

УДК 523 164

ЗАМЕЧАНИЯ О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ИОНИЗОВАННОГО МЕЖЗВЕЗДНОГО ГАЗА

В. А. Разин, И. П. Хижнякова

В распределении ионизованного межзвездного газа в галактическом диске можно выделить три компоненты. 1) Сильно разреженный газ с концентрацией $N \leq 10^{-2} \text{ см}^{-3}$, занимающий большую часть объема галактического диска. 2) Сравнительно плотные ($N \sim 1 \text{ см}^{-3}$) неоднородности, имеющие вид волокон или слоев, вытянутых вдоль магнитного поля (преимущественно параллельно плоскости Галактики) с размерами $\sim 30 \times 15 \text{ пс}$ в галактической плоскости и $\sim 1 \text{ пс}$ в направлении, перпендикулярном ей. Среднее расстояние между неоднородностями в плоскости Галактики $\sim 5-10 \text{ пс}$, а в перпендикулярном ей направлении $\sim 5 \text{ пс}$, т. е. неоднородности занимают около 12% объема галактического диска. Неоднородности образуют скопления с размерами порядка нескольких сотен парсек. 3) Плотные облака ионизованного газа ($N > 1 \text{ см}^{-3}$), видимые в оптическом диапазоне и занимающие около 0,6% объема галактического диска. Эта модель распределения ионизованного межзвездного газа позволяет объяснить поглощение длинноволнового космического радиоизлучения, деполяризацию радиоизлучения внегалактических дискретных источников межзвездной средой, слабую деполяризацию фонового галактического радиоизлучения, угловое распределение и частотный спектр линейно поляризованной компоненты космического радиоизлучения.

Данные об интенсивности и угловом распределении линейно поляризованной компоненты космического радиоизлучения [1] свидетельствуют о том, что концентрация ионизованного газа в большей части объема галактического диска не превышает 10^{-2} см^{-3} [2]. Поглощение длинноволнового космического радиоизлучения [3,4] должно быть обусловлено более плотными облаками ионизованного газа, занимающими лишь некоторую часть объема галактического диска [2,4]. Эти представления о распределении ионизованного межзвездного газа могут быть конкретизированы на основе опубликованных недавно работ, касающихся характера и величины фарадеевского вращения плоскости поляризации внегалактических дискретных источников [5,6] и распределенного космического радиоизлучения [7,8], а также деполяризации внегалактических дискретных источников межзвездной средой [9-12].

Остановимся сначала на результатах последней группы упомянутых работ. Согласно [9-12] наблюдается уменьшение степени поляризации радиоизлучения дискретных источников при уменьшении галактической широты, что может быть связано с деполяризацией радиоизлучения межзвездной средой из-за различия углов поворота плоскостей поляризации радиоволн, приходящих из различных направлений в пределах телесного угла, под которым виден источник. В работе [10], содержащей данные о поляризации 169 источников на волне $\lambda = 20 \text{ см}$, отмечается, что «галактическая деполяризация» наблюдается у источников с угловым диаметром $\sim 45''$ при галактических широтах $b^{\text{II}} < 6^\circ$. Зависимость от долготы менее определенная; деполяризация,

по-видимому, несколько сильнее при галактических долготах $l^{\text{II}} \sim 0^\circ$, чем при $l^{\text{II}} \sim 180^\circ$.

Деполаризация радиоизлучения из-за наличия неоднородностей электронной концентрации N и магнитного поля H на пути между источником и наблюдателем исследовалась в работах [9, 13-15]. Во всех этих работах рассматривались неоднородности с характерным размером l , не зависящим от направления в Галактике (изометричные неоднородности). Нетрудно показать, однако, что при таком предположении о характере неоднородностей возникают серьезные затруднения с объяснением галактической деполаризации радиоизлучения дискретных источников, так как оказываются необходимыми очень мелкомасштабные и плотные неоднородности межзвездной среды.

В самом деле, деполаризация будет существенной в том случае, когда видимые угловые размеры областей с квазиоднородной поляризацией в источнике определяются неоднородностями величины NH_{\parallel} на пути между источником и наблюдателем [13] (H_{\parallel} — компонента магнитного поля, параллельная лучу зрения). Если P_0 — степень поляризации радиоизлучения дискретного источника, а n — среднее число, на которое «дробятся» области с однородной поляризацией в источнике из-за существования неоднородностей NH_{\parallel} в межзвездной среде, то регистрируемая степень поляризации

$$P \simeq \frac{P_0}{\sqrt{n}}. \quad (1)$$

Эффективный угловой диаметр неоднородностей θ_n в месте приема радиоизлучения, как нетрудно видеть, можно оценить из соотношения

$$\theta_n \simeq \theta_n P_0^{2/3} n^{-1/2}, \quad (2)$$

где θ_n — угловой диаметр источника.

Величина θ_n довольно сложным образом зависит от размера деполаризирующей области r , от линейного размера и величины неоднородностей NH_{\parallel} , а также от их пространственного распределения. Примем для определенности, что неоднородности NH_{\parallel} располагаются более или менее равномерно на всем пути r между наблюдателем и источником в пределах Галактики. Кроме того, будем считать функцию корреляции NH_{\parallel} гауссовой. При этом средняя квадратичная разность углов поворота плоскостей поляризации волн, распространяющихся в направлениях 1 и 2, угол между которыми равен θ_{12} , дается выражением

$$\overline{\varphi_{12}^2} = k\lambda^4 \overline{N^2 H^2} r l \left[1 - \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\Phi(r\theta_{12}/l)}{r\theta_{12}/l} \right], \quad (3)$$

где

$$\Phi(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x e^{-t^2} dt,$$

λ — длина волны, k — коэффициент, зависящий от выбора единиц (если φ_{12} выражается в радианах, а остальные величины — в абсолютной системе единиц, то $k = 8,1 \cdot 10^{-34}$). Полагая в формуле (3) $\overline{\varphi_{12}^2} \sim \pi$ и подставляя экспериментально определяемые значения r и $\theta_{12} \sim \theta_n$,

мы получаем соотношение между величинами $\overline{N^2 H^2}$ и l , характеризующими неоднородности межзвездной среды.

Рассмотрим два предельных случая.

1. $r\theta_{12}/l \ll 1$ (крупномасштабные неоднородности):

$$\overline{\varphi_{12}^2} \approx \frac{1}{3} k\lambda^4 \overline{N^2 H^2} \frac{r}{l} (r\theta_{12})^2. \quad (4)$$

2. $r\theta_{12}/l \gg 1$ (мелкомасштабные неоднородности):

$$\overline{\varphi_{12}^2} \approx k\lambda^4 \overline{N^2 H^2} r l. \quad (5)$$

Перейдем теперь к оценкам l и $\overline{N^2 H^2}$. Согласно работе [10], $\lambda = 20$ см, $\theta_n \sim 1'$, $P_0 \sim 0,08$, $n \sim 4$ (степень поляризации источника при $n = 4$ уменьшается вдвое), $r \sim 6000$ пс (принимается $I^{II} \sim 0^\circ$, $b^{II} \sim 3^\circ$ и полутолщина галактического диска ~ 300 пс). По формуле (2) находим $\theta_n \sim 6'' \sim 3 \cdot 10^{-5}$ рад. Если имеет место первый случай, то размер неоднородностей можно оценить из соотношения $l \gtrsim r\theta_{12}$, $\theta_{12} \sim \theta_n$. Оптимальным является значение $l \sim r\theta_n$, так как величина $\overline{N^2 H^2}$ при этом получается наименьшей. Таким образом, $l \sim r\theta_n \sim 0,2$ пс и из формулы (4) при $\overline{\varphi_{12}^2} \sim \pi$ получаем $\sqrt{\overline{N^2 H^2}} \sim 2,5 \cdot 10^{-6}$. При $H \sim 3 \cdot 10^{-6}$ эрст $\sqrt{\overline{N^2}} \sim 0,8$ см $^{-3}$.

Во втором случае (мелкомасштабные неоднородности) оптимальное значение $l \sim (r\theta_n/5) \sim 0,04$ пс. Из формулы (5) находим $\sqrt{\overline{N^2 H^2}} \sim 3,5 \cdot 10^{-6}$, так что при $H \sim 3 \cdot 10^{-6}$ эрст $\sqrt{\overline{N^2}} \sim 1,2$ см $^{-3}$.

Из приведенных оценок ясно, что предположение об изометричных неоднородностях межзвездной среды, вызывающих деполаризацию радиоизлучения дискретных источников, несовместимо с данными о поляризации распределенного космического радиоизлучения. При наличии таких неоднородностей происходила бы практически полная деполаризация распределенного галактического радиоизлучения на волнах дециметрового и метрового диапазонов, чего нет в действительности. Эту ситуацию не удается изменить никакими разумными модификациями модели деполаризирующей области с изометричными неоднородностями NH_1 . С другой стороны, в настоящее время установлено, что галактическое магнитное поле имеет довольно регулярную крупномасштабную структуру, причем преимущественное направление магнитного поля параллельно плоскости Галактики [1, 5, 7]. Кроме того, как показывают оптические наблюдения, газовые туманности вытянуты вдоль магнитного поля [16]. Таким образом, имеются достаточные основания отказаться от представлений об изометричных неоднородностях NH_1 в межзвездной среде и допустить, что они сильно вытянуты вдоль галактического магнитного поля (в основном — параллельно плоскости Галактики).

Рассмотрим влияние таких анизометричных неоднородностей NH_1 , имеющих вид волокон или слоев, на поляризацию дискретных источников и распределенного космического радиоизлучения. Обозначим размер неоднородностей вдоль магнитного поля посредством L_x , а среднее расстояние между ними — L_x ; пусть соответствующие величины в направлении, перпендикулярном галактической плоскости, будут L_z и L_z , а в направлении, перпендикулярном первым двум, — L_y и L_y . Ограничимся рассмотрением двух случаев: 1) наблюдения про-

водятся на малых галактических широтах ($b^{\text{II}} \sim 0^\circ$); 2) наблюдения проводятся на широтах $b^{\text{II}} \sim 90^\circ$.

Если луч зрения идет почти вдоль галактического магнитного поля, то, как можно показать,

$$\overline{\varphi_{12}^2} \simeq k\lambda^4 \overline{N^2 H_x^2} r \frac{l_x^2 l_y l_z}{(L_x + l_x)(L_y + l_y)(L_z + l_z)} \times \left[1 - \frac{\sqrt{\pi} \Phi \left(\frac{\sqrt{(r\zeta_{12}/l_z)^2 + (r\eta_{12}/l_y)^2}}{\sqrt{(r\zeta_{12}/l_z)^2 + (r\eta_{12}/l_y)^2}} \right)}{2} \right] \quad (6)$$

В формуле (6) ζ_{12} — разность углов, характеризующих направления проекций лучей 1 и 2 на плоскости, где угловой размер неоднородностей связан с l_z ; η_{12} — аналогичная величина, но в плоскости, где угловой размер неоднородностей связан с l_y . При выводе формулы (6) предполагались выполненными неравенства

$$l_x \gg l_y \gg l_z, \quad r \gg l_x, \quad \theta_n \ll 1, \quad (l_z/l_x) \gg \theta_n/2.$$

В случае $r\eta_{12}/l_y \ll r\zeta_{12}/l_z \ll 1$ из формулы (6) следует

$$\overline{\varphi_{12}^2} \simeq \frac{1}{3} k\lambda^4 \overline{N^2 H_x^2} r \frac{l_x^2 l_y l_z}{(L_x + l_x)(L_y + l_y)(L_z + l_z)} \left(\frac{r\zeta_{12}}{l_z} \right)^2, \quad (7)$$

а при $r\zeta_{12}/l_z \gg 1$

$$\overline{\varphi_{12}^2} \simeq k\lambda^4 \overline{N^2 H_x^2} r \frac{l_x^2 l_y l_z}{(L_x + l_x)(L_y + l_y)(L_z + l_z)}. \quad (8)$$

Если наблюдаются области небосвода с большой галактической широтой, то луч зрения проходит неоднородности в направлении, где их размер $\sim l_z$, поэтому

$$\overline{\varphi_{12}^2} \simeq k\lambda^4 \overline{N^2 H_z^2} r \frac{l_x l_y l_z^2}{(L_x + l_x)(L_y + l_y)(L_z + l_z)} \left[1 - \frac{\sqrt{\pi} \Phi(r\eta_{12}/l_y)}{2 r\eta_{12}/l_y} \right] \quad (9)$$

(здесь учтено соотношение $l_x \gg l_y$). Будем считать, что $r\eta_{12}/l_y \ll 1$, следовательно,

$$\overline{\varphi_{12}^2} \simeq \frac{1}{3} k\lambda^4 \overline{N^2 H_z^2} r \frac{l_x l_y l_z^2}{(L_x + l_x)(L_y + l_y)(L_z + l_z)} \left(\frac{r\eta_{12}}{l_y} \right)^2. \quad (10)$$

Оценим параметры анизотричных неоднородностей межзвездной среды. Оптимальными с точки зрения деполяризации радиоизлучения дискретных источников при малых галактических широтах являются условия, когда $L_x \ll l_x$ и $L_y \ll l_y$. Мы примем $L_x \sim l_x/3$ и $L_y \sim l_y/3$ (см. ниже). Что же касается соотношения между L_z и l_z , то будем считать $L_z \gg l_z$, так как неоднородности должны занимать лишь незначительную часть объема галактического диска. Для оценки средней концентрации ионизованного газа в неоднородностях воспользуемся соотношением

$$\overline{N}_{\text{неодн}} \sim \overline{N}_{\text{диск}} \left[\frac{(L_x + l_x)(L_y + l_y)(L_z + l_z)}{l_x l_y l_z} \right]^{1/2} \sim \frac{4}{3} \overline{N}_{\text{диск}} \left(\frac{L_z}{l_z} \right)^{1/2},$$

где $\overline{N}_{\text{диск}} \sim 0,3 \text{ см}^{-3}$ — средняя концентрация газа в диске, определяемая по данным о поглощении длинноволнового космического радио-

излучения [3, 4]*. Примем $L_z/l_z \sim 5$ (целесообразность выбора такого отношения будет ясна из дальнейшего), тогда $\bar{N}_{\text{неодн}} \sim 0,9 \text{ см}^{-3}$. Размер l_z оценим, полагая, что $r\zeta_{12}/l_z \sim 0,2$ и, как и раньше, $r \sim 6000 \text{ пс} \sim 2 \cdot 10^{22} \text{ см}$, $\zeta_{12} \sim \theta_n \sim 3 \cdot 10^{-5}$. Отсюда $l_z \sim 1 \text{ пс}$. Для оценки l_x воспользуемся формулой (7). При $\overline{\varphi_{12}^2} \sim \pi$, $\lambda = 20 \text{ см}$, $H_x \sim 3 \cdot 10^{-6} \text{ эрст}$ получаем $l_x \sim 30 \text{ пс}$. Такие анизотричные неоднородности межзвездной среды, очевидно, совершенно не будут деполяризовать радиоизлучение дискретных источников, находящихся на больших галактических широтах. Действительно, согласно формуле (10), при $\lambda = 20 \text{ см}$, $H_z \sim 10^{-6} \text{ эрст}$, $r \sim 300 \text{ пс} \sim 10^{21} \text{ см}$, $\eta_{12} \sim \theta_n \sim 3 \cdot 10^{-5}$, $l_y \sim 15 \text{ пс} \sim 5 \cdot 10^{19} \text{ см}$ величина $\overline{\varphi_{12}^2} \sim 4 \cdot 10^{-9}$.

Перейдем теперь к вопросу о том, как влияют анизотричные неоднородности межзвездной среды на поляризацию распределенного космического радиоизлучения. Для областей, находящихся на периферии галактического диска и имеющих большую галактическую широту ($b^{\text{II}} \sim 90^\circ$), величину $\overline{\varphi_{12}^2}$, отвечающую раствору диаграммы направленности антенны, можно определить по формуле (10). Принимая $\eta_{12} \sim 2^\circ \sim 3 \cdot 10^{-2}$, $\lambda = 20 \text{ см}$ [18], $r \sim 10^{21} \text{ см}$, $l_y \sim 15 \text{ пс}$, $l_z \sim 1 \text{ пс}$, $H_z \sim 10^{-6} \text{ эрст}$, находим $\overline{\varphi_{12}^2} \sim 5 \cdot 10^{-3}$, т. е. деполяризация космического радиоизлучения при этих условиях отсутствует. На волне 1 м $\overline{\varphi_{12}^2} \sim 3$; при дальнейшем увеличении длины волны размер области, дающей поляризованное радиоизлучение, $r_{\text{пол}}$ будет уменьшаться. Из формулы (10) при $\overline{\varphi_{12}^2} \sim 1$ находим

$$r_{\text{пол}}^3 \approx \frac{3(L_z + l_z)}{k\lambda^4 N^2 H_z^2} \left(\frac{l_y}{\eta_{12} l_z} \right)^2 \frac{(L_x + l_x)(L_y + l_y)}{l_x l_y}. \quad (11)$$

После этих замечаний удобно проиллюстрировать на примерах влияние неоднородностей межзвездной среды на поляризацию космического радиоизлучения. Допустим, что наблюдения проводятся на волне 2 м с помощью радиотелескопа с раскрывом $\sim 65 \text{ м}$ ($\eta_{12} \sim 2^\circ$) [19]. По формуле (11) находим $r_{\text{пол}} \sim 100 \text{ пс}$ ($L_z \sim 5 \text{ пс}$, $l_z \sim 1 \text{ пс}$, $l_y \sim 15 \text{ пс}$, $N \sim 0,9 \text{ см}^{-3}$, $H_z \sim 10^{-6} \text{ эрст}$). Излучательная способность галактического диска на волне $2 \text{ м} \sim 0,5^\circ \text{ К}(\text{пс})^{-1}$. Следовательно, максимальная температура поляризованной компоненты могла бы составлять $\sim 50^\circ \text{ К}$. Однако надо учесть, что плоскость поляризации излучения от слоев толщиной $(L_x + l_x)(L_y + l_y)L_z/l_x l_y \sim 2L_z$ испытывает разное фарадеевское вращение в зависимости от того, сколько неоднородностей проходят радиоволны на пути между их источниками и наблюдателем (в самих слоях концентрация ионизованного газа $\leq 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ [2] и фарадеевское вращение на волне 2 м мало).

По прохождении одной неоднородности плоскость поляризации излучения с $\lambda \sim 2 \text{ м}$ поворачивается на угол $\psi \sim 10^{-12} N H_{\parallel} l_z \text{ рад}$ (здесь N — в см^{-3} , H_{\parallel} — в эрст , l_z — в см), причем H_{\parallel} определяется, вообще говоря, крупномасштабным квазиоднородным межзвездным

* В работе [17] рассмотрена возможность поглощения длинноволнового космического радиоизлучения холодным газом с температурой $\sim 100^\circ \text{ К}$ и концентрацией электронов $\bar{N}_{\text{диск}} \sim 10^{-2} \text{ см}^{-3}$. Основываясь на значении $\bar{N}_{\text{диск}} \sim 10^{-2} \text{ см}^{-3}$, не удается объяснить деполяризацию радиоизлучения дискретных источников, если не допустить существования чрезмерно больших флуктуаций напряженности межзвездного магнитного поля.

магнитным полем, напряженность которого больше, чем напряженность хаотического магнитного поля. При $H_1 \sim H_2 \sim 10^{-6}$ эрст, $N \sim 0,9 \text{ см}^{-3}$, $l_z \sim 1 \text{ пс}$ угол $\psi \sim 2,5 \text{ рад}$. Таким образом, в области с размером $r_{\text{пол}} \sim 100 \text{ пс}$ может находиться около 10 слоев, дающих поляризованное радиоизлучение с одинаковой температурой, но хаотически ориентированными плоскостями поляризации, поэтому наблюдаемая температура поляризованной компоненты должна быть $\sim 50^\circ\text{K}/\sqrt{10} \sim 16^\circ\text{K}$. Согласно измерениям, проведенным в Парксе на частоте 152 Мгц с помощью 64-метрового радиотелескопа, температура поляризованной компоненты в некоторых областях небосвода равняется 15°K [19].

Аналогичным образом можно показать, что на волне $1,5 \text{ м}$ при диаграмме $\sim 18^\circ$ $r_{\text{пол}} \sim 30 \text{ пс}$, а температура поляризованной компоненты $\sim 3,5^\circ\text{K}$ в хорошем согласии с данными работы [13].

Рассматриваемая модель анизотричных неоднородностей межзвездной среды позволяет сделать определенные выводы о характере распределения по небосводу линейно поляризованного галактического радиоизлучения на различных частотах. Например, нетрудно объяснить тот факт [1, 19], что на частоте 408 Мгц около 90% поляризованного излучения сосредоточено в полосе шириной $\pm 30^\circ$ около большого круга, проходящего через полюса Галактики (в этой связи см. также [2]). Для объяснения неоднородности распределения поляризованной компоненты в пределах указанной полосы [1], а также значительных вариаций оптической толщины галактического диска в зависимости от долготы [4] необходимо допустить, что анизотричные неоднородности образуют скопления с размерами порядка нескольких сотен парсек.

Средняя концентрация ионизованного газа в неоднородностях была определена выше из условия равенства интегральной оптической толщины неоднородностей на луче зрения и измеренной по поглощению длинноволнового космического радиоизлучения. Другой способ оценки концентрации газа в неоднородностях заключается в определении величины фарадеевского вращения плоскости поляризации радиоизлучения дискретных источников и галактического фона. Разумеется, надо выяснить, как рассматриваемая модель анизотричных неоднородностей согласуется с данными о фарадеевском вращении в межзвездной среде.

Мера вращения* плоскости поляризации радиоизлучения в галактическом диске может быть оценена по формуле (см., например, [20]);

$$R(\text{рад} \cdot \text{м}^{-2}) \simeq 8 \cdot 10^3 N(\text{см}^{-3}) H(\text{эрст}) l_z(\text{пс}) n \text{ctg } \theta,$$

где θ — угол между направлением магнитного поля и лучом зрения, n — число неоднородностей на луче зрения в галактическом диске. Величина H определяется, как уже отмечалось, крупномасштабным межзвездным магнитным полем; для оценок меры вращения примем $H \sim 3 \cdot 10^{-6}$ эрст. Полагая, что полутолщина галактического диска $\sim 300 \text{ пс}$, находим $n \sim 30$. Далее для простоты примем $\text{ctg } \theta = 1$ ($\theta = 45^\circ$). В результате получаем $R \simeq 70 \text{ рад} \cdot \text{м}^{-2}$.

Действительные значения меры вращения, найденные из наблюдений поляризации радиоизлучения дискретных источников [5, 6] при $b^{\text{II}} | \sim 45^\circ$ и $l^{\text{II}} = 70 - 100^\circ$ (магнитное поле в локальном спиральном рукаве направлено к $l^{\text{II}} \sim 70 - 90^\circ$ [1, 5, 7, 19]), около $+(20 \div 30) \text{ рад} \cdot \text{м}^{-2}$ к северу от галактической плоскости и $-(40 \div 50) \text{ рад} \cdot \text{м}^{-2}$ к югу от нее. Соответствие между вычисленными и наблюдаемыми значениями меры вращения следует признать удовлетворительным, так как возмож-

* Мера вращения определяется соотношением: угол поворота плоскости поляризации радиоизлучения $\psi = R\lambda^2$.

ны изменения знака продольной составляющей магнитного поля в галактическом диске [7, 20, 21]. Об изменениях знака составляющей межзвездного магнитного поля вдоль луча зрения свидетельствует, например, то обстоятельство, что меры вращения, определенные из наблюдений поляризации радиоизлучения внегалактических дискретных источников и поляризации распределенного космического радиоизлучения иногда отличаются не только величиной, но и знаком. Так, в направлении $l^{\text{II}} = 0^\circ$, $b^{\text{II}} = 53^\circ$ интегральная мера вращения вдоль всего луча зрения $R_{\text{II}} = -(3 \div 11) \text{ рад} \cdot \text{м}^{-2}$ [6], а мера вращения, найденная по наблюдениям поляризации галактического фона, $R_{\text{ф}} = +8 \text{ рад} \cdot \text{м}^{-2}$ [8]; в направлении $l^{\text{II}} = 160^\circ$, $b^{\text{II}} = 20^\circ$ $R_{\text{II}} = +58 \text{ рад} \cdot \text{м}^{-2}$, а $R_{\text{ф}} = -8 \text{ рад} \cdot \text{м}^{-2}$ [7].

Приведем еще два аргумента в подтверждение модели анизометричных неоднородностей межзвездной среды. Как показано в работе [22], для объяснения частотной зависимости поглощения длинноволнового космического радиоизлучения необходимо допустить, что области в галактическом диске, занятые источниками радиоизлучения и ионизованным газом, поглощающим радиоволны, не совпадают, а лишь частично перекрываются. Этот выход находится в полном согласии с рассмотренной моделью анизометричных неоднородностей межзвездной среды, занимающих около 12% объема галактического диска.

Второй аргумент связан с кажущейся однородностью поглощающего радиоволны слоя ионизованного газа вблизи галактической плоскости [3]. В рассмотренной модели этот факт является очевидным следствием того, что $L_x < l_x$, $L_y < l_y$ и на любом луче зрения в пределах галактического диска находится довольно большое число неоднородностей ионизованного газа, ответственных за поглощение длинноволнового космического радиоизлучения.

Резюмируя, можно сказать, что в распределении ионизованного межзвездного газа в галактическом диске имеются по крайней мере три компоненты.

1. Сильно разреженный газ с концентрацией $N \leq 10^{-2} \text{ см}^{-3}$, занимающей большую часть объема галактического диска [2].

2. Сравнительно плотные ($N \sim 0,9 \text{ см}^{-3}$) неоднородности с параметрами $l_x \sim 30 \text{ пс}$, $l_y \sim 15 \text{ пс}$, $l_z \sim 1 \text{ пс}$, $L_z \sim 5 \text{ пс}$, $L_x \sim l_x/3$, $L_y \sim l_y/3$, занимающие около 12% объема галактического диска. Эти неоднородности образуют скопления с размерами порядка нескольких сотен парсек.

3. Плотные облака ионизованного газа ($N > 1 \text{ см}^{-3}$), видимые в оптическом диапазоне и занимающие лишь около 0,6% объема галактического диска [23].

Основываясь на этой модели распределения ионизованного межзвездного газа можно объяснить целый ряд наблюдательных фактов: поглощение длинноволнового космического радиоизлучения, деполяризацию радиоизлучения внегалактических дискретных источников межзвездной средой, слабую деполяризацию фонового галактического радиоизлучения, угловое распределение и частотный спектр линейно поляризованной компоненты космического радиоизлучения. Таким образом, рассмотренная в настоящей статье модель, по-видимому, отражает некоторые существенные черты действительного распределения ионизованного межзвездного газа в галактическом диске.

ЛИТЕРАТУРА

1. D. S. Mathewson, D. K. Milne, *Nature*, **203**, 1273 (1964)
2. В. А. Разин, И. П. Хижнякова, *Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика*, **8**, № 4, 822 (1965).
3. G. R. A. Ellis, P. A. Hamilton, *Astrophys. J.*, **146**, 78 (1966).
4. Е. А. Бенедиктов, Л. А. Скребкова, Т. В. Ефимова, *Астрон. ж.* (в печати)
5. F. F. Gardner, R. D. Davies, *Austral. J. Phys.*, **19**, 129 (1966).
6. F. F. Gardner, J. Whiteoak, D. Morris, *Nature*, **214**, 371 (1967).
7. R. G. Bingham, J. R. Shakeshaft, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **136**, 347 (1967).
8. R. G. Bingham, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **137**, 157 (1967).
9. S. M. Bologna, E. F. McClain, W. K. Rose, R. M. Sloanaker, *Astrophys. J.*, **142**, 106 (1965).
10. P. Maltby, *Astrophys. J.*, **142**, 621 (1965).
11. P. Maltby, *Astrophys. J.*, **144**, 219 (1966).
12. S. M. Bologna, E. F. McClain, R. M. Sloanaker, *Science*, **154**, 1656 (1966).
13. В. А. Разин, *Астрон. ж.*, **35**, 241 (1958)
14. В. Л. Гинзбург, В. В. Писарева, *Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика*, **6**, № 5, 877 (1963).
15. B. J. Burn, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **133**, 67 (1966).
16. Г. А. Шайн, *Астрон. ж.*, **32**, 381 (1955).
17. С. Б. Пикельнер, *Астрон. ж.*, **44**, 915 (1967).
18. R. G. Bingham, *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **134**, 327 (1967).
19. D. S. Mathewson, N. W. Broten, D. J. Cole, *Austral. J. Phys.*, **19**, 93 (1966).
20. В. А. Разин, В. В. Хрулев, В. Т. Федоров, С. А. Волохов, А. А. Мельников, А. М. Пасека, Л. В. Пупышева, *Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика*, **11**, № 10, 1461 (1968)
21. А. А. Мельников, В. А. Разин, В. В. Хрулев, *Изв. высш. уч. зав. — Радиофизика*, **10**, № 12, 1760 (1967)
22. M. M. Comesaroff, *Austral. J. Phys.*, **14**, 515 (1961).
23. К. У. Аллен, *Астрофизические величины*, ИЛ, М., 1960

Научно-исследовательский радиофизический институт
при Горьковском университете

Поступила в редакцию
27 марта 1968 г.

NOTES ON IONIZED INTERSTELLAR GAS DISTRIBUTION

V. A. Razin, I. P. Khizhnyakova

Three components are singled out in the distribution of ionized interstellar gas in the galactic disc. 1) Strongly rarefied gas with the concentration $N \lesssim 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ occupying the great part of the volume of the galactic disc. 2) Relatively dense ($N \sim 1 \text{ cm}^{-3}$) irregularities having the form of filaments or layers oriented along the magnetic field (primarily, parallel to the Galaxy plane) with dimensions of about $30 \times 15 \text{ ps}$ in the galactic plane and $\sim 1 \text{ ps}$ in the direction being perpendicular to it. The mean distance between irregularities in the galactic plane is $\sim 5-10 \text{ ps}$ and is 5 ps in the direction perpendicular to it, i. e. irregularities occupy about 12% of the volume of the galactic disc. The irregularities form clusters with the dimensions of the order of several hundreds of parsecs. 3) Dense clouds of ionized gas ($N > 1 \text{ cm}^{-3}$) visible in the optical band and occupying about 0.6% of the volume of the galactic disc. This model of ionized interstellar gas distribution enables to explain the absorption of longwave cosmic radioemission, the depolarization of radioemission from extra-galactic discrete sources by interstellar medium, the weak depolarization of the background galactic radiation, the angular distribution and the frequency spectrum of linearly polarized component of cosmic radioemission.