

О ПЛОТНЫХ ОБЛАКАХ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ*

Как показали исследования, опубликованные за последние годы, потери энергии, претерпеваемые релятивистскими электронами в межзвездном пространстве, в основном обусловлены тормозным излучением этих электронов в магнитных полях.

Предполагается, что в Крабовидной туманности значительная и даже основная часть тормозного излучения в магнитном поле испускается в оптических частотах. Считается, что другие потери энергии, например, ионизационные, или потери, происходящие от рассеяния на фотонах, малы по сравнению с упомянутым тормозным излучением в магнитном поле. Можно показать, что при обычных условиях, господствующих в межзвездном пространстве, это действительно так. То же самое справедливо и для Крабовидной туманности.

Однако, если мы имеем сравнительно плотное облако релятивистских электронов при достаточно больших его размерах, концентрация фотонов, испускаемых при тормозном излучении самими электронами облака, становится настолько большой, что эффект рассеяния электронов на этих фотонах (обратный Комптон-эффект) становится весьма значительным. В результате, потери от этого рассеяния, особенно если при заданном магнитном поле энергии электронов велики, могут во много раз превзойти потери от тормозного излучения.

Как известно, В. Бааде открыл в 1942 году, что в Крабовидной туманности время от времени появляются новые яркие сгущения и волокна. Эти образования передвигаются по туманности и со временем, ослабевая, исчезают. Представляется вероятным, что эти сгущения являются довольно плотными облаками релятивистских электронов. Другим примером, когда можно подозревать существование сравнительно плотных облаков релятивистских электронов, являются вспышки непрерывной эмиссии у звезд типа Т Тельца.

Естественно поэтому рассмотреть вопрос о том, с каким из двух возможных случаев мы имеем дело в этих явлениях: со случаем, когда пре-

* Нестационарные звезды, Изд. АН Армянской ССР, стр. 64, Ереван, 1957.

обладают потери, вызванные тормозным излучением в магнитном поле, или со случаем, когда, наоборот, преобладают потери из-за рассеяния на собственных фотонах облака. Решение этого вопроса существенно, так как продолжительность излучения в этих случаях оказывается совершенно различной.

Пусть облако состоит из N электронов и занимает объем l^3 . Пусть далее концентрация релятивистских электронов в единице объема будет n_e . Тогда

$$N = n_e l^3. \quad (1)$$

Потери энергии, вызванные тормозным излучением в магнитном поле H , когда энергия электрона равна E , выражаются формулой

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{2c}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 H^2 \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2. \quad (2)$$

Удобно в дальнейшем обозначить:

$$\frac{E}{mc^2} = \mu.$$

Тогда можно переписать (2) в виде:

$$\frac{d\mu}{dt} = -BH^2\mu^2, \quad (3)$$

где

$$B = \frac{2c}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 \frac{1}{mc^2}. \quad (4)$$

Из (4) имеем:

$$\frac{d\mu}{\mu^2} = -BH^2 dt$$

или

$$\frac{1}{\mu} - \frac{1}{\mu_0} = -BH^2(t - t_0),$$

где μ_0 есть энергия в начальный момент t_0 . При уменьшении энергии вдвое $\frac{1}{\mu} = \frac{2}{\mu_0}$ и для соответствующего промежутка времени t_1 будем иметь:

$$\frac{1}{\mu_0} = BH^2 t_1.$$

Таким образом, для промежутка времени, в течение которого теряется при тормозном излучении половина энергии электронов, имеем:

$$t_1 = \frac{1}{BH^2\nu_0}.$$

Однако при достаточной плотности облака, как мы сказали выше, будут преобладать потери от рассеяния электронов на собственных фотонах облака. Определим значение плотности, при котором будет иметь место такое преобладание.

Вообще, при рассеянии электронов на фотонах достаточно малых энергий, потери энергии электронов выражаются формулой

$$\frac{dE}{dt} = -\sigma_0 \rho_s c \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2, \quad (6)$$

где σ_0 — эффективное сечение для томсоновского рассеяния:

$$\sigma_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{e^2}{mc^2} \right)^2 = 6.6 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2,$$

а ρ_s представляет собой плотность излучения. Поскольку мы имеем в виду рассеяние на собственных фотонах облака, мы должны сосчитать именно ту плотность излучения, которая обусловлена испусканием оптических частот релятивистскими электронами облака.

Мы можем написать:

$$\rho_s = \frac{4\pi}{c} I, \quad (7)$$

где I — интенсивность излучения. В нашем случае для I мы будем в среднем иметь:

$$I = \eta \frac{l}{2}, \quad (8)$$

где η — объемный коэффициент излучения. Поскольку тормозное излучение одного электрона определяется правой частью формулы (2), то для полного излучения единицы объема в единицу времени во все стороны мы имеем:

$$4\pi\eta = Bmc^2H^2\nu^2n_e. \quad (9)$$

Тогда, на основании (7) и (8), получим:

$$\rho_s = \frac{B}{2} mcH^2\nu^2ln_e. \quad (10)$$

Внося (10) в (6), найдем:

$$\frac{d\nu}{dt} = -\sigma_0 \frac{B}{2} H^2\nu^4ln_e. \quad (11)$$

Сравнивая (3) и (11), мы видим, что энергетические потери на рассеяние превосходят потери вследствие тормозного излучения в том случае, когда

$$\frac{\sigma_0}{2} \mu^2 \ln_e > 1. \quad (12)$$

Если выполняется это условие, то справедливо уравнение (11), и, интегрируя его, мы можем найти время потери электронами половины своей энергии. Это интегрирование дает:

$$\frac{1}{\mu^3} - \frac{1}{\mu_0^3} = \frac{3}{2} \sigma_0 B H^2 \ln_e (t - t_0). \quad (13)$$

Отсюда, для промежутка времени t_2 , в течение которого электроны потеряют половину своей энергии, мы найдем

$$\frac{1}{\mu_0^3} = \frac{3}{14} \sigma_0 B H^2 \ln_e t_2, \quad (14)$$

т. е.

$$t_2 = \frac{14}{3} \frac{1}{\sigma_0 B H^2 \ln_e \mu_0^3}. \quad (15)$$

Очевидно, что при выполнении (12) мы должны иметь

$$t_2 < t_1.$$

Заметим, наконец, что как в случае тормозного излучения в магнитном поле, так и в случае рассеяния на собственных квантах облака, мы будем иметь одно и то же выражение для светимости облака

$$L = N \frac{d\mu}{dt} mc^2 = N B H^2 \mu^2 mc^2. \quad (16)$$

Полученные формулы можно пытаться применить к облакам релятивистских электронов, для которых известны те или иные наблюдаемые свойства. Именно, мы можем считать заданными светимость L , время высвечивания t и частоту тормозного излучения ν . Если бы были заданы также размеры облака (или же полное число излучающих электронов), то мы имели бы все данные для нахождения характеристик облака: μ , n_e и H .

Как указывал Дж. Гринстейн, в случаях, подобных рассматриваемому, магнитные поля могут быть слишком слабы, чтобы их энергия могла бы быть достаточной для удержания частиц всего облака. Поэто-

му облака рассматриваемого типа должны расходиться. Однако во время этого распада облака мы будем иметь определенный период наиболее интенсивного излучения и в этот период облако должно характеризоваться некоторыми линейными размерами. Исходя из нестационарности облака и принимая для продолжительности максимума вспышек звезд типа UV Кита $t=1$ минуте, мы получаем для линейных размеров $l > 10^{12}$ см.

Оказывается, что такому облаку и другим параметрам вспышек соответствуют две возможные модели: 1. Облако электронов высокой энергии ($\mu > 0^8$), находящихся в очень слабом магнитном поле. В этом случае основную роль играют потери от Комптон-эффекта на собственных фотонах. 2. Облако, состоящее из электронов с «умеренной» энергией ($\mu \approx 10^4$) в сравнительно сильном магнитном поле.

Однако оказывается, что в первом случае суммарная энергия электронов облака, которая, главным образом, расходуется на комптоновские потери, должна быть очень велика по сравнению с энергией вспышки. Следовательно, в тех случаях, когда по какой-либо причине выделение этой энергии происходит под фотосферическими слоями звезды, мы имели бы значительное повышение температуры звезды в течение некоторого промежутка времени. Исходя из этого, следует оставить для обсуждения скорее всего второй вариант, когда наибольшую роль играет тормозное излучение.

Что касается движущихся сгущений в Крабовидной туманности, то следует сказать, что в этом случае применение приведенных формул приводит к заключению, что мы наверняка имеем дело со случаем, когда потери обусловлены тормозным излучением.

В заключение, я хотел бы сказать несколько слов о другом возможном истолковании указанных сгущений в Крабовидной туманности. Сопоставление направления движения сгущений с направлением силовых линий магнитного поля, которое получается из поляризационных наблюдений, показывает, что движение совершается поперек силовых линий. С другой стороны, рассматриваемые сгущения бывают расширены вдоль силовых линий. Совершенно непонятно, как электроны, даже высоких энергий, могут совершать столь большие передвижения поперек силовых линий. Возможное объяснение, как нам кажется, заключается в том, что движение сгущения поперек силовых линий является результатом перемещения некоторого источника релятивистских электронов, выброшенного из звезды. Если этот источник обладает сравнительно небольшим отношением суммарного заряда к массе, то такое передвижение становится возможным. Выбрасываемые из источника релятивистские электроны должны вытягиваться вдоль магнитных линий, что и наблюдается.

Во всяком случае, возможность того, что в данном случае носители внутризвездной энергии достигают больших расстояний от звезды, заслуживает обсуждения.

Примечание. В 1956 году в Бюраканской обсерватории состоялось совещание по нестационарным звездам с участием советских и иностранных ученых. Основное место на совещании заняло обсуждение проблемы нетеплового излучения звезд. Все выступления участников совещания опубликованы в сборнике «Нестационарные звезды» (Изд-во АН АрмССР, 1957). Кроме приведенного выше выступления В. А. Амбарцумяна в сборнике опубликованы и другие его выступления.