

УДК 524.1

В. Г. Кривдик

Київський національний університет імені Тараса Шевченка  
03680 Київ, вул. Глушкова 2/1**Космічні промені у центральних областях активних галактик**

*Розглядається прискорення заряджених частинок на неоднорідностях магнітного поля в активних областях галактик внаслідок механізму Фермі. Показано, що у рамках цієї моделі найбільш ефективно будуть прискорюватися релятивістські частинки. Прискорення нерелятивістських частинок за рахунок цього механізму можливе лише в ядрах із дуже великою кількістю неоднорідностей, тобто при умові їхньої сильної турбулізації. Досліджено умови для прискорення заряджених частинок у активних ядрах галактик на різних стадіях еволюції.*

*КОСМИЧЕСКИЕ ЛУЧИ В ЯДРАХ АКТИВНЫХ ГАЛАКТИК, Кривдик В. Г. — Рассматривается ускорение заряженных частиц в активных областях галактик вследствие механизма Ферми. Показано, что в рамках этой модели наиболее эффективно будут ускоряться релятивистские частицы. Ускорение нерелятивистских частиц вследствие этого механизма возможно только в ядрах с очень большим количеством неоднородностей, то есть при условии их сильной турбулизации. Исследованы условия для ускорения заряженных частиц в активных ядрах галактик на разных стадиях их эволюции.*

*COSMIC RAYS IN CENTRAL REGIONS OF ACTIVE GALAXIS, by Kryvdyk V. H. — The acceleration of charged particles in active galactic nuclear is considered by means of Fermi mechanism. It is shown that the most efficiently will be accelerate the relativistic particles. The acceleration of nonrelativistic particles by means of this mechanism it is passable only in nuclear from the very great number of nonuniformity that is on the assumption of their strong turbulization. The conditions for the acceleration of charged particles in the active galactic nuclear are investigated.*

**ВСТУП**

Ядра активних галактик (ЯАГ) вважаються одними із основних джерел космічних променів високих енергій. На даний час розроблено декілька моделей прискорення заряджених часток та їхнього нетеплового випромінювання в ЯАГ. У деяких із них [6, 12, 18] розглядається прискорення заряджених часток у надсильному (1–10 МТл) магнітному полі чорної

дірки, яка розташована у ядрі галактики. Другий тип моделей [5, 7—11, 13—17] базується на механізмах прискорення заряджених частинок на фронтах ударних хвиль, які виникають внаслідок вибухів у ЯАГ. Ці ударні хвилі розширюються від центрів галактик із швидкістю від десятків до сотень тисяч кілометрів за секунду. Такі великі швидкості руху обумовлені дуже потужними вибухами у ЯАГ, при яких може звільнитися енергія  $E \approx 10^{48} \dots 10^{49}$  Дж [3]. Внаслідок вибуху утворюються ударні хвилі, на фронтах яких заряджені частинки можуть прискорюватися до релятивістських енергій. Взаємодіючи з речовиною і магнітними полями, прискорені частинки у свою чергу будуть випромінювати електромагнітні хвилі у всьому діапазоні частот — від радіо- до гамма-діапазону. Це підтверджується прямими астрофізичними спостереженнями, оскільки активні ядра галактик є потужними джерелами нетеплового випромінювання у радіо-, рентгенівському, оптичному та гамма-діапазонах [4—18]. Ядро нашої Галактики теж є потужним джерелом нетеплового електромагнітного випромінювання, що вказує на наявність у ньому частинок із релятивістськими енергіями. Згідно із гіпотезою [2] космічні промені у Галактиці утворились під час вибуху у ядрі Галактики близько  $10^8$  років тому, свідченням чого може бути так званий Північний полярний шпур, який спостерігається як джерело нетеплового радіовипромінювання.

Таким чином, спостереження дають прямі докази прискорення космічних променів у ЯАГ. Для деталізації можливих механізмів прискорення комічних променів дуже важливим є питання про характерний час життя цих променів у областях прискорення, який визначається швидкістю втрат енергії зарядженими частками при їхній взаємодії з речовиною і магнітними полями у цих областях. Саме це питання і буде розглядатися у даній роботі.

#### ДИНАМІКА ЧАСТИНОК У ЯДРАХ АКТИВНИХ ГАЛАКТИК

Будемо вважати, що прискорення часток відбувається у ядрі галактики на фронті ударної хвилі, яка розширюється від центра у радіальному напрямку. Як показують детальні дослідження [4, 5, 7—11, 13—17], прискорення частинок може відбуватися за рахунок статистичного механізму Фермі на неоднорідностях магнітного поля, які виникають внаслідок магнітогідродинамічної турбулентності. При цьому частинки можуть прискорюватися до енергії  $E \geq 10^{19}$  eV і виходити із області прискорення внаслідок дифузії.

Оскільки центральна область активної галактики розширюється, то, крім прискорення, у цій області буде діяти також механізм втрати енергії частинками внаслідок адіабатичного охолодження.

Для змін енергії частинок внаслідок цих двох процесів можна записати вираз

$$\frac{dE}{dt} = \alpha \frac{v}{c} E - \frac{4}{3} \frac{u}{R} E, \quad (1)$$

де  $v$  — швидкість частинки,  $c$  — швидкість світла,  $R$ ,  $u$  — радіус та швидкість розширення області,  $\alpha$  — параметр прискорення, який залежить від характеру взаємодії заряджених частинок із неоднорідностями магнітного поля. Перший член формули (1) взято із монографії [1], другий член отримано із загальновідомої формули для адіабатичного охолодження.

Розглянемо питання, як змінюватиметься енергія заряджених часток із початковою енергією  $E_0$  у активному ядрі галактики із початковим радіусом  $R_0$ , у якому стався вибух у певний момент  $t = 0$ . Розв'язок рівняння (1) для цього випадку буде мати вигляд

$$E_* = R_*^{-4/3} \exp\left(\alpha \frac{v}{c} t\right), \quad (2)$$

де  $E_* = E/E_0$ ,  $R_* = R/R_0$ .

Для прискорення частинок за рахунок зіткнення із магнітними хмарами в активному ядрі галактики величина  $\alpha = u^2/cl = u^2/cv\tau$ . Тут  $l = v\tau$  — довжина вільного пробігу частинок,  $\tau$  — час вільного пробігу. Для сферичних хмар  $l = (4\pi R_c^2 n_c/3)^{-1}$ , де  $n_c$  — концентрація хмар з радіусом  $R_c$  у області прискорення. Для цієї моделі рівняння (2) можна записати

$$E_* = R_*^{-4/3} \exp\left(\frac{u^2}{c^2} \frac{t}{\tau}\right), \quad (3)$$

або

$$E_* = R_*^{-4/3} \exp\left(\frac{u^2}{c^2} \frac{R_c^2}{R^2} \frac{1}{R} N_c v t\right), \quad (4)$$

де  $N_c$  — кількість магнітних хмар у області прискорення із радіусом  $R$  і об'ємом  $V = \frac{4}{3}\pi R^3$ . Оскільки  $u = R/t$ , то

$$E_* = R_*^{-4/3} \exp\left(\frac{uv}{c^2} \frac{R_c}{R} N_c\right), \quad (5)$$

звідки

$$\lg E_* = \frac{1}{2} \frac{u}{c} \frac{v}{c} \left(\frac{R_c}{R}\right)^2 N_c - \frac{4}{3} \lg R_* \quad (6)$$

Виходячи із отриманих результатів, розглянемо, як буде змінюватися енергія заряджених частинок у активному ядрі галактики, де у момент часу  $t = 0$  відбувся вибух, і ударна хвиля поширюється від ядра із швидкістю  $u$ . Радіус ударної хвилі змінюється із часом. Внаслідок поширення цієї ударної хвилі у неоднорідному міжзоряному середовищі навколо ядра виникає область, яка розширюється і містить неоднорідності типу магнітних хмар. Поширюючись у цій області, заряджені частинки будуть прискорюватися внаслідок статистичного механізму Фермі і одночасно втрачати свою енергію внаслідок адиабатичного охолодження. Саме ці два процеси і визначають баланс енергії частинок у активному ядрі галактики. Розглянемо детальніше ці процеси для різних етапів еволюції ядра галактики.

Із виразу (6) випливає, що енергія частинок збільшуватиметься тоді, коли виконується умова  $\lg E_* > 0$ , тобто коли кількість зіткнень частинки із магнітними хмарами буде перевищувати величину

$$N_c > \frac{8}{3} \frac{c}{u} \frac{c}{v} \left(\frac{R}{R_c}\right)^2 \lg R_* \quad (7)$$

Коли ж у області поширення частинок виконується умова  $\lg E_* < 0$ , або

$$N_c < \frac{8}{3} \frac{c}{u} \frac{c}{v} \left(\frac{R}{R_c}\right)^2 \lg R_*, \quad (8)$$

то домінуючим процесом взаємодії заряджених частинок із магнітними хмарами будуть адиабатичні втрати енергії.

При умові  $\lg E_* = 0$  енергія частинок не змінюється. Це виконується тоді, коли кількість зіткнень частинок із магнітними хмарами дорівнює

$$N_c = \frac{8}{3} \frac{c}{u} \frac{c}{v} \left(\frac{R}{R_c}\right)^2 \lg R_* \quad (9)$$

Проаналізуємо отримані співвідношення для частинок із різною енергією на різних етапах еволюції ядра, тобто для різних значень  $R_*$ ,  $R/R_c$ ,  $N_c$  та  $c/u$ . На початкових стадіях після вибуху у активних ядрах галактик характерними є розширення областей із майже релятивістськими швидкостями  $u \approx 0.8$  с. Для того щоб у таких областях відбувалось прискорення заряджених частинок, необхідно, щоб кількість  $N_c$  їхніх зіткнень із магнітними неоднорідностями перевищувала таку величину:

$$N_c > 10 \frac{c}{v} \left( \frac{R}{R_c} \right)^2 \lg R_*. \quad (10)$$

Виберемо для величин на початковій стадії розширення значення  $u \approx 0.8$  с,  $R_* \approx 1.2$ . Для цієї стадії нерівність (10) буде виконуватися при

$$N_c > \frac{c}{v} \left( \frac{R}{R_c} \right)^2. \quad (11)$$

Як бачимо, процес прискорення залежить від швидкості частинок та розмірів магнітних неоднорідностей. Для прискорення нерелятивістських частинок потрібна значно більша кількість зіткнень, ніж для прискорення релятивістських частинок. Ще більш суттєво процес прискорення залежить від розміру неоднорідностей. Найшвидше частинки будуть прискорюватися на неоднорідностях великих масштабів, для яких відношення  $R/R_c$  є малим і відповідно кількість зіткнень, необхідних для прискорення частинок, буде меншою, ніж для неоднорідностей менших масштабів. У табл. 1—3 приведено значення величин  $N_c = (R/R_c)^2(c/v)$  для різних значень  $c/v$  та  $R/R_c$  на початкових стадіях розширення ядра ( $R/R_0 \approx 1.2$ ). Якщо кількість зіткнень частинок із неоднорідностями перевищує значення, вказані у таблицях, то відбувається прискорення частинок, якщо менша — то частинки не можуть прискорюватися, тому що домінуючими будуть адіабатичні втрати енергії.

Таблиця 1. Значення  $N_c$  для частинок із різними швидкостями ( $1 = c/v = 100$ ) на початкових стадіях розширення ядра ( $R/R_0 = 1.1$ ) при зіткненні із великими неоднорідностями ( $1 = R/R_c = 2.0$ )

$c/v$	$R/R_c$										
	1.0	1.1	1.2	1.3	1.4	1.5	1.6	1.7	1.8	1.9	2.0
1	0	1	1	1	1	2	2	2	3	3	3
2	1	2	2	3	3	4	4	5	6	6	7
3	2	3	4	4	5	6	7	8	9	10	11
4	3	4	5	6	7	8	9	11	12	13	15
5	4	5	6	8	9	10	12	13	15	17	19
6	5	6	8	9	11	12	14	16	18	20	22
7	6	8	9	11	13	15	17	19	21	24	26
8	7	9	10	12	14	17	19	22	24	27	30
9	8	10	12	14	16	19	21	24	27	30	34
10	9	11	13	16	18	21	24	27	30	34	38
20	19	23	27	32	37	42	48	55	61	68	76
30	28	34	41	48	56	64	73	82	92	103	114
40	38	46	54	64	74	85	97	110	123	137	152
50	47	57	68	80	93	107	121	137	154	172	190
60	57	69	82	96	112	128	146	165	185	206	228
70	66	80	96	112	130	150	170	192	216	240	266
80	76	92	109	128	149	171	195	220	247	275	304
90	85	103	123	144	168	193	219	247	277	309	343
100	95	115	137	161	186	214	243	275	308	344	381

Таблиця 2. Значення  $N_c$  для частинок із різними швидкостями ( $1 = c/v = 10$ ) на початкових стадіях розширення ядра ( $R/R_0 = 1.2$ ) при зіткненні із неоднорідностями середніх розмірів ( $1 = R/R_c = 10$ )

$c/v$	$R/R_c$									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	0	3	8	15	23	34	46	60	77	95
2	1	7	17	30	47	68	93	121	154	190
3	2	11	25	45	71	102	140	182	231	285
4	3	15	34	60	95	137	186	243	308	381
5	4	19	42	76	119	171	233	304	386	476
6	5	22	51	91	142	205	280	365	463	571
7	6	26	60	106	166	240	326	426	540	667
8	7	30	68	121	190	274	373	487	617	762
9	8	34	77	137	214	308	420	548	694	857
10	9	38	85	152	238	343	467	609	772	953
20	19	76	171	304	476	686	934	1219	1544	1906
30	28	114	257	457	714	1029	1401	1829	2316	2859
40	38	152	343	609	953	1372	1868	2439	3088	3812
50	47	190	428	762	1191	1715	2335	3049	3860	4765
60	57	228	514	914	1429	2058	2802	3659	4632	5718
70	66	266	600	1067	1667	2401	3269	4269	5404	6671
80	76	304	686	1219	1906	2744	3736	4879	6176	7624
90	85	343	772	1372	2144	3088	4203	5489	6948	8577
100	95	381	857	1524	2382	3431	4670	6099	7720	9531

Таблиця 3. Значення  $N_c$  для частинок із різними швидкостями ( $1 = c/v = 10$ ) на початкових стадіях розширення ядра ( $R/R_0 = 1.2$ ) при зіткненні із неоднорідностями малих масштабів ( $10 = R/R_c = 100$ )

$c/v$	$R/R_c$									
	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100
1	95	381	857	1524	2382	3431	4670	6099	7720	9531
2	190	762	1715	3049	4765	6862	9340	12199	15440	19062
3	285	1143	2573	4574	7148	10293	14010	18299	23160	28593
4	381	1524	3431	6099	9531	13724	18680	24399	30880	38124
5	476	1906	4288	7624	11913	17155	23350	30499	38600	47655
6	571	2287	5146	9149	14296	20586	28021	36599	46320	57186
7	667	2668	6004	10674	16679	24018	32691	42698	54040	66717
8	762	3049	6862	12199	19062	27449	37361	48798	61760	76248
9	857	3431	7720	13724	21444	30880	42031	54898	69481	85779
10	953	3812	8577	15249	23827	34311	46701	60998	77201	95310
20	1906	7624	17155	30499	47655	68623	93403	121997	154402	190620
30	2859	11437	25733	45748	71482	102934	140105	182995	231603	285930
40	3812	15249	34311	60998	95310	137246	186807	243994	308804	381240
50	4765	19062	42889	76248	119137	171558	233509	304992	386006	476550
60	5718	22874	51467	91497	142965	205869	280211	365991	463207	571861
70	6671	26686	60045	106747	166792	240181	326913	426989	540408	667171
80	7624	30499	68623	121997	190620	274493	373615	487988	617609	762481
90	8577	34311	77201	137246	214447	308804	420317	548986	694811	857791
100	9531	38124	85779	152496	238275	343116	467019	609985	772012	953101

## ВИСНОВКИ

Із отриманих результатів випливає, що для прискорення нерелятивістських частинок на маломасштабних неоднорідностях необхідна дуже велика кількість зіткнень із магнітними неоднорідностями (тисячі і більше зіткнень). Це накладає дуже серйозні умови для областей прискорення, які повинні бути дуже сильно турбулізовані і містити дуже велику кількість магнітних неоднорідностей. Більш ефективними для прискорення частинок є крупно-

масштабні неоднорідності, на яких прискорення частинок відбувається значно швидше. Із таблиць видно, що для прискорення частинок на крупномасштабних неоднорідностях потрібна значно менша кількість взаємних зіткнень. Отримані дані вказують на серйозні проблеми із початковим прискоренням частинок до релятивістських енергій за рахунок механізму Фермі при їхньому зіткненні із неоднорідностями магнітного поля у активних областях галактик. Для ефективного прискорення нерелятивістських частинок таким механізмом необхідно, щоб у областях прискорення були утворені тисячі неоднорідностей, тобто середовище було дуже сильно турбулізоване. Сучасні спостереження активних областей галактик не дають підстав однозначно зробити такий висновок. Більш ефективно нерелятивістські частинки прискорюються при зіткненні із крупномасштабними неоднорідностями, розміри яких сумірні із розмірами всієї області прискорення (див. табл. 1). Але і в цьому випадку для прискорення частинок кількість їхніх зіткнень із магнітними неоднорідностями повинна досягати від кількох десятків до сотень у залежності від енергії.

Для релятивістських частинок механізм Фермі більш ефективний, оскільки для прискорення частинок необхідна значно менша кількість зіткнень із неоднорідностями. Так, режим прискорення для релятивістських частинок настає вже при декількох зіткненнях із крупномасштабними неоднорідностями (див. табл. 1). Для прискорення на неоднорідностях середніх масштабів кількість зіткнень повинна перевищувати кілька десятків (табл. 2), а для неоднорідностей малих масштабів — кілька сотень (табл. 3).

Отримані результати дають нам підставу зробити висновок, що прискорення нерелятивістських частинок внаслідок механізму Фермі при зіткненні із неоднорідностями магнітного поля в активних ядрах галактик стикається із серйозними труднощами, оскільки ефективним цей механізм може бути лише при наявності великої кількості неоднорідностей у області прискорення. Цей механізм буде більш ефективним для прискорення частинок, які вже початково мають досить високу енергію. Можна припустити, що цю початкову енергію частинки набувають у момент вибуху у активному ядрі галактики, у яких спостерігаються джети, що мають майже релятивістські швидкості. Надалі релятивістські частинки, що поширюються у турбулізованому в результаті вибуху середовищі, можуть прискорюватися за рахунок механізму Фермі на неоднорідностях магнітного поля.

1. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей. — М.: Изд-во АН СССР, 1963.—384 с.
2. Птускин В. С., Хазан Я. М. Галактический центр и происхождение космических лучей // Астрон. журн.—1981.—58, № 5.—С. 959—960.
3. Allen H. T., Darchy B. F., Lanque R. Radio observations of neutral hydrogen in four Seyfert galaxies // Proc. IAU Symp. N 44 "External galaxies and quasi-stellar objects" (Uppsala, 10—14 August 1970). — Dordrecht: Reidel, 1972.—P. 269—288.
4. Dermer C. D., Humi M. Adiabatic losses and stochastic particle acceleration in gamma-ray burst blast waves // Astrophys. J.—2001.—556, N 1.—P. 479—493.
5. Iwamoto S. Wien fireball model of relativistic outflows in active galactic nuclei // Astrophys. J.—2004.—601, N 1.—P. 78—89.
6. Kardashev N. S. Active galactic nuclei and pulsars as cosmic ray sources // Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.—2001.—326, N 3.—P. 1122—1126.
7. Kirk J. G., Rieger F. M., Mastichiadis A. Particle acceleration and synchrotron emission in blazar jets // Astron. and Astrophys.—1998.—333, N 2.—P. 452—458.
8. Meszaros P. Theories of gamma-ray bursts // Annu. Rev. Astron. and Astrophys.—2002.—40.—P. 137—169.
9. Ostrowski M. Acceleration of ultra-high energy cosmic ray particles in relativistic jets in extragalactic radio sources // Astron. and Astrophys.—1998.—335, N 1.—P. 134—144.

10. *Pelletier G., Kersal E.* Acceleration of UHE cosmic rays in gamma-ray bursts // *Astron. and Astrophys.*—2000.—**361**, N 2.—P. 788—794.
11. *Pohl M., Schlickeiser R.* On the conversion of blast wave energy into radiation in active galactic nuclei and gamma-ray bursts // *Astron. and Astrophys.*—2000.—**354**, N 1.—P. 395—410.
12. *Rieger F. M., Mannheim K.* Particle acceleration by rotating magnetospheres in active galactic nuclei // *Astron. and Astrophys.*—2000.—**353**, N 2.—P. 473—478.
13. *Schlickeiser R., Dermer C. D.* Proton and electron acceleration through magnetic turbulence in relativistic outflows // *Astron. and Astrophys.*—2000.—**360**, N 2.—P. 789—794.
14. *Schopper R., Lesch H., Birk G. T.* Magnetic reconnection and particle acceleration in active galactic nuclei // *Astron. and Astrophys.*—1998.—**335**, N 1.—P. 26—32.
15. *Vietri M.* The soft x-ray afterglow of gamma-ray bursts: a stringent test for the fireball model // *Astrophys. J.*—1997.—**478**, N 2—P. L9—L12.
16. *Waxman E.* GAMMA-ray-burst afterglow: supporting the cosmological fireball model, constraining parameters, and making predictions// *Astrophys. J.*—1997.—**485**, N 2—P. L15—L18.
17. *Waxman E.* Angular size and emission timescales of relativistic fireballs // *Astrophys. J.*—1997.—**491**, N 2.—P. L19—L22.
18. *Zakharov A. F., Kardashev N. S., Lukash V. N., Repin S. V.* Magnetic fields in AGNs and microquasars // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—2003.—**342**, N 4.—P. 1325—1333.

Надійшла до редакції 28.02.05