

ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ
ОЛИЙ ВА ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ
ВАЗИРЛИГИ АЛИШЕР НАВОИЙ НОМИДАГИ
САМАРҚАНД ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ

Қўлёзма ҳуқуқида
УДК _____

САМАНДАРОВ ҚУВОНЧБЕК
ТЎЙЧИБОЕВИЧНИНГ
“ГАЛАКТИК КОСМИК НУРЛАРНИНГ
ФАЗОДА ТЕЗЛАШУВ МЕХАНИЗМИ”
5A140401 – “Астрономия (тадқиқот йўналишлари бўйича)
мутахасислиги”

Магистр

Академик даражасини олиш учун ёзилган

ДИССЕРТАЦИЯ

Иш кўриб чиқилди ва ҳимояга рухсат берилди.

“Астрафизика” кафедраси мудири:

Илмий раҳбар:

доц. Ажабов.А _____

проф.Махмудов.Б.М. _____

САМРҚАНД 2013
АЛИШЕР НАВОИЙ НОМИДАГИ САМАРҚАНД ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ

“ТАСДИҚЛАЙМАН”
Магистратура бўлими бошлиғи.

« ____ » _____ 201__ й

МАГИСТРЛИК ДИССЕРТАЦИЯСИ ИШИ БЎЙИЧА
ТОПШИРИҚ ВАРВҚАСИ

_____ факултети
_____ мутахассислиги

1. Бажарувчи: _____
2. Диссертация мавзуси: _____

- Диссертация мавзуси илмий кенгашнинг _____ йил « ____ » _____ № _____ сонли қарори билан тасдиқланган.
3. Мавзунинг долзарблиги, назарий ва амалий (таълим, иқтисодиёт, ижтимоий, фан-техника, экология, меҳнат муҳофазаси ва ҳ.к) аҳамияти.

4. Диссертация ишини бажариш учун тавсия қилинадиган илмий, ўқув-услубий ва бошқа ахборот манбалари (дарслик, электрон дарслик, манография, ўқув қўлланмалари, илмий мақолалар, маърузалар матни ва ҳ.к.)

5. Диссертация ишини бўйича маълумотлар тўплаш ҳамда тадқиқот ишлари олиб бориш манбалари ва жойлари (илмий кутубхона, илмий лаборатория, интернет тармоғи, ташкилот, корхона, Фанлар Академияси тармоқ институтлари ва бошқа таълим муассасалари)

6. **Диссертация ишини тайёрлаш бўйича бажариладиган ишлар**

РЕЖАСИ

№	Ишнинг мазмуни	Ҳажми (бет)	Бажарилиш ш муддати	Илмий рахбар имзоси
1.	Вазифанинг кўйилиши. Мавзунинг долзарблиги, ечилаётган ёки ўрганилаётган муаммонинг мохият ва мақсадини ёритиш (танланган мавзунинг долзарблигини асослаш).			
2.	Илмий (ёки илмий-техникавий, илмий-ижодий) изланишлар олиб бориш, касбий муаммоларни кўра олиш ва уларни ечишнинг умумий усуллари ва йўлларини ўрганиш.			
3.	Илмий-техник, техник-иқтисодий ва бошқа талабларни шакллантириш, кўйилган масалани ечиш услубларини кўриб чиқиш ва энг самаралисини аниқлаш. Ўқув ва илмий тадқиқот ишлари даврида олинган ахборотларни матн ёки тасвирлар (чизма, расм, графика) шаклида намоён қилиш.			
4.	Олиб борилган тажрибалар, тадқиқот ишлари, натижаларини таҳлил қилиш ва тартибга келтириш (боб, параграф, бўлим ёки қисмлар бўйича). Олинган натижаларнинг назарий ва амлий аҳамияти бўйича хулосалар бериш ва уларни амлда қўллаш учун таклифлар бериш.			
5.	Дастлабки диссертация иши химоясига тайёргарлик кўриш ва магистрлик диссертацияси матнини тайёрлаш. Магистрлик диссертациясини талаб даражасида расмийлаштириш ва унинг химояси учун зарурий кўргазмали воситаларни (жадваллар, расмлар, макет, графиклар, мультимедиалар, имитацион моделлар, диаграмма, стенд ва ҳ.к.) тайёрлаш.			
6.	Диссертация ишига ички ва ташқи тақриз, илмий раҳбарнинг мулоҳазасини олиш ва магистрлик диссертацияси химояси учун зарурий ҳужжатларни тайёрлаш.			

Кафедра мудири:
2013 йил

Ажабов .А

« _____ » _____

Алишер Навоий номидаги Самарқанд Давлат Университети физика факултети “Астрономия (татқиқот йўналишлари бўйича) мутахасислиги” битирувчи курс магистранти Самандаров Қувончбек Тўйчибоевичнинг

“Галактик космик нурларнинг фазода тезлашув механизми”

мавзусидаги магистрлик диссертациясига илмий раҳбар тамонидан

ТАФСИФНОМА

Бизга маълумки астрафизиканинг асосий вазифаларидан бири осмон жисмларини ўрганиш, янги осмон жисмларини топиш ва улар ҳақида маълумотлар олишдан иборатдир. Бу масалани ечишда галактик космик нурларни ҳаракатини ўрганиш ва унинг устида тажрибалар олиб бориш муҳим ўрин тутди. Натижада биз сайёрамиз ва галактикамиздан ташқарида бўлган осмон объектлари ҳақида, уларнинг жойлашиш ўрни, ҳаракати, келиб чиқиши ва шу каби бошқа муҳим маълумотларни олишимиз мумкин.

Шу мақсадда жаҳоннинг бир қатор обсерваториялари ўзларидаги телескоплар вақтининг бир қисмини шу каби муҳим ишлар учун сафарбар этадилар. Галактик космик нурларнинг ҳаракатини ўрганиб осмон жисмлари ҳақида маълумотга эга булиш нафақат Ўзбекистон астронимлари балки бутун дунё астронимлари учун муҳим аҳамият касб этади.

Ушбу магистрлик диссертацияси кириш, учта боб, хулоса ва адабиётлар рўйхатидан ташкил топган. Киришда мавзунинг долзарблиги ва ишнинг предмети ёритилган. Биринчи боб назарий қисм ҳисобланиб унда галактик космик нурларнинг ҳосил булиш механизми, юқори энергияли космик нурларнинг ҳосил булиш назарияси ҳақида фикр юритилган. Иккинчи бобда катта энергияли космик нурларнинг галактикалараро муҳит билан тасирлашуви ва Ер атмосферасига келадиган бирламчи ва иккиламчи космик нурлар ҳақида фикр юритилган. Учинчи боб асосий қисм ҳисобланиб унда галактик космик нурларнинг фазода

тезлаштирувчи омиллар ҳақида фикр юритилган. Хулосада олинган натижалар таъкидлаб ўтилган.

Ишни бажариш давомида магистрант ўз мавзусига тегишли адабиётлар билан шу билан биргаликда интернет хабарлари билан иш олиб борди ва ўрганиб чиқди. Диссертацияда жиддий илмий ва методик хатолар учрамайди, бироқ, у бир қанча стилистик хатолар билан баён этилган. Баъзи расмларда ҳам хатоликлар учрайди.

Кўрсатиб ўтилган камчиликлар ишнинг юқори савияси ва мазмунига салбий таъсир этмайди. Самандаров. Қ.Т. нинг “Галактик космик нурларнинг фазода тезлашув механизми” мавзусидаги иши магистрлик диссертациясига қўйиладиган барча талабларга жавоб беради деб ҳисоблайман ва ишни аъло баҳоларга тавсия этаман.

Илмий раҳбар:

Махмудов.Б.М.

Кафедра мудири:

Ажабов.А.

Алишер Навоий номидаги Самарқанд Давлат Университети
физика факультети “Астрономия (татқиқот йўналишлари бўйича)
мутахасислиги”

битирувчи курс магистранти Самандаров Қувончбек

Тўйчибоевичнинг

“Галактик космик нурларнинг фазода тезлашув механизми”

мавзусидаги магистрлик диссертациясига илмий раҳбар тамонидан

ТАҚРИЗ

Космик нурлар физикасига бағишлаб ўтказилган халқаро конференцияларда галактик космик нурларнинг планеталараро ва юлдузлараро фазода тарқалиш механизми ва унинг тезлашувига бағишланган мавзулар кенг миқёсда таҳлил қилинган. Космик нурларнинг фазода тарқалиши ва унинг тезлашув механизмлари галактик космик нурларнинг манбаи ва манбадан тарқалиш ҳолатига боғлиқдир. Бу мавзуда ўтказилган жуда кўп экспериментлар ва назарий ҳисоблашларнинг хулосалари турли хилдир. Бундан ташқари космик нурларнинг келиб чиқиши ва тезлашув механизмлари уларнинг фазонинг қайси обласларида ҳосил бўлиши ва уларнинг энергиясига боғлиқдир. Бу масалада рус олимлари В.Л. Дорман, Б.М. Тверскойларнинг назарий олган натижалари космик нурларнинг тезлашув механизмларини асослашга қаратилган. Сир эмаски , коинотда космик нурларни катта энегиягача тезлашуви коинотдаги магнит майдонларга ҳам боғлиқ бўлади. Ўтказилган кўп экспериментлар қаторида Дж. Линслейнинг космик нурларнинг фазода тарқалиш механизмини аниқлашга доир илмий мақоласи ҳақиқатан ҳам тезлашув механизмини заррача энергиясига планеталараро магнит майдонига боғлиқ эканлиги кўрсатилган.

Диссертация ишини бажарган Қ. Самандаров адабиётларда мавжуд бўлган маълумотларни тўла таҳлил қилган. Диссертация иши асосан кириш қисмидан ва учта бўлим, хулоса, адабиётлар рўйхатидан иборатдир. Мавзунинг долзарблиги, актуаллиги космик нурлар муаммоларидан

ҳисобланганлиги эътиборга олинган. Ишнинг асосий натижалари хулоса қисмида қайд қилинган. Қолган учта бўлимда галактик космик нурларнинг таркибий қисмлари, уларнинг характеристикалари ва магнит майдони билан узаро таъсир жараёнлари бўйича мавжуд бўлган натижалар келтирилган.

Диссертация иши равон ёзилган, камчиликлардан холи эмас. Айниқса баъзи ноаниқликлар, расмларда фойдаланилган адабиётларни аниқ кўрсатилмаганлиги ва баъзи стилистик хатолар мавжуд. Шунга қарамай диссертация юқори савияда бажарилганлиги ва унинг моҳиятини эътиборга олиб Қ. Самандаровнинг диссертация ишни аъло баҳога тавсия этаман.

Илмий раҳбар:

проф: Махмудов.Б.М.

Оглавление.

Введение.	2
Глава 1. Галактические космические лучи (ГКЛ).	5
§ 1.1 Как и где рождаются галактические космические лучи.....	11
§ 1.2 Основные характеристики галактические космические лучей.....	16
§ 1.3 Механизм изучения характеристик первичных космические лучей.....	21
Глава 2. Теоретические модели межпланетного магнитного поля.	32
§ 2.1 Спиральное солнечно-межпланетное поле.....	34
§ 2.2 Петли солнечно – межпланетного поле.....	37
§ 2.3 Нерегулярности межпланетных магнитных полей.....	42
§ 2.4 Существование и свойства межпланетного магнитного поля.....	44
Глава 3. Об механизме ускорения галактические космических лучей.	60
§ 3.1 Основные типы ускорения.....	62
§ 3.2 Некоторые замечания об ускорении космических лучей в оболочках сверхновых.....	64
§ 3.3 Регулярное ускорение частиц в межпланетном пространстве.	68
Заключение.	74
Литература.	75

Введение.

Заряженные частицы могут постепенно ускоряться либо статическими электрическими полями, либо переменными магнитными полями.

Согласно механизму, предложенному Ферми, заряженная частица движется в магнитном поле между двумя облаками газа. Если магнитное поле в облаках больше, чем между ними, частица оказывается запертой между двумя магнитными стенками-зеркалами в так называемой *«магнитной бутылке»*. Если облака сближаются, то энергия частицы в направлении поля при каждом отражении будет увеличиваться. Такие столкновения, называемые *«встречными»*, происходят чаще, нежели столкновения с двумя расходящимися облаками (догоняющие столкновения), в результате которых частица теряет энергию. Несмотря на то, что скорость возрастания энергии мала, этот механизм приводит к падающему по степенному закону энергетическому спектру частиц, согласующемуся с экспериментальными данными. Соответствие расчетного и экспериментального энергетических спектров является необходимым условием для любой теории ускорения частиц.

Для анализа энергетического спектра необходимо определить механизм потерь, способный привести к эффективному уходу космических частиц. Вначале предполагалось, что таким механизмом являются ядерные взаимодействия сечение поглощения для тяжелых компонент космических лучей больше, чем для протонов. Поэтому спектр тяжелых ядер космического излучения сильно отличался бы от спектра протонов. Фактически же спектры протонов и тяжелых ядер близки, так что механизм потерь должен быть одинаково эффективен как для протонов, так и для тяжелых ядер.

Таким образом, отношение полной энергии к поперечной энергии увеличивается лишь до определенного предела, зависящего от коэффициента отражения от магнитных зеркал. Чтобы получить непрерывное ускорение частиц при помощи одной пары облаков, нужно предположить, что столкновения или какие-либо другие эффекты восстанавливают изотропное распределение скоростей частиц после того, как их энергия увеличилась. При этом частицы опять захватываются магнитной ловушкой и вновь ускоряются. Для энергичных частиц столкновения сравнительно малоэффективны, поэтому Ферми предположил, что в восстановлении изотропного распределения частиц в межзвездной среде основную роль играют ударные волны и плазменные колебания.

Если ядра приобретают энергию при благоприятных столкновениях с магнитными стенками, а теряют ее в основном не в результате ядерных взаимодействий, а из-за диффузии частиц из Галактики, то для частиц с энергиями выше $\sim 10^{16}$ эВ должна иметь место анизотропия. Предварительные данные, свидетельствующие о наличии асимметрии, были рассмотрены в [3].

Если частицы самых высоких энергий распределены изотропно, то, по-видимому, разумно предположить, что они не накапливаются в нашей Галактике, а имеют внегалактическое происхождение. Это не означало бы, что плотность космических лучей однородна по всему межгалактическому пространству; а свидетельствовало бы лишь о том, что межгалактическому пространству населено только чрезвычайно энергичными частицами, которые не могут быть удержаны галактическими магнитными полями. Для получения частиц таких высоких энергий необходимо предположить существование магнитных облаков ионизированного газа, движущихся со случайными скоростями

порядка 1000 – 10000 км/сек. В настоящее время нет никаких данных, подтверждающих эту точку зрения или противоречащих ей.

Решение вопроса механизма ускорения галактических космических лучей зависит от дальнейших достижений в области эксперимента и теоретического анализа. Использование для экспериментальных исследований космических аппаратов должно привести к новым открытиям в этой области.

Глава 1. Галактические космические лучи (ГКЛ).

Под Галактические космическими лучами (ГКЛ) обыкновенно понимаются потоки заряженных релятивистских частиц, начиная от протонов и ядер гелия и кончая ядрами более тяжёлых элементов вплоть до урана, рождённых и ускоренных до высоких и предельно высоких (вплоть до 10^{20} эВ) энергий вне пределов Земли. При этом в потоке частиц с энергией до 10^9 эВ доминирует вклад Солнца, а частицы более высоких энергий имеют галактическое (и, возможно, при самых высоких энергиях экстрагалактическое) происхождение. Естественно, что протоны и ядра не исчерпывают всего многообразия излучений, приходящих на Землю из космического пространства. Однако вопросы, связанные с исследованием других компонент, входящих в состав космического излучения: электронов, позитронов, антипротонов, нейтрино, гамма-квантов, а также различных электромагнитных излучений, здесь не освещаются.

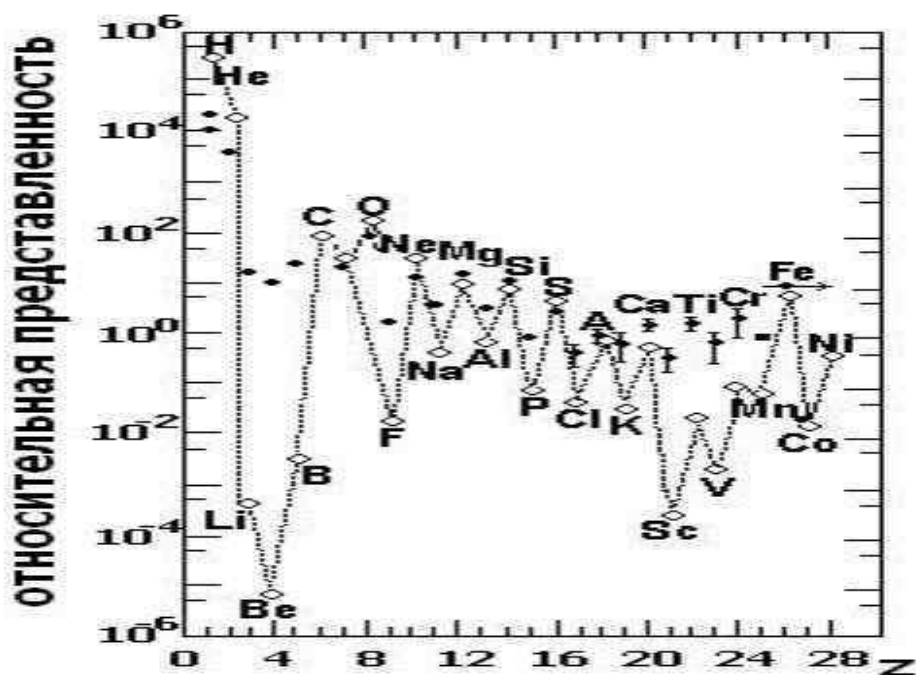


Рис. 1 Представленность элементов. Тёмные точки — КЛ, светлые — Солнечная-система.

В составе галактических космических лучей (ГКЛ) преобладают протоны, на долю остальных ядер приходится менее 10%. Протоны остаются доминирующей компонентой, по крайней мере, до энергий $\sim 1\text{ТэВ}$, хотя доля ядер возрастает с увеличением энергии частиц. На рисунке 1 относительная распространённость ядер в КЛ сравнивается с представленностью элементов в солнечной системе (Simpson, 1997). В целом наблюдается подобие, за двумя исключениями: группа Li, Be, B и элементы от Si до Mn. Как видно из рисунка, в составе ГКЛ содержание лёгких ядер (с зарядом Z от 3 до 5) на несколько порядков превосходит их содержание в звёздах. Кроме того, ГКЛ характеризуются значительно большим присутствием тяжёлых ядер ($Z > 20$) по сравнению с их естественной распространённостью. Аномально высокая представленность этих элементов связана с дополнительным вкладом от расщепления более тяжёлых элементов в межзвёздной среде. Оба эти фактора весьма существенны для выяснения вопроса о происхождении ГКЛ.

Солнце также является источником КЛ, и потоки солнечных космических лучей (СКЛ), особенно во время солнечных вспышек, могут достигать очень больших значений, однако характерная величина их энергии, как правило, не превосходит 10^9эВ , тогда как ГКЛ распределены в очень широком диапазоне энергий от 10^9 до 10^{20} эВ. Поэтому разделение КЛ на галактические и солнечные отражает существо дела, поскольку как характеристики, так и источники СКЛ и ГКЛ совершенно различны. При энергиях ниже 10 ГэВ/нуклон интенсивность ГКЛ, измеряемая вблизи Земли, зависит от уровня солнечной активности

(точнее, от меняющегося в течение солнечных циклов магнитного поля).

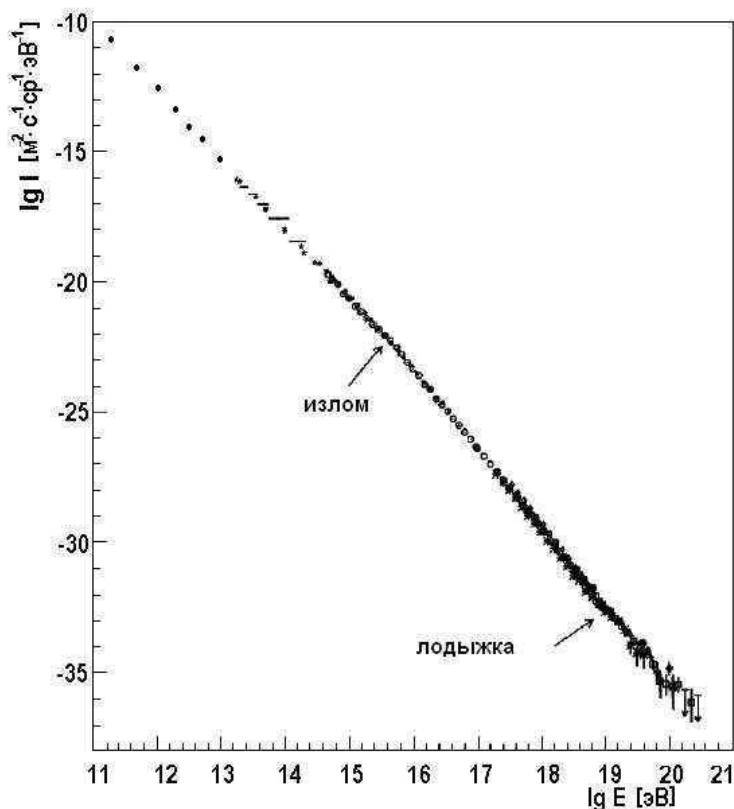


Рис.2 Энергетический спектр космических лучей.

В области более высоких энергий интенсивность ГКЛ постоянна во времени. Согласно существующим представлениям, собственно ГКЛ заканчиваются в области энергий между 10^{17} и 10^{18} эВ. Поэтому при энергиях выше 10^{18} эВ более правильно использовать обозначение просто КЛ, поскольку происхождение космических лучей предельно высоких энергий, скорее всего, с Галактикой не связано. Наблюдаемый дифференциальный энергетический спектр КЛ (Cronin, 1999) показан на Рис.2. Спектр описывается степенным законом в очень широком диапазоне энергий от 10^{11} до 10^{20} эВ с небольшим изменением наклона около $3 \cdot 10^{15}$ эВ (излом, иногда называемый коленом, knee) и около 10^{19} эВ (ankle, лодыжка). Интегральный поток КЛ выше лодыжки равен приблизительно 1 частице на км^2 в год. Степенной характер энергетического спектра КЛ свидетельствует о нетепловом происхождении их энергии, а это, в свою очередь, налагает определённые требования на источники КЛ, которые

должны обеспечить формирование степенного энергетического спектра. Максимальная энергия частиц КЛ, которая была зарегистрирована по наблюдениям широких атмосферных ливней, составляет $3 \cdot 10^{20}$ эВ и существует более 10 событий, энергия которых $> 10^{20}$ эВ. Такие энергии вряд ли могут быть обеспечены источниками, находящимися в нашей Галактике. В то же время взаимодействие КЛ предельно высоких энергий с реликтовым излучением с температурой 2.75°K ограничивает диапазон расстояний, с которого могли бы приходить частицы с такими энергиями, областью местного сверхскопления галактик, а в нём, как и в нашей Галактике, также нет объектов, могущих обеспечить ускорение до столь высоких энергий. Эта проблема привлекает пристальное внимание исследователей, и для её решения создаются установки, обладающие огромными чувствительными площадями, поскольку интенсивность частиц предельно высоких энергий крайне мала (см. Рис. 2). Плотность энергии, несомой космическими лучами, составляет ~ 1 эВ /см³, наибольший вклад в эту величину из-за круто падающего спектра вносят частицы сравнительно малых энергий. Между тем существенно, что величина плотности энергии ГКЛ оказывается сравнимой с плотностью энергии теплового движения межзвёздного газа и его турбулентных движений, с плотностью суммарного электромагнитного излучения звёзд нашей Галактики и с плотностью энергии, заключённой в магнитном поле Галактики. Это означает, что роль ГКЛ в энергетическом балансе протекающих во Вселенной процессов достаточно велика, и это обстоятельство должно быть учтено теорией происхождения космических лучей (Астрофизика КЛ, 1990). Поток ГКЛ характеризуется высокой степенью изотропии. Значения коэффициента анизотропии вплоть до 10^{14} эВ не превосходят 0.1%, при дальнейшем увеличении энергии коэффициент анизотропии КЛ возрастает и достигает нескольких десятков процентов при энергиях $> 10^{19}$ эВ, однако статистическая значимость экспериментальных результатов в области сверхвысоких и предельно

высоких энергий (10^{15} – 10^{20} эВ), как правило, невелика.

Теория происхождения ГКЛ, которую можно было бы назвать вполне завершённой, в настоящее время отсутствует, в особенности, если иметь в виду происхождение ГКЛ сверхвысоких энергий ($>10^{15}$ эВ), хотя в течение последних 10–15 лет в понимании общего характера процессов, в которых появляются и ускоряются космические лучи, и был достигнут существенный прогресс. Законченная теория происхождения ГКЛ должна объяснить основные характеристики ГКЛ: степенную форму энергетического спектра, величину плотности энергии, массовый (химический) состав первичных КЛ, включая данные о потоках антипротонов, электронов, позитронов, гамма-квантов, практическое постоянство во времени интенсивности ГКЛ и очень слабую их анизотропию. Ещё в конце 1950-х годов энергетические соображения (Гинзбург и Сыроватский, 1963) привели к заключению, что источником ГКЛ (по крайней мере, основной их массы) следует считать взрывы сверхновых в нашей Галактике. Количественная теория преобразования энергии взрыва сверхновой в энергетический спектр космических лучей путём ускорения заряженных частиц ударными волнами в расширяющихся оболочках сверхновых начала развиваться в конце 1970-х годов (Крымский, 1977) и к настоящему времени стала общепринятой, хотя и не получила ещё окончательного экспериментального подтверждения. Эта теория позволяет описать формирование степенного спектра ГКЛ вплоть до энергий $\sim 10^{15} \cdot Z$ эВ, где Z – заряд ускоряемого иона, и даже до $\sim 10^{17} \cdot Z$ эВ (Ptuskin and Zirakashvili, 2005) при учёте большой магнитогидродинамической турбулентности, возникающей из-за неустойчивости потока КЛ на ранней стадии эволюции сверхновой, но нужны дополнительные усилия, чтобы понять, каким образом происходит ускорение частиц вплоть до энергий 10^{20} эВ. Энергетический спектр ГКЛ и их массовый состав, наблюдаемые вблизи Земли, образуются в результате трансформации за время прохождения от источников, распределённых, в

основном, в пределах центральной части галактического диска, до солнечной системы, расположенной на периферии Галактики. Поскольку в Галактике существуют как регулярные, так и случайные магнитные поля, характерное значение напряжённости которых составляет $\sim 3 \cdot 10^{-6}$ Гс, частицы ГКЛ распространяются по весьма запутанным траекториям, и их движение может быть в хорошем приближении описано как диффузия. Основные аргументы в пользу наличия диффузии связаны с почти полной изотропией потока ГКЛ и наличием в потоке ГКЛ лёгких ядер (Li, Be, B) в количествах, в сотни тысяч раз превышающих их распространённость в Галактике. Время жизни ГКЛ, т.е., время их пребывания в Галактике, равно $\sim 3 \cdot 10^7$ лет, что на 4 порядка превышает время, необходимое для пересечения Галактики при движении по прямой. За это время пробег ядер средних элементов (C, N, O) составит $5 - 10$ г/см² в межзвёздном газе, что достаточно для образования лёгких ядер. Время жизни ГКЛ и количество проходимого ими вещества уменьшаются с ростом энергии частицы; частицы предельно высоких энергий диффузии практически уже не испытывают.

Энергетический спектр и массовый состав ГКЛ могут быть измерены либо непосредственно, т.е., в результате прямой регистрации частиц ГКЛ в экспериментах, осуществляемых на баллонах и спутниках, либо с использованием косвенных методов, основывающихся на исследовании характеристик широких атмосферных ливней (ШАЛ), возникающих в результате развития каскадного процесса в атмосфере. Преимущество метода ШАЛ состоит в том, что некоторые компоненты ливня могут быть зарегистрированы на очень больших расстояниях от траектории первичной частицы, генерировавшей ШАЛ (вплоть до десятков километров при регистрации флуоресценции, создаваемой заряженными частицами ливня в атмосфере), чем достигается огромное увеличение эффективной площади регистрации события. Это позволяет преодолеть неизбежную ограниченность статистики, присущую прямым экспериментам и не

позволяющую использовать их для изучения ГКЛ выше определённого энергетического порога, зависящего от геометрического фактора детектора. В настоящее время рекордной является величина энергии, достигнутой в экспериментах на спутниках серии «Протон» и составляющей $\sim 2 \cdot 10^{15}$ эВ. Для большинства прямых экспериментов этот порог пока существенно ниже, так что граница между прямыми и косвенными экспериментами проходит между энергиями 10^{14} – 10^{15} эВ. Однако платой за использование преимуществ косвенных методов является необходимость определять энергию и массовое число первичной частицы по результатам развития каскада в атмосфере, связано со значительной неопределённостью даже в том случае, если точно известно, каким образом происходит элементарный акт взаимодействия. Между тем наши сведения относительно адрон-нуклонных взаимодействий ограничены энергией $2 \cdot 10^{15}$ эВ (эквивалентная энергия Тэватрона в лабораторной системе). Одновременно следует подчеркнуть, что та же неопределённость была бы присуща и экспериментам, осуществляемым с использованием ионизационных калориметров на спутниках и баллонах, если бы эти эксперименты были нацелены на область энергий, для которой отсутствуют экспериментальные данные относительно адрон-нуклонных взаимодействий.

§ 1.1. Как рождаются галактические космические лучи

Уже более полувека строятся различные гипотезы, где рождаются и как ускоряются космические лучи до столь высоких энергий, ведь лучшие лабораторные ускорители на земле разгоняют частицы только до энергии порядка 10^{12} эВ. Как было сказано выше, первые попытки объяснения происхождения КЛ были основаны именно на энергетических оценках. Прежде всего, необходимо было найти астрономические объекты, которые по мощности выделяемой энергии могли бы быть ответственны за полную энергию КЛ, аккумулированную в настоящее время в Галактике, и

поддерживающими более или менее постоянную во времени плотность КЛ. Такими объектами могут быть вспышки Сверхновых (SN).

Еще старинные летописи и хроники сообщают, что изредка на небе внезапно появлялись звезды исключительно большой яркости. Они быстро увеличивали яркость, а затем медленно, в течение нескольких месяцев угасали и переставали быть видимыми. Вблизи максимума блеска этих звезд они были видны даже днем. Наиболее яркими были вспышки в 1006 и 1054 годах, сведения о которых содержатся в китайских и японских трактатах.

В 1572 году такая звезда вспыхнула в созвездии Кассиопеи и наблюдалась выдающимся астрономом Тихо Браге, а в 1604 году



подобную вспышку в созвездии Змееносца наблюдал Иоганн Кеплер. С тех пор, за четыре столетия «телескопической» эры в астрономии подобных вспышек в нашем секторе Галактики не наблюдалось. Однако с развитием наблюдательной астрономии ученые получили возможность обнаруживать вспышки Сверхновых в других Галактиках. И сейчас уже достаточно хорошо известна как частота взрывов SN, так и детали взрывов. Вспышка SN в 1987 г., произошедшая недалеко от нашей Галактики в большом

Магеллановым облаке, уже была встречена в полном астрономическом вооружении. От нее даже зарегистрирована вспышка ожидаемого нейтринного излучения. На рисунке, показано, как эта звезда выглядела до и после взрыва.

Знаменитая Сверхновая 1987 г. до (справа) и после (слева) вспышки.

Вспышка Сверхновой – это не рождение, а конец эволюции массивной звезды с массой, в 8–10 раз превышающей массу Солнца. Энергия взрыва SN, передающаяся в оболочку, сбрасываемую во время взрыва, в настоящее время оценивается как 10^{51} эрг, но не исключено, что существуют и в десятки раз более энергичные взрывы, они получили название Гиперновых. Освободившейся при вспышке сверхновой энергии более чем достаточно, чтобы полностью рассеять в пространстве вещество звезды. После взрыва звезда перестает существовать в прежнем виде, и если считать, что несколько процентов этой кинетической энергии пойдет на ускорение ядер и электронов, то при частоте взрывов SN раз в 30-50 лет сверхновые могут обеспечить наблюдаемую плотность энергии КЛ в нашей Галактике. Именно эта оценка явилось одним из оснований, позволивших в течение последних десятков лет рассматривать SN как основной источник КЛ в Галактике.



The Crab Nebula in Taurus (VLT KUEYEN + FORS2)

ESO PR Photo 40f/99 (17 November 1999)

© European Southern Observatory



Сброшенная оболочка Сверхновой II типа, Крабовидная туманность.

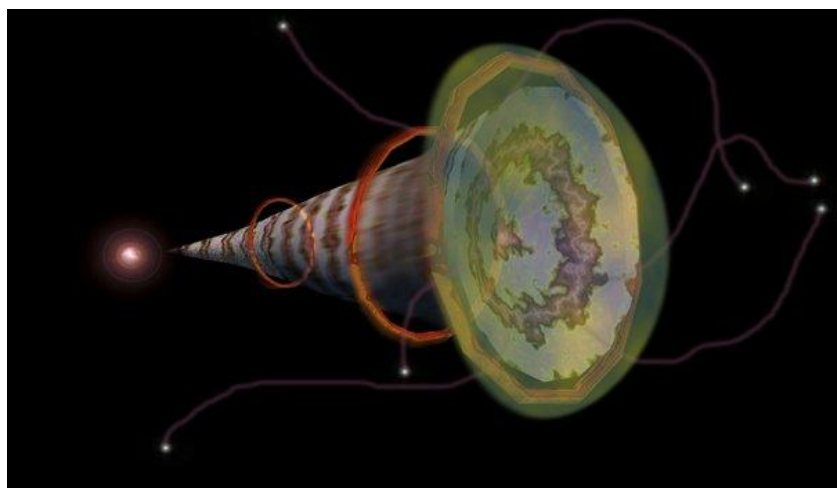
Сбрасываемая с огромной скоростью оболочка звезды называется остатком сверхновой – SNR (R означает по-английски остаток – remnant). В большей части сверхновых после взрыва еще остается и компактный остаток – вращающаяся нейтронная звезда, которая может регистрироваться астрономами как пульсар, излучающий радиоволны с периодичностью от долей секунды до 2-3 секунд. Например, в центре Крабовидной туманности, изображенной выше, находится пульсар. А в сверхновой 1987 пульсар не виден. Ученые предполагают, что если взрывается очень массивная звезда с массой более 20 масс Солнца, то в центре может образоваться не нейтронная звезда, а черная дыра. Во многих работах было показано, что частицы очень эффективно могут ускоряться в магнитосферах пульсаров, поскольку быстро вращающаяся, с сильным магнитным полем нейтронная звезда генерирует колоссальную разницу потенциалов на поверхности и в магнитосфере, что создает условия для ускорения частиц до энергий 10^{12} - 10^{13} эВ. Но все же наиболее

вероятным механизмом ускорения КЛ считается ускорение на фронтах ударных волн в оболочках сверхновых.

Расширяющаяся оболочка собирает и сжимает окружающий ее газ. Возникает ударная волна, как при взрыве атомной бомбы, только в миллиарды и миллиарды раз сильнее. По современным представлениям, наиболее вероятным механизмом ускорения ГКЛ от тепловых до энергий вплоть до 10^{15} эВ является статистическое ускорение частиц на фронтах ударных волн SNR. Суть этого механизма (предложенного американским физиком Э.Ферми) состоит в том, что при многократных столкновениях заряженной частицы с движущимися намагниченными облаками, энергия частицы в среднем при каждом столкновении возрастает. Если эти магнитные неоднородности движутся в одном направлении, то возрастание энергии уже происходит столь быстро, что оказывается достаточным для объяснения энергетических спектров ГКЛ. Именно такая ситуация, похоже, складывается около фронта ударной волны SN, где существуют магнитные неоднородности (завихрения плазмы) по обе стороны фронта. Частицы межзвездного вещества, попавшие в процесс ускорения, под воздействием магнитного поля множество раз пересекают фронт ударной волны, с каждым пересечением набирая дополнительную энергию. Процесс статистический, поэтому с некоторой вероятностью частицы могут и покинуть область ускорения в каждом цикле. Это объяснение тому, что число частиц маленьких энергий гораздо больше, чем больших, отсюда и возникает степенное распределение по энергии как.

На рисунке изображен вырезанный конус ударной волны, из которой как космические пули вылетают космические лучи. Однако частицы при очень высоких энергиях уже с трудом разворачиваются магнитным полем, и когда радиус траектории разворота заряженной частицы под действием определенного магнитного поля становится сравнимым с радиусом ударной волны, частицы окончательно покидают ее и перестают

ускоряться. Это является естественной границей ускорения. В последние годы была предложена идея, что космические лучи, колеблющиеся около фронта ударной волны, как поток заряженных частиц, сами могут генерировать дополнительные магнитные поля, в десятки и сотни раз превышающие среднее магнитное поле в среде. И такие поля на кромке расширяющихся оболочек сверхновых действительно наблюдаются астрономами. Благодаря этому эффекту частицы могут удерживаться около фронта ударной волны, даже обладая энергией 10^{15} эВ, т.е. достигнув энергии, близкой к области колена в спектре ГКЛ. Вопрос ускорения ГКЛ до более высоких энергий остается открытым и вызывает острые дискуссии.



Авторы иллюстрации механизма ускорения КЛ, сотрудники Центра космических полетов им. Годдарда (НАСА) назвали вылетающие частицы «космическими пулями» вылетающими во все стороны от ударной волны SN.

§ 1.2. Основные характеристики галактические космические лучей.

Из-за высокой изотропии наблюдения у Земли не позволяют установить, где они образуются и как распределены во Вселенной. На эти вопросы ответила радиоастрономия в связи с открытием космич.

синхротронного излучения в диапазоне радиочастот $\nu \sim 10^7 - 10^9$ Гц. Это излучение создаётся электронами очень высокой энергии при их движении в магн. поле Галактики.

Частота ν , на к-рой интенсивность радиоизлучения максимальна, связана с напряжённостью магн. поля H и энергией электрона ϵ_K соотношением $\nu = 4,6 \cdot 10^{-6} \epsilon_K^2 \cdot H \sin \theta$ (Гц), где θ - питч-угол электрона (угол между вектором скорости электрона и вектором H). Магн. поле Галактики, измеренное неск. методами, имеет величину $(2 - 7) \cdot 10^{-6}$ Э. В среднем, при $H = 3 \cdot 10^{-6}$ Э и $\sin \theta = 0,5$, $\epsilon_K \sim 10^9 - 10^{10}$ эВ, т.е. радиоизлучающие электроны должны иметь такие же энергии, как и осн. масса К. л., наблюдаемых у Земли. Эти электроны, являющиеся одним из компонентов К. л., занимают протяжённую область, охватывающую всю Галактику и называемую галактич. гало. В межзвёздных магн. полях электроны движутся подобно др. заряженным частицам высокой энергии - протонам и более тяжёлым ядрам. Разница состоит лишь в том, что благодаря малой массе электроны, в отличие от более тяжёлых частиц, интенсивно излучают радиоволны и тем самым обнаруживают себя в удалённых частях Галактики, являясь индикатором К. л. вообще.

Кроме общего галактического синхротронного радиоизлучения были обнаружены дискретные его источники: оболочки сверхновых звезд, ядро Галактики, радиогалактики, квазары. Естественно ожидать, что все эти объекты-источники К. л.

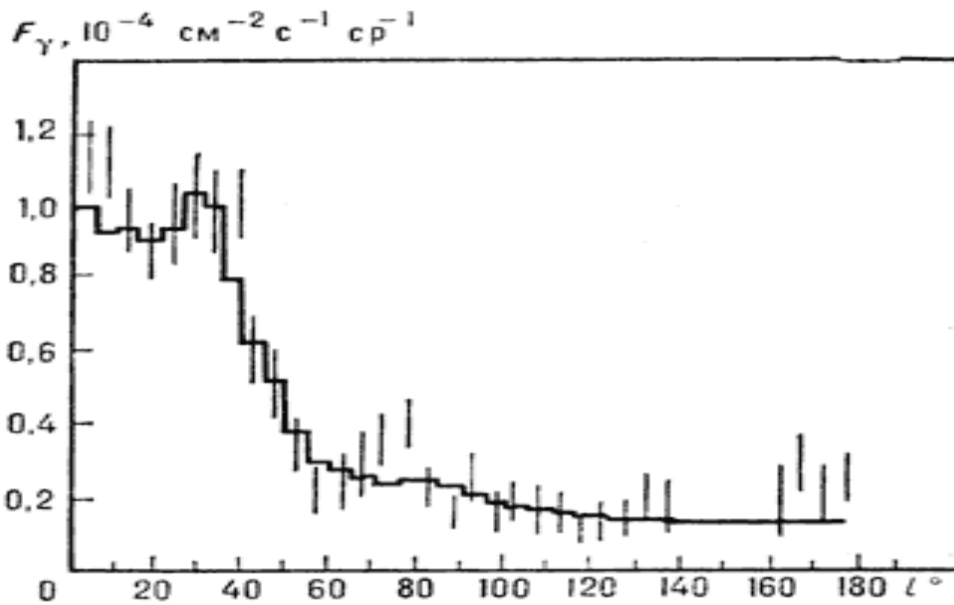


Рис. 3. Зависимость потока гамма-лучей F_γ от галактической долготы l по данным наблюдений (вертикальные чёрточки) в сравнении с результатами расчёта (сплошная кривая) на основе гипотезы об остатках вспышек сверхновых как главном источнике космических лучей

До начала 70-х гг. 20 в. многие исследователи считали, что К. л. с $\epsilon_K > 3 \cdot 10^{15}$ эВ имеют в основном метагалактич. происхождение. При этом указывалось на отсутствие известных галактич. источников частиц с ϵ_K вплоть до 10^{21} эВ и на трудности, связанные с проблемой их удержания в Галактике. В связи с открытием пульсаров (1967 г.) был рассмотрен ряд возможных механизмов ускорения до сверхвысоких энергий даже очень тяжёлых ядер. С другой стороны, полученные данные свидетельствуют о том, что наблюдаемые у Земли электроны образуются и накапливаются в Галактике. Нет никаких оснований думать, что протоны и более тяжёлые ядра ведут себя в этом отношении по-другому. Т.о., оправдывается теория галактические происхождения К. л.

Косвенное подтверждение этой теории получено из данных о распределении по небесной сфере источников космические гамма-излучения. Это излучение возникает за счёт распада π^0 -мезонов, которые образуются при столкновениях К. л. с частицами межзвёздного газа, а также вследствие тормозного излучения релятивистских электронов при их столкновениях с частицами межзвёздного газа. Гамма-лучи не подвержены воздействию магнитное полей, поэтому направление их прихода непосредственно указывает на источник. В отличие от наблюдаемого внутри Солнечной системы почти изотропного распределения К. л., распределение гамма-излучения по небу оказалось весьма неравномерным и подобным распределению сверхновых звёзд по галактические долготы (рис. 4). Хорошее совпадение экспериментальных данных с ожидаемым распределением гамма-излучения по небесной сфере служит весомым доказательством того, что осн. источник К. л. - сверхновые звёзды.

Теория происхождения К. л. опирается не только на гипотезу о галактические природе источников К. л., но и на представление о том, что К. л. длительное время удерживаются в Галактике, медленно вытекая в межгалактические пространство. Двигаясь по прямой, К. л. покинули бы Галактику спустя неск. тысяч лет после момента генерации. В масштабах Галактики это время столь мало, что восполнить потери при такой быстрой утечке было бы невозможно. Однако в межзвёздном магнитное поле с сильно запутанными силовыми линиями движение К. л. имеет сложный характер, напоминающий диффузию молекул в газе. В результате время утечки К. л. из Галактики оказывается в тысячи раз большим, чем при прямолинейном движении. Сказанное касается осн. части частиц К. л. (с $\epsilon_K < 3 \cdot 10^{15}$ эВ). Частицы с более высокой энергией, число которых очень мало, слабо отклоняются галактические магнитное полем и покидают

Галактику сравнительно быстро. С этим, по-видимому, связан излом в спектре К. л. при $\epsilon_K \approx 3 \cdot 10^{15}$ эВ.

Наиболее надёжная оценка времени утечки К. л. из Галактики получается по данным об их составе. В К. л. в очень большом количестве (по сравнению со ср. распространённостью элементов) присутствуют лёгкие ядра (Li, Be, B). Они образуются из более тяжёлых ядер К. л. при столкновении последних с ядрами атомов межзвёздного газа (в основном водорода). Для того чтобы лёгкие ядра присутствовали в наблюдаемом количестве, К. л. за время их движения в Галактике должны проходить толщу межзвёздного вещества ок. 3 г/см. Согласно данным о распределении межзвёздного газа и остатков вспышек сверхновых звёзд, возраст К. л. не превышает 30 млн. лет.

В пользу сверхновых как осн. источника К. л., кроме данных радио-, рентгеновской и гамма-астрономии, говорят также оценки их энерговыделения при вспышках. Вспышки сверхновых сопровождаются выбросом огромных масс газа, образующих вокруг взрывающейся звезды большую ярко светящуюся и расширяющуюся оболочку (туманность). Полная энергия взрыва, к-рая уходит на излучение и кинетические энергии разлёта газа, может достигать 10^{51} - 10^{52} эрг. В нашей Галактике, по последним данным, сверхновые вспыхивают в среднем не реже одного раза в 100 лет. Если отнести энергию вспышки 10^{51} эрг к этому промежутку времени, то ср. мощность вспышек составит ок. $3 \cdot 10^{41}$ эрг/с. С другой стороны, для поддержания совр. плотности энергии К. л. ок. $1 \text{ эВ/см}^3 = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг/см}^3$ мощность источников К. л. при ср. времени жизни К. л. в Галактике $3 \cdot 10^7$ лет должна быть не меньше 10^{40} эрг/с. Отсюда следует, что для поддержания плотности энергии К. л. на совр. уровне достаточно, чтобы им было передано всего неск. % мощности вспышки сверхновой. Однако радиоастрономия позволяет

непосредственно обнаружить только радиоизлучающие электроны. Поэтому ещё нельзя окончательно утверждать (хотя это представляется вполне естественным, особенно в свете достижений гамма-астрономии), что при вспышках сверхновых генерируется также достаточное количество протонов и более тяжёлых ядер. В связи с этим не потеряли значения поиски и др. возможных источников. Большой интерес в этом отношении представляют пульсары (где, по-видимому, возможно ускорение частиц до сверхвысоких энергий) и область галактические ядра (где возможны взрывные процессы гораздо большей мощности, чем взрывы сверхновых). Однако мощность генерации К. л. галактические ядром не превосходит, по-видимому, суммарной мощности их генерации при вспышках сверхновых. Кроме того, большая часть, образованных в ядре, покинет диск Галактики раньше, чем достигнет окрестностей Солнца, можно считать, что вспышки сверхновых явл. главным, хотя и не единственным источником К. л.

§ 1.3. Механизм изучения характеристик первичных космические лучей.

Вторгаясь в атмосферу Земли, первичные разрушают ядра наиболее распространённых в атмосфере элементов - азота и кислорода - и порождают каскадный процесс (рис. 1)

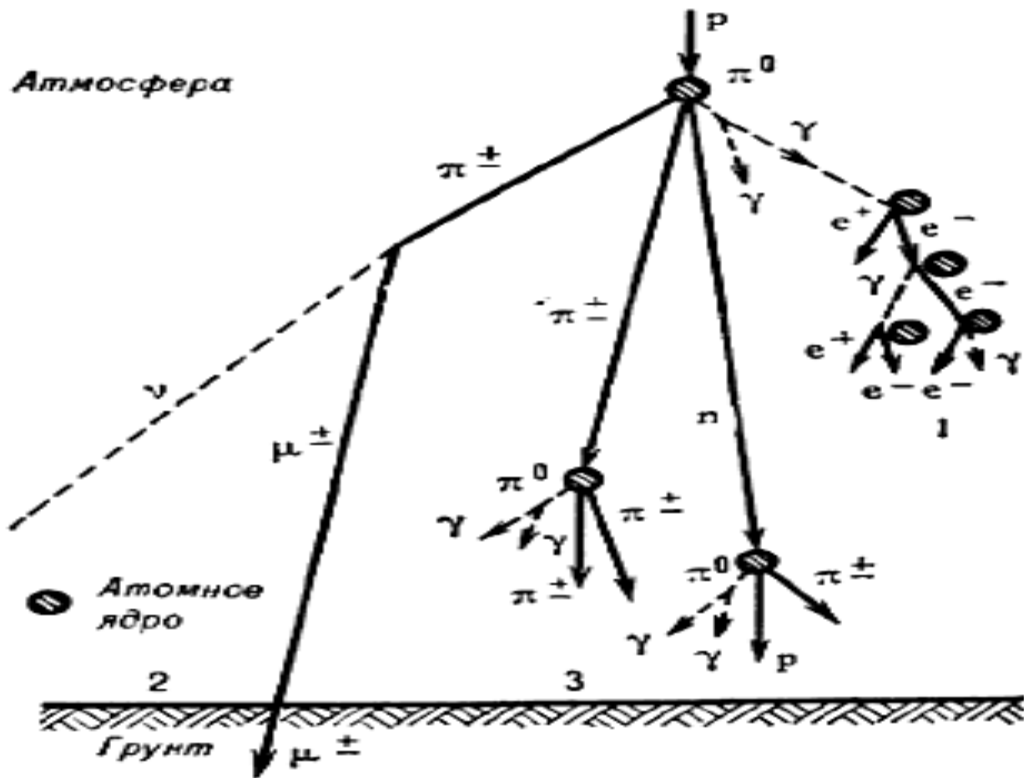


Рис.4. Схема взаимодействия космических лучей с атмосферой Земли. Первичное ядро высокой энергии p (обычно протон) разрушает ядра атмосферного азота или кислорода и порождает каскад вторичных частиц, поток которых условно разделяют на три компонента:

электронно-фотонный (1), мю-мезонный (2) и нуклонный (3).

в к-ром участвуют все известные в настоящее время элементарные частицы. Принято характеризовать путь, пройденный частицей К. л. в атмосфере до столкновения, количеством вещества в граммах, заключённого в столбе сечением 1 см^2 , т.е. выразить пробег частиц в г/см^2 вещества атмосферы. Это значит, что после прохождения толщи атмосферы x (в г/см^2) в пучке протонов с первоначальной интенсивностью I^0 количество протонов, не испытавших столкновения, будет равно $I = I_0 e^{-x/\lambda}$, где λ - ср. пробег частицы. Для протонов, к-рые составляют большинство первичных К. л., λ в воздухе равен примерно 70 г/см^2 ; для ядер гелия $\lambda \approx 25 \text{ г/см}^2$, для более тяжёлых ядер ещё меньше. Первое

столкновение ($x \approx 70 \text{ г/см}^2$) с атмосферными частицами протоны испытывают в среднем на высоте 20 км. Толщина атмосферы на уровне моря эквивалентна 1030 г/см^2 , т.е. соответствует примерно 15 ядерным пробегам для протонов. Отсюда следует, что вероятность достичь поверхности Земли, не испытав столкновений, для первичной частицы ничтожно мала. Поэтому на поверхности Земли К. л. обнаруживаются лишь по слабым эффектам ионизации, создаваемой вторичными частицами.

В начале 20 в. в опытах с электроскопами и ионизац. камерами была обнаружена постоянная остаточная ионизация газов, вызываемая каким-то очень проникающим излучением. В отличие от излучения радиоактивных веществ окружающей среды, проникающее излучение не могли задержать даже толстые слои свинца. Внеземная природа обнаруженного проникающего излучения была установлена в 1912-14 гг. австр. физиком В. Гессом, нем. учёным В. Кольхёрстером и др. физиками, поднимавшимися с ионизац. камерами на воздушных шарах. Было найдено, что с увеличением расстояния от поверхности Земли ионизация, вызываемая К. л., растёт, напр. на высоте 4800 м - вчетверо, на высоте 8400 м - в 10 раз. Внеземное происхождение К. л. окончательно доказал Р. Милликен (США), осуществивший в 1923-26 гг. серию опытов по исследованию поглощения К. л. атмосферой (именно он ввёл термин "К. л.").

Природа К. л. вплоть до 40-х гг. оставалась неясной. В течение этого времени интенсивно развивалось ядерное направление - изучение взаимодействия К. л. с веществом, образования вторичных частиц и их поглощения в атмосфере. Эти исследования, проводившиеся при помощи счётчиковых телескопов, камер Вильсона и ядерных фотоэмульсий (поднимаемых на шарах-зондах в стратосферу), привели, в частности, к

открытию новых элементарных частиц - позитрона (1932 г.), мюона (1937 г.), пи-мезонов (1947 г.).

Систематич исследования влияния геомагн. поля на интенсивность и направление прихода первичных К. л. показали, что подавляющее большинство частиц К. л. имеет положит. заряд. С этим связана восточно-западная асимметрия К. л.: из-за отклонения заряженных частиц в магн. поле Земли с запада приходит больше частиц, чем с востока.

Применение фотоэмульсий позволило в 1948 г. установить ядерный состав первичных К. л.: были обнаружены следы ядер тяжёлых элементов вплоть до железа (первичные электроны в составе К. л. были впервые зарегистрированы в стратосферных измерениях лишь в 1961 г.). С конца 40-х гг. на передний план постепенно выдвинулись проблемы происхождения и временных вариаций К. л. (космофизич. аспект).

Ядерно-физические исследования К. л. осуществляются в основном при помощи счётчиковых установок большой площади, предназначенных для регистрации т.н. широких атмосферных ливней из вторичных частиц, к-рые образуются при вторжении одной первичной частицы с энергией $\epsilon_K \geq 10^{15}$ эВ. Осн. цель таких наблюдений - изучение характеристик элементарного акта ядерного взаимодействия при высоких энергиях. Наряду с этим они дают информацию об энергетич. спектре К. л. при $\epsilon_K \sim 10^{15} - 10^{20}$ эВ, что очень важно для поиска источников и механизмов ускорения К. л.

Наблюдения К. л. в космофизическом аспекте проводятся весьма разнообразными методами - в зависимости от энергии частиц. Вариации К. л. с $\epsilon_K = 10^9 - 10^{12}$ эВ изучаются по данным мировой сети нейтронных мониторов (нейтронный компонент К. л.), счётчиковых телескопов (мюонный компонент К. л.) и др. детекторов. Однако наземные установки

из-за атмосферного поглощения нечувствительны к частицам с $\epsilon_K < 500$ МэВ. Поэтому приборы для регистрации таких частиц поднимают на шарах-зондах в стратосферу до высот 30-35 км.

Внеатмосферные измерения потока К. л. $\epsilon_K = 1-500$ МэВ осуществляются при помощи геофизические ракет, ИСЗ и др. КА. Прямые наблюдения К. л. в межпланетном пространстве осуществлены пока лишь вблизи плоскости эклиптики до расстояния ~ 10 а. е. от Солнца.

Ряд ценных результатов дал метод космогенных изотопов. Они образуются при взаимодействии К. л. с метеоритами и космич. пылью, с поверхностью Луны и др. планет, с атмосферой или веществом Земли. Космогенные изотопы несут информацию о вариациях К. л. в прошлом и о солнечно-земных связях. По содержанию радиоуглерода ^{14}C в годичных кольцах деревьев можно, напр., изучать вариации интенсивности К. л. на протяжении неск. последних тысяч лет. По др. долгоживущим изотопам (^{10}Be , ^{26}Al , ^{53}Mn и др.), содержащимся в метеоритах, лунном грунте, в глубоководных морских отложениях, можно восстановить картину изменений интенсивности К. л. за миллионы лет.

С развитием космические техники и радио-химические методов анализа стало возможным изучение характеристик К. л. по трекам (следам), создаваемым ядрами К. л. в метеоритах, лунном веществе, в спец. образцах-мишенях, экспонируемых на ИСЗ и возвращаемых на Землю, в шлемах космонавтов, работавших в открытом космосе, и т.п. Используется также косвенный метод изучения К. л. по эффектам ионизации, вызываемым ими в нижней части ионосферы, особенно в полярных широтах. Эти эффекты существенны гл. обр. при вторжении в земную атмосферу солнечных К. л.

Табл. 1. Относительное содержание ядер в космических лучах, на Солнце и звездах (в среднем)

Элемент	Солнечные К.л.	Солнце (фотосфера)	Звезды	Галактические К.л.
^1H	4600*	1445	925	685
^2He (α - частица)	70*	91	150	48
^3Li	?	$<10^{-5}$	$<10^{-5}$	0,3
^4Be - ^5B	0,02	$<10^{-5}$	$<10^{-5}$	0,8
^6C	0,54*	0,6	0,26	1,8
^7N	0,20	0,1	0,20	$\leq 0,8$
$^8\text{O}^{**}$	1,0*	1,0	1,0	1,0
^9F	$<0,03$	10^{-3}	$<10^{-4}$	$\leq 0,1$
^{10}Ne	0,16*	0,054	0,36	0,30
^{11}Na	?	0,002	0,002	0,19
^{12}Mg	0,18*	0,05	0,040	0,32
^{13}Al	?	0,002	0,004	0,06
^{14}Si	0,13*	0,065	0,045	0,12
^{15}P - ^{21}Sc	0,06	0,032	0,024	0,13
^{16}S - ^{20}Ca	0,04*	0,028	0,02	0,11
^{22}Ti - ^{28}Ni	0,02	0,006	0,033	0,28
^{26}Fe	0,15*	0,05	0,06	0,14

Данные наблюдений для интервала $\epsilon_K=1-20$ МэВ/нуклон, остальные цифры в этой графе относятся в основном к $\epsilon > 40$ МэВ/нуклон. Точность

большинства значений в таблице в целом - от 10 до 50%. ** Обилие ядер кислорода принято за единицу.

Важнейшими характеристиками Г.К. л. явл. их состав (распределение по массам и зарядам), энергетич. спектр (распределение по энергиям) и степень анизотропии (распределение по направлениям прихода). Относительное содержание ядер в К. л. приведено в табл.1. Из табл. 1 видно, что в составе Г.К. л. галактич. происхождения гораздо больше лёгких ядер ($Z= 3-5$), чем в солнечных К. л. и в среднем в звёздах Галактики. Кроме того, в них присутствует значительно больше тяжёлых яде ($Z \geq 20$) по сравнению с их естеств распространённостью. Оба эти различия очень важны для выяснения вопроса о происхождении Г.К. л.

Относительные числа частиц с различной массой в Г.К. л. приведены в табл. 2.

Табл. 2. Состав и некоторые характеристики космических лучей с энергиями $\varepsilon \leq 2,5$ ГэВ/нуклон

Группа	Частицы, входящие в группу	Заряд ядра	Средняя атомная масса, а.е.м.	Интенсивность, число частиц/(м ² .с.ср)	Число частиц на 10 тыс. протонов	в среднем в звездах Галактики
p	протоны	1	1	1300	10000	10000
α -частица	ядра гелия	2	4	94	720	1600
L	легкие ядра	3-5	10	2,0	15	10^{-4}

M	средние ядра	6-9	14	6,7	52	14
H	тяжелые ядра	≥ 10	31	2,0	15	6
VH	очень тяжелые ядра	≥ 20	51	0,5	4	0,06
SH	самые тяжелые ядра	> 30	100	$\sim 10^{-4}$	$\sim 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-5}$
e	электроны	1	1/1836	13	100	10000

Видно, что в потоке первичных Г.К. л преобладают протоны, их более 90% от числа всех частиц. По отношению к протонам α -частицы составляют 7%, электроны $\sim 1\%$ и тяжёлые ядра - менее 1%. Эти цифры относятся к частицам с энергией $\varepsilon_K \geq 2,5$ ГэВ/нуклон по измерениям у Земли в минимуме солнечной активности, когда наблюдаемые энергетич. спектр можно считать близким к немодулированному спектру К. л. в межзвёздном пространстве.

Интегральный энергетический спектр Г.К. л. $I(> \varepsilon_K) = I_0 \varepsilon_K^{-(\gamma+1)}$ [частиц/(см²с)] отражает зависимость числа частиц I с энергией выше ε_K (I_0 - нормировочная константа, $\gamma+1$ - показатель спектра, знак минус указывает на то, что спектр имеет падающий характер, т.е. с увеличением ε_K интенсивность Г.К. л. уменьшается). Часто пользуются также дифференциальным представлением спектра $D(\varepsilon_K) = D_0 \varepsilon_K^{-\gamma}$ [частиц/(см²с МэВ)], которое отражает зависимость от ε_K числа частиц в расчёте на единичный интервал энергии (1 МэВ).

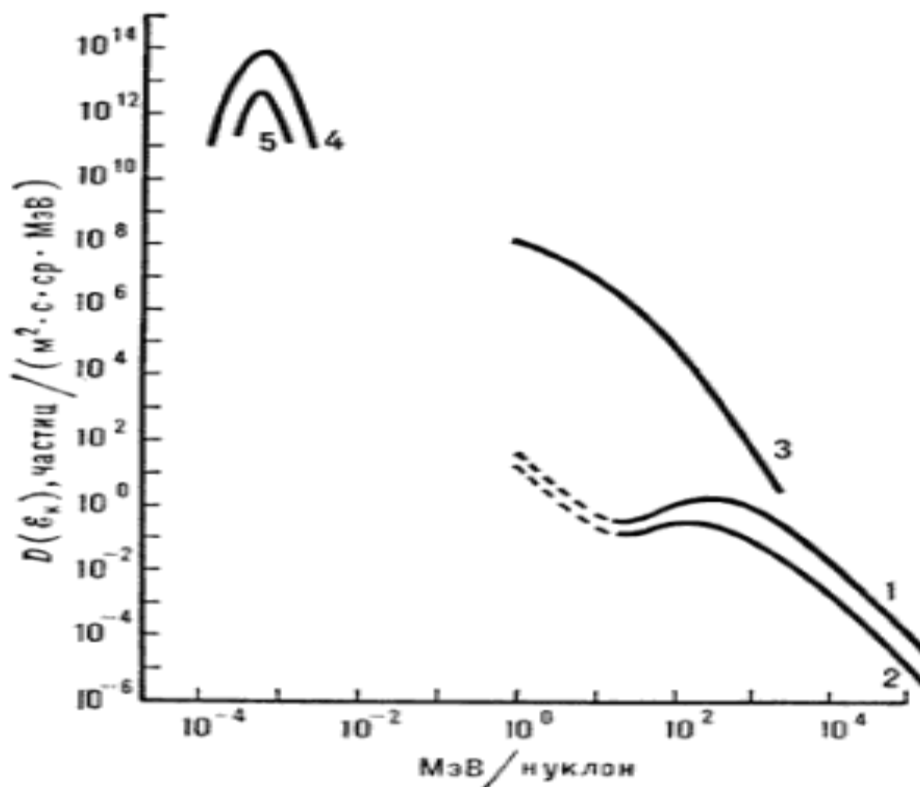


Рис. 5. Дифференциальный спектр космических лучей в межпланетном пространстве вблизи орбиты Земли: 1 - протоны; 2 - α -частицы галактических космических лучей; 3 - протоны от солнечных вспышек. Для сравнения показаны спектры протонов и α -частиц солнечного ветра (кривые 4 и 5 соответственно).

Дифференциальный спектр по сравнению с интегральным позволяет выявить более тонкие детали энергетические распределения Г.К. л. Это видно из рис. 2, где показан дифференциальный спектр Г.К. л., наблюдаемый у Земли в интервале примерно от 10^6 до $3 \cdot 10^{11}$ эВ. Частицы Г.К. л. с энергиями, попадающими в этот интервал, подвержены влиянию солнечной активности, поэтому изучение энергетические спектра Г.К. л. в интервале 10^6 - 10^{11} эВ крайне важно для понимания проникновения Г.К. л. из межзвёздного в межпланетное пространство, взаимодействия К. л. с

межпланетным магнитное поле (ММП) и солнечным ветром, для интерпретации солнечно-земных связей.

До начала внеатмосферных и немагнитосферных наблюдений Г.К. л. вопрос о форме дифференциального спектра в области $\epsilon_K \leq 10^9$ эВ казался довольно ясным: спектр у Земли имеет максимум вблизи $\epsilon_K \approx 400$ МэВ/нуклон; немодулированный спектр в межзвёздном пространстве должен иметь степенную форму; в межпланетном пространстве не должно быть галактические Г.К. л. малых энергий. Прямые измерения Г.К. л. в интервале ϵ_K от 10^6 до 10^8 эВ показали, вопреки ожиданиям, что, начиная примерно с $\epsilon_K = 30$ МэВ (и ниже), интенсивность К. л. снова растёт, т.е. был обнаружен характерный провал в спектре. Вероятно, провал - это результат усиленной модуляции Г.К. л. в области $\epsilon_K \sim 10^7 - 10^8$ эВ, где рассеяние частиц на неоднородностях ММП наиболее эффективно.

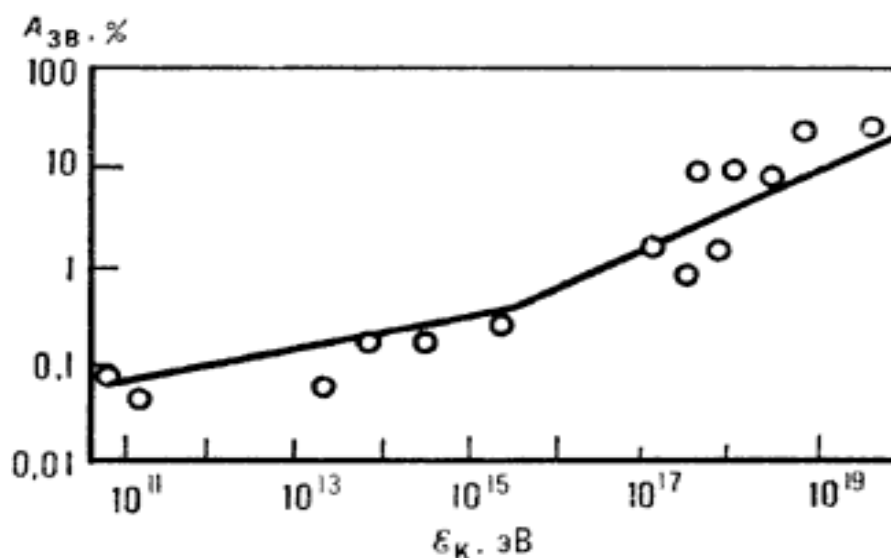


Рис. 6. Амплитуда звёздно-суточной анизотропии $A_{зв}$ космических лучей в зависимости от энергии ϵ_K в интервале 10^{11} - 10^{20} эВ. Максимальное значение $A_{зв} = 35\%$ наблюдалось при $\epsilon_K = 2 \cdot 10^{19}$ эВ.

Установлено, что при $\varepsilon_K \geq 3 \cdot 10^9$ эВ спектр К. л. уже не подвержен модуляции, а его наклон соответствует величине $\gamma \approx 2,7$ вплоть до $\varepsilon_K \approx 3 \cdot 10^{15}$ эВ. В этой точке спектр претерпевает излом (показатель увеличивается до $\gamma=3,2-3,3$). Имеются указания на то, что одновременно в составе К. л. увеличивается доля тяжёлых ядер. Однако данные о составе Г.К. л. в этой области энергий пока весьма скудны. При $\varepsilon_K > 10^{19} - 10^{20}$ эВ спектр должен резко обрываться из-за ухода частиц в межгалактическое пространство и взаимодействия с фотонами микроволнового фонового излучения. Поток частиц в области сверхвысоких энергий очень мал: на площадь 10 км^2 за год попадает в среднем не более одной частицы с $\varepsilon_K \sim 10^{20}$ эВ.

Для Г.К. л. с $\varepsilon_K \sim 10^{11} - 10^{15}$ эВ характерна высокая изотропия: с точностью до 0,1% интенсивность частиц по всем направлениям одинакова. При более высоких энергиях анизотропия растёт и в интервале $\varepsilon_K \sim 10^{19} - 10^{20}$ эВ достигает неск. десятков % (рис. 3). Анизотропия $\sim 0,1\%$ с максимумом вблизи 19 ч звёздного времени соответствует преимущественному направлению движения Г.К. л. вдоль силовых линий магнитное поля галактические спирального рукава, в котором находится Солнце. С ростом энергии частиц время максимума сдвигается к 13 ч звёздного времени, что соответствует наличию дрейфового потока Г.К. л. с $\varepsilon_K \geq 3 \cdot 10^{15}$ эВ из Галактики поперёк магнитных силовых линий.

Глава 2. Теоретические модели межпланетного магнитного поля.

Если бы межпланетное пространство было вакуумом, то единственными магнитными полями в нем могло быть лишь поля Солнца и планет, а также поле галактического происхождения; по имеющимся сведениям, последнее поле простирается вдоль спиральных ветвей нашей Галактики.

В этом случае поля Солнца и планет в межпланетном пространстве были бы крайне слабы. По данным, полученным при помощи солнечного магнитографа, общее дипольное поле Солнца имеет в фотосфере напряженность $\sim 1 \text{ гс}$ [9, 10]. При такой напряженности поля на поверхности Солнца напряженности поля на расстоянии орбиты Земли (1 астрономическая единица = $1,5 \cdot 10^8 \text{ км}$) составила бы всего 10^{-7} гс ($10^{-2} \gamma$), так как поле B обратно пропорционально кубу расстояния r от Солнца ($B = M / r^3$, где $M = B_0 r_0^3$ – магнитный дипольный момент Солнца; B_0 – напряженность поля на экваторе сферы радиуса r_0 , в которой заключен диполь). Таким образом, $B/B_0 = (r_0/r)^3$

Известно, что в области солнечных пятен и других возмущенных областях на Солнце существуют значительные более сильные магнитные поля с напряженностями порядка 10^3 гс [10]. Однако протяженность r_0 этих интенсивных нерегулярных полей на Солнце никогда не превосходит 0,1 диаметра Солнца. Соответственно магнитное поле пятна в 1000 гс имело бы на расстоянии 1 а. е. напряженность самое большее $10^{-2} \gamma$.

За последние 5 лет быстро накапливаются сведения о магнитных полях планет. В течение многих сотен лет единственным магнитным полем планеты, о котором было хоть что-то известно, являлось магнитное поле Земли, напряженность которого на поверхность Земли составляет $\sim 0,5 \text{ гс}^*$. Открытие радиоизлучения Юпитера и интерпретация его как синхротронного излучения электронов в радиационном поясе этой

планеты позволили оценить напряженность поля Юпитера на поверхности приблизительно в 10 гс [11]. По измерениям при помощи магнитометра на второй советской космической ракете поле на поверхности Луны не превосходит 10^{-3} гс [12]. Полет Маринера 2 мимо Венеры на расстоянии около 6 радиусов планеты позволил установить, что магнитное поле на поверхности Венеры составляет менее $0,05 \text{ гс}$ [13].

Значения напряженности поля этих планет и Луны довольно умеренны; кроме того, следует иметь в виду, что характерные размеры, связываемые с этими полями, много меньше радиуса Солнца. Поэтому вклад полей этих планет в межпланетное магнитное поле был бы мал даже в вакууме. Геомагнитное поле в вакууме уменьшалось бы до $10^{-2} \gamma$ на расстоянии 10^6 км от Земли. Поле Юпитера на поверхности планеты примерно вдесятеро сильнее земного; к тому же Юпитер - самая большая планета солнечной системы. Тем не менее напряженность поля Юпитера на расстоянии $30 \cdot 10^6 \text{ км}$ от планеты составила бы также $10^{-2} \gamma$. Следует иметь также в виду, что расстояния в один или даже 30 млн. км малы по сравнению с расстояниями между планетами (расстояние от Юпитера до ближайшего соседа всегда превышает $5 \cdot 10^8 \text{ км}$). Из расчетов легко понять, почему в течение длительного времени при исследовании солнечной системы (например, распространения космического излучения) чаще всего пренебрегали межпланетным полем.

Если бы в солнечной системе действительно не было вещества, в особенности ионизованных газов, то наибольшей компонентой межпланетного магнитного поля и единственным полем, обнаружимым на больших расстояниях от планет, было бы галактическое магнитное поле. О существовании и величине крупномасштабного магнитного поля, пронизывающего Галактику, можно судить по результатам многих исследований: поляризацию света звезд можно объяснить магнитной ориентацией межзвездных пылинок [14]; нетепловое галактическое

радиоизлучение можно интерпретировать как синхротронное излучение электронов, накручивающихся на силовые магнитные линии [15]; устойчивую структуру спиральной ветви Галактики можно объяснить компенсацией гравитационного притяжения газовым и магнитным давлением [16]. По результатам таких исследований величина галактического поля заключена между $0,1$ и 3γ . Поэтому можно ожидать, что межпланетное пространство пронизано магнитным полем с напряженностью 1γ ; направление поля определяется положением Солнца в нашей Галактике.

§ 2.1 Спиральное солнечно – Межпланетное поле

В модели, развитой Паркером, силовые линии поля простираются в пространство за орбиту Земли; один из концов каждой линии находится на Солнце [27,28]. Эта модель явилась результатом исследования ветра корональной плазмы и влияния межпланетного поля на распространение космических лучей в солнечной системе, а также результатом изучения временных вариаций интенсивности космических лучей на поверхности Земли. Отправным пунктом для построения этой модели явилась попытка охарактеризовать условия в межпланетном пространстве для спокойного Солнца. Имеется много оснований считать, что характеристики солнечного ветра и межпланетных магнитных полей нерегулярны и асимметричны. Причиной таких нерегулярностей могут быть волокнистая структура короны, нерегулярные пространственные и временные изменения магнитных полей в фотосфере, тенденция возмущенных областей концентрироваться к низким и умеренным гелиографическим широтам. Тем не- менее в качестве первого приближения Паркер пренебрег этими осложняющими обстоятельствами и постарался определить структуру магнитных полей и потока плазмы в межпланетном пространстве для стационарного сферически симметричного солнечного ветра и общего дипольного магнитного поля Солнца. Для объяснения модуляции

интенсивности космических лучей при возмущениях на Солнце Паркер привлек динамические эффекты, которые связаны со спокойной структурой межпланетного поля, к обсуждению которой мы и переходим.

Предполагается, что плотность кинетической энергии плазмы ($nMV^2/2$) превосходит плотность магнитной энергии солнечного дипольного поля, напряженность которого в фотосфере составляет около 0,5 гс. Постулируется

Что истечение плазмы начинается достаточно высоко в атмосфере Солнца, чтобы по существу, не испытывать влияния магнитного поля. Плазма просто отталкивается – силовые, силовые линии поля и покидает Солнца в радиальном направлении. В отсутствие вращения Солнца подобное истечение плазмы привело бы к такой структуре поля, при которой силовые линии идут в радиальном направлении от Солнца параллельно движению частиц. Из-за вращения Солнца поле приобретает поперечную компоненту (в плоскостях, перпендикулярных оси вращения), что ведет к спиральной форме силовых линий. (рис 1.)

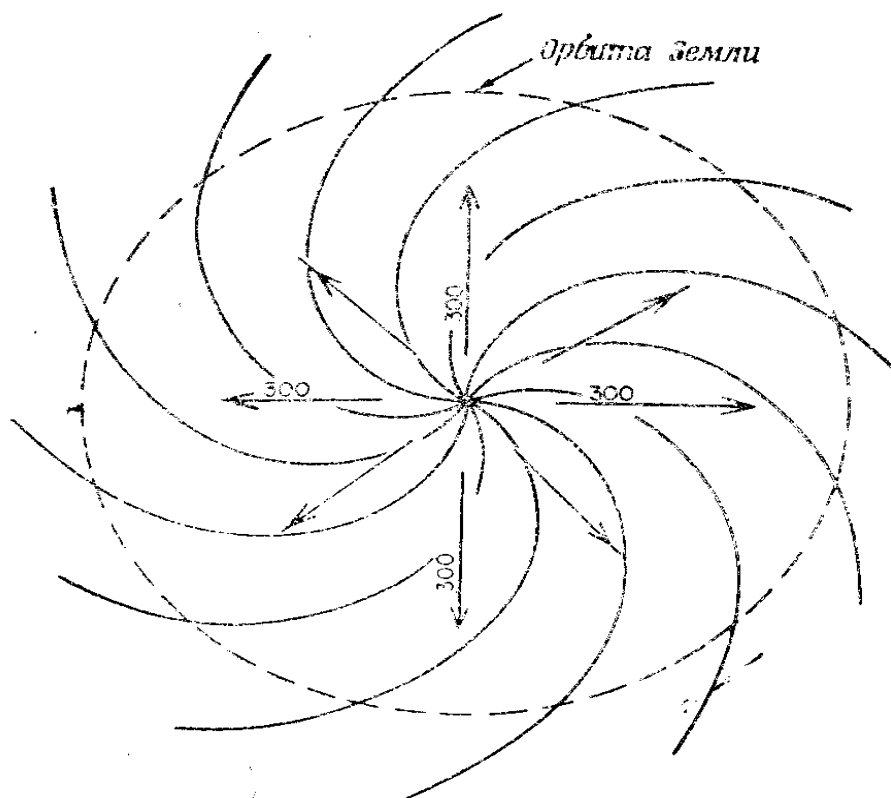


Рис.1. Спиральное солнечно – межпланетное поле в плоскости солнечного экватора (или в плоскости эклиптики для спокойного Солнца. Предполагается, что солнечный ветер движется радиально от Солнца со скоростью 300 км/сек [28]).

В теории Паркера аналитически рассматриваются как величина, так и направление межпланетного поля. Основные результаты можно получить, исходя из довольно общих представлений. Чтобы удовлетворить условию $\text{div}\mathbf{B} = 0$ в предположении сферической симметрии, радиальная компонента B_r должна уменьшаться как $1/r^2$ и может быть выражена через величину радиальной компоненты поля на поверхности Солнца. Если на Солнце $B_{r0} = 0.5 \text{ гс}$, то на расстоянии 1 а. е. поле $B_r \approx 1 \gamma$. Направление спирального поля можно оцунить, если предположит, что один конец силовой линии закреплен на Солнце и вращается вместе с ним с угловой скоростью Ω . Частицы, непрерывно испускаемые данной областью вращающейся короны, займут в экваториальной плоскости линию, имеющую форму спирали

Архимеда. (Подобный роиства.) Силовая линия, проходящая через область испускания, совпадает с этой спиралью. Направление силовой линии в пространстве, отсчитываемое от радиуса – вектора, исходящего из центра Солнца, однозначно определяется скоростью плазмы и гелиоцентрическим расстоянием до точки наблюдения. Частицы потока плазмы движутся радиально от Солнца. Угол ψ , образуемый силовой линией с солнечным радиусом – вектором, определяется следующим выражением:

$$\psi = \operatorname{arctg} \frac{B_{\varphi}}{B_r} = \operatorname{arctg} \frac{\Omega r}{V}$$

Сведения о направлении спирального поля могут быть использованы для связи поперечной компоненты поля B_{φ} с радиальной компонентой B_r . На расстоянии 1 а. е. величина Ωr соответствует скорости примерно 440 км / сек. Поскольку это значение близко к величине V (скорость плазмы для спокойного Солнца), то угол наклона потока плазмы (и магнитного поля) по отношению к солнечному радиусу вблизи орбиты Земли составляет около 45° следовательно, $B_{\varphi} \approx B_r \approx 1\gamma$.

§ 2.2 Петли солнечно – межпланетного поля

Другая модель межпланетного поля связана с попытками распространение высокоэнергичных (энергия более 10 Мэв) через внутреннюю часть солнечной системы. Изменения солнечной активности приводят к временным вариациям интенсивности космических лучей (как к кратковременным уменьшениям, обычно связываемым с расвивающимися одновременно геомагнитными бурями, так и к длиннопериодным вариациям, соответствующим 22-летнему солнечному циклу (29)). Измерения космических лучей на Пионере-5 показали, что

такие изменения связаны не с изменениями геомагнитного поля с фазой солнечной активности, а являются крупномасштабными гелиоцентрическими эффектами (30).

Начиная с 1942 г. Было обнаружено 14 случаев прихода на Землю высокоэнергичных солнечных протонов, ассоциируемых с большими вспышками (31). Приход таких высокоэнергичных частиц может быть использован для изучения условий в межпланетном пространстве в относительно большом масштабе. В отличие от солнечной плазмы концентрация высокоэнергичных частиц мала (10^{-9} см^{-3} для протонов галактических космических лучей), и такие частицы можно рассматривать как совокупность отдельных (независимых) частиц. Траектории частиц зависят от начальных условий и крупномасштабной структуры магнитного поля. Сила Лоренца заставляяет.

Частицы двигаться не по прямым линиям, а по винтовым траекториям около силовых линий межпланетного поля. Сило Лоренца заставляяет частицы двигаться не по прямым линиям, а по винтовым траекториям около силовых линий межпланетного поля, причем гирорадиус протона с энергией 100 Мэв в поле $\sim 1\gamma$ составляет $\sim 0,001$ а. е. крупномасштабное межпланетное магнитное поле сильно влияет на энергетические спектр частиц, способных достичь Земли, и на длительность пути от Солнца до Земли (для высокоэнергичных солнечных протонов).

Обсуждаемую модель чаще всего называют моделью Голда (32, 33), однако, по существу, такая же модель было независимо разработана и предложена рядом других авторов (34-38). Поскольку случаи прихода солнечных протонов и кратковременных уменьшений интенсивности космических лучей связываются с возмущениями на Солнце, модель относится к возмущенной межпланетное среде. Предложенная

конфигурация поля может быть характерной для периода повышенной солнечной активности, не сохраняясь при спокойном Солнце. В этом модели спирального поля. (Вместе с тем развитие модели Паркера применительно к возмущенным условиям не должно обязательно рассматриваться как своего рода дополнение.).

Модель петлевого поля использует также свойство плазмы, испускаемой при солнечных вспышках или других хромосферных извержениях, уносить солнечных поля за пределы 1 а.е. Основным постулатом модели является закрепленность на Солнце обоих концов каждой силовой линии, образующей в межпланетном пространстве своего рода петлю (рис. 2).

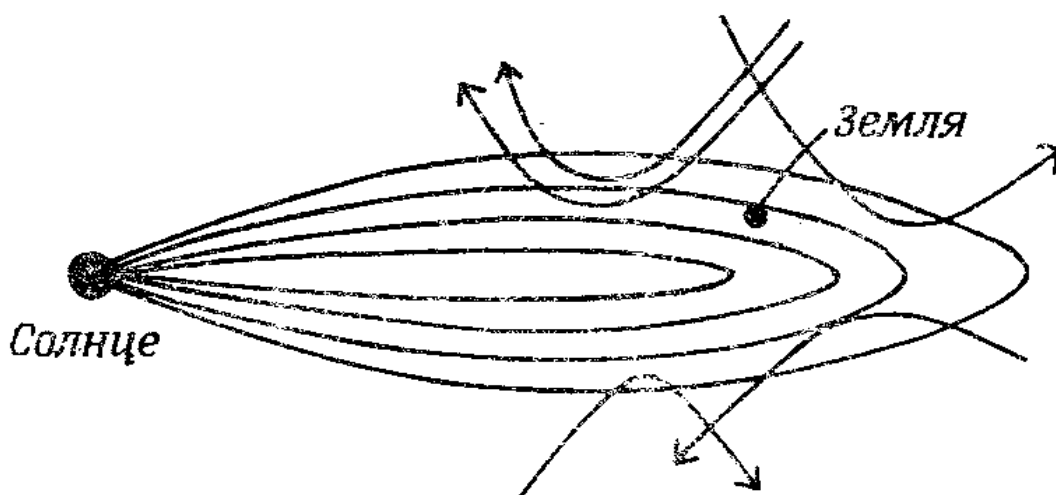


Рис.2. Влияние петель магнитного поля на космические лучи. Отражение части проходящих космических лучей от петель магнитного поля, вытянутых от Солнца за пределы орбиты Земли, приводит к наблюдаемым на поверхности Земли эффектам Форбуша [32].

Силовых линии начинаются и оканчиваются в областях, которые могут быть парой солнечных пятен с противоположной полярностью магнитного поля, напряженность поля в каждом пятне достигает тысячи гаусс. Поток

плазмы проходит расстояние в 1 а. е. за 1-3 дня, поэтому вращение Солнца приводит к развитию спиральной структуры, при которой основания силовых линий располагаются в западном полушарии Солнца, когда фронт петли достигает орбиты Земли.

Модель была разработана для объяснения эффектов Форбуша и прихода солнечных протонов (особенно в периоды эффектов Форбуша). Эффект Форбуша → это уменьшение интенсивности космических часов до нескольких дней. В данной модели эффект Форбуша связывается с экранировкой области внутри магнитных (рис 2) петель от галактических космических лучей (сила Лоренца приводит к отражению части приходящих частиц). Однако вытянутые от Солнца магнитные петли позволяют высокоэнергичным солнечным частицам сравнительно просто достигать Землю. Если солнечная вспышка появляется после того, как предшествующий поток плазмы сформировал в межпланетном пространстве петлю (“язык”), то некоторые вновь появившиеся высокоэнергичные частицы могут отклониться на винтовых орбитах и следовать в межпланетное пространство вдоль силовых линий (рис. 3).

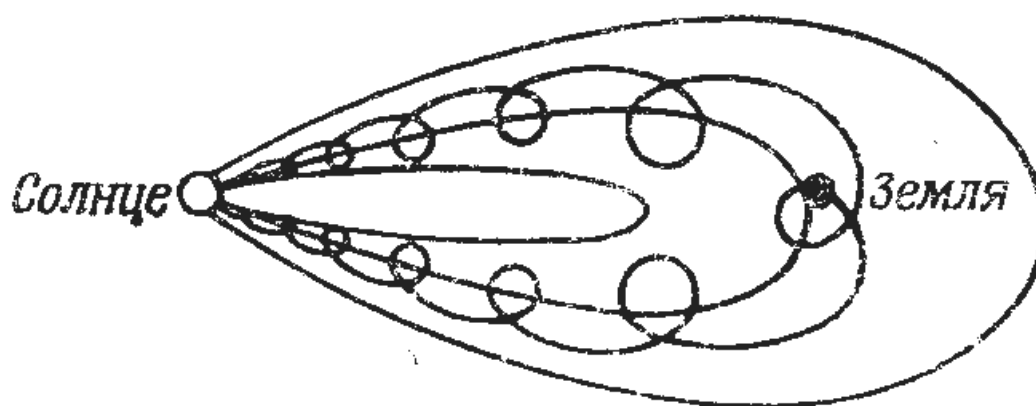


Рис.3. Захват солнечных протонов петлями магнитного поля (силовыми линиями, связывающими разные участки на поверхности Солнца). Напряженность магнитного поля около Солнца велика и систематически уменьшается с удалением от

Солнца. В конечном счете конфигурация поля приближается к «магнитной ловушке», где поле слабо в центре и сильно по краям. Если высокоэнергичные солнечные протоны инжектируются в эту ловушку и захватываются ею, то они могут многократно осциллировать вдоль силовых линий (отражаясь вблизи Солнца); часть из них может попасть на Землю [32].

При этом частицы могут даже путешествовать вперед и назад вдоль петлевых силовых линий с соответствующими отражениями, как в радиационных поясах. (Магнитные петли часто называют магнитными «бутылками-ловушками», поскольку они используются в качестве определенных конфигураций поля в лабораторных экспериментах по удержанию плазмы в термоядерных исследованиях.) В связи с изогнутостью петель в спирали, связанной с вращением Солнца, протоны от вспышек в западной полушарии Солнца имеют большую вероятность достичь Земли. Этот прогноз вполне согласуется с наблюдаемой тенденцией к появлению вспышек в западной полушарии Солнца, ответственных за солнечные протоны и за увеличение ионизации в полярной атмосфере Земли, которые в свою очередь изменяют условия распространения радиоволн и прозрачность атмосферы для галактического радиоизлучения [31, 39].

В настоящее время модель петель межпланетного поля в основном носит качественный характер. Количественный анализ модели связан прежде всего с оценками напряженности магнитного поля внутри петли. Имеющиеся оценки основываются на (рис.3.) 1) величине магнитного потока, ассоциируемого с парой солнечных пятен, и геометрии петли [35]; 2) моментах начала эффектов Форбуша, которые связываются с ларморовскими радиусами частиц, не попадающих на землю [40]; 3) длительности пути солнечных протонов к Земле, которая значительно превосходит длительность прямолинейного пути и должна включать

время, потраченное на закручивание частиц вокруг силовых линий [32]. По этим оценкам напряженность поля составляет от до 100γ .

В приложении Б рассмотрена геометрия спиральных полей, соответствующих этим моделям.

§ 2.3. Нерегулярности межпланетных магнитных полей.

Нерегулярности межпланетного поля, которые маскируют спиральную структуру поля, можно рассматривать как проявление нестационарности магнитогидродинамического течения плазмы в солнечном ветре. Об основных закономерностях нестационарной магнитной гидродинамики, в особенности применительно к межпланетной среде, можно судить на основании аналогии с обычной газодинамикой. Однако проще всего изучать динамику межпланетной среды по ее воздействию на межпланетное магнитное поле.

Одной из важнейших особенностей газов и вообще упругих сред является их неспособность сохранять мелкомасштабные деформации в течение достаточно больших промежутков времени. Состояния, при которых давление или концентрация в какой – либо области заметно отклоняются от средних значений (размеры области малы по сравнению с характерным размером рассматриваемой среды), оказываются нестационарными. Если, например, быстро сместить поршень в цилиндре, заполненном газом, то изменение давления вблизи поршня распространится по цилиндру в виде звукового импульса и быстро установится новое равновесное состояние. Если поршень создает возмущение большой амплитуды, то нелинейные эффекты в газе могут привести к появлению ударного фронта, т. е. тонкого переходного слоя, при пересечении которого происходят большие изменения физических параметров газа (плотности, давления). Вязкие напряжения во вращающихся жидкостях или в воздухе, движущемся над некоторой

(неподвижной) границей , могут привести развитию турбулентности с формированием вихрей , представляющих собой макроскопические части движущейся жидкости , которые испытывают завихрение одно – временно с перемещением. Стационарное ламинарное течение, при котором слои жидкости скользят один над другим без перемешивания , может нарушаться при появлении градиентов температуры , которые ведут к неустойчивостям. Эти явления , хорошо известные по лабораторным экспериментам и встречающиеся в повседневной жизни , составляют значительную часть газодинамики , занимающейся течений сжимаемых жидкостей.

Магнитогидродинамические уравнения движения показывают, что эффекты , встречающиеся в течениях обычной сжимаемой жидкости , возможны и в плазме с магнитным полем. В уравнениях, описывающих бесстолкновительную плазму, член, соответствующий обычному давлению, пренебрежимо мал, однако роль гидростатического давления играет давление магнитного поля. Магнитное поле развивает и соответствующие напряжения, так что и в магнитной гидродинамике могут встретиться аналоги волнового движения, ударных волн и турбулентности.

Здесь следует напомнить о необходимости соблюдать некоторую осторожности при проведении аналогий, так не следует думать, что все магнитогидродинамические процессы поняты до конца или бы известны. Это утверждение совсем не должно означать, что в нестационарных движениях плазмы могут возникать только такие эффекты, которые аналогичны эффектам в газодинамике, или что все явления, встречающиеся в газодинамике, обязательно должны встречаться и в магнитной гидродинамике. Магнитная гидродинамика с ее уравнениями, приведенными в приложении А, является теоретическим методом исследования, который, по-видимому, применим к некоторым реальным

ситуациям, например в физике межпланетного пространства. Однако кинетическая теория плазмы, на которой основывается макроскопическая теория плазмы, ни в коей мере не является завершенной. Одна из привлекательных и вместе с тем опасных особенностей физики межпланетного пространства состоит, что используемые принципы часто не имеют экспериментального подтверждения. Нигде это не более, чем в исследованиях динамики плазмы. Однако до разработки новых концепций нельзя отказываться от использования хорошо известных результатов исследований в новых областях физики.

§ 2.4. Существование и свойства крупномасштабного межпланетного магнитного поля

Согласно обеим описанным моделям, в межпланетном пространстве должно существовать крупномасштабное магнитное поле, силовые линии которого вытянуты от Солнца за пределы орбиты Земли. Были выдвинуты и иные предположения, среди которых можно отметить гипотезу о свободной от поля полости, образуемой в результате воздействия солнечного ветра без магнитного поля [42], а также гипотезу о неупорядоченных межпланетных полях хаотического характера, которые не связаны с Солнцем, хотя и могли там образоваться [43,44]. Таким образом, основным вопросом становится о существовании крупномасштабного межпланетного поля. Многие механизмы образования нерегулярностей (например, магнитогидродинамические и ударные волны) предполагают существование постоянной (спокойной) компоненты поля.

Первые измерения магнитных полей вне магнитосферы Земли были проведены на Пионере 1 [45]. Эти измерения, охватившие интервал геоцентрических расстояний $3-14R_e$, были во многих отношениях ограниченными. Основным ограничением было измерение лишь одной компоненты поля, перпендикулярной к оси вращения аппарата (B_{\perp}). К

тому же данные получались не непрерывно. Тем не менее удалось установить существование и положение ($10-13,5R_e$) области перехода от внешней части геомагнитного поля к межпланетному пространству. Существование этой переходной области, для которой характерны большие изменения в направлении и величине поля, подтверждается данными Пионера 5 [46], Эксплоерера 12 и Эксплоорера 14 [47]* За пределами $13,5 R_e$ Пионер 1 достиг области, где флуктуации поля уменьшились до очень малых значений. Само поле в этой области имело величину $\sim 5\gamma$, направление поля было неизвестно. Предполагалось, что измерения относились к межпланетному полю, но время наблюдений было слишком невелико, чтобы можно было получить достаточную информацию о масштабе поля. Данные измерений были получены в магнитно-спокойный период (по наземным наблюдениям). Влияние близости магнитосферы Земли осталось невыясненным.

Следующая серия измерений магнитных полей вне магнитосферы Земли проведена на Пионере 5. Пионер 5 был выведен на гелиоцентрическую орбиту и по истечении первых нескольких дней оказался явно вне области влияния геомагнитной полости на магнитогидродинамическое течение межпланетной среды. Ограниченность эксперимента по измерению магнитных полей на боту Пионера 5 также затрудняет интерпретацию полученных данных. Опять измерялась лишь одна компонента поля, перпендикулярная к оси вращения аппарата. При учете ориентации космического аппарата оказалось, что компонента B_{\perp} по существу являлась компонентой поля, перпендикулярной к радиусу-вектору, проведенному от Солнца. Данные были получены за 55 дней, но из-за ограниченных возможностей передачи ежедневно проводилось лишь четыре-шесть 20-минутных сеансов.

По данным Пионера 5 (рис.4),

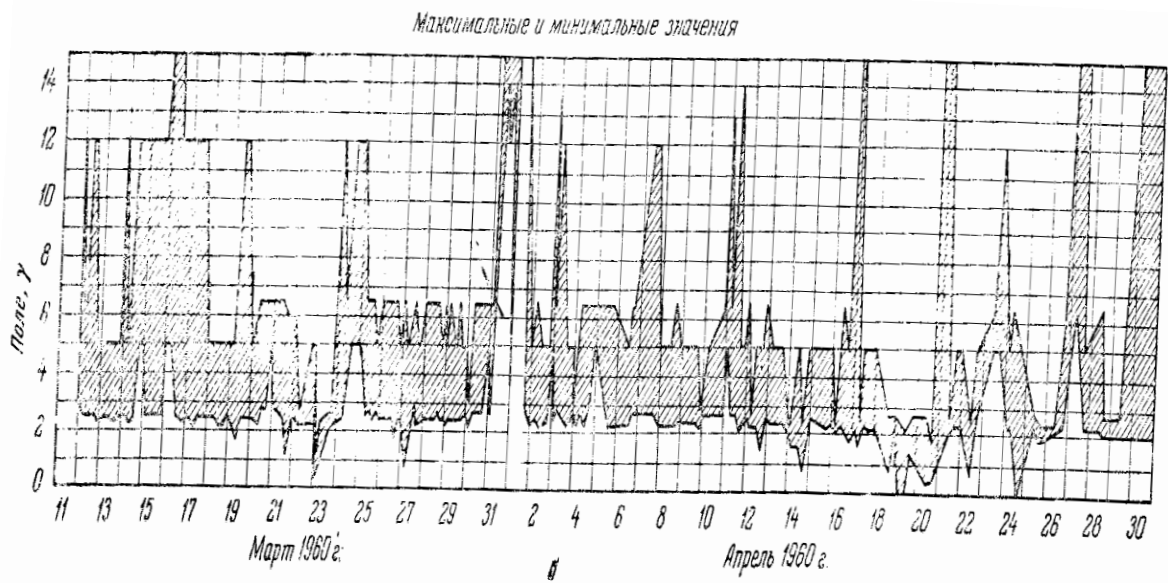
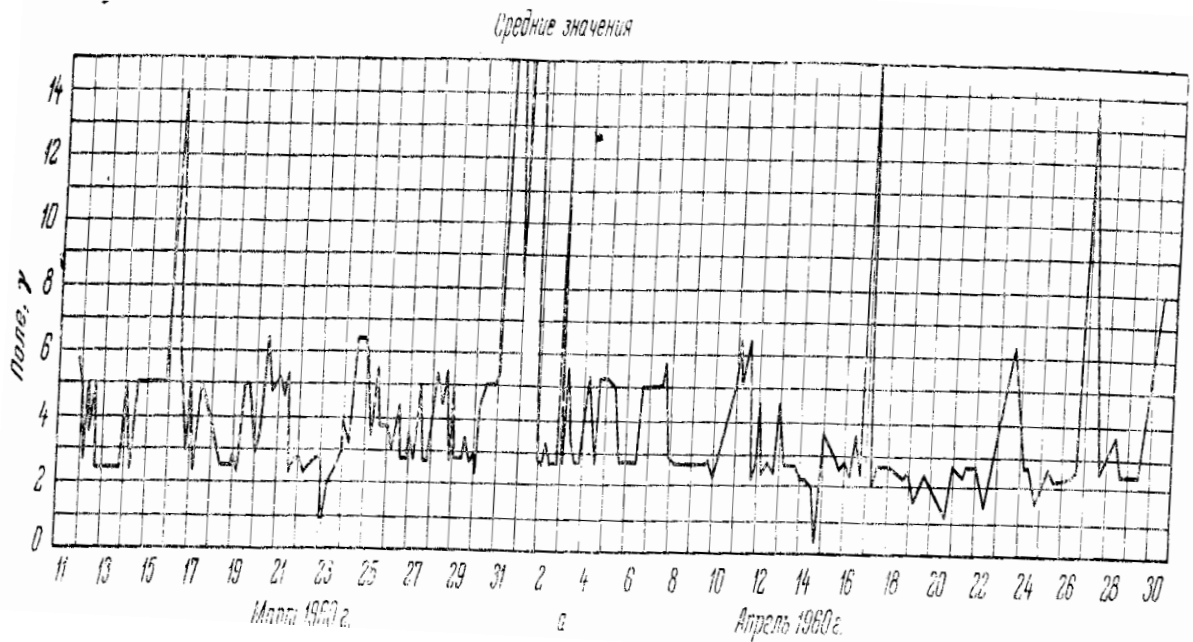


Рис. 4. Магнитные данные, полученные со спутника Пионер 5. а — значения V_L , полученные усреднением по каждому сеансу связи; ежедневно проводилось четыре — шесть 20 — минутных сеансов; б — максимальные и минимальные значения V_L во время каждого сеанса связи [60].

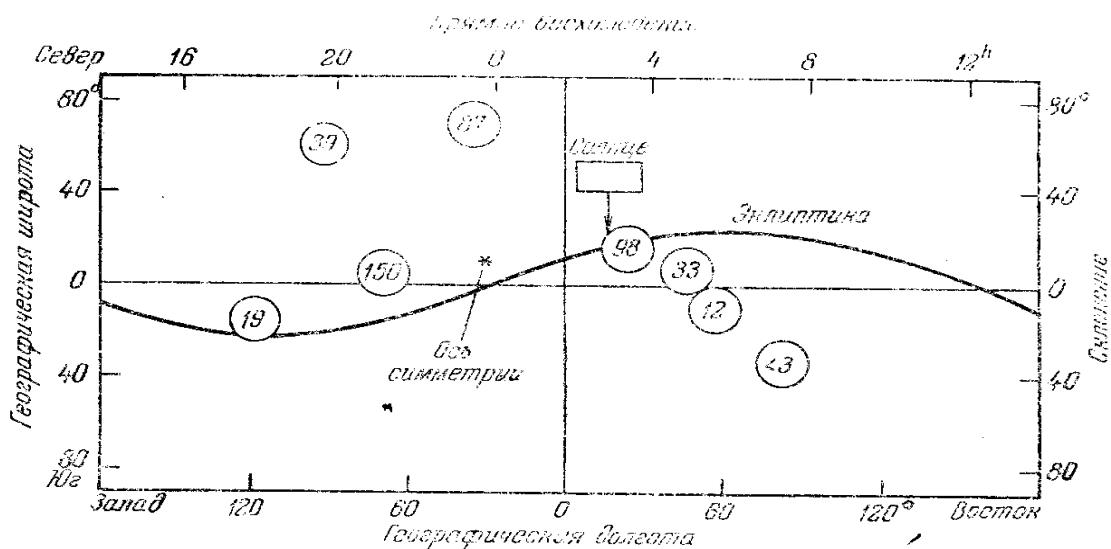
поле в межпланетном пространстве существует постоянно [48]. Из 200 отсчетов поля полученных усреднением данных за каждый сеанс связи, лишь в двух случаях $B \leq 1\gamma$ и в шести случаях $B \leq 2\gamma$. Около половины всех отсчетов поля дают $B \leq 3\gamma$; таким образом, максимум функции распределения выражен довольно резко и соответствует 2-3 γ . Было высказано предположение, что эта постоянная компонента поля с величиной 3 γ , которая неизменно наблюдалась во все периоды спокойного магнитного поля, и является крупномасштабным межпланетным полем. Вместе с тем каких-либо изменений величины этой компоненты, которые можно было бы связать с меняющейся ориентацией оси вращения Птонера 5 по отношению к направлению Солнце-аппарат, выявить, по-видимому, не удалось. Такое поле трудно объяснить теоретическими моделями, по которым поле располагается в плоскости эклиптики, имеет спиральную структуру и время от времени меняется в соответствии с условиями на Солнце. Это особенно трудно сделать, поскольку угол между направлением измеренной компоненты поля и плоскостью эклиптики был велик (60-90°).

Если пренебречь постоянной компонентой поля на том основании, что она может являться следствием ошибки приборов или проявлением поля, наведенного аппаратом, то межпланетные поля регистрировались в течение 50% всего времени наблюдений. В этом случае величина B меньше 2,5 γ (между 2,5 γ и 5 γ на рисю4) при средней амплитуде порядка 1 γ . В данных нельзя найти четкого доказательства существования крупномасштабного поля. Тенденцию к отклонению от среднего значения в сторону уменьшения в период от середины до конца апреля, которую можно было бы интерпретировать как результат изменения взаимной ориентации межпланетного поля и оси вращения космического аппарата, можно объяснить общим снижением уровня солнечной активности [49].

На Эксплорере 10, запущенном в сторону, противоположную Солнцу, магнитные измерения были проведены на геоцентрических расстояниях до $45 R_e$ [50]. На космическом аппарате был установлен также детектор плазмы [21]. Измерялись все три компоненты поля с абсолютной точностью лучше 1γ . Эксплорер 10 пересек внешнюю границу геомагнитного поля и через переходную область вышел в межпланетное пространство. По данным о направлении, величине и изменчивости магнитного поля, а также по данным о плотности кинетической энергии плазмы удалось выявить все три области магнитного поля. Было высказано предположение, что в двух наиболее внешних (по отношению к Земле) областях наблюдалось солнечно-межпланетные поля, унесенные солнечным ветром. Типичные значения поля были равны $10-15\gamma$; выявлено много как крупномасштабных, так и мелкомасштабных особенностей в структуре поля. В связи с большой нерегулярностью полей и относительно небольшим интервалом времени получения данных (несколько часов) попыток определить крупномасштабную структуру межпланетного поля не предпринималось. Возможно, что на данные наблюдений влияла близость магнитосферы Земли

Было получено подтверждение некоторых теоретических предсказаний относительно крупномасштабных магнитных полей по данным о приходе солнечных протонов [51]. Были проанализированы данные мировой сети нейтронных мониторов, которые существенно дополняют сведения, получаемые прямыми измерениями полей и частиц на ракетах и спутниках. При входе в атмосферу Земли высокоэнергичные заряженные частицы солнечного или галактического происхождения взаимодействуют с частицами атмосферы, высвобождая при этом высокоэнергичные нуклоны, в результате взаимодействия которых с ядрами свинца в блоках мониторов в свою очередь высвобождает нейтроны, которые замедляются в парафине и затем регистрируются [51].

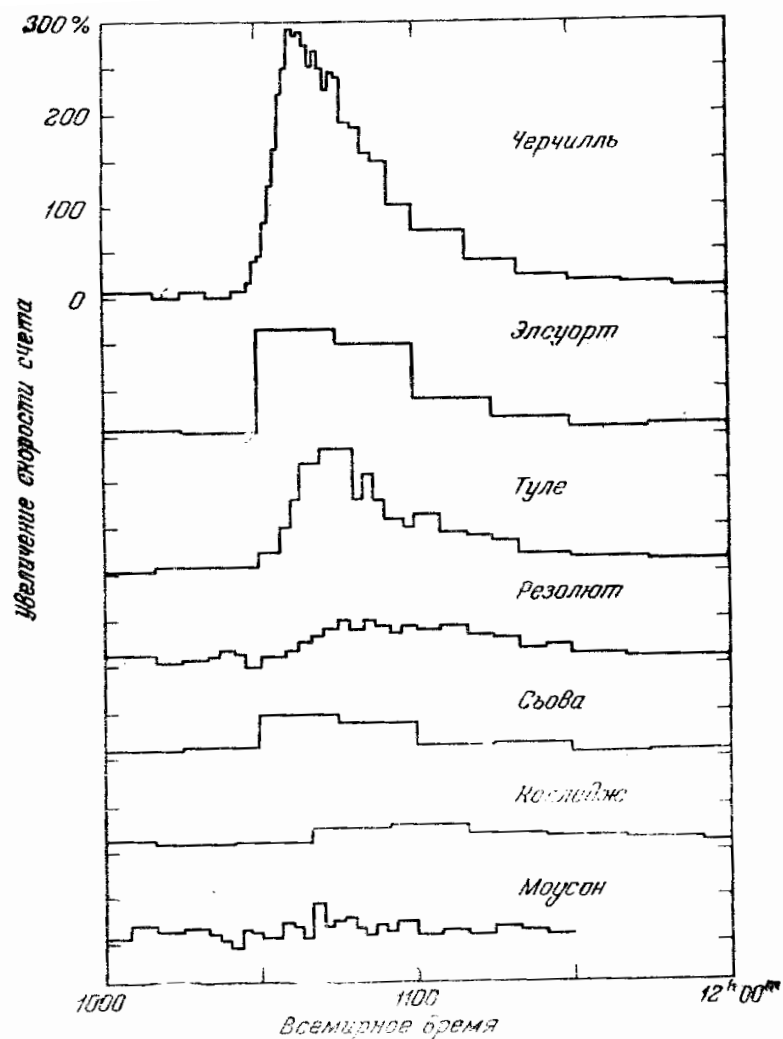
Были проведены расчеты направлений, с которых должны приходить первичные заряженные частицы, чтобы попасть на конкретную станцию наблюдения [52]. Первичные заряженные частицы между Солнцем и поверхностью Земли (точнее, нижними слоями атмосферы) движутся не прямолинейно, а по винтовым траекториям (под влиянием любого магнитного поля). Если частицы подходят к Земле достаточно близко, чтобы под влияние геомагнитного поля, то их траектории в дальнейшем определяются начальными условиями (энергией и асимптотическим направлением прихода, т.е. направлением скорости частицы вне геомагнитного поля) и характеристиками геомагнитного поля (включая вклад не только диполя, но и мультиполей, представляющих реальное поле). Вообще частицы следуют по весьма извилистым траекториям, причем некоторые уходят обратно в межпланетное пространство, тогда как другие могут достичь поверхности Земли. Задача определения траектории частицы при заданных начальных условиях может быть решена точно. Различные решения задачи для разных начальных условий и разных моделей геомагнитного поля исследовались весьма интенсивно, начиная со Штермера, впервые поставившего такую задачу и получившего первые решения в 1907 г. [53]. Задача определения траекторий частиц, имеющих данную энергию и достигших определенной точки на поверхности Земли, фактически является задачей, обратной определению начальных условий вне геомагнитного поля, т. е. направления прихода, и также имеет точное решение, поскольку энергия частиц (**рис 5**) не изменяется.



Р и с. 5. Зависимость потока космических лучей от асимптотического направления их прихода (4 мая 1960 г.). Положение каждого кружка соответствует асимптотическому направлению прихода протонов в системах географических и небесных координат (для ряда станций); показано также направление на Солнце. Числа в кружках соответствуют потокам частиц на каждой станции. Различие потоков связано с анизотропией прихода протонов. На рисунке показано также положение оси симметрии потока космических лучей (потоки зависят только от угла между асимптотическим направлением прихода для данной станции и осью симметрии). Ось симметрии располагается вблизи плоскости эклиптики, на 50° к западу от Солнца [52].

В работе [52] эта обратная задача была решена для частиц, приходящих на данную станцию в пределах конуса с углом раствора $\sim 80^\circ$, направленного в зенит, и обладающих энергией, достаточной для порождения наблюдаемого потока нейтронов на поверхности Земли. Сопоставив данные измерений интенсивности потока нейтронов и расчетные асимптотические направления прихода для нескольких станций, удалось определить степень изотропии прихода частиц. Если для прихода частиц характерна сильная анизотропия, то интенсивности космических лучей на поверхности Земли должна сильно меняться с переходом от одной станции к другой. Если приход частиц изотропен, т. е. если нет предпочтительного направления прихода частиц, то интенсивность космических лучей на разных станциях будет одинаковой.

Для определения среднего асимптотического направления и степени анизотропии прихода (рис. 5) были использованы данные (рис 6) о явлениях,

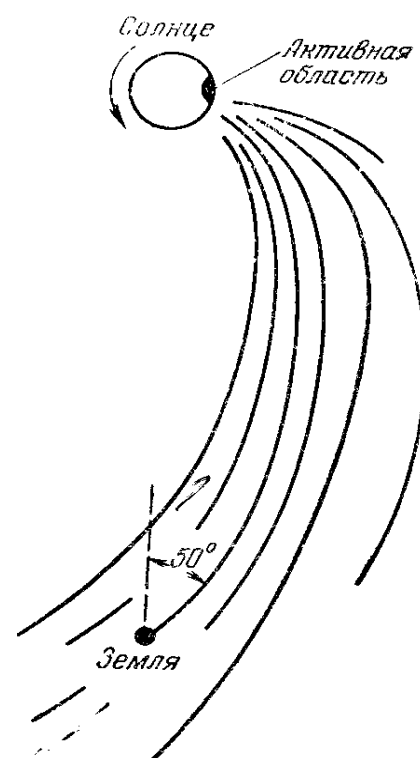


Р и с. 6. Приход протонов от солнечной вспышки 4 мая 1960 г по данным семи нейтронных мониторов (увеличение скорости счета вторичных нейтронов, порождаемых при приходе в атмосферу протонов с энергией порядка $Бэв$). Различия в амплитуде объясняются не инструментальными особенностями, а приходом первичных частиц с определенного направления [52].

сопровождавших три солнечных вспышки: 4 мая, 12 и 15 ноября 1990 г. (рис. 6).

В начале явлений 4 мая и 15 ноября частицы приходили на Землю под углом, составляющим $10-20^{\circ}$ с плоскостью эклиптики и под углом $40-55^{\circ}$ с линией Солнце- Земля к западу от Солнца. Это направление соответствует оцененному ранее углу наклона спирального магнитного поля по отношению к солнечному радиусу в районе орбиты Земли (1 а. е.) ; при этом по крайней мере один конец силовой линии закреплен на Солнце и вращается с ним (рис. 7).

Р и с. 7. Модель межпланетного поля, описывающая направление прихода протонов от солнечных вспышек 4 мая и 15 ноября 1960 г. (плоскость эклиптики). Анализ данных о приходе протонов говорит о том, что вблизи орбиты Земли магнитное поле было отклонено на 50° к западу от направления на Солнце. Это соответствует углу наклона потока плазмы по отношению к линии Земля — Солнце, рассчитанному теоретически; на рисунке показано, что силовые линии скреплены с Солнцем и вращаются вместе с ним [52].



Было обнаружено также, что степень анизотропии прихода частиц была существенно меньше ожидаемой для перемещения частиц вдоль спиральных линий поля, вытянутых от Солнца до Земли. Если частицы инжектируются на винтовые траектории, связанные с силовыми линиями плавно меняющегося магнитного поля, то их магнитные моменты $\mu = \omega_{\perp}/B$ сохраняются (ω_{\perp} - кинетическая энергия движения частицы перпендикулярно полю B). Поскольку $B = B_0/r^2$, то ω_{\perp} также пропорционально $1/r^2$ и поэтому с удалением от Солнца должно сильно уменьшаться. При малости ω_{\perp} будет формироваться параллельный пучок частиц, для которых питч-углы* ($\arctg v_{\perp}/v_{\parallel}$) меньше или равны 1° . Поскольку такая коллимация пучка солнечных протонов фактически отсутствовала, от магнитные моменты частиц не сохранялись. Это могло происходить при существенных напряженности или направления поля на расстояниях, сравнимых с ларморовским радиусом частицы (0,01 а. е. для частицы с энергией был сделан вывод о существовании в крупномасштабном поле нерегулярностей с характерным размером 0,01 а. е. или менее.

Результаты проведенного анализа не позволяют сделать выбор между моделями Паркера и Голда. Наблюдавшееся направление поля согласуется с любой из них. Кроме того, анализ не дает оценки величины межпланетного поля на расстоянии 1 а. е., в его выводы справедливы лишь для нескольких возмущенных периодов особого типа.

Прямое доказательство постоянного существования крупномасштабного межпланетного поля было получено по магнитным измерениям на Маринере 2 (август-декабрь 1964 г.) [54].

Исследование крупномасштабных полей по данным Маринера 2 несколько затруднено из-за недостаточной абсолютной точности. Измерения на Маринере 2 осложнены наличием большого ($\sim 100\gamma$) магнитного поля, наведенного самим космическим аппаратом. Вклад в измерения компонент поля аппарата, перпендикулярных радиусу-вектору от Солнца, известен достаточно точно (лучше 1γ) для первых трех-четырех дней полета (до стабилизации ориентации аппарата). Систематические изменения этих компонент поля космического аппарата в сентябре и октябре, по-видимому, незначительны (несколько гамм или менее). Однако радиальная компонента поля аппарата неизвестна. Между тем для измерения величины и особенно направления поля необходимо знать величину всех трех компонент поля. К счастью, даже в отсутствие возможности абсолютных измерений можно все же судить о некоторых характеристиках поля по совместимости полученных результатов с существующими теориями.

Эксперимент на Маринере 2 имел несколько важных преимуществ. На протяжении более 100 дней каждые 37 сек получалась полная серия измерений поля по трем осям. Гелиоцентрическая орбита позволила космическому аппарату покинуть магнитосферу Земли и область ее

возможного влияния. каждые 220 сек измерялся энергетический спектр радиальной компоненты солнечной плазмы [22].

Данные с 27 августа до конца декабря показывают, что межпланетные поля и потоки плазмы существовали практически постоянно. Скорость плазмы менялась от 400 до 800 км/сек, концентрация — от 1 до 5 см⁻³. По таким оценкам, средняя плотность кинетической энергии ($nMV^2/2$) составляет ~5 10⁻⁹ эрг см⁻³.

Среднечасовые значения трех компонент поля в сентябре представлены на (рис. 8). Опорные линии $\Delta B_x = 0$, $\Delta B_y = 0$ и $\Delta B_z = 0$ соответствуют средним значениям B_x , B_y и B_z за период с 3 сентября до середины октября. В течение этого периода компоненты B_x и B_y были соответственно приблизительно перпендикулярны и параллельны плоскости эклиптики. Компонента B_y была направлена по радиусу от Солнца. Средние значения B_x и B_y достаточно хорошо согласуются с компонентами поля аппарата, определенными в первые четыре дня полета, когда Маринер 2 медленно вращался вокруг направления на Солнце. (рис. 8).

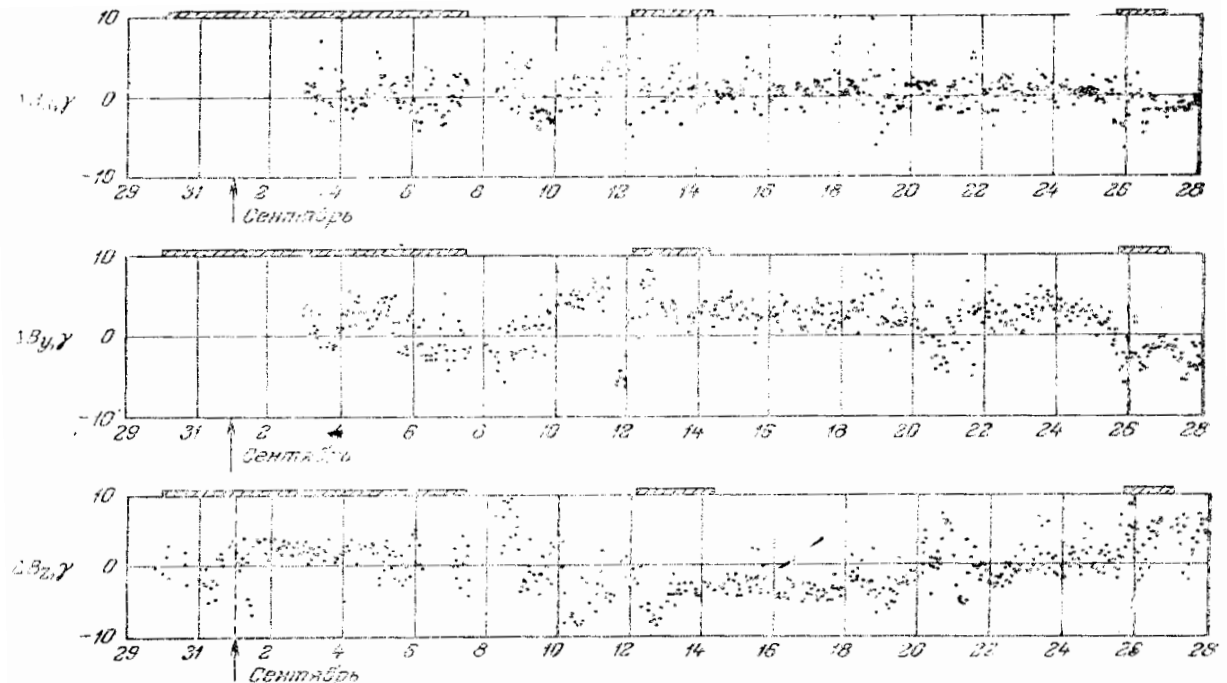


Рис. 8. Магнитные данные по измерениям на Маринера 2: среднечасовые значения трех компонент поля; усреднение проводилось примерно по ста отсчетам в течение каждого часа. Используются некоторые неопубликованные данные [54]. Заштрихованные полосы соответствуют появлению магнитных бурь.

Все три компоненты поля обладают тонкой структурой (отклонениями от среднего значения), но вместе с тем заметна и крупномасштабная структура. Компонента ΔB_x , почти перпендикулярная к плоскости эклиптики, равна нулю при усреднении за несколько дней (время перемещения плазмы на расстояние 1 а. е.). Это означает, что межпланетное поле в среднем ограничено плоскостью эклиптики. Компоненты ΔB_y и ΔB_z также обладают длиннопериодными изменениями, в частности с периодом, характерным для вращения Солнца (27 дней). Смена знака ΔB_z 9 сентября повторялась затем через каждые 27 дней в течение последующих четырех месяцев. Обнаружена тесная корреляция между крупномасштабными изменениями ΔB_y и ΔB_z положительно, ΔB_z обычно отрицательно, и наоборот).

На (рис. 9) показана корреляция между ΔB_y и ΔB_z в явном виде. Поскольку ΔB_z – радиальная компонента (положительная в сторону от Солнца), а ΔB_y – тангенциальная компонента (положительная в направлении движения Земли и планет), то (рис. 9) соответствует сечению поля плоскостью эклиптики. Точки на рисунке соответствуют трехчасовому усреднению данных (рис. 8). Было проведено также сглаживание данных, чтобы уменьшить влияние мелкомасштабных вариаций (средние скользящие по девяти значениям). Ясно видно, что *предпочтительное* направление крупномасштабных изменений межпланетного поля соответствует углу 45° по отношению к солнечному радиусу-вектору. Эта величина, по существу, совпадает со значением угла,

оцениваемого по теоретическим моделям в предположении о закреплённости силовых линий на Солнце. Такой результат совместим с существованием стойкой компоненты поля, на которую накладываются изменения величины и направления поля.

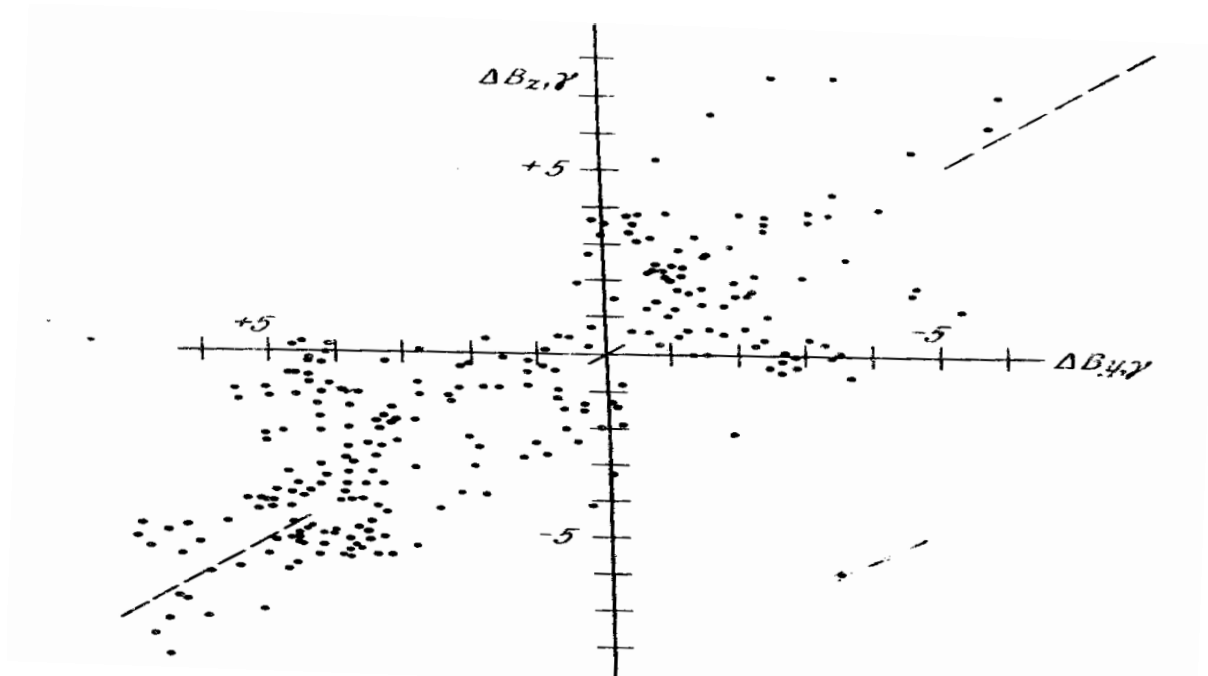


Рис. 9. Магнитные данные Маринера 2: направление компоненты поля, лежащей в плоскости эклиптики. Точки соответствуют сглаженным значениям с трехчасовым усреднением. Нижняя часть рисунка соответствует направлению на Солнце; Земля и планеты движутся влево.

Рис. 9 можно использовать для оценки средней величины устойчивой компоненты поля. Разброс точек за период вращения Солнца соответствует $\sim 20\mu$. Если предположить, что в двух полушариях Солнца солнечное поле одинаково по величине, но противоположно по полярности, так что в течение одной половины оборота поле направлено в сторону от западного края, а в течение другой - к западному краю, то средняя величина поля составит $\sim 5\mu$ со среднеквадратичным отклонением $\sim 2\mu$ (для длиннопериодной компоненты). Это предположение согласуется с

наблюдаемой тенденцией к смене знаков ΔB_y и ΔB_z приблизительно каждые 13,5 суток. Хотя такая особенность солнечного поля и не ожидалось, она относится к возможным конфигурациям поля. Очевидно, что не исключены и другие модели или допущения, но все они могут изменить оценку величины поля не более чем вдвое.

При величине поля в 5γ плотность его энергии $B^2/8\pi$ составляет около 10^{-10} эрг/см³, что приблизительно в 50 раз меньше плотности энергии плазмы. Это является необходимым условием возможности переноса солнечных полей плазмой в межпланетном пространстве (см. приложение А).

Резюмируя сказанное, можно отметить, что данные Маринера 2, полученные в магнитно-спокойные периоды, согласуются с предположением о существовании крупномасштабного поля, вытянутого почти от западного края Солнца до расстояний по крайней мере 1 а. е. В среднем межпланетное поле ограничено плоскостью эклиптики и составляет угол $\sim 45^\circ$ с радиусом-вектором от Солнца. Средняя напряженность поля оценивается примерно в $5\gamma^*$.

Эти свойства поля довольно хорошо подтверждают теоретическую модель Паркера. В течение нескольких месяцев единственные явные изменения поля были связаны с переходом от одного полушария поля были связаны с переходом от одного полушария к другому. Этот факт свидетельствует об отсутствии магнитных петель, при которых следовало бы ожидать (рис 9,) частой смены направления поля в течение указанного периода времени. Однако окончательное суждение об этом, особенно для периодов магнитных бурь или ливней космических частиц, может быть получено только после более тщательного изучения данных.

Поразительным результатом, полученным по данным Маринера 2, является вывод о существовании значительных нерегулярностей,

наложенных на спиральное межпланетное поле. Рис. 10 является попыткой представить возмущенное спиральное поле, которое было совместимо с выводами работы [52] о "шероховатой" структуре поля, влияющего на траектории высокоэнергичных(рис 10) частиц.

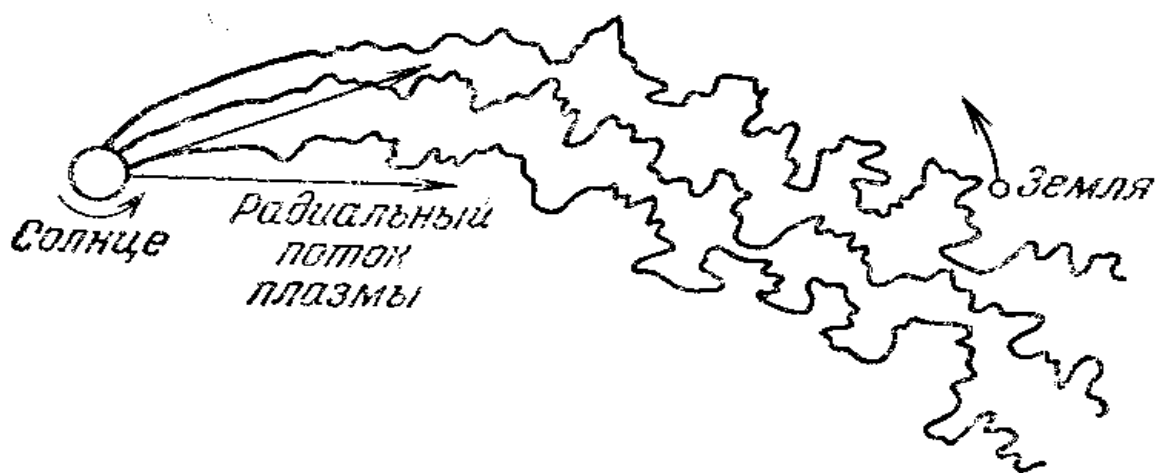


Рис. 10. Возмущенное спиральное межпланетное магнитное поле. Один из концов силовых линий скреплен с Солнцем. В каждой данной точке нерегулярности могут привести к значительному отклонению направления поля от угла наклона потока плазмы по отношению к радиусу – вектору Солнца. Данная конфигурация поля, по – видимому, совместима с результатами, полученными на Маринере 2.

Он свидетельствует также о трудности выявления спиральности поля, если период наблюдений не превышает по крайней мере нескольких дней, что подтверждается также анализом данных Эксплорера 10.

Происхождение нерегулярностей межпланетного поля-вопрос исключительной важности и сложности. Об этом высказано очень много теоретических предположений, которые пытаются объяснить как появление таких нерегулярностей в солнечно-межпланетных плазме и полях, так и влияние таких нерегулярностей на движение высокоэнергичных частиц, захват и ускорение частиц в магнитном поле Земли, развитие магнитных бурь и полярных сияний. В связи с этим в

следующем разделе обсуждается динамика межпланетной среды, во многом зависящая от существования крупномасштабного межпланетного поля.

3 – Глава. Об механизме ускорения галактические космических лучей.

Построение количественной теории происхождения космических лучей предполагает знание того, где они ускоряются, какой именно процесс приводит к появлению частиц высоких энергий, почему в широком диапазоне энергий имеет место степенная зависимость их концентрации от энергии (см. гл. 2), почему плотность энергии космических лучей сравнима с плотностью магнитной и полной (кинетическая плюс тепловая) энергий межзвездной среды.

В настоящее время достигнута определенная ясность в понимании как последнего вопроса, сводящегося к условию удержания космических лучей в межзвездных магнитных полях (см. гл. 1), так и первого - вопроса об источниках. В галактических моделях источники, среди которых основными, вероятно, являются сверхновые звезды [1-4], характеризуются интенсивными движениями среды и присутствием заметных магнитных полей. Вместе с тем, как известно, в переменных магнитных полях возбуждаются индукционные электрические поля, ускоряющие заряженные частицы.

К сожалению, приходится констатировать, что все еще отсутствует развитая модель ускорения космических лучей, позволяющая выбрать среди многих возможных механизмов ускорения основные и связывающая процессы в конкретных астрономических объектах с данными наблюдений космических лучей в солнечной системе. Причина этого состоит как в сложности проблемы, предполагающей существование развитой теории сильно неравновесной плазмы, так и, не в последнюю очередь, в специфических особенностях астрофизики. Здесь имеется в виду огромное разнообразие наблюдательных данных, которое продолжает увеличиваться. Стоит упомянуть об открытии только за

время, прошедшее после входа в свет книги [1], квазаров и пульсаров, переменных рентгеновских и гамма – источников. Другая хорошо известная сложность изучения явлений в космосе состоит в значительной неопределенности в знании условий для тех или иных астрофизических объектов и трудности конкретизации протекающих в них физических процессов.

Имеющиеся данные свидетельствуют о присутствии большого количества частиц высоких энергий (электронов и ядер) в весьма различных по типу космических объектах. Эти частицы заметны по их нетепловому излучению в широком диапазоне длин волн. Существенное разнообразие условий и процессов, имеющих в космосе, приводит к выводу о действии многочисленных механизмов ускорения энергичных частиц.

Этот вывод относится, в частности, к таким достаточно хорошо изученным процессам, как ускорение частиц в радиационных поясах Земли [5] и Юпитера [6], появление быстрых частиц во время магнитосферных суббурь [7], в межпланетном пространстве [8] и во время солнечных вспышек [9]. В продолжении наиболее мощных солнечных вспышек генерируются солнечные космические лучи с энергиями до $10^{10} \div 10^{11}$ эВ [9] – сравнимыми с энергией галактических космических лучей.

Интерпретация нетеплового оптического и радиоизлучения, излучения в ультрафиолетовом, рентгеновском и гамма- диапазонах свидетельствует о том что в нашей Галактике энергичные частицы генерируются в окрестности молодых систем и в магнитосферах пульсаров. Среди внегалактических объектов наиболее впечатляюще ускорение частиц в квазарах, ядрах активных галактик и в протяженных выбросах из радиогалактика.

Для объяснение генерации быстрых частиц в перечисленных выше случаях привлекаются разные типы ускорения : механизм бетатронного ускорения [10], возникновение электростатических двойных слоев [11] , возбуждение сильных индукционных электрических полей в процессах презамыкания магнитных силовых линий [12], регулярное и статистическое ускорение на фронтах ударных волн [13-17], набор энергии при взаимодействии с высокочастотной и низкочастотной плазменной турбулентностью [18] . При этом появление ускоренных частиц связано с хорошо известной способностью неравновесной плазмы эффективно передавать энергию малой доле частиц. В результате взаимодействия с турбулентностью эффективно набирают энергию частицы, находящиеся в резонансе с турбулентными пульсациями. В процессах магнитного пересоединения или при возникновении двойных слоев крупномасштабное распределение электрических токов и гидродинамических течений плазмы приводит к возникновению сильных электрических полей, в которых происходит ускорение частиц, в относительно малых объемах и в течение коротких промежутков времени.

В света сказанного выше очевидно, что вопрос об ускорении космических лучей выходит за рамки проблемы происхождения частиц высоких энергий, наблюдаемых у Земли, и представляет собой часть более общей проблемы ускорения заряженных частиц в космосе.

Ниже обсуждаются наиболее вероятные механизмы ускорения космических лучей с энергией $E < 10^{17}$ эВ . Космические лучи сверхвысоких энергий ($E > 10^{17}$ эВ) рассматриваются в гл. 5.

§ 3.1 Основные типы ускорения. Проблема инжекции.

Ускорение заряженных частиц в космосе имеет электромагнитную природу. Оно связано с относительно медленным изменением энергии

частиц в статических или переменных электрических \vec{E} и магнитных \vec{H} полях. Это изменение равно работе, производимой электрическим полем вдоль траектории частицы:

$$\Delta E = Ze \int (\vec{u} \cdot \vec{v}) dt = Ze \int \vec{E} \cdot d\vec{l}.$$

Все механизмы ускорения можно подразделить на два вида: регулярное ускорение, при котором среднее электрическое поле отлично от нуля:

$$\langle \vec{E} \rangle \neq 0.$$

и ускорение стохастического типа, при котором

$$\langle \vec{E}_1 \rangle = 0, \quad \langle \vec{E}_2 \rangle \neq 0.$$

т.е. среднее электрическое поле равно нулю, а среднее от квадрата поля отлично от нуля.

В первом случае происходит регулярное изменение энергии частицы. В зависимости от знака (9.1) она монотонно увеличивается или уменьшается. Во втором случае со временем возрастает средний квадрат приращения энергии. Эволюция распределения частиц представляет собой при этом диффузию в пространстве импульсов с коэффициентом диффузии, выражающимся через корреляционную функцию флуктуирующих полей.

Электрические и магнитные поля зависят в свою очередь от распределения зарядов и токов. Отсюда следует, что задача о нахождении энергетического спектра ускоренных частиц должна решаться совместно с определением самосогласованных регулярных и турбулентных полей в плазме. Исключение составляет предел, когда быстрых частиц относительно мало, так что можно пренебречь влиянием их токов и зарядов и рассматривать движение частиц в

заданных внешних электрическом и магнитном полях. В таком приближении пробных частиц задача существенно упрощается. Возможность такого упрощения связана с тем, что в плазме часто могут ускоряться не все частицы, а только малая доля. Последнее может быть обусловлено, например, пороговым характером действия механизма ускорения, при котором энергию набирают частицы с энергиями, большими некоторого критического значения. Эта критическая энергия носит название энергии инъекции.

§ 3.2 Некоторые замечания об ускорении космических лучей в оболочках сверхновых.

Как неоднократно отмечалось в этой книге (см. гл. 1,2,3), взрывы сверхновых являются наиболее вероятными источниками космических лучей в Галактике. В пользу этого предположения свидетельствуют оценки возможной доли энергии взрыва сверхновой, трансформирующейся в космические лучи [1], а также радиоастрономические данные, из которых следует вывод о наличии большого количества релятивистских частиц в оболочках сверхновых.

Известно, что одних энергических оценок недостаточно, чтобы уверенно идентифицировать природу источников основной доли космических лучей с энергиями по крайней мере до 10^{15} эВ. Например, энергетическим требованиям, предъявляемым к возможным источникам, удовлетворяет предположение об ускорении космических лучей в магнитосферах пульсаров (см. [142] и гл. 5). Обсуждаются модели, в которых предполагается, что существенную роль играют двойные звездные системы [101]. Все перечисленные модели относятся к моделям, для которых время ускорения (t_{acc}) намного меньше времени выхода космических лучей из Галактики (T). К таким моделям можно отнести и предположенную в [165] теорию двух стадий ускорения. В этой теории предполагается, что на первой стадии быстрые частицы инжектируются в

межзвездную среду во время вспышек на молодых O, B-звездах. Вторая стадия ускорения, на которой эти частицы “доускоряются” до энергий космических лучей, может быть обусловлена вспышками сверхновых.

Вместе с тем в литературе обсуждаются модели межзвездного ускорения, в которых времена ускорения и выхода из Галактики одного порядка ($t_{acc} \approx T$) [22, 166]. Интерес к ускорению в межзвездной среде увеличился в последнее время по двум причинам. Во-первых, это связано с развитием теории ускорения частиц на фронтах ударных волн а, во-вторых, с выяснением того факта, что ударные волны от сверхновых могут распространяться по межзвездной среде на большие расстояния [167, 168] (см. также гл.2). Теория межзвездного ускорения встречается с рядом трудностей, которые обсуждаются в гл. 3,8(см. также [169-171]), поэтому ускорение в компактных источниках представляется наиболее предпочтительным.

Среди упомянутых выше моделей ускорения в компактных источниках наибольшее развитие к настоящему времени получила теория ускорения частиц в оболочках сверхновых, поэтому мы ограничимся только ее обсуждением.

Приведем здесь некоторые необходимые сведения об эволюции и строении оболочек сверхновых (см. [65-67, 172-174]).

Во время взрывов сверхновых II типа (именно сверхновые II типа представляются наиболее вероятными источниками космических лучей) выделяется энергия порядка $E_{tot} = 10^{51}$ эрг. Частота вспышек сверхновых может быть оценена как 1/30 лет. Существенно то, что в сверхновых II типа основная доля энергии выделяется в форме кинетической энергии вещества. Из оценки необходимой мощности источников в Галактике (3.67) следует, что в космические лучи должно преобразовываться порядка 2 % от энергии сверхновой.

На начальной стадии эволюции оболочки сверхновой образуется система газодинамических разрывов [66, 67, 17] (рис. 9.22). Численному и аналитическому исследованию возникающего течения посвящены работы [174-177]

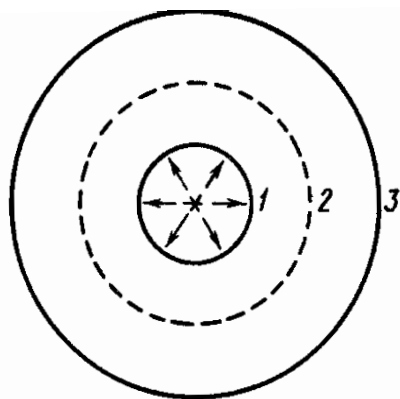


Рис. 9.22. Поверхности разрыва, возникающие при вспышке сверхновой. Ударные волны распространяются по околозвездной среде (3) и по веществу, выброшенному из звезды (1). Поверхность контактного разрыва (2) разделяет вещество, выброшенное из звезды, и околозвездную плазму.

(см. также цитированную там литературу). Выброшенное из звезды вещество массой $M_0 \approx 3M_\odot$ тормозится во внутренней ударной волне. По околозвездному газу распространяется вторая ударная волна. Вещество, выброшенное из звезды, отделено от околозвездного газа контактным разрывом. Такой разрыв неустойчив. В его окрестности может развиваться неустойчивость Релея – Тейлора [175], которая может быть одной из причин турбулизации вещества в оболочке сверхновой.

Масса межзвездного вещества, увлекаемая расширяющейся оболочкой, растет со временем. На той стадии, когда масса вовлеченного в движение межзвездного газа становится намного больше M_0 – массы вещества, выброшенного из звезды, распространение внешней на рис. 9.22 ударной волны описывается автомодельным решением [178, 65]. Радиус ударной волны R связан со значением выделившейся при взрыве энергии E_{tot} и плотностью газа p_0 соотношением

$$R = 1,51 (E_{\text{tot}}/p_0)^{1/5} t^{2/5} = 5/2 Vt.$$

Здесь V – скорость волны, которая уменьшается со временем: $V \sim t^{-3/5}$.

Когда радиационные потери становятся существенными, закон расширения оболочки меняется. Газ, пересекая фронт ударной волны, охлаждается и его плотность увеличивается. В приближении “снежного плуга” получается уравнение, определяющее зависимость $R(t)$:

$$\frac{d}{dt} M(t) \frac{dR}{dt} = 4\pi R^2 P,$$

Где масса остатка сверхновой и давление газа внутри него равны: $M = 4/3\pi R^3 \rho_0$ и $P = (\kappa - 1) E_T \cdot 3 / (4\pi R^3)$. Здесь внутренняя энергия газа связана с давлением и радиусом оболочки уравнением $E_T = -4\pi R^2 P R$. Отсюда следует асимптотическая зависимость радиуса оболочки от времени [168] (подробнее см. [179]): $R \sim t^{2/7}$.

Ускорение космических лучей может, в принципе, происходить на различных стадиях эволюции сверхновой. На ранней стадии оболочка может иметь релятивистские скорости [60, 61]. Однако эта модель, как отмечалось выше, встречается с определенными трудностями (гл. 5 и § 4 данной главы). Если после взрыва сверхновой остается пульсар, то в его магнитосфере также возможно ускорение частиц (см. гл. 5). В молодых оболочках сверхновых с возрастом порядка сотен лет, вероятно, роль играет статистическое ускорение частиц в турбулентной плазме [180]. Источником турбулентности в молодых оболочках может быть, например, неустойчивость контактного разрыва [175] и генерация турбулентности на фронтах бесстолкновительных ударных волн. Набор энергии частицами в окрестности сильных бесстолкновительных ударных волн также обсуждается как один из вероятных механизмов ускорения при взрывах сверхновых. В том случае, когда оболочка сверхновой образуется в результате магнитоационного взрыва [104, 181], важную роль должны играть процессы магнитного перезамыкания, которые сопровождаются ускорением частиц. Генерация быстрых частиц при перезамыкании

магнитных силовых линий может быть по аналогии с солнечными вспышками основным механизмом ускорения при вспышках на O, B-звездах в модели двух стадий ускорения космических лучей [165].

Максимальная энергия быстрых частиц в оболочке сверхновой может быть найдена на основании известного сравнения ларморовского радиуса частицы $r_H = pc / eH$ с радиусом оболочки R. Для типичных значений магнитного поля $H \approx 10^{-4}$ Э и $R \approx 10^{19}$ см имеем $E_{max} \approx 10^{17}$ эВ.

§ 3.3 Регулярное ускорение частиц.

Простейшим примером регулярного ускорения является ускорение является ускорение частиц в постоянном электрическом поле. Энергия инжекции в этом случае определяется кулоновскими потерями или потерями при взаимодействии с плазменной турбулентностью. Ее значение приводится в конце данного параграфа, где также обсуждается вопрос о количестве ускоренных частиц. Здесь мы ограничимся замечанием о том, что возбуждение сильных регулярных электрических полей в космической плазме обычно затруднено в силу ее высокой электропроводности и требует создания специальных условий. Например, сильные электрические поля могут возникать в процессах магнитного перезамыкания (см. 5-настоящей главы).

Другим примером действия регулярного механизма ускорения является бетатронное ускорение в слабо нестационарных магнитных полях. Этот механизм одним из первых обсуждался в связи с проблемой появления быстрых частиц в космосе. Приращение энергии частицы в этом случае связано с действием индукционных электрических полей, возникающих при изменении магнитного поля. Зависимость энергии от времени может быть определена из условия сохранения адиабатического инварианта e .

Здесь p_{\perp} — перпендикулярная магнитному полю составляющая импульса частицы.

Бетатронный механизм привлекается для объяснения ускорения частиц в магнитосфере Земли [10] и увеличения энергии релятивистских электронов в космических лучах при взаимодействии с оболочками сверхновых на поздней стадии их эволюции [21].

Следующий пример регулярного механизма ускорения был предложен Ферми [22]. Было рассмотрено взаимодействие заряженной частицы с ансамблем магнитогидродинамических возмущений конечной амплитуды, который представлял в виде множества хаотически движущихся магнитных облаков. Предполагалось, что средняя скорость движения этих облаков u порядка значения альфвеновской скорости

$$v_a = H / \sqrt{4 \pi n m_i} .$$

Взаимодействие заряженной частицы с неоднородностями магнитного поля трактуется в этой модели как упругое столкновение с движущимся облаком. Как было отмечено в [2], магнитное поле в такого рода процессах может играть вспомогательную роль, обеспечивая при соударениях передачу ускоряемой частице доли кинетической энергии движущегося газа. При этом скорость неоднородностей u может намного превышать значение альфвеновской скорости v_a

Столкновение может быть объяснено отражением частицы от области более сильного магнитного поля (рис. 9.1) или движением частицы вдоль искривленной силовой линии магнитного поля (рис. 9.2). В обоих случаях отношение значения энергии после столкновения E_2 к начальному значению энергии E_1 равно [22]

$$\frac{E_2}{E_1} = \frac{1 + 2(u \cdot \vec{v})/c^2 + u^2/c^2}{1 - u^2/c^2}.$$

Здесь u – скорость облака, \vec{v} – скорость частицы.

Пусть области сильного поля движутся относительно друг друга (см. рис. 9.1). Если движение происходит достаточно медленно по сравнению с периодом продольных колебаний частицы между магнитными пробками, то сохраняется второй адиабатический инвариант

$$J_{\parallel} = \oint p_{\parallel} dl = \text{const} \approx p L.$$

Отсюда и из (9.4). пренебрежении членами порядка u^2/c^2 скорости изменения энергии и импульса частицы равны

$$\frac{dE}{dt} = -2 \frac{(u \cdot \vec{v})v}{lc^2} E, \quad \frac{dp}{dt} = -\frac{p}{L} \frac{dL}{dt} = -\frac{2u}{l} p.$$

Через $u = L/2$ обозначена скорость движения магнитного облака; $l \approx L$ – длина свободного пробега, которая в общем случае может зависеть от энергии частицы, напряженности магнитного поля и его структуры; частота столкновений с облаками порядка v/l . Выражения (9.6) показывают, что темп ускорения \dot{E}/E пропорционален первой степени скорости движения магнитных неоднородностей u .

Рассмотренные механизмы ускорения - бетатронный и регулярный механизм Ферми полностью обратимы. Для того чтоб частицы в квазипериодических магнитных полях приобретали энергию, необходимо присутствие процессов, приводящих к необратимости. Таким процессом может быть изотропизация частиц, например, на совокупности магнитогидродинамических (МГД) ударных волн в плазме или при взаимодействии с коллективными возбуждениями

относительно малой амплитуды [22-24]. В применении к бетатронному механизму такой тип ускорения носит название магнитной накачки [1,20].

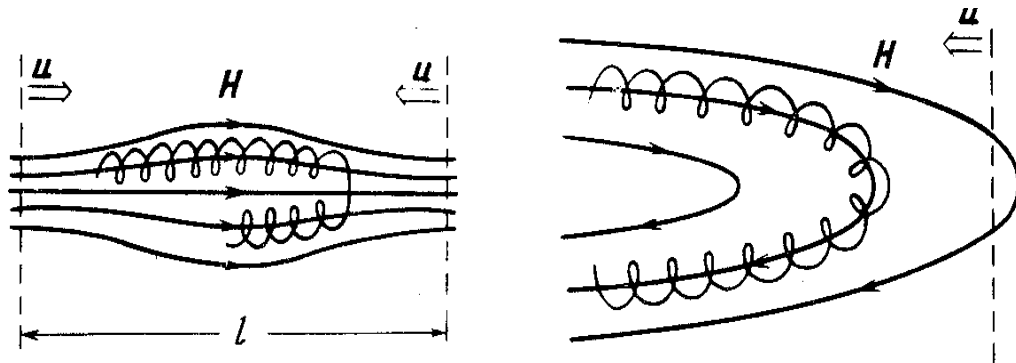


Рис. 9.1. Отражение заряженной частицы от области более сильного магнитного поля (отражение типа А по терминологии статьи [22]). В зависимости от знака скорости u происходит ускорение или замедление. Изображен случай, когда частица "заперта" между двумя магнитными зеркалами. Эффективный размер ловушки l равен длине свободного пробега между столкновениями с магнитными неоднородностями.

Рис. 9.2. Отражение типа В (по терминологии работы [22]) возникает при движении частицы в искривленном магнитном поле.

Если частица находится в нестационарных магнитных полях, меняющихся квазипериодическим образом с частотой Ω , много меньшей циклотронной ω_H ($\Omega \ll \omega_H$), то в силу (9.3) меняется перпендикулярная составляющая импульса $P_{\perp}^2(t) = \mu H(t)$. В результате столкновений с эффективной частотой v_{eff} происходит изотропизация частиц по импульсам. Пусть столкновения упругие, т.е. абсолютная величина импульса p не меняется, а его составляющие равны $p_{\perp}^2 = 2p^2/3$, $p_{\parallel}^2 = p^2/3$. При достаточно редких столкновениях ($v_{eff} \ll \Omega$) результирующее за время $\sim v_{eff}^{-1}$ изменение импульса порядка $\Delta p \approx p (\Delta H/H)$. Амплитуда вариаций магнитного поля равна ΔH . Если время между столкновениями меньше периода изменения магнитного поля ($v_{eff} \gg \Omega$), то за время v_{eff}^{-1} приращение импульса порядка $\Delta p \approx p (\Delta H \Omega / H v_{eff})$. В результате скорость изменения среднего

квадрата импульса с точностью до коэффициентов порядка единицы может быть оценена так:

$$\left\langle \frac{\Delta p \Delta p}{\Delta t} \right\rangle \approx p^2 \left\langle \left(\frac{H}{H} \right)^2 \right\rangle \frac{1}{v_{eff}}, \quad v_{eff} \gg \Omega,$$

$$\left\langle \frac{\Delta p \Delta p}{\Delta t} \right\rangle \approx p^2 \left\langle \left(\frac{H}{H} \right)^2 \right\rangle \frac{v_{eff}}{\Omega^2}, \quad v_{eff} \ll \Omega.$$

Максимум темпа ускорения достигается при $v_{eff} \approx \Omega$ [20].

В среде с изотропно распределенными по скоростям магнитными неоднородностями регулярное ускорение типа (9.6) отсутствует, но возможно действие статистического ускорения Ферми [22]. В результате взаимодействия с хаотически движущимися магнитными облаками возможно как приобретение энергии при встречных столкновениях, так и ее потеря при догоняющих столкновениях. Вероятности встречных и догоняющих столкновений в модели, соответствующей магнитной конфигурации, изображенной на рис. 9.2, равны $[(u^* \vec{V}) + u^2]/2 (u^* \vec{V})$ и $[(u^* \vec{V}) - u^2]/2 (u^* \vec{V})$. Усредняя выражение (9.5), с точностью до членов порядка u^2/c^2 получим среднее значение приращения энергии

$$\Delta E \approx 4 (u^2/c^2) E.$$

Средние скорости изменения энергии и импульса равны

$$dE/dt = 4 (u^2 v/c^2 l) E, \quad dp/dt = 4 (u^2/c^2 l) E (p).$$

Сравнение этого выражения с (9.6) показывает, что темп статистического ускорения в u/v раз меньше, чем темп регулярного.

Наблюдаемые степенные спектры космических лучей могут быть объяснены в рамках рассмотренных механизмов, если предположить, что

существует характерное время T , в течение которого частицы находятся в области ускорения [22]. Скорость набора энергии, как это следует из (9.6) и (9.9), можно записать в виде

$$dE/dt = \alpha E - \beta E,$$

где темп ускорения α равен $2uv^2/c^2l$ и $4u^2v/c^2l$ для регулярного и статистического механизма, соответственно. Здесь также учтено возможное влияние энергетических потерь $\dot{E} = -\beta E$. Частицы покидают данный энергетический интервал dE как за счет изменения энергии с характерным временем $(\alpha - \beta)^{-1}$, так и из-за выхода из области ускорения. Для скорости изменения концентрации быстрых частиц можно записать уравнение

$$dN/dt = -(\alpha - \beta)N - N/T.$$

Из уравнений (9.10) и (9.11) следует, что энергетический спектр имеет степенной вид:

$$N(E) = KE^{-\gamma}, \quad \gamma = 1 + 1/[(\alpha - \beta)T].$$

Необходимо отметить, что степенной спектр (9.12) с постоянным показателем γ имеет место только при не зависящем от энергии отношении времени набора энергии $(\alpha - \beta)^{-1}$ к времени выхода из режима ускорения T , т.е. при $(\alpha - \beta)T = \text{const}$. В общем случае это условие может не выполняться.

Как известно, рассматриваемые выше механизмы ускорения были предложены в [22] в связи с обсуждением возможности ускорения космических лучей в межзвездной среде. Модель межзвездного ускорения встречается с рядом трудностей [1] (см. также гл. 8). В работах [1 – 4] было указано, что наиболее вероятными источниками

космических лучей являются сверхновые и новые звезды. В качестве механизма ускорения частиц в этих объектах предлагался статистический механизм набора энергии при взаимодействии с хаотически движущимися неоднотиями.

Заключение

На основе вышеизложенного можно сделать следующие выводы:

- 1). Отмечено, что первый механизм ускорения галактических космических лучей, предложен ЭНРИКО ФЕРМИ для протонов хаотически сталкивающихся с магнитными облаками и межзвездной средой.
- 2). Показано, что механизм ускорения галактических космических протонов и ядер ударной волной оболочках сверхновых наиболее эффективен.
- 3). Отмечено, что ускорение галактических космических лучей происходит в уникальном астрофизическом объекте, который отвечает за синтез тяжелых ядер (тяжелее гелия) действительно присутствующих в космических лучах.
- 4). Указано, что прямым подтверждением присутствующих ускоренных протонов и ядер служит гамма-излучение с высокой энергией фотонов, возникающих в результате распада нейтральных пионов-продуктов взаимодействия протонов (и ядер) с веществом источника.
- 5). Отмечено, что немаловажную роль в ускорение галактических космических лучей, играет межпланетное магнитное поле, частицы и пылинке сосредоточенное межзвездном пространстве.

Литература

1. Проблемы физика космических лучей. Посвящается памяти академика С.Н. Вернова , Москва, 1987 г.
2. В.С. Мурзин «Введение в физику космических лучей» Москва 1979 г.
3. «Первичное космическое излучение» . Перевод с английского под реакцией Г.Б. Жданова и М.И. Фрадкина. Москва 1965 г.
4. Б. Росси , С. Ольберт «Введение в физику космического пространства», Москва 1974 г.
5. Хаякова С. Физика космических лучей. Москва, 1979 г.
6. «Астрофизика космических лучей» . В.Л. Гинзбурга. Москва 1984 г.
7. Алимов Т.А., Махмудов Б.М. «Галактик космик нурлар». Самарканд 2004 й.
8. Известия Академии наук «Серия физическая», том 57 , Москва 1993 г.
9. Журнал «Космические исследование» , 2008, 2009, 2010 г.
10. Журнал «Известия АН России», 2008, 2009, 2010 г.
11. Журнал «Геомагнетизм и аэрономия», 2008, 2009, 2010 г.