

JÓZEF ZON

WYSTĘPOWANIE PLAZMY FIZYCZNEJ W STRUKTURACH ŻYWYCH

Celem artykułu jest podanie nieco bardziej szczegółowej odpowiedzi na pytanie, czy plazma fizyczna może występować w żywych organizmach. W szczególności chodziło będzie o wskazanie podstawowych warunków, jakie muszą być spełnione, by plazma mogła występować w strukturach żywych. Udzielenie tej odpowiedzi jest dlatego ważne, że wiąże się z możliwością prowadzenia nowych jakościowo badań nad układami żywymi i nowymi sposobami fizycznego oddziaływania na nie. Innym powodem, dla którego podjęto niniejsze opracowanie, jest fakt, iż pomimo wysunięcia przed ponad 10 laty hipotezy o plazmie fizycznej w biostrukturach (9, 15) do dnia dzisiejszego zagadnienie to nie zostało szerzej przedyskutowane. Zawarte w niniejszym opracowaniu wyniki oszacowania podstawowych parametrów plazmy w biostrukturach mogą stanowić konkretny materiał do dyskusji¹.

Opracowanie podzielono na dwie części. W pierwszej zostaną wymienione i scharakteryzowane pokrótce podstawowe własności plazmy fizycznej i zestawione typowe wartości jej parametrów. W części drugiej zaś uwaga będzie skupiona na wyliczeniu wartości parametrów charakteryzujących plazmę w układach żywych.

¹ W dalszym ciągu artykułu celowo nie będzie używane określenie „bioplazma”, pod którym Sedlak i Iniuszin rozumieją plazmę fizyczną, obdarzoną cechami charakterystycznymi dla życia. Ograniczenie tu przyjęte jest zabiegiem metodycznym, mającym na celu zwrócenie uwagi na podstawowy aspekt zagadnienia: czy możliwe jest występowanie plazmy fizycznej w strukturach żywych? Dopiero po pozytywnym rozstrzygnięciu tego pytania wypadnie poświęcić uwagę prześledzeniu wpływu warunków biologicznych na zachowanie się plazmy fizycznej, co z kolei — w wypadku stwierdzenia istotnych różnic — usprawiedliwi w całej rozciągłości używanie tego pojęcia. Nie znaczy to wcale, że używanie terminu „bioplazma” przez wspomnianych wyżej autorów nie jest uzasadnione. Pomijają oni po prostu ten etap rozwijania koncepcji, uznając go widocznie za mało atrakcyjny poznawczo.

1. OGÓLNA CHARAKTERYSTYKA PLAZMY FIZYCZNEJ

Z powodu specyficznych własności, nie przysługujących znanym powszechnie trzem stanom materii, plazma zyskała miano czwartego stanu jej skupienia. Zanim krótko zostaną wymienione niektóre jej własności, warto zwrócić uwagę na określenie plazmy fizycznej. Otóż jest ona określana jako dostatecznie liczny zbiór nośników ładunku obojga znaków, spełniających warunek quasi-obojętności elektrycznej, zajmujący objętość o wymiarach liniowych większych, niż wynosi charakterystyczna długość wspomnianego skupienia ładunków. Ostatni z tych warunków można zapisać w postaci:

$$L \gg L_D, L_{FT} \quad (1)$$

gdzie: L — liniowy rozmiar przestrzeni, w której występuje skupienie nośników ładunku obojga znaków; L_D (tzw. długość lub promień Debye'a — parametr używany do charakteryzowania plazmy niezwyrodniałej) i L_{FT} (tzw. długość lub promień Fermiego-Thomasa, parametr używany przy charakteryzowaniu plazmy zwyrodniałej) oznaczają odległość, na jakiej następuje ekranowanie przez nośniki ładunku o znaku przeciwnym, ładunku elektrycznego, znajdującego się w ośrodku cząstek naładowanych. Parametry te wyznaczają także głębokość wnikania zewnętrznego pola elektrostatycznego do ośrodka.

Wielkości L_D i L_{FT} wyznaczają więc minimalne rozmiary liniowe objętości, w której zostaje zachowany warunek objętości elektrycznej. Wynika z tego, że skupienia swobodnych nośników ładunku o rozmiarach mniejszych od L_D lub L_{FT} nie posiadają cech plazmy. Wspomniane wyżej wielkości charakteryzowane są następująco (8):

$$L_D = \left(\frac{4\pi e^2 N}{\epsilon k T} \right)^{-\frac{1}{2}}, \quad (2)$$

gdzie: e — ładunek elektronu = $4,8 \times 10^{-10}$ (j. es. cgs), N — gęstość nośników ładunku (cm^{-3}), ϵ — przenikalność elektryczna statyczna ośrodka, w jakim poruszają się nośniki ładunku, k — stała Boltzmanna = $1,38 \times 10^{-16}$ (erg \cdot $^{\circ}\text{K}^{-1}$), T — temperatura bezwzględna ($^{\circ}\text{K}$).

W plazmie zwyrodniałej długość odpowiadająca L_D jest określana według zależności (13 s. 11):

$$L_{FT} = \left(\frac{\epsilon E_F}{6\pi N e^2} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (3)$$

gdzie E_F oznacza energię Fermiego, równą:

$$E_F = \hbar^2 k_F^2 / 2m_e. \quad (4)$$

gdzie z kolei k_F jest wektorem falowym Fermiego:

$$k_F = (3\pi^2 N)^{\frac{1}{3}}. \quad (5)$$

natomiast: \hbar — stała Plancka = $1,05 \times 10^{-27}$ (erg · s), m_e — masa efektywna nośników ładunku, równa wielokrotności m_0 , $m_0 = 9,11 \times 10^{-28}$ g.

Długość Debye'a oraz długość Fermiego-Thomasa są wielkościami określającymi także graniczną długość fali, dzielącą „obszary” o zupełnie różnej reakcji plazmy na działanie zewnętrznych pól elektrycznych. Na działanie fal krótszych od odległości ekranowania plazma reaguje tak, jak gdyby była zbiorem indywidualnych cząstek; na działanie fal dłuższych „odpowiada” kolektywnie, ekranując zewnętrzne pole elektryczne.

Innym warunkiem, jaki musi być spełniony, by określony zbiór nośników ładunku spełniał kryterium stanu plazmowego, jest, by liczba nośników ładunku, zajmujących objętość kuli o promieniu L_D lub L_{TF} , była dostatecznie duża:

$$N_D \cdot N_{FT} \gg 1. \quad (6)$$

gdzie: N_D — liczba nośników ładunku w kuli o promieniu Debye'a (tzw. liczba Debye'a), którą wyznacza się według wzoru:

$$N_D = \frac{4}{3} \pi N L_D^3, \quad (7)$$

natomiast liczba nośników ładunku w kuli o promieniu Fermiego-Thomasa jest określana wzorem:

$$N_{FT} = \frac{4}{3} \pi N L_{FT}^3. \quad (8)$$

Wartość liczby Debye'a odzwierciedla także stosunek średniej energii kinetycznej cząstek do energii ich wzajemnych oddziaływań elektrostatycznych. Ta ostatnia relacja opisywana jest również przez następujące nierówności, które powinny być spełnione dla plazmowego stanu skupienia materii (13 s. 3, 4):

$$\frac{V}{K} \simeq \frac{e^2 N^{\frac{1}{3}}}{\epsilon kT} \ll 1. \quad (9)$$

dla plazmy niezwyrodniałej, gdzie: V — średnia energia kinetyczna nośników ładunku, K — średnia energia ich oddziaływań elektrostatycznych, Dla plazmy zwyrodniałej warunek ten ma postać:

$$\frac{V}{K} \simeq \frac{e^2 N^{\frac{1}{3}}}{\varepsilon E_F} \ll 1. \quad (10)$$

Plazmę, jako zbiór nośników ładunku oddziałujących ze sobą zespołowo, cechuje charakterystyczna częstość oscylacji. Pojawiają się one, gdy równowaga elektryczna plazmy zostanie zaburzona działaniem jakiegokolwiek czynnika energetycznego. Wspomniana częstość wyraża się wzorem:

$$\omega_p = \left(\frac{4\pi N e^2}{\varepsilon m_e} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (11)$$

gdzie ω_p oznacza częstość kołową oscylacji plazmowych.

Plazmę, jako czwarty stan skupienia materii, cechują takie między innymi własności, jak: wartości jej parametrów mogą zmieniać się w stosunkowo szerokich zakresach, może ona przenosić jednocześnie wiele fal, które w niej mogą ulegać wzajemnym transformacjom. Jeżeli do plazmy zostanie przyłożone zewnętrzne pole elektryczne, następuje w niej przepływ prądu elektrycznego. Zewnętrzne fale elektromagnetyczne, jeśli ich częstość jest większa od ω_p , są przez plazmę przepuszczane i częściowo pochłaniane, natomiast gdy ω fali zewnętrznej jest mniejsza od ω_p , następuje odbijanie fali zewnętrznej, wreszcie gdy $\omega = \omega_p$, następuje silna absorpcja fali zewnętrznej.

Inną własnością plazmy fizycznej jest jej silne uwrażliwienie na działanie zewnętrznych pól magnetycznych. W polach tych zachowuje się ona jak diamagnetyk. Ponadto pod wpływem pola magnetycznego nośniki ładunku poruszają się w niej po helikoidalnych torach wokół linii pola. Częstość okrążeń tych linii określa wzór:

$$\omega_c = \frac{e H_o}{m_e c}, \quad (12)$$

gdzie: ω_c — częstość kołowa oscylacji cyklotronowych ($\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$), H_o — indukcja pola magnetostatycznego (G), c — prędkość światła w próżni = 3×10^{10} ($\text{cm} \cdot \text{s}^{-1}$).

Po przyłożeniu do plazmy pola magnetycznego staje się ona przepuszczalna dla, odpowiednio ukierunkowanych względem pola magnetycznego, fal elektromagnetycznych, których długość jest większa od długości fali

związanej z cyklotronowym ruchem elektronów. Tak więc wskutek działania pola magnetycznego zawęża się zakres fal elektromagnetycznych odbijanych przez plazmę do zakresu leżącego $\omega_p > \omega > \omega_c$.

Użyteczną rzeczą będzie przedstawienie typowych charakterystyk plazmy różnych rodzajów (tab. 1), co pozwoli na porównanie ich z, oszacowanymi później, parametrami plazmy fizycznej w biostrukturach.

Tab. 1. Typowe charakterystyki różnych rodzajów plazmy fizycznej (według (2) z uzupełnieniami)

Parametry charakteryzujące plazmę \ Rodzaj plazmy	Plazma gazowa laboratoryjna ^a	Plazma w metalach	Plazma w półprzewodnikach ^b	Plazma jonosferyczna ^b	
Ruchliwe ujemne nośniki ładunku	elektrony	elektrony	elektrony	elektrony	
Ruchliwe dodatnie nośniki ładunku	zjonizowane atomy i cząsteczki	^c	dziury	zjonizowane atomy i cząsteczki	
Gęstość (cm ⁻³)	10 ¹⁴	10 ²²	10 ¹⁵	10 ⁵	
Masa ujemnych nośników ładunku (g)	m_0	m_0	0,1 m_0	m_0	
Masa dodatnich nośników ładunku (g)	10 ⁴ m_0	^d	0,1 m_0	5 × 10 ⁴ m_0	
Odległość ekranowania (cm)	^e 10 ⁻⁴	^f 10 ⁻⁸	^g 10 ⁻⁵	^g 0,1	
Liczba cząstek w kuli o promieniu L_D (L_{FT})	10	10 ⁻²	1	10 ⁴	
$\frac{V}{K}$	10 ⁻²	^g 2	0,1	10 ⁻⁴	
Częstość plazmowa (rad · s ⁻¹)	10 ¹¹	10 ¹⁵	10 ¹²	10 ⁶	
Indukcja przyłożonego pola magnetycznego	3 × 10 ³	10 ⁴	10 ⁴	0,2	
Częstość cyklotronowa (rad · s ⁻¹)	ujemnych nośników ładunku	10 ¹⁰	3 × 10 ¹⁰	3 × 10 ¹¹	5 × 10 ⁵
	dodatnich nośników ładunku	10 ⁶	0	3 × 10 ¹¹	10

^a przyjęto temperaturę $T = 10^4$ °K, ^b przyjęto $T = 300$ °K, ^c tkwią unieruchomione w sieci, ^d w niektórych metalach nośnikami ładunku mogą być dziury, ^e L_D , ^f L_{FT} , ^g w niektórych ciałach stałych V/K sięga nawet 5.

2. MOŻLIWOŚĆ WYSTĘPOWANIA PLAZMY FIZYCZNEJ W BIOSTRUKTURACH

Podstawowe pytanie, na jakie trzeba tu dać odpowiedź, to: czy warunki fizyczne żywego układu dopuszczają możliwość występowania w nim plazmy fizycznej. Można udzielić odpowiedzi twierdzącej, jeśli uwzględnia się następujące dane jakościowe (jak to zresztą wcześniej uczynili Sedlak i Iniuszin):

a) struktury ciałał stalne powszechnie występują w żywym organizmie (elementy łącznotkankowe, błony otaczające komórki i organelle, kompleksy nukleoproteidowe itp.);

b) we wspomnianych strukturach występują swobodne nośniki ładunku (3, 5, 6);

c) swobodne nośniki ładunku w ciałach stałych wykazują własności plazmy fizycznej (4, 13, 18).

By jednak problem plazmy fizycznej w strukturach żywych mógł być bardziej szczegółowo dyskutowany, warto przeprowadzić oszacowanie wartości podstawowych parametrów plazmy fizycznej w biostrukturach. Parametrami tymi są: gęstość nośników ładunku, długość i liczba Debye'a, częstość oscylacji plazmowych i cyklotronowych. Innymi parametrami, których znajomość jest ważna przy szacowaniu wartości parametrów plazmy w materiale biologicznym, są statyczna stała dielektryczna tegoż materiału oraz masa nośników ładunku.

Wydaje się rzeczą rozsądną rozpocząć oszacowanie od parametrów plazmy w mitochondriach. Uzyskany wynik można później ewentualnie ekstrapolować na inne struktury żywe.

Gęstość nośników ładunku

Stwierdzenie Manczarskiego (1969), że gęstość elektronów w mitochondriach powinna przewyższać wartość gęstości elektronów w jonosferze jest zbyt ogólna i nie nadaje się z tego powodu na podstawie prowadzonych to oszacowań. Parametr ten można obliczyć na podstawie danych o tempie konsumpcji tlenu oraz następujących informacji dodatkowych: 1. oddychanie komórkowe zachodzi w układach enzymatycznych zlokalizowanych na grzebieniach mitochondrialnych, których objętość stanowi ok. 1/40 objętości komórki, 2. czas przepływu elektronu przez układ przenośników elektronów jest rzędu 10^{-2} s. Uproszczony wzór, pozwalający obliczyć gęstość elektronów zaangażowanych w procesach oddychania komórkowego miałaby następującą postać:

$$N = 3,98 \times 10^{19} Z, \quad (13)$$

gdzie: N — gęstość nośników ładunku (cm^{-3}), Z — tempo konsumpcji tlenu przez tkankę ($\text{cm}^3(\text{g tkanki} \cdot \text{s})^{-1}$). Sprawą wartą tu podkreślenia jest to, że tempo oddychania tkankowego u tego samego osobnika może zmieniać się w szerokim zakresie. Tak na przykład u człowieka pomiędzy spoczynkiem a dużym wysiłkiem fizycznym Z może wzrastać o 10 do 15 razy; u niektórych owadów od 50 do 200 razy (14). Także dla poszczególnych grup taksonomicznych świata zwierzęcego tempo konsumpcji tlenu jest bardzo zróżnicowane (tab. 2).

Tab. 2. Tempo konsumpcji tlenu oraz gęstość nośników ładunku w mitochondriach niektórych zwierząt (14 s. 376-382)

Nazwa organizmu	Tempo konsumpcji O_2 ($\text{cm}^3(\text{g} \cdot \text{s})^{-1} \times 10^{-3}$)	Gęstość nośników ładunku (cm^{-3}) ^a
Pyton	0,1	$4,0 \times 10^{15}$
Karp	1	$4,0 \times 10^{16}$
Aligator	1,3	$5,2 \times 10^{16}$
Człowiek	3,7	$1,5 \times 10^{17}$
Mysz domowa	28,3	$1,1 \times 10^{17}$
Bresslauer (pierwotniak)	122,0	$4,9 \times 10^{18}$

^a obliczono według wzoru (13)

Przedstawiony w tab. 2 wynik, oszacowania możliwych wartości N w mitochondriach niektórych organizmów, nie pozwala przy dalszych rozważaniach wykluczyć możliwości, że przy dużych wartościach N (organizm o wysokim tempie metabolizmu, stany wzmoczonego wysiłku układu) może następować zwyrodnienie stanów energetycznych nośników ładunku.

Statyczna stała dielektryczna

Należy tutaj uwzględnić możliwą dość szeroką skalę wartości ϵ . Wziąwszy pod uwagę, że wartość ta dla podwójnych błon lipidowych wynosi około 2,3 (11) oraz że naturalne błony biologiczne zawierają w swej strukturze białka, które z kolei wiążą tam pewne ilości wody, można oczekiwać, że wartość ϵ błon mitochondrialnych będzie większa, lecz nie będzie przekraczać 10^2 .

Nie można także pominąć możliwości istnienia sytuacji — gdy ϵ osiąga wysokie wartości, których można się spodziewać w niektórych częściach organizmu (1, 17). Takie wartości mogą występować wszędzie tam, gdzie molekuły cechują duże wartości momentów dipolowych (7, 16). Tak więc strukturami o dużych wartościach momentu dipolowego molekuł mogą być np. układy enzymatyczne, jądro komórkowe czy też

niektóre elementy składowe tkanki łącznej. Dla celów niżej przeprowadzonych oszacowań można więc przyjąć, że w strukturach żywych ϵ może przyjmować wartości pomiędzy 2 a 10^3 .

Masa efektywna nośników ładunku

W materiałach nieorganicznych jej wartość znajduje się w granicach pomiędzy 10^{-2} a $10 m_0$ (4). Badania wykonane na modelach materiału biologicznego przynoszą wyniki dość rozbieżne. Wartość m_e oceniono na równą $0,2 m_e$ (12), a także za równą 10 i więcej m_e (6, 10). W przeprowadzonych poniżej oszacowaniach zostanie uwzględniony zakres możliwych wartości m_e pomiędzy $1 m_e$ a $10 m_0$.

Przedstawione przed chwilą wyniki oszacowania N i przyjęte wartości ϵ i m_e będą podstawą do dokonania oszacowań innych parametrów plazmy fizycznej w biostrukturach. Należy tu jednak przypomnieć, że wszystkie wykorzystywane wartości są jedynie przybliżone, co pozwala jedynie na wstępną ocenę parametrów plazmy w biostrukturach. Wartości wspomnianych parametrów przedstawiono w tab. 3. Wyniki oszacowań zawarte w tej tabeli można także tak rozumieć, że występowanie plazmy fizycznej w biostrukturach nie jest wykluczone.

Tab. 3. Przybliżone wartości parametrów charakteryzujących plazmę fizyczną w biostrukturach

Parametry plazmy fizycznej w biostrukturach	Plazma niezwyrodniała			Plazma zwyrodniała		
	T	ϵ	N	m_e	ϵ	N
	310	50	10^{17}	10	10^2	$5 \cdot 10^{18}$
Odległość ekranowania (cm)	$2,72 \times 10^{-6}$			$2,79 \times 10^{-6}$		
Liczba Debey'a	8,42			4,55		
Stopień skolektywizowania oddziaływań	$5,00 \times 10^{-2}$			0,23		
Częstość oscylacji plazmowych ($\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$)	$7,97 \times 10^{11}$			$5,64 \times 10^{12}$		
Częstość cyklotronowa ($\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}$)	$8,75 \times 10^5$			$8,78 \times 10$		
	$1,76 \times 10^9$			$1,76 \times 10^{10}$		

a według wzoru (2); b według wzoru (3); c według wzoru (7); d według wzoru (8); e według wzoru (9); f według wzoru (10); g według wzoru (11), $m_e = 10 m_0$; h według wzoru (12); i $H = 0,5 \text{ G}$, $m_e = 10 m_0$; j $H = 0,5 \text{ G}$; k $H = 10^8 \text{ G}$, $m_e = 10 m_0$; l $H = 10^8 \text{ G}$.

Wyniki zawarte w tab. 3 pozwalają ponadto na wyciągnięcie kilku wniosków:

a) plazma fizyczna może występować w strukturach biologicznych, których rozmiary liniowe nie są mniejsze niż 10^{-5} cm. Może więc ona występować w takich strukturach, jak: mitochondria (średnica ok. 10^{-4} cm) w jądrze komórkowym (średnica ok. 7×10^{-5} cm), a nawet w chromosomach, których włókna mogą mieć nawet średnicę ok. 4×10^{-5} cm.

Ponadto w związku z powszechnie występującymi w żywym układzie wielkimi powierzchniami o rozmaitych charakterystykach elektrycznych można spodziewać się występowania na powierzchniach granicznych (np. błony biologiczne—woda) tzw. plazmonów powierzchniowych;

b) wielkością fizyczną, od której w dużym stopniu zależy realizowanie stanu plazmowego w żywym układzie, jest statyczna stała dielektryczna jego struktur. Im wyższe wartości ona osiąga, tym lepiej realizuje się stan plazmowy;

c) jeżeli przyjąć możliwość występowania plazmy niezwyrodniałej i zwyrodniałej w określonych strukturach żywych, to ich reakcja na zmiany koncentracji nośników ładunku jest przeciwstawna. Spadek wartości N prowadzi do nasilenia oddziaływań kolektywnych (a także do wzrostu wartości L_D) w plazmie niezwyrodniałej, natomiast w plazmie zwyrodniałej do ich osłabienia. Wzrostowi wartości N odpowiadają także odwrotne zmiany wartości N_D , N_{FT} oraz L_D i L_{FT} .

Uzyskane powyżej wyniki, po dalszym ich uściśleniu, mogą być wstępnym krokiem do eksperymentalnego uzasadnienia występowania plazmy fizycznej w biostrukturach. Jeśli powiodą się one, można się będzie spodziewać nowych jakościowo badań nad układami żywymi w takich np. dziedzinach jak: „magnetobiologia”, „oddziaływanie zewnętrznych pól elektromagnetycznych i środków farmakologicznych na układy żywe”.

LITERATURA

1. Athenstaedt H.: Ferroelektrische und piezoelektrische Eigenschaften biologischer bedeutsamer Stoffe. „Naturwissenschaften” 48 : 1961 s. 465-472.
2. Bowers R., Steele M. C.: Plasma Effects in Solids. „Proceedings of the Institution of Electrical Engineers” 52 : 1964 s. 1105-1112.
3. Bulanda W.: Przewodnictwo elektronowe związków organicznych i jego znaczenie w biologii. W: Zagadnienia biofizyki współczesnej. Pod red. W. Leyko. T. 2. Warszawa—Łódź 1977 s. 15-42. PWN.
4. Chynowieth A. G., Buchsbaum S. J.: Solid State Plasma. „Physics Today” 18 : 1965 No 11 s. 26-37.
5. Cope F. W.: A Review of the Applications of Solid State Physics Concepts to Biological Systems. „Journal of Biological Physics” 3 : 1975 s. 1-41.
6. Eley D. D.: Semiconducting Biological Polymers. W: Organic Semiconducting Polymers. Ed. E. Keaton. New York 1968 s. 259-294. M. Dekker.

7. Fröhlich H.: The Extraordinary Dielectric Properties of Biological Materials and the Action of Enzymes. „Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America” 72: 1975 s. 4211-4215.
8. Gutman F., Lyons L. E.: Organic Semiconductors. New York—London—Sydney 1967 s. 621-624. Wiley.
9. Iniuszyn W. M., Griszczenko W. S., Worobiew N. A., Szujski N. N., Fiedorowa N. N., Gibadulin F. F.: O biologiczeskoj suszcznosti efekta Kirliana. Konceptyja biologiczeskoj plazmy. Alma-Ata 1968. Kazachskij Gosudarstwiennyj Uniwersitet.
10. Ladik J.: The Energy Band Structure and Conduction Properties of DNA. „International Journal of Quantum Chemistry. Quantum Biology Symposia” 1: 1974 s. 65-69.
11. Okhi S., Aono O.: Properties of Bilayer Lipid Membranes. Membrane Thickness. „Journal of Theoretical Biology” 26: 1970 s. 227.
12. O’Konski C. T., Moser P., Shirai M.: Electric Properties of Macromolecules. W: Quantum Aspects of Polypeptides and Polynucleotides. Ed. M. Weissbluth. Interscience. Stanford University. California 1964 s. 439-450. Chapter IX: „Conductivity and Dielectric Constant of Sodium, Lithium and Magnesium Deoxiribonucleates”.
13. Platzman P. M., Wolf P. A.: Waves and Interactions in Solid State Plasmas. New York—London 1973. Academic Press.
14. Prosser C. L.: Kislород, dychanije i mietabolizm. W: Srawnitielnaja fizjologia żywotnych. T. 1. Pod red. C. L. Prossera. Moskwa 1977 s. 349-429. Mir.
15. Sedlak W.: Elektrostaza i ewolucja organiczna. „Roczniki Filozoficzne” 15: 1967 z. 3 s. 31-58.
16. Sakamoto M., Kanda H., Hayakawa R., Wada Y.: Dielectric Relaxation of DNA in Solutions. „Biopolymers” 15: 1976 s. 879-892.
17. Stanford L. L., Lorey R. A.: Evidence of Ferroelectricity in RNA. „Nature” 219: 1968 s. 1250-1251.
18. Wiedienow A. A.: Plazma twiordogo ciała. „Uspiechi fiziczeskich nauk” 84: 1964 s. 533-555.

OCCURRENCE OF PHYSICAL PLASMA IN LIVING STRUCTURES

Summary

From the estimations comprised in the article follows that physical plasma can occur in living structures. The density of charge carriers and the value of the static dielectric constant are such, that the two basic conditions of the plasma state are satisfied: a) the value of Debye radius does not exceed the linear dimensions of such subcellular structures as mitochondria or cellular nuclei; b) the number of charge carriers contained in a sphere of Debye radius is large enough to enable the occurrence of collective interactions.

In the paper the possibility of occurrence of non-degenerate and degenerate plasma in biostructures was also taken into consideration. Attention was paid as well to the particular importance of sufficiently high values of the static dielectric constant for realization of the plasma state in biostructures.