АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 15 АВГУСТ, 1979 ВЫПУСК 3

УДК 523.823.5

К ВОПРОСУ ОБ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ВСПЫШЕК КРАСНЫХ КАРЛИКОВЫХ ЗВЕЗД С ПОМОЩЬЮ ОБРАТНОГО КОМПТОН-ЭФФЕКТА

Г. А. АРУТЮНЯН, Р. А. КРИКОРИАН, А. Г. НИКОГОСЯН

Поступила 18 апреля 1979

Обсуждается вопрос о возможности интерпретации излучения вспышек красных карликовых звезд с помощью обратного комптон-эффекта. С этой целью дается уточнение ранее используемых выражений для закона преобразования частот при элементарном акте рассеяния и дифференциального сечения. Получаемые результаты подчеркивают важность учета направлений при рассмотрении фотон-электронного взаимодействия. Разбор различных физических моделей явления вспышки показывает, что при интерпретации наблюдательных данных механизм обратного комптоновского рассеяния встречается с большими трудностями.

Как известно, в 1954 г. В. А. Амбарцумяном [1] была выдвинута идея о нетепловой природе излучения вспышек звезд типа UV Кита. В качестве одной из вероятных конкретизаций данной идеи приводился, так называемый, обратный комптон-эффект (см., например, [1—3]). В применении к вспышкам указанный механизм сводится к рассеянию тепловых фотонов, выходящих из фотосферы звезды, на релятивистских электронах, сопровождающемуся переходом фотонов в коротковолновую область спектра. Как выяснилось, допущение о том, что рассеяние происходит на электронах не очень высоких энергий (на «быстрых» электронах), позволяет в общих чертах объяснить различные стороны явления вспышек. Тем не менее, наметился круг вопросов, относящихся к задаче о переносе лучистой энергии через среду релятивистских электронов и не получивших должного внимания в первоначальных работах, посвященных теоретической интерпретации спектральных особенностей вспышек. К указанному кругу относится, в частности, вопрос о важности учета направлений при рассмотрении фотон-электронных взаимодействий, на что указывается в

работе [4]. Дело в том, что в зависимости от геометрии фотон-электронного взаимодействия элементарный акт рассеяния может привести также и к увеличению длины волны первоначального фотона. Если же энергия передается фотону, то доля приобретенной энергии в зависимости от случая может меняться в широких пределах. В этом смысле нуждается в уточнении и выражение для дифференциального сечения, характеризующего взаимодействие фотонов с релятивистскими электронами.

Приведенные замечания диктуют необходимость четкого определения пространственного распределения релятивистских электронов и их скоростей при выборе той или иной теоретической модели вспышки. Следует полагать, что при правильной постановке задачи полученные результаты, касающиеся ожидаемых наблюдательных характеристик вспышек, могут существенным образом отличаться от данных, полученных в первых работах в этом направлении. Поэтому вопрос о возможности объяснения излучения вспышек красных карликовых звезд с помощью обратного комптон-эффекта нуждается в более тщательном исследовании.

В первой части настоящей работы мы займемся выводом основных формул, описывающих характер взаимодействия фотонов с релятивистскими электронами. Вторая часть работы посвящается разбору различных физических моделей явления вспышки, выявлению особенностей полученных теоретических спектров и их сравнению с наблюдательными данными.

1. *Основные формулы и обсуждение комптоновского рассеяния.* Наше обсуждение мы начнем с обычного эффекта Комптона, состоящего в рассеянии фотона свободным электроном. Без ограничения общности электрон можно считать покоящимся. Тогда, как известно, частоты падающего и рассеянного квантов ν_i и ν_f связаны между собой формулой Комптона:

$$\nu_f' = \nu_i' \left[1 + \frac{h\nu_i'}{mc^2} (1 - \cos\theta') \right]^{-1}, \tag{1}$$

где m — масса покоя электрона; θ' — угол рассеяния в системе отсчета, связанной с электроном (величины, относящиеся к указанной системе, здесь и далее снабжаются штрихами).

Обратимся к случаю релятивистских электронов и выведем формулу, заменяющую соотношение (1) в системе отсчета, связанной с наблюдателем. Обозначим через ϑ_i (ϑ_f) угол, заключенный между направлением падающего (рассеянного) фотона и направлением движения электронов. Чтобы осуществить переход к системе наблюдателя, воспользуемся формулами, дающими соответственно аберрацию света и эффект Доплера

$$\cos\vartheta = \frac{\cos\vartheta' + \beta}{1 + \beta\cos\vartheta'}; \quad \nu = \nu'\gamma(1 + \beta\cos\vartheta'), \tag{2}$$

где $\beta = |\vec{p}|/E$, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$, $\vec{p}$ и E суть импульс и энергия электронов.

Прежде чем написать окончательную формулу, остановимся на одном промежуточном результате, полученном Фелтеном и Морисоном [5] и приводимом в работах [2, 3]:

$$\nu_f = \gamma^2\nu_i \frac{(1 - \beta\cos\vartheta_i)(1 - \beta\cos\vartheta_f)}{1 + \frac{\gamma h\nu_i}{mc^2}(1 - \beta\cos\vartheta_i)(1 - \cos\theta)}. \tag{3}$$

Если вместе с авторами цитированных выше работ допустить, что $\gamma h\nu_i \ll mc^2 \approx 0.5$ МэВ, а также $\cos\vartheta_i \approx 0$, $\cos\vartheta_f \approx 0$, получаем

$$\nu_f = \gamma^2\nu_i. \tag{4}$$

Приведенная формула показывает, что независимо от направлений энергия рассеянного фотона в γ^2 раз превосходит энергию падающего фотона. Именно закон преобразования частот (4) нашел применение в работах [2, 3] при интерпретации излучения вспышек. Там же утверждается, что закон (4) справедлив при лобовой встрече фотона с электроном, а также в случае изотропности излучения, или изотропного распределения электронов по направлениям. К этому утверждению мы вернемся несколько позже, а пока заметим, что формула (3) содержит величины, относящиеся к различным системам отсчета, и не рассчитана на определенного наблюдателя, поэтому применение (3) без ее перевода к одной системе отсчета, а следовательно и формулы (4), лишено физического смысла (см. также [6]).

Для установления закона преобразования частот следует в соотношении (3) завершить переход к системе отсчета, связанной с наблюдателем.

Пользуясь первым из соотношений (2), получаем

$$\nu_f = \nu_i\gamma_i\left[\gamma_f + \frac{h\nu_i}{E}(1 - \cos\theta)\right]^{-1}, \tag{5}$$

где $\gamma_i = 1 - \beta\cos\vartheta_i$, а также учтено, что

$$\gamma^2(1 - \cos\theta')\gamma_i\gamma_f = 1 - \cos\theta. \tag{6}$$

Во всех случаях, представляющих для нас интерес, $h\nu_i \ll E\gamma_f$, поэтому окончательно имеем

$$\nu_f = \nu_i\gamma_i/\gamma_f. \tag{7}$$

Укажем здесь на некоторые следствия из формулы (7), наглядно иллюстрирующие важность учета направлений при фотон-электронном взаимодействии. В первую очередь следует заметить, что эффект, заключающийся в трансформации энергии рассеивающегося фотона в область больших энергий, имеет место лишь, если $\psi_f < \psi_i$. При $\psi_f = \psi_i$ формула (7) дает $\nu_f = \nu_i$. Отсюда, в частности, можно заключить, что если источник релятивистских электронов локализован вдоль луча зрения на сравнительно большом расстоянии от звезды, то независимо от поля скоростей в образуемом облаке спектральное распределение проходящего излучения не претерпевает никаких изменений. Аналогичная картина наблюдается, когда плоскопараллельный слой освещается извне параллельными лучами, причем направления падения и наблюдения совпадают.

Если выполняется обратное неравенство $\psi_f > \psi_i$, то конечный эффект оказывается отрицательным, иначе говоря, в результате взаимодействия с электронами энергия фотонов уменьшается. Заметим, что при $\psi_i = 0$ и $\psi_f \neq 0$ указанное неравенство выполняется всегда и переработка энергий фотонов сопровождается усилением длинноволновой области спектра. Из сказанного нетрудно увидеть, что релятивистские электроны, удаляющиеся от звезды в радиальных направлениях, на сравнительно больших расстояниях должны вызвать «покраснение» спектра звезды. Даже при относительно небольших расстояниях от звезды указанные электроны в общей сложности приводят к такому же эффекту.

Для рассмотрения случая лобовой встречи в соотношении (7) следует положить $\psi_i = \pi$. Тогда приходим к существенно отличающемуся от (4) результату

$$\nu_f = \nu_i (1 - \beta)/(1 - \beta \cos \psi_f), \tag{8}$$

то есть $\nu_f > \nu_i$ и меняется в широких пределах с изменением ψ_f. В частности, максимальный эффект достигается при $\psi_f = 0$, когда $\nu_f = \nu_i (1 + \beta)/(1 - \beta)$, или поскольку $\beta \sim 1$ и $1 - \beta \sim 1/2\gamma^2$, то $\nu_f \sim 4\gamma^2 \nu_i$. Поэтому, хотя действительно в результате лобовой встречи электронов, движущихся навстречу излучению, выходящему из фотосферы, эффект переработки энергии фотонов в коротковолновую область спектра может стать максимальным, однако это переработанное излучение направлено к звезде ($\psi_f = 0$).

Таким образом, в отличие от формулы (4), предсказывающей усиление коротковолновой области спектра независимо от геометрии фотон-электронного взаимодействия, при истинном законе преобразования частот (7) изменение энергии фотонов в зависимости от направлений может происходить различным образом. Из вида соотношения (7) можно также заключить, что ни при изотропности излучения, ни при изотропном распределении электронов по направлениям, последнее не переходит в формулу (4).

Переходя к выводу выражения для дифференциального сечения в случае обратного комптон-аффекта, обратимся к формуле Клейна—Нишины, которой задается дифференциальное сечение в элемент телесного угла $d\Omega_f$ при обычном комптоновском рассеянии. Если падающее излучение неполяризовано, то имеет место (см., например, [7, 8]):

$$d\sigma' = \frac{1}{2} r_0^2 \frac{\nu_f'^2}{\nu_i'^2} \left\{ \frac{\nu_i'}{\nu_f'} + \frac{\nu_f'}{\nu_i'} - \sin^2\theta' \right\} d\Omega_f', \tag{9}$$

где $r_0 = e^2/mc^2$ — классический радиус электрона.

Преобразуя $\sin^2\theta'$, входящее в (9), согласно равенству $\sin^2\theta' = 2(1-\cos\theta') - (1-\cos\theta')^2$ и принимая во внимание соотношения (2), (5), (6), а также $d\Omega_f' = d\Omega_f/\gamma_f^2\nu_f^2$, для дифференциального сечения в системе отсчета, связанной с наблюдателем, находим [4]:

$$d\sigma = \frac{1}{2} r_0^2 \frac{\nu_f^2}{\nu_i^2 \gamma_f^2 \nu_i^2 \gamma_i^2} \left\{ \frac{\nu_i \gamma_i}{\nu_f \gamma_f} + \frac{\nu_f \gamma_f}{\nu_i \gamma_i} + \right.$$
$$\left. + \left(\frac{mc^2}{\gamma h\nu_i \gamma_i} - \frac{mc^2}{\gamma h\nu_f \gamma_f} \right)^2 + 2\left(\frac{mc^2}{\gamma h\nu_i \gamma_i} - \frac{mc^2}{\gamma h\nu_f \gamma_f} \right) \right\} d\Omega_f. \tag{10}$$

Заметим, что выражение для сечения, описываемое формулой (10), рассчитано для количества вступающих во взаимодействие фотонов. Этот факт следует принять во внимание, если дается энергия падающего излучения.

Полученные в настоящем разделе формулы, описывающие элементарный акт рассеяния, ниже будут применяться при рассмотрении моделей вспышки.

2. *Разбор различных физических моделей.* Обсуждение теоретических моделей, привлекаемых при объяснении излучения вспышек красных карликовых звезд механизмом обратного комптон-эффекта, начнем со случая плоскопараллельного слоя, рассмотренного одним из авторов настоящей статьи в работе [4].

а) *Плоскопараллельная среда.* В указанной работе принималось, что электроны движутся в направлении, перпендикулярном к границе среды. Рассматривались оба возможных случая, когда электроны удаляются от звезды и когда движение происходит в обратном направлении, причем полагалось, что излучение падает в некотором телесном угле. Выводы, касающиеся действия такого слоя релятивистских электронов, сводятся к следующему. Если под $F_{\nu_f}^*$ понимать поток теплового излучения, выходящего из фотосферы звезды, а через $F_{\nu_f}^*$ обозначить поток переработанного в

среде излучения, то для $F^c_{\nu_f}/F^c_{\nu_0}$ при значениях параметров $\tau \sim 10^{-1}$, $\gamma^2 = 10$ (последнее значение наиболее часто приписывается „быстрым" электронам [2, 3]), $\lambda = 3500$ Å, $2500 < T < 5000$ было получено $14 > F^c_{\nu_f}/F^c_{\nu_0} > 3.3 \cdot 10^{-2}$, если электроны удаляются от звезды и $F^c_{\nu_f}/F^c_{\nu_0} < 8 \cdot 10^{-3}$ — во втором случае. Как видим, эффект — небольшой, в то время как принятое значение τ при геометрической толщине слоя порядка 10^{10} см приводит к весьма большому значению для концентрации релятивистских электронов ($n_e \sim 10^{14}$).

б) *Электроны, удаляющиеся от звезды в радиальных направлениях.* В предыдущем разделе было установлено, что движение электронов от звезды в радиальных направлениях уже на сравнительно небольших расстояниях вызывает переход энергии фотонов в область более длинных волн, поэтому с точки зрения интерпретации явления вспышек указанная модель не представляет интереса. Данная модель может быть отвергнута, исходя также из других соображений, в частности, из-за больших ионизационных потерь, испытываемых электронами при выходе из фотосферы.

в) *Локальные источники релятивистских электронов.* Прежде чем обратиться к другим физическим моделям, остановимся на одной вспомогательной задаче, представляющей теоретический интерес и проливающей свет на характер воздействия обратного комптоновского рассеяния на спектральное распределение излучения звезды. Рассмотрение этой задачи имеет, скорее, иллюстративное значение и может служить отправным пунктом при обсуждении более реальных физических моделей вспышек.

Возьмем некоторый объем небольших линейных размеров M, содержащий моноэнергетические релятивистские электроны с плотностью n_e. Допустим, указанный объем освещается монохроматическим излучением с частотой ν_0 в направлении, составляющем угол θ по отношению к лучу зрения (см. рис. 1). Задача заключается в нахождении рассеянного по направлению на наблюдателя потока излучения $F^c_{\nu_f}$ в предположении, что поле скоростей в рассматриваемом объеме изотропно. Размеры облака выберем настолько малыми, чтобы можно было ограничиться учетом лишь однократного рассеяния. Заметим, что хотя углы θ_i и θ_f будут различны для различных электронов, однако θ, то есть угол рассеяния, остается фиксированным. Обозначая, в согласии с условием задачи, поток падающего излучения через $I\,\delta(\nu_i - \nu_0)$ (δ — дельта-функция Дирака), для $F^c_{\nu_f}$ будем иметь

$$F^c_{\nu_f} = I n_e \Delta l \oint \nu_0 d\Omega_f \int_0^\infty \frac{d\nu}{d\Omega_f} \frac{\nu_f}{\nu_i} \delta(\nu_i - \nu_0)\, \delta\left(\nu_i - \frac{\nu_f \nu_0}{\nu_0}\right) d\nu_i, \qquad (11)$$

где $d\Omega_f = \sin\psi_f d\varphi d\psi_f$. Отношение ν_f/ν_i во внутреннем интеграле учитывает тот факт, что дифференциальное сечение рассчитано для числа фотонов. Появление же ν_i под знаком первого интеграла в (11) обусловлено тем, что дифференциальное сечение (10) не является релятивистским инвариантом [9].

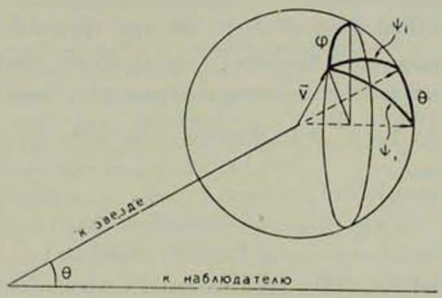

Рис. 1.

Подставляя выражение для $d\sigma/d\Omega_f$ из (10) в (11) и производя интегрирование по ψ_f, получаем

$$F^c_{\nu_f} = 2F\frac{n_e r_0^2 \Delta l}{\beta\gamma^4}\int\limits_0^{\pi} d\varphi \int\limits_{1-\beta}^{1+\beta} \delta\left(\nu_f\frac{\eta_f}{\eta_i} - \nu_0\right)\frac{\eta_i^2}{\eta_f^3}\, d\eta_f. \qquad (12)$$

Еще одно интегрирование можно произвести, если во внутреннем интеграле в (12) перейти к новой переменной

$$x(\psi_f) = \frac{\eta_f}{\eta_i} = \frac{1-\beta\cos\psi_f}{1-\beta(\cos\psi_f\cos\theta + \sin\psi_f\sin\theta\cos\varphi)}. \qquad (13)$$

Тогда

$$d\eta_f = \frac{\eta_i dx}{1 + x\,T(x)}, \qquad (14)$$

где $T(x) = \sin\theta\cos\varphi\,\mathrm{ctg}\,\psi_f - \cos\theta$, и как функция от x определяется в неявной форме из (13). Заметим, что $T(x)$ оказывается двузначной функцией от x. Введя для различных ветвей обозначения $T_1(x)$ и $T_2(x)$, после ряда несложных выкладок вместо (12) получаем

$$\overline{F}^{c}_{\nu_f} = 2F\frac{n_e r_0^2 \Delta l}{\beta\gamma^2}\left(\frac{\nu_f}{\nu_0}\right)^2 \int\limits_0^{\pi}\left\{\frac{\Lambda\left(\frac{\nu_0}{\nu_f},\ x_1, x_{\max}\right)}{1+\frac{\nu_0}{\nu_f}T_1\left(\frac{\nu_0}{\nu_f}\right)} + \frac{\Lambda\left(\frac{\nu_0}{\nu_f},\ x_2, x_{\max}\right)}{1+\frac{\nu_0}{\nu_f}T_2\left(\frac{\nu_0}{\nu_f}\right)}\right\} d\varphi, \tag{15}$$

где x_1 и x_2 — суть значения x соответственно при $\varphi_f = 0$ и $\varphi_f = \pi$; $x_{\max}$ — максимальное значение $x(\varphi_f)$. Все три приведенные величины являются функциями от θ. Величина $\overline{F}^{c}_{\nu_f}$ представляет собой поток переработанного излучения, отнесенный к интервалу безразмерных частот ν_f/ν_0 $\left(\overline{F}^{c}_{\nu_f}\frac{d\nu_f}{\nu_0} = F^{c}_{\nu_f} d\nu_f\right)$. Функция $\Lambda(z, a, b)$ определяется следующим образом:

$$\Lambda(z, a, b) = \begin{cases} 1 & a \leqslant z \leqslant b \\ 0 & z < a, \quad z > b \end{cases}. \tag{16}$$

Второе слагаемое в (15), как показывают расчеты, пренебрежимо мало по сравнению с первым, поэтому для практических целей достаточно ограничиться одним первым слагаемым. Величина $x_1(\theta) = (1-\beta)/(1-\beta\cos\theta)$, входящая в (15), как нетрудно убедиться, характеризует максимальное сокращение длины волны ($x_1 = \lambda_{\min}/\lambda_0$) в зависимости от угла рассеяния θ. Значения $x_1(\theta)$ при $\gamma^2 = 10$ приводятся в табл. 1. Там же даются результаты вычислений, касающиеся величины $p(\theta) = \sigma(\theta)/\sigma_0$, которой можно приписать смысл индикатрисы рассеяния. При этом

$$\sigma(\theta) = \frac{2r_0^2}{\beta\gamma^2}\int\limits_0^{\pi} d\varphi \int\limits_{1-\beta}^{1+\beta} \frac{\gamma_i^2}{\gamma_f^3}\, d\gamma_f, \tag{17}$$

и $\sigma_0 = 2\pi\int\limits_0^{\pi}\sigma(\theta)\sin\theta d\theta$ — полное сечение фотон-электронного взаимодействия (при $\gamma^2 = 10$, $\sigma_0 = 3.37\cdot 10^{-22}$ см^2).

Таблица 1

θ	0°	30°	60°	90°	120°	150°	180°
x_1	1.0000	0.2876	0.0976	0.0513	0.0348	0.0282	0.0263
$p(\theta)$	0.0006	0.0020	0.0104	0.0320	0.0663	0.1036	0.1736

Представим теперь, что релятивистские электроны содержатся в объеме, находящемся на некотором расстоянии от звезды, в направлении, составляющем угол θ с лучом зрения. Из приведенных в табл. 1 данных можно заключить, что максимальное «посинение» квантов имеет место при больших значениях угла θ. Так, например, если вспышка по отношению к наблюдателю происходит на обратной стороне звезды, то при $\lambda_0 = 10\,000$ А фотонам, испытавшим наибольшее изменение энергии, будет соответствовать $\lambda_f = 263$ А. Вместе с тем мы видим, что независимо от того, где произошла вспышка, наиболее жесткие кванты падают на звезду. Далее, данные, касающиеся индикатрисы рассеяния $p(\theta)$, показывают, что последняя сильно вытянута по направлению к звезде и тем более сильно, чем больше значение γ (так, например, при $\gamma = 100$ $p(\pi)/p(0) \sim 10^4$). Это означает, что где бы ни произошла вспышка, максимальный интегральный поток излучения будет направлен к звезде.

Изображенные на рис. 2 кривые, относящиеся к величине $H^{\theta}_{\nu_f} = F^{\theta}_{\nu_f}(\theta)/n_e \sigma(\theta)\,\Delta l$, показывают, что спектральное распределение переработанного излучения обладает максимумом, положение которого не намного отличается от λ_{min} (при $\theta = \pi$ положение максимума совпадает с λ_{min}).

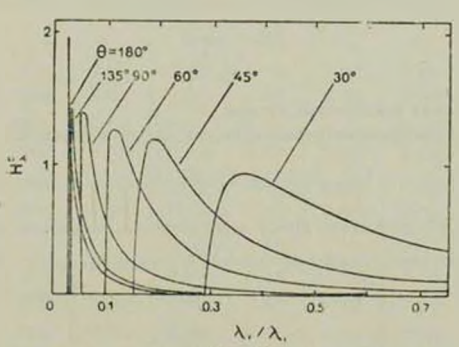

Рис. 2.

Резко выраженные максимумы при больших значениях θ означают, что поток излучения, рассеянного к звезде, почти целиком состоит из жестких квантов. Сопоставление этого факта с вышесказанным дает основание полагать, что воздействие вспышки на звезду велико и, быть может, именно с этой точки зрения рассматриваемый механизм рассеяния на релятивистских электронах представляет интерес. Если же говорить об излучении,

рассеянном по направлению к наблюдателю самим объемом, то очевидно, что наибольший эффект следует ожидать при больших позиционных углах θ. Заметим, что в этом случае воздействию коротковолнового излучения вспышки будет подвергаться противоположная по отношению к наблюдателю сторона звезды.

г) *Планковское распределение.* Предположим теперь, что звезда излучает по закону Планка. Пусть на расстоянии d от звезды радиуса r_* находится облако релятивистских электронов линейных размеров Δl, направление на которое образует угол θ_* по отношению к лучу зрения. Исходя из соображений, приведенных в предыдущем пункте, является целесообразным (для увеличения ожидаемого эффекта) рассмотреть случай, когда $d \gg r_*$, поэтому размерами звезды приближенно можно пренебречь. Тогда для потока излучения, направленного к наблюдателю, будем иметь

$$F^{c}_{\nu_f} = 4\pi\left(\frac{r_*}{d}\right)^2 \frac{h\nu_f^3}{c^2}\,\frac{r_0^2 n_e \Delta l}{\beta_1^2}\, I_{\nu_f}(T), \tag{18}$$

где

$$I_{\nu_f}(T) = \int_0^{\pi} d\varphi \int_{1-\beta}^{1+\beta} \frac{d\eta_f}{\eta_f\left(e^{\frac{h\nu_f}{kT}\frac{\eta_f}{\eta_i}} - 1\right)},$$

и T — эффективная температура звезды.

Амплитуда звездной величины вспышки задается формулой

$$\Delta m_{\nu_f} = 2.5\lg(1 + E^{c}_{\nu_f}/E^{*}_{\nu_f}), \tag{19}$$

где $E^{c}_{\nu_f}$ и $E^{*}_{\nu_f}$ представляют собой освещенности, создаваемые в точке наблюдения соответственно вспышкой и звездой. Для отношения $E^{c}_{\nu_f}/E^{*}_{\nu_f}$ имеем

$$\frac{E^{c}_{\nu_f}}{E^{*}_{\nu_f}} = 2\left(\frac{\Delta l}{d}\right)^2 \frac{r_0^2}{\beta_1^2 \sigma_0}\,\Delta\tau\left(e^{\frac{h\nu_f}{kT}} - 1\right) I_{\nu_f}(T), \tag{20}$$

где $\Delta\tau = n_e \sigma_0 \Delta l$ — оптическая толщина облака. Из соотношений (19) и (20) видно, что влияние параметров $\Delta\tau$ и $\Delta l/d$ (появление последнего обусловлено учетом эффекта дилюции излучения) на значение величины Δm_{ν_f} велико. Расчеты по формуле (19) для различных T и ν_f с

целью увеличения наблюдаемого эффекта выполнены при максимальных в рамках данной модели значениях параметров $\Delta\tau$ и $\Delta l/d$. Значение $\Delta\tau$ выбрано порядка 0.1, при котором, видимо, еще можно ограничиться рассмотрением однократного рассеяния. Однако уже это значение при $\Delta l \sim 10^{10}$ см приводит к $n_e \sim 10^{11}$ см$^{-3}$, а для общей энергии облака с учетом энергии протонов — к значению $\sim 10^{36}$ эрг (см. также [10]). Уменьшение Δl приводит к увеличению n_e и резкому уменьшению фактора дилюции. Результаты расчетов, относящиеся к $\Delta\tau = 0.1$; $\Delta l/d = 0.5$ и $\gamma^2 = 5$; 10; 100, приводятся в табл. 2.

Таблица 2

ЗНАЧЕНИЯ Δm_λ ПРИ $\gamma^2 = 5$

λ	T	30°	60°	90°	120°	150°	180°
5500 A 4500 A 3500 A	2500	$0^m.098$	$1^m.264$	$2^m.173$	$2^m.640$	$2^m.865$	$2^m.932$
	3000	0.023	0.262	0.557	0.761	0.873	0.908
	2500	0.014	0.139	0.300	0.421	0.489	0.511
	3000	0.005	0.031	0.062	0.086	0.100	0.104
	2500	0.004	0.027	0.053	0.073	0.086	0.090
	3000	0.002	0.006	0.014	0.019	0.022	0.022
при $\gamma^2 = 10$							
5500 A 4500 A 3500 A	2500	0.122	0.834	1.268	1.505	1.623	1.658
	3000	0.020	0.119	0.201	0.257	0.287	0.297
	2500	0.010	0.057	0.097	0.123	0.138	0.143
	3000	0.003	0.010	0.017	0.021	0.023	0.024
	2500	0.002	0.009	0.014	0.018	0.020	0.020
	3000	0.001	0.002	0.003	0.004	0.005	0.005
при $\gamma^2 = 100$							
5500 A 4500 A 3500 A	2500	0.303	0.381	0.409	0.426	0.435	0.437
	3000	0.028	0.036	0.039	0.040	0.041	0.042
	2500	0.013	0.016	0.017	0.018	0.018	0.018
	3000	0.002	0.002	0.002	0.003	0.003	0.003
	2500	0.002	0.002	0.002	0.002	0.002	0.002
	3000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000	0.000

Данные, относящиеся к $\vartheta = 0°$, в таблице не приводятся, поскольку в соответствии со сказанным в первом разделе, результирующий эффект равен нулю. Мы видим, что хотя значения параметров $\Delta\tau$ и $\Delta l/d$ явно за-

вышены, однако окончательный эффект оказывается незначительным. Сказанное при $\gamma^2 = 5$ и 10 нуждается в пояснении. Дело в том, что хотя амплитуды вспышек при данном наборе значений параметров нельзя считать малыми в U-лучах, однако при переходе к более длинным волнам Δm быстро падает, что, очевидно, связано с наличием весьма резкого максимума в спектральном распределении F_{ν}. Дальнейшее уменьшение энергии электронов, правда, сдвигает положение максимума в область более длинных волн, однако при этом уменьшаются и соответствующие амплитуды (при $\gamma \to 1$, $\Delta m \to 0$). Заметим, что даже наиболее высокие значения Δm, приведенные в табл. 2 для $\gamma^2 = 5$ и 10, оказываются значительно ниже значений, полученных ранее в работе [3]. Так, например, при $\gamma^2 = 10$, $\Delta\tau = 0.1$ и $T = 2500$ в указанной работе приводились значения: $\Delta m = 8^m0$; 4^m8; 2^m5, соответственно в U, B, V — лучах.

Можно было бы ожидать, что увеличение оптической толщины облака будет способствовать усилению наблюдаемого эффекта, однако на самом деле многократные рассеяния, как легко заключить из рис. 2, приводят к переходу энергии фотонов в область еще более высоких энергий, ослабляя тем самым регистрируемый эффект в U, B, V-лучах. К тому же при больших $\Delta\tau$ существенную роль начинает играть механизм тормозного излучения.

Если допустить, что релятивистские электроны образуют оболочку, окружающую звезду, то для Δm при более или менее разумных предположениях относительно геометрической толщины оболочки получаются весьма низкие значения. Таким образом, если применять точные выражения для закона преобразования частот и дифференциального сечения, то, по крайней мере, рассмотренные в настоящей работе модели не приводят к результатам, согласующимся с данными наблюдений.

3. *Основные выводы.* Применение формулы (4) для преобразования частот является неправомерным, в особенности если последняя привлекается для получения количественных результатов при интерпретации излучения вспышек. При описании элементарного акта рассеяния фотона на релятивистских электронах необходимо воспользоваться точными выражениями для закона перераспределения энергий фотонов и дифференциального сечения (7), (10). Указанные формулы подчеркивают важность учета геометрии фотон-электронного взаимодействия, поэтому при построении той или иной модели вспышки возникает необходимость четкого определения пространственного распределения электронов и их скоростей. В этой связи некоторые модели, выдвинутые ранее для объяснения излучения вспышки, оказываются несостоятельными.

С физической точки зрения более реальным кажется рассмотрение релятивистских электронов, локализованных в сравнительно небольшом объеме пространства. В последнем случае можно ожидать более или менее ощутимо наблюдаемого эффекта лишь при весьма специфических условиях ($\theta \approx \pi$) и искусственно завышенных значениях параметров облака. С другой стороны, поскольку локальные источники релятивистских электронов можно считать равномерно распределенными по θ, то для обеспечения столь часто происходящих вспышек, которые наблюдаются в действительности, потребуются довольно высокие значения средней энергии, выделяемой за единицу времени, — гораздо большие, чем это получалось на основании старых ошибочных расчетов.

Характерно, что эффект «отражения» переработанного излучения, вызываемый вспышкой, может оказать существенное воздействие на саму звезду. Указанное явление представляет несомненный интерес и может служить предметом отдельного исследования.

Авторы благодарят академика В. А. Амбарцумяна за обсуждение полученных результатов. Один из авторов (Р. А. К.) выражает искреннюю признательность дирекции Бюраканской астрофизической обсерватории за предоставленную возможность работать в этой обсерватории и за гостеприимство.

Бюраканская астрофизическая
обсерватория
Лаборатория теоретической
астрофизики,
Институт астрофизики,
Париж, Франция

ON THE INTERPRETATION OF FLARE PHENOMENON ON RED DWARF STARS BY INVERSE COMPTON SCATTERING

H. A. HARUTHYUNIAN, R. A. KRIKORIAN, A. G. NIKOGHOSSIAN

The possibility of interpretation of flare radiation of red dwarf stars using inverse Compton scattering is discussed. For this purpose the refinement of expressions, adopted in early papers for the law of frequency transformation during the scattering process and differential cross-section is given. The results obtained indicate the importance of the geometry of the inverse Compton scattering in the photon-electron interaction. The analysis of various theoretical models describing the flare phenomenon shows that the interpretation of observational data by inverse Compton scattering meets with considerable difficulties.

ЛИТЕРАТУРА

1. *В. А. Амбарцумян*, Научные труды, т. 2, Ереван, 1960, стр. 189, 242.
2. *Г. А. Гурзадян*, Астрофизика, 1, 319, 1965.
3. *Г. А. Гурзадян*, Вспыхивающие звезды, Наука, М., 1973.
4. *S. Kichenassamy, R. A. Krikorian*, M. N., (in press).
5. *J. E. Felten, P. Morrison*, Ap. J., 146, 686, 1966.
6. *К. Меллер*, Теория относительности, Атомиздат, М., 1975.
7. *Дж. Мак-Коннел*, Квантовая динамика частиц, ИЛ, М., 1962.
8. *А. И. Ахиезер, В. Б. Берестецкий*, Квантовая электродинамика, Наука, М., 1969.
9. *S. Kichenassamy, R. A. Krikorian*, C. R. Acad. Sc. Paris, 286 B, 127, 1978.
10. *Р. Е. Гершберг*, Вспышки красных карликовых звезд, Наука, М., 1970.