

Dowód na prądy elektryczne w plazmie kosmicznej

Anthony Peratt, starszy członek, IEEE

Streszczenie - Wraz z nadejściem pełnych, trójwymiarowych, w pełni elektromagnetycznych symulacji typu cząstka-w-komórce, możliwe stały się badania prądów Birkelanda i pól elektrycznych przyległych do pól magnetycznych w plazmie niedostępnej badaniom bezpośrednim, np w plazmie o rozmiarach galaktycznych.

Potrzeba zastosowania elektromagnetyzmu i fizyki plazmy do problemu radiogalaktyk i formowania się galaktyk wynika z faktu, że wszechświat składa się przede wszystkim z materii w stanie plazmy - wszechświat plazmowy. Ruch plazmy przez słabe pole magnetyczne może prowadzić do powstawania sił elektromotorycznych, energii, która może być przenoszona na ogromne odległości przez prądy Birkelanda. Rozproszenie tej energii w zlokalizowanych regionach może prowadzić do skurczów i zagęszczania materii. Gdy w takich skurczach utworzą się warstwy podwójne, silne pola elektryczne mogą przyspieszać naładowane cząstki do wysokich energii.

Potrzeba podejścia trójwymiarowo elektromagnetycznego wynika z faktu, że ewolucja namagnesowanej plazmy wprowadza skomplikowane geometrie, intensywność oddziaływań z własnym polem, nieliniowości i bezpośrednią zależność od czasu.

Obserwacyjne dowody na prądy Birkelanda o rozmiarach galaktycznych bazują na porównaniu właściwości promieniowania synchrotronowego symulowanych prądów z tymi z galaktycznych radioźródeł.

I. Wprowadzenie

Siła elektromotoryczna $\int \mathbf{v} \times \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s}$, powodująca przepływ prądu elektrycznego w przewodnikach, wytwarzana jest wszędzie, gdzie ma miejsce prostopadły, względny ruch plazmy do pola magnetycznegoⁱⁱⁱ. Przykładem tego jest skierowana do słońca plazma magnetosferyczna, przecinająca ziemskie pole dipolowe blisko płaszczyzny równikowej, powodując powstawanie potencjału napędzającego prądy wewnątrz obwodu zorzowego.

A. Prądy Birkelanda

Tendencja cząstek naładowanych do podążania za liniami pola magnetycznego, a co za tym idzie, tworzenia prądów przyległych do pola, znanych szeroko w fizyce plazmy kosmicznej jako "prądy Birkelanda"ⁱⁱⁱ. Ich odkrycie w ziemskiej magnetosferze w 1974 poskutkowało drastyczną zmianą w naszym postrzeganiu dynamiki zorzy, przypisywanym obecnie włóknieniu powierzchni Birkelanda naładowanych cząstek, podążających za liniami ziemskiego pola magnetycznego w pęczkach prądów wirowych. Istotność prądów Birkelanda w układach astronomicznych została zaakcentowana przez Fälthammar^{iv}.

Laboratoryjne odpowiedniki prądów Birkelanda oraz tabela ich możliwych występowania w plazmie astrofizycznej, w zakresie rozmiarów od 10^2 do prawie 10^{21} m, oraz prądów o natężeniu 10^5 do 10^{19} A, są dostępne tutaj^v.

B. Pola elektryczne przyległe do pola

Bieżąca literatura dot. fizyki magnetosferycznej wykazuje zauważalne zainteresowanie polami elektrycznymi przyległymi do linii pola magnetycznego. Takie pole elektryczne może mieć ważne konsekwencje dla plazmy kosmicznej^{vi}, włączając w to "odmrażanie" pól magnetycznych, przyspieszanie elektronów do bardzo wysokich energii oraz zwłóknianie samej plazmy.

W namagnesowanej, niehomogenicznej plazmie kosmicznej istnieje szereg mechanizmów mogących wygenerować pole elektryczne przyległe do magnetycznego. Obejmuje to

nadzwyczajną oporność wywołaną oddziaływaniem fala-cząstka, bezkolizyjny efekt termoelektryczny wywołany zależną od energii interakcją fala-cząstka, efekt magnetycznego lustra, obejmujący uwięzione w gradiencie pola magnetycznego cząstki, oraz elektryczne warstwy podwójne spowodowane zlokalizowanym rozdzieleniem ładunku. Chociaż wszystkie z powyższych mechanizmów przestudiowano w laboratorium i w symulacjach komputerowych, ostatni mechanizm okazał się wyjątkowo płodny w powodowaniu pokaźnych spadków potencjału w neutralnej plazmie. Co więcej, prądy Birkelanda i warstwy podwójne wyglądają na wyraźnie ze sobą powiązane. Zarówno eksperymenty laboratoryjne^{vii}, jak i symulacje komputerowe^{viii} wykazały formowanie się szeregów warstw podwójnych wzdłuż przenoszących prąd plazmowych włókien lub wiązek.

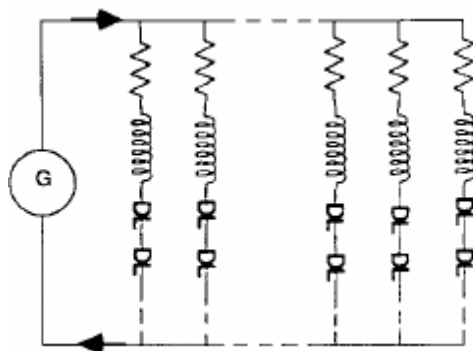
Gdy w sąsiadujących włóknach prądów Birkelanda utworzy się warstwa podwójna (lub ich szereg), powstaje równoległe do pola magnetycznego pole elektryczne, przyspieszające w tym miejscu jony i elektrony.

II. Włókniste prądy w plazmowym wszechświecie

A. Galaktycznych rozmiarów prądy Birkelanda

Poprzez ekstrapolację rozmiaru i natężenia prądów magnetosferycznych do skali galaktycznej, Alfvén^{ix} zasugerował szereg regionów ściśniętego prądu, który płynie przez międzygwiazdne obłoki i asystuje przy ich formowaniu. Na przykład, galaktyczne pole magnetyczne rzędu $B_G = 10^{-9}$ do 10^{-10} T, powiązane z wymiarami galaktycznymi 10^{20} do 10^{21} m sugeruje, że prąd elektryczny powinien być rzędu rzędu $I_G = 10^{17}$ do 10^{19} A. Rozważono również istnienie galaktycznych rozmiarów prądów Birkelanda, jako naturalne rozwinięcie hierarchii rozmiarów w kosmicznej plazmie^{xxi}.

W modelu galaktycznych rozmiarów prądów Birkelanda, grubość typowego włókna może wynosić 35 kpc ($\sim 10^{21}$ m). Same włókna dzieli podobna odległość. Laboracyjne włókna prądowe mają stosunek grubości do długości w przedziale 10-3 do 10-5, więc typowe włókno szerokie na 35 kpc będzie mieć całkowitą długość pomiędzy 35 Mpc a 3,5 Gpc, ze średnią długością 350 Mpc.



Rys. 1. Elektryczny odpowiednik obwodu wszechświata plazmowego. Każde włókno plazmy reprezentowane jest przez opór oraz serię warstw podwójnych, w których wiązki cząstek są przyspieszane do wysokich energii.

Rysunek 1 przedstawia elektryczny odpowiednik obwodu metagalaktyki (wszechświata plazmowego), zawierającego dużą liczbę włókien o rezystancji R , indukcyjności L oraz utrzymujący dużą liczbę warstw podwójnych w każdym włóknie.

B. Wielkoskalowe struktury w plazmowym wszechświecie

Prądy powierzchniowe, oddzielne obszary plazmy o różnej magnetyzacji, temperaturze, gęstości i składzie chemicznym nadają przestrzeni strukturę komórkową^{xi}. Gdy wiązki arkuszy przewodzących prąd grupują się we włókna, morfologia prądów powierzchniowych staje się włóknista.

W przypadku cieniutkich warstw kosmicznej plazmy, ciśnienie termokinetyczne jest często

zaniedbywalne, a zatem pole magnetyczne jest wolne od pól (ang. *force-free*). Pod wpływem pól elektromagnetycznych naładowane cząstki dryfują z prędkością

$$v = (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) / B^2. \quad (1)$$

Całkowity przepływ plazmy jest wewnętrzny, a materia jest skoncentrowana we włóknach, ze względu na jakościowy kształt linii pola, zwany "sznurami magnetycznymi"xi. Magnetyczne sznury powinny więc mieć tendencję do pokrywania się z frędzlami materii o większej niż otoczenie gęstości. Kosmiczne sznury magnetyczne i frędzle prądów nie są bezpośrednio obserwowalne, ale można zaobserwować towarzyszące im frędzle skondensowanej materii, poprzez emitowane lub pochłaniane przez nie promieniowanie.

Konwekcja oraz neutralizacja plazmy w schłodzone radiacyjnie włókno prądowe (poprzez straty w promieniowaniu synchrotronowym) są powodem, dla którego materia w plazmowym wszechświecie powinna często wykazywać frędzlową morfologię. Z tego właśnie powodu kwazary i galaktyki powinny się formować w zwłóknionych arkuszach kosmicznej plazmy.

Tabela I pokazuje podstawową fizyczną charakterystykę plazmowego wszechświata.

Tabela I

Podstawowe właściwości plazmowego wszechświata

Jednostka	Wszechświat plazmowy
Geometria	Euklidesowa, płaska, nieskończona
Struktura	Komórkowa/włóknista, wszystkie skale
Wiek	Nieskończony
Siły kształtujące	Grawitacja, elektromagnetyzm
Pochodzenie rejestrowanego promieniowania	Źródła dyskretne
Pochodzenie pierwiastków	Wszystkie pierwiastki powstały w epoce metagalaktyki, trwa ich ciągła synteza w gwiazdach
Przesunięcie ku czerwieni	Ekspansja metagalaktyki (nie więcej niż 90°_t), anihilacja materii-antymaterii, konwekcja plazmy we włókna, plazma i efekty optyczne
Kwazary, radiogalaktyki	Eksploduje włókien (warstw podwójnych)
Promieniowanie kosmiczne	Naładowane cząstki przyspieszone w warstwach podwójnych
Brakująca masa	Siły elektromagnetyczne

Tabela II

Wynikłe z symulacji parametry podwójnej radiogalaktyki Cygnus A

Parametr	Dane z symulacji
Prąd galaktyczny, I_2 , A	2.15×10^{19}
Galaktyczne pole magnetyczne, G	2.5×10^4 (B_a) 2.0×10^4 (B_D) [?]
Temperatura plazmy, keV	2.0 - 32.0 [?]
Gęstość plazmy, n_c , cm^3 [?]	1.79×10^3

Parametr	Dane z symulacji
Natężenie pola elektrycznego, E_{z0} , mV/m	62
Moc emitowana w promieniowaniu synchrotronowym, W	1.16×10^{37}
Trwanie rozbłysków, s	1.28×10^{14}
Wiek przed inicjacją kurczenia, s	5.76×10^{14}
Całkowita energia dostarczana do źródła, ergi	6.3×10^{712}

III. Siła Biota-Savarta w elektrycznej, kosmicznej sieci

A. Dalekozasięgowe przyciąganie R^{-1}

Z powodu indukowanego emf prądu I_z , spodziewać się należy, że włókno galaktyczne będzie zachowywać swoją kolumnową, włóknistą formę, zapewniającą spełnienie warunku skurczu Benneta:

$$I_z^2 > 8\pi NkT / \mu_0 \quad (2)$$

gdzie $T = T_e + T_i$.

W połączeniu z radialnym ograniczaniem plazmy we włókna, osiowy przepływ prądu powoduje kolejny efekt: dalekozasięgowa, interaktywna siła z innych włókien galaktycznych. Ilustracja 2 ilustruje badaną geometrię. Elektromagnetyczna siła Biota-Savarta pomiędzy włóknami prądowymi wynosi:

$$F_{21} = \int j_2 \times B_{21} d^3 r \quad (3)$$

dla całej przestrzeni, a $j \times B$ jest siłą Lorentza. Ponieważ ścieżka włókna znacznie przekracza jego szerokość, siła przyciągania pomiędzy dwoma podobnie zorientowanymi włóknami jest w przybliżeniu dana wzorem:

$$F_{21}(I_{z1}, I_{z2}) = -r \frac{\mu_0 I_{z1} I_{z2}}{2\pi R} \quad (4)$$

gdzie indeksy 1 i 2 oznaczają odpowiednio kolumnę 1 i 2, a R jest dystansem pomiędzy nimi.

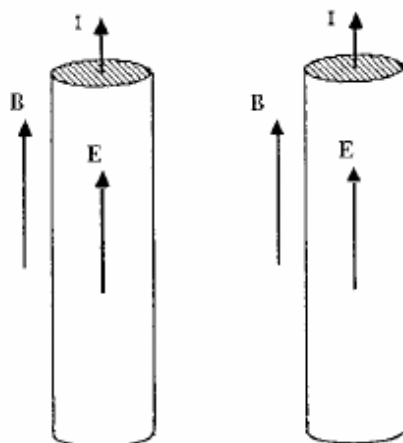
B. Krótkozasięgowe odpychanie R^{-3}

Z powodu osiowego pola magnetycznego B_2 , cząstki spiralują dryfując, lub przyspieszają, powodując tym samym powstawanie azymutalnego komponentu ogólnego prądu $I = zI_z + \theta I_\theta$. Siła pomiędzy prądem azymutalnym I_θ wynosi:

gdzie \hat{r} i θ są (w koordynatach cylindrycznych) jednostkowymi wektorami, zaś a jest promieniem prądu azymutalnego.

Tak więc siły elektromagnetyczne pomiędzy włóknami dane są jako R^{-1} (dalekozasięgowe przyciąganie) i R^{-3} (krótkozasięgowe odpychanie). W bezpośrednich odległościach, całkowita siła jest bardziej skomplikowana, niż przedstawione na (4) i (5). Ilustracja 3 pokazuje charakter siły oddziaływań jako funkcję odległości i pokazuje mapę B_θ , utworzoną przez superpozycję pól magnetycznych z każdego włókna.

C. Elektromagnetyczny naszyjnik



Ilustracja 2. Prosta badana geometria: dwa równoległe prądy Birkelanda, powstałe dzięki tendencji naładowanych cząstek do podążania za liniami pola magnetycznego \mathbf{B} , oraz na skutek skurczu wywołanego przez indukowane przez nie własne pole magnetyczne. Z powodu przylegania do pola \mathbf{B} pola elektrycznego \mathbf{E} , każde włókno jest warstwą podwójną.

Dośrodkowa prędkość v każdego z włókien, spowodowana przez (4), generuje siłę $v \times \mathbf{B}$ w

$$F_{21}(I_{\theta 1}, I_{\theta 2}) = \frac{\mu_0 \pi a}{4 \pi R^3} \hat{r} \sin \theta - \hat{\theta} 2 \cos \theta, \quad R \gg a$$

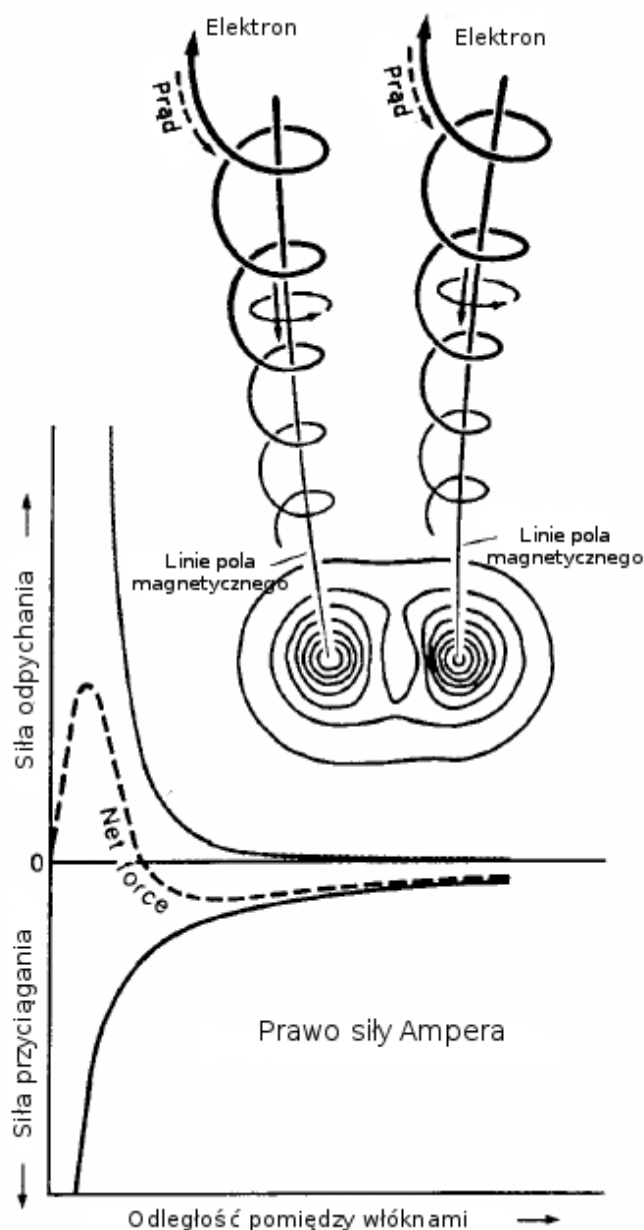
płaszczyźnie x-y, będącej przekrojem przez włókna z ilustracji 2. Elektrony w lewym włóknie są przemieszczane w kierunku +y, podczas gdy te w prawym, w kierunku -y. Jako konsekwencja tego przemieszczania, osiowy prąd elektryczny, przenoszony przez elektrony, przemieszcza się w osi $\mp y$. To spolaryzowane przemieszczenie się prądów daje w wyniku zegarowy łańcuszek na włóknie, powodujący ich spiralowanie wokół siebie.

IV. Promieniowanie synchrotronowe z obkurczonych wiązek cząsteczkowych

Jednym z najważniejszych procesów, ograniczających poziom energii dostępny w akceleratorach cząstek, jest strata radiacyjna elektronów przyspieszanych przez pole magnetyczne w betatronie lub synchrotronie. Mechanizm ten został po raz pierwszy wzięty pod uwagę przez astronomów Alfvéna i Herlofsona w 1950^{xii}, co było znaczącą sugestią w czasie, gdy plazmę, pola magnetyczne i fizykę laboratoryjną uważano za mało znaczącą, o ile w ogóle, dla kosmosu wypełnionego "wyspowymi" wszechświatami - galaktykami. Promieniowanie synchrotronowe charakteryzuje się znacznie większymi częstotliwościami, niż promieniowanie cyklotronowe elektronów; ciągłym widmem (dla populacji elektronów), którego intensywność maleje wraz z częstotliwością za krytyczną częstotliwością (blisko maksimum intensywności); wzrastającym ukierunkowaniem wiązki wraz ze wzrostem γ ($\gamma = (1 - \beta^2)^{1/2}$); oraz spolaryzowanymi wektorami fal elektromagnetycznych.

A. Skurcze-z emitujące promienie synchrotronowe

Wiązki cząstek naładowanych, trzymane razem lub obkurczane przez ich własne pole magnetyczne, były pod ogólną uwagą, od wczesnego badania ich przez Benneta^{xiii}. Makroskopowy obraz takiej wiązki przedstawia samo-ściskanie się wiązki pod wpływem własnego pola magnetycznego, przeciwstawiające się ekspansji pod wpływem ciśnienia termicznego (równanie (2)). W skali mikroskopowej, orbity poszczególnych cząstek zawierają radialne oscylacje, spowodowane siłą Lorentza, nałożone na dryf w kierunku przepływu. Ponieważ oznacza to przyspieszanie cząstek, towarzyszy temu promieniowanie elektromagnetyczne. Ponieważ siłą jest $v \times \mathbf{B}$, promieniowanie relatywistycznych elektronów jest promieniowaniem synchrotronowym.



Ilustracja 3. Siły pomiędzy dwoma sąsiadującymi prądami Birkelanda, tj. prądami elektrycznymi przylegającymi do linii pola magnetycznego. Równoległe komponenty prądu (ciemna szare linie) są przyciągające na długich dystansach, podczas gdy przeciwna równoległa (jasno szare pierścienie) jest krótko zasięgową odpychającą. Trzecia siła, długozasięgowo odpychanie elektrostatyczne, pojawia się, gdy jony i elektrony nie są w równej liczbie. Siły te zmuszają prądy do tworzenia arkuszy, włókien, lub "magnetycznych lin", i mogą być odnajdywane daleko od źródła. Projekcja indukowanych przez prąd pól magnetycznych pokazana jest na powyższym grafie.

Manifestacja efektu skurczu jawi się w laboratorium jako bardzo gwałtowne zjawisko. Wybuch promieniowania z wysoko prądowych wyładowań (z gęstością prądu rzędu 10^{11} A/cm²), jak nisko induktywne iskrzenie w próżni, urządzenie skupiania plazmy, eksplodujące przewody, może znaleźć się w dowolnym miejscu widma - od mikrofal do rentgena. Zebrane dane pokazują, że wybuchom promieniowania towarzyszą spadki kształtu prądu(?). Obserwowane promieniowanie mikrofalowe jest przypisywane promieniowaniu synchrotronowemu elektronów w polu magnetycznym kurczącego się prądu. Twarde promienie rentgenowskie przypisywane są elektronom w strefie przejściowej pomiędzy poziomami Landau w tym samym indukowanym przez prąd polu magnetycznym. Teoretyczne omówienie promieniowania synchrotronowego ze skurczów-z zostało zrobione przez Meierovicha^{xiv} i Newbergera oraz innych^{xv}.

B. Kierunkowość promieniowania

Ilość promieniowania z elektronów poruszających się helikalną trajektorią, jak w restrykcjach osiowych, została opisana przez Johnera^{xvi}. Średnia moc emitowana na elektron na stały kąt Ω w kierunku patrzenia \mathbf{n} wynosi:

$$\frac{dP(\theta)}{d\Omega} = \frac{e^2 \omega_h^2}{32 \pi^3 \epsilon_0 c} (1 - \beta^2) \beta_{\perp}^2 F(\beta_{\parallel}, \beta_{\perp}, \theta) \quad (6)$$

gdzie

$$F(\beta_{\parallel}, \beta_{\perp}, \theta) = \frac{4g_{\parallel}^2[(1 - \beta_{\parallel}^2)(1 - \cos^2\theta) - 4\beta_{\parallel} \cos\theta] - (1 - \beta_{\parallel}^2 + 3\beta_{\perp}^2)\beta_{\perp}^2 \sin^4\theta}{4(g_{\parallel}^2 - \beta_{\perp}^2 \sin^2\theta)^{7/2}} \quad (7)$$

a $g_{\parallel}(\theta) = 1 - \beta_{\parallel} \cos \theta$, gdzie θ jest kątem pomiędzy \mathbf{B}_0 a \mathbf{n} .

W sposób analogiczny do kierunkowości anteny, $G(\theta)$ dane jest następująco:

$$G(\theta) = \frac{dP(\theta)/d\Omega}{P_{\text{kołowe}}^T / 4\pi} \quad (8)$$

gdzie znormalizowaliśmy do całkowitej kołowej mocy emitowanej przez elektron

$$P_{\text{kołowe}}^T = \frac{e^2 \omega_h^2}{6\pi \epsilon_0 c} \frac{\beta_{\perp}^2}{1 - \beta^2} \quad (9)$$

gdzie

$$\omega_h = eB_0 / m_e .$$

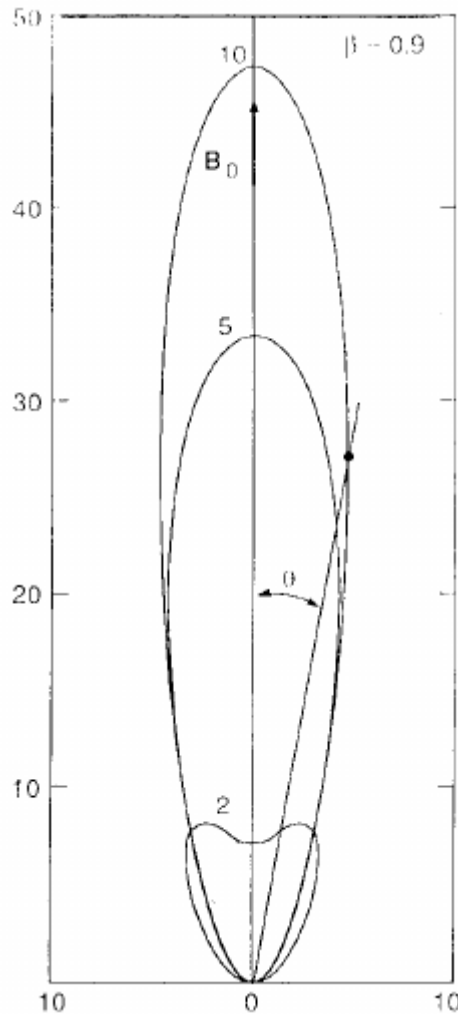
Z (6) do (9):

$$G(\beta_{\parallel}, \beta_{\perp}, \theta) = \frac{3}{4} (1 - \beta^2)^2 F(\beta_{\parallel}, \beta_{\perp}, \theta) . \quad (10)$$

Równanie (10) jest wyrysowane w koordynatach biegunowych na il. 4 dla szeregu przypadków kątów [pitch]. Głównym kierunkiem promieniowania elektronu rotującego w polu magnetycznym, jest płaszczyzna rotacji, promieniowanie elektronu, mającego dużą składową prędkości równoległą (w porównaniu do prędkości obrotowej), jest wzdłuż \mathbf{B}_0 .

C. Synchrotronowe wybuchy mikrofal w symulacji

Polepszenie wypromieniowywanej mocy osiąga się, gdy zwiększa się suma siły radialnej $v \times \mathbf{B}$, widzianej przez relatywistyczne elektrony (równanie (3)), jak to się dzieje w przypadku, gdy obecne jest azymutalne pole magnetyczne z sąsiednich skurczy (il. 3). Ponieważ nie ma teoretycznych prac na temat poprawy promieniowania synchrotronowego z oddziaływań wiązek, zjawisko to zostało przebadane w pewnych szczegółach, zarówno eksperymentalnie, jak i w symulacjach. Gdziekolwiek siła przyciągania pomiędzy symulowanymi kolumnami sprawia, że odległość pomiędzy nimi maleje aż do uwydatnienia się siły odpychającej (równanie (5)), równoważonej siłą przyciągania (równanie (4)), dochodzi do wybuchu promieniowania (il. 5). Dla parametrów użytych w symulacji, dystans ten jest rzędu paru promieni skurczu. Jak pokazano na



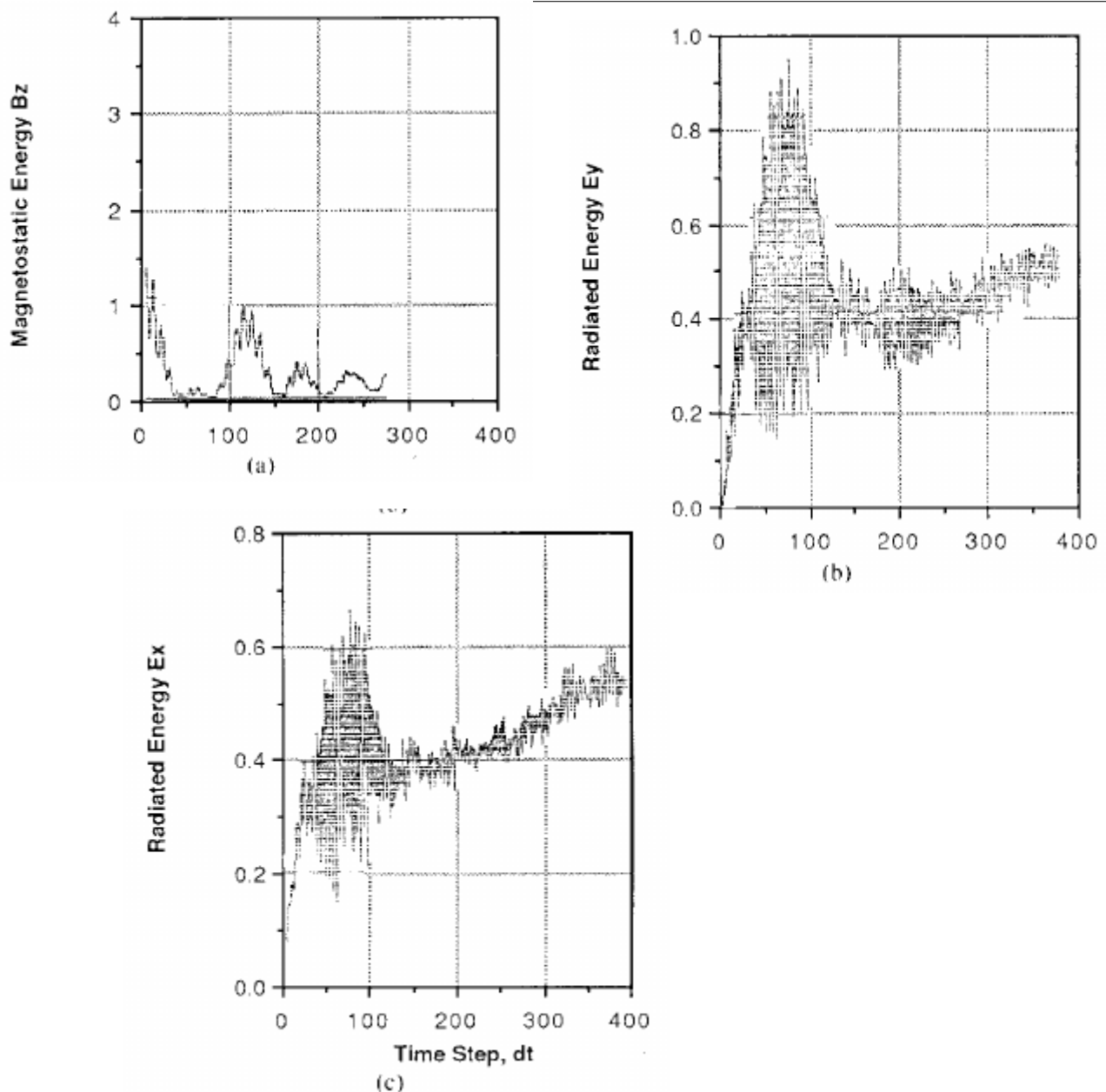
Il. 4. Uzyskany wzór dla $\beta = 0,9$. Pokazane krzywe są dla $\beta/\beta_{\perp} = 2, 5$ oraz 10 .

il. 5, promieniowanie z cząstek kiloelektronowoltowych jest spolaryzowane w płaszczyźnie poprzecznej, obserwuje się też podwyższenie (wybuch) w kierunkach x oraz y energii radiacyjnej (W_{ERx} , W_{ERy}), oraz w kierunku z energii magnetycznej (W_{BRz}). Wybuch trwa, dopóki indukowana osiowa energia magnetyczna, W_{Bz} , z powodu azymutalnego prądu I_{θ} , nie wyczerpie się (z powodu przeciwbieżnego prądu azymutalnego (równanie 5), przełamującego azymutalny przepływ elektronów w obu włóknach). Dla niektórych symulacyjnych parametrów, W_{Bz} może powstać ponownie, i spowodować ponowne wyładowanie, jako dodatkowy wybuch promieniowania synchrotronowego. Długotrwałe, powolne zwiększanie promieniowania W_{ERx} i W_{ERy} następuje z powodu wzrostu energii elektrostatycznej z rozdzielania ładunków w liczbie cząstek i ograniczonym wielkościowo modelu symulacyjnym. Rozmiar komórki i krok czasu wynoszą odpowiednio: $\Delta t' = 1,66 \times 10^{22}$ oraz $dt' = 5,87 \times 10^{11}$ s.

D. Całkowita wyemitowana energia

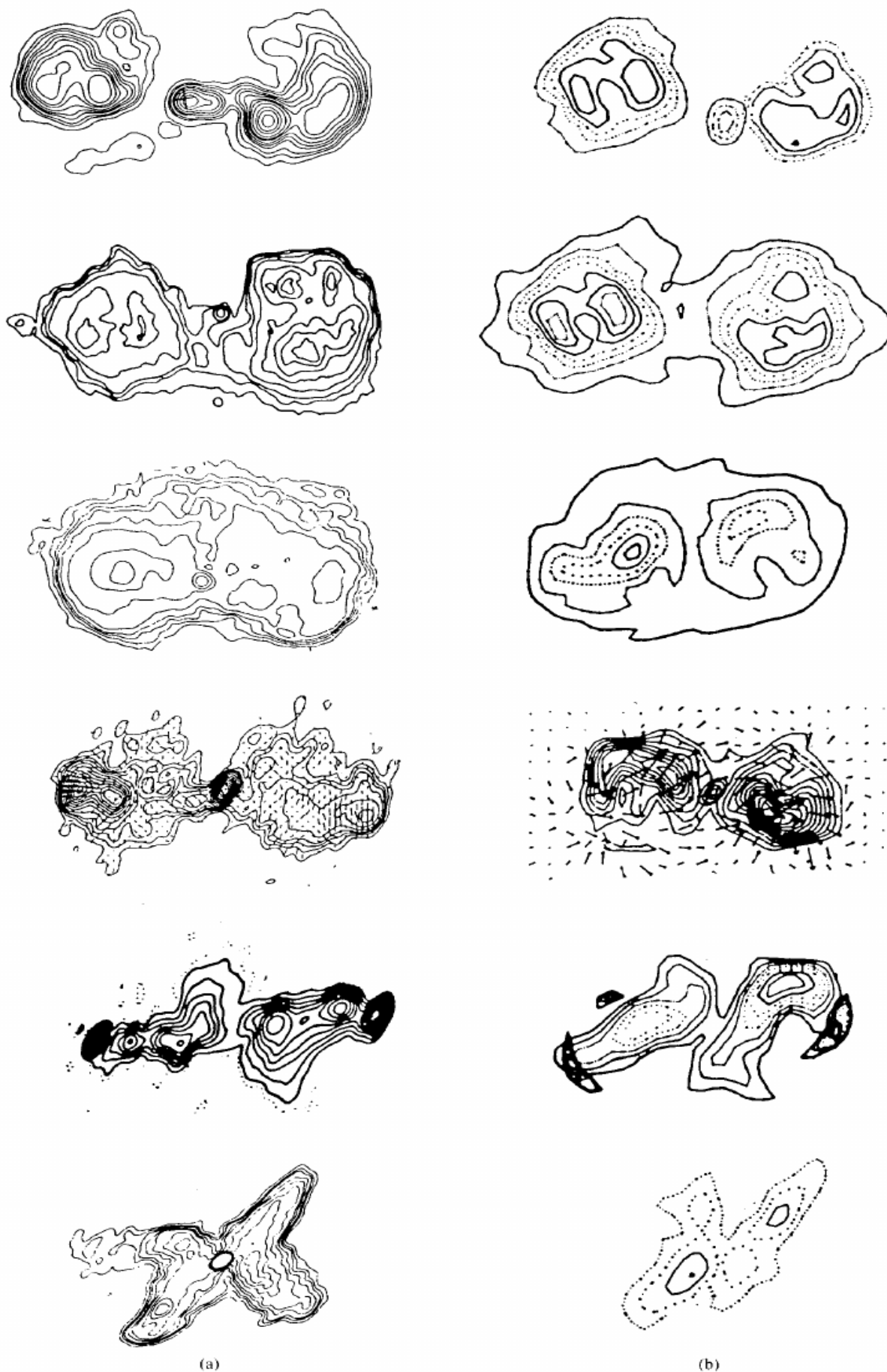
Ustalenia całkowitej energii wyemitowanej jako promieniowanie synchrotronowe wywodzą się bezpośrednio z symulacji. Podczas "ery wybuchu" promieniowania, w $T = 90$, całkowita energia wypromieniowywana w formie pola elektro-magnetycznego wynosiła $W_{rad} = 2,1$ AEU, podczas gdy całkowita energia magnetostatyczna symulacji wynosiła $W_{ms} = 350$ AEU. Przy $T = 90$, $B_z = 2,0 \times 10^{-8}$ T, $B_{\theta} = 2,5 \times 10^{-8}$ T a $V \sim 10^{63}$ to objętość plazmy: $W_{ms} = (2\mu_0)^{-1}B^2V = 2,5 \times 10^{53}$ J, lub 1 AEU = $7,1 \times 10^{50}$ J. Wybuch promieniowania trwał ~ 20 dt' w skompresowanej ramce czasu (il. 5), odpowiadającej $20(6 \times 10^{11}s)\sqrt{(1836/16)} = 1,28 \times 10^{14}s$. Całkowita moc wyemitowana w promieniowaniu synchrotronowym wynosi $L = 2,1 \times 7,1 \times 10^{50} / 1,28 \times 10^{14}s = 1,16 \times 10^{37}W$ (tabela II).

E. Wzorce izofotalne



Il. 5. (a) Samospójna, skierowana osiowo energia pola magnetycznego względem czasu. (b) i (c) Utrata energii poprzez promieniowanie synchrotronowe odpowiednio w kierunkach x i y pola elektrycznego.

Izofotalne kontury emisji synchrotronowych można otrzymać rysując wykres energii pól elektrycznych i magnetycznych, z których pochodzi promieniowanie. Na il. 6 pokazano to jako funkcję czasu, w zakresie od 10,7 do 58,7 milionów lat (*Myr*) od początku oddziaływania włókien. Z początku prąd jest równomiernie rozłożony wzdłuż ścisku, lecz po kilku milionach lat prąd koncentruje się na zewnętrznych granicach każdego z włókien. Jest to konsekwencją rosnącej siły odpychania. Przekrój przez prąd po zewnętrznej stronie włókna przyjmuje kształt "C", wewnątrz którego znajduje się bardzo intensywny przekrój, lub plama prądu. Plamy te leżą naprzeciwko siebie w obu włóknach i znaczą początki rotacji włókien, przenoszonej przez pole polaryzacji w każdym włóknie (sekcja III C). Gorące plamy są, oczywiście, najintensywniejszymi radiatorami promieniowania synchrotronowego, wzdłuż B_θ .



Il. 6. (a) Izofoty synchrotronowe (różne częstotliwości) podwójnych źródeł radiowych 0844 + 319, Fornax A, 3C310, 2355 + 490, 3C192 i 3C315. (b) Odpowiedniki symulacji w czasie 10,4 do 58,7 miliona lat. Czas rośnie od góry do dołu.

Klatka po klatce, zagięcia gorących punktów poruszają się do wewnątrz, w miarę postępowania rotacji. Obecne układy promieniowania zależne są od dystrybucji zarówno energii magnetycznej, jak i elektrycznej, jak wyrysowanej na il. 6. W bardzo późnym czasie ewolucji promieniującego źródła, ~ 60 milionów lat, izofoty promieniowania przyjmują motylowaty kształt, który ostatecznie wygasa, gdy era wybuchu promieniowania synchrotronowego na etapie embrionalnym rozwijającej się galaktyki dobiega końca.

F. Porównanie z radiogalaktykami

Monochromatyczna moc kwazarów i podwójnych galaktyk radiowych rozciąga się od 10^{33} do 10^{39} W13. Na przykład "prototypowa" podwójna radiogalaktyka Cygnus A posiada zmierzoną jasność radiową $1,6 - 4,4 \times 10^{37}$ W. Razem z mocą policzoną w sekcji IV-D, izofoty z symulacji są bardzo podobne do tych obserwowanych z tego obiektu¹³. Il. 6 (a) sugeruje z kolei, że podwójne radiogalaktyki, uważane poprzednio za niezależne od innych rodzajów, są po prostu innymi etapami ich ewolucji.

V. KONKLUZJE

Wraz z nadejściem trójwymiarowych symulacji PIC, stało się możliwe badanie prądów Birkelanda w plazmie nie podlegającej *in situ* obserwacjom, np. plazmie rozmiarów galaktyk czy ich gromad. Potrzeba wprowadzenia trójwymiarowego, elektromagnetycznego podejścia wynika z faktu, że ewolucja namagnesowanej plazmy prowadzi do złożonych geometrii, intensywnego samo - oddziaływania polami, nieliniowości i jawną zależność od czasu. Co więcej, promieniowanie synchrotronowe i warstwy podwójne są zjawiskami opartymi na dyskretnych cząstkach, i nie mogą być badane przy pomocy magneto - płynowego modelu plazmy. Potrzeba zastosowania elektromagnetyzmu i fizyki plazmy do problemu radiogalaktyk, galaktyk i formacji gwiazdowych, wynika z faktu, że Wszechświat złożony jest głównie z materii w stanie plazmy: *wszechświat plazmowy*. Ruch tej plazmy może lokalnie doprowadzać do skurczów i może zasadniczo kondensować materię. Tam, gdzie tworzą się warstwy podwójne, silne pole elektryczne może przyspieszać cząstki do wysokich energii. Intensywność i rozkład promieniowania synchrotronowego obserwowanego w modelowych symulacjach jest w doskonałej zgodności z tym, pochodzącym z podwójnych radiogalaktyk.

Na końcu, artykuł ten omawia specjalny przypadek promieniowania, widzianego przez obserwatora znajdującego się w kierowanym wzorze (strumieniu? - przyp. tłum.) źródła synchrotronowego. Wiele źródeł z taką właśnie orientacją powinno znajdować się w różnych regionach nieba, pomiędzy "spagetti" promieniujących włókien otaczających obserwatora. Spektrum tła, spowodowane niezwykle dużą ilością promieniujących synchrotronowo włókien, gdy obserwator nie jest w bezpośrednim strumieniu, omawiane jest w osobnej publikacji^{xvii}.

Problem dotyczący ogromnego przesunięcia ku czerwieni kwazarów nie jest rozpatrywany w tej publikacji. Niemniej wybitnym jest, że geometria widoczna na il. 2 jest identyczna do tej użytej przez Bocko et al. do zademonstrowania redsziftu w skierowanym strumieniu poprzez efekt Wolfa^{xviii}.

- i Hannes Alfvén, "Double layers and circuits in astrophysics", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, wol. PS-14, strony 779-793, 1986.
- ii S. -I. Akasofu, "Prądy magnetosferyczne: wprowadzenie" w "Prądach Magnetosferycznych" (Monografia Geofizyczna nr 28), T. A. Potemra, Ed. Washington. DC: Amer Geophys. Union, 1984, strony 29-48.
- iii A. J. Dessler, "Ewolucja argumentów za istnieniem prądów przyległych do pola" w "Prądach Magnetosferycznych" (Monografia Geofizyczna nr 28) T. A. Potemra, Ed. Washington. DC: Amer. Geophys. Union, 1984.
- iv C. -G. Fälthammar, "Oddziaływania Magnetosferyczno-Jonosferyczne - manifestacje plazmowego wszechświata w pobliżu Ziemi", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, wol. PS-14, s. 616-628, 1986.
- v A. L. Peratt, "Ewolucja plazmowego wszechświata: I - Podwójne radiogalaktyki, kwazary i galaktyczne dżety", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, wol. PS-14, s. 639-660, 1986.
- vi C. -G. Fälthammar, "Pola elektryczne przyległe do magnetycznych", *ESA J.*, wol. 7, s. 385-401, 1983.
- vii C. Chan i N. Hershkowitz, "Przejście z pojedynczej do wielokrotnych warstw podwójnych.", *Fizyka Płynów*, wol. 25, s. 2135-2137, 1982.
- viii A. L. Peratt i M. E. Jones, "Symulacje cząstka-w-komórce warstw podwójnych z ciężkich jonów", prezentowane na *IEEE Conf. Record*, Saskatoon, Can., 1986.
- ix H. Alfvén, "Prądy elektryczne w kosmicznej plazmie.", *Rev. Geophys. and Space Sci.*, wol. 15, s. 271-284, 1977.
- x A. L. Peratt, "Ewolucja plazmowego wszechświata: II. formowanie się układów galaktyk.", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, wol. PS-14, s. 763-778, 1986.
- xi H. Alfvén i C. -G. Fälthammar, "Kosmiczna elektrodynamika", Oxford, Eng.: Oxford Univ. Press, 1963.
- xii H. Alfvén i N. Herlofson, "Kosmiczne promieniowanie i gwiazdy radiowe" *Phys. Rev.*, wol. 78, s. 616, 1950.
- xiii W. H. Bennet, "Samo skupiające się magnetyczne strumienie", *Phys. Rev.*, wol. 45, strony 890-897, 1934.
- xiv B. E. Meierovich, "Kolaps elektromagnetyczny, problemy ze stabilnością, emisje promieniowania i ewolucja gęstych restrykcji.", *Phys. Rep.*, wol. 104, strony 259-347, 1984.
- xv B. S. Newberger, M. I. Buchwald, R. R. Karl, D. C. Moir i T. P. Starke, "Promieniowanie synchrotronowe z wiązek Benneta", *Bull. Amer. Phys. Soc.*, wol. 29, s. 1435, 1984.
- xvi J. Johnner, "Rozkład kątowy całkowitego promieniowania cyklotronowego cząstek relatywistycznych cząstek z równoległą prędkością.", *Phys. Rev., A* wol. 36, strony 1498 - 1501, 1988.
- xvii W. Peter i A. Peratt, "Spektrum promieniowania synchrotronowego dla galaktycznych rozmiarów włókien plazmy", *IEEE Trans. Plasma Sci.*, to oznaczenie, strony 49-55.
- xviii M. F. Bocko, D. H. Douglass, i R. S. Knox, "Obserwacje przesunięcia częstotliwości linii spektralnych z powodu korelacji źródła." *Phys. Rev. Lett.* wol. 58, strony 2649 - 2651, 1987.