

О НЕТЕПЛОМ КОСМИЧЕСКОМ РАДИОИЗЛУЧЕНИИ

Г. Г. Гетманцев

Делается попытка объяснить происхождение как сферической, так и плоской составляющих нетеплового космического радиоизлучения на основе магнитотормозного механизма радиоизлучения космических электронов, движущихся в межзвездном магнитном поле.

В статье обсуждаются некоторые аспекты происхождения нетеплового космического радиоизлучения на основе новых радиоастрономических данных. Предполагается, что наблюдаемое радиоизлучение связано с магнитотормозным излучением релятивистских электронов, движущихся в межзвездных магнитных полях. Эта точка зрения объясняет основные экспериментальные радиоастрономические данные и представляется нам единственно правильной.

Космическое радиоизлучение принято разделять на две составляющие. Источники первой составляющей образуют квазисферическую галактическую корону и заведомо являются нетепловыми. Для второй (плоской) составляющей характерна высокая степень концентрации радиоизлучения к галактическому экватору. До недавнего времени радиоизлучению плоской составляющей приписывалось тепловое происхождение. Предполагалось, что плоская составляющая связана с тепловым радиоизлучением облаков межзвездного ионизированного газа, концентрирующихся к галактической плоскости. Измерения Миллса [1] и Шейна [2], выполненные с помощью антенн, обладающих высокой угловой разрешающей способностью, не подтверждают, однако, это предположение и свидетельствуют о нетеплом происхождении радиоизлучения плоской составляющей, по крайней мере, на волнах $\lambda > 1$ м. Ниже мы попытаемся интерпретировать это важное открытие на основе представлений о магнитотормозной природе радиоизлучения плоской составляющей.

Допустим, что в галактическую корону (область I) релятивистские электроны поставляются источниками космических лучей, сосредоточенными в районе галактической плоскости (область II). В единицу времени в области II рождается NV_2 релятивистских электронов, где V_2 —объем области II. Если генерируемые в области II электроны пребывают в ней в течение времени Δt , а затем покидают ее, переходя в область I, то концентрация излучающих частиц в области II $n_2 = N\Delta t$. Ежесекундная убыль релятивистских электронов в области I из-за неупругих ядерных соударений равна $n_1 V_1 / T$, где n_1 —концентрация излучающих электронов в области I, V_1 —объем этой области, а T —„время жизни“ космических частиц.

В стационарном состоянии $n_1 V_1 / T = NV_2$ или $n_1 = NV_2' / V_1 T$, а отношение концентраций релятивистских электронов в областях II и I $n_2 / n_1 = V_1 / V_2 \cdot \Delta t / T$. Интенсивность магнитотормозного космического радиоизлучения I_ν , как известно [7, 8], пропорциональна nH_\perp^2 , где $H_\perp = H \sin\theta$ —составляющая межзвездного магнитного поля H , перпендикулярная скорости частицы.

По данным радиоастрономических измерений [1] на волнах метрового диапазона I_{ν_2} в несколько раз больше I_{ν_1} , причем отношение

I_{v_2}/I_{v_1} различно для различных участков галактического экватора. Полагая, что в среднем $I_{v_2}/I_{v_1} \approx 5$, находим $n_2/n_1 (H_{-2}/H_{+1})^2 \approx 5$. Значение H_2/H_1 несколько неопределенно. Поскольку межзвездное магнитное поле связано с ионизированным газом, сильно концентрирующимся к галактической плоскости, следует думать, что $H_2/H_1 > 1$. О справедливости этого неравенства свидетельствует также некоторая упорядоченность в направлениях магнитного поля в спиральных галактических ветвях. Более того, сам факт наличия подобных ветвей свидетельствует, по всей вероятности, о существенном влиянии межзвездного поля на структуру межзвездной среды в области II.

В дополнение к сказанному заметим, что галактические дискретные источники, остатки сверхновых, сильно концентрируются к галактической плоскости. В расширяющихся оболочках сверхновых магнитное поле, по всей вероятности, в десятки и даже сотни раз больше, чем в галактической короне, и, следовательно, опять-таки $H_2/H_1 > 1$.

Наконец, имеется еще один аргумент в пользу неравенства $H_2/H_1 > 1$. Абсолютное значение концентрации релятивистских электронов с энергией $E \approx 10^{10} \text{ эв}$ в районе галактической плоскости, необходимое для объяснения наблюдаемого радиоизлучения плоской составляющей, должно быть порядка $5 \cdot 10^{-12} \text{ эл} \cdot \text{см}^{-3}$ (при $H \approx 10^{-5} \text{ гаусс}$). Это значение превышает верхнюю границу концентрации первичных космических электронов у Земли ($n_2 < 10^{-12} \text{ эл} \cdot \text{см}^{-3}$). Противоречия можно избежать предпологая, что H_2 в несколько раз превышает значение 10^{-5} гаусс . С другой стороны, $H = H_1 = 10^{-5} \text{ гаусс}$ является, по всей вероятности, верхней границей для напряженности магнитного поля в галактической короне. Полагая несколько условно $H_2/H_1 = 5$ и учитывая, что при движении заряженных частиц в магнитном поле $\sin^2 \theta/H = \text{const}$, находим $(H_{-2}/H_{+1})^2 = 125^*$.

Поскольку $I_{v_2}/I_{v_1} = n_2/n_1 (H_{-2}/H_{+1})^2 \sim 5$, отношение

$$n_2/n_1 = V_1/V_2 \cdot \Delta t/T \approx 1/30.$$

Таким образом, концентрация релятивистских электронов в районе галактической плоскости n_2 должна быть значительно меньше соответствующего значения n_1 для галактической короны, несмотря на то, что $I_{v_2}/I_{v_1} > 1^{**}$. Некоторые следствия этого результата будут рассмотрены ниже.

Заметим, что найденное соотношение между концентрациями n_1 и n_2 является, конечно, следствием предполагаемого увеличения напряженности межзвездного магнитного поля при приближении к галактической плоскости и сохранения отношения $\sin^2 \theta/H$ при движении космических частиц в межзвездном поле (см. **).

Обратимся еще раз к соотношению $n_2/n_1 = V_1/V_2 \cdot \Delta t/T$. Полагая $V_1/V_2 = 10^{+2}$ и „время жизни“ $T = 10^{16} \text{ сек}$, находим время пребыва-

* Сохранение адиабатического инварианта $\sin^2 \theta/H = \text{const}$ имеет место в слабо неоднородном поле. Как показано в [3], изменение инварианта за один оборот заряженной частицы должно быть порядка $(\rho/l)^2$, где ρ — радиус орбиты частицы, а l — средний размер неоднородностей магнитного поля. За „время жизни“ релятивистской частицы в Галактике ($\sim 10^{16} \text{ сек}$) космический электрон с энергией $E \sim 10^9 \text{ эв}$ в поле $H \sim 10^{-5} \text{ гаусс}$ совершит примерно 10^5 оборотов. При этом $\rho = EleH \approx 10^{11} \text{ см}$. Полагая $l \sim 10^{20} \text{ см}$, найдем, что максимально возможное относительное изменение адиабатического инварианта — порядка 10^{15} $(\rho/l)^2 \sim 10^{-3}$. В действительности ошибки в инварианте, связанные с отдельными неоднородностями магнитного поля, вообще говоря, имеют различные знаки. Таким образом, результирующее изменение инварианта должно быть значительно меньше 10^{-3} .

** Фактически отношение n_1/n_2 должно быть еще более значительным, если учесть, что при увеличении магнитного поля энергия релятивистских электронов, соответствующая максимуму излучения на фиксированной частоте, должна уменьшаться, а энергетический спектр для электронов описывается функцией, убывающей с ростом энергии частиц. Последнее обстоятельство позволяет принять для Δt значение $3 \cdot 10^{12} \text{ сек}$ вместо значения 10^{13} сек , получающегося из приведенных выше оценок.

ния релятивистских электронов в области II $\Delta t \approx 3 \cdot 10^{12}$ сек. В случае, если радиоизлучение плоской составляющей обусловлено совокупным излучением галактических дискретных источников, найденное время $\Delta t \approx 3 \cdot 10^{12}$ сек должно соответствовать времени пребывания излучающих частиц в дискретном источнике или времени существования самих дискретных источников. Время существования галактических дискретных источников, как показано в [4], определяется расширением оболочки источника и диффузией релятивистских электронов из источников на расстояние порядка 150 парсек, равное среднему расстоянию между источниками [5]. Согласно [4], оно равно 10^{12} сек и, следовательно, по порядку величины совпадает с найденным выше временем пребывания электронов в области II.

Как указал В. Л. Гинзбург [6], релятивистские электроны в необходимом количестве могут образовываться в межзвездном пространстве за счет неупругих соударений релятивистских протонов с ядрами атомов межзвездного газа. Поскольку релятивистские электроны создаются при этом непосредственно в межзвездном магнитном поле спиральных галактических ветвей, которое носит упорядоченный характер и направлено вдоль ветвей, релятивистские электроны будут двигаться в дальнейшем вдоль магнитного поля на периферию Галактики со скоростью $v \sim c$. Соответствующее время, в течение которого релятивистские электроны покидают область II, должно быть порядка $a/c = 3 \cdot 10^{22}/3 \cdot 10^{10} = 10^{12}$ сек, где a — расстояние порядка радиуса Галактики. Найденное время опять-таки близко к значению Δt , полученному выше из соображений баланса релятивистских электронов в областях I и II. В этом смысле возможность свести наблюдаемое радиоизлучение в области II к магнитотормозному излучению релятивистских электронов, движущихся в упорядоченном магнитном поле спиральных галактических ветвей, столь же непротиворечива, как и предыдущая гипотеза.

Если напряженность магнитного поля в районе галактической плоскости превышает в несколько раз напряженность поля в короне, то, как было показано выше, концентрация релятивистских электронов в области II должна быть во много раз меньше, чем в галактической короне. Поскольку этот результат связан с кинематикой движения космических лучей в межзвездном магнитном поле, то же самое должно иметь место для релятивистских протонов и других более тяжелых космических частиц. Концентрация космических частиц (в основном протонов) с энергией $E \geq 10^9$ эв в первичных космических лучах у Земли порядка 10^{-10} см $^{-3}$, а соответствующая этой концентрации энергия порядка 10^{-12} эрг·см $^{-3}$. С другой стороны, плотность кинетической энергии макроскопического турбулентного движения межзвездного газа в галактической короне $\rho v^2/2$, равная по порядку величины плотности энергии магнитного поля в короне $H_1^2/8\pi$, при $H_1 \sim 10^{-5}$ гаусс — порядка 10^{-11} эрг·см $^{-3}$, т. е. примерно на порядок больше, чем плотность энергии, связанная с космическими лучами у Земли.

Увеличение концентрации космических лучей при переходе от галактической плоскости в корону в несколько десятков раз означает, что энергия космических лучей в короне может быть сравнима с энергией макроскопического движения намагниченных масс ионизированного газа в галактической короне. В этом случае космические лучи должны оказывать существенное влияние на структуру и движение газовых масс в области I и могут быть одним из наиболее существенных факторов, определяющих само существование галактической короны.

Обратимся теперь к сферической составляющей нетеплового радиоизлучения. Состояние теории магнитотормозного радиоизлучения

короны в настоящее время таково, что для ее дальнейшего развития необходимы достаточно точные сведения о структуре среды в короне и существующих в ней физических условиях. Эти сведения в значительной мере могут быть получены с помощью соответствующих радиоастрономических измерений [7,8]. Ниже, в частности, обсуждаются радиоастрономические методы, позволяющие определить средний размер намагниченных облаков межзвездного газа, знание которого совершенно необходимо для построения последовательной теории магнитотормозного радиоизлучения. Речь идет об измерениях поляризации нетеплового радиоизлучения галактической короны и измерениях флюктуаций интенсивности радиоизлучения при перемещении по небосводу диаграммы направленности радиотелескопа [9].

Колебания интенсивности радиоизлучения при перемещении диаграммы направленности по небосводу должны иметь место благодаря случайным изменениям количества и излучательной способности намагниченных облаков межзвездного газа, попадающих в зону диаграммы направленности. Элементарный расчет показывает, что относительное среднеквадратичное отклонение интенсивности от ее среднего значения при перемещении диаграммы на угловое расстояние, превышающее ширину диаграммы

$$\sqrt{\Delta I^2}/I = 1/\sqrt{\theta} \cdot R/l,$$

где R/l —отношение размера Галактики в выбранном направлении к среднему размеру намагниченных облаков межзвездного газа, а θ —ширина диаграммы направленности приемной антенны. Приведенное выражение справедливо для $2\theta \gg l/R$. В другом предельном случае $2\theta \ll l/R$ (практически $2\theta \leq l/R$) θ следует заменить на постоянное значение

$\theta = l/2R$, и, следовательно, $\sqrt{\Delta I^2}/I \approx 1/\sqrt{2} \sqrt{R/l}$.

Как показано в [10], степень поляризации нетеплового космического радиоизлучения без учета деполяризующего действия межзвездной магнитоактивной среды $\rho = 1/\sqrt{\theta} \cdot R/l$, т. е. определяется точно таким же выражением, как и флюктуации интенсивности радиоизлучения. При $2\theta \leq l/R$ $\rho = 1/\sqrt{2} \sqrt{R/l}$.

По данным [11] флюктуации интенсивности космического радиоизлучения на $\lambda = 3,5$ м в районе южного галактического полюса составляют приблизительно 12%. Измерения проводились с помощью крестообразной антенны с диаграммой направленности $2\theta \approx 50'$. Нетрудно найти, что найденному значению уровня флюктуаций отвечает $R/l \approx 130$. Часть наблюдавшихся флюктуаций интенсивности может быть обусловлена метагалактическими дискретными источниками, попадающими в зону приемной диаграммы направленности. Следовательно, можно утверждать, что $R/l > 130$. При $R = 10^4$ парсек это соответствует $l < 75$ парсек.

По данным [12] степень поляризации нетеплового радиоизлучения галактической короны на $\lambda = 1,5$ м порядка 4% при ширине диаграммы направленности радиотелескопа $2\theta \approx 15^\circ$. Этому значению поляризации отвечает $R/l \approx 50$ (при $R = 10^4$ парсек $l = 200$ парсек). Расхождение между значением $l > 75$ парсек, найденным по данным о флюктуациях интенсивности космического радиоизлучения, и значением $l = 200$ парсек, найденным из поляризационных измерений, свидетельствует, по нашему мнению, о наличии некоторой упорядоченности в распределении по направлениям межзвездного магнитного поля галактической короны, увеличивающей значение степени поляризации. В данном случае речь может, по-видимому, идти об упорядоченности направлений межзвездного поля в областях, сравнительно

близких к галактической плоскости. Дело в том, что измерения поляризации в $^{[12]}$ производились с помощью антенны, имеющей сравнительно широкую диаграмму направленности $2\theta \approx 15^\circ \gg l/R$. При этом, как видно из вывода приведенного выше выражения для степени поляризации $^{[10]}$, примерно половина измеряемой степени поляризации должна быть связана с излучением облаков, расстояние которых от наблюдателя $r < l/2\theta \approx 4l$.

Предположим, что на столь близких расстояниях от галактической плоскости магнитное поле практически полностью упорядочено, излучение соответствующих областей поляризовано, а вся остальная толща галактической короны дает неполяризованное радиоизлучение. При таких предположениях степень поляризации общего принимаемого радиоизлучения $\rho = r/(R-r) \approx r/R$. Поскольку измеренное значение $\rho \approx 0,04$ при $R \approx 10^4$ парсек, расстояние r от галактической плоскости, в пределах которого магнитное поле в значительной степени упорядочено, оказывается порядка 400 парсек, что не противоречит существующим представлениям о структуре межзвездного магнитного поля.

Для того, чтобы можно было судить о структуре межзвездной магнитоактивной среды в удаленных от галактической плоскости участках галактической короны, необходимо, как это следует из изложенного, производить измерения флуктуаций интенсивности и степени поляризации радиоизлучения с применением антенн с достаточно узкой диаграммой направленности $2\theta \ll l/R$.

Приведенные в $^{[11]}$ данные о флуктуациях интенсивности космического радиоизлучения получены с помощью антенны с узкой диаграммой $2\theta \approx 50'$, которой соответствует $R/l \approx 80$. В этом смысле приведенная выше оценка $l < 75$ парсек в равной мере относится ко всей толще галактической короны. Что касается измерений поляризации радиоизлучения, то их целесообразно проводить на волнах дециметрового диапазона с тем, чтобы можно было не учитывать деполяризацию радиоизлучения в межзвездной магнитоактивной среде, особенно заметную при достаточно широкой полосе пропускания радиоприемника.

Автор признателен В. Л. Гинзбургу за ценные замечания и обсуждение статьи.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В. У. Миллс, Austr. J. Phys., 8, 368 (1955).
2. С. А. Шайн, Symposium on radio astronomy, Melbourne, 76, 1957.
3. Г. Хеллиг, Zs. f. Naturforsch., 10a, 508 (1955).
4. Г. Г. Гетманцев, Труды 5-го совещания по вопросам космогонии, изд. АН СССР, М., 468, 1956.
5. R. H. Brown, C. Hazard, Mon. Not. Roy. Astron. Soc., 113, 123 (1953).
6. В. Л. Гинзбург, Изв. АН СССР, сер. физ., 20, 5 (1956).
7. В. Л. Гинзбург, Г. Г. Гетманцев, М. И. Фрадкин, Труды 3-го совещания по вопросам космогонии, изд. АН СССР, М., 149, 1954.
8. В. Л. Гинзбург, УФН, 62, 37 (1957).
9. Г. Г. Гетманцев, Астроном. ж. (в печати).
10. Г. Г. Гетманцев и В. А. Разин, Труды 5-го совещания по вопросам космогонии, изд. АН СССР, М., 496, 1956.
11. В. У. Миллс, О. В. Слее, Austr. J. Phys., 10, 162 (1957).
12. В. А. Разин, Радиотехника и электроника, 1, 846 (1956).

Исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
17 июля 1958 г.