

ЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ**НОВАЯ ТЕОРИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПЕРВИЧНЫХ
КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ****1. ВВЕДЕНИЕ**

Вопрос о происхождении первичного космического излучения, стоящий перед физикой ядра и астрофизикой десятки лет, до наших дней остаётся открытым. Ряд простейших предположений и теорий не выдержал проверки экспериментом. Однако фактический материал, ставший в наши дни чрезвычайно обширным, в значительной мере благодаря успехам советских физиков, позволил выдвинуть новые теории, кажущиеся более обоснованными и доступными опытной проверке.

Вопросы о спектре первичного излучения по массам и энергиям, в ритронах, мезонах и лавинных процессах рассмотрены в ряде монографий и обзоров [например, сборник «Мезон»¹, серия работ группы Алиханова и Алиханяна², работы группы Векслера⁴, обзор Росси⁵, а также многочисленные статьи в ДАН СССР и ЖЭТФ].

Ниже речь будет идти о теории происхождения первичных космических лучей, принадлежащей Ферми и опубликованной летом 1949 года⁶.

Необходимо заметить, что ещё в 1945 году Я. Терлецким дана теория возникновения быстрых заряженных частиц в магнитном поле звёзд с несовпадающими осью вращения и направлением магнитного момента⁷. Ферми обходит работу советского учёного молчанием, хотя в выводах Терleckого содержится необходимое и недостающее звено для теории Ферми. Именно, основным пробелом последней является механизм возникновения протонов и других более тяжёлых ядер с энергией, превышающей определённый порог, необходимый для последующего ускорения в «гидродинамических» блуждающих межзвёздных магнитных полях.

Ферми ссылается здесь на устаревшую, не выдерживающую экспериментальной проверки теорию Сванна⁸ и работы Теллера и Рихтмайера⁹ и Альфвена¹⁰, опубликованные в 1949 г., и в вопросе о возникновении быстрых заряженных частиц, по сути дела повторяющие идею Терleckого на 4 года позже него.

Сильным аргументом против широко распространённого воззрения о том, что космическое излучение заполняет по крайней мере, весь объём галактики служит огромное количество энергии, связанной с частицами излучения в столь обширном объёме. Если частицы первичного излучения действительно заполняют объём галактики, то процесс их возникновения (т. е. ускорение до наблюдаемых энергий) должен быть весьма интенсивным.

Гипотеза Ферми может служить частичным ответом на это возражение. Согласно его теории, космические лучи возникают и ускоряются в межзвёздном пространстве; магнитные поля препятствуют уходу частиц за пределы галактики. Процесс ускорения идёт за счёт взаимодействия частиц с «блуждающими» в пространстве магнитными полями.

Такие магнитные поля, имеющие протяжённость порядка световых лет, вследствие своих размеров и сравнительно высокой электропроводности межпланетного пространства должны быть весьма стабильными. Согласно Альфвету¹¹ можно считать, что магнитные силовые линии «прикреплены» и следуют за потоками вещества, заполняющего межзвёздное пространство, или, наоборот, что с каждой силовой линией магнитного поля связана некоторая плотность вещества.

Если частица (протон или более тяжёлое ядро) с энергией выше определённого порога входит в межзвёздную среду, то, наталкиваясь на своём пути на движущиеся неоднородности межзвёздных магнитных полей, она сможет постепенно накапливать энергию. Темп накопления энергии неизвестен, но энергии порядка максимальных наблюдаемых значений могут быть достигнуты.

2. О ДВИЖЕНИИ МЕЖЗВЁЗДНОЙ МАТЕРИИ

Межзвёздное пространство галактики заполнено веществом с необычайно малой плотностью, соответствующей приблизительно одному атому водорода на кубический сантиметр (т. е. около 10^{-24} г/см³). Есть данные, указывающие, что в пространстве существуют более плотные «облака» повышенной в десятки и сотни раз плотности, средняя протяжённость которых порядка 30 световых лет. Измерения эффекта Доплера¹² в линиях поглощения межзвёздным веществом дают лучевую скорость облака относительно Солнца. Средняя квадратичная лучевая скорость с поправкой на собственное движение Солнца относительно ближайших звёзд достигает, примерно, 15 км/сек.

Облака указанного типа занимают около 5% межзвёздного пространства галактики.

Можно предположить, что плотность материи вне облаков — порядка 10^{-25} г/см³, т. е. 0,1 атома водорода на 1 см³. Большую часть вещества, очевидно, составляют атомы водорода, причём почти все они ионизованы вследствие фотоэффекта, вызываемого квантами света звёзд. Можно показать, что доля недиссоциированных атомов не превысит одного-двух процентов.

Разумно считать, что описываемая разрежённая среда совершает потокообразные движения в результате возмущений, вызываемых движущимися более плотными облаками вещества. Средняя скорость таких потоков, очевидно, тоже достигает десятков км/сек. Альфвен показал, что напряжённость магнитного поля в местах большего разрежения вещества может доходить до $5 \cdot 10^{-6}$ гаусс и достигать больших значений в более плотных облаках вещества.

Силовые линии таких полей должны образовывать неправильные петли, изгибающиеся с течением вещества, с которым связано магнитное поле. Однако эти поля должны препятствовать втеканию одного скопления межзвёздного вещества в другое, ибо это вело бы в среднем к усилению магнитного поля и увеличению его энергии. Одним из результатов существования межзвёздных блуждающих магнитных полей, таким образом, будет сведение к минимуму потерь типа трения, которые могли бы постепенно тормозить течения вещества и свести их к беспорядочным тепловым движениям.

3. НАКОПЛЕНИЕ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦАМИ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Пусть частица, имеющая значительную энергию, движется в блуждающих магнитных полях, описанных выше. Если эта частица — протон с энергией порядка нескольких миллиардов электрон-вольт, она полетит по спирали вокруг силовых линий, закручиваясь по радиусу порядка 10^{13} см, до тех пор, пока не «натолкнется» на некоторую неправильность космического магнитного поля и не «отразится» от неё.

При подобном «столкновении» может иметь место как потеря, так и накопление энергии. Однако накопление энергии несколько более вероятно, чем потеря её. Проще всего это можно понять, если заметить, что, в конце концов, должно установиться статистическое равновесие между степенями свободы частицы и степенями свободы блуждающих полей. Равнораспределение энергии по степеням свободы имеет место и для очень больших значений энергии.

Элементарную оценку изменения энергии частицы можно произвести, представив себе, что частицы «сталкиваются» с неправильностями магнитного поля подобно тому, как они сталкивались бы с препятствиями очень большой массы, беспорядочно движущимися со средними скоростями порядка $\beta c = 30$ км/сек. Средняя прибавка энергии за одно столкновение, по порядку величины, может быть оценена как

$$\delta w = \beta^2 w, \quad (1)$$

где w — энергия частицы, включая её энергию покоя, и $\beta = \frac{v}{c} \simeq 10^{-4}$. Для нерелятивистского протона это даёт около 10 эв на столкновение, для релятивистского — соответственно больше.

Если бы все столкновения приводили к росту энергии, она увеличилась бы в e раз каждые 10^8 столкновений. В частности, нерелятивистская частица после N столкновений получит энергию

$$w = M c^2 e^{\beta^2 N}. \quad (2)$$

Конечно, рост энергии будет происходить только, если потери её идут более медленным темпом, чем накопление. Ферми удалось показать, что потери на ионизацию станут меньше роста энергии для протонов с энергиями больше 200 Мэв. Для очень больших энергий потери на ионизацию становятся ничтожными.

4. О СПЕКТРЕ ПЕРВИЧНОГО КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В процессе нарастания энергии ускоряемая частица (например, протон) может сразу потерять значительную часть своей энергии в результате ядерного столкновения. Этот процесс наблюдается как поглощение первичных космических частиц атмосферой, и ему соответствует средний свободный пробег порядка 70 г/см², с эффективным сечением

$$\sigma = 2,5 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2 \quad (3)$$

на 1 нуклон.

При столкновении этого типа большая часть кинетической энергии, вероятно, переходит в энергию нескольких мезонов.

Предположим, что космическое излучение заполняет примерно с одинаковой плотностью объём галактики. При этом будут происходить столкновения с веществом средней плотности 10^{-24} г/см³, что даст средний свободный пробег

$$\Lambda = 7 \cdot 10^{25} \text{ см}. \quad (4)$$

При скоростях порядка c этому пробегу соответствует время

$$T = \frac{\Lambda}{c} = 2 \cdot 10^{15} \text{ сек} \quad (5)$$

(т. е. около 60 миллионов лет). Это средний возраст существующих в данный момент частиц первичного излучения. Некоторые из них — значительно «старше».

Если считать, что ускоряемые частицы поступали в межзвёздные поля в течение всего времени одним темпом, распределение по возрастам представится функцией

$$e^{-\frac{t}{T}} dt; \quad (6)$$

в течение своей «жизни» t частица накапливает энергию.

Если обозначить через τ время между столкновениями, ведущими к рассеянию, то энергия частицы возраста t равна

$$w(t) = Mc^2 e^{\frac{\beta^2 t}{\tau}}. \quad (7)$$

Объединяя это выражение с предыдущим (функцией распределения по возрастам), можно получить распределение вероятности частиц с различными энергиями: вероятность того, что частица будет иметь энергию между w и $w + dw$

$$\pi(w) dw = \frac{\tau}{\beta^2 T} (Mc^2)^{\frac{\tau}{\beta^2 T}} dw \cdot \frac{1}{w^{1 + \frac{\tau}{\beta^2 T}}}. \quad (8)$$

Весьма интересно, что спектр первичного космического излучения, выведенный из предположений Ферми, подчиняется закону обратной степени, что, как известно, подтверждается опытом.

Теория даёт естественное объяснение отсутствия в первичном излучении электронов: ни при какой энергии накопление электроном энергии не может превысить потери. До, примерно, 300 Мэв, основную долю потерь энергии электронами составляет ионизация. При более высоких энергиях преобладают потери на излучение. Для протонов последние чрезвычайно малы.

5. МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ЧАСТИЦ С ЭНЕРГИЯМИ, ДОСТАТОЧНЫМИ ДЛЯ ПОСЛЕДУЮЩЕГО УСКОРЕНИЯ

Для поддержания постоянной интенсивности космического излучения, т. е. компенсации процесса поглощения, необходимо, чтобы в межзвёздное пространство непрерывно поступали протоны с энергиями не ниже 200 Мэв.

Однако имеются прямые экспериментальные данные^{4, 13, 14, 15, 16} о том, что в составе первичных частиц имеются не только протоны, но и сравнительно тяжёлые ядра. Порог энергии (минимальное значение для возможности последующего ускорения) ввиду больших потерь на ионизацию для тяжёлых ядер значительно выше, чем для протонов. Как указывает автор теории, её основной недостаток — в отсутствии объяснения механизма ускорения ядер значительной массы. Одно из возможных предположений — то, что тяжёлые ядра достаточной энергии могут

появляться вблизи звёзд, окружённых весьма сильными магнитными полями⁷.

Для протонов Ферми предлагает следующий простой механизм сохранения общего количества частиц.

При столкновении быстрого космического протона с медленным большая часть энергии уйдёт на образование нескольких мезонов, однако, в некоторых случаях остаточная энергия протонов всё же превысит порог ускорения (около 200 Мэв). Можно ввести коэффициент размножения k (среднее число протонов с энергией выше порога, возникающих после столкновения быстрого протона). Так же, как в случае цепной ядерной реакции, если $k > 1$, общее число космических лучей возрастает; при $k < 1$ убывает и при $k = 1$ остаётся постоянным. Очевидно, в действительности коэффициент размножения в межзвёздной среде весьма близок к единице. Это может быть следствием следующего самовывравнивающегося процесса: движение межзвёздного вещества, несмотря на малое трение, не консервативно. Поэтому надо считать, что некоторый источник непрерывно восполняет кинетическую энергию потоков вещества. Вполне вероятно, что запасы энергии черпаются при этом из внутренних областей звёзд; движение межзвёздного вещества находится в динамическом равновесии между потерями на трение и другими потерями и поступающей энергией.

Значительную роль в балансе энергии должна играть и доля, передаваемая ускоряемым частицам космических лучей. Очевидно, если общая энергия космических лучей возрастёт, то кинетическая энергия медленных потоков межзвёздного вещества понизится, и обратно.

Коэффициент размножения k зависит от плотности вещества: при увеличении плотности растут и ионизационные потери, что ведёт к увеличению порога ускорения и уменьшению k .

Скорость блуждающих магнитных полей Ферми считает возрастающей пропорционально кубическому корню плотности; средний пробег частиц от столкновения к столкновению обратно пропорционален корню кубическому плотности; темп накопления энергии частицей пропорционален плотности в степени $2/3$.

Если коэффициент размножения больше единицы, общая энергия космических лучей возрастёт, а кинетическая энергия течений в галактике понизится, что вызовет гравитационное сокращение, повышающее плотность и понижающее k до тех пор, пока не будет достигнуто равновесие, т. е. $k = 1$. Если вначале $k < 1$, процесс пойдёт до $k = 1$ в обратном направлении.

Как сказано выше, теория не может дать прямого объяснения наличия в первичном космическом излучении большого числа тяжёлых ядер. Порог энергии для ускорения межзвёздными магнитными полями для них достигает 10^9 эв и больше. Можно было бы предположить, что тяжёлые частицы начинают ускоряться у границ галактики, где плотность вещества ещё меньше, а следовательно, ниже и порог энергии.

Если же энергичные тяжёлые частицы возникают в результате другого процесса (например в сильных магнитных полях звёзд), то вместе с ними должны возникать и протоны; число последних должно увеличиваться, так как при достаточной плотности вещества $k < 1$. Тяжёлые частицы должны иметь продолжительность «жизни» меньшую, чем протоны, вследствие больших относительных потерь на ионизацию.

Спектр тяжёлых частиц по энергиям, в случае справедливости теории, должен быть совершенно иным, чем для протонов, из-за большего эффективного сечения поглощения. Если средний «возраст» тяжёлых частиц меньше, чем у протонов, то число их должно падать с увеличением энергии быстрее, что может быть проверено на опыте.

6. О «СТОЛКНОВЕНИЯХ» ЗАРЯЖЕННЫХ БЫСТРЫХ ЧАСТИЦ С МАГНИТО-ГИДРОДИНАМИЧЕСКИМИ ПОЛЯМИ

Траектория быстрого протона в межзвёздном магнитном поле типа, описанного выше, должна быть очень близкой к спирали, окружающей направление силовых линий. Радиус такой спирали — порядка 10^{12} см, а так как протяжённости областей изменения поля достигают 10^{18} см, частица совершит много оборотов, прежде чем встретит на своём пути изменение поля. Если поле нарастает, шаг спирали постепенно уменьшается, причём отношение

$$\frac{\sin^2 \theta}{H} \quad (9)$$

останется постоянным (θ — угол между вектором напряжённости магнитного поля H и скоростью частицы). θ будет расти до тех пор, пока $\sin \theta$ не станет равным единице; затем частица «отражается» назад вдоль той же силовой линии.

В случае статического магнитного поля изменения кинетической энергии частицы не происходит. Однако, если область с более высокой H движется навстречу частице, последняя приобретёт после «столкновения» некоторый добавок энергии. В случае, если быстрая частица отразится от области с более высокой H , «догоняя» последнюю, энергия частицы уменьшится. Однако встречные столкновения несколько более вероятны вследствие того, что относительная скорость в этом случае выше.

Аналогичный процесс произойдёт и в случае, когда частица летит по спирали вдоль изгиба силовой линии. И здесь, в случае статического поля, энергия частицы не изменится; однако, если место изгиба силовой линии движется навстречу частице, энергия последней несколько возрастет (произойдёт «встречное столкновение с изгибом»); в обратном случае энергия частицы уменьшится.

Количество энергии, получаемое или теряемое частицей при «столкновениях» описанных двух типов, может быть оценено следующим образом.

Если система координат, в которой происходит пертурбация поля, с которой сталкивается частица, покоится, энергия частицы не меняется.

Изменение энергии в покоящейся системе отсчёта получается путём преобразования начальной энергии и импульса в покоящейся системе отсчёта к системе отсчёта движущейся пертурбации. В последней имеет место упругое столкновение, при котором, как известно, импульс меняется, а энергия сохраняется. Произведя преобразование обратно к покоящейся системе, можно получить окончательное значение энергии импульса. Для встречного столкновения отношение энергии после столкновения к начальной выразится как

$$\frac{w'}{w} = \frac{1 + 2\beta \cos \theta + \beta^2}{1 - \beta^2}, \quad (10)$$

βc — скорость частицы,

θ — угол наклона спирали,

βc — скорость пертурбации.

Для столкновения частицы с уходящей пертурбацией в выражении) надо изменить знак у β .

7. ОЦЕНКА ПОРОГА ЭНЕРГИИ, НЕОБХОДИМОЙ ДЛЯ ПОСЛЕДУЮЩЕГО УСКОРЕНИЯ ЧАСТИЦ БЛУЖДАЮЩИМИ МЕЖЗВЁЗДНЫМИ МАГНИТНЫМИ ПОЛЯМИ

Ускорение частицы не сможет происходить, если накопление энергии не превысит потерь на ионизацию. Так как последние очень велики для протонов с малыми скоростями, то только протоны с энергиями выше определённого порога будут ускоряться.

Можно считать, что в течение времени ускорения частица будет находиться в сравнительно плотных облаках материи и разреженном веществе вне их в течение отрезков времени, пропорциональных объёмам этих областей.

Поэтому ионизационные потери будут обусловлены веществом средней плотности межзвёздной материи, т. е. около 10^{-24} г/см³; Ферми приводит таблицу потерь на 1 г/см³ вещества (водород) в зависимости от энергии быстрого протона. В той же таблице даны и соответствующие прибавки энергии за счёт разобранных выше типов столкновений. Из таблицы видно, что, начиная с энергии порядка 200 Мэв, протоны ускорятся

Энергия протоона в эв	Потери на г/см ² в эв	Рост энергии на г/см ² в эв
10^7	$94 \cdot 10^6$	$7,8 \cdot 10^6$
10^8	$15 \cdot 10^6$	$8,6 \cdot 10^5$
10^9	$4,6 \cdot 10^6$	$16,1 \cdot 10^6$
10^{10}	$4,6 \cdot 10^6$	$91 \cdot 10^5$

Подобная оценка для α -частиц даёт порог ускорения около 10^9 эв и для ядра кислорода около $20 \cdot 10^9$ эв; для ядра железа порог составит $300 \cdot 10^9$ эв. Поэтому мало вероятно, что тяжёлые ядра первичных космических лучей ускорятся в результате процесса Ферми; ускорение было бы возможным лишь в областях галактики, где плотность вещества значительно ниже.

В. С. Вави.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Сборник «Мезон» под ред. И. Тамма, ГТТИ (1947).
2. А. И. Алиханов и А. И. Алиханян, УФН 27, 22 (1945).
3. Алиханов, Алиханян и Вайсенберг, ДАН СССР 55, (1947).
4. Н. Биргер, В. Векслер и др., ЖЭТФ 19, 826 (1949).
5. Б. Росси, УФН 38, 222 (1949).
6. E. Fermi, Phys. Rev. 75, 1169 (1949).
7. Я. П. Терлецкий, ДАН СССР 47, 101 (1945).
8. Swann, Phys. Rev. 43, 217 (1933).
9. Richtmayer, Phys. Rev. 75, 1729 (1949).
10. H. Alfvén, Phys. Rev., 75, 1732 (1949).
11. H. Alfvén, Arkiv f. Mat., Astr., o. Fys. 29B, 2 (1943).
12. Adams, Astrophys. Journ., 105 (1943).

13. Бриккер, Вернов, Григорьев, Евреинова и Чарахчян,
ДАН СССР 61, 629 (1948).
 14. Вернов, ЖЭТФ 19, 621 (1949).
 15. Freier и др., Phys. Rev. 74, 1818 (1948).
 16. Bradt а. Peters, Phys. Rev. 74, 1828 (1948).
-