

MARIAN WNUK

## PLAZMA FIZYCZNA W CHLOROPLASTACH

Możliwość istnienia plazmy fizycznej w układach żywych zasygnalizowana była po raz pierwszy przez W. Sedlaka w 1967 r. <14>. Dalsze prace tego autora <15, 16> dotyczyły wyłącznie ogólnych i jakościowych rozważań struktury i funkcji stanu plazmowego w biostrukturach. Efektem tego była niezwykle interesująca i inspirująca koncepcja bioplazmy jako nowego stanu materii <zob. np. 17, 18>. Jednakże brak ilościowych oszacowań parametrów plazmy fizycznej w układach biotycznych stoi na przeszkodzie nie tylko szczegółowego określenia specyfiki stanu plazmowego w organizmie, ale przede wszystkim badań eksperymentalnych w tym względzie. Jak dotąd podjęto tylko nieliczne próby mające na celu oszacowanie wyżej wspomnianych parametrów, wykorzystując wzory zaczerpnięte z fizyki plazmy <10, 24, 26 - 30>. J. Zon <29, 30> obliczył dla mitochondriów i elektrolitu cytoplazmatycznego takie wielkości, jak: gęstość swobodnych nośników ładunku (uwzględniając tylko elektrony), odległość krytyczną, promień Debye'a, długość drogi swobodnej, liczbę Debye'a, częstość plazmową, częstość cyklotronową i rozmiar zbioru naładowanych cząstek. Na podstawie otrzymanych wartości dla mitochondriów tłumaczy on plazmą rezonansowy wpływ mikrofal niskiej intensywności na układy biologiczne <26, 27>. Obliczenia te sugerują, że można przeprowadzić analogiczne oszacowania również dla innych organelli komórkowych. Określenie bowiem warunków, jakie musi spełniać układ żywy, aby istniała w nim plazma fizyczna, jest zadaniem podstawowym dla dalszego rozwoju tego działu bioelektroniki.

Niniejszy artykuł ma na celu przedstawienie oszacowania niektórych wspomnianych wyżej parametrów dla chloroplastów i przedyskutowanie warunków istnienia plazmy fizycznej w tej organelli komórkowej; dokładniej mówiąc - dla błon lęmelarnych tylakoidów i stromy. Dla uproszczenia zajmiemy się tu tylko elektronami jako swobodnymi nośnikami ładunku, tj. plazmę elektronową w tych strukturach fotosyntetycznych.

Pierwszym zadaniem do wykonania jest oszacowanie tych parametrów badanego układu, które odpowiedzą na pytanie, czy spełnione są warunki istnienia w nim plazmy fizycznej. Warunki te są następujące <19>:

$$L_c \ll N^{-1/3} \ll \lambda_D \ll \lambda_c, L \quad (1)$$

gdzie  $N^{-1/3}$  – średnia odległość pomiędzy naładowanymi cząstkami. Parametry te są określone następującymi wzorami:

$L_c$  – odległość krytyczna

$$L_c = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0 \epsilon_r kT} \text{ [m]} \quad (2)$$

gdzie:  $q$  – ładunek cząstki, tutaj  $e = 1,6021 \cdot 10^{-19}$  C,  $\epsilon_0$  – przenikalność dielektryczna próżni  $= 8,8541 \cdot 10^{-12}$  F/m,  $\epsilon_r$  – względna przenikalność dielektryczna materiału (w statycznych polach),  $k$  – stała Boltzmanna  $= 1,3805 \cdot 10^{-23}$  J/K,  $T$  – temperatura bezwzględna. Ponieważ w równaniu 1. stałymi są:  $q$ ,  $\pi$ ,  $\epsilon_0$  i  $k$ , do dalszych obliczeń używać się będzie uproszczonego wzoru:

$$L_c \approx \frac{1,67 \cdot 10^{-5}}{\epsilon_r T} \text{ [m]} \quad (3)$$

$\lambda_D$  – długość Debye'a

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon_r kT}{Ne^2}} \text{ [m]} \quad (4)$$

gdzie:  $N$  – gęstość nośników ładunku,  $m^{-3}$ . Po wstawieniu wartości stałych do równania 4. otrzymamy równanie

$$\lambda_D \approx 69 \sqrt{\frac{\epsilon_r T}{N}} \text{ [m]} \quad (5)$$

$\lambda_c$  – długość drogi swobodnej

$$\lambda_c = \frac{1}{4\pi L_c^2 N} \text{ [m]} \quad (6)$$

Po wstawieniu równania 3. do 6. otrzymamy

$$\lambda_c \approx 2,85 \cdot 10^8 \frac{\epsilon_r^2 T^2}{N} \text{ [m]} \quad (7)$$

Do dalszych obliczeń wprowadzone tu zostaną jeszcze dwa dalsze parametry:

$N_D$  – liczba Debye'a

$$N_D = \frac{4}{3} \pi \lambda_D^3 N \quad (8)$$

Po uproszczeniu

$$N_D \approx 1,38 \cdot 10^6 \sqrt{\frac{\epsilon_r^3 T^3}{N}} \quad (9)$$

Liczba Debye'a wskazuje na liczbę cząstek zawartych w kuli, o promieniu  $\lambda_D$ . Wartość  $N_D$  jest miarą rozmiaru kolektywności zbioru naładowanych cząstek.

$\omega_p$  – częstość plazmowa

$$\omega_p = \sqrt{\frac{Ne^2}{\epsilon_0 \epsilon_r m}} \text{ [rad/s]} \quad (10)$$

Po uproszczeniu

$$\omega_p \approx 5,38 \cdot 10^{-14} \sqrt{\frac{N}{\epsilon_r m}} \text{ [rad/s]} \quad (11)$$

gdzie:  $m$  – masa nośnika ładunku.  $\omega_p$  – odnosi się do częstości kątowej oscylacji plazmy, gdy jej równowaga elektro-energetyczna została zaburzona. Wielkość ta charakteryzuje możliwe różne odpowiedzi plazmy na zewnętrzne fale elektromagnetyczne padające na plazmę. Promieniowanie, którego częstość kątowa  $\omega$  jest niższa niż  $\omega_p$ , jest odbijane od plazmy, zaś o  $\omega > \omega_p$  jest przepuszczane. Natomiast absorpcja zewnętrznego promieniowania przez plazmę zachodzi wtedy, gdy  $\omega = \omega_p$ .

Gęstość swobodnych elektronów w lamelach chloroplastów. Potraktowanie elektronów jako swobodnych nośników ładunku, które mogą zachowywać się jak plazma fizyczna, usprawiedliwia się tu akceptując poglądy, że w pierwotnych stadiach procesów fotosyntezy zaangażowane jest półprzewodnictwo <4, 13, 20, 21>. Oszacowanie gęstości elektronów zależy od uzyskanych danych dotyczących wymiarów fotoukładów i kinetyki przepływu elektronów w tych fotoukładach. Dane te różnią się dla chloroplastów wyodrębnionych z różnych gatunków organizmów fotosyntetyzujących. Szczegółowa budowa łańcuchów przenośników elektronów w tych fotoukładach nie jest tu istotna.

Jak wiadomo, intensywność fotosyntezy zależy nie tylko od liczby fotoukładów w chloroplaście, ale i od natężenia oświetlenia, wpływu różnych substancji i wielu innych czynników. Toteż nie wszystkie fotoukłady są czynne w danej jednostce czasu. Dla roślin zielonych, w pełnym oświetleniu w południe, gdy pojedyncza cząsteczka chlorofilu absorbuje około 10 kwantów/s, maksymalna szybkość przepływu elektronów wynosi 100 elektronów/s  $\times$  łańcuch reakcyjny <6>. Dane te są różne według innych autorów. Niewątpliwie liczba czynnych fotoukładów zmienia się w czasie, a tym samym gęstość swobodnych elektronów. Przyjmiemy zatem tutaj, że w danym momencie każdy fotoukład ma jeden elektron jako swobodny nośnik ładunku. Każdy bowiem fotoukład ma jeden łańcuch przenośników elektronów.

Yamamoto i in. <25> z chloroplastów liści szpinaku (*Spinacea oleracea*) wyodrębnili fotosyntetyczne centra reakcyjne (fotoukłady I) o kształcie elipsoid o wymiarach

150 × 60 Å. Stąd, ponieważ objętość elipsoidy wynosi  $V = \frac{4}{3}\pi abc$ , gdzie:  $a, b, c$  – długość półosi, przyjmując za trzecią oś 60 Å, możemy obliczyć objętość fotoukładu I:

$$V = 2,83 \cdot 10^5 \text{ Å}^3 = 2,83 \cdot 10^{-25} [\text{m}^3] \quad (12)$$

Tym samym gęstość elektronów wynosi

$$N = \frac{1 \text{ el.}}{2,83 \cdot 10^{-25} \text{ m}^3} \approx 3,54 \cdot 10^{24} [\text{elektronów/m}^3] \quad (13)$$

W inny sposób oszacować można gęstość  $N$ , wykorzystując dane uzyskane za pomocą mikroskopu elektronowego przez J. Kirka (cyt. za <5>). Zgodnie z nimi na powierzchni 1  $\mu\text{m}^2$  tylakoidu znajduje się około 3800 lekkich cząstek i około 1800 ciężkich. Cząstki lekkie zawierają fotoukład I, a ciężkie po dwa fotoukłady II. Kompleks fotoukładu I i fotoukładu II zajmuje powierzchnię  $S \cong 5 \cdot 10^{-12} \text{ cm}^2$ , a średnia objętość pojedynczego fotoukładu

$$V = \frac{1}{2} lS \cong 10^{-18} \text{ cm}^3 = 10^{-24} [\text{m}^3] \quad (14)$$

przy jego grubości  $l = 50 \text{ Å}$ . Przyjmując, że grubość membrany tylakoidu wynosi od 50 do 100 Å <21> i że na 1  $\mu\text{m}^2$  tylakoidu przypada około 8000 fotoukładów <23>, otrzymujemy gęstość elektronów

$$N = 8 \cdot 10^{23} \text{ do } 1,6 \cdot 10^{24} [\text{el./m}^3]. \quad (15)$$

Według danych Arnolda <1> jedna fotojednostka o powierzchni  $(150 \text{ Å})^2$  jest małym kondensatorem, który przy 0,6 V ma średnio od 4,2 do 16,8 elektronów, co autor ten otrzymał na podstawie pojemności membran biologicznych przyjętej za 0,5 - 2,0 · 10<sup>-6</sup> F/cm<sup>2</sup>. Można stąd obliczyć gęstość elektronów. Przyjmując, że fotojednostka o powierzchni  $(150 \text{ Å})^2$  ma grubość w granicach 50 - 100 Å, mamy jego objętość 1,16 - 2,25 · 10<sup>-24</sup> m<sup>3</sup>. Zatem przy zawartości elektronów 4,2 - 16,8 otrzymujemy, że gęstość elektronów zawiera się w zakresie

$$N \approx 1,87 \cdot 10^{24} \text{ do } 1,45 \cdot 10^{25} [\text{el./m}^3]. \quad (16)$$

Kolejną drogą oszacowania gęstości swobodnych elektronów może być sposób polegający na wykorzystaniu tempa konsumpcji CO<sub>2</sub> przez rozmaite fototrofy. Jest on następujący. Kukurydza w pewnych warunkach włącza dzięki fotosyntezie 650  $\mu\text{moli CO}_2$ /1 mg chlorofilu w ciągu godziny. Ponieważ 1 cząsteczka CO<sub>2</sub> przyjmuje 4 elektrony, otrzymujemy, że musi przepłynąć 1,57 · 10<sup>21</sup> elektronów / 1 mg chlorofilu w ciągu 1 sekundy, czyli tyle przepływa elektronów przez wszystkie fotoukłady na sekundę. Przyjmując, że przez jeden fotoukład w ciągu 1 sekundy przepływa 100 elektronów, otrzymujemy 4,36 · 10<sup>15</sup> czynnych fotoukładów/1 mg chlorofilu lub swobodnych elektronów na 1 mg chlorofilu. Ponieważ gęstość upakowania chlorofilu wynosi 0,4 g/cm<sup>3</sup> <11>, (tj. 4 · 10<sup>8</sup> mg/m<sup>3</sup>), wobec tego gęstość elektronów wyniesie

$$N \approx 4,36 \cdot 10^{15} [\text{el./mg}] \cdot 4 \cdot 10^8 [\text{mg/m}^3] \approx 1,74 \cdot 10^{24} [\text{el./m}^3]. \quad (17)$$

Wartość tu otrzymana jest jednak bardzo przybliżona z uwagi na to, że gęstość chlorofilu w lamelach jest prawdopodobnie nieco inna od gęstości *in vitro*.

Zresztą można by ocenić gęstość  $N$  poniekąd *a priori*. Wiedząc, że w 1 mg chlorofilu jest  $6,75 \cdot 10^{17}$  cząsteczek, i przyjmując, że w jednym fotoukładzie jest 230 cząstek chlorofilu, otrzymujemy liczbę fotoukładów i tym samym gęstość elektronów (zakładając, że wszystkie fotoukłady są czynne):

$$N = 6,75 \cdot 10^{17} \cdot 4 \cdot 10^8 \cdot \frac{1}{230} \approx 1,17 \cdot 10^{24} [\text{el./m}^3]. \quad (18)$$

Okazuje się, że i tym razem rząd wielkości się zgadza.

Biorąc wszystkie powyższe wyniki pod uwagę, przyjmiemy do dalszych obliczeń, że gęstość elektronów w błonach fotosyntetycznych wynosi około

$$N \approx 5 \cdot 10^{24} [\text{el./m}^3]. \quad (19)$$

Stąd średnia odległość pomiędzy naładowanymi cząstkami równa się

$$N^{-1/3} \approx 5,848 \cdot 10^{-9} [\text{m}]. \quad (20)$$

Dla porównania gęstość elektronów zaangażowanych w procesy bioenergetyczne w błonach mitochondriów została oszacowana przez Zona <29, 30> jako  $N \approx 10^{23}$  [el./m<sup>3</sup>].

Temperatura – T. Dla większości roślin klimatu umiarkowanego optymalną temperaturą fotosyntezy jest 25°C. Fotosynteza może przebiegać w szerokim zakresie temperatur od poniżej 0°C dla niektórych roślin arktycznych czy alpejskich do powyżej 50°C dla tropikalnych, a nawet około 70°C dla pewnych bakterii termofilnych. Tutaj do dalszych obliczeń przyjmiemy wyżej wspomnianą temperaturę bliską optymalnej, tj. około 300 K. Obliczenia parametrów plazmy fizycznej w zależności od temperatury fotosyntezy mogą być przedmiotem ewentualnie późniejszych oszacowań.

Wielkość względnej przenikalności dielektrycznej ( $\epsilon_r$ ) błony fotosyntetycznej ogólnie przyjmowana ma wartość równą od kilku do kilkunastu.  $\epsilon_r$  obliczyć można, znając pojemność elektryczną błony i jej grubość ( $\Delta x$ )

$$\epsilon_r = \frac{C_w \Delta x}{\epsilon_0} = \frac{0,5 \div 2,0 \cdot 10^{-6} \text{ F/cm}^2 \cdot 0,5 \div 1,0 \cdot 10^{-6} \text{ cm}}{8,85 \cdot 10^{-14} \text{ F/cm}} \approx 2,82 \div 22,57 \approx 3 \div 23 \quad (21)$$

Wstawiając skrajne wartości stałej dielektrycznej do odpowiednich wzorów, otrzymujemy (tab. 1):

Tabela 1. Zestawienie niektórych obliczonych wartości parametrów plazmy fizycznej (w metrach) dla niskich stałych dielektrycznych

$\epsilon_r$	$L_c$	$N^{-1/3}$	$\lambda_D$	$\lambda_c$	$L$
2,82	$1,97 \cdot 10^{-8}$	$5,848 \cdot 10^{-9}$	$8,98 \cdot 10^{-10}$	$4,08 \cdot 10^{-11}$	$(1 \div 10) 10^{-6}$
22,57	$2,47 \cdot 10^{-9}$		$2,54 \cdot 10^{-9}$	$2,61 \cdot 10^{-9}$	

gdzie  $L$  – długość chloroplastu (rozmiar liniowy struktury zawierającej plazmę fizyczną). Czyli podstawowy warunek na istnienie plazmy nie jest spełniony, a nawet dla dolnej wartości stałej dielektrycznej jest zupełnie przeciwny:  $1,97 \cdot 10^{-8} > 5,848 \cdot 10^{-9} > 8,98 \cdot 10^{-10} > 4,08 \cdot 10^{-11}$ . A zatem w świetle powyższych danych liczbowych plazma fizyczna w lamelach chloroplastów nie istnieje, a swobodne elektrony nie zachowują się w sposób kolektywny. Chcąc więc utrzymać tezę o istnieniu plazmy, należałoby albo zmienić kryterium stanu plazmowego w danym układzie, albo przyjąć znacznie wyższe wartości stałej dielektrycznej dla błon fotosyntetycznych. Ponieważ pierwszy człon alternatywy nie wchodzi na razie w rachubę, zajmiemy się więc drugim.

Spróbujemy oszacować najpierw minimalną wartość stałej dielektrycznej przy zachowaniu warunku stanu plazmowego. Ponieważ  $N^{-1/3} \ll \lambda_D$ , to wstawiając odpowiednie dane, otrzymujemy, dla  $T = 300$  K wartość  $\epsilon_r \gg 119,7$ . Natomiast dla maksymalnych temperatur fotosyntezy, tj. około  $70^\circ\text{C}$  (dla termofilnych bakterii fotosyntetycznych rodziny *Chloroflexus* <9>), warunek ten wyniesie odpowiednio  $\epsilon_r \gg 106$ , a dla minimalnych ( $T = 270$  K):  $\epsilon_r \gg 133$ . Trudno w tej chwili dyskutować nad tym, jak zależy stała dielektryczna w błonach biologicznych od ich temperatury. Przyjmowana bowiem powszechnie wartość  $\epsilon_r$  błon od kilku do kilkunastu stoi w dużej opozycji do przyjmowanego tu poglądu o jej wartościach przewyższających sto kilkadziesiąt, jeśli ma być spełniony warunek plazmowy.

Wartości takie nie są absurdalne, jeśli się weźmie pod uwagę, że niektóre materiały ferroelektryczne mają  $\epsilon_r > 10^5$ . Za przykład niech posłuży tu tytanian baru  $\text{BaTiO}_3$ , dla którego  $\epsilon_r$  może sięgać kilku tysięcy, czy siarczan trójglicyny, dla którego  $\epsilon_r = 10^2 \div 10^3$ , w zależności od temperatury <8>.

Ferroelektryczność materiału biologicznego była już przedmiotem badań <np. 2, 3>. Stwierdzono nie tylko półprzewodnictwo membran, ale i ferroelektryczność. Jako przykład niech posłuży fakt, iż membranę mielinową sklasyfikowano jako ferroelektryczny półprzewodnik <7>. Według Polonsky'ego i in. <12> dla DNA  $\epsilon_r \cong 10^5$ . Być może istnieją już jakieś dane na temat ferroelektryczności błon fotosyntetycznych. Zakładając, że są one ferroelektryczne, i biorąc powyższe pod uwagę należałoby postulować zweryfikowanie sposobów pomiaru i obliczeń stałych dielektrycznych błon biologicznych. Jest to dość ważna implikacja dla dalszego rozwoju bioelektroniki, zresztą podkreślana uprzednio przez Zona.

W charakterze dygresji wspomnieć należy, że dla celów technicznych są prowadzone badania generowania plazmy fizycznej przy powierzchni ferroelektryków <8>. Nie można więc wykluczyć generowania się plazmy na powierzchniach ferroelektrycznych błon biologicznych, tym bardziej że na rozmaitych powierzchniach międzyfazowych przebiegają intensywne procesy biochemiczne katabolizmu i anabolizmu.

Reasumując powyższe, przyjmijmy minimalną wartość stałej dielektrycznej dla błon fotosyntetycznych za równą 150, jeśli warunek istnienia w nich stanu plazmowego ma być spełniony.

Jeżeli założymy, że  $\epsilon_r = 200$ , a  $T = 300^\circ\text{K}$ , to wstawiając odpowiednie dane do wzorów: 3, 5, 7 i 9, otrzymamy następujące wartości parametrów:

$$L_c = 2,78 \cdot 10^{-10} [\text{m}] \quad (22)$$

$$N^{-1/3} = 5,848 \cdot 10^{-9} [\text{m}] \quad (20)$$

$$\lambda_D = 7,56 \cdot 10^{-9} [\text{m}] \quad (23)$$

$$\lambda_c = 1,03 \cdot 10^{-6} [\text{m}] \quad (24)$$

$$N_D = 9,07 \quad (25)$$

Jeśli chodzi o częstość plazmową i cyklotronową, to obliczenia komplikują się o dodatkowy nie określony parametr, tj. masę efektywną elektronu. W półprzewodnikach przyjmuje się za masę efektywną od 0,01 do 10 mas elektronu ( $m_0 = 9,11 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ ). Otrzymujemy więc następujące wartości  $\omega_p$  i odpowiadające im długości fal elektromagnetycznych zaabsorbowanych przez plazmę:

$$\text{dla } m = 10m_0 : \omega_p = 2,82 \cdot 10^{12} [\text{rad/s}], \lambda = 6,68 \cdot 10^{-4} [\text{m}] \quad (26)$$

$$\text{dla } m = 0,01m_0 : \omega_p = 2,82 \cdot 10^{13} [\text{rad/s}], \lambda = 6,68 \cdot 10^{-5} [\text{m}] \quad (27)$$

Obliczone długości fal EM dla odpowiednich częstości plazmowych odpowiadają podczerwieni, o kwantach o energii około 0,004 do 0,04 eV. Wstawienie do wzoru na częstość plazmową wyższych wartości stałej dielektrycznej przesunie maksima absorpcji fal EM przez plazmę w kierunku mikrofal.

Tak więc plazmę elektronową w strukturach fotosyntetycznych chloroplastów trudno jest uważać za bezpośrednią przyczynę absorpcji fal EM zakresu widzialnego lub bliskiej podczerwieni przez odpowiednie chlorofile. Jeśliby bowiem przyjąć, że chlorofil  $P_{700}$  fotoukładu I absorbujący falę EM o długości 700 nm czyni to dzięki mechanizmowi plazmowemu, to należałoby przyjąć niezwykle niskie masy efektywne elektronu rzędu  $10^{-6} \cdot m_0$ , jak to wynika z poniższych obliczeń:

$$v = \frac{c}{\lambda} = \frac{3 \cdot 10^8}{7 \cdot 10^{-7}} \approx 4,29 \cdot 10^{14} [\text{s}^{-1}] \quad (28)$$

$$\omega_p = 2\pi v \approx 2,7 \cdot 10^{15} [\text{rad/s}] \quad (29)$$

$$\omega_p \approx 5,38 \cdot 10^{-14} \sqrt{\frac{N}{\epsilon_r m}} \approx 2,7 \cdot 10^{15} [\text{rad/s}] \quad (30)$$

$$\epsilon_r m \approx 1,4 \cdot 10^{-33} [\text{kg}] \quad (31)$$

$$\epsilon_r x \approx \frac{1,4 \cdot 10^{-33}}{9,11 \cdot 10^{-31}} \approx 1,54 \cdot 10^{-3} \quad (32)$$

gdzie  $x$  – czynnik, którym mnoży się masę elektronu, aby otrzymać jego masę efektywną. Wobec tego dla  $\epsilon_r = 200$  mamy

$$x = \frac{1,54 \cdot 10^{-3}}{2 \cdot 10^2} \approx 7,7 \cdot 10^{-6} \quad (33)$$

Przy jeszcze wyższych wartościach stałej dielektrycznej masa efektywna elektronu musiałaby być jeszcze niższa. Wynik ten znowu wybiega poza ustalone kanony, toteż problem powyższy powinien być w przyszłości przedmiotem bardziej wnikliwych rozważań. Zagadnienie to pozostawimy na razie otwarte, przyjmując, że plazmony o obliczonej powyżej energii byłyby raczej odpowiedzialne za jakąś rolę informacyjną; że byłyby jakimś „kluczykiem” otwierającym „zamek” wpuszczający dopiero fale EM zakresu widzialnego i bliskiej podczerwieni. Plazmony o tych energiach mogłyby powodować jakieś zmiany konformacyjne w określonych biomolekułach. Można by spekulować, że także dzielą one, wzbudzone przez światło widzialne, ekscytyny na dziury i elektrony? Pozostawimy na razie te problemy nierozstrzygnięte.

Podsumowując, stwierdzić należy, że słuszność wniosków wyciągniętych z wykonanych obliczeń jest o tyle poprawna, o ile warunek stanu plazmowego ( $L_c \ll N^{-1/3} \ll \lambda_D \ll \lambda_c, L$ ) wzięty z fizyki plazmy można bez zastrzeżeń zastosować do układów biologicznych. Podobnym problemem natury metodycznej może być wykorzystywanie analogii czerpanych z fizyki plazmy półprzewodników. Dziedzina ta bowiem rozwijana jest raczej pod kątem zastosowań w elektronice technicznej a nie biofizyce (zob. np. 22). Dlatego na obecnym etapie rozwoju poruszanej w niniejszym artykule problematyki nie można się obyć bez daleko idących uproszczeń. Mimo to uzyskane tu wyniki potwierdzają hipotezę istnienia plazmy fizycznej w chloroplastach. Aczkolwiek koniecznym warunkiem dla obecności tej plazmy są wysokie wartości statycznej stałej dielektrycznej środowiska, przez które przenoszone są elektrony, tj.  $\epsilon_r \gg 133$ . Postulować więc należy badania nad ferroelektrycznością błon fotosyntetycznych *in vivo*. Ogólnie problem ferroelektryczności biostruktur jest istotny dla rozwijania koncepcji stanu plazmowego w układach biologicznych.

#### LITERATURA

1. Arnold W.: Path of Electrons in Photosynthesis. „Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America” 73 (12): 1976 s. 4502.
2. Athenstaedt H.: Die ferroelektrischen und piezoelektrischen Eigenschaften der Organismen. „Naturwissenschaften” 47: 1960 s. 455.
3. Athenstaedt H.: Ferroelektrische und piezoelektrische Eigenschaften biologisch bedeutsamen Stoffe. „Naturwissenschaften” 48: 1961 s. 465.
4. Cope F.: A Review of the Applications of Solid State Physics Concepts to Biological Systems. „Journal of Biological Physics” 3 (1): 1975 s. 1.
5. Czernawska N. M., Czernawski D. S.: Tunnielnyj transport elektronow w fotosintezie. Moskwa 1977 s. 86.
6. Kok B., Radmer R.: Mechanisms in Photosynthesis. W: ACS Monograph Series, No. 172 Chemical Mechanisms in Bioenergetics. Ed. D. R. Sanadi. 1976 s. 172.
7. Kołotilow N. N., Bielik J. W., Tierleckaja J. T.: Poluprowodnikowyje i segnietoelektriczeskije swojstwa mielinowej miembrany i jejo niekotoryje wozmożnyje funkcii. W: Molekularnaja gienetika i biofizika. Kijew 1978 s. 51.



8. Kusz J.: Generowanie plazmy przy powierzchni ferroelektryków, Warszawa 1978 s. 21, 24.
9. Łoginowa Ł. G., Jegorowa Ł. A.: Nowyje formy termofilnych bakterij. Moskwa 1977 s. 45.
10. Manczarski S.: Plazma elektronowa w środowisku biologicznym. „Postępy Fizyki” 20 (3): 1969 s. 381.
11. Nasyrow J. S.: Fotosintez i gienetika chloroplastow. Moskwa 1975 s. 28.
12. Polonsky J., Douzou P., Sardon C.: Mise en évidence de propriétés ferroélectriques dans l'acide desoxyribonucléiques (DNA). „Comptes Rendus Hebdomadaires des Seances de l'Academie des Sciences” 250: 1960 s. 3414.
13. Biofizika fotosintieza. Pod red. A. B. Rubina. Moskwa 1975 s. 102, 128.
14. Sedlak W.: Elektrostaza i ewolucja organiczna. „Roczniki Filozoficzne” 15: 1967 z. 3 s. 31.
15. Sedlak W.: Plazma fizyczna i laserowe efekty w układach biologicznych. „Kosmos A” 19: 1970 s. 143.
16. Sedlak W.: Plazma fizyczna jako podstawa bioenergetyki. „Roczniki Filozoficzne” 20: 1972 z. 3 s. 125.
17. Bioplazma. Materiały z I Konferencji poświęconej bioplazmie 9 maja 1973. Red. W. Sedlak. Lublin 1976.
18. Sedlak W.: Bioelektronika. Warszawa 1979.
19. Sheffield J.: Plasma Scattering of Electromagnetic Radiation. New York. London 1975, (tłum. ros. Moskwa 1978 s. 9).
20. Simionescu C., Dumitrescu S., Percec V.: Semiconducting Biopolymers and their Part in Biochemical Phenomena. W: Topics in Bioelectrochemistry and Bioenergetics. Ed. G. Milazzo. Vol. 2. New York-Brisbane-Toronto 1978 s. 151.
21. Tien T. H.: Biology and Semiconduction. W: Solid State Physics and Chemistry: An Introduction. Ed. P. F. Weller. New York 1974 s. 847.
22. Władimirow W. W., Wołkow A. F., Mijlichow J. Z.: Plazma półprzewodników. Moskwa 1979.
23. Wolkenstein M. W.: Obszczaja biofizika. Moskwa 1978 s. 366.
24. Wolkowski Z. W., Sedlak W., Zon J.: The Utility of Bioelectronics and the Bioplasma Concept in the Study of the Biological Terrain and its Equilibrium. W: First World Energy Medicine Congress, Paris. Nov. 18 - 20. 1977 s. 127.
25. Yamamoto Y., Vernon L. P.: Characterization of a Partially Purified Photosynthetic Reaction Center from Spinach Chloroplasts. „Biochemistry” 8 (10): 1969 s. 4131.
26. Zon J.: An Hypothesis of Plasmonic Absorption of RF Energy by Biological Objects. W: Proceedings of the Fourth International Symposium on Electromagnetic Compatibility. Wrocław. Sept. 13 - 15, 1978. Ed. Kłozka H.. Scientific Papers of the Institute of Telecommunication and Acoustics of Wrocław Technical University No. 38, Conferences, No. 9, 1978 s. 450.
27. Zon J.: Physical Plasma in Biological Solids: A Possible Mechanisms for Resonant Interactions Between Low Intensity Microwaves and Biological Systems. „Physiological Chemistry and Physics” 11 (6): 1979 s. 501.
28. Zon J.: Występowanie plazmy fizycznej w strukturach żywych. „Roczniki Filozoficzne” 17: 1979 z. 3 s. 125 - 134.
29. Zon J.: Plazma fizyczna w mitochondriach i cytoplazmie. Sympozjum nt. „Perspektywy badawcze bioelektroniki”. Ojrzanów koło Warszawy, 26 - 28 X 1979 r. Materiały Konferencji Poświęconej Bioelektronice. „Zeszyty Naukowe” PAX. Dodatek do nr 3: 1980 s. 28 - 37.
30. Zon J.: The Living Cell as a Plasma Physical System. „Physiological Chemistry and Physics” 12: 1980 s. 357 - 364.

## PHYSICAL PLASMA IN CHLOROPLASTS

## Summary

The conditions necessary for the existence of physical plasma in photosynthetic membranes of chloroplasts are discussed, and certain parameters of physical plasma in these structures are evaluated. The density of free charge carriers (electrons) in lamellae is about  $5 \cdot 10^{24}/\text{m}^3$ . The plasma state conditions are fulfilled if static dielectric constant of the medium the electrons move through is much higher than 133.