروستاتیک قابل تعیین است. تعیین کسر گاز خوشه برای یک ناحیه‌ی بزرگ از خوشه تخمین خوبی برای کسر جرم باریونی کل کیهان می‌دهد.