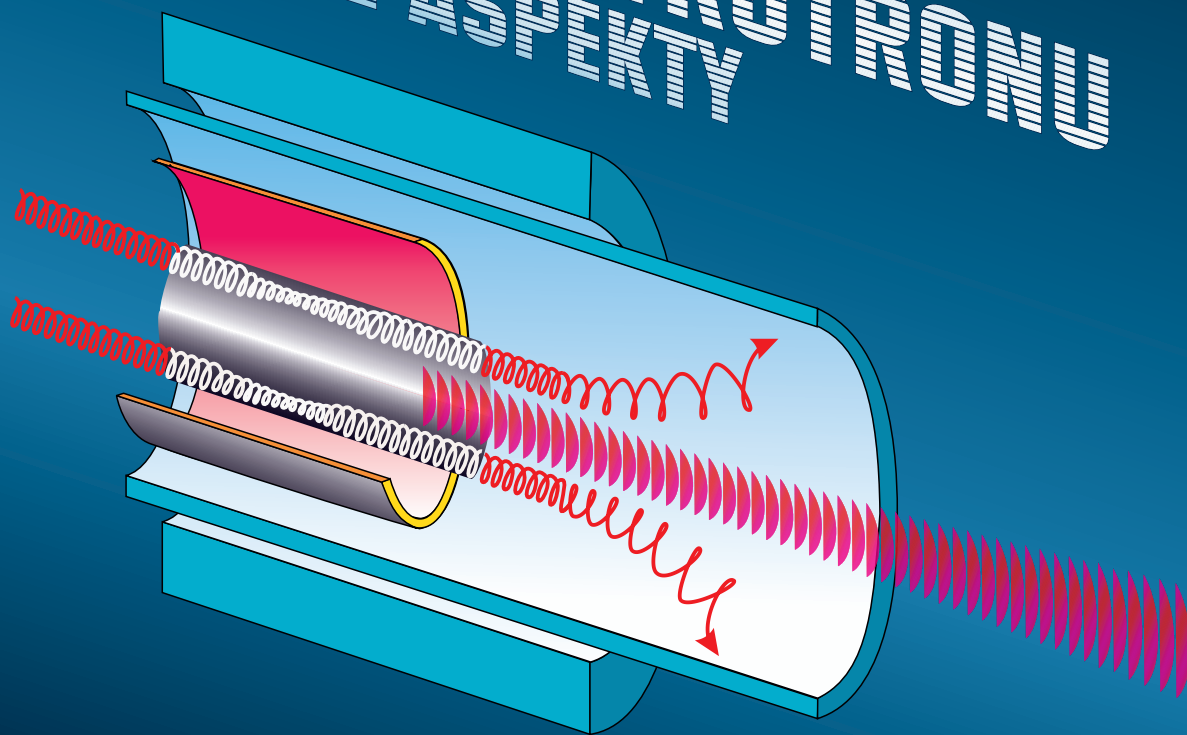


KACPER NOWAK
EDWARD FRANCISZEK PLIŃSKI

ZARYS TEORII I TECHNIKI ZYROTRONU WYBRANE ASPEKTY



OFICyna WYDAWNICZA
POLITECHNIKI WROCŁAWSKIEJ

Kacper Nowak
Edward Franciszek Pliński

Zarys teorii i techniki żyrotronu

Wybrane aspekty



Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej
Wrocław 2022

Recenzenci

Ryszard J. KATULSKI
Ewaryst RAFAŁOWICZ

Opracowanie i korekta rozdziałów 1–3

Katarzyna SOSNOWSKA

Korekta w zakresie ortografii i interpunkcji

Słowa wstępnego, rozdziałów 4–8, Epilogu i Bibliografii

Katarzyna SOSNOWSKA

Projekt okładki

Marcin ZAWADZKI

Wszelkie prawa zastrzeżone. Żadna część niniejszej książki, zarówno w całości, jak i we fragmentach, nie może być reprodukowana w sposób elektroniczny, fotograficzny i inny bez zgody wydawcy i właścicieli praw autorskich.

© Copyright by Oficyna Wydawnicza Politechniki Wrocławskiej, Wrocław 2022

OFICyna WYDAWNICZA POLITECHNIKI WROCLAWSKIEJ

Wybrzeże Wyspiańskiego 27, 50-370 Wrocław

<http://www.oficyna.pwr.edu.pl>

e-mail: oficwyd@pwr.edu.pl

zamawianie.ksiazek@pwr.edu.pl

ISBN-978-83-7493-194-6

Druk i oprawa: beta-druk, www.betadruk.pl

Moim córkom: Isabelli, Gabrielli i Alicji

Kacper Nowak

Moim dzieciom: Waldkowi, Ani i Grzesiowi
oraz moim wnuczętom: Darii, Łukaszowi,
Weronice, Alicji i Wiktorii

Edward F. Pliński

Spis treści

Słowo wstępne	7
1. Historia powstania żyrotronu – <i>Edward F. Pliński</i>	11
2. Zarys fizyki żyrotronu i jej projekcja na technologię – <i>Edward F. Pliński, Kacper Nowak</i>	25
2.1. Zagadnienie temperaturowe	26
2.2. Cyklotronowy Rezonans Magnetyczny – CRM	29
2.3. Relacja składowa prostopadła lotu elektronu a składowa prostopadła pola elektrycznego w rezonatorze	34
3. Relacje dyspersyjne – <i>Edward F. Pliński</i>	43
4. Projektowanie rezonatora – <i>Kacper Nowak</i>	55
4.1. Równania Maxwella	57
4.2. Metoda „Cold Cavity”	61
4.3. Oszacowanie prądu działu elektronowego oraz sprawności żyrotronu	74
4.4. Metoda „Self Consistent” – sprawność żyrotronu i wymagana moc działu	80
4.5. Metoda „Time Dependent” – powstanie fali stojącej	82
5. Rezonator planarny – <i>Mariusz Hruszowiec</i>	101
5.1. Koncepcja rezonatora	101
5.2. Wstępne wyniki symulacji	103
6. Metody symulacji numerycznych – <i>Mariusz Hruszowiec</i>	105
7. Żyrotron jako przestrajalne i stabilne źródło wysokiej częstotliwości oraz mocy – <i>Kacper Nowak</i>	111
8. Zastosowania żyrotronu – <i>Kacper Nowak, Edward F. Pliński</i>	135
Epilog	141
Bibliografia	143

Słowo wstępne

Konstrukcja niniejszej książki przypomina helisę elektronów w żyrotronie. Spirale wirujących, inaczej: żyrujących, elektronów, które przemieszczają się wraz z czytelnikiem, powtarzając temat za każdym obrotem, ale na coraz wyższym poziomie zaangażowania w fizykę i matematykę.

W rozdziale 1 przedstawiono zarys historii miasta, w którym powstało pierwsze na świecie relatywistyczne urządzenie typu CRM, znane dzisiaj jako żyrotron. Skrót CRM oznacza cyklotronowy rezonans magnetyczny, czyli „mikrofalowe źródło stymulowanego promieniowania oparte na zjawisku rezonansu cyklotronowego”. Historia żyrotronu zaczyna się w 1898 r., wraz z utworzeniem Warszawskiego Instytutu Politechnicznego im. Mikołaja II (przekształconego kilka lat później w Politechnikę Warszawską), a kończy w 1964, w momencie uruchomienia pierwszego na świecie żyrotronu w Niżnonowogrodzkim Instytucie Politechnicznym. W rozdziale bardzo krótko wyjaśniono zasadę działania żyrotronu, a dużo miejsca poświęcono ludziom, naukowcom i organizatorom nauki w Gorkim, którzy stworzyli to urządzenie.

Rozdział 2, zgodnie z przyjętą przez autorów zasadą konstrukcji tekstu książki, ma podnieść poziom zaangażowania czytelnika w teorię żyrotronu. Ukazano w nim mechanizmy i problemy związane z działaniem urządzenia. Omówiono zagadnienia dotyczące temperatury, utrudniające podniesienie sprawności urządzeń z dziedziny elektroniki próżniowej, gdy niezbędne jest uzyskanie wyższych częstotliwościach pracy. Pokazano, jak cyklotronowy rezonans magnetyczny jest wykorzystywany w generacji żyrotronu z uwzględnieniem poprawki relatywistycznej. Przytoczono proste rachunki, aby pokazać wpływ poprawki relatywistycznej na mechanizm generacji. Wyjaśniono, jak zachowuje się helikalna struga elektronów prowadzonych przez skrzyżowane pola elektryczne i magnetyczne do wnętrza rezonatora, gdzie zachodzi zjawisko generacji żyrotronowej. Dalej przedstawiono, częściowo schematycznie i częściowo ze szczegółami, niektóre aspekty konstrukcji lampy żyrotronowej. Pokazano ekstremalne zastosowanie żyrotronu w próbach uzyskania fuzji jądrowej w urządzeniach zwanych tokamakami.

Rozdział 3 jest próbą wyjaśnienia działania żyrotronu, a nawet jego zaprojektowania, za pomocą swoistego pisma „obrazkowego”. Wyłuskano z teorii

rezonatorów oraz teorii wiązek elektronowych wyrażenia wiążące same w sobie zależności częstotliwości fali elektromagnetycznej, mogącej rozwijać się w obszarze rezonatora, oraz częstotliwości żyrujących elektronów (z częstotliwością cyklotronową) od wektora falowego. Wykreślono te zależności w różnych konfiguracjach, uzyskując w ten sposób tzw. krzywe dyspersyjne. Pokazano, jak na podstawie wzajemnego położenia krzywych dyspersyjnych wyciągnąć wnioski dotyczące teoretycznej i praktycznej realizacji wielu urządzeń z dziedziny elektroniki próżniowej, takich jak opisywany żyrotron, ale również lampy mikrofalowe o fali bieżącej i wstecznej czy nawet bardziej wyrafinowany cyklotronowy auto-rezonansowy maser (ang. „*cyclotron autoresonance maser*” – CARM).

Rozdział 4 jest zagłębieniem się w szczegóły równań opisujących działanie żyrotronu. Pokazane zostały skrótkowo pochodzenie równania profilu pola elektromagnetycznego (EM) oraz równania pędu elektronów. Następnie, krok po kroku czytelnik jest prowadzony przez sposób rozwiązania układu równań pędu i pola, który opisuje interakcję elektronów z falą stojącą w rezonatorze. Zaprezentowano trzy podejścia, kolejno są to: zimny rezonator (ang. „*Cold-Cavity*”), układ samopodtrzymujący się lub spójny (ang. „*Self-Consistent*”) oraz metoda w dziedzinie czasu (ang. „*Time-Domain*”). Rozdział ten pozwala wyliczyć wymiary rezonatora dla wybranej częstotliwości oraz rozkładu przestrzennego pola EM, czyli modu TE . W obliczeniach posłużono się pakietem Matlab.

W rozdziale 5 czytelnik może zapoznać się z koncepcją rezonatora planarnego, w odróżnieniu od klasycznego rezonatora o kształcie cylindrycznym. Rozdział ten ma charakter poglądowy i jest wynikiem rozważań naukowych, prowadzonych z doktorantem, mgr. inż. Mariuszem Hruszowcem.

W rozdziale 6 omówione zostały metody symulacji pełnofalowych, dostępne sposoby rozwiązywania zagadnień, w kontekście żyrotronów. Rozpoznanie metod obliczeniowych za pomocą pakietów komercyjnych zostało wykonane przez doktoranta, mgr. inż. Mariusza Hruszowca.

Rozdział 7 został poświęcony analizie rozwiązań pozwalających rozszerzyć zakres zastosowania żyrotronów poprzez umożliwienie przestrajania urządzenia oraz stabilizację zarówno mocy, jak i częstotliwości. W wielu zastosowaniach naukowych sama moc nie wystarczy, aby wykonać wartościowy pomiar, dlatego współcześni projektanci poświęcają dużo wysiłku stabilizacji żyrotronów. Pokrótce została omówiona spektroskopia NMR-DNP, gdyż ta metoda badawcza jest motorem napędowym w rozwoju żyrotronów dużej stabilności i na wysokie częstotliwości terahercowe.

W rozdziale 8 przedstawiono szeroki wachlarz zastosowań żyrotronu, obejmujący różne dziedziny nauki i techniki. Treść rozdziału prowadzi do konkluzji zawartej w „Epilogu”, takiej, że żyrotron jest niezbędną technologią dla rozwoju zaawansowanej techniki, a stanie się to widoczne w ciągu najbliższych 20 lat.

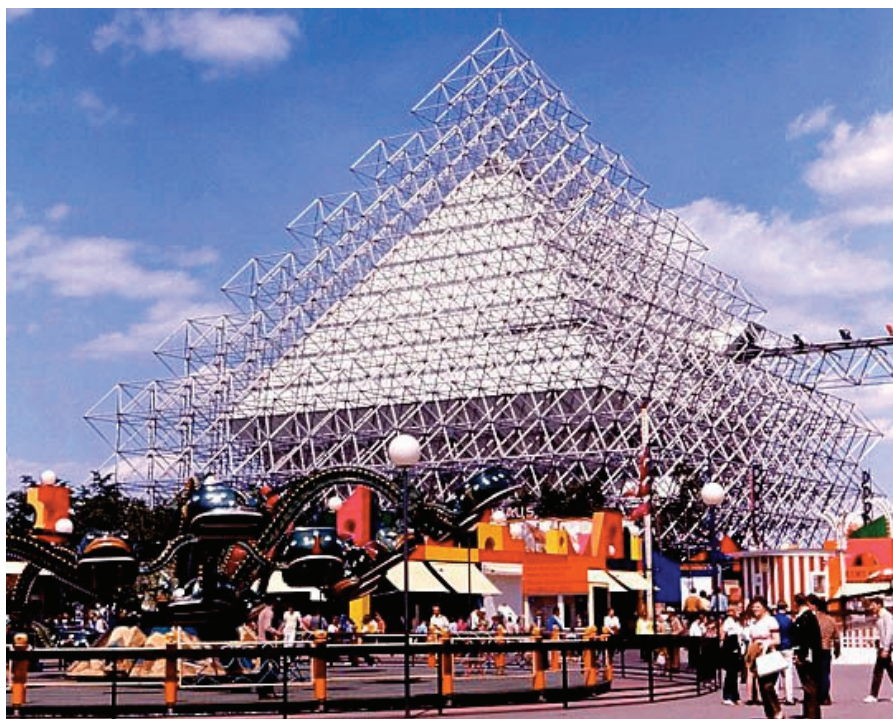
Pragniemy wyrazić wdzięczność Michaiłowi Petelinowi (Instytut Fizyki Stosowanej w Niżnym Nowogrodzie), który podzielił się z nami swoimi wspomnieniami z czasu projektowania żyrotronu; opowiedziana przez Niego historia znacząco wpłynęła na treść rozdziału 1. Dziękujemy także Michaiłowi Glyavinowi (Instytut Fizyki Stosowanej w Niżnym Nowogrodzie), który zwrócił naszą uwagę na historyczny aspekt rozwoju nauki w Niżnym Nowogrodzie i wskazał ważne źródła bibliograficzne dotyczące rozwoju techniki żyrotronowej. Serdeczne podziękowania za owocne dyskusje naukowe i całą pomoc udzieloną w dziedzinie teorii żyrotronów kierujemy również do Olgierda Dumbrajsa (Latvian Academy of Sciences), Manfreda Thumma (Karlsruhe Institute of Technology), Olega Loukshę (Peter the Great St.Petersburg Polytechnic University) i Harolda Weitznera (Courant Institute New York University). Specjalne podziękowania należą się Gregoremu Nusinowiczowi (University of Maryland), który zaraził nas miłością do żyrotronu. Jego znaczne poczucie humoru było tu bardzo pomocne.

*Kacper Nowak
Edward Franciszek Pliński*

1. Historia powstania żyrotronu

Edward F. Pliński

Zjawiskiem, które dawało największą nadzieję na to, że naładowane cząstki będą generowały wysokie poziomy mocy, był rezonans cyklotronowy. Z biegiem czasu termin *rezonans cyklotronowy* zaczął być luźno stosowany w odniesieniu do wszystkich urządzeń, w których odbywał się orbitalny ruch elektronów dryfujących w polu magnetycznym, określanych jako urządzenia typu CRM, a początkowo także do żyrotronu. Nazwa *gyrotron* (ang.) pojawiła się w 1967 r. Kryła się pod nią zaprojektowana przez Seana Kenney'ego karuzela w ażurowej piramidzie, udostępniona w wesołym miasteczku „La Ronde”, podczas światowych targów Expo 67 w Montrealu, w Kanadzie (rys. 1.1). Pasażerów wwożono na szczyt piramidy, gdzie za pomocą światła i dźwięku symulowano warunki otwartej przestrzeni kosmicznej.



Rys. 1.1. Ażurowa piramida – *gyrotron* – w wesołym miasteczku „La Ronde” podczas Expo 67 w Montrealu

Naładowana cząstka wirująca w polu magnetycznym z określoną częstotliwością (częstotliwością cyklotronową) może, w warunkach rezonansu, przejąć energię z otaczającego pola elektrycznego, jeśli tylko pole osiągnie częstotliwość wirowania elektronu. Nazywa się to rezonansem cyklotronowym. Astrofizycy w swoich teoriach kosmosu dopuszczali możliwość nie tylko takiej absorpcji promieniowania elektromagnetycznego, ale także tzw. absorpcji ujemnej. Stwierdzenie, że nieumyślnie wywiedli teorię żyrotronu z pyłu gwiazdowego, może więc wcale nie być ryzykowne... Nie będziemy zatem daleko od słów „(...) z prochu powstałeś (...)” [172, Rdz 3, 19]. Wydaje się, że astrofizycy bezwiednie wywiedli teorię żyrotronu z pyłu gwiazdowego. Jakkolwiek byśmy nie patrzyli krytycznie na powyższy karkołomny wywód, powstanie żyrotronu dla jego wielbicieli ma charakter niemal mistyczny.

Pierwsze urządzenia typu CRM pojawiły się już w latach dwudziestych XX w. Ich wynalazcami byli czeski fizyk August Žacek (1924) [1], niemiecki fizyk Erich Habann [2] oraz niezależny japoński inżynier Hidetsugu Yagi (1926), znany również jako konstruktor popularnej anteny telewizyjnej typu Yagi [3]. Jeszcze wcześniej, bo już w 1921 r., pojawił się pierwszy wynaleziony przez Alberta Hulla megatron, czyli urządzenie, które również może pracować w poprzecznych polach elektrycznym i magnetycznym [4]–[6].

Urządzenia elektroniki próżniowej budziły nadzieje na generowanie coraz krótszych fal, nawet milimetrowych. Wiązało się to jednak ze zmniejszeniem ich gabarytów i na tym etapie pojawił się wszechobecny w fizyce tyran – temperatura. Zmniejszenie rozmiaru wnętrza rezonatora nieuchronnie prowadziło do problemów z rozpraszaniem ciepła. Rezonans cyklotronowy i spowolnienie elektronów na orbitach cyklotronowych (azymutalny Bremsstrahlung¹) mogłyby przełamać impas. Badania były zatem skierowane na elektrony oscylujące w poprzecznych polach elektrycznym i magnetycznym o częstotliwościach cyklotronowych, mogących rezonować z falami elektromagnetycznymi z prędkością fazową większą od prędkości światła w tzw. urządzeniach szybkiej fali (ang. „*fast wave devices*”) [7]. Do końca lat pięćdziesiątych XX w. wyniki badań teoretycznych nad oddziaływaniem fali szybkiej z elektronami oscylującymi w jednorodnych polach zewnętrznych nie potwierdziły możliwości stymulowania w takich układach koherentnego promieniowania hamowania [8]–[10].

W latach 1896–1900 władze największych miast Imperium Rosyjskiego nacięły na otwarcie wyższych szkół technicznych – politechnik. Ich efektem

¹ die Bremsstrahlung – promieniowanie hamowania. Termin sformułowany przez Arnolda Sommerfelda w 1909 r.

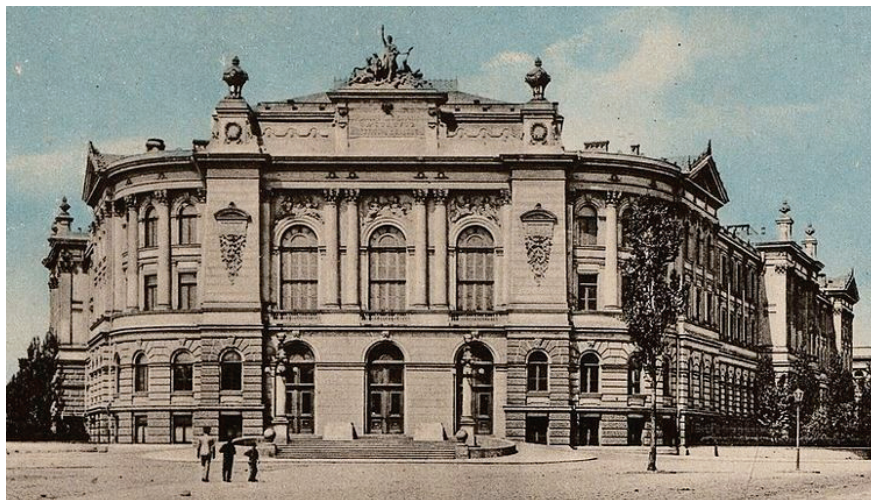
było powstanie nowych uczelni technicznych w Sankt Petersburgu, Kijowie i... Warszawie, gdzie w 1898 r. rozpoczął swoją działalność ufundowany przez cara Warszawski Instytut Politechniczny Cesarza Mikołaja II (obecnie: Politechnika Warszawska) (rys. 1.2). Należy przy tej okazji wspomnieć, że 1 marca 1794 r., czyli ponad 100 lat wcześniej, powstała w Paryżu École Polytechnique de Paris (obecnie: Institut Polytechnique de Paris) w Palaiseau we Francji, a 6 października 1825 r. w Karlsruhe w Niemczech – Polytechnikum (obecnie: Karlsruher Institut für Technologie).

W 1915 roku, na początku I Wojny Światowej, rozpoczęto pospieszną ewakuację wyposażenia Instytutu Cesarza do Moskwy. Następnie sprzęt laboratoryjny, aparatura naukowa i zbiory biblioteczne czekały w Moskwie na przeniesienie do jednego z miast Imperium Rosyjskiego (lub powrót do Warszawy). O schedę po Warszawskim Instytucie Politechnicznym ubiegało się kilka miast: Tyflis (od 1936 Tbilisi), Saratow, Odessa, Jekaterynosław (w latach 1796–1802 Noworosyjsk, od 1802 Jekaterynosław), Dniepropietrowsk (od 2016 Dnipro), Omsk, Orenburg i Jekaterynburg (w latach 1924–1991 Swierdłowski), a także Niżny Nowogród (w latach 1932–1990 Gorki). Decyzja o przekazaniu zbiorów zapadła 6 lipca 1916 r., a jej konsekwencją było powstanie Warszawskiego Instytutu Politechnicznego w Niżnym Nowogrodzie. Początkowo ta polska nazwa uczelni w rosyjskim mieście nie przedstawiała władzom Imperium. Dopiero niecały rok później, 20 czerwca 1917 r., nakazały zmianę nazwy na Instytut Politechniczny w Niżnym Nowogrodzie, który później stał się częścią Państwowego Uniwersytetu Technicznego w Niżnym Nowogrodzie (rys. 1.3).

Według Michaiła Adolfowicza Millera Państwowy Uniwersytet, w tym wchodzący w jego skład Instytut Politechniczny (obecnie: Państwowy Uniwersytet Techniczny) w Niżnym Nowogrodzie, ocalał dzięki... Józefowi Piłsudskiemu (!) [11]. Marszałek, w słynnej bitwie warszawskiej rozegranej w dniach 13–15 sierpnia 1920 r. przeciwko wojskom sowieckim dowodzonym przez Michaiła Tuchaczewskiego², uratował miasto przed ponowną okupacją rosyjską. Miller stawia hipotezę, że gdyby Tuchaczewski (zwany później sowieckim Bonaparte) wygrał z Piłsudskim, uratowane wyposażenie uczelni warszawskiej, znajdujące się wówczas w Niżnym Nowogrodzie mogłyby być jeszcze raz „ewakuowane”, ale tym razem z powrotem do Warszawy. W efekcie na Uniwersytecie w Niżnym Nowogrodzie mogłoby zabraknąć zaplecza w postaci biblioteki, bez której pełnienie roli szkoły wyższej byłoby niezwykle trudne. W 1929 roku znaczna część zbio-

² Michaił Tuchaczewski został stracony w 1937 r. z wyroku Stalina, w ramach wielkiego terronu w Związku Radzieckim.

rów, zgodnie z postanowieniami traktatu ryskiego z 18 marca 1921 r., musiała jednak – jak pisze Miller – zostać zwrócona do Warszawy. Udało się zachować jedynie unikatową bibliotekę chemiczną, a i to trzeba było za nią nowo powstałemu państwu polskiemu zapłacić. W Niżnym Nowogrodzie udało się więc stworzyć warunki do rozwoju nauk technicznych, ale wciąż brakowało odpowiednich ludzi.



Rys. 1.2. Warszawski Instytut Politechniczny Cesarza Mikołaja II (1898)



Rys. 1.3. Budynek Państwowego Uniwersytetu w Niżnym Nowogrodzie (1918), obecnie Instytutu Fizyki Stosowanej (ang. Institute of Applied Physics – IAP)

Na początku lat trzydziestych XX w. grupa moskiewskich uczonych „udała się” na swoistą „dobrowolną zsyłkę”. Miejscem docelowym był odległy o 300 mil na wschód od Moskwy Niżny Nowogród, a raczej już wtedy Gorki. W latach 1932–1990 miasto, na cześć wybitnego pisarza rosyjskiego Maksyma Gorkiego, nosiło bowiem nazwę Gorki. Z tego powodu również prace na żyrotronem, które prowadzone były w ówczesnym Instytucie Politechnicznym, w niezwyklej historii rozwoju tego przyrządu określane były jako okres gorkowski.

Wspomnianymi naukowcami, którzy przybyli do Gorkiego w 1932 r., byli Wiktor Iwanowicz Gaponow, fizyk, profesor Państwowego Uniwersytetu im. N. Łobaczewskiego w Gorkim, oraz jego żona Maria Tichonowna Grechowa, założycielka i pierwsza dyrektorka Naukowo-Badawczego Instytutu Radiofizyki (ang. Radiophysical Research Institute – RRI), urodzona w położonym niedaleko Warszawy Modlinie (dawniej: Nowo Georgijewsk). „Warszawiacy” przyjeżdżają z Moskwy razem z Aleksandrem Aleksandrowiczem Andronowem, który za kilka lat będzie nauczycielem ich syna Andreja Wiktorowicza Gaponowa-Griechowa. Pięcioletni w momencie przybycia z rodzicami do Gorkiego Andriej staje się mieszkańcem miasta, w którym w 1931 r. urodził się Wiktor Wiktorowicz Żelezniałow. Ich losy połączą się dwie dekady później, na miejscowym uniwersytecie, kiedy wspólnie będą kładli podwaliny pod teorię nieznanego jeszcze wówczas żyrotronu. W Imperium Rosyjskim, a potem w ZSRR jedynym możliwym zajęciem naukowców mogło być... uprawianie nauki. I tak ze stolicy kupców, Gorki stał się Mekką ludzi nauki.

Swoją teorię Gaponow-Griechow opublikował w 1959 r. w czasopiśmie „Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedenii. Matematika” [12]. Opracowanie oparte było na klasycznej elektrodynamice i nie uwzględniało efektu relatywistycznego. W tamtych czasach jeszcze nikt nie zdawał sobie sprawy, że przy napięciach między anodą a katodą zakładanych w przyszłej elektronice próżniowej elektrony mogą mieć na tyle zauważalną prędkość relatywistyczną, że mogą wpłynąć na pewne zjawiska fizyczne, w tym na rezonans cyklotronowy.

Jak wynika z obliczeń, elektrony rozpędzone w polu elektrycznym, osiągające choćby tylko ułamek prędkości światła, zwiększają na tyle swoją masę i częstość cyklotronową, że rezonans cyklotronowy może zmienić się dramatycznie (rys. 1.4–1.5). Już po ukazaniu się artykułu Gaponowa następuje interwencja Żelezniałowa, który sugeruje przyjacielowi uwzględnienie w jego teorii efektu relatywistycznego. Tak więc kolega astrofizyk czuł.

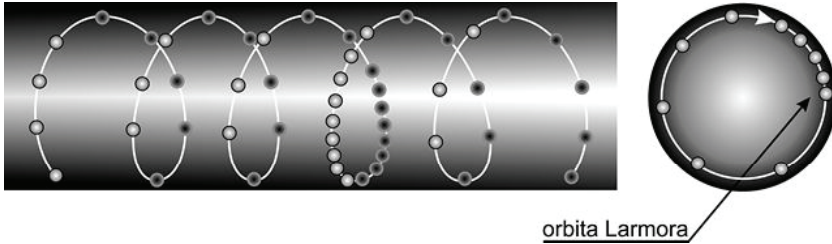
Apekt relatywistyczny mógł być dla Żelezniakowa bardziej zauważalny. On to wszakże, brodząc po „peryferiach kosmosu, nurzając się w gwiezdny pyle i grzejąc się w koronach gwiazd”, widział „gwiezdny” rezonans cyklotronowy – zjawisko zachodzące w kosmosie przy bardzo wysokich wartościach pola elektrycznego, nierzadko krzyżującego się z polem magnetycznym pędzących z relatywistyczną prędkością chmur naładowanych cząsteczek. Opisywany przez Gaponowa-Griechowa efekt CRM był dla niego z pewnością bardzo niedoskonałym naśladownictwem zjawisk o kosmicznej skali. Mimo to Żelezniakow w swojej rzetelności naukowej uznał, że należy koledze zwrócić uwagę właśnie na efekt relatywistyczny, który powinien występować również w opisywanym, póki co teoretycznie, urządzeniu typu CRM.

I tu należy oddać sprawiedliwość Gaponow-Griechowi. Nauka jest z definicji poszukiwaniem prawdy, a ta potrzebuje weryfikacji. Gaponov-Griechow, postępując zgodnie z tą maksymą, jeszcze w tym samym roku i w tym samym czasopiśmie, tj. „Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedenii. Matematika”, publikuje sprostowanie, w którym wyraża Żelezniakowowi [13] swoją wdzięczność za zwrócenie uwagi na konieczność uwzględnienia efektów relatywistycznych. Redakcja dostała sprostowanie 19 października 1959 r. [13].

Analizując teorię Żelezniakowa (dotyczącą prostego modelu plazmy [14]), Gaponow-Griechow zdał sobie sprawę, że efekt relatywistyczny może pojawić się nawet wtedy, gdy energia elektronów jest niska, pod warunkiem jednak, że rezonans pola cyklotronowego o wysokiej częstotliwości utrzymuje się wystarczająco długo, co spowoduje skumulowanie efektu relatywistycznego. „Wystarczająco długo” stanowi kluczowy warunek działania żyrotronu. Proces ten przypomina metastabilne stany energetyczne w strukturze poziomów energii lasera. Tym samym impas w otwarciu nowej tematyki badawczej – relatywistycznego rezonansu cyklotronowego – został przełamany.

Wyniki wyliczeń wykonanych na podstawie teorii Gaponowa-Griechowa zilustrowano na rys. 1.4–1.5. Elektrony wirują (żyrują) w poprzecznym polu elektromagnetycznym wnęki rezonansowej i rozprzestrzeniają się wzdłuż osi podłużnego pola magnetycznego. Na skutek oddziaływania poprzecznego pola elektrycznego we wnętrzu rezonatora następuje cykliczne hamowanie wirujących elektronów i ich przyspieszanie. Skutkiem tego mechanizmu jest grupowanie azymutalne elektronów na orbicie Larmora (rys. 1.4). Powstaje tzw. pakiet, ale nie jest on źródłem promieniowania żyrotronowego. Promieniowanie hamowania na orbicie Larmora jest kompen-

sowane absorpcją promieniowania przez przyspieszające elektrony w obszarze rezonatora.



Rys. 1.4. Helisa elektronów przebiegających przez rezonator

Dopiero uwzględnienie w teorii współczynnika relatywistycznego wyjaśnia generację.

Wirujące pole elektryczne moduluje elektrony wirujące z częstotliwością cyklotronową ω_c :

$$\omega_c = \frac{eB}{m_e \gamma} = \frac{\Omega_0}{\gamma} \quad (1.1)$$

gdzie: e – ładunek elektronu,
 B – pole magnetyczne (indukcja),
 m_e – masa resztkowa elektronu,
 γ – współczynnik relatywistyczny,
 Ω_0 – częstotliwość cyklotronowa elektronu nierelatywistycznego.

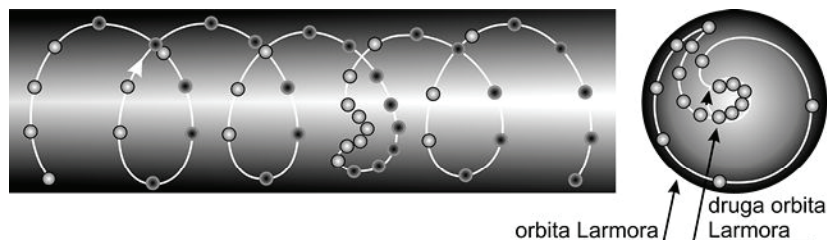
Elektrony są poddawane działaniu siły Lorentza. Jeśli czas życia elektronów w przestrzeni oddziaływań rezonatora jest wystarczająco długi, obszar stymulowanego promieniowania (strefa spowolnienia) zostaje oddzielony od obszaru absorpcji (strefy przyspieszenia). Część elektronów opuszcza orbitę Larmora, zacieśniając orbitę do drugiej orbity Larmora (rys. 1.5).

Możliwe jest oszacowanie równania na zmiany energii elektronów ΔW_e we wnętrzu rezonansowej

$$\Delta W_e \approx e \cdot v_{\perp} \cdot E \cdot \Delta \tau \quad (1.2)$$

gdzie $\Delta \tau$ to czas interakcji między elektronem a polem elektrycznym.

Wyrażenie (1.2) pokazuje, zgodnie z wnioskiem Gaponova-Griechowa, zmianę energii w zależności od czasu pozostawania elektronu we wnętrzu żyrotronu.



Rys. 1.5. Elektrony krążące w poprzecznym polu magnetycznym B, po uwzględnieniu efektu relatywistycznego

Wpływ pola elektrycznego na elektrony powoduje zmniejszenie ich masy relatywistycznej i prędkości poprzecznej oraz zwiększenie częstotliwości cyklotronu ω_c w strefie przyspieszenia. Niektóre elektrony opuszczają orbitę Larmora i zmniejszają swoją orbitę w strefie przyspieszenia, podczas gdy inne przechodzą w strefę akceleracji i zwiększają swoją orbitę. Ostatecznie, jeśli fala elektromagnetyczna moduluje helikalną wiązkę elektronów w pobliżu rezonansu cyklotronowego, relatywistyczne perturbacje częstotliwości wirowania elektronów powodują azymutalne inercyjne grupowanie (ang. „*bunching*”) elektronów (rys. 1.5) i generowanie fal elektromagnetycznych. Opisywany efekt pojawia się, gdy częstotliwość rezonansowa wnętrza żyrotronu jest nieco wyższa niż częstotliwość cyklotronu. Następnie pakiet elektronów przesuwają się w kierunku fazy spowolnienia, a efekt netto transferu energii fala–elektron staje się dodatni. Oznacza to, że promieniowanie dominuje nad absorpcją.

Jak zawsze w takich sytuacjach, do powstania nowego wynalazku – tym razem gorkowskiego żyrotronu – przyczynili się specjaliści. W 1956 roku Maria Tichonowna Griechowa zakłada Gorkowski Naukowo-Badawczy Instytut Radiofizyki i organizuje zespół badawczy zajmujący się generatorami i wzmacniaczami opartymi na zjawisku CRM. Przy tworzeniu odpowiedniej atmosfery naukowej wokół opracowywanego wynalazku pomocne było życzliwe zainteresowanie Igora Iwanowicza Antakowa, specjalisty od indukowanego promieniowania cyklotronowego i trochotronów³. Antakow odkrył, że trochotron może działać nawet wtedy, gdy wiązka elektronów jest oddalona od

³ Trochotron – urządzenie, w którym elektrony w skrzyżowanych polach elektrycznym i magnetycznym zataczają trochoidalne trajektorie.

ścian falowodu [15]. Ponieważ osiągnięcia Twissa [16] i Schneidera [17] nie były jeszcze znane w Gorkim, uznano, że wspomniany efekt można wyjaśnić doбором niewłaściwej fazy elektronów wirujących. Maria Tichonowna poprosiła swojego syna Andrieja o skonstruowanie „nieselektywnej” teorii wzmocnienia fal elektromagnetycznych i ich oddziaływania z przestrzennie okresową wiązką elektronów. W ten sposób (przy współudziale Żeleznikowa) powstała teoria żyrotronu oparta na klasycznej elektrodynamice [12]–[14].



Rys. 1.6. Twórcy gorkowskiego żyrotronu.

Górny rząd od lewej: Andrey Iwanowicz Gaponow, Wiktor Wiktorowicz Żeleznikow, Michaił Iwanowicz Petelin, dolny rząd od lewej: Walery Konstantynowicz Julpatow, Walery Aleksandrowicz Flyagin, Arkady Lwowicz Goldenberg

Już wiosną 1959 r., na konferencji im. Aleksandra Popowa⁴ zaprezentowano pierwsze wyniki modelowej konstrukcji nowego urządzenia typu CRM. Wzmocnienie urządzenia było tak mizerne, że „wynalazek” nie wzbudził

⁴ Konferencja nazywana była potocznie „Popowszczina”. Określenie pochodziło od nazwy tzw. popowców, tj. staroobrzędowców – wyznania powstałego po rozłamie Rosyjskiego Kościoła Prawosławnego.

większego zainteresowania. Już wtedy trochotron Antakowa miał 35 W mocy wyjściowej w przypadku fali o długości 3,4 cm (8,9 GHz)⁵.

Tymczasem jesienią 1959 r. do gry weszła nowa generacja. Dwaj młodzi entuzjaści radiofizyki, Michail Iwanowicz Petelin i Walery Konstantynowicz Julpatow, postanowili zdobyć stopnie doktora u samego Gaponowa-Griechowa. W tym czasie założenia teoretyczne trochotronu były już gotowe i czekały na eksperymentalną weryfikację. Rok później, w „Izvestiya Vysshikh Uchebnykh Zavedenii. Radiofizika” ukazała się praca autorstwa m.in. Igora Iwanowicza Antakowa, która potwierdziła, że – zgodnie z poprawką Żeleznikowa – efekt relatywistyczny również (!) jest podstawą działania tego najnowszego wynalazku [15]. W 1963 roku moc trochotronu Antakowa osiągnęła poziom 100 W przy fali o długości 8 mm (37,5 GHz). Ten optymistyczny wynik był siłą napędową zespołu pracującego nad żyrotronem.

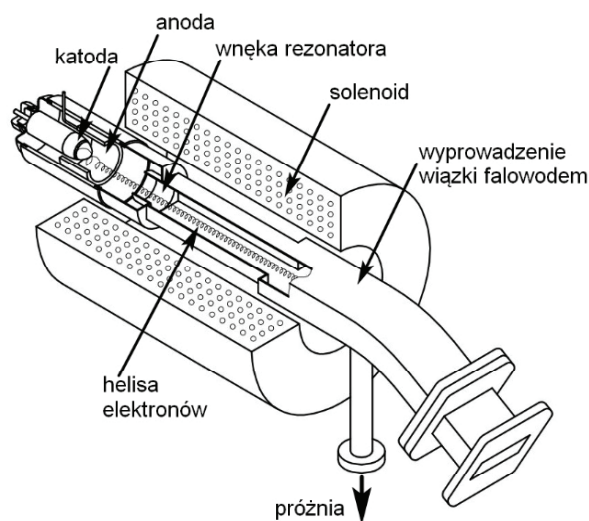
Konstrukcja pierwszego gorkowskiego żyrotronu nie pojawiła się natychmiast. Do stworzenia jej ostatecznego projektu i uruchomienia przyczyniło się jeszcze wielu innych uczonych. Odpowiednio długie oddziaływanie pola elektrycznego na rezonans cyklotronowy elektronu mógł zapewnić tylko odpowiedni rezonator. Wiązkę elektronów należało zamknąć w takim rezonatorze, w którym można byłoby stworzyć warunki do (odpowiednio długiego!) cyklotronowo-rezonansowego oddziaływania fali elektromagnetycznej z wirującymi elektronami. Podstawy teoretyczne rezonatora i innych elementów nowego urządzenia opracowywał Petelin wraz z Arkadym Lwowiczem Goldenbergiem i Walerym Konstantynowiczem Julpatowem. Kierując się sugestią Antakowa, Petelin oparł się na pracy Lwa Albertowicza Weinsteina z 1963 r. [18], znanej również w dziedzinie fizyki laserów.

Równania zawarte w publikacji Weinsteina posłużyły do zaprojektowania quasi-optycznego rezonatora do nowego urządzenia typu CRM. W procesie tworzenia pierwszego projektu rezonatora znaczącą rolę mógł odegrać Boris Zacharovich Katsenelenbaum oraz jego teoria nieregularnych rezonatorów [19]. Niestety, monumentalne dzieło Katsenelenbauma, choć obejmowało wszelkie aspekty pracy różnych rezonatorów, było tak uniwersalne, że trudno było je zastosować. Tak więc początkowo badacze opierali się na bardziej przydatnych pracach Weinsteina [20], chociaż później potwierdzono, że obliczenia wykonane na podstawie wzorów Katsenelenbauma zbiegły się z wynikami obliczonymi na podstawie wzorów z pracy Weinsteina.

⁵ Jedyną korzyścią płynącą z działań, które badaczy kosztowały tyle trudu, był solenoid, wykorzystany przy tworzeniu bardziej dojrzałej konstrukcji, ukończonej w 1964 r.).

Teoretyczne prace Petelina i jego współpracowników pozwoliły na opracowanie szczegółów technicznych nowego urządzenia, głównie rezonatora, ale także źródła elektronów. Walery Aleksandrowicz Flyagin oraz Julpatov i Goldenberg wykonali działo elektronowe według koncepcji Petelina. Pierwsza konstrukcja była oparta na katodzie kineskopu telewizyjnego.

Wyżej była mowa o urządzeniu typu CRM, zaprezentowanym na konferencji w 1959 r. Spotkało się ono z raczej słabym odzewem, poza jednym elementem składowym, solenoidem, ale i to tylko do pewnego stopnia. W 1963 roku, za radą Vladimira Talanova, Petelin wypełnił rezonator dwuzwierciadlany (obliczony z wykorzystaniem teorii Weinsteina jeszcze w 1961 r.) swojego pomysłu magneto-aktywną plazmą i wyznaczył wartość prądu rozruchowego dla takiej wersji urządzenia typu CRM. W teorii Petelina przekrój poprzeczny rezonatora był arbitralny. Tak więc, ponieważ solenoid z 1959 r. był bardzo wąski, Petelin dostosował swoją quasi-optyczną teorię do modu H_{101} nowego urządzenia typu CRM⁶. Konstrukcja pierwszego na świecie żyrotronu ujrzała światło dzienne w 1964 r. Inżynierowie Flyagina nazwali ją młotek (ros. „молоток”) ze względu na podobieństwo do powszechnie znanego narzędzia.



Rys. 1.7. Rysunek techniczny pierwszego na świecie żyrotronu, wykreślony przez Jewgenija Lwowicza Pewznera. Falowód wyjściowy (prostokątny) został przewidziany jako zakrzywiony, aby strumień elektronów wytracał się na jego ścianie i nie padał na okno wyjściowe dla wiązki promieniowania

⁶ Obecnie wszystkie żyrotrony działają w modach wysokiego rzędu H_{mnq} z $q = 1$.

Złożone urządzenie (rys. 1.7) czekało w laboratorium na rozruch. Pod koniec listopada 1964 r., Inessa M. Orłowa, działając pod naciskiem zniecierpliwionego Petelina, podłączyła wysokie napięcie do nowego, właśnie zbudowanego „młotka”, tym samym stając się pierwszym świadkiem działającego urządzenia. Kalorymetr umieszczony bezpośrednio na „gardle” potwora wskazał... zaledwie kilka watów mocy wyjściowej.

Ostatecznie uzyskano moc wyjściową o wartości 6 W. W tym samym czasie trochotron Antakova osiągał już więcej niż 100 W mocy wyjściowej. Wynik ten został zaprezentowany w 1964 r. na Wszechzwiązkowej Konferencji Elektroniki w Moskwie, podczas której doszło do dyskusji z samym Weinsteinem. Bardzo owocnej. Dwa lata później, tj. w 1966 r., zmieniony projekt można było obejrzeć na Wszechzwiązkowej Konferencji Elektroniki Mikrofalowej w Saratowie. Został tam również wygłoszony wykład na temat nowego urządzenia typu CRM o mocy wyjściowej „na światowym poziomie”. W tym samym roku trochotron Antakowa osiągał co prawda 700 W mocy wyjściowej, ale stało się jasne, że było kwestią czasu, kiedy żyrotron pokona trochotron.

Союз Советских Социалистических Республик  Министерство науки и высшего образования СССР	ОПИСАНИЕ ИЗОБРЕТЕНИЯ К АВТОРСКОМУ СВИДЕТЕЛЬСТВУ 223931 Заявленное от авт. свидетельства № — Заявлено 24.11.1967 (№142861/26-25) с присоединением заявки № — Приоритет — Выдаётся № — Опубликовано — Дата опубликования описания — Ка. 219,13/17 МПК Н 01; УДК 681.385.6(088.8)	ПРЕДМЕТ ИЗОБРЕТЕНИЯ 1. Прибор для генерации электромагнитных колебаний сантиметрового, миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов волн (гиротрон), состоящий из катодной пушки, открытого резонатора коллектора, ввода энергии и соленоида для создания магнитного поля, отличающийся тем, что, с целью повышения к.п.д. и мощности прибора, все электроды выполнены в виде сплошной металлической трубы (волновода) с отверстием переменного поперечного сечения; постоянное магнитное поле в области резонатора однородное, а в областях катодной пушки и коллектора неоднородное.
Авторы изобретения	А.В.Теплов, А.А.Гольдберг, И.И.Петелин и В.К.Евдокимов	
Заявитель	Научно-исследовательский радиофизический институт	
ПРИБОР ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ САНТИМЕТРОВОГО, МИЛЛИМЕТРОВОГО И СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНОВ ВОЛН		

Rys. 1.8. Radziecki dokument patentowy z 24 marca 1967 r.
to przykład pierwszego użycia w piśmiennictwie
słowa „żyrotron” (ros. „*зиротрон*”) w j. rosyjskim

Na wspomnianej konferencji w 1966 r. młodzi naukowcy zostali poproszeni o nadanie urządzeniu unikatowej nazwy. Spisał się Goldenberg, proponując nazwę żyrotron. Niewiele brakowało, aby nazwa została odrzucona, bo rok później okazało się, że w czasie Expo 67 w Kanadzie pokazano identycznie nazywaną karuzelę.

Nazwa żyrotron zaczęła się być stosowana oficjalnie w rosyjskiej literaturze naukowej dopiero pod koniec 1972 r. Nowe urządzenie miało już wtedy 400 kW mocy wyjściowej w reżymie impulsowym. I znowu mechanicy Flyagina ukuli dla nowej konstrukcji indywidualną nazwę tyczka do fasoli

(ang. „*beanpole*”), chociaż w 1967 r. w patencie radzieckim pojawia się (jednak!) słowo żyrotron (ros. „*зиротрон*”) (rys. 1.8).

Podobne podejście, rodem z klasycznej elektrodynamiki, zastosował australijski astrofizyk Richard Quintin Twiss [17], aby wyjaśnić zjawisko relatywistycznego rezonansu cyklotronowego. Wpływ fal elektromagnetycznych na rezonans cyklotronowy wyjaśniono również na podstawie mechaniki kwantowej. Równoległe do teorii Gaponova, 27 kwietnia 1959 r. niemiecki fizyk Jürgen Schneider (prowadzący badania w USA) napisał: „zależność masy elektronu od jego energii skutkuje nierównymi, nierównomiernymi poziomami Landaua, tak że przy odpowiednim dostrojeniu częstotliwości pola do częstotliwości cyklotronów elektronów, prawdopodobieństwo indukowanych emisji może przekroczyć prawdopodobieństwo absorpcji” [16], [21]. Prace te nie były wówczas jeszcze znane grupie badaczy w Gorkim. Ze względu na brak Internetu nowinki naukowe nie rozchodziły się tak szybko, jak dzisiaj. Gorkowski zespół żyrotronowy dowiedział się o pracy Schneidera dopiero 6 lat po jej opublikowaniu (!). Podobno sam Schneider, jeden z trzech twórców teorii żyrotronu, będąc świadkiem intensywnych badań nad różnymi typami mechanizmów maserowych w USA pod koniec lat pięćdziesiątych XX w., nigdy nie spodziewał się, że takie urządzenia typu CRM będą w stanie wygenerować 1 MW mocy wyjściowej!

Tak. Nikt się nie spodziewał. Oprócz... zespołu entuzjastów z Gorki.

Dalszą historię żyrotronu i jego rozwoju w kontekście teorii naukowej, w tym w odniesieniu do innych zespołów badawczych żyrotronów na świecie, można znaleźć w znakomitych opracowaniach Gregorego Nusinowicza, Manfreda Thumma, Michaiła Petelina, Richarda Temkina i in. [22]–[28].

2. Zarys fizyki żyrotronu i jej projekcja na technologię

Edward F. Pliński, Kacper Nowak

Hamowanie naładowanej cząsteczki powoduje wypromieniowanie traconej energii w postaci fali elektromagnetycznej. Zjawisko to spowodowało burzliwy rozwój elektroniki próżniowej. Najbardziej drastycznym przypadkiem hamowania naładowanej cząsteczki jest ten, który występuje w lampie rentgenowskiej. Rozpędzone wysokim napięciem elektrony uderzają w anodę, niemal całkowicie wytracając swoją energię. Energia ta jest tak duża, że zgodnie z zasadami mechaniki kwantowej częstotliwość wypromieniowanej fali jest bardzo wysoka, sięga daleko poza ultrafiolet, czyli ... rentgenowska. W takich urządzeniach elektroniki próżniowej, jak synchrotrony czy lasery na swobodnych elektronach, proces spowalniania cząstek jest realizowany siłami dośrodkowymi, pojawiającymi się przy każdym zakrzywieniu toru cząsteczki. W innych urządzeniach elektroniki próżniowej cząstki naładowane (zwykle elektrony) są odpowiednio spowalniane polem elektrycznym, zanim dotrą ze źródła do anody. Tak dzieje się w magnetronach, lampach o fali bieżącej, lampach o fali wstecznej (karcinotronach), klisonach.

Rozwój wymienionych lamp w kierunku wysokich częstotliwości promieniowanej fali (po terahercowe pasmo) prowadził nieuchronnie do zmniejszania wymiarów urządzeń. Wypromieniowanie zachodzi blisko ścianek „zewnętrznych” urządzenia. W celu zwiększenia częstotliwości pracy należało zbliżać anodę do katody, zmniejszając przestrzeń między tymi elektrodami. Umożliwiło to bowiem uzyskanie odpowiednich warunków rezonansu na wysokich częstotliwościach. Nie dość, że było to dużym wyzwaniem technologicznym, to pojawił się wszędobyłski tyran fizyki, czyli wydzielające się ciepło. Częstotliwości lamp o fali wstecznej sięgnęły nawet pasma terahercowego, ale ich moc wyjściowa tak gwałtownie spadła, że ograniczyła ich zastosowanie.

Wynalezienie lampy żyrotronowej było wynikiem zapotrzebowania rynku na urządzenia o wysokich poziomach energii promienistej. Na przełomie XX i XXI w. motorem napędowym prac nad takimi lampami stała się fuzja jądrowa. W wynalezionym – podobnie jak lampa żyrotronowa – w 1950 r. w dawnym Związku Radzieckim (a dokładniej w obecnej Federacji Rosyjskiej) przez Igora Tamma i Andreja Sacharowa urządzeniu zwanym tokomak (ros. „toroidalnaja kamiera s magnitnymi katuszkami” – toroidalna komora z magnetycznymi cewkami) miała następować fuzja jąder wodoru, a dokładniej dwóch

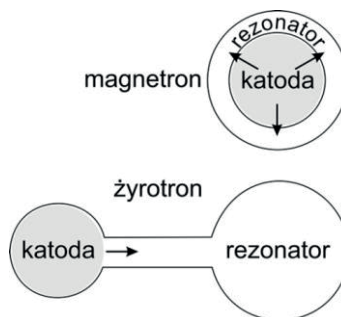
pierwiastków tworzących mieszanekę, tj. deuteru i trytu (przewidywane są też inne mieszanki, w tym berylowe). W tokamaku energię do rozgrzania plazmy do setek milionów stopni Celsjusza dostarczało kilkadziesiąt lamp żyrotronowych o mocy co najmniej 1 MW każda i częstotliwościach setek GHz. Dotychczasowe urządzenia elektroniki próżniowej nie potrafiły sprostać takim wymaganiom. (Tu, gwoli prawdy naukowej, należy nadmienić, że również lasery o niezwykle krótkich impulsach mogą stać się urządzeniami mogącymi zapoczątkować proces kontrolowanej fuzji jąder wodoru [29]–[32]).

Lampa żyrotronowa powstała po rozwiązaniu kilku kluczowych zagadnień z fizyki i techniki.

2.1. Zagadnienia temperaturowe dotyczące żyrotronu

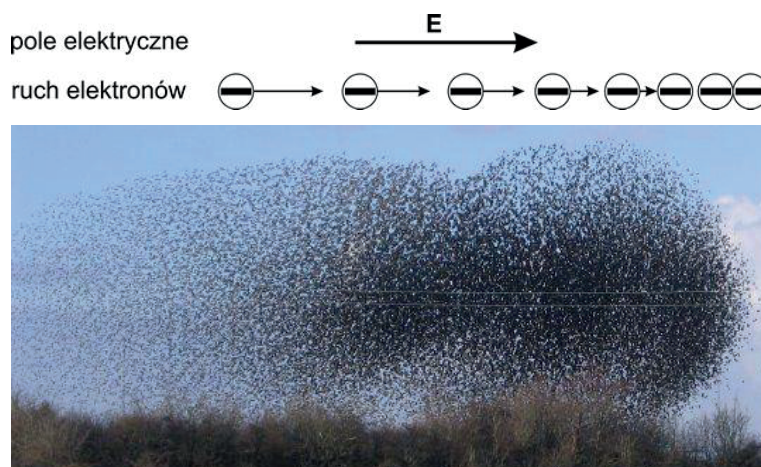
Jednym ze sposobów na zbudowanie lampy tak sprawnej (o ok. 40-procentowej sprawności) i o tak wysokich poziomach mocy wyjściowej przy równie wysokich częstotliwościach pracy jest umieszczenie katody poza obszarem rezonatora (rys. 2.1). Tak skonstruowane urządzenie ma dwie zalety:

- unika się wysokich temperatur w samym rezonatorze, a zatem osiąga ogromną poprawę warunków termicznych urządzenia, a stąd możliwość powiększenia mocy wyjściowej lampy;
- uzyskuje się możliwość powiększenia częstotliwości pracy lampy przez konieczne w takich przypadkach zmniejszenie rozmiarów rezonatora bez niebezpiecznego zbliżania jego ścianek do gorącej katody.



Rys. 2.1. Wyżej: szkic lampy typu magnetron, gdzie katoda zajmuje centralne miejsce lampy i rezonatora. Strzałkami zaznaczono symbolicznie kierunki rozprzeczania temperatury i zarazem kierunki torów elektronów. Niżej: bardzo przybliżony szkic lampy żyrotronowej z obszarem gorącej katody wyraźnie oddzielnym od przestrzeni zajmowanej przez rezonator

Bilans energetyczny takiego urządzenia sprowadza się do stwierdzenia, że energia dostarczona w celu skierowania elektronów do rezonatora powinna być równa energii odzyskanej ze strumienia elektronów (z uwzględnieniem nieuchronnych strat). Jedynym sposobem na odzyskanie energii z rozpędzonych (często do prędkości relatywistycznych) elektronów jest ich hamowanie. Z kolei jedynym czynnikiem, który może przyhamować (lub przyspieszyć) ruch elektronów, jest pole elektryczne (rys. 2.2). I takie warunki są w rezonatorze. Dodatkowo rezonator powoduje „rezonowanie” powstałej w nim fali elektromagnetycznej na określonej i pożądanej częstotliwości.



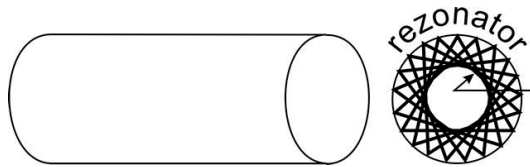
Rys. 2.2. Pokazano ruch elektronów i kierunek hamującego pola elektrycznego – grupowanie aksjalne, wzdłuż kierunku ruchu ładunków.
(Ładunek elektronu przyjmuje się powszechnie jako ujemny, stąd elektryczne pole hamujące jest skierowane w tę samą stronę co ruch elektronów).
Na zdjęciu widoczna jest chmura ptaków, której czoło gwałtownie hamuje

Na rysunku 2.2 pokazano wynik hamowania elementów wchodzących w skład większej całości, tj. grupowanie (ang. „*bunching*”) lub grudkowanie. Rysunek 2.2 (wyżej) ilustruje grupowanie aksjalne (ang. „*axial bunching*”), tj. wzdłuż kierunku ruchów elektronów¹, typowe dla lamp elektronowych zwanych klistronami. Rysunek 2.2 (niżej) ilustruje efekt gwałtownego hamowania ptaków – w czołowej części tworzonej przez nie chmury można zaobserwować podobny efekt grupowania.

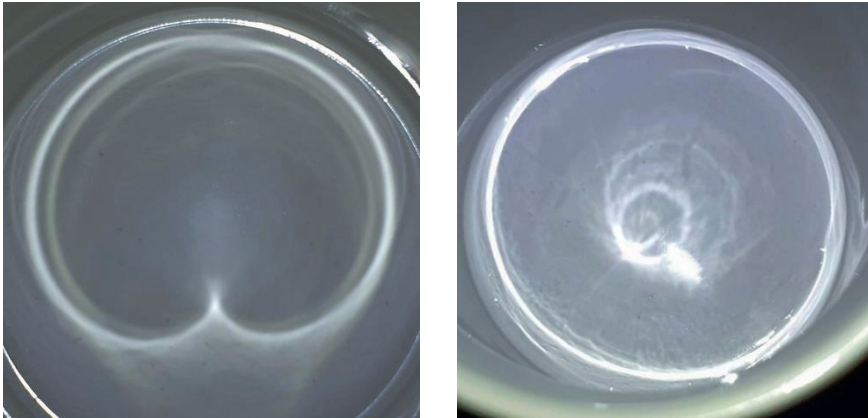
Najprostszym rozwiązaniem, jeżeli chodzi o kształt rezonatora, wydaje się struktura cylindryczna pokazana na rys. 2.3. Widać, że pole elektryczne za-

¹ Ładunek elektronu przyjmuje się powszechnie jako ujemny, stąd elektryczne pole hamujące jest skierowane w tę samą stronę, w którą odbywa się ruch elektronów.

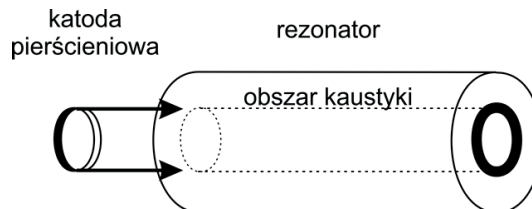
gęszcza się wokół centrum rezonatora, ale nie przechodzi przez jego środek. Pojawia się tzw. kaustyka (zjawisko to można zaobserwować na dnie kubka – rys. 2.4). Właśnie do obszaru kaustyki, czyli obszaru zwiększonego natężenia pola elektrycznego we wnętrzu rezonatora, powinien być doprowadzony rozłożony dookoła strumień elektronów. Ten ostatni wniosek narzuca pierścieniowy kształt katody (rys. 2.5).



Rys. 2.3. Po lewej: rezonator cylindryczny, po prawej: przekrój rezonatora cylindrycznego. Na przekroju zaznaczono możliwy rozkład kierunków fali elektromagnetycznej w rezonatorze, a dokładniej rozkład pola elektrycznego. Strzałka zaznaczono zagęszczenie pola elektrycznego w wokół centrum rezonatora, tzw. kaustykę (łatwo ją zaobserwować na dnie kubka np. po wypiciu kawy)



Rys. 2.4. po lewej: najczęściej pojawiający się na dnie kubka obraz kaustyki (przy oświetleniu bocznym), po prawej: obraz kaustyki przy centralnym oświetleniu ścianek kubka

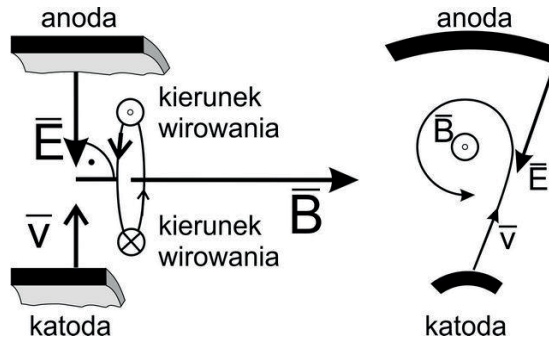


Rys. 2.5. Katoda pierścieniowa współpracująca z rezonatorem cylindrycznym. Strumienie elektronów (dookólnie) doprowadzone są, jak pokazują strzałki, do obszaru kaustyki w rezonatorze cylindrycznym

Aby skierować strumień elektronów we właściwym kierunku i w pożądane miejsce, należy umieścić go w skrzyżowanych wzajemnie polach elektrycznym i magnetycznym. Cały proces przebiega zgodnie z regułą sformułowaną przez Hendrika Lorentza:

$$\vec{F} = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.1)$$

przy czym zapisanie znaku „-” jest niezbędne ze względu na ujemny ładunek elektronu.



Rys. 2.6. Schemat działania siły Lorentza na elektron w skrzyżowanych polach elektrycznym E i magnetycznym B

Jak wynika z rys. 2.6, elektrony wirują „wokół” linii pola magnetycznego B . Jeżeli elektrony opuszczą katodę z prędkością v wymuszoną polem elektrycznym E , to zaczną wirować z określoną częstotliwością. Częstotliwość wirowania można regulować polem magnetycznym B , a efekt wirowania można podtrzymywać odpowiednio skierowanym polem elektrycznym. Dokładniej: pole elektryczne E powinno być równoległe lub prawie równoległe do wektora prędkości elektronu v i cyklicznie podtrzymywać efekt. Z tego wynika nazwa zjawiska: cyklotronowy rezonans magnetyczny – CRM.

2.2. Cyklotronowy rezonans magnetyczny

Wirujący elektron może cyklicznie absorbować falę elektromagnetyczną (o częstotliwości wirowania elektronu), ale również stać się źródłem promieniowania fali elektromagnetycznej o częstotliwości cyklotronowej. Cyklotronowy rezonans magnetyczny (CRM) stał się istotą działania wielu urządzeń elektroniki próżniowej, w tym żyrotronu.

W celu rozpatrzenia szczegółowo zachowania się elektronu w skrzyżowanych polach elektrycznym E i magnetycznym B można spróbować wykonać kilka obliczeń, zakładając przy tym, że żyrottron ma pracować na częstotliwości ok. 20 GHz (tj. częstotliwości typowej w zastosowaniach technologicznych urządzenia). Jako że pole elektrostatyczne jest polem potencjalnym, ruch elektronu w takim polu ma taki sam charakter jak masa w polu grawitacyjnym (też potencjalnym). Zgodnie z zasadą zachowania energii suma energii całkowitej E_c przedmiotu materialnego powinna być równa sumie jego energii kinetycznej E_k i energii potencjalnej E_p , zatem zmiana energii potencjalnej w kinetyczną i vice versa oznacza:

$$E_c = E_k + E_p, \text{ stąd } \Delta E_k = -\Delta E_p \quad (2.2)$$

Dla elektronu:

$$\frac{m_e v^2}{2} = eU \quad (2.3)$$

gdzie: v – prędkość elektronu,
 m_e – masa elektronu,
 e – ładunek elektronu,
 U – napięcie przyspieszające.

W polu elektromagnetycznym (EM) na elektron działa siła Lorentza F_L :

$$\vec{F}_L = e(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.4)$$

W tym przypadku siła Lorentza jest równoważna sile dośrodkowej $F_d = ma_d$, gdzie a_d to przyspieszenie dośrodkowe v^2/R_L , gdzie R_L to promień wirującego elektronu. Pamiętając o tym, że $v = \omega R_L$, siłę dośrodkową można również przedstawić jako:

$$F_d = m\omega^2 R_L \quad (2.5)$$

gdzie ω to częstość wirowania elektronu.

W związku z tym można pokazać, że częstość wirowania elektronu wynosi:

$$\omega = 2\pi f = \frac{eB}{m_e} \quad (2.6)$$

Wartość częstotliwości cyklotronowej elektronu może być więc regulowana tylko zmianami pola magnetycznego i jest równoważna wielokrotności ok. 28 GHz na każdą wartość 1 T pola magnetycznego $B, f [\text{GHz}] \approx 28 B [\text{T}]$. Wartość ta zmieni się, jeśli prędkość v elektronu jest relatywistyczna:

$$\omega = 2\pi f = \frac{eB}{\gamma m_e} \quad (2.7)$$

gdzie γ to współczynnik Lorentza:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2}} \quad (2.8)$$

Jeżeli energia kinetyczna swobodnego elektronu poruszającego się z prędkością v jest sumą jego energii kinetycznej E_k i spoczynkowej $E_0 = mc^2$, to tym razem energia kinetyczna elektronu powinna być zapisana jako:

$$E_k = m_e \gamma c^2 - m_e c^2 \quad (2.9)$$

Wynikiem przyrównania energii kinetycznej do energii potencjalnej elektronu jest wyrażenie:

$$\gamma = \frac{eU}{m_e c^2} + 1 \quad (2.10)$$

Przyrównując (2.10) do (2.8), otrzymuje się wyrażenie na prędkość relatywistyczną elektronu:

$$v_{re} = c \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}} \quad (2.11)$$

a uzależniając wyrażenie od napięcia przyspieszającego, wyrażenie:

$$v_{re} = c \sqrt{1 - \frac{1}{\left(\frac{eU}{m_e c^2} + 1\right)^2}} \quad (2.12)$$

Biorąc pod uwagę równanie na prędkość elektronu rozpędzanym napięciem katoda–anoda, można pokazać, że promień orbity elektronu będzie wynosił:

$$R_L = \frac{m_e}{eB} v_{\perp} = \frac{1}{B} \sqrt{\frac{2m_e U}{e}} \quad (2.13)$$

I tak w przypadku pola $B = 0,7147$ T przy napięciu $U = 10$ kV i prędkości $5,929 \cdot 10^7 \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$ promień wirowania elektronu wynosi:

$$R_L = 0,472 \text{ mm}$$

W przypadku poprawki relatywistycznej $R_L \rightarrow R_{Lre}$ otrzymuje się:

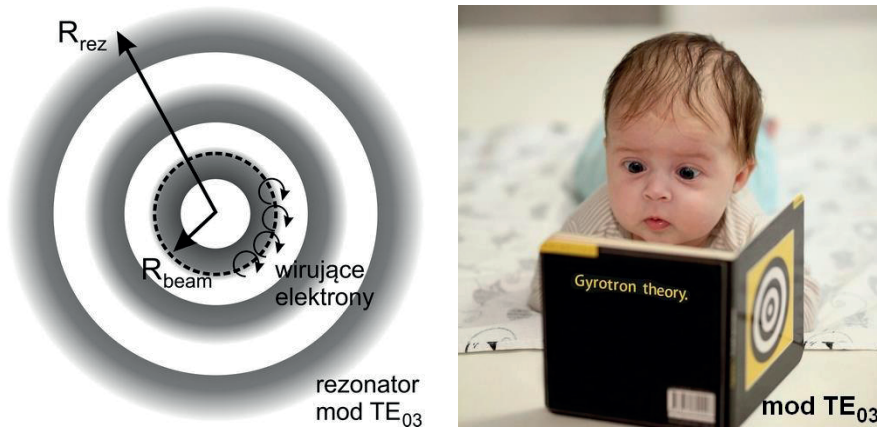
$$R_{Lre} = \frac{m_e}{eB} v_{re} = \frac{m_e}{eB} c \sqrt{1 - \frac{1}{\left(\frac{eU}{m_e c^2} + 1\right)^2}} \quad (2.14)$$

I tak, gdy $U = 10 \text{ kV}$ i $v = 5,845 \cdot 10^7 \left[\frac{\text{m}}{\text{s}} \right]$, promień R_{Lre} orbity z poprawką relatywistyczną wynosi:

$$R_{Lre} = 0,465 \text{ mm}$$

Orbita elektronu przyspieszanego napięciem $U = 10 \text{ kV}$ w przypadku pola magnetycznego $B = 0,714 \text{ T}$ „zapada się” do ok. 98,5% orbity obliczonej za pomocą wyrażeń fizyki klasycznej. Podobnie maleje jego masa, kiedy z kolei częstość wirowania elektronu wzrasta. Porównanie otrzymanych wyników przy uwzględnieniu poprawki relatywistycznej prowadzi wprost do zrozumienia działania żyrotronu.

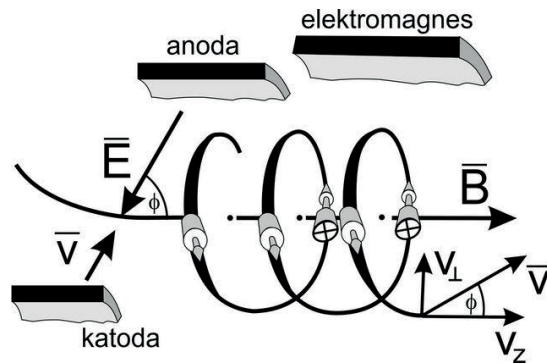
W celu lepszego zrozumienia działania żyrotronu na podstawie powyższych wyników został naszkicowany rozkład natężenia pola elektrycznego w przekroju poprzecznym wnętrza takiego urządzenia, pracującego w modzie TE_{03} (rys. 2.7).



Rys. 2.7. Po lewej: przekrój poprzeczny wnętrza cylindrycznego rezonatora z rozwijającym się w nim modzie TE_{03} . Zaznaczono promień rezonatora R_{rez} , promień obszaru R_{beam} , który penetrują helisy elektronów, i pokazano wirujące elektrony o promieniu R_L . Po prawej: jak widać, teoria żyrotronu jest bardziej popularna niż myślimy

W celu skierowania elektronów wprowadzonych w obszar rezonatora z obszaru katody w pożądanym kierunku konieczne jest przeorganizowanie ar-

chitektury współkoncentrycznego układu katoda-rezonator (rys. 2.8). Pierścien katody, a dokładniej jego powierzchnia czynna oraz powierzchnia cylindryczna anody, powinny być ustawione pod takim kątem, aby nadać strumieniowi elektronów kierunek wzdłuż osi z rezonatora (wzdłuż linii pola magnetycznego B). Właściwe prowadzenie wiązki w obszar kaustyki rezonatora zapewnia odpowiednio uformowane pole magnetyczne B . Graficznie wygląda to tak, jakby tor elektronów przyspieszanych polem elektrycznym E , wytwarzanym przez anodę, „owijał się” wokół linii pola magnetycznego B solenoidu cylindrycznego (lub cylindrycznego magnesu stałego), w którego wnętrzu znajduje się rezonator (rys. 2.9). Zgodnie z regułą Lorentza elektrony tworzą helisy o średnicy zależnej od przyspieszającego pola elektrycznego E . Kierunek krążenia elektronów wyznacza się za pomocą wyrażenia na siłę Lorentza. Skierowanie elektronu ku rezonatorowi (umownie wzdłuż osi z) realizuje się konstrukcyjnie przez przemieszczenie anody (współkoncentrycznej z katodą) w kierunku rezonatora. Tym samym prędkość elektronu ma dwie składowe: poprzeczną $v_{\perp}$ w stosunku do osi z oraz wzdłużną v_z w stosunku do osi z .



Rys. 2.8. Powstawanie helisy elektronów skierowanych ku wnętrzu rezonansowej urzędnia;
 $\bar{V}$ – napięcie przyspieszające elektrony, $\bar{B}$ – kierunek pola magnetycznego,
 ϕ – kąt między kierunkiem pola elektrycznego $\bar{E}$ a osią z ,
 $v_{\perp}$ – składowa prędkości poprzeczna do kierunku przemieszczania się elektronów,
 v_z – składowa prędkości wzdłużna, równoległa do osi z

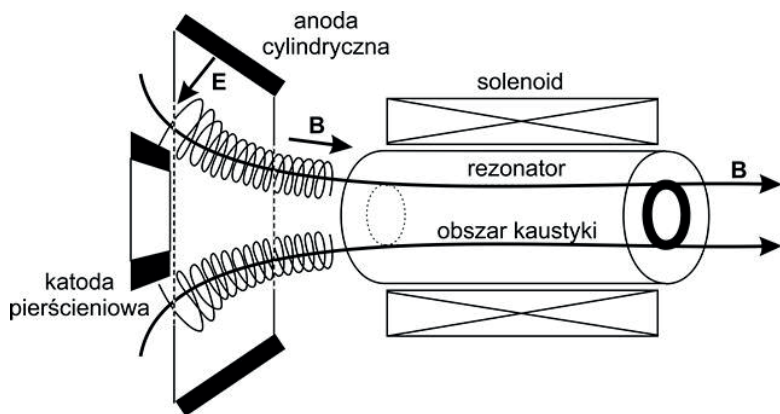
Wartości jednej wartości względem drugiej określa współczynnik nachylenia α :

$$\alpha = \frac{v_{\perp}}{v_z} = \tan \phi \quad (2.15)$$

Współczynnik ten (ang. „pitch factor”) można nazwać współczynnikiem podziału (między składową poprzeczną a wzdłużną). Bliższy fizyce zjawiska wydaje się termin używany na określenie manewru samolotu zmieniającego

kierunek i pochylającego się w tym kierunku: „*the aeroplane pitch factor*”, czyli dosłownie: współczynnik nachylenia samolotu, co dobrze ilustruje spiralę żyrujących elektronów. Wartości współczynnika nachylenia α są zależne od urządzenia i zostały przejęte z elektroniki próżniowej – w przypadku żyrotanu zawiera się on w przedziale $1 \div 2$.

Wirujące elektrony, będące równocześnie pod wpływem pola magnetycznego B i składowej pola elektrycznego E w kierunku osi rezonatora, po „wyciągnięciu” ich z obszaru katoda-anoda tworzą charakterystyczną helisę skierowaną w pożądaną obszar w rezonatorze, czyli w obszar kaustyki.



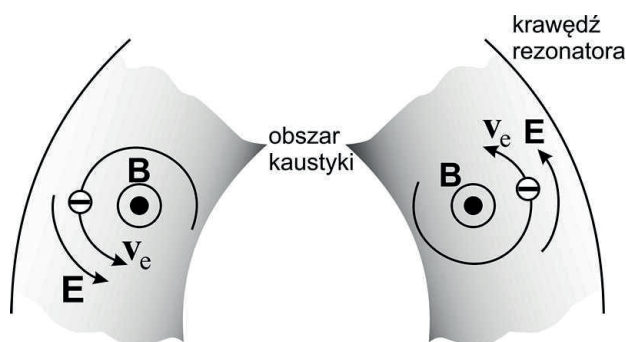
Rys. 2.9. Bliższy rzeczywistości układ katoda-rezonator. W polu elektrycznym E współkoncentrycznego obszaru katoda-anoda elektrony nabierają stosownej prędkości.

Następnie helisy elektronów prowadzone są w obszar kaustyki rezonatora polem magnetycznym B solenoidu cylindrycznego

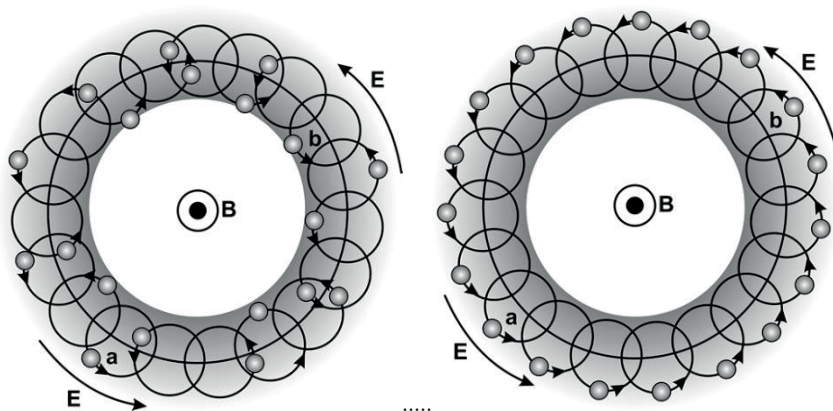
2.3. Relacja między składową prostopadłą lotu elektronu a składową prostopadłą pola elektrycznego w rezonatorze

W obszarze kaustyki, jeśli płaszczyzna rotacji elektronów jest nadal niemal prostopadła do osi z , kierunek ruchu elektronu na orbicie helisy może zmienić się na niemal równoległy do kierunku wektora pola elektrycznego fali elektromagnetycznej rezonującej w rezonatorze. Takie ułożenie kierunków jest wielce pożądane ze względu na sprawność urządzenia, które projektuje się, korzystając z możliwości zastosowania rezonatora otwartego. Daje to możliwość generacji na wysokich częstotliwościach i poziomach mocy wyjściowej dużo większych niż te dotychczas osiągnięte.

Strumień elektronów biegnący od katody do rezonatora nie jest jednolity. Ulega wszelkim perturbacjom. To oznacza, że na skutek wzajemnego oddziaływania elektrony mogą być zarówno przyspieszane, jak i hamowane w ich własnym polu elektrycznym. Ten, nawet nikły, efekt w warunkach rezonatora jest gwałtownie wzmacniany. Z kolei już w samym rezonatorze można się spodziewać efektu w postaci wszelkiego rodzaju fal elektromagnetycznych, tworzących tzw. szum. Te obydwie efekty mogą się zsumować w obszarze kaustyki rezonatora – może zacząć „rezonować” w nim fala elektromagnetyczna, a wektor pola elektrycznego może zacząć hamować wirujące elektrony (rys. 2.10) (lub je przyspieszać).



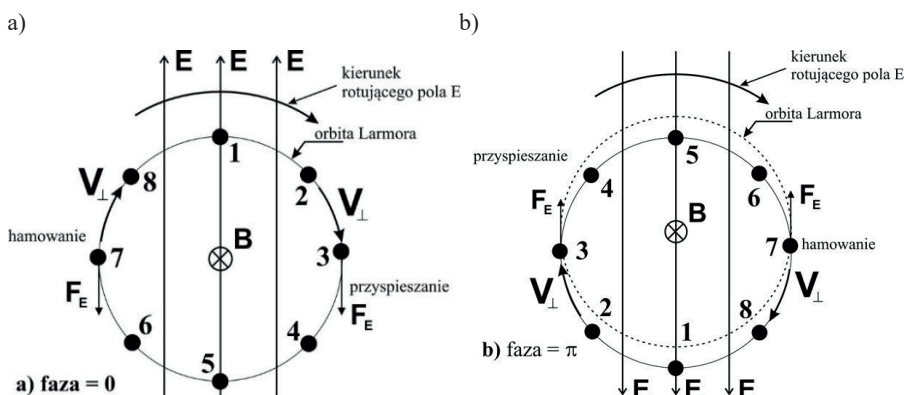
Rys. 2.10. Przekrój poprzeczny helisy elektronów wewnątrz rezonatora. Wirujący elektron wokół linii pola magnetycznego B i hamujące go pole elektryczne E w obszarze kaustyki rezonatora



Rys. 2.11. Przekrój poprzeczny strugi helis elektronów wprowadzonej w obszar kaustyki rezonatora. Widoczny jest efekt samosynchronizacji helis elektronów w rotującym w rezonatorze w polu elektrycznym E wokół linii pola magnetycznego B . Po lewej: elektron a jest hamowany polem E , elektron b jest przyspieszany. Po prawej: zjawisko grupowania fazowego

W celu lepszego zrozumienia zjawisk w rezonatorze należy założyć, że elektrony nie mają żadnej prędkości aksjalnej, ale nadal krążą ze swoją częstotliwością cyklotronową wokół obszaru kaustyki (rys. 2.11). Żyrujące elektrony wpadają do obszaru kaustyki początkowo beładnie (rys. 2.11, po lewej), aby na skutek działania pola elektrycznego we wnętrzu rezonatora ulec samosynchronizacji (rys. 2.11, po prawej). Elektron a ulega hamowaniu polem elektrycznym E , natomiast elektron b ulega przyspieszeniu (rys. 2.11, po prawej); elektron a traci energię, natomiast elektron b ją zyskuje. W efekcie wszystkie elektrony na orbicie kaustyki krążą w tej samej fazie. Opisane zjawisko zwane jest grupowaniem fazowym (ang. „*phase bunching*”).

Elektrony hamowane polem elektrycznym zaczynają się zbijać w grupki/ grudki. Jest to tzw. grupowanie azymutalne na orbicie (ang. „*orbital bunching*”), którego początek przedstawiony jest na rys. 2.12.



Rys. 2.12. Po lewej: początek grupowania/grudkowania cyrkularnego jako skutek hamującego oddziaływania pola elektrycznego na wirujące elektrony.

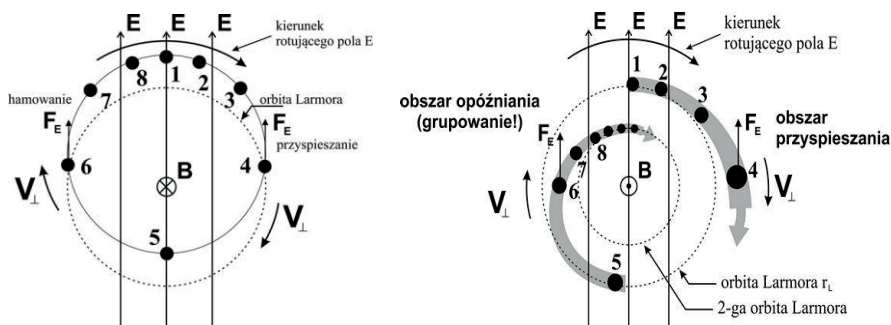
Analizy rysunku wynika, że wektor pola elektrycznego E powinien nadążać za każdym elektronem, który wpadnie w jego obszar oddziaływania. Oznacza to, że częstotliwość fali elektromagnetycznej tworzącej się w rezonatorze powinna być zbliżona do częstotliwości wirowań elektronu, czyli do jego częstotliwości cyklotronowej. Liniowa zależność częstotliwości cyklotronowej od wartości pola magnetycznego B oznacza, że częstotliwość pracy żyrotroonu jest regulowana natężeniem pola magnetycznego solenoidu otaczającego rezonator (2.6). Po prawej: proces grupowania po $\frac{1}{4}$ i $\frac{3}{4}$ cyklu

Jak wynika z rysunku 2.12, wektor pola elektrycznego E powinien nadążać za każdym elektronem, który wpadnie w jego obszar oddziaływania. Oznacza to tylko tyle, że częstotliwość fali elektromagnetycznej tworzącej się w rezonatorze powinna być zbliżona do częstotliwości wirowań elektronu, czyli do jego częstotliwości cyklotronowej. Ponieważ częstotliwość cyklo-

tronowa jest liniowo zależna od wartości pola magnetycznego B , częstotliwość pracy żyrotronu jest regulowana natężeniem pola magnetycznego solenoidu otaczającego rezonator (2.6).

Jak widać na rysunku 2.12 (po lewej), w skrzyżowanych polach elektrycznym E oraz magnetycznym B krążą elektrony 1.–8. z prędkością $v_{\perp}$ (składowa poprzeczna do kierunku osi rezonatora), zajmując miejsce na orbicie Larmora o promieniu R_L . Przy tak skierowanym polu elektrycznym E elektrony 6., 7. i 8. będą hamowane z siłą F_E , a elektrony 2., 3. i 4. będą przyspieszane. Z rysunku 2.12 (po prawej) wynika natomiast, że elektrony 6., 7. i 8. będą nadal hamowane, co spowoduje spadek wartości $v_{\perp}$, a elektrony 2., 3. i 4. nadal przyspieszane, czego konsekwencją będzie wzrost wartości $v_{\perp}$. (Po $\frac{1}{4}$ i $\frac{3}{4}$ cyklu pole elektryczne E jest równe zero).

Po pełnym cyklu (rys. 2.13, po lewej) zmienia się rozkład elektronów na orbicie. Elektrony 2., 3. i 4. „spóźniają się”, a w tym samym czasie elektrony 6., 7. i 8. „doganiają” je. Konsekwencją jest grupowanie azymutalne (ang. „*azimuthal bunching*”), które samo w sobie nic nie zmienia. Średnia energia elektronów na orbicie pozostaje taka sama: tyle samo elektronów jest przyspieszanych, ile jest opóźnianych.



Rys. 2.13. Po lewej: dalszy proces grupowania po pełnym cyklu.

Na skutek hamującego działania pola elektrycznego może powstać w rezonatorze efekt grupowania cyrkularnego, ale w samym rezonatorze może zacząć się proces przyspieszania elektronów. To oznacza wprost pobieranie energii od fali elektromagnetycznej rezonującej w rezonatorze, czyli efekt odwrotny do oczekiwanego. Elektron powinien w porę opuścić obszar rezonatora. I ten problem jest celem wyliczeń projektującego żyrotron.

Po prawej: proces grupowania po uwzględnieniu efektu relatywistycznego

Orbity elektronów w rezonatorze, w obszarze największego natężenia pola elektrycznego, nie są cyrkularne. Rozpędzone elektrony osiągają tak wysokie prędkości, że konieczne jest wprowadzenie poprawki relatywistycznej do opisu grupowania orbitalnego. Elektrony nie krążą po orbicie Larmora, lecz

opuszczają ją, zacieśniając swój tor. Zaczynają krążyć po orbicie o mniejszym promieniu, zwanej drugą orbitą Larmora (rys. 2.13b), na której dochodzi do grupowania elektronów, hamowania i wypromieniowania energii w postaci fali elektromagnetycznej.

Elektrony zmieniają swoją masę i częstość cyklotronową ω_c według zależności $\omega_c = eB/mc\gamma$, gdzie γ to poprawka relatywistyczna. Na skutek nawet niewielkiej różnicy między częstością cyklotronową ω_c a częstością fali elektromagnetycznej, większość elektronów zostaje zepchnięta ze swojej orbity Larmora na drugą (niższą), do obszaru hamowania (rys. 2.13, po prawej), gdzie tracą swoją energię na rzecz fali elektromagnetycznej rozwijającej się w rezonatorze żyrotronu. Dokładniej proces ten przebiega w taki sposób, że kiedy elektrony mają częstość cyklotronową ω_c niższą niż częstotliwość oddziaływującego z elektronami pola elektrycznego, następuje ich grupowanie i wyzwolenie energii, która dodaje się do pola elektrycznego E i dochodzi do generacji fali żyrotronowej.

Scenariusz powstawania fali żyrotronowej jest następujący:

- 1) W obszarze opóźniania (w którym kierunek pola elektrycznego E jest zgodny z kierunkiem prędkości elektronów v):

$$v_{\perp} \downarrow \rightarrow m_e \downarrow \rightarrow r_L \downarrow \rightarrow \omega_c \uparrow$$

- 2) W obszarze przyspieszania elektronów (w którym kierunek pola elektrycznego E jest przeciwny do kierunku prędkości elektronów v):

$$v_{\perp} \uparrow \rightarrow m_e \uparrow \rightarrow r_L \uparrow \rightarrow \omega_c \downarrow$$

Uwzględnienie efektu relatywistycznego w zjawisku cyklotronowego rezonansu magnetycznego CRM przez teoretyków żyrotronu stało się kluczowe w procesie tworzenia lampy żyrotronowej:

$$\text{żyrotron} = \text{CRM} + \gamma$$

Efekt relatywistyczny nie zawsze jest podstawą działania żyrotronu. W przypadku żyrotronów o niskim napięciu anody, tj. rzędu 2–5 kV, prędkość elektronów jest na tyle niska, że przesunięcie ich częstości cyklotronowej na skutek efektu relatywistycznego jest na poziomie 0,2% [33]. W takim wypadku, aby czas interakcji wirujących elektronów z polem elektrycznym był na tyle długi, że będą one mogły wykonać nawet 250 cykli, należałoby znacznie zwiększyć długość rezonatora, przez co niemożliwe byłoby uzyskanie dodatniego bilansu energetycznego z powodu strat omowych i dy-

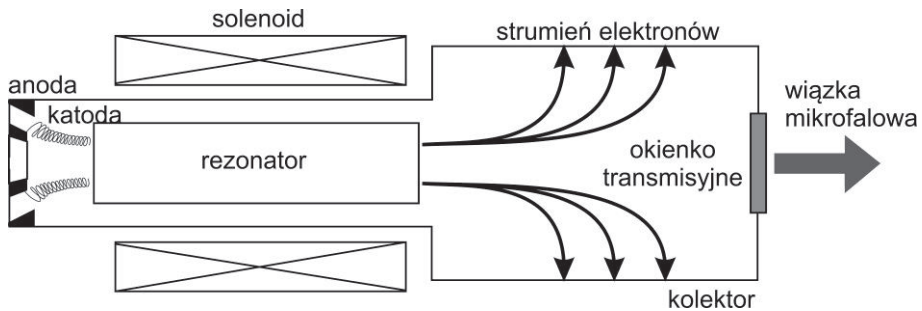
frakcyjnych. W żyrotronach relatywistycznych, gdy prędkość elektronów jest duża, do wywołania grupowania elektronów na orbicie wystarczy mniej niż 10 cykli.

W żyrotronie nierelatywistycznym zjawisko grupowania może wystąpić z innych powodów. Na wlocie elektronów do rezonatora następuje zagęszczanie pola magnetycznego, czego efektem jest powstawanie słabego zwierciadła magnetycznego. Zwiększające się natężenie pola magnetycznego przyczynia się do zmniejszenia promienia orbity Larmora elektronów. Kiedy pod wpływem zwiększającego się pola magnetycznego elektrony zmniejszają orbity i oddają energię, ich częstość cyklotronowa rośnie, czyli przesuwają się do przodu w fazie. Powtarza się przedstawiony powyżej scenariusz powstawania fali żyrotronowej:

$$v_{\perp} \downarrow \rightarrow m_e \downarrow \rightarrow r_L \downarrow \rightarrow \omega_c \uparrow$$

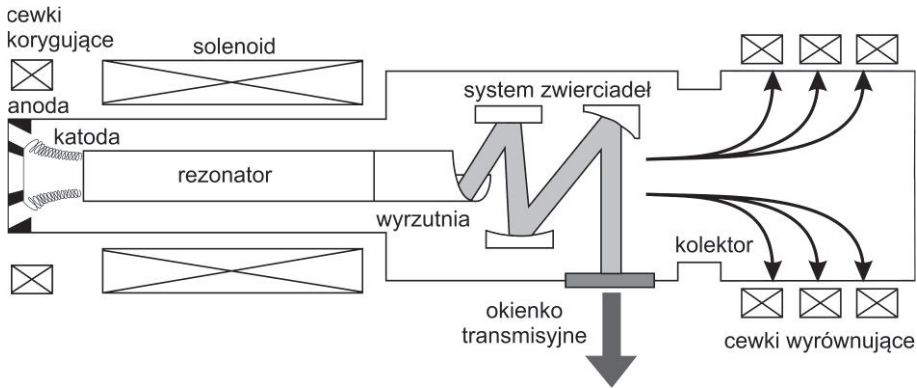
Zatem dla żyrotronu nierelatywistycznego charakterystyczna jest ujemna niestabilność masy spowodowana gradientem pola magnetycznego, a nie efektem relatywistycznym.

Elektrony opuszczające rezonator optyczny są wychwytywane przez ścianki kolektora, natomiast wiązka promieniowania elektromagnetycznego opuszcza lampę przez okienko transmisyjne na osi lampy (rys. 2.14).



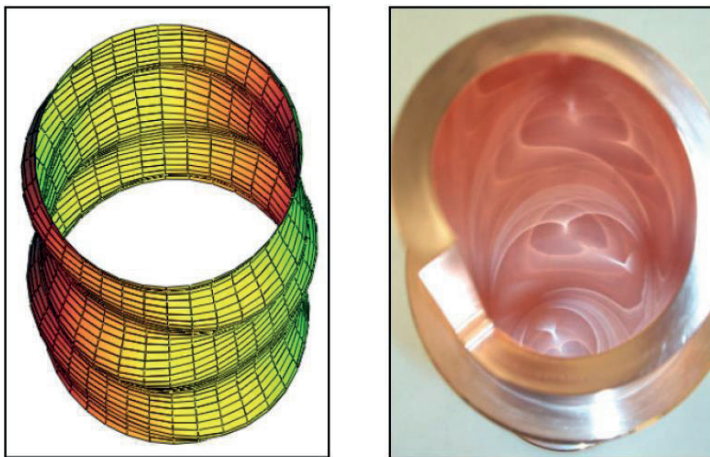
Rys. 2.14. Szkic najprostszej konstrukcji lampy żyrotronowej, w której fala elektromagnetyczna opuszcza rezonator i kolektor przez okienko transmisyjne umieszczone na głównej osi konstrukcji

W nowszych rozwiązaniach żyrotronów dużej mocy, stosuje się boczne wyprowadzanie wiązki optycznej (rys. 2.15). W tym celu system zwierciadeł prowadzących falę elektromagnetyczną projektuje się tak, aby po kolejnych odbiciach żyrotron opuszczała fala w modzie quasi-gaussowskim [34]–[36].



Rys. 2.15. Przybliżony kształt i schematyczne przedstawienie konstrukcji współczesnych żyrotronów

Ma to istotne znaczenie w zastosowaniach praktycznych żyrotronu [37]. Skierowanie wiązki optycznej w system zwierciadeł formujących (przy okazji) mod/rodzaj fali elektromagnetycznej realizowane jest za pomocą tzw. wyrzutni (rys. 2.16). Jeśli prąd jest na tyle duży, że może uszkodzić ścianki kolektora, stosuje się dodatkowe cewki wyrównujące na zewnątrz. Nierzadko na cewki podawane jest napięcie sekwencyjnie przełączane, tak aby rotującym polem magnetycznym rozprowadzić równomiernie strumień prądu na powierzchni kolektora. W ten sposób unika się lokalnego przegrzania ścianek rezerwuaru próżniowego lampy. Konstrukcja żyrotronów dużej mocy wymaga przepływu przez katodę prądu i wysokiego napięcia na anodzie.



Rys. 2.16. Wyrzutnia elektronów formująca mod pseudo-gaussowski.
Po lewej: symulacja, po prawej: wykonanie [38], [39]

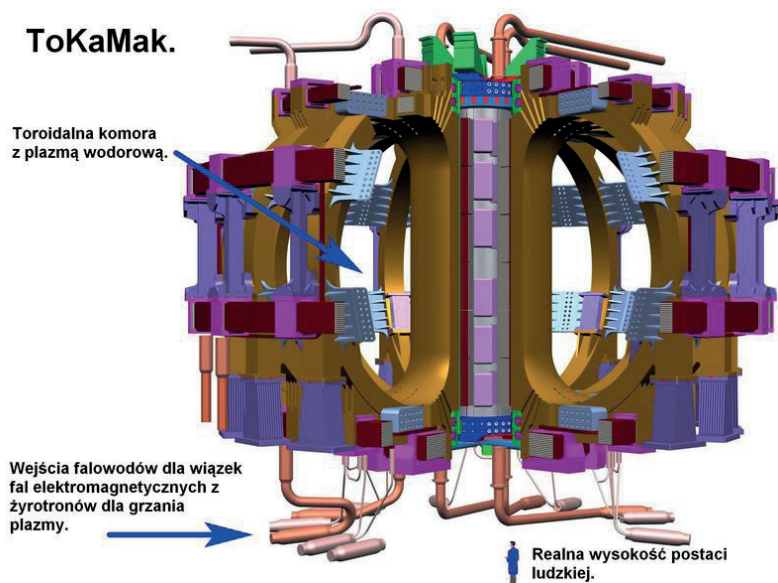
Wraz ze wzrostem częstotliwości coraz bardziej konieczne staje się zastosowanie solenoidów o dużych polach magnetycznych. Gabaryty urządzenia rosną do tego stopnia, że konieczne jest użycie dodatkowych cewek korygujących pole elektryczne wokół katody. Niekiedy wyrzutnie mają kształt umożliwiający zachodzenie procesu formowania wiązki w mod quasi-gausowski już w części wewnętrznej (rys. 2.16) [36], [38].



Rys. 2.17. Megawatowy żyrotron przeznaczony do fuzji jądrowej.

Źródło: Karlsruhe Institute of Technology (KIT),
Institute for Pulsed Power and Microwave Technology

Żyrotron o dużej mocy (ponad 1 MW mocy promienistej) o częstotliwości pracy ok. 250 GHz (rys. 2.17) jest jednym z urządzeń dostarczonych do centrum badawczego Cadarache w pobliżu Marsylii, w ramach międzynarodowego projektu ITER mającego na celu sprawdzenie możliwości produkowania energii w drodze kontrolowanej fuzji jądrowej (ITER to również ang. International Thermonuclear Experimental Reactor – Międzynarodowy Eksperymentalny Reaktor Termonuklearny). Urządzeniem wykorzystywanym do wytworzenia plazmy wodorowej w celu przeprowadzenia fuzji jądrowej jest tokamak (rys. 2.18). Do ogrzania plazmy jest wykorzystywanych kilkadziesiąt żyrotronów o mocy 1 MW każdy.



Rys. 2.18. Tokamak w projekcie ITER

3. Relacje dyspersyjne

Edward F. Pliński

Relacje dyspersyjne są wygodnym sposobem ilustracji zjawisk fizycznych, zachodzących w świecie fal. Najprościej, relacja dyspersyjna to funkcja częstości fali ω względem przypisanego jej wektora falowego k . W przypadku żyrotronu (i podobnych urządzeń elektroniki próżniowej) mają zastosowanie trzy relacje dyspersyjne $\omega(k)$:

- Relacja pierwsza

Jest wywiedziona z definicji wektora falowego k :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (3.1)$$

gdzie λ to długość fali,

oraz z częstości kątovej ω :

$$\omega = \frac{2\pi c}{\lambda} \quad (3.2)$$

gdzie c to prędkość rozprzestrzeniania się fali.

Stąd pierwsza relacja dyspersyjna dotycząca fali przemieszczającej się w otwartej przestrzeni, bez ośrodka dyspersyjnego (rozpraszającego falę), po kompilacji równań (3.1) i (3.2), przyjmuje prostą postać:

$$\omega(k) = ck \quad (3.3)$$

Na rysunku 3.1 przedstawiono wykres w formie tzw. prostej światła ck , będący odzwierciedleniem takiego obiektu fizycznego.

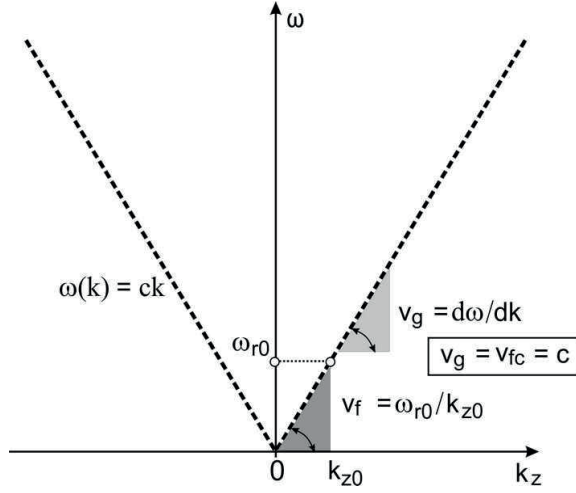
Dla wybranego punktu prostej $\omega(k) = ck$ ($k = k_0, \omega = \omega_{r0}$) wrysowano trójkąty ilustrujące prędkość grupową v_g :

$$v_g = d\omega/dk \quad (3.4)$$

oraz prędkość fazową v_f :

$$v_f = \omega_{r0}/k_0 \quad (3.5)$$

W próżni, przy braku wszelkiego ośrodka materialnego, prędkość grupowa jest równa fazowej, czyli prędkości światła c (rys. 3.1).



Rys. 3.1. Wykres zależności (3.3)

- Relacja druga

Jeśli fala przemieszcza się przez ośrodek dyspersyjny (rozpraszający), np. przez ośrodek dielektryczny o pewnym współczynniku załamania $n(k)$, zależnym od wektora falowego, to relacja dyspersyjna (3.3) przyjmuje postać

$$\omega(k) = \frac{c_0}{n(k)} k \quad (3.6)$$

gdzie c_0 to prędkość fali w próżni, $n(k) = c_0/c$.

W zależności od rodzaju medium wykres takiej zależności dyspersyjnej może przybierać różne wyszukane formy.

W żyrotronie możemy wyróżnić dwa obiekty fizyczne: rezonator i możliwe w nim rezonujące rodzaje fal (mody). Relacja dyspersyjna w przypadku takiego obiektu wyraża się jako:

$$\omega^2 = k_z^2 c^2 + \omega_{cf}^2 \quad (3.7)$$

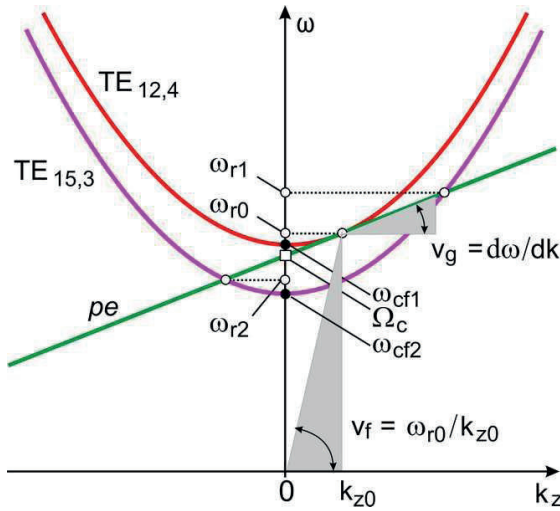
gdzie k_z to składowa wektora falowego wzdłuż osi z rezonatora, ω_{cf} – częstość odcięcia, kiedy wektor falowy k_z staje się ujemny, czyli fala zmienia kierunek na przeciwny (rys. 3.2).

- Relacja trzecia

Rozpatrywana wiązka elektronów przemieszcza się wzdłuż rezonatora z prędkością v_z i wiruje z częstotliwością cyklotronową Ω_c :

$$\omega = k_z v_z + \Omega_c \quad (3.8)$$

Nazwijmy ją prostą elektronową (pe) – w literaturze anglosaskiej *e-beam*. Człon $k_z v_z$ to dopplerowskie przesunięcie częstości elektronu względem częstości fali elektromagnetycznej w rezonatorze opisanej wyrażeniem (3.7), oddalającego się lub zbliżającego się do frontu fali.



Rys. 3.2. Wykres zależności (3.7)–(3.8), gdy możliwych jest kilka punktów pracy żyrotro-
nu ω_{r0} , ω_{r1} i ω_{r2} . Wrysowano krzywe dyspersyjne dla dwóch modów $TE_{12,4}$ i $TE_{15,3}$ (3.7)
oraz prostą pracy strumienia elektronów (3.8). Trójkąty ilustrują sposób wyznaczenia
prędkości grupowej v_g i fazowej v_f elektronów

Na rysunku 3.2 umieszczono najpierw krzywe dyspersyjne (3.7) i (3.8), a następnie krzywe dyspersyjne dwóch różnych rodzajów fal, tj. modów, $TE_{12,4}$ i $TE_{15,3}$, które mogą rozwijać się w rezonatorze. Żyrotрон projektowany jest tak, aby możliwe było znalezienie odpowiedniego punktu pracy, czyli stworzenie warunków, w których parabola opisana wyrażeniem (3.7) stykałaby się z prostą opisaną wyrażeniem (3.8) lub ją przecinała. Funkcje (3.7)–(3.8) powinny mieć co najmniej jeden punkt wspólny (rys. 3.2), gdy wartość wektora falowego k_z jest odpowiednia. Relacje dyspersyjne czy diagram dyspersji (zwany diagramem Brillouina) doskonale pokazują, że punkt pracy żyrotro-
nu (jego częstość pracy) ω_r leży względnie blisko częstości odcięcia ω_{cf} .

W konfiguracji charakterystyk jak na rys. 3.2 można wyróżnić aż trzy punkty pracy (częstości pracy) żyrotronu, ω_{r0} , ω_{r1} i ω_{r2} , ale generacja żyrotronu może ustalić się na częstości ω_{r0} lub ω_{r2} . Dokładniej, na częstościach najbliższych częstości odcięcia ω_{cf1} modu $TE_{12,4}$ lub ω_{cf2} modu $TE_{15,3}$. Tu zaczyna się gra, zwaną konkurencją modów – zjawisko niekorzystne, pasożytnicze. Praca żyrotronu staje się niestabilna, ponieważ między modami dochodzi do przeskoków (przeskoków częstotliwości pracy).

W przypadku takim jak ten pokazany na rys. 3.2 fala o częstości ω_{r2} rozwija się w kierunku przeciwnym do fali o częstości ω_{r0} . To dobry punkt pracy dla lampy elektronowej o fali wstecznej (ang. „*backward wave oscillator*” – BWO). Sposobem na uniknięcie zjawiska konkurencji modów jest takie zaprojektowanie rezonatora (i strumienia prądu), aby uniknąć konfiguracji krzywych jak na rys. 3.2.

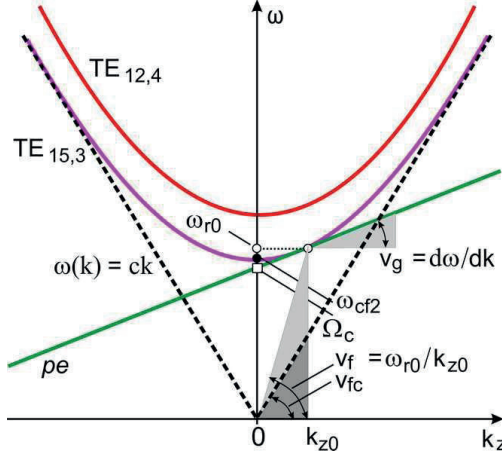
Taką niekorzystną sytuację można jednak wykorzystać. Jeśli żyrotron ma pracować w modzie $TE_{12,4}$ i w takim punkcie pracy jak na rys. 3.2, można tak zaprojektować urządzenie, aby fala wsteczna w niepożądanym modzie tłumiła właśnie ten rodzaj fali [40].

Na rysunku 3.2 pokazano wykres z punktem na skali częstości ω , w którym fala nie przemieszcza się ($k_z = 0$). Dla tej wartości k_z obserwujemy tylko częstość cyklotronową Ω_c żyrujących elektronów oraz usytuowanie trzech wyróżnionych częstości żyrujących elektronów ω_r , ω_{cf} i Ω_c . Szare trójkąty ilustrują natomiast wartości charakterystyczne dla strumienia prądu, tj. pe, takie jak prędkość grupowa $v_g = d\omega/dk_z$ oraz prędkość fazowa $v_f = \omega/k_z$. Aby przesunąć punkt pracy żyrotronu na mod $TE_{15,3}$, należy odpowiednio obniżyć pe, a to można zrealizować, obniżając wartość częstości cyklotronowej Ω_c (patrz (3.8) i rys. 3.3).

Dzięki umieszczeniu na rys. 3.3 również prostej światła $\omega(k) = ck$, jest widoczne, że prędkość fazowa elektronów v_f w żyrotronie jest większa niż prędkość światła $v_{fc} = c$. Stąd żyrotrony należą do grupy urządzeń fali szybkiej (ang. „*fast wave devices*”) w przeciwieństwie do np. lamp z falą wsteczną (BWO), czyli urządzeń zwanych w języku angielskim „*slow wave devices*”:

- $v_f > c$ (ang. „*fast wave devices*”), gdy zachodzi interakcja między falą elektromagnetyczną a elektronem z prędkością fazową większą niż prędkość światła (np. żyrotron, gyro-BWO, gyro-TWT, gyro-klystron, urządzenia CARM) [41].

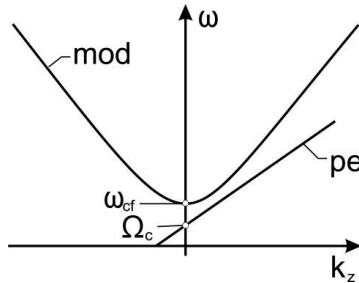
- $v_f < c$ (ang. „slow wave devices”), gdy zachodzi interakcja między falą elektromagnetyczną a elektronem z prędkością fazową mniejszą niż prędkość światła (np. BWO, TWT).



Rys. 3.3. Wykres równań (3.7)–(3.8), gdy pe ma punkt wspólny tylko z krzywą dyspersyjną jednego modu ω_{r0} i k_{z0}

Częstości ω_{cf} i Ω_c są odpowiednio przecięciami paraboli (3.7) oraz prostej (3.8) z osią ω . Częstość ω_r może być oszacowana za pomocą układu równań (3.7) i (3.8), tj. po podniesieniu do kwadratu równania (3.8) i przyrównaniu go do równania (3.7), otrzymuje się dwumian kwadratowy, którego rozwiązaniem są dwie wartości k_{z1} i k_{z2} :

$$k_{z1,2} = \frac{-2v_z\Omega_c \pm \sqrt{4v_z^2\Omega_c^2 - 4(c^2 - v_z^2)(\omega_{cf}^2 - \Omega_c^2)}}{2(c^2 - v_z^2)} \quad (3.9)$$



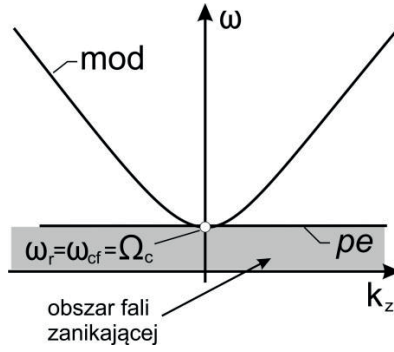
Rys. 3.4. W przypadku, gdy $\Delta < 0$, $\Omega_c < \omega_{cf}$, $v_z > 0$, brak jest rozwiązań

Analizując wynik (3.9), można znaleźć kilka specyficznych rozwiązań układu równań (3.7) i (3.8), wyznaczających punkty pracy urządzenia. W przypadku wyróżnika dwumianu kwadratowego:

$$\begin{aligned}\Delta &= 4v_z^2\Omega_c^2 - 4(c^2 - v_z^2)(\omega_{cf}^2 - \Omega_c^2) = \\ &= 4c^2(\Omega_c^2 - \omega_{cf}^2) + 4v_z^2\omega_{cf}^2\end{aligned}\quad (3.10)$$

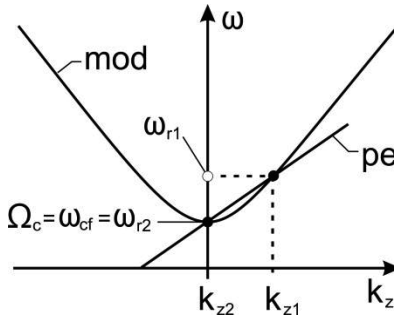
są to:

- $\Delta < 0 - \Omega_c < \omega_{cf}$. Rozwiązania nie istnieją. Parabola modu i prosta elektronów nie przecinają się. Nie można określić częstości transferu energii z wiązki elektronów do pola elektromagnetycznego, do modu w rezonatorze (rys. 3.4).



Rys. 3.5. Przypadek, gdy $\Delta = 0$, ale $\Omega_c = \omega_r = \omega_{cf}$, $v_z = 0$

- $\Delta = 0 - \Omega_c = \omega_r = \omega_{cf}$, $v_z = 0$. Możliwe jest jedno rozwiązanie, ale fala nie przemieszcza się. Urządzenie pracuje na częstotliwości odcięcia ω_{cf} równej częstotliwości cyklotronowej Ω_c wirujących elektronów i na granicy z obszarem tzw. fali zanikającej (ang. „evanescent wave”) (rys. 3.5).

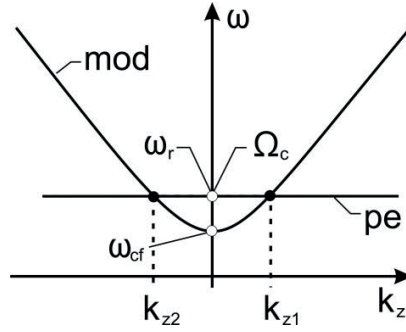


Rys. 3.6. W przypadku, gdy $\Delta > 0$, istnieją dwa rozwiązania ω_{r1} i ω_{r2} a $v_z > 0$

- $\Delta > 0$ – możliwe są dwa rozwiązania ω_{r1} i ω_{r2} , $v_z > 0$. Przy odpowiednim doborze parametrów, możliwe jest, że pe przetnie parabolę modu, gdy dla $k_z = k_{z1}$ (co jest pożądane w pracy żyrotronu), ale również, gdy $k_z = k_{z2} = 0$. Wtedy:

$$\omega_{r2} = \Omega_c = \omega_{cf}$$

co pokazano na rys. 3.6. W przypadku opisanym równaniem (3.8) żyrotron pracuje na częstotliwości cyklotronowej Ω_c , ale nie promieniuje. Gdy $k_z = 0$, fala nie rozprzestrzenia się bowiem wzdłuż osi z , czyli nie opuszcza rezonatora.



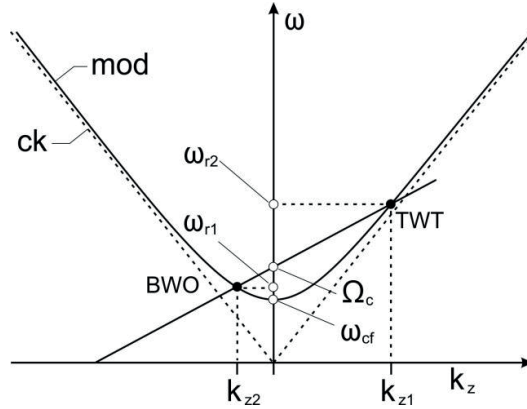
Rys. 3.7. Przypadek, gdy $\Delta > 0$, $\Omega_c = \omega_r$, $v_z = 0$

- $\Delta > 0 - \Omega_c > \omega_{cf}$. Przypadek przedstawiony na rys. 3.7 możliwy jest również wtedy, gdy $v_z = 0$ (3.8). Ma on wprowadzić dwa rozwiązania, gdy $k_z = k_{z1}$ i $k_z = k_{z2}$, zachodzi jednak swoista degeneracja: wartość częstotliwości rezonansu ω_r jest taka sama dla obu wartości k_z (rys. 3.7), ponieważ współczynnik kierunkowy prostej wyznaczony z wykorzystaniem wyrażenia (3.8), czyli tangens kąta nachylenia prostej, przybiera wartość 0. Prosta elektronów jest równoległa do osi k_z , w związku z czym znika przesunięcie dopplerowskie $k_z v_z$, a częstota rezonansu ω_r i częstota cyklotronowa Ω_c osiągają taką samą wartość:

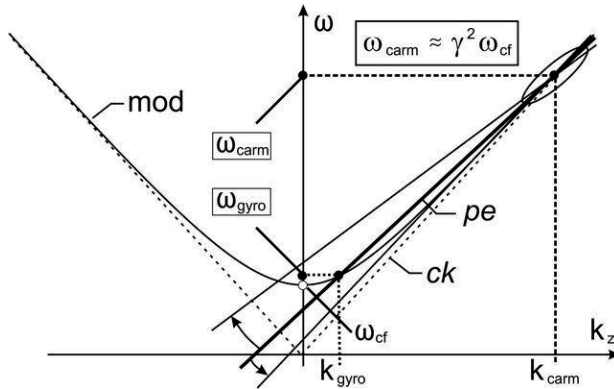
$$\omega_{r2} = \Omega_c$$

- $\Delta > 0$ – dwa możliwe rozwiązania (rys. 3.8) odnoszą się do lamp z falą wsteczną (BWO) oraz lamp z falą bieżącą (ang. „travelling-wave tube” – TWT) i są możliwe, gdy $k_z = k_{z1}$ i $k_z = k_{z2}$ (rys. 3.8). Punkt pracy ω_{r1} w przypadku wektora falowego k_{z2} należy do ujemnej osi odciętych, co znaczy, że fala przemieszcza się w przeciwnym kierunku. Punkt ten jest przyporządkowany do lampy BWO, natomiast punkt pracy ω_{r2}

należący do dodatniej osi k_z może być przyporządkowany do lampy TWT, przy czym punkt pracy ω_{r2} jest bardziej oddalony od punktu częstotliwości odcięcia ω_{cf} niż w przypadku żyrotronu (częstość ω_{r0} – patrz rys. 3.3).



Rys. 3.8. W przypadku, gdy $\Delta > 0$, istnieją dwa rozwiązania, które można przyporządkować lampom BWO (o fali wstecznej) oraz TWT (o fali bieżącej)



Rys. 3.9. W przypadku, gdy $\Delta > 0$, istnieją dwa rozwiązania wyznaczające dwa punkty pracy urządzenia: ω_{gyro} dla k_{gyro} oraz ω_{carm} dla k_{carm} . Strzałkami zaznaczono możliwe zmiany nachylenia pe , elipsa obrazuje wpływ tych zmian (niewielki – stąd: autorezonans) na punkt pracy urządzenia typu CARM

- $\Delta > 0$ – możliwe są dwa rozwiązania: ω_{gyro} , gdy k_{gyro} , oraz ω_{carm} , gdy k_{carm} (rys. 3.9). Punkt pracy ω_{carm} jest o wiele bardziej oddalony od częstotliwości odcięcia ω_{cf} niż w przypadku żyrotronu (częstość ω_{r0} – patrz rys. 3.3). Taki punkt pracy jest możliwy w przypadku dużych prędkości

elektronów, bliskich prędkości światła. Na rysunku 3.9 widać, że pe jest położona bardzo blisko prostej światła ck . Taka aranżacja możliwa jest tylko dla znacząco wyższych (ponad dziesięciokrotnie) napięć przyspieszających elektrony, niż w przypadku nawet najsilniejszych żyrotronów (np. 700 kV, gdy pole $B = 5$ T [42]). Gdy prędkości elektronów stają się bliskie prędkości światła, w opisie zjawisk istotną rolę w opisie zjawisk zaczyna odgrywać współczynnik relatywistyczny γ . Wyrażenie (3.8) przyjmuje w związku z tym postać:

$$\omega = k_z v_z + \Omega_c / \gamma \quad (3.11)$$

Ponieważ $\gamma = \left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right)^{-1/2}$, to z wyrażenia (3.11) wynika, że $k_z v_z$ rośnie, gdy w tym samym czasie rośnie prędkość v_z , ale maleje Ω_c / γ . Zachodzi wówczas autorezonans, punkt pracy urządzenia nie zmienia się. Inaczej rzecz ujmując, zmiany nachylenia prostej pe (zmiany współczynnika nachylenia v_z) nie wpływają na punkt pracy ω_{carm} urządzenia (patrz rys. 3.9, zaznaczone strzałkami ewentualne zmiany nachylenia pe). Takie zestawienie parametrów jest znane jako CARM (ang. „*cyclotron autoresonance maser*”). Reasumując, urządzenie jest podobne do żyrotronu, ale działa wówczas, gdy prędkości elektronów są bliskie prędkości światła, a wspomniany współczynnik nachylenia jest dużo niższy i wynosi ok. $\alpha \approx 0,5$.

Jak wynika z analizy, wyrażenie (3.9), gdy $v_z = 0$, przyjmuje postać:

$$k_{z1,z2} = \pm \frac{1}{c} \sqrt{\Omega_c^2 - \omega_{cf}^2} \quad (3.12)$$

która po obustronnym podniesieniu do kwadratu:

$$k_z^2 = \left(\frac{\Omega_c}{c}\right)^2 - \left(\frac{\omega_{cf}}{c}\right)^2 \quad (3.13)$$

oraz uwzględnieniu zależności wiążącej wektor falowy k_z z prędkością fazową v_f :

$$v_f = \frac{\omega}{k_z} \quad (3.14)$$

staje się równaniem:

$$\left(\frac{\omega}{v_f}\right)^2 = \left(\frac{\Omega_c}{c}\right)^2 - \left(\frac{\omega_{cf}}{c}\right)^2 \quad (3.15)$$

Jeżeli $k_z = k_{z1}$ i $k_z = k_{z2}$, częstość, na której następuje rezonansowe współdziałanie wiązki elektronów z falą (modem) w rezonatorze, przyjmuje wartość ω_r . Stąd wyrażenie wiążące wszystkie trzy parametry częstościowe żyrotronu przyjmuje postać:

$$\left(\frac{\omega_r}{v_f}\right)^2 = \left(\frac{\Omega_c}{c}\right)^2 - \left(\frac{\omega_{cf}}{c}\right)^2 \quad (3.16)$$

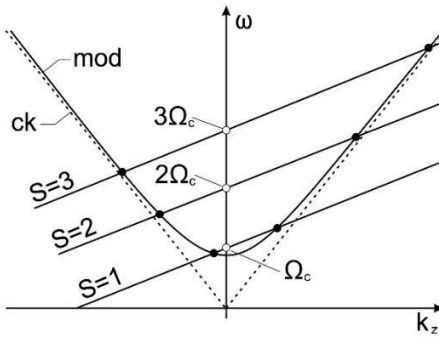
lub (gdy $v_f v_g = c^2$):

$$(\omega_r v_g)^2 = (\Omega_c c)^2 - (\omega_{cf} c)^2 \quad (3.17)$$

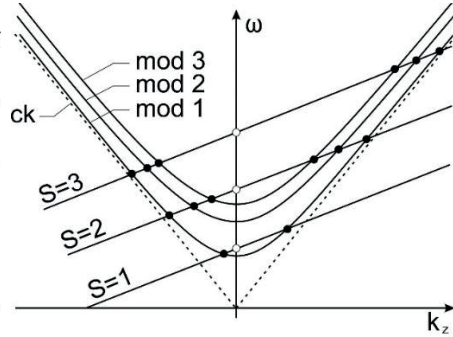
przy czym wyrażenia (3.16) i (3.17) są rozwiązaniem układu równań (3.7) i (3.8):

$$\begin{cases} \omega^2 = k_z^2 c^2 + \omega_{cf}^2, \\ \omega = k_z v_z + \Omega_c, \end{cases} \quad (3.18)$$

w przypadku jak na rys. 3.3.



Rys. 3.10. Wrysowano proste elektronu dla kolejnych częstości harmonicznych oraz zależność dyspersyjną modu podstawowego



Rys. 3.11. Oprócz kolejnych prostych elektronu wrysowano mody wyższego rzędu

Można tak zaprojektować żyrotron, aby pracował na kolejnych harmonicznych częstotliwościach cyklotronowych. Równanie (3.8) powinno być uzupełnione jak niżej, tj.:

$$\omega = k_z v_z + S \Omega_c \quad (3.19)$$

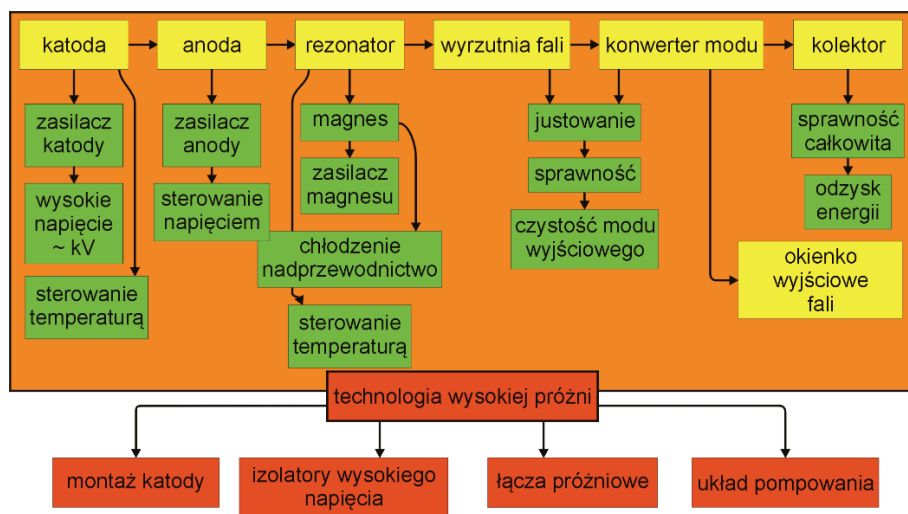
gdzie $S = 1, 2, 3, \dots$ to kolejne częstości harmoniczne.

Jak pokazano na rys. 3.10, możliwych jest wiele punktów pracy żyrotronu. Idąc dalej, należy mieć na uwadze, że w rezonatorze (nie tylko żyrotronowym) mogą wzbudzić się różne rodzaje fal (mody), co jeszcze bardziej komplikuje projektowanie urządzenia (patrz rys. 3.10–3.11).

4. Projektowanie rezonatora

Kacper Nowak

Budowa żyrotronu to nie tylko zadanie inżynierskie, ale również duże wyzwanie logistyczno-organizacyjne. Zagadnienia związane z projektowaniem można podzielić na osobne problemy, co zostało przedstawione na diagramie 4.1.



Rys. 4.1. Problemy do rozwiązania przy projektowaniu żyrotronu

Elementami od których uzależniony jest projekt rezonatora są katoda oraz magnes. Geometria oraz rodzaj i wykonanie stanowią o odległościach, trajektorii oraz energii kinetycznej elektronów, a także rozkładzie pola magnetycznego. Wiedza o tych parametrach jest niezbędna, aby rozpocząć projektowanie rezonatora. Pokróćce zostaną omówione problemy związane ze wszystkimi elementami, a następnie omówiony będzie szczegółowo sposób projektowania rezonatora, który jest niejako „sercem” żyrotronu, gdyż to tam zachodzi akcja wymiany energii.

Katoda, czyli działo elektronowe MIG (ang. „*Magnetron Injection Gun*”), w skrócie określane jako GUN, jest to element z naniesioną powierzchnią (np. w formie wąskiego paska), która wykonana jest z warstwy emisyjnej, dobranej tak, aby energia wyjścia elektronów była jak najmniejsza. Wyrwanie elektronów z powierzchni emisyjnej wymaga zastosowania wysokiego pola elek-

trycznego od kilku do nawet kilkudziesięciu kV oraz ogrzewania katody. Wszystkie elementy żyrotronu muszą być zachowane w wysokiej czystości, gdyż w innym wypadku nie udałoby się uzyskać odpowiednio wysokiej próżni. Dodatkowo w przypadku katody powierzchnia emisyjna jest wrażliwa na kontakt z powietrzem i wymaga przechowywania i montażu w próżni lub ciągłego wygrzewania, zależnie od wykorzystanej technologii. Oprócz grzałki regulującej temperaturę, niezbędny jest zasilacz wysokonapięciowy. Problem izolacji tak wysokich napięć, ryzyko przebicia to kolejne utrudnienia techniczne.

Anoda może być wykonana na różne sposoby. W najprostszym układzie diody, czyli katoda–anoda, są to powierzchnie o dwu różnych potencjałach, gdzie anoda jest połączona i zespolona z korpusem żyrotronu na potencjale masy. Takie rozwiązanie jest jednak mało elastyczne w regulacji, lepszym rozwiązaniem jest zastosowanie układu triody. W takim przypadku mamy do czynienia z trzema potencjałami. Anoda jest izolowana od obudowy żyrotronu i zasilana osobnym zasilaczem, który umożliwia precyzyjne zmiany parametrów strumienia elektronów. Występują różne koncepcje techniczne rozwiązania, w którym anoda jest oddzielnym elementem, jednak idea nadrzędna jest taka, aby zasilanie katody było osobnym elementem w stosunku do zasilania anody. W takim wypadku katoda pracuje na potencjale przykładowo -50 kV, kiedy anoda może pracować na potencjale $-(0-1)$ kV, względem obudowy urządzenia, której potencjał jest równy 0 V (masa). Sterowanie niskim potencjałem jest znacznie łatwiejsze, a przede wszystkim dużo szybsze.

Magnes to najtrudniejszy do zaprojektowania i wykonania element ze względu na ekstremalne wartości pól magnetycznych. Najczęściej stosowane są elektromagnesy pracujące w reżimie nadprzewodnictwa. W tym celu niezbędne jest chłodzenie do bardzo niskich temperatur. W obszarze rezonatora pole powinno być jak najbardziej jednorodne. Trajektoria, po której zakrzywiają się linie pola magnetycznego, decyduje o umiejscowieniu katody względem rezonatora. Należy uwzględnić średnicę gardzieli magnesu, biorąc pod uwagę średnicę rezonatora wraz z płaszczem chłodzącym, a także wszystkie inne elementy, które mogłyby uniemożliwić włożenie żyrotronu do otworu cylindrycznego magnesu. Mogą to być: podłączenia hydrauliczne pomp, śruby montażowe, wystające kołnierze próżniowe, podłączenia przewodów, czujników, elementy ceramiczne separujące potencjały itp.

Dodatkową komplikację dla urządzenia jako całości stanowią uszczelnienia – wewnątrz urządzenia musi panować wysoka próżnia, na poziomie 10^{-8} Tr [43]. Dla porównania w przestrzeni kosmicznej ciśnienie wynosi około 10^{-13} Tr [44]. Ciśnienie w przestrzeni międzygwiazdnej (ang. „*interstellar space*”) wynosi 10^{-20} Tr [45]. To od razu przywodzi na myśl pomysł wykorzystania

żyrotronu w przestrzeni kosmicznej, gdzie nie ma konieczności budowania skomplikowanej struktury próżniowej.

Do zaprojektowania żyrotronu niezbędna jest praca zespołowa, dlatego prace trzeba podzielić. Projektowanie urządzenia to szukanie kompromisu między poszczególnymi parametrami oraz rozwiązaniami konstrukcyjnymi. Z tego względu rezonator projektuje się w sposób iteracyjny. Projekt trzeba wielokrotnie modyfikować uwzględniając poprawione założenia i ograniczenia, w celu znalezienia optymalnego kompromisu pomiędzy wszystkimi komponentami. Niewiadomych jest wiele, dlatego jedynym sposobem jest przyjmowanie pewnych założeń, następnie wykonanie czynności projektowych, podczas których okazuje się, jakich innych założeń nie da się spełnić. Wtedy modyfikuje się założenia początkowe i rozpoczyna przeliczanie projektu od nowa. W ten sposób osiąga się rozwiązanie, które ma być najbliżej optymalnego. Jest to zatem praca podobna do rozwiązywania równań różniczkowych w sposób numeryczny, kiedy nie jest możliwe znalezienie rozwiązania algebraicznego. W istocie równania rezonatora również są takimi równaniami różniczkowymi.

4.1. Równania Maxwella

Tradycyjnie, jak we wszystkich zagadnieniach elektromagnetycznych, pole powstające w rezonatorze mikrofalowym można opisać za pomocą równań Maxwella. Pokazane równania dotyczą opisu pola w wolnej przestrzeni. W innym ośrodku należy jeszcze uwzględnić współczynniki ϵ oraz μ (dla próżni wartości tych współczynników są równe 1) [46].

$$\begin{aligned}
 \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} \\
 \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\
 \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\
 \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}
 \end{aligned} \tag{4.1}$$

Ogólne równania Maxwella są prawdziwe dla dowolnej funkcji pola zależnej od czasu. W naszych rozważaniach będziemy pracować z polem elektromagnetycznym (EM) cechującym się sinusoidalną lub harmoniczną zależność czasową oraz rozważając warunki stanu ustalonego. Rezonator żyrotronu rozpatruje się jako rezonator z otwartym końcem (ang. „open ended resonator”).

Wykonując obliczenia, wygodnie jest przejść na formę równań wyrażoną za pomocą liczb zespolonych, zamiast postaci różniczkowej, czasowej. Przy tych założeniach pole elektryczne i magnetyczne można wyrazić jako funkcję:

$$\mathbf{f} = f(x, y, z, t) = A(x, y, z) \cos(\omega t + \theta) \quad (4.2)$$

gdzie A – amplituda rzeczywista, ω – częstość kołowa, θ – faza początkowa fali dla chwili czasowej $t = 0$.

Powyższe równanie w notacji kątowej (ang. „*phasor notation*”) przyjmuje postać:

$$\begin{aligned} \mathbf{f} &= f(x, y, z, t) = A(x, y, z) \cdot \cos(\omega t + \theta) = \\ &= \operatorname{Re}\{A(x, y, z) \cdot e^{i(\omega t + \theta)}\} \end{aligned} \quad (4.3)$$

Dla pola magnetycznego możemy zapisać, że:

$$\mathbf{B} = B(x, y, z, t) = B(x, y, z) \cdot e^{i(\omega t + \theta)} \quad (4.4)$$

Teraz, podstawiając powyższe wyrażenie do trzeciego równania Maxwella (4.1), otrzymujemy:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial B(x, y, z) \cdot e^{i(\omega t + \theta)}}{\partial t} = -B(x, y, z) \cdot e^{i(\omega t + \theta)} \cdot i\omega \quad (4.5)$$

Następnie po policzeniu pochodnej dokonujemy podstawienia równania (4.4) do równania (4.5) w sposób zaznaczony kolorem. Pamiętajmy, że z zasad

różniczkowania wynika: $\frac{\partial e^{xt}}{\partial t} = e^{xt} \cdot \frac{\partial xt}{\partial t} = e^{xt} \cdot x$. W ten sposób otrzymujemy

trzecie równanie Maxwella w postaci liczby zespolonej zamiast różniczki po czasie.

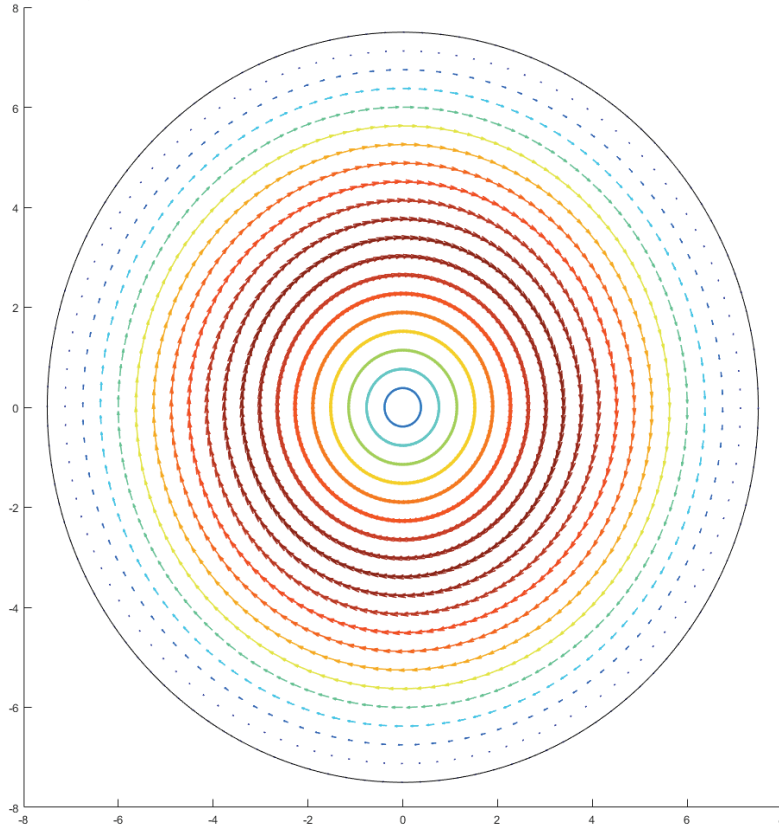
Dokonując analogicznego podstawienia dla pola elektrycznego w czwartym równaniu Maxwella (4.1), otrzymujemy popularną w literaturze postać zespoloną równań Maxwella:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0 \\ \nabla \times \mathbf{E} &= -i\omega \mathbf{B} = -i\omega \mu_0 \mathbf{H} \\ \nabla \times \mathbf{H} &= \mathbf{J} + i\omega \epsilon_0 \mathbf{E} \end{aligned} \quad (4.6)$$

Dla rezonatora cylindrycznego równania na poszczególne składowe wektora pola elektrycznego przyjmują następującą postać zespoloną [47, s. 645] lub [48, s. 486]:

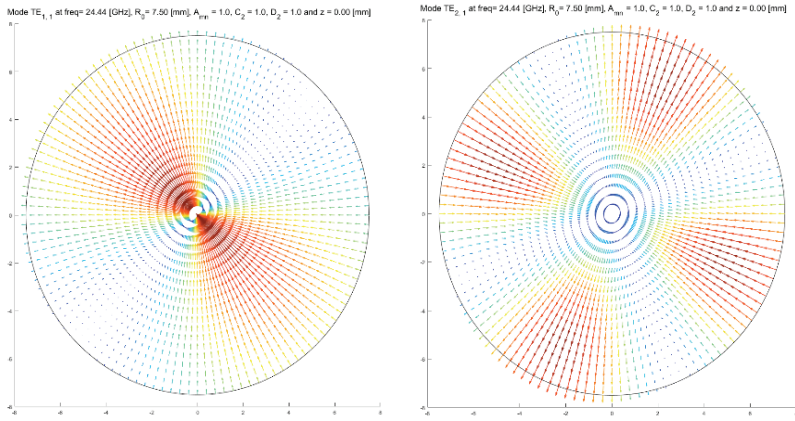
$$\begin{cases} E_r(r, \theta, z) = -A_{mn} \frac{m}{\epsilon r} J_m(\beta_r r) [-C_2 \sin(m\theta) + D_2 \cos(m\theta)] e^{-j\beta_z z} \\ E_\theta(r, \theta, z) = A_{mn} \frac{\beta_r}{\epsilon} J'_m(\beta_r r) [C_2 \cos(m\theta) + D_2 \sin(m\theta)] e^{-j\beta_z z} \\ E_z = 0 \end{cases} \quad (4.7)$$

Mode $TE_{0,1}$ at freq= 24.44 [GHz], $R_0 = 7.50$ [mm], $A_{mn} = 1.0$, $C_2 = 1.0$, $D_2 = 1.0$ and $z = 0.00$ [mm]

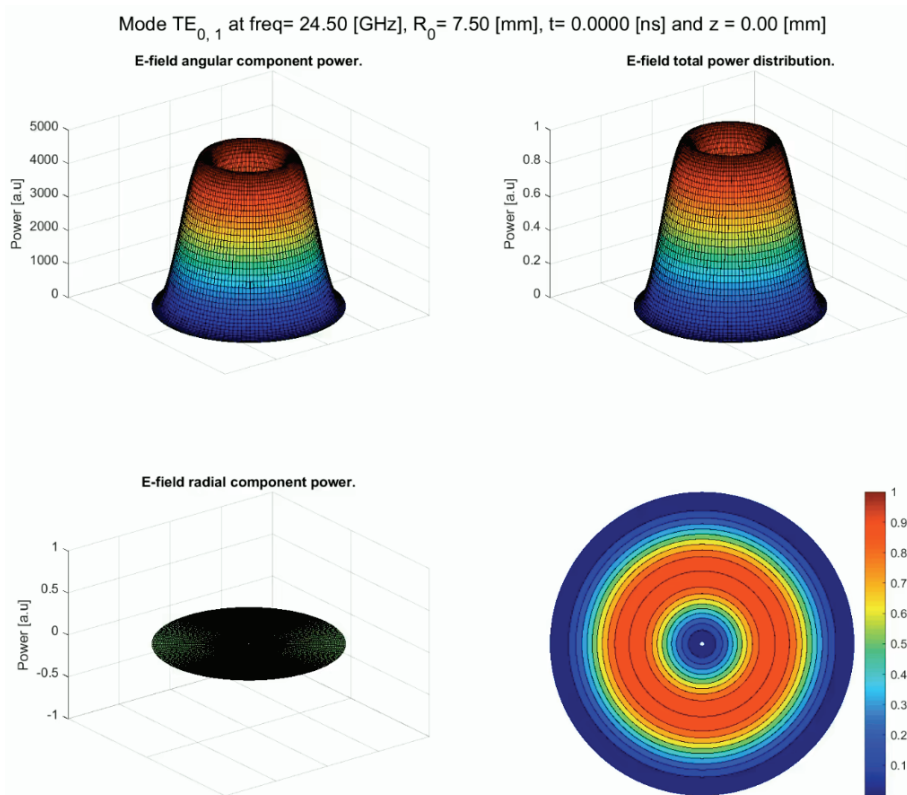


Rys. 4.2. Wektorowy rozkład pola dla modu $TE_{0,1}$

Na rysunku 4.2 pokazany został rozkład pola dla modu $TE_{0,1}$, wyliczony na podstawie wzorów (4.7). Inne mody TE nie mogą się propagować dla częstotliwości pobudzającej 24,44 GHz i falowodu cylindrycznego o średnicy 7,5 mm, ponieważ ich częstotliwość odcięcia jest wyższa od częstotliwości pobudzającej.



Rys. 4.3. Wektorowy rozkład pola dla kolejnych modów $TE_{1,1}$ (z lewej) i $TE_{2,1}$ (z prawej)



Rys. 4.4. Rozkład pola E dla modu $TE_{0,1}$.
Widoczne jest, że w tym modzie dominująca jest składowa kątowa,
co widać także na wykresie wektorowym (rys. 4.2)

W pracy [49], w materiałach uzupełniających dostępnych na stronie internetowej sci.vberrry.net, zamieszczono kod Matlab oraz animacje będące wynikiem obliczonym na podstawie wzorów (4.8) i (4.9). Na rysunku 4.4 widoczny jest obraz wygenerowany za pomocą wspomnianych kodów w chwili czasu $t = 0$ ns. Do prawidłowej prezentacji pola lepsze jest wykorzystanie animacji, co umożliwia zobaczenie, jak dany mod „wiruje” w czasie (t) i przestrzeni (z).

Dla rotacji polaryzacji w prawo i lewo ($TE_{\pm m,k}$):

$$\begin{cases} E_r = -B_0 m \omega R_0 \left(\frac{1}{v_{m,k}}\right)^2 J_m\left(v_{m,k} \frac{r}{R_0}\right) \cos(m\theta + k_z z - \omega t) \\ E_\theta = B_0 \omega R_0 \frac{1}{v_{m,k}} J'_m\left(v_{m,k} \frac{r}{R_0}\right) \sin(m\theta + k_z z - \omega t) \\ E_z = 0 \end{cases} \quad (4.8)$$

gdzie B_0 – pole magnetyczne w rezonatorze, $\omega = 2\pi \cdot freq$ – częstość kątowna pola $\vec{E}$, k_z – liczba falowa w kierunku osi z , t – czas.

$$\begin{cases} E_r = B_0 m \omega R_0 \left(\frac{1}{v_{m,k}}\right)^2 J_m\left(v_{m,k} \frac{r}{R_0}\right) \sin(m\theta + k_z z - \omega t) \\ E_\theta = B_0 \omega R_0 \frac{1}{v_{m,k}} J'_m\left(v_{m,k} \frac{r}{R_0}\right) \cos(m\theta + k_z z - \omega t) \\ E_z = 0 \end{cases} \quad (4.9)$$

Znajomość rozkładu pola elektrycznego RF (ang. „Radio Frequency” – tutaj częstotliwości mikrofalowe i subterahercowe) będzie kluczowa przy doborze trajektorii elektronów. Dla maksymalnej sprawności transferu energii od elektronów do pola RF niezbędne jest, aby elektrony przechodziły przez obszar pola o największym natężeniu oraz oddziaływanie trwało określony czas.

4.2. Metoda „Cold Cavity”

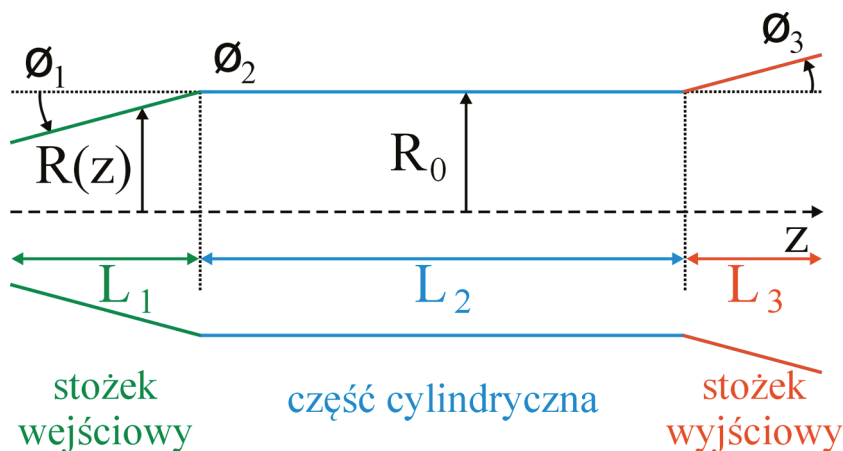
Równania teorii żyrotronu są znane od lat 60. [25], [50], [51], jednak sposób ich rozwiązania ewoluował znacząco wraz z rozwojem techniki komputerowej. Czytelnik może się zastanawiać, po co używać postaci analitycznej równań, skoro dostępne są programy do pełnofalowej analizy problem elektroma-

gnetycznych, takie jak CST Microwave Studio, Altair Feko czy HFSS. Programy te potrafią zasymulować pole EM w dowolnie stworzonej strukturze, a dodatkowo dokładność takich symulacji jest znacznie większa niż metod analitycznych. Szacuje się, że metody pełnofalowe wykazują rozbieżność z eksperymentem na poziomie 3%, kiedy metody analityczne na poziomie 10%. Trudność polega na tym, że aby narysować model rezonatora, trzeba znać jego wymiar z uwzględnieniem parametrów pracy, jakie chcemy osiągnąć. Rozbieżność metod analitycznych wynika z konieczności wprowadzenia do wzorów uproszczeń, aby rozwiązanie było możliwe. Program do analizy pełnofalowej nie wyręczy projektanta w tej pracy, gdyż do przeprowadzenia analizy niezbędne jest zadanie wymiarów rezonatora (stworzenie modelu w programie analitycznym). Zgrubne oszacowanie wymiarów trzeba wykonać za pomocą obliczeń teoretycznych. W kolejnym kroku należy posłużyć się programami symulacyjnymi w celu szczegółowej optymalizacji wymiarów. Z tego względu metoda obliczania rezonatora na podstawie równań różniczkowych oraz metoda symulacji pełnofalowych są wzajemnie komplementarne.

Model zimnego rezonatora (ang. „Cold Cavity”)

Nazwa tego modelu matematycznego wynika z faktu, że w rozpatrywanym przypadku analizujemy samą falę elektromagnetyczną (EM), jaka może teoretycznie rezonować, bez obecności elektronów. Warto zwrócić uwagę, że jest to równanie analogiczne do równania struny – teoria stojąca za falą akustyczną i EM w znacznym stopniu jest taka sama (rozumiejąc jedną, łatwo zrozumieć drugą).

Przekrój rezonatora wzdłuż osi z pokazano na rys. 4.5.



Rys. 4.5. Przekrój wzdłużny rezonatora

Rezonator żyrotronu składa się z wejściowej części stożkowej L_1 , cylindrycznej części L_2 , w której zachodzi rezonans, oraz ze stożkowej części wyjściowej L_3 . Stożek wejściowy działa jak zwierciadło dla fali elektromagnetycznej. Zmiana impedancji, wywołana zmianą (zwężeniem) średnicy, powoduje, że powracająca (czyli poruszająca się przeciwnie do osi z) fala EM odbija się od stożka wejściowego. Podobnie zachowuje się fala rozchodząca się po powierzchni jeziora: kiedy dociera do wejścia kanału żeglownego, odbija się częściowo i interferuje z falami nadchodzącymi od strony jeziora, co możemy obserwować na powierzchni wody. Na stożku wyjściowym następuje również zmiana impedancji, ale tym razem jego średnica rozszerza się – impedancja maleje, dlatego działanie tej sekcji można porównać do zwierciadła częściowo-przepuszczalnego. Falę w rezonatorze dobiera się w taki sposób, aby jak najwięcej energii wychodziło na zewnątrz przez stożek wyjściowy, jednak zawsze część energii jest odbijana na skutek zmiany impedancji na wyjściu rezonatora. Dzięki temu w rezonatorze tworzy się fala stojąca. Wymiary rezonatora można wyrazić za pomocą siedmiu zmiennych. Trzy określają długości poszczególnych części $L = [L_1, L_2, L_3]$, kolejne trzy określają kąty nachylenia ścianek $\phi = [\phi_1, \phi_2, \phi_3]$, przy czym $\phi_2 = 0$ w większości żyrotronów, oraz promienia R_0 w części rezonatora o równoległych ściankach (część cylindryczna na odcinku L_2). Dla celów obliczeń numerycznych, dyskretnych, na podstawie powyższych zmiennych z prostych zależności geometrycznych ($\tan(\phi)$) wylicza się wektor $R(z)$, który definiuje promień rezonatora w każdym punkcie z . Dla projektanta zapis za pomocą parametrów wyrażających wymiary konkretnych części L, ϕ, R_0 jest wygodniejszy, natomiast do obliczeń numerycznych wygodne i niezbędne jest wyliczenie wartości wektora $R(z)$. W ten sposób rozkład energii fali stojącej pola EM możemy również wyrazić jako wektor liczb $f(z)$. Wartość funkcji profilu pola elektrycznego $f(z)$ w każdym punkcie z jest wartością uśrednioną dla całego „plasterka”, czyli przekroju poprzecznego rezonatora uciętego w miejscu danego z . W zależności od tego, na ile „plasterków” potniemy rezonator, uzyskamy różną dokładność, a co za tym idzie inny czas obliczeń. Rozsądną wartością dz (kroku w osi z) jest 0,05 mm. Przy takiej wartości czas obliczeń oraz dokładność osiągają rozsądny kompromis, zatem jest to wartość zalecana jako startowa.

Równanie opisujące profil pola elektrycznego $f(z)$ w rezonatorze żyrotronu wyrażone jest następującym wzorem:

$$\begin{cases} \frac{d^2 f}{dz^2} + k_z^2(\omega, z) f = 0 \\ k_z^2(\omega, z) = \left(\frac{k}{c}\right)^2 - k_\perp^2(z), k_\perp = \frac{v_{m,k}}{R(z)}, k = \omega \sqrt{1 + \frac{i}{Q}} \end{cases} \quad (4.10)$$

Wzór (4.10) jest modelem rezonatora zimnego nazywanym w literaturze anglojęzycznej „*Cold Cavity*”. Opisuje rozkład energii pola elektrycznego dla wybranego modu $TE_{m,k}$ oraz definiuje parametry fali $k_\perp, k_z, k$, a także dobroć rezonatora Q .

W danym rezonatorze może powstać i rezonować wiele różnych modów pola EM. Mod to jedno z możliwych rozwiązań równania falowego, czyli jedna z możliwości powstania fali stojącej. Trudność polega na tym, że kiedy dostarczamy energię do rezonatora, chcemy wzbudzić, czyli przekazać energię, do wybranego przez nas modu i tylko ten mod wzmocnić. Dzięki temu uzyskamy pożądaną emisję jednomodową, posiadającą jedną częstotliwość oraz jeden rozkład przestrzenny pola. Taką falę o konkretnym rozkładzie przestrzennym można następnie formować za pomocą np. konwertera modu. Gdybyśmy wzmocnili więcej niż jeden mod, mielibyśmy emisję wielomodową, niepożądaną w większości zastosowań. Rodzaj pola TE trzeba założyć a priori, a następnie zoptymalizować wymiary rezonatora, aby były optymalne dla powstania wybranego modu.

Po wykonaniu podstawień w równaniu (4.10) otrzymamy finalną postać równania (4.11):

$$\frac{d^2 f}{dz^2} + \left[\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 \left(1 + \frac{i}{Q_{diff}} \right) - \left(\frac{v_{m,k}}{R(z)} \right)^2 \right] f = 0 \quad (4.11)$$

Tak sformułowany rozkład pola E trzeba zaopatrzyć jeszcze w warunki brzegowe, gdyż jest to równanie różniczkowe drugiego rzędu. Warunki brzegowe określone z lewej oraz prawej strony rezonatora odpowiednio formułują całkowite odbicie oraz transmisję fali. Definicja matematyczna wygląda następująco (4.12):

$$\begin{cases} \left. \frac{df}{dz} \right|_{z_{in}} - ik_z(z_{in}) f(z_{in}) = 0 \\ \left. \frac{df}{dz} \right|_{z_{out}} + ik_z(z_{out}) f(z_{out}) = 0 \end{cases} \quad (4.12)$$

W obliczeniach jednak wykorzystuje się przekształconą formę równania (4.12), tak aby sprowadzić rozwiązanie równania (4.11) do problemu optymalizacyjnego. Rozwiązanie numeryczne polega na podstawianiu różnych wartości dobroci rezonatora Q oraz częstotliwości $freq$ i każdorazowego rozwiązania równania (4.11). Następnie otrzymane rozwiązania porównuje się ze sobą i wybiera to, które optymalizuje warunek (4.13), czyli dla danej pary $Q, freq$ otrzymujemy minimalną wartość wyrażenia $|R|$.

$$|R| = \left| \frac{\frac{df}{dz} + ik_z f}{\frac{df}{dz} - ik_z f} \right|_{z=z_{out}} = minimum \quad (4.13)$$

Minimalizacja wartości równania (4.13) służy wybraniu spośród wielu możliwych rozwiązań tego, które zakłada całkowite odbicie od stożka wejściowego oraz maksymalną transmisję przez stożek wyjściowy. Korzystne jest, aby jak największa ilość energii mikrofalowej opuściła rezonator.

Aby możliwe było wykonanie optymalizacji, należy określić zakres przeszukiwanych wartości dla obu szukanych parametrów. Dla określenia granic poszukiwania częstotliwości można posłużyć się wzorami (4.14) [46]:

$$\begin{cases} freq_{min} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\nu_{m,k} / R_0\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L_1 + L_2 + L_3}\right)^2} \\ freq_{max} = \frac{c}{2\pi} \sqrt{\left(\nu_{m,k} / R_0\right)^2 + \left(\frac{\pi}{L_2}\right)^2} \end{cases} \quad (4.14)$$

gdzie c – prędkość światła, $\nu_{m,k}$ – wartość własna dla modu $TE_{m,k}$.

Określenie wartości granicznych dla przeszukiwania dobroci rezonatora Q nie jest jednoznacznie określone w literaturze. Proponowane granice są autorskim rozwiązaniem i zostały wyrażone wzorami (4.15):

$$\begin{cases} Q_{diff_{min}} = 4\pi \left(\frac{L_2}{\lambda}\right)^2 \\ Q_{diff_{max}} = 4\pi \left(\frac{L_1 + L_2 + L_3}{\lambda}\right)^2 \cdot 4 \end{cases} \quad (4.15)$$

gdzie $\lambda = \frac{c}{0.5 \cdot (freq_{min} + freq_{max})}$.

Po wyliczeniu rozwiązania należy sprawdzić, czy żadna z wartości $f_{optimal}$ lub $Q_{optimal}$ nie leży na granicy przedziałów (4.14) i (4.15). Gdyby tak było, oznaczałoby to, że założony zakres przeszukiwania podczas optymalizacji jest zbyt wąski i znalezione rozwiązanie jest błędne, nieoptymalne.

Funkcje Bessela

Przed przystąpieniem do rozwiązania równania żyrotroonu w modelu zimnego rezonatora nie sposób nie wspomnieć o funkcjach Bessela.

Rozkład pola elektrycznego w falowodzie cylindrycznym (kołowym) zdefiniowany jest za pomocą równania falowego. Po wykonaniu kilku przekształceń równanie to przyjmuje postać równania różniczkowego drugiego rzędu Bessela [52]. Rozwiązaniem tego równania są funkcje Bessela.

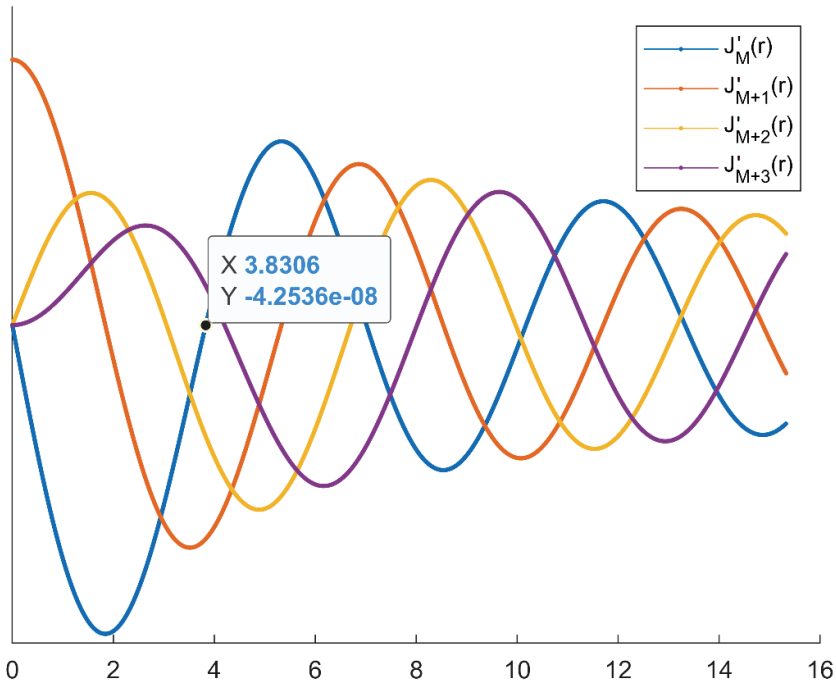
Wartość miejsca zerowego dla danego modu $TE_{m,k}$ określana jest jako wartość własna (ang. „characteristic value” lub „eigenvalue”). W literaturze stosuje się różne symbole, jednym z popularniejszych oznaczeń jest:

$$J'_m(\nu_{m,k}) = 0 \quad (4.16)$$

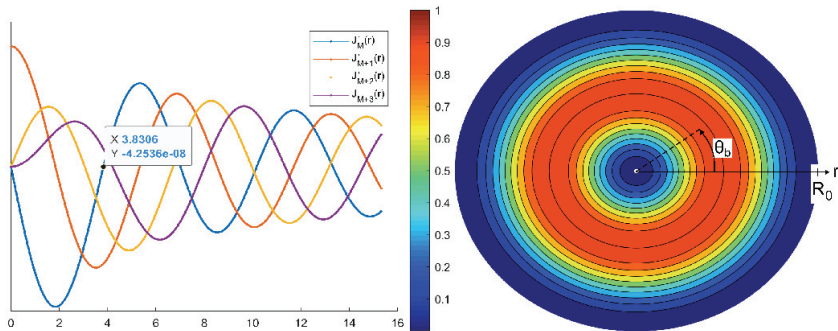
gdzie J'_m – oznacza pochodną funkcji Bessela pierwszego rodzaju, m-tego rzędu, $\nu_{m,k}$ – oznacza k-te miejsce zerowe funkcji m-tego rzędu.

Funkcje Bessela pierwszego rodzaju oznaczane są jako J , w odróżnieniu od drugiego rodzaju oznaczanych jako Y . Rząd funkcji Bessela określa parametr m wybranego modu, natomiast k oznacza numer miejsce zerowego. Rozkład pola elektrycznego w modzie $TE_{m,k}$ wzdłuż promienia rezonatora cylindrycznego ma kształt pochodnej funkcji Bessela. Z warunków brzegowych wynika, że zmiana wartości pola elektrycznego przy ścianie rezonatora wynosi zero (ścianka jest wykonana z przewodnika, więc ma wszędzie taki sam potencjał), stąd k-ta pochodna musi być równa zero w tym miejscu.

Rozkład funkcji J'_m dla $m=0, 1, 2, 3$ pokazano na rysunku 4.6. Zaznaczono miejsce zerowe dla modu $TE_{0,1}$. Wartość X na tymże wykresie jest to wartość własna $\nu_{m,k}$, występująca w wielu wzorach w prezentowanych obliczeniach. Do wyliczania wartości własnej służy skrypt „bessel_deriv_zeros.m”.



Rys. 4.6. Przykładowy przebieg pochodnej funkcji Bessela pierwszego rodzaju, m-tego rzędu. Prezentowana wartość dla modu $TE_{0,1}$, co oznacza rząd zero i pierwsze miejsce zerowe



Rys. 4.7. Rozkład poprzeczny pola elektrycznego dla modu $TE_{0,1}$ i związek z funkcjami Bessela, które są rozwiązaniem równania falowego

Korzystając z równań (4.8) lub (4.9) otrzymanych bezpośrednio z równań Maxwella oraz znając rozwiązanie (funkcje Bessela), można narysować wykres prezentujący rozkład pola elektrycznego w przekroju poprzecznym. Należy zauważyć, że rozkład prezentowany po prawej stronie na rysunku 4.7

dla stałego, zadanego kąta θ_b i $r \in < 0, R_0 >$, gdyby został narysowany jako osobny rysunek/profil, przyjąłby kształt niebieskiego wykresu J'_m z rysunku 4.7 po lewej stronie na odcinku $x \in < 0, 3.8306 >$. Widoczne jest przesunięcie maksimum do środka okręgu, podobnie jak ekstremum wartości na wykresie pochodnej funkcji Bessela również jest przesunięte w stronę 0 na osi odciętych.

Rozwiązanie równania różniczkowego

W celu rozwiązania równania (4.11), które jest równaniem różniczkowym drugiego rzędu, przepiszemy to równanie jako równoważny układ dwóch równań pierwszego rzędu. Aby tego dokonać, wprowadzimy dodatkowe zmienne

$y_1 = f$ i $y_2 = \frac{df}{dz}$. Następnie można zauważyć, że $\frac{dy_2}{dz} = \frac{d^2 f}{dz^2}$. Z równania

(4.11) wynika, że $\frac{d^2 f}{dz^2} = -k_z^2(\omega, z)f$, a zatem przyjazna do obliczeń forma układu dwóch równań przyjmuje postać:

$$\begin{cases} \frac{dy_1}{dz} = y_2 \\ \frac{dy_2}{dz} = -k_z^2(\omega, z)y_1 \end{cases} \quad (4.17)$$

gdzie y_1 oraz y_2 to zmienne w układzie równań.

Równanie różniczkowe pierwszego rzędu można rozwiązać, używając algorytmu Rungego-Kutty [27], który jest zaimplementowany w Matlabowej funkcji `ode45`. Z dokumentacji programu Matlab wynika, że aby skorzystać z funkcji „ode45” problem trzeba przedstawić w postaci: $[z, f] = \text{ode45}(\text{odefun}(z, f), z_{\text{span}}, f_0)$, gdzie:

- „odefun” – definiuje funkcję, która zwraca pierwszą pochodną $\frac{df}{dz}$. Dla rozważanego układu równań funkcja pobiera wektor wartości f , a następnie zwraca wektor zawierający jedną pochodną dla każdego z równań, czyli w rozważanym przypadku dwie wartości pochodnych.
- z_{span} – wektor wartości na osi z , dla których wyliczamy kolejne wartości profilu pola elektrycznego.

- f_0 – wartość początkowa funkcji $f(z)$. Jest to wektor zawierający wartość początkową dla każdego punktu na osi z .

W dokumentacji do funkcji „ode45” jest opisany przykład problemu, który jest bardzo podobny do tego przypadku. Użycie funkcji „ode45” zostało zaimplementowane w funkcji "OdeEqColdCavityField" jako część skryptu "EqColdCavityField.m". Techniczna realizacja redukcji równania drugiego rzędu do układu równań pierwszego rzędu wymaga, aby dwie wartości y_1 i y_2 były przekazywane do funkcji „odefun” w każdej iteracji obliczeń. To może być nieintuicyjne, ale $y_1 = f$ oraz $y_2 = \frac{df}{dz}$! Wartością zwracaną przez „odefun” są dwie pochodne z y_1 i y_2 , które można wyliczyć z poniższych zależności:

$$\begin{cases} \frac{df}{dz} = \frac{d^2 y}{dz^2} \\ \frac{d^2 f}{dz^2} = -k_z^2(\omega, z) \frac{dy}{dz} \end{cases} \quad (4.18)$$

Należy zwrócić uwagę, że w konsekwencji, w naszym przypadku wartościami zwracanymi przez funkcję „odefun” są $\frac{y_1}{dz} = \frac{df}{dz}$ oraz $\frac{y_2}{dz} = \frac{d^2 f}{dz^2}$! Używając funkcji „ode45” po raz pierwszy rzeczywiście ten moment jest trudny do zrozumienia i wprowadza w zakłopotanie.

Aby rozwiązać układ równań różniczkowych, trzeba przyjąć warunki początkowe. W tym modelu warunki początkowe dla funkcji ode są następujące [53]:

$$\begin{cases} f_{init} = e^{ik_z} \\ \frac{df_{init}}{dz} = e^{ik_z} \cdot f_{init} \end{cases} \quad (4.19)$$

Rozwiązanie zadania optymalizacji

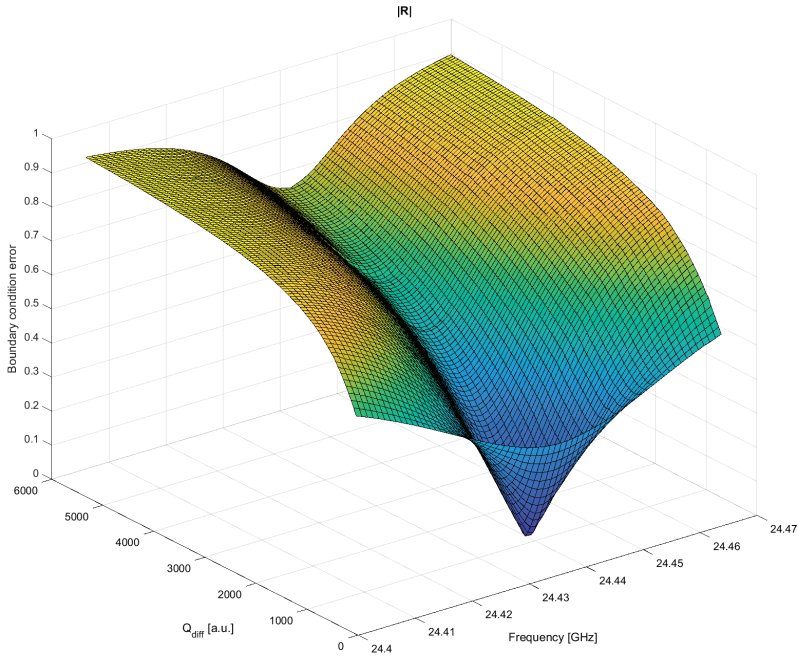
Znalezienie profilu pola elektrycznego $f(z)$ dla modu $TE_{m,k}$ polega na rozwiązaniu równania (4.11) dla różnych wartości ω i Q z przedziału zdefiniowanego przez równania (4.14) i (4.15), a następnie wybranie tego, dla którego wartość równania (4.13) przyjmuje wartość minimalną. Należy zauważyć, że $\omega = 2\pi f$, dlatego zmienne ω oraz f są stosowane zamiennie.

W równaniach występuję najczęściej ω , natomiast podczas dyskusji wygodniej jest mówić o częstoci f , gdyż jest to parametr fizycznie mierzony. Również zwracam uwagę, że f oznacza częstotliwość, ale również symbol ten, w przypadku równania, opisuje profil wzdłużny pola elektrycznego $f(z)$ i są to dwie odrębne zmienne.

Równanie różniczkowe rozpoczynamy rozwiązywać numerycznie, przyjmując warunki początkowe (4.19). Jak w każdym problemie optymalizacji, tak również w tym przypadku należy sprawdzić, czy minimalizowana funkcja posiada jedno minimum w przeszukiwanym zakresie. Ma to znaczenie dla sposobu przeszukiwania, gdyż jeśli funkcja posiadałaby kilka minimów lokalnych, mogłoby się okazać, że znalezione rozwiązanie, które uznalibyśmy za optymalne, byłoby jedynie jednym z wielu minimów lokalnych. Algorytm poszukujący mógłby zbiec do minimum lokalnego, aby tego uniknąć, można by zastosować algorytmy potrafiące pokonać ten problem, jednak koszt obliczeniowy jest wtedy znacząco wyższy. Lepszym rozwiązaniem jest sprawdzenie zachowania funkcji poprzez narysowanie jej wykresu: $|R| = f(\omega, Q)$ (rys. 4.8). W rozpatrywanym zagadnieniu można zauważyć, że funkcja posiada jedno minimum globalne, co umożliwia wykorzystanie funkcji środowiska Matlab o nazwie *patternsearch* w celu optymalizacji problemu. Funkcja posiada jedynie jedno minimum, dlatego nie ma znaczenia, w jakim punkcie zaczniemy przeszukiwanie, zazwyczaj przyjmuje się środek przedziałów zmiennych ω , Q jako punkt startowy.

Dla każdej pary ω i Q wyliczany jest profil pola elektrycznego $f(z)$. Następnie sprawdzane są warunki brzegowe po lewej oraz prawej stronie rezonatora (4.12), co jest równoznaczne z wyliczeniem wartości $|R|$ (4.13). Najlepsze rozwiązanie to para wartości $f_{optimal}, Q_{optimal}$, dla których wartość $|R|$ osiąga swoje minimum, a tym samym najlepiej spełnione są warunki brzegowe. Opisana optymalizacja jest wykonywana w skrypcie o nazwie „EqColdCavityField.m”. W ten sposób otrzymujemy optymalne rozwiązanie dla wybranego modu *TE* oraz ustalonych wymiarów rezonatora.

W celu znalezienia optymalnych wymiarów rezonatora trzeba wykonać optymalizację ω i Q dla każdego zestawu rozmiarów geometrycznych, a następnie wybrać najlepsze rozwiązanie spośród różnych par $f_{optimal}, Q_{optimal}$. Najczęściej za najlepsze rozwiązanie przyjmuje się to, które pozwala osiągnąć maksymalną sprawność żyrotronu, choć nie zawsze tak musi być. To zależy od indywidualnych celów, jakie chce osiągnąć projektant urządzenia.



Rys. 4.8. Sprawdzenie czy funkcja $|R| = f(\omega, Q)$ posiada tylko jedno minimum

W trakcie projektowania rezonatora żyrotronowego mamy dostępnych 7 parametrów geometrycznych, które należy określić. Są to $L = [L_1, L_2, L_3]$, $\phi = [\phi_1, \phi_2, \phi_3]$ oraz R_0 . Wszystkie te parametry trzeba założyć, a następnie wykonać czasochłonne obliczenia optymalizacyjne, aby dowiedzieć się, jaki jest wynik. Przy takiej złożoności obliczeniowej dla weryfikacji pojedynczego zestawu wymiarów geometrycznych nie można pozwolić sobie na przegląd wszystkich 7 parametrów geometrycznych. Z pomocą przychodzi wiedza ekspercka, którą stanowi doświadczenie projektanta. Okazuje się, że największy wpływ na rozwiązanie mają parametry R_0 oraz L_2 . Promień R_0 można wyliczyć, gdyż jest on determinowany przez częstotliwość odcięcia (ang. „*cutoff frequency*”), która zależy od wybranego modu (patrz arkusz obliczeniowy „Smath studio”).

$$f_{cutoff} = c \frac{\nu'_{m,k}}{2\pi R_0} \quad (4.20)$$

gdzie $\nu'_{m,k}$ to wartość własna, czyli k-te miejsce zerowej pochodnej funkcji Bessela m-tego rzędu, pierwszego rodzaju. W kodzie jest to wartość zwracana przez skrypt „bessel_deriv_zeros.m”.

Oczywiście dla pierwszej estymacji wartości R_0 należy przekształcić równanie (4.20) do postaci:

$$R_{0init} = c \frac{v'_{m,k}}{2\pi f_{frequency}} \quad (4.21)$$

gdzie $f_{frequency}$ to zakładana, projektowa częstotliwość.

Otrzymaną liczbę ze wzoru (4.21) należy zaokrąglić do rozsądnej wartości, pamiętając o tym, że rezonator ma zostać wykonany fizycznie, z dokładnością maszyn warsztatowych. Należy również pamiętać, że częstotliwość pracy zyrotronu musi być bliska, ale nieco wyższa niż częstotliwość odcięcia f_{cutoff} . Zaokrągloną wartość promienia należy przyjąć do dalszych obliczeń jako R_0 . Przykładowo, dla modu $TE_{0,1}$ i częstotliwości $f_{frequency} = 24$ GHz otrzymamy wartość $R_{0init} = 7,6179$ mm. Naturalne jest przyjęcie $R_0 = 7,5$ mm. Należy wtedy mieć na uwadze, że dla takiej wartości promienia $f_{cutoff} = 24,3771$ GHz. Dlatego jeśli wymaganie projektowe zakłada bardzo szczegółowo częstotliwość pracy, np. 24,00 GHz, wtedy takie zaokrąglenie uniemożliwi osiągnięcie celu. Należy wtedy zaokrąglić promień w górę, np. $R_0 = 7,7$ mm, co skutkuje wartością $f_{cutoff} = 23,7439$. Wtedy założona rygorystycznie częstotliwość pracy będzie mieściła się w dopuszczalnym zakresie pracy urządzenia. Założenie częstotliwości pracy poniżej częstotliwości odcięcia $f_{frequency} < f_{cutoff}$ z fizycznego punktu widzenia oznacza, że mod nie powstanie, propagacja jest niemożliwa. Z numerycznego punktu widzenia oznacza urojoną wartość parametru falowego k_z i spowoduje błąd oraz przerwanie programu.

Z powyższego względu z 7 parametrów geometrycznych, do poszukiwania rozwiązania optymalnego najlepiej można wykorzystać parametr L_2 , czyli długość odcinka o przekroju cylindrycznym, gdzie promień jest stały i wynosi R_0 (rys. 4.5). Dla każdej wartości L_2 należy wykonać procedurę optymalizacji parametrów ω i Q , co zostało już omówione powyżej. Następnie wszystkie obliczone wartości $|R|$ dla optymalnych $f_{optimal}, Q_{optimal}$ oraz różnych L_2 należy zebrać i porównać ze sobą. To zadanie zostało zaimplementowane w skrypcie „RunFindBasicSolution.m”. Model zimnego rezonatora „Cold Cavity” nie uwzględnia interakcji pola EM z elektronami, dlatego finalne, optymalne rozwiązanie rezonatora może trochę różnić się

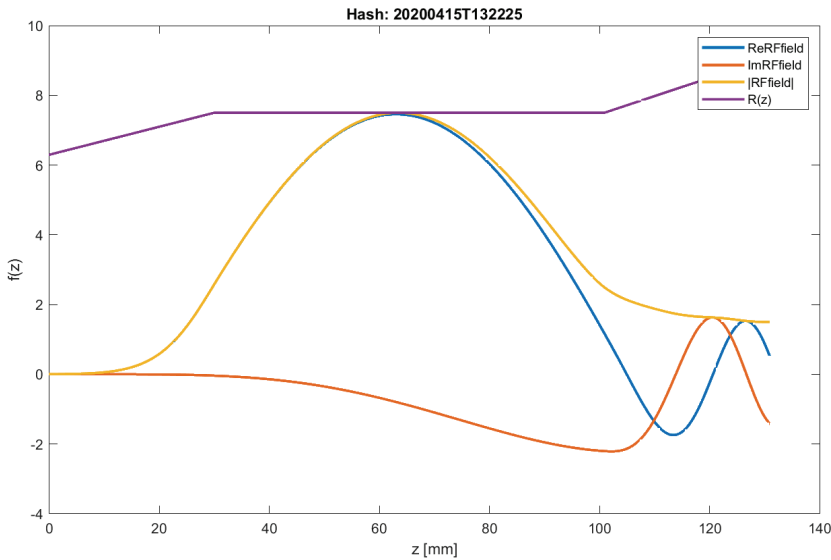
od rozwiązania znalezionej opisywaną metodą zimnego rezonatora. Z tego względu zalecane jest wybranie 1–20 najlepszych rozwiązań znalezionych na podstawie modelu „*Cold Cavity*”, a następnie przeanalizowanie tych rozwiązań dokładniejszą metodą pełnofalową lub za pomocą innego, bardziej dokładnego modelu matematycznego, np. „*Self-Consistent*”, w którym uwzględnione jest przekazywanie energii przez elektrony. Ostatecznie analiza pełnofalowa i tak jest konieczna, gdyż jest to najdokładniejsza metoda numeryczna. Z tego względu nie zawsze wykonuje się analizę modelem „*Self-Consistent*”.

Otrzymane wyniki

W rezultacie wykonanych obliczeń otrzymuje się następujące dane:

- $f(z)$ – wzdłużny profil pola elektrycznego (rys. 4.9);
- $f_{optimal}$ – wartość częstotliwości, dla której rozwiązanie jest optymalne;
- $Q_{optimal}$ – wartość dobroci dyfrakcyjnej rezonatora, dla której rozwiązanie jest optymalne.

Są to wartości jednoznaczne, dla jednego, danego rezonatora o wymiarach $L = [L_1, L_2, L_3]$, $\phi = [\phi_1, \phi_2, \phi_3]$ oraz R_0 .



Rys. 4.9. Wzdłużny profil intensywności pola $f(z)$

Przez rozwiązanie optymalne należy rozumieć rozwiązanie o najmniejszej wartości parametru $|R|$, co jest równoznaczne z najmniejszym odbiciem (największą transmisją), spowodowanym zmianą impedancji falowej stożka wyjściowego (ang. „*output taper*”) (odcinek L_3) oraz całkowitym odbiciem spowodowanym zmianą impedancji falowej stożka wejściowego (ang. „*input taper*”) (odcinek L_1). W praktyce nie zawsze cała energia jest odbijana przez stożek wejściowy, co jest efektem niepożądanym, ponieważ szczątkowe pole elektryczne powoduje zakłócenia w ruchu elektronów w części pomiędzy działem elektromagnetycznym, a rezonatorem. Kwestia zakłóceń w kanale dolotowym jest zagadnieniem bardzo istotnym w żyrotronach dużej mocy [54], [55].

4.3. Oszacowanie prądu działu elektronowego oraz sprawności żyrotronu

Parametry częstotliwość $f_{optimal}$ i dobroć rezonatora $Q_{optimal}$ oraz profil pola $f(z)$ obliczone metodą „*Cold Cavity*” pozwalają na pierwsze oszacowanie sprawności żyrotronu oraz prądu roboczego, niezbędnego do osiągnięcia założonej mocy wyjściowej. Aby to było możliwe, należy do rozważań wprowadzić równanie pędu elektronów w postaci:

$$\frac{dp}{d\zeta} + ip(\Delta + |p|^2 - 1) = if(\zeta)F \quad (4.22)$$

gdzie ζ – znormalizowana oś z , $f(\zeta)$ – profil pola elektrycznego, F – bezwymiarowa amplituda oscylacji stacjonarnych.

W równaniu pędu elektronów (4.22) dokonano normalizacji osi z . Różne grupy żyrotronowe stosują swoje normalizacje. Normalizacja zmiennych wynika głównie z faktu, że kiedy powstawała teoria żyrotronu, nie znano jeszcze komputerów. Z tego względu żmudnie wyliczone i ręcznie wykreślone krzywe, służące do projektowania pierwszych żyrotronów, musiały być uniwersalne dla wszystkich urządzeń. Na ich podstawie projektanci dobierali parametry pracy. We współczesnych czasach łatwo zapomnieć o wygodzie, jaką daje możliwość wykonania obliczeń komputerowych. Można wielokrotnie powtarzać obliczenia dla różnych parametrów, jednak kiedyś tak nie było. Wzory obecne w literaturze są tak głęboko zakorzenione w społeczności osób zajmujących się żyrotronami, że owe normalizacje dla nikogo nie stanowią problemu, ani nikt nie posiada woli przepisywać dawno znanych wzorów do postaci zawierającej jednostki SI.

Zatem pozostaje przeliczyć oś z wyrażoną w milimetrach na wartość znormalizowaną:

$$\zeta = \frac{\beta_{\perp} \omega_{optimal}}{2\beta_{\parallel} c} \cdot z \quad (4.23)$$

gdzie: $\beta_{\parallel}, \beta_{\perp}$ – znormalizowana prędkość wzdłużna i poprzeczna elektronów, c – prędkość światła, $\omega_{optimal}$ – optymalna częstotliwość rezonatora, wyrażona jako częstość kołowa ($\omega_{optimal} = 2\pi f_{optimal}$).

W celu rozwiązania równania pędu niezbędne jest wyliczenie dodatkowych wartości. Są to:

- Współczynnik relatywistyczny:

$$\gamma = 1 + \frac{U_c}{(m_e c^2 / q_e)} = 1 + \frac{U_c}{511} \quad (4.24)$$

gdzie U_c – napięcie przyspieszające elektrony (katody) w kV, m_e – masa spoczynkowa elektronu, q_e – ładunek elementarny elektronu.

- Znormalizowana prędkość poprzeczna elektronu:

$$\beta_{\perp} = \frac{\alpha}{\gamma} \sqrt{\frac{\gamma^2 - 1}{1 + \alpha^2}} \quad (4.25)$$

gdzie $\alpha = \frac{\beta_{\perp}}{\beta_{\parallel}}$ – współczynnik kompresji/pochylenia (ang. „pitch factor” na

określenie wartości kąta pochylenia skrzydeł samolotu lub, jeszcze inaczej, jako pochylenie wektora prędkości elektronów).

- Znormalizowana prędkość wzdłużna elektronu:

$$\beta_{\parallel} = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2} - \beta_{\perp}^2} \quad (4.26)$$

Wartość współczynnika kompresji/pochylenia α należy założyć, gdyż wynika ona z przyjętych rozwiązań, wymiarów działła elektronowego, kanału dolotowego, a także pola magnetycznego. Zatem jest narzucony ogólnie projektantowi rezonatora przez szereg czynników i zależności. Typowo wartość znajduje się w przedziale 1,2–1,5 i jest proporcjonalna do wartości pola magnetycznego B_0 występującego na odcinku L_2 rezonatora oraz od-

wrotnie proporcjonalny do wartości pola magnetycznego B_c w obszarze działa elektronowego.

- Niedopasowanie częstotliwości:

$$\Delta = \frac{2}{\beta_{\perp}^2} \left(\frac{\omega_{optimal} - \omega_{cyc}}{\omega_{optimal}} \right) \quad (4.27)$$

Ten parametr uwzględnia różnicę częstotliwości między częstotliwością rezonansową pola elektrycznego wzbudzanego w rezonatorze żyrotronu dla wybranego modu a częstotliwością cyklotronową elektronów wirujących poprzecznie do osi żyrotronu, a wzdłuż linii pola magnetycznego B_0 podczas przelotu przez obszar rezonatora. Różnica między $\omega_{optimal}$ i ω_{cyc} jest niezbędna, aby nastąpiło przekazanie energii. W tym momencie można posłużyć się analogią dziecka na huśtawce. Aby utrzymać częstotliwość i amplitudę ruchu huśtawki, należy popychać ją z częstotliwością nieco wyższą niż częstotliwość huśtania się dziecka. Tylko wtedy nastąpi dodatnie przekazanie energii do ruchu huśtawki z dzieckiem. Jeśli częstotliwość huśtawki i ręki napędzającej byłaby taka sama, nie nastąpiłoby przekazanie energii. (Częstotliwość siły wymuszającej w ruchu oscylacyjnym powinna być nieco wyższa niż częstotliwość rezonansowa drgającego obiektu). Tak samo jest z polem EM i elektronami. Częstotliwość cyklotronowa wyrażona jest wzorem:

$$\omega_{cyc} = \frac{q_e B_0}{m_e \gamma} = \frac{2\pi \cdot 28 \cdot B_0}{\gamma} \quad (4.28)$$

gdzie B_0 to wartość pola magnetycznego na odcinku L_2 rezonatora.

Wartość pola magnetycznego jest ustalona arbitralnie jako dana wejściowa, która zależy od użytego magnesu oraz wymiarów geometrycznych i konstrukcji urządzenia. Tę wartość przyjmujemy jako znaną, podobnie jak numer wybranego modu $TE_{m,k}$, oraz wymiary geometryczne rezonatora.

We wzorze (4.22) występuje również bezwymiarowa amplituda oscylacji stacjonarnych F . Wyrażona jest wzorem:

$$F = \left(\frac{0.47 \cdot 10^{-3} \cdot Q_{total} \cdot P_{out} \cdot J_{m \pm s}^2 \left(\frac{\nu_{m,k}}{R_0} \cdot R_b \right)}{\gamma U_c n_{el} \beta_{\parallel} \beta_{\perp}^2 (\nu_{m,k}^2 - m^2) J_m^2(\nu_{m,k}) \int_0^{\zeta_{out}} |f(\zeta)|^2 d\zeta} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{1}{2} \quad (4.29)$$

gdzie η_{el} – sprawność elektronów lub elektroniczna (ang. „*electronic efficiency*”), $Q_{total} = \left(\frac{1}{Q_{diff}} + \frac{1}{Q_{\Omega}} \right)^{-1}$ – całkowita dobroć rezonatora, czyli wypadkowa dobroci dyfrakcyjnej i rezystancyjnej (omowej) przy połączeniu równoległym, s – numer harmonicznej.

Obliczenie parametru F wymaga wyliczenia wartości R_b oraz wyrażenie

$$\int_0^{\zeta_{out}} |f(\zeta)|^2 d\zeta.$$

- Wyznaczanie promienia strumienia elektronów R_b

Do rozpatrzenia mamy dwa warianty, ponieważ wektor pola elektrycznego może wirować w prawo lub w lewo. Należy wybrać promień R_b (ang. „*guiding center radius*”, „*beam radius*”) o największym sprzężeniu pola RF ze strumieniem elektronów. Aby taka sytuacja zaistniała, promień środka strumienia elektronów powinien pokrywać się z radialnym maksimum natężenia pola elektrycznego. Wtedy uzyskamy największy transfer energii z elektronów do pola elektrycznego i zwiększymy prawdopodobieństwo, że wzbudzony zostanie wybrany mod. W tym celu zbadamy wyrażenie:

$$J_{m \pm s}^2 \left(\frac{v_{m,k}}{R_0} \cdot R_b \right) \quad (4.30)$$

Największą sprawność uzyskuje się, pracując na pierwszej harmonicznej ($s = 1$), a także najłatwiej jest wtedy uniknąć współzawodnictwa modów; dlatego kwestii wyższych harmonicznych nie będziemy rozpatrywać. Byłby to temat na kolejne dwa rozdziały. Symbol $\pm$ we wzorze (4.30) wyraża rotację modu w prawo lub w lewo. W rezonatorze żyrotronowym pole elektryczne ma polaryzację liniową, która wiruje w funkcji czasu oraz przestrzeni. Wyboru należy dokonać porównując wartość wyrażenia (4.30) dla $\pm s$ i poprzez wybór wyższej wartości. W szczególnych przypadkach należy sprawdzić wartość wyrażenia również dla $\pm(s+1)$. Konieczne jest wyliczenie promienia środka, wokół którego wirują elektrony. Korzystamy z poniższego wzoru:

$$R_b = v_{m \pm s, 1} \frac{c}{2\pi f_{optimal}} \quad (4.31)$$

gdzie $v_{m \pm s, 1}$ – patrz wzór (4.16).

Kiedy dokonamy wyboru kierunku wirowania polaryzacji modu, który ma większe sprzężenie, zapamiętujemy znak przy wyrażeniu $+s$ lub $-s$ oraz odpowiadającą mu optymalną wartość promienia R_b do dalszych obliczeń.

- Wyznaczanie całki $\int_0^{\zeta_{out}} |f(\zeta)|^2 d\zeta$

Obliczenie tej wartości to zwykłe całkowanie. W środowisku Matlab można wykorzystać funkcję „trapez”, czyli całkowanie numeryczne metodą trapezów. Należy pamiętać, że całkujemy po zmiennej ζ , czyli znormalizowanej osi z . Pseudokod wywołania funkcji ma postać: $\text{trapez}(\zeta, |f(\zeta)|^2)$. Profil pola elektrycznego $f(z)$ został wyliczony uprzednio metodą zimnego rezonatora, a normalizację osi wzdłużnej wykonuje się za pomocą wzoru (4.23).

Mając już obliczone wszystkie wyrażenia składowe, konieczne jest zaopatrzenie równania pędu (4.22) w warunki początkowe, gdyż jest to równanie różniczkowe. Emisja elektronów z działa elektromagnetycznego jest procesem statystycznym. Dlatego w symulacji zakładamy, że rozkład elektronów jest równomierny azymutalnie, czyli na całej powierzchni emisyjnej działa, elektrony są emitowane w takiej samej ilości oraz że faza początkowa żyrowania elektronów wokół linii pola magnetycznego jest również losowa o rozkładzie równomiernym. Warunki początkowe można wyrazić następująco:

$$p(0) = e^{i\theta}, \quad \theta \in < 0 \div 2\pi > \quad (4.32)$$

Liczba elektronów (faz początkowych) może być wybrana dowolnie. Sensownym punktem startowym dla obliczeń jest uśrednianie dla 30 wartości faz początkowych θ (elektronów).

W wyniku rozwiązania równania (4.22) dla każdego θ otrzymamy jeden wektor $p(\zeta)$ dla każdej fazy początkowej θ .

Kolejnym krokiem jest wyliczenie kwadratu średniego pędu elektronów na końcu rezonatora, czyli w momencie opuszczania przez elektrony obszaru, w którym zachodzi oddziaływanie z polem elektrycznym. Różnica w pędzie elektronów na wejściu rezonatora i na wyjściu wyraża ilość energii oddanej do rezonatora i jest określana jako sprawność prostopadła (ang. „*perpendicular efficiency*”). Wyrażona jest wzorem:

$$\eta_{\perp} = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} |p(\zeta_{out})|^2 d\theta \quad (4.33)$$

Pęd pojedynczego elektronu na wejściu do rezonatora wynosi 1. Po odjęciu uśrednionego pędu na wyjściu z rezonatora otrzymujemy parametr $\eta_{\perp}$, którego znaczenie fizyczne obrazuje sprawność przepływu energii między elektronami oraz polem elektrycznym. W dobrze zaprojektowanym żyrotrocie większość elektronów traci pęd na rzecz pola elektrycznego i w momencie posiadania jak najmniejszego pędu opuszcza rezonator. Gdyby elektrony przebywały zbyt długo w rezonatorze, zaczęłyby pobierać energię z pola elektrycznego. Można narysować przebiegi $p(\zeta)$ przed całkowaniem, aby obserwować, ile elektronów oddaje energię, a ile ją pobiera.

Sprawność elektroniczna jest parametrem, który określa jaka część całej energii kinetycznej, którą elektron posiada po przyspieszeniu polem elektrycznym działa o napięciu U_c , jest skierowana w kierunku prostopadłym do osi ζ . Ponieważ wektor pola $\vec{E}$ jest skierowany prostopadle do osi ζ , dlatego interakcja pola będzie zachodzić tylko ze składową prostopadłą pędu elektronów. W istocie wartość $p(\zeta)$ określa wartość składowej prostopadłej pędu elektronów. Sprawność elektroniczną można obliczyć ze wzoru:

$$\eta_{el} = \frac{\alpha^2(\gamma+1)}{2\gamma(1+\alpha^2)} \quad (4.34)$$

Wypadkowa sprawność żyrotroonu to iloczyn sprawności prostopadłej $\eta_{\perp}$ (4.33) oraz sprawności tzw. elektronicznej η_{el} (4.34) (ang. „*electronic efficiency*”).

Moc wyjściowa żyrotroonu wyrażona jest wzorem:

$$P_{out} = I_A \cdot U_c \cdot \eta, \quad \eta = \eta_{el} \cdot \eta_{\perp} \quad (4.35)$$

W trakcie projektowania żyrotroonu oczekiwana moc wyjściowa sygnału mikrofalowego oraz napięcie zasilania działa U_c są parametrami założonymi w projekcie. Napięcie wynika z zastosowanego zasilacza, a moc wyjściowa z zapotrzebowania. Dlatego wzór (4.35) pozwala wyznaczyć zapotrzebowanie na prąd działa elektronowego. Po przekształceniu przybiera postać:

$$I_A = \frac{P_{out}}{U_c \eta_{el} \eta_{\perp}} \quad (4.36)$$

W tym miejscu zwracam uwagę, że występujący we wzorach (4.35) i (4.36) prąd jest mianowany w fizycznej jednostce amper. Podczas rozwiązywania układu równań pędu i profilu pola elektrycznego prąd występujący we wzorach (modele „*Self-Consistent*” oraz „*Time-Dependent*”) jest najczęściej wartością znormalizowaną i bezwymiarową.

Tym sposobem dobrnęliśmy do końca pierwszego oszacowania parametrów pracy żyrotronu. Kolejnym krokiem byłoby rozważenie, czy obliczone parametry są osiągalne, zgodne z zapotrzebowaniem, czy dostępne są podzespoły niezbędne do wytworzenia takich wartości prądów, napięć i pól. Należy zrobić również analizę termiczną komponentów. Skupienie mocy w rezonatorze oraz na powierzchni działa może być ogromne. Graniczne obciążenie ścianek rezonatora wykonanego z miedzi przyjmuje się jako $<2 \text{ kW/cm}^2$ [26].

Procedurę opisaną powyżej trzeba powtarzać kilkakrotnie, aby zoptymalizować projekt.

4.4. Metoda „*Self Consistent*” – sprawność żyrotronu i wymagana moc działa

Metoda spójna lub samopodtrzymująca (ang. „*Self-Consistent*”) polega na uwzględnieniu w równaniu $f(z)$ (4.11) prądu strumienia elektronów (4.22). W metodzie zimnego rezonatora przyrównaliśmy $f(z)$ do 0, czyli pominęliśmy wpływ elektronów.

W metodzie „*Self-Consistent*” układ równań przyjmuje postać:

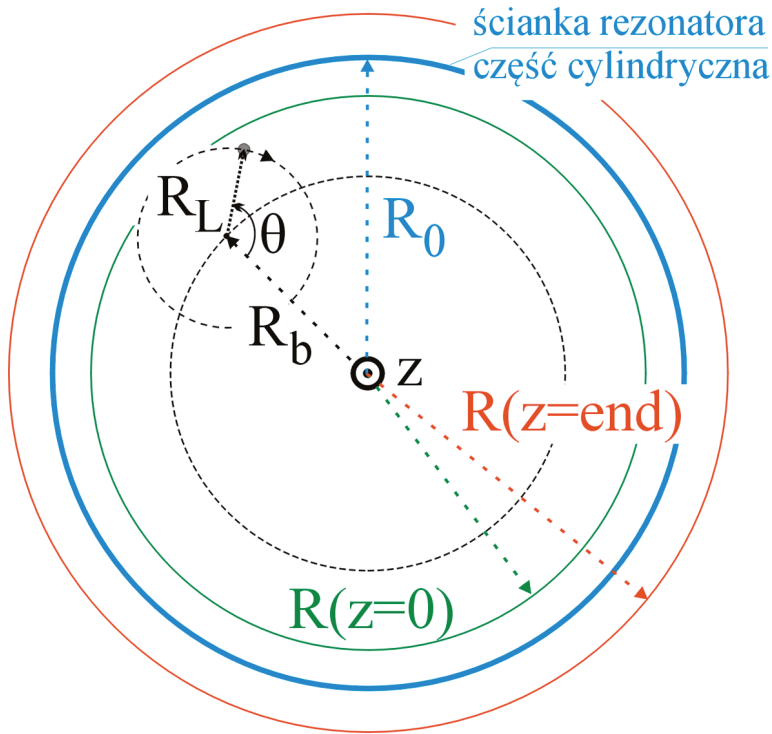
$$\begin{cases} \frac{d^2 f}{d\zeta^2} + \left[\left(\frac{\omega}{c} \right)^2 - k_{\perp}^2 \right] f = \frac{I}{2\pi} \cdot \int_0^{2\pi} p(\zeta) d\theta \\ \frac{dp(\zeta)}{d\zeta} + ip(\zeta)(\Delta + |p(\zeta)|^2 - 1) = if(\zeta) \end{cases} \quad (4.37)$$

Poszukiwanie rozwiązania polega na zmienianiu ω tak, aby uzyskać jak najlepsze dopasowanie warunków brzegowych (4.12). Warunki początkowe dla równania $p(\zeta)$ określa wzór (4.32), natomiast dla $f(\zeta)$ przyjmuje się

początkowy profil pola równy profilowi wyliczonemu w wyniku optymalizacji metodą „Cold-Cavity”.

W każdej iteracji układu równań modelu „Self-Consistent” wyliczamy wartość pola $f(\zeta)$, zakładając stałą w czasie i uśrednioną po wszystkich elektronach wartość pędu elektronów $p(\zeta)$, co wyraża poniższe równanie:

$$p_{avg}(\zeta) = \frac{\int p(\zeta) d\theta}{2\pi} \quad (4.38)$$



Rys. 4.10. Przekrój poprzeczny rezonatora żyrotronowego (dla wybranego z)

Bezwymiarowy prąd I wyrażony jest wzorem:

$$I = 3.76 \cdot 10^{-3} I_A \cdot \beta_{\parallel} \cdot \beta_{\perp}^{-6} \frac{J_{m\pm 1}^2 \left(\frac{\nu_{m,k} R_b}{R_0} \right)}{4\gamma J_m^2(\nu_{m,k})(\nu_{m,k}^2 - m^2)} \quad (4.39)$$

Używając tej metody, wykonuje się kilka (zazwyczaj około 5–10) iteracji, po wykonaniu których dalsze polepszenie warunków brzegowych jest pomijalnie małe. Za kryterium zakończenia obliczeń można przyjąć maksymalną liczbę iteracji lub poprawę sprawności energetycznej urządzenia. Zgodność modeli „*Cold-Cavity*” i „*Self-Consistent*” z rzeczywistością jest szacowana na około 90%. W praktyce dokładniejsze rezultaty uzyskuje się, poddając modele algebraiczne optymalizacji metodami pełnofalowymi. Jest tak, ponieważ w modelach algebraicznych pomija się wiele czynników, aby możliwe było ich rozwiązanie. Z tych względów minimalna poprawa w dopasowaniu warunków brzegowych, wynikająca z użycia optymalizacji metodą „*Self-Consistent*”, jest w praktyce niezauważalna w finalnym projekcie.

Metodę optymalizacji rezonatora „*Self-Consistent*” najczęściej się pomija, ponieważ nie przynosi znaczących zmian wartości w stosunku do samej metody „*Cold-Cavity*”.

4.5. Metoda „*Time Dependent*” – powstanie fali stojącej

Model czasowy analizy rezonatora pozwala na numeryczną symulację procesu powstawania pola elektrycznego, tj. kształtowania się fali stojącej. Umożliwia również weryfikację, czy pole wzbudzi się przy zadanym prądzie elektronów.

Występują dwa warianty, tj. modele jedno- i wielomodowy. Pierwszy wariant zakłada, że symulujemy projektowany, wybrany mod i tylko on jest brany pod uwagę w obliczeniach. W wariantcie wielomodowym natomiast pole elektryczne traktujemy jako superpozycję pól pochodzących od wielu modów (wybranych do analizy arbitralnie). Do symulacji wybiera się mody, których wzbudzenie jest najbardziej prawdopodobne, a mogłyby konkurować z pożądanym modem. Analiza każdego dodatkowego modu zwiększa złożoność obliczeniową, natomiast korzyść to możliwość zaobserwowania współzawodnictwa modów. Metoda czasowa pozwala wytworzyć pewną intuicję inżynierską lub wyczucie, co do sposobu rozwijania się akcji w żyrotrocie. Wyniki symulacji czasowej można przedstawić w formie filmu (dostępna jest oś czasu) [44].

Model czasowy

Układ równań opisujący model czasowy dla przypadku pierwszej harmonicznej oraz jednego modu *TE* wygląda następująco:

$$\begin{cases} \frac{d^2 f}{d\zeta^2} - i \left(\frac{df}{d\tau} \right) + \delta f = \frac{I}{2\pi} \cdot \int_0^{2\pi} p(\zeta) d\theta \\ \frac{dp(\zeta)}{d\zeta} + ip(\zeta)(\Delta + |p(\zeta)|^2 - 1) = if(\zeta, \tau) \end{cases} \quad (4.40)$$

Warto zwrócić uwagę, że θ decyduje o warunku początkowym równania pędu, a nie występuje jako zmienna w równaniu. Całka po $d\theta$ oznacza uśrednianie po różnych fazach początkowych (warunkach początkowych równania p (4.32)). Porównując równania (4.40) do (4.37), można zauważyć, że zasadniczą różnicą jest wprowadzenie nowej zmiennej τ , wyrażającej bezwymiarowy czas. Zmienne zostały znormalizowane zgodnie z konwencją przyjętą w pracach Nusinovicha [25].

W tym rozdziale rozwiążemy układ równań (4.40), ale żeby tego dokonać, to ze względu na dużą złożoność i wiele zmiennych występujących w rozwiązaniu najpierw potrzebne informacje zostaną zebrane w formie listy. To umożliwi czytelnikowi szybkie „odświeżanie” znaczenia oraz pochodzenia zmiennych.

Stałe fizyczne

W obliczeniach wygodnie jest wykorzystać stałe fizyczne w postaci:

- c – prędkość światła = $299,792458 \frac{\text{mm}}{\text{ns}}$, ponieważ posługujemy się częstotliwością wyrażoną w GHz, a $\frac{1}{\text{ns}} = 1 \text{ GHz}$;
- m_e – masa elektronu = $9,109382914\text{e-}13 \frac{\text{kV} \cdot \text{A} \cdot \text{ns}^3}{\text{mm}^2}$, masa spoczynkowa elektronu;
- e – ładunek elektronu = $1,602176620898\text{e-}10 \text{ A} \cdot \text{ns}$;
- $\mu = 1,2566370614\text{e-}3 \frac{\text{kV} \cdot \text{ns}}{\text{A} \cdot \text{mm}}$ – jest to przenikalność magnetyczna próżni;
- $\epsilon = 8,854188\text{e-}3 \frac{\text{F}}{\text{mm}} = \frac{\text{A} \cdot \text{ns}}{\text{kV} \cdot \text{mm}}$ – jest to przenikalność elektryczna próżni, która wyraża zdolność środowiska do wykazywania polaryzacji dielektrycznej.

Parametry wejściowe

Aby możliwe było rozpoczęcie obliczeń w dziedzinie czasu, należy przyjąć wartości niektórych zmiennych. Są to: wymiary rezonatora, liczba elektronów w symulacji, numer modu $TE_{m,k}$, numer harmonicznej, napięcie katody. Pozostałe zmienne można wyliczyć za pomocą metody zimnego rezonatora („Cold-Cavity”), a są to optymalna częstotliwość $f_{optimal}$ oraz dobroć dyfrakcyjna rezonatora $Q_{optimal}$. Aby pole mogło się wzbudzić, prąd elektronów musi osiągnąć minimalną wartość startową. Zbyt niska wartość nie spowoduje wzbudzenia się pola w rezonatorze. Wartość prądu nominalnego (pracy) można wyznaczyć, jak to pokazano w rozdziale o wyznaczaniu prądu działła elektronowego, gdzie wykorzystano równanie pędu elektronów (4.22) oraz profil pola wyznaczony metodą „Cold-Cavity”. Metodą „Time-Dependent” można zweryfikować poprawność obliczonego prądu pracy oraz można oszacować wartość prądu startowego. Robi się to iteracyjnie poprzez podstawianie kolejnych wartości prądu i obserwowanie, kiedy powstanie fala stojąca (jest to metoda czasochłonna).

Ostatnie założenie, jakie trzeba przyjąć lub oszacować, to kierunek obrotu wektora pola elektrycznego. W rezonatorze żyrotroonu polaryzacja fali jest liniowa, ale wiruje zarówno w czasie jak i w przestrzeni, a ściślej mówiąc w funkcji przesunięcia wzdłuż rezonatora, czyli po osi z . Kierunek wirowania pola TE może być zgodny lub przeciwny do kierunku obrotu elektronów. Ma on wpływ na współczynnik sprzęgania elektronów z polem elektrycznym i objawia się w sprawności przekazywania energii do pola elektrycznego. Jeśli wykonywana była analiza „Self-Consistent” to już zostało ustalone, w którą stronę wiruje pole elektryczne. W symulacji można założyć kierunek obrotu a priori lub wyznaczyć go podczas analizy czasowej, obliczając współczynnik sprzężenia dla kierunku w prawo i w lewo.

Lista zmiennych wejściowych, które trzeba ustalić przed przystąpieniem do rozwiązania modelu „Time-Dependent”:

- m, k – wybrane azymutalne i radialne numery modu TE .
- z – wektor osi wzdłużnej, zawiera części stożkowe rezonatora i definiuje wymiar przestrzenny w symulacji (pole wiruje w czasie i przestrzeni).
- $\alpha = \frac{V_{\perp}}{V_{\parallel}} = \frac{\beta_{\perp}}{\beta_{\parallel}}$ – współczynnik podziału prędkości poprzecznej do wzdłużnej (inaczej współczynnik pochylenia wektora prędkości) jest zdeterminowany przez kształt pola magnetycznego, kształt działła elektronowego oraz

odległość między rezonatorem i działem (tzw. kanał dolotowy). Wartość współczynnika pochylenia zazwyczaj mieści się w przedziale 1,2–1,5 w obszarze rezonatora. Niska wartość oznacza, że mała część energii kinetycznej elektronów jest skierowana równolegle do linii pola elektrycznego, więc mniej energii elektrony mogą oddać polu elektrycznemu. Wysoka wartość tego współczynnika oznacza, że elektrony mogą mieć zbyt małą energię kinetyczną wzdłuż osi żyrotroonu, aby pokonać całą drogę od działu do kolektora i może nastąpić efekt zwierciadła magnetycznego, kiedy elektrony zostaną uwięzione w obszarze między działem a kolektorem.

- $R(z)$ – wektor definiujący promień rezonatora w każdym punkcie na osi z . Zawiera część stożkową i jest wyliczany na podstawie wymiarów rezonatora: $L = [L_1, L_2, L_3]$ mm, $\phi = [\phi_1, \phi_2, \phi_3]$ rad oraz R_0 mm.
- R_0 – promień rezonatora w części środkowej, o równoległych ściankach L_2 .
- B_0 – wartość pola magnetycznego w części rezonatora o równoległych ściankach L_2 .
- $f_0 = f(\zeta, \tau = 0)$ – początkowa wartość pola elektrycznego w rezonatorze. Długość tego wektora jest równa długości osi ζ . Można założyć, że wartość początkowa całego wektora jest szumem białym, lub w celu przyspieszenia obliczeń wykorzystać profil pola wyliczony w metodzie „Cold-Cavity”. Niezależnie od tego, jaką wartość przyjmie ten wektor na początku, rozwiązanie powinno zawsze zbiegać do tego samego wyniku końcowego. τ jest parametrem dla każdej iteracji równania różniczkowego, czyli dla każdej chwili w czasie. Dla każdego τ wyliczany jest jeden wektor $f(\zeta)$.
- $f_{optimal}$ – częstotliwość optymalna znaleziona za pomocą metody „Cold-Cavity” [51]. Jest to częstotliwość pracy projektowanego rezonatora.
- mnSign – znak w równaniu na współczynnik sprzężenia pole-strumień elektronów $J_{m\pm s}^2 (v_{m,k} \cdot R_b / R_0)$ (4.30) [56]. Wyższa wartość współczynnika oznacza lepsze przekazywanie energii od elektronów do pola elektrycznego. Znak oznacza obracanie pola elektrycznego wybranego modu w tę samą stronę (ang. „co-rotating”) lub w stronę przeciwną (ang. „counter-rotating”) względem kierunku wirowania elektronów.
- N_{el} – liczba elektronów użytych do symulacji. Większa wartość owocuje lepszym uśrednieniem po kącie θ (fazie początkowej elektronów) we wzorze (4.32), ale wymaga więcej czasu na obliczenia. Wartość z prze-

działu 12–36 jest dobrym wyborem na początek obliczeń, jednak aby finalnie uzyskać dobre oszacowanie sprawności żyrotronu warto przeliczyć projekt dla wartości 256 lub więcej elektronów.

- $s = 1$ – numer harmonicznej. W całym niniejszym opracowaniu założono pracę na pierwszej harmonicznej.
- U_c – napięcie przyspieszające elektrony, czyli napięcie katody działu elektronowego. Występuje bezpośredni związek między tą wartością a energią kinetyczną elektronów.
- I_c – prąd działu elektronowego w amperach. Jeśli jego wartość jest poniżej wartości prądu startowego, to na wyjściu żyrotronu nie zaobserwujemy mocy. Cała energia pola RF jest pochłaniana na straty omowe i dyfrakcyjne wyrażone parametrami Q_{diff} i Q_Ω . Zmieniając iteracyjnie wartość I_c można „zgadnąć” wartość prądu startowego, powyżej której pole elektryczne utworzy falę stojącą.

Parametry pośrednie

Następujące wartości należy wyliczyć w kroku pośrednim, aby móc rozwiązać równania modelu czasowego:

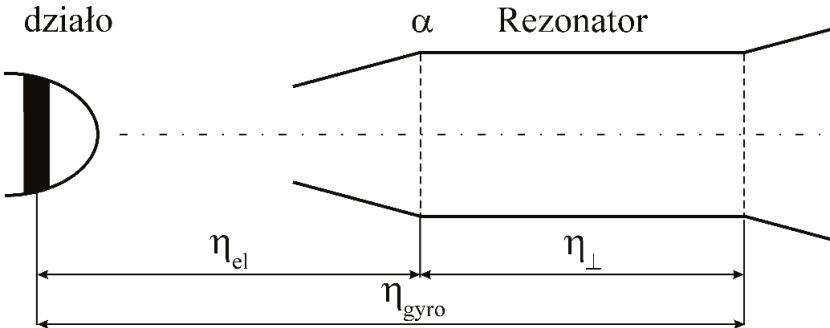
- $\nu_{m,k}$ – wartość własna fali elektromagnetycznej zdefiniowana wzorem (4.16).
- $\omega = 2\pi f_{optimal}$ – optymalna częstość kątowna pola elektrycznego RF dla wybranego projektu rezonatora i modu.
- $\omega_{cut} = \frac{c \cdot \nu_{m,k}}{R_0}$ – kątowna częstość odcięcia w części rezonatora, w której ścianki są równoległe (L_2).
- $\omega_{cut}(z) = \frac{c \cdot \nu_{m,k}}{R(z)}$ – kątowna częstość odcięcia jako funkcja zmiennej z . Zawiera również części stożkowe rezonatora.
- $\gamma = \frac{1 + U_c}{m_e \cdot c^2}$ – współczynnik relatywistyczny elektronów, wynikający z subrelatywistycznej prędkości ruchu elektronów.

- $\beta_{\perp} = \frac{V_{\perp}}{c} = \sqrt{\frac{\gamma^2 - 1}{1 + 1/\alpha^2}} / \gamma$ – znormalizowana prędkość poprzeczna elektronów, składowa poprzeczna do osi rezonatora.
- $\beta_{\parallel} = \frac{V_{\parallel}}{c} = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2} - \beta_{\perp}^2}$ – znormalizowana prędkość wzdłużna elektronów, składowa wzdłuż osi rezonatora.
- $\omega_{cyc} = \frac{eB_0}{m_e \gamma}$ – częstość cyklotronowa elektronów, wynikająca z ich wirowania wokół linii pola magnetycznego.
- $\zeta = \frac{\beta_{\perp}^2 \cdot \omega}{2 \cdot \beta_{\parallel} \cdot c} \cdot z$ – znormalizowana i bezwymiarowa wartość zmiennej wzdłużnej z . Zawiera również część stożkową rezonatora.
- $R_b = \frac{v_{m\pm s,1} \cdot c}{2\pi \cdot freq_{opt}}$ – promień strumienia elektronów, odległość od osi żyrotronu do środka wokół którego wiruje strumień elektronów (rys. 4.10).
- $\delta(z) = \frac{8 \cdot (\beta_{\parallel})^2 \cdot (\beta_{\perp})^{-4}}{\omega_{cyc}} \cdot (\omega_{cut} - \omega_{cut}(z))$ – znormalizowane, niedopasowanie częstotliwości. Parametr opisujący zmianę częstotliwości odcięcia wzdłuż osi rezonatora.
- $k_{zend} = \frac{2 \cdot c \cdot \beta_{\parallel} \cdot \beta_{\perp}^{-2}}{\omega_{cyc}} \cdot \sqrt{\frac{v_{m,k}^2}{R_0^2} - \frac{v_{m,k}^2}{R_{end}^2}}$ – współczynnik fali na końcu rezonatora.
- $I_{cn} = I_c \cdot (3.76e^{-3}) \cdot \beta_{\parallel} \cdot \beta_{\perp}^{-6} \cdot \frac{J_{m\pm s}^2 \left(\frac{v_{m,k} \cdot R_b}{R_0} \right)}{4\gamma \cdot J_m^2(v_{m,k}) \cdot (v_{m,k}^2 - m^2)}$ – znormalizowany prąd działa. W odróżnieniu od I_c wyrażonego w mianowanej jednostce A . Ten wzór stosuje się także na końcu obliczeń dla przekształcenia wartości znormalizowanej na wartość rzeczywistą.

- $\Delta = \left(\frac{2}{\beta_{\perp}^2}\right) \cdot \frac{\omega - n \cdot \omega_{cyc}}{\omega_{cyc}}$ – znormalizowana niezgodność, odstrojenie częstotliwości cyklotronowej [57].
- $\eta_{el} = \frac{(1+\gamma) \cdot \alpha^2}{2 \cdot \gamma \cdot (1+\alpha^2)}$ – sprawność kompresji elektronów. Czynniki określający relację stosunku prędkości poprzecznej i wzdłużnej elektronów w obszarze działu elektronowego oraz wewnątrz wnęki rezonatora (patrz rys. 4.11).
- $\tau = \frac{\beta_{\perp}^4 \cdot \omega_{cyc}}{8 \cdot \beta_{\parallel}^2} \cdot t$ – znormalizowany, bezwymiarowy czas.

Normalizacje zmiennych w głównej mierze wynikają z faktu, że kiedy projektowano pierwsze żyrotроны ich twórcy nie posiadali komputerów. Dlatego wykresy, na podstawie których projektowano żyrotроны o różnych parametrach musiały być uniwersalne dla wszystkich urządzeń. Wynika to z kolejnego faktu, że każdy wykres, każde rozważanie, wymagało ręcznego wyliczenia wszystkich punktów umieszczanych na wykresie, co było bardzo czasochłonne. W czasach powszechnie dostępnych obliczeń numerycznych łatwo przeoczyć dobro, jakie płynie z wykorzystania obliczeń komputerowych, gdyż wydaje się ono oczywiste.

Na sprawność żyrotronu składają się dwie sprawności: kompresji elektronów oraz wymiany energii między elektronami a falą stojącą, utworzoną przez pole elektryczne RF. Zostało to zobrazowane na rysunku 4.11.



Rys. 4.11. η_{el} – sprawność kompresji elektronów,
 $\eta_{\perp}$ – sprawność interakcji elektronów z polem RF,
 η_{gyro} – sprawność całkowita żyrotronu jest złożeniem dwu sprawności

Parametry wyjściowe

Oczekujemy, że w wyniku obliczeń modelu „Time-Dependent” poznamy następujące wartości:

- τ, ζ – znormalizowany czas oraz oś z .
- $f(\tau, \zeta)$ – profil pola elektrycznego RF w rezonatorze.
- $\eta_{gyro}(\tau)$ – sprawność żyrotroonu, która ewoluuje w czasie „budzenia się” akcji żyrotroonowej. Z punktu widzenia praktycznego istotna jest wartość po uzyskaniu ustabilizowaniu pola w rezonatorze.
- $P_{out}(\tau)$ – moc wyjściowa żyrotroonu. Ta wartość, podobnie jak sprawność, również ewoluuje w czasie, zanim pole elektryczne osiągnie stabilny stan energetyczny. Z punktu widzenia praktycznego również najważniejsza jest wartość po ustabilizowaniu pola w rezonatorze.

Rozwiązanie układu równań

Gdy znane już są parametry wejściowe oraz wiadomo, jak wyliczyć niezbędne zmienne pośrednie, można przystąpić do rozwiązywania układu równań (4.40). W tym celu trzeba przyjąć warunki początkowe i jeden lub dwa warunki brzegowe dla każdego z równań.

Warunki początkowe

Równanie pola elektrycznego $f(\zeta)$ – na początku, kiedy działło elektronowe jest wyłączone, w rezonatorze żyrotroonu jest szum biały. Dlatego jako warunek początkowy możemy przyjąć $f_0(\zeta) = 0.1 \cdot e^{<0+2\pi i>}$ dla chwili czasowej $\tau = 0$ i wszystkich ζ . Aby skrócić czas obliczeń, można również przyjąć wartość profilu pola wyliczonego metodą „Cold-Cavity”. W takim wypadku czas symulacji jest krótszy, gdyż pole jest już wstępnie ukształtowane. Niezależnie od wybranych warunków początkowych wynik zawsze powinien być taki sam.

Równanie pędu elektronów $p(\zeta)$ – elektrony są emitowane przez działło elektronowe, przyspieszane polem elektrycznym katody, a następnie prowadzone wzdłuż osi żyrotroonu przez pole magnetyczne. Tak prowadzone cząstki żyrują wokół linii pola magnetycznego w płaszczyźnie poprzecznej do osi z , jednocześnie przemieszczając się wzdłuż żyrotroonu. Promień ruchu żyrowa-

nia to promień Larmora R_L (ang. „*Larmor radius*”), natomiast środek wokół którego elektrony żyrują oddalony jest od osi wzdłużnej żyrotronu o długość promienia R_b (ang. „*beam radius*”). Warunek początkowy w równaniu na pęd elektronów definiowany jest przez fazę początkową θ elektronu w momencie wkraczania w przestrzeń rezonatora, czyli dla $z = \zeta = 0$. Tak jak poprzednio, zależność tę wyraża wzór (4.32). Elektrony posiadają losową fazę początkową, dlatego dla równomiernego uśrednienia wybiera się fazę rozłożoną równomiernie w zakresie $<0; 2\pi>$. P_0 jest wektorem liczb zespolonych. Więcej elektronów oznacza dokładniejsze uśrednienie po fazie, jednak trzeba przyjąć kompromis. Aby czas obliczeń był rozsądny, wybór ilości faz początkowych (elektronów), po których uśredniamy w liczbie od 12 do 48, jest zalecany.

Warunki brzegowe

Fala propagująca się w rezonatorze powinna być w całości odbita po stronie wejściowej rezonatora $\zeta = 0$ oraz w całości przepuszczona i wyemitowana po stronie wyjściowej rezonatora $\zeta = end$. Takie założenie przyjmowane jest w rozwiązywaniu równań w modelach algebraicznych i nazywa się bezodbiciowym warunkiem brzegowym (ang. „*reflection-less boundary condition*”). Jest to sytuacja idealna – w prawidłowo działającym rezonatorze ten warunek jest bliski spełnienia.

W przypadku, kiedy fala w całości nie zostanie odbita przez stożek wejściowy rezonatora L_1 (rys. 4.5), cofnie się do kanału dolotowego pomiędzy działem a rezonatorem i będzie zakłócać przelot elektronów. Często w kanale dolotowym stosuje się dodatkowe tłumiki fali. Niepożądane oscylacje w obszarze działu są tematem szczególnie istotnym w żyrotronach dużej mocy [58]. W literaturze zaproponowano również inny rodzaj warunków brzegowych, co zostało omówione w pracy [50]. W książce zastosowane zostały bezodbiciowe warunki brzegowe.

Wartość natężenia pola elektrycznego na wejściu rezonatora powinna spaść do 0, a na wyjściu rezonatora należy zastosować bezodbiciowy warunek brzegowy.

$$f(\zeta = 0, \tau) = 0 \quad (4.41)$$

$$f(\zeta, \tau) + \frac{1}{\sqrt{\pi i}} \int_0^\tau \frac{1}{\sqrt{\tau - \tau'}} \frac{df(\zeta, \tau')}{d\zeta} d\tau' \Big|_{\zeta=end} = 0 \quad (4.42)$$

Równanie (4.42) w stanie ustalonym przyjmuje postać:

$$f(\zeta, \tau) = \frac{i}{k} \frac{df(\zeta, \tau)}{d\zeta} \Big|_{\zeta=end} \quad (4.43)$$

gdzie: $k = 2c\beta_{\perp}\beta_{\parallel}^{-2}\omega_{cyc}^{-1} \left(\frac{\omega_{cut}^2}{c^2} - \frac{v^2}{R^2(\zeta=end)} \right)^{\frac{1}{2}}$.

Rozwiązywanie równań różniczkowych pierwszego i drugiego rzędu w programie Matlab

Rozwiązanie trzeba znaleźć metodą iteracyjną. Najpierw rozwiązujemy równanie pędu elektronów, podstawiając warunki początkowe i wartość początkową pola elektrycznego (szum biały lub profil pola wyliczony uprzednio metodą zimnego rezonatora) do układu równań (4.40). Po wyliczeniu $P(\zeta, \tau)$ trzeba wyliczyć całkę $\langle P \rangle$, która jest niezbędna do wyznaczenia profilu pola $f(\zeta, \tau)$ dla następnej chwili czasu τ . W ten sposób pole elektryczne RF jest aktualizowane dla każdego kroku czasowego. W każdym kroku czasowym elektrony przelatują przez obszar rezonatora, a pole w tym czasie nie jest aktualizowane „na bieżąco”. W tym rozwiązaniu założono, że elektrony bardzo szybko przelatują przez rezonator. Częstka nie zauważa efektu, jaki wywiera na pole elektryczne. Dopiero następne rozwiązanie równania P uwzględnia zmieniony profil pola f . Stąd formułuje się warunek $T_{decay} \gg T_{transit}$, oznaczający tyle, że czas zaniku pola elektrycznego musi być znacznie dłuższy niż czas, jaki potrzebuje elektron na przebycie długości rezonatora. Jeśli ten warunek nie jest spełniony, stosowanie modelu (4.40) doprowadzi do błędnych wyników.

Rozwiązywanie równania pędu

W celu rozwiązania równania pędu elektronów trzeba posłużyć się funkcją „ode45” programu Matlab. Równanie $\frac{dp}{d\zeta} + i(\Delta + |p|^2 - 1) \cdot (p/n) = i \cdot p^{n-1} f(\zeta, \tau)$

może być zapisane jako:

$$\frac{dp}{d\zeta} = i \cdot f(\zeta) \cdot p^{(n-1)} - i \cdot (p/n) \cdot (\Delta + |p|^2 - 1) \quad (4.44)$$

W takiej postaci możliwe jest zaimplementowanie rozwiązania za pomocą funkcji wbudowanej „ode45”.

Funkcja wbudowana „ode45” pobiera jako argument referencję do funkcji reprezentującej rozwiązywane równanie, która wylicza i zwraca wartość $\frac{dp}{d\zeta}$. Taką funkcję implementuje równanie (4.44), do którego rozwiązania wymagane jest podanie następujących parametrów: $f(\zeta)$ dla danego τ , ζ , Δ .

Kiedy równanie P jest rozwiązane dla każdej wartości warunku początkowego θ , wtedy można policzyć całkę po kącie θ , która uśredni wartości dla wszystkich faz początkowych elektronów dla bieżącej chwili czasowej τ .

$$\langle p \rangle = \left[\int_0^{2\pi} P(\zeta, \tau) d\theta \right] \cdot \frac{1}{2\pi} \quad (4.45)$$

Wyliczenie powyższej całki jest niezbędne, aby wyliczyć profil pola RF dla kolejnego kroku w czasie.

Dodatkowo możliwe jest wyliczenie mocy wyjściowej oraz sprawności żyrotanu w każdej chwili czasu. Należy obliczyć całkę pędu na końcu rezonatora (analogicznie do szacunkowych obliczeń w modelu zimnego rezonatora):

$$\left[\int_0^{2\pi} |P(\zeta, \tau)|^2 d\theta \right] \cdot \frac{1}{2\pi} \Big|_{\zeta=end} \quad (4.46)$$

a następnie dokonać podstawienia do równań (patrz rys. 4.11):

- sprawności poprzecznej : $\eta_{\perp}(\tau) = 1 - \frac{1}{2\pi} \cdot \int_0^{2\pi} P^2(\zeta, \tau) d\theta \Big|_{\zeta=end}$;
- sprawności całkowitej : $\eta_{gyro}(\tau) = \eta_{\perp}(\tau) \cdot \eta_{el}$;
- mocy wyjściowej: $M(\tau) = I_c \cdot U_c \cdot \eta_{\perp}(\tau) \cdot \eta_{el}$.

Sprawność elektronowa opisuje, ile całkowitej energii kinetycznej elektronów jest konwertowanej w kierunku poprzecznym podczas kompresowania elektronów przez pole magnetyczne głównego magnesu. Pole elektryczne może zmienić prędkość elektronów (zmienić energię kinetyczną) tylko dla składowej poprzecznej pędu. Zatem sprawność elektronowa świadczy o tym, ile maksymalnie energii można by pobrać z elektronu. Sprawność poprzeczna opisuje, ile energii ze składowej poprzecznej pędu elektronów

jest faktycznie przekazywane do/z pola elektrycznego. Z tego względu sprawność całkowita jest równa iloczynowi obu powyższych sprawności. Oczywiście w celu podniesienia całkowitej sprawności elektrycznej urządzenia, tzn. mierzonej „od wtyczki” zasilającej do ilości energii mikrofalowej na wyjściu, w żyrotronach wykorzystuje się częściowy odzysk energii kinetycznej elektronów w kolektorze. Spolaryzowany potencjałem ujemnym kolektor (ang. „*depressed collector*”) wyhamowuje elektrony, zanim uderzą w ściankę kolektora. Dzięki temu energia jest częściowo niejako zwracana do sieci zasilającej. Uwzględniając ten aspekt żyrotrony potrafią osiągnąć sprawności całkowite nieco powyżej 50%. Jest to znacznie więcej niż jakikolwiek laser, dlatego opłaca się stosować żyrotrony do napędzania plazmy w reaktorach fuzyjnych, podgrzewania, zgrzewania, cięcia i w innych wysokoenergetycznych zastosowaniach.

Warto podkreślić w tym miejscu, że wizualizacja zmian pola f , a także wizualizacja narostu mocy wyjściowej M , jest wartościowa i pomocna w projektowaniu.

Na tym etapie mamy wyliczoną nową wartość pędów dla wszystkich elektronów i możemy przystąpić do aktualizacji profilu pola elektrycznego RF dla chwili czasowej $\tau + 1$. Pole RF zostało zmienione przez obecność elektronów i musi zostać uaktualnione poprzez przeliczenie z użyciem nowej wartości całki pędów $\langle P \rangle$.

Rozwiązywanie równania profilu pola elektrycznego

Równanie pola elektrycznego $f(\zeta)$ jest równaniem różniczkowym drugiego rzędu Schrodingera z pochodnymi cząstkowymi. Aby rozwiązać takie równanie, można posłużyć się metodą linii [59] oraz funkcją pakietu Matlab o nazwie „ode15s”, służącą do rozwiązywania równań różniczkowych pierwszego rzędu. W tej pracy wykorzystano jednak funkcję „pdepe” oprogramowania Matlab, która służy do rozwiązywania równań różniczkowych drugiego rzędu, jednak jej użycie nie jest trywialne.

Elektrony oddziałują na pole RF poprzez całkę (4.45), która stanowi jeden z parametrów równania $f(\zeta)$ w układzie równań (4.40). Równanie:

$$\frac{d^2 f(\zeta, \tau)}{d\zeta^2} - i \frac{df(\zeta, \tau)}{d\tau} + \delta(\zeta, \tau) f(\zeta, \tau) = I \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} p(\zeta, \tau) d\theta \quad (4.47)$$

trzeba przekształcić do formy akceptowalnej dla funkcji „pdepe”. Format równania jest opisany wraz z przykładem w dokumentacji oprogramowania Matlab i ma postać:

$$c\left(x, t, u, \frac{du}{dt}\right) = x^{-m} \frac{d}{dx} \left[x^m f\left(x, t, u, \frac{du}{dx}\right) \right] + s\left(x, t, u, \frac{du}{dx}\right) \quad (4.48)$$

co w naszym przypadku oznacza, że równanie pola będzie wyglądało następująco:

$$i \frac{df(\zeta, \tau)}{d\tau} = \frac{d^2 f(\zeta, \tau)}{d\zeta^2} + \delta(\zeta, \tau) f(\zeta, \tau) - \frac{I}{2\pi} \int_0^{2\pi} p(\zeta, \tau) d\theta \quad (4.49)$$

Aby lepiej zrozumieć, jak przekształcone równanie pola pasuje do konwencji programu Matlab, trzeba porównać równania (4.47) i (4.49). Można wtedy zauważyć, że: $\zeta \Leftrightarrow x$, $f \Leftrightarrow u$, $\tau \Leftrightarrow t$. Z powodu tychże podstawień parametry przekazywane do funkcji „pdepe” mają postać:

- $c\left(x, t, u, \frac{\delta u}{\delta t}\right) \Rightarrow li$;
- $x^{-m} \frac{\delta}{\delta x} \left(x^m f\left(x, t, u, \frac{\delta u}{\delta x}\right) \right)$ dla $m = 0 \Rightarrow f = x^{-0} \cdot \frac{\delta}{\delta x} \left(x^0 \cdot \frac{\delta u}{\delta x} \right)$, zatem:
 $f = \frac{\delta u}{\delta x}$;
- $s\left(x, t, u, \frac{\delta u}{\delta x}\right) \Rightarrow s = \delta(x, t) \cdot u - I_{cn} \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \int_0^{2\pi} p(x, t) d\theta$.

W celu użycia funkcji „pdepe” niezbędne jest użycie znormalizowanej wartości czasu (τ) oraz podanie warunków brzegowych (na wejściu rezonatora $\zeta = 0$ oraz na wyjściu $\zeta = end$) – równania (4.41) i (4.43). Warunki brzegowe wg dokumentacji programu Matlab są zdefiniowane przez funkcję „bcfun” (ang. „boundary condition” – bc), która ma postać:

$$p(x, t, u) + q(x, t) f\left(x, t, u, \frac{du}{dx}\right) = 0 \quad (4.50)$$

W przypadku rozpatrywanego równania, „bcfun” pobiera jako wejście obliczone wartości pola RF na początku i końcu rezonatora, a zwraca wektory q oraz p , jak to zostało opisane w dokumentacji.

Niezbędne jest również przekazanie wartości początkowej f dla chwili czasu $\tau = 0$. W konwencji Matlabu warunki początkowe przekazuje się za pomocą funkcji „icfun” (ang. „initial conditions” – ic). Przybiera ona postać:

$$u(x, t_0) = u_0(x) \Rightarrow u_0(x) \Leftrightarrow f_0(\zeta) = 0.1 \cdot e^{<0+2\pi i>} \quad (4.51)$$

Innymi słowy warunkiem początkowym dla pola RF może być szum biały lub dowolny inny kształt uprzednio zdefiniowany (np. z obliczeń zimnego rezonatora). W przypadku symulacji czasowej wielomodowej powinno być możliwe zasymulowanie profilu pola faworyzującego wybrany mod pracy, co odpowiadałoby wzbudzeniem żyrotronu poprzez wstrzykiwanie do rezonatora podczas załączania urządzenia zewnętrznego pola EM z innego generatora. Tej techniki można również użyć do synchronizowania fazy kilku żyrotronów [60], [61].

Rozwiązywanie układu równań

Aby rozwiązać układ równań (4.40), w pierwszej iteracji $f(t=0)$ wartość początkowa pola RF (szum biały) należy wprowadzić do równania pędu elektronów. Następnie całka $<P>(t=0)$ jest wyliczana i podstawiana do wzoru na równanie pola RF. Krok czasowy symulacji można wybrać wedle uznania, jednak rozsądną wartością jest krok 0,05 ns. Nowy profil pola RF $f(t=0,05)$ zostaje wyliczony, a następnie podstawiony do równania pędu elektronów. Tym sposobem wyliczana jest całka $<P>(t=0,05)$, którą podstawiamy do równania pola RF razem z $f(t=0,05)$ (pole z poprzedniej iteracji) jako warunek początkowy dla funkcji „pdepe”. W rezultacie wyliczone zostaje pole RF w kolejnym kroku $f(t=0,1)$. Algorytm powtarzamy iteracyjnie, aż do końcowego czasu $t = end$.

Wyniki

W tej części podany zostanie przykład obliczeń dla konkretnych wartości. Może to stanowić punkt porównawczy dla obliczeń czytelnika i w tym celu zostało zaprezentowane.

Przykładowe obliczenia wykonano dla następujących wartości: mod $TE_{0,1}$, harmoniczna $s=1$, $R_0=7,5$ [mm], $R(z)$ wyrażone jako $L=[30;70,9;30]$ i $\phi=[2,3;0;3]$, $\alpha=1,4$, $U_c=12$ [kV], $I_c=0,27$ [A], $freq_{opt}=24.43894431$ [GHz], $N_{el}=24$, $B_0=0.87878$ [T].

Przytoczony zestaw danych jest wystarczający, aby wykonać obliczenia w modelu czasowym. Przyjęto krok po osi z równy 0,05 mm.

Najważniejsze zmienne pośrednie wymieniono poniżej. Mniej ważne zmienne zostały pominięte:

$$\nu_{0,1} \cong 3.832, \text{ } mnSign = +1, \text{ } \omega_{cut} \cong 153,16 \left[\frac{1}{\text{GHz}} \right], \text{ } \omega_{cyc} \cong 151,01 \left[\frac{1}{\text{GHz}} \right],$$

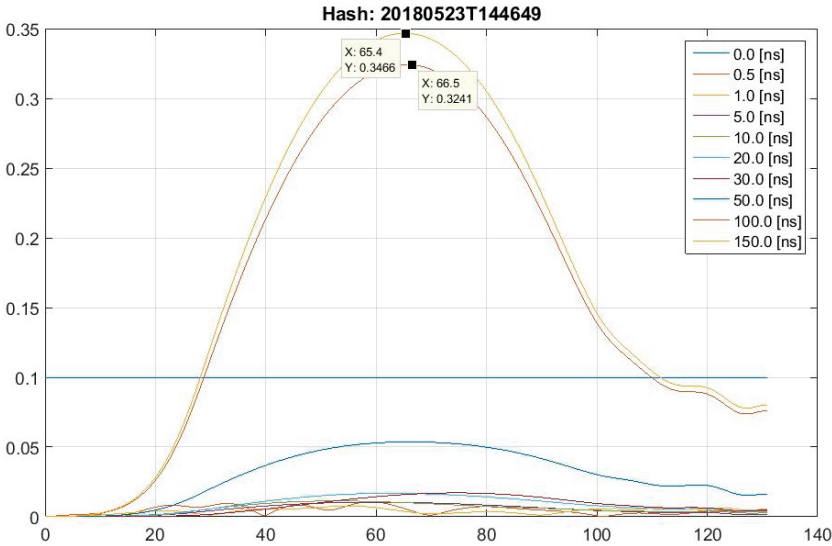
$$\gamma \cong 1.0235, \text{ } \beta_{\perp} \cong 0.1733, \text{ } \beta_{\parallel} \cong 0.1238, \text{ } R_b \cong 3.595 [\text{mm}], \text{ } k_{zend} \cong 4.7037,$$

$$\Delta \cong 0.9467.$$

Wynik obliczeń przedstawiono na rysunkach poniżej. Wykonano symulację narostu pola dla dwóch warunków początkowych:

- w rezonatorze znajduje się szum biały;
- w rezonatorze pole początkowe ma postać taką, jaka wynika z obliczeń „zimnego” rezonatora.

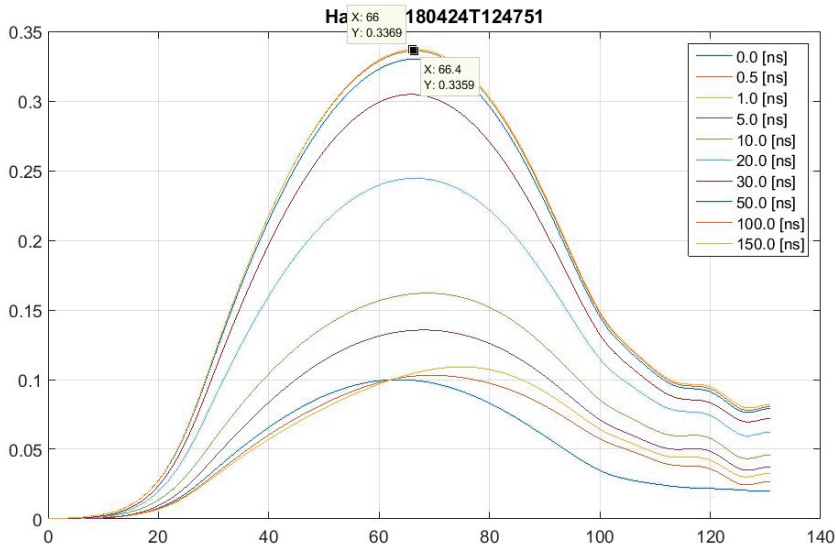
Porównując wykresy na rysunkach 4.12 i 4.13, można zauważyć, że czas potrzebny do ustabilizowania pola jest dłuższy w przypadku symulacji startującej od szumu białego. Na rysunku 4.14 pokazano narost mocy wyjściowej. Widoczne okresowe piki są prawdopodobnie artefaktem pochodzenia numerycznego. W rzeczywistym urządzeniu moc nie oscyluje tak, jak widoczne jest to na rysunku, jednak wynik co do wartości średniej jest prawidłowy.



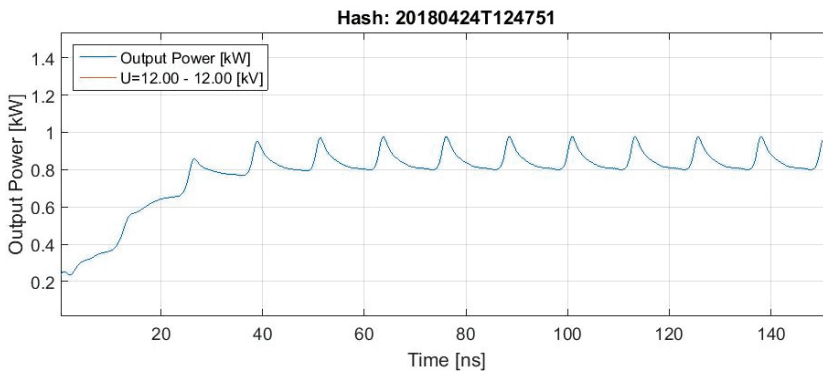
Rys. 4.12. Narost pola elektrycznego RF z poziomu szumów

Symulacja mocy wyjściowej w podejściu czasowym, jednomodowym, jest przydatna, ponieważ pozwala sprawdzić za pomocą teorii nieliniowej, jaki punkt pracy osiągnie finalnie żyrotron. Jeśli założony prąd strumienia elektronów jest zbyt mały, pole RF spadnie do zera lub w ogóle nie zacznie się

formować z szumów. Dodatkowo warto zwrócić uwagę na ryzyko związane ze stosowaniem algorytmu Rungego-Kutty 4. rzędu (RK4) do rozwiązywania równań różniczkowych. W przypadku, gdy wartość prądu elektronów jest poniżej prądu startowego, moc wyjściowa żyrotronu powinna spaść do zera, co jest zgodne z intuicją. Jednak w prezentowanym układzie równań różniczkowych czysty algorytm RK4 wprowadzał błąd, gdyż moc wyjściowa żyrotronu nie malała do zera, nawet kiedy prąd zasilający działło był znacznie mniejszy od prądu startowego. Dopiero zastosowanie funkcji „ode45” dało prawidłowe wyniki, tzn. moc wyjściowa była równa zero przy zbyt małym



Rys. 4.13. Narost pola elektrycznego RF z poziomu profilu pola wyliczonego metodą zimnego rezonatora



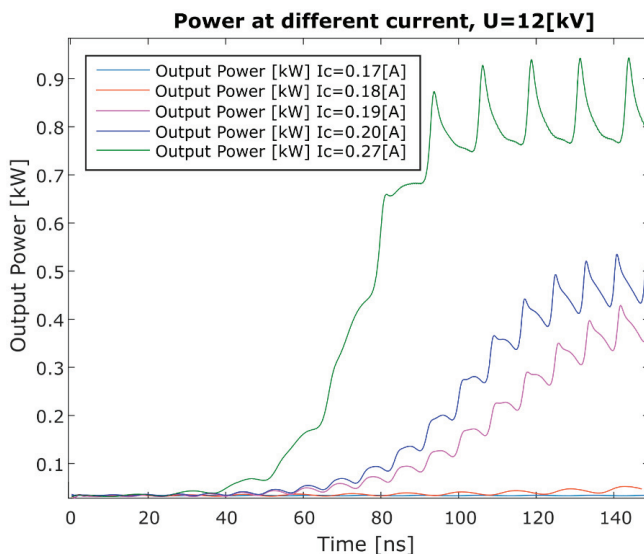
Rys. 4.14. Narost mocy wyjściowej żyrotronu

prądzie elektronów. „Ode45” to funkcja implementująca metodę RK4 z weryfikacją błędu 5 rzędu, zatem rozszerza podstawowy algorytm RK4 i jest dostępna w pakiecie Matlab. W tym wypadku inżynierski rozsądek stanowi jedyny sposób weryfikację poprawności metod obliczeniowych.

Metoda „*Time Dependent Single Mode*” umożliwia obserwację profilu pola oraz mocy wyjściowej w kolejnych chwilach czasu, dlatego naturalne jest zaprezentowanie wyników w postaci krótkiego filmu. W ocenie autorów taka forma prezentacji znakomicie obrazuje i trafia do wyobraźni projektanta żyrotronu oraz jest to największa korzyść, jaka płynie z wykonania żmudnych obliczeń w modelu czasowym. Wyniki obliczeń, kod wraz z filmami można ściągnąć ze strony internetowej sci.vberry.net.

Estymacja prądu startowego za pomocą formalizmu „*Time-Dependent*”

Oszacowania prądu startowego żyrotronu można dokonać w sposób klasyczny [62], [63], są to metody najczęściej stosowane. Zaproponowany przez autorów sposób wykorzystuje opisany w niniejszym rozdziale model czasowy. Oszacowanie prądu startowego stanowi dodatkowy atut, jednak jest dość czasochłonne. Polega na iteracyjnym wykonywaniu tej samej symulacji i zmianie za każdym razem prądu działu elektronowego. W ten sposób można ustalić wartość progową prądu dla której pole elektryczne nie zanika, lecz wzbu-
dza się. Jest to wartość prądu startowego. Na rysunku 4.15 można zauwa-



Rys. 4.15. Moc wyjściowa dla różnych prądów

żyć, że przy wartości prądu działła równej i mniejszej niż 0,17 A na wyjściu żyrotronu nie obserwujemy mocy mikrofalowej, co oznacza, że pole elektryczne w rezonatorze jest tłumione całkowicie przez straty dyfrakcyjne i omowe, gdyż ilość dostarczonej przez elektrony energii jest zbyt mała do podtrzymania fali stojącej. Dla wartości prądu 0,19 A i większej można zaobserwować stabilną emisję mocy mikrofalowej.

Podsumowanie

Metoda „*Time-Dependent*” umożliwia obserwację narostu pola elektrycznego i powstawania fali stojącej w rezonatorze, co jest konsekwencją wymiany energii pomiędzy elektronami a polem elektrycznym. Mimo że równania różniczkowe są dobrze znane, rozwiązanie nie jest oczywiste ani trywialne. Weryfikacja poprawności wyniku jest trudna. Należy kierować się intuicją oraz porównywać otrzymane dane z wynikami symulacji pełnofalowych lub danymi literaturowymi. Można sprawdzić, czy dla różnych warunków początkowych pola elektrycznego otrzymujemy zbieżność do tego samego wyniku końcowego. Dla prądu elektronów poniżej wartości startowej moc wyjściowa powinna wynosić zero. Należy zwrócić uwagę, czy znalezione rozwiązanie nie znajduje się na granicy zadanego przedziału przeszukiwania ω , f , B_0 . Jeśli by tak było, należy rozszerzyć obszar poszukiwań. Weryfikacja metodą pełnofalową wymaga opanowania oprogramowania do symulacji EM, natomiast literatura często nie umożliwia porównania wyników, gdyż autorzy nie publikują swoich kodów ani pełnych danych liczbowych, także nie jest możliwe odtworzenie obliczeń w literaturze. Z tego względu w niniejszej książce podano dane liczbowe, a kody i wyniki obliczeń są dostępne do pobrania w publikacji [64] oraz ze strony internetowej sci.vberry.net.

5. Rezonator planarny

Mariusz Hruszowiec

Nowatorskim podejściem w stosunku do rezonatorów cylindrycznych jest projekt rezonatora płaskiego (planarnego) [65], [66]. Jest to jednak konstrukcja trudna w realizacji i dlatego nadal stosowane są żyrotrony cylindryczne. Z tych względów rozdział ten ma charakter poglądowy.

Jak wynika z rozważań teoretycznych głównymi zaletami rezonatora płaskiego są:

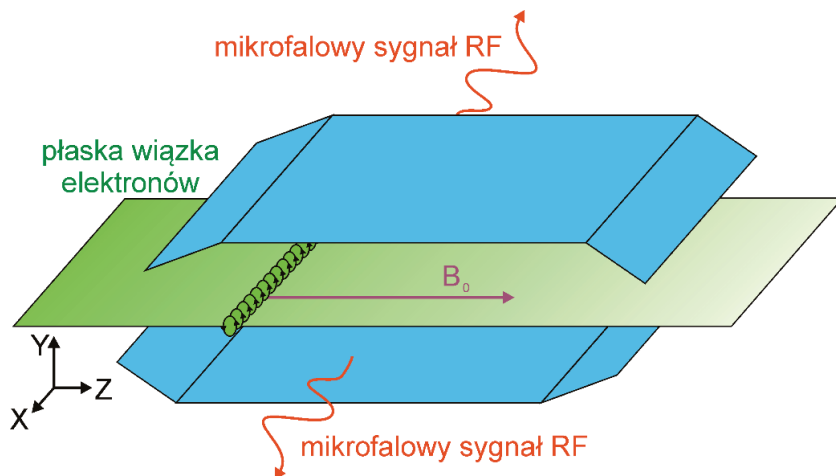
- zwiększona moc wyjściowa ze względu na płaski kształt rezonatora, co zwiększa powierzchnię interakcji pola elektrycznego z elektronami;
- taka sama moc wyjściowa przy mniejszym prądzie elektronów w porównaniu do rezonatora cylindrycznego;
- zmniejszone straty omowe Q_{Ω} oraz zmniejszony współczynnik dyfrakcji Q_{diff} ;
- możliwość płynnego przestrajania częstotliwości pracy urządzenia w szerokim zakresie poprzez mechaniczną zmianę szczeliny między płytami rezonatora.

Zatem płaski układ rezonatora spełniałby trzy główne oczekiwania stawiane współczesnym żyrotronom: duża moc wyjściowa, wysoka częstotliwość pracy oraz płynne przestrajanie w szerokim zakresie.

5.1. Koncepcja rezonatora

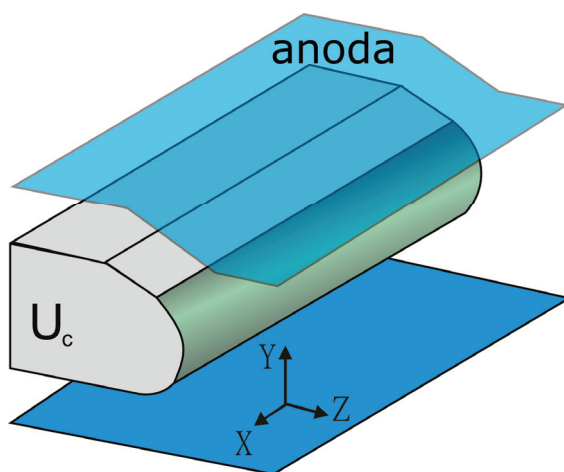
Koncept takiego rozwiązania został zaproponowany i opisany w pracy [67]. Żyrotron planarny posiadałby rezonator składający się z dwóch równolegle ułożonych płyt metalowych, z zagięciami stanowiącymi zmianę impedancji na wejściu i wyjściu, analogicznie do stożka wejściowego w rezonatorze cylindrycznym. W tymże jednak przypadku pożądane jest, aby fala elektromagnetyczna odbijała się od obu końców rezonatora, które stanowią zwierciadła dla fali RF. Wiązka elektronów musiałaby być płaską strugą o kształcie wstęgi, a moc wydobywałaby się z rezonatora przez szczeliny boczne

utworzone między płytami rezonatora. Przykładowy koncept został pokazany na rysunku 5.1.



Rys. 5.1. Model rezonatora płaskiego

W rezonatorze planarnym elektrony wykonują obrót w płaszczyźnie XY , a poruszają się wzdłuż osi Z . Równoległe do osi z ułożone są linie pola magnetycznego B_0 . Można obrazowo powiedzieć, że elektrony wirują wokół linii pola magnetycznego, tak samo jak ma to miejsce w rezonatorze cylindrycznym, a jest wynikiem działania siły Lorenza. Odzysk użytecznej fali elektromagnetycznej odbywa się w kierunku $\pm X$ z obu stron rezonatora.



Rys. 5.2. Koncept działania elektronowego dla żyrotanu planarnego

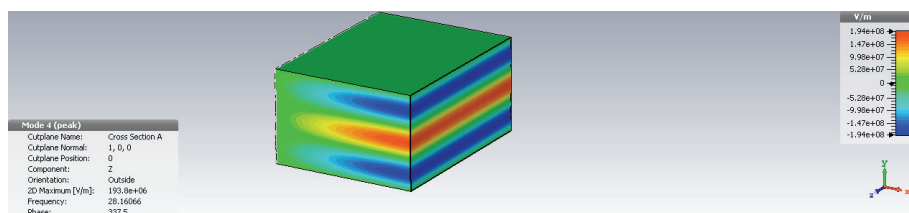
Działo elektromagnetyczne w takim żyrotronie musiałoby mieć płaski kształt, jak to pokazano na rysunku 5.2.

Największym problemem technologicznym jest wytworzenie magnesu. Ze względu na płaski kształt rezonatora magnes mógłby być kształtu eliptycznego, należy bowiem zapewnić możliwe homogeniczne pole magnetyczne na całej szerokości wiązki elektronowej.

5.2. Wstępne wyniki symulacji

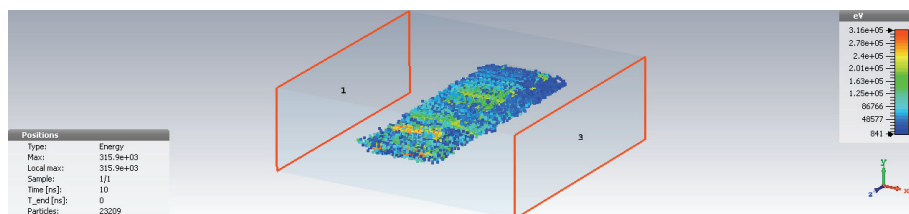
Wykonano wstępne symulacje żyrotronu planarnego w środowisku CST Microwave Studio, aby zbadać podstawowe właściwości rezonatora płaskiego. Do symulacji wybrano mod $TE_{1,3}$ oraz częstotliwość 28,1 GHz. Prace miały charakter czysto teoretyczny i poglądowy, jednak warto przytoczyć uzyskane wyniki.

Na rysunku 5.3 pokazano przekrój w płaszczyźnie Z oraz X pola elektrycznego fali stojącej jaka powstała w rezonatorze planarnym. Widoczna fala rzeczywiście ma rozkład prawidłowy dla zakładanego modu pracy.



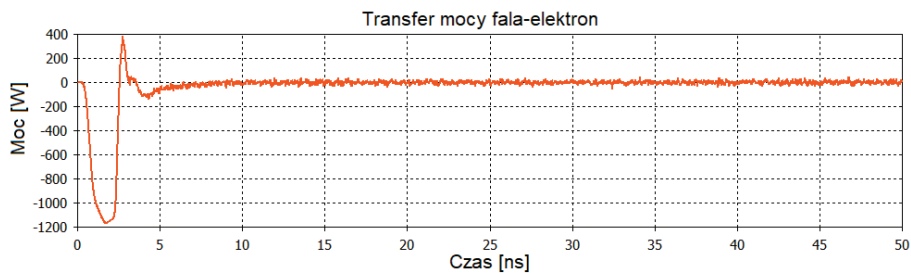
Rys. 5.3. Rozkład pola w rezonatorze płaskim dla modu $TE_{1,3}$

Następnie na rysunku 5.4 pokazano rozkład cząsteczek w rezonatorze. Kolorem zaznaczona jest energia poszczególnych elektronów. Ta symulacja została wykonana metodą PIC (ang. „particle in cell”).



Rys. 5.4. Rozkład cząsteczek w rezonatorze. Czerwone prostokąty to porty wyjściowe, czyli boczne otwory wyprowadzające falę na zewnątrz

Finalnie wyliczono średni transfer energii pomiędzy elektronami i polem elektrycznym. Na rysunku 5.5 obserwujemy, jak elektrony oddają energię do pola, a następnie niektóre z nich częściowo pobierają energię z pola. Bilans energetyczny jest na korzyść pola elektrycznego.



Rys. 5.5. Transfer energii pomiędzy cząsteczkami a polem elektrycznym

6. Metody symulacji numerycznych

Mariusz Hruszowiec

W symulacjach numerycznych wykorzystuje się wiele algorytmów. Wybór typowego sposobu rozwiązania jest znacznie ułatwiony, jeśli stosujemy komercyjne pakiety obliczeniowe. W pierwszej kolejności dobrze jest zapoznać się z rekomendacjami producenta dotyczącymi stosowania konkretnych algorytmów, tzw. „solwerów” (ang. „*solver*”), czyli podprogramów rozwiązujących zadanie za pomocą konkretnego algorytmu. W dokumentacji jest podane, jakie rodzaje problemów oraz jaki rozmiar problemu należy rozwiązywać danym solwerem. Różnice w czasie wykonania, dokładności obliczeń, ilości potrzebnej pamięci ram są bardzo duże pomiędzy różnymi metodami, dlatego zawsze warto wykonać próby we własnym zakresie. W zależności od użytej metody obliczeniowej możliwości wizualizacji danych w ramach jednego programu mogą się różnić. Podobnie ten sam algorytm w dwu różnych pakietach programów może umożliwiać inne sposoby wizualizacji danych, mimo że metoda obliczeń w obu pakietach będzie taka sama. Często producenci chwają się, że ich pakiet obsługuje obliczenia za pomocą kart graficznych. W tym momencie należy zawsze sprawdzić konkretnie, jaki solwer, jaka karta graficzna oraz jaka licencja jest wymagana, aby nasze obliczenia rzeczywiście zostały przyspieszone. Dobrze jest sprawdzić przed zakupem karty graficznej, jaki rozmiar w pamięci VRAM będą zajmowały nasze obliczenia, gdyż w przypadku, gdy tej pamięci zabraknie, część obliczeń zostanie wykonana na procesorze. Implementacje obliczeń GPU w różnych pakietach są na różnym poziomie technicznym. Przykładowo, program CST Microwave Studio bardzo dobrze radzi sobie z rozkładaniem obliczeń pomiędzy kilka kart graficznych w przypadku solwera „time domain” oraz „particle-in-cell”, kiedy natomiast pakiet Feko dla solwera MoM, mimo że producent deklaruje użycie kart graficznych, takiej możliwości w praktyce nie udało się potwierdzić. Najczęściej stosowane obecnie metody obliczeniowe to:

- metoda różnic skończonych (ang. „*finite difference method*” – FDM); metoda różnic skończonych w dziedzinie czasu (ang. „*finite difference time domain*” – FDTD);
- metoda momentów (ang. „*method of moments*” – MoM) + algorytm „Multilevel fast multipole method” (MLFMM);

- metoda całki skończonej (ang. „*finite integral technique*” – FIT);
- metoda elementów skończonych (ang. „*finite element method*” – FEM).

Często stosowaną metodą dla średniego rozmiaru problemów jest metoda czasowa FDTD. Nie wymaga ogromnych ilości pamięci i umożliwia obserwację zmian pola elektromagnetycznego w dziedzinie czasu. Dla porównania metoda FEM użyta w dziedzinie czasu wymagałaby ogromnej ilości pamięci oraz mocy obliczeniowej. Sytuacja zmienia się wraz z rozwojem komputerów, jednak mimo coraz lepszych parametrów, nic nie przyspiesza procesu projektowego tak, jak świadome użycie stosownych algorytmów na etapie projektowym. Jeśli na początku prac dokładność nie jest istotna, a liczy się zgrubne dopasowanie elementów i weryfikacja założeń, nie ma sensu stosować bardzo dokładnych metod. W końcowym etapie projektowania warto natomiast zweryfikować obliczenia metodą bardziej dokładną. Moc obliczeniowa komputera nie zastąpi tutaj intuicji i wiedzy inżynierskiej projektanta. Należy przeprowadzić kilka prób dla danego zagadnienia projektowego z użyciem różnych algorytmów i zweryfikować, który jest dla nas odpowiedni.

Ogólna strategia w symulacjach żyrotronowych

Algorytm symulacji żyrotronowych, niezależnie od wybranej metody numerycznej, jest zwykle taki sam. Etap projektowy można podzielić na dwa etapy: pierwszy dotyczy projektu działu elektromagnetycznego, trajektorii elektronów w zewnętrznym polu magnetycznym od działu do kolektora, a drugi symulacji rezonatora, w tym wymiany energii pomiędzy elektronami, a polem elektrycznym w rezonatorze – czyli symulacji w zimnym rezonatorze „*Cold-cavity*” oraz w gorącym rezonatorze z uwzględnieniem strumienia elektronów „*Self-Consistent*”.

Symulacja działu elektronowego (MIG)

Standardowa procedura projektowania działu elektronowego (ang. „*magnetron injection gun*” – MIG) obejmuje:

1. Wprowadzenie danych początkowych, takich jak: parametry żyrotronu, parametry działu, rozmiary rezonatora, rozkład zewnętrznego pola magnetycznego, wartości potencjałów, wybór użytej metody, liczba elektronów użytych w symulacji itd.
2. Analizę geometrii działu, tunelu dolotowego, rezonatora oraz kolektora. Ustawienie warunków brzegowych, wybranie sposobu generowania siat-

ki obliczeniowej, w zależności od dostępnego komputera. W tym momencie program może rozwiązać zadania „Self-consistent”, tj.:

- rozwiązanie równania Laplace’a jedną z metod numerycznych (FDM, FEM itd.);
- obliczenie gęstości powierzchniowej prądu emitera (zazwyczaj pierścieniowego), można użyć wiele modeli rozkładu elektronów oraz powierzchni [68];
- obliczenie trajektorii dla każdego symulowanego elektronu oraz całkowanie ich równania ruchu;
- obliczenie gęstości rozkładu ładunku przestrzennego przy użyciu metody PIC (ang. „*particle-in-cell*”) oraz umieszczenie go w określonych punktach siatki przy użyciu odpowiedniego algorytmu (np. ang. „*Area Weidghted Algorithm*”);
- podstawienie obliczonego rozkładu ładunku do równania Poissona.

3. W ostatnim kroku otrzymane dane są przetwarzane w celu wizualizacji.

Po wykonaniu obliczeń działu elektronowego otrzymuje się następujące informacje:

- rozkład pola elektrycznego;
- rozkład prądu elektronowego na całej trasie ruchu elektronów;
- pęd oraz trajektoria lotu elektronów;
- rozkład ładunku przestrzennego generowanego przez strumień elektronów.

Wyniki można przedstawić na wiele sposobów, np. jako wykresy, tabele, rozkłady ciepła, animacje, wizualizacje trójwymiarowe.

Symulacja rezonatora

Główne kroki niezbędne do zaprojektowania rezonatora to:

1. Wybór modu oraz częstotliwości pracy żyrotronu zadecyduje o następujących parametrach:
 - geometria rezonatora;
 - stożek wejściowy i wyjściowy;
 - profil i natężenie pola magnetycznego w obszarze rezonatora.

2. Decyzja w kwestii mocy wyjściowej pozwoli ustalić dwa parametry:
 - wartość prądu elektronów;
 - sprawność – jeśli dla danego modu nie da się osiągnąć oczekiwanej sprawności należy wrócić do początku projektu i wybrać inny mod.
3. Projekt geometrii działa elektronowego z uwzględnieniem wymaganego prądu elektronów.
4. Obliczanie finalnej sprawności.
5. Projektowanie kolektora pod względem wymagań dotyczących mocy, jaką musi przyjąć i rozproszyć, a także odzysku energii (ang. „*depressed collector*”).

Projektowanie rezonatora wymaga wykonania trzech symulacji:

- kod wykorzystujący wartość własną modu „*eigenmode solver*” (ang.);
- kod śledzenie cząstek (ang. „*particle tracking*”);
- kod cząstka w komórce (ang. „*particle in cell solver*” – PIC).

Kod wyliczający wartości własne struktury rezonatora pozwala wyliczyć częstotliwości rezonansowe oraz rozkłady pola elektromagnetycznego, na podstawie których można wydedukować, jaki jest to mod pracy. Tu można skorzystać z dwóch metod: „*Advanced Krylov Subspace*” (AKS) (ang.) oraz metody Jacobiego-Davidsona (JDM). Kod AKS znajduje częstotliwości rezonansowe, używając predefiniowanych wartości częstotliwości wygenerowanych z określonym odstępem, w odróżnieniu od kodu JDM, który nie ogranicza przeszukiwanego obszaru częstotliwości, ale wymaga więcej czasu na znalezienie rozwiązań.

Następnie kod śledzący cząstki jest używany w celu znalezienia trajektorii elektronów w zewnętrznym polu magnetycznym B_0 .

Ostatnim krokiem jest użycie metody PIC, która symuluje elektrony emitowane z powierzchni działa i poruszające się w polu magnetycznym. Dla uproszczenia symulacji często przyjmuje się, że elektrony są emitowane z powierzchni prostopadłej do osi żyrotronu i umieszczonej tak, by przylegała do stożka wejściowego rezonatora (czyli pomija się emisję z działa i kanał dolotowy). Powierzchnia emisji musi być dobrana tak, aby symulowała faktyczny rozkład przestrzenny elektronów lecących od działa elektronowego. Podczas symulacji metodą PIC wykorzystuje się wyniki otrzymane w uprzed-

nich symulacjach, takie jak rozkład pola magnetycznego oraz częstotliwość pracy rezonatora.

Proces projektowania w pełni działającego rezonatora można podzielić na kilka kroków. Każdy z kroków składa się z trzech wyżej wymienionych symulacji. Kroki potrzebne do zaprojektowania kompletnego rezonatora to:

1. Rezonator zamodelowany jako fragment prostokątnego falowodu (wszystkie warunki brzegowe ustawione jako $E_t = 0$).
2. Prosty model rezonatora, składający się z dwóch równoległych płyt (warunki brzegowe w kierunku $\pm X$ zmienione na porty).
3. Dodanie zagięcia rezonatora płaskiego na wejściu i wyjściu – zmiana impedancji w celu stworzenia zwierciadeł odbijających falę elektromagnetyczną.
4. Warunki brzegowe emisji wyliczone dla portów falowodowych.

Następnie należy zoptymalizować projekt poprzez optymalizację następujących wartości:

- długości rezonatora;
- długości zagięcia wejściowego i wyjściowego;
- szerokości wiązki elektronów.

Obliczenie powyższych kroków pozwala uzyskać dane niezbędne do konstrukcji urządzenia.

Symulacje pozostałych komponentów i zależności

Dwa najistotniejsze komponenty wymagające rozległych symulacji to rezonator oraz działo elektronowe, jednak warto wspomnieć o wielu innych symulacjach, które trzeba wykonać w celu zaprojektowania całego żyrotronu. Są to:

1. Symulacje termiczno-mechaniczne dotyczące obciążeń i deformacji poszczególnych komponentów. W żyrotronie występują ogromne pola magnetyczne, a także wydzielają duże ilości ciepła.
2. Symulacje tunelu łączącego działo i rezonator, dotyczące ewentualnych, niepożądanych interakcji elektronów z falami elektromagnetycznymi różnego niepożądanego pochodzenia; głównie jest to energia częściowo przenikająca lub cofająca się z rezonatora. Stożek wejściowy nie jest idealnym

zwierciadłem w całości odbijającym energię, szczególne, że może to być energia modów pasożytniczych lub innego rodzaju, dla których zmiana impedancji nie będzie wystarczająca, aby została odbita w całości. Interakcje elektronów z falą EM przed rezonatorem jest bardzo niekorzystna, gdyż psuje parametry pracy żyrotronu.

3. Symulacje kolektora dotyczące rozpraszania i częściowego odzysku energii. Na tym etapie projektuje się kolektor o obniżonym potencjale lub wielostopniowy, a także układ przemiatania elektronów, tak aby rozprzyszyć je możliwie równomiernie po całej powierzchni kolektora (aby nie uszkodzić kolektora z powodu koncentracji mocy w jednym punkcie).
4. Symulacje układu zasilania. W żyrotronie niezbędne napięcie sięga wartości od kilku kilowoltów do kilkudziesięciu kilowoltów przy prądach od dziesiątek miliamperów do kilku amperów. Jest nietrywialnym zadaniem budowa zasilacza oraz doprowadzenie tak wysokich napięć do działu żyrotronowego. Zasilanie żyrotronu i zasilanie magnesu są obecnie głównymi źródłami niestabilności mocy i częstotliwości wyjściowej urządzenia, dlatego tak ważne jest, aby zasilacz był jak najlepszej jakości.
5. Symulacje głównego magnesu, wyliczenie profilu pola magnetycznego jest niezbędne do wykonania jakichkolwiek innych symulacji.
6. Symulacje systemu zasilania i chłodzenia głównego magnesu, a także symulacje mechaniczne. Przy tak dużych polach magnetycznych wszystkie wymienione zagadnienia są bardzo skomplikowane, dlatego obliczenia numeryczne są konieczne.
7. System chłodzenia żyrotronu. Urządzenie, w zależności od mocy, wymaga chłodzenia w kilku miejscach. Są to przede wszystkim rezonator i kolektor, ale w niektórych przypadkach również dział elektromagnetyczny, tunel dolotowy oraz kwazioptyczny system zwierciadeł wyprowadzających energię mikrofalową.
8. Symulacje kwazioptycznego układu zwierciadeł wyprowadzających energię i konwertujących rozkład pola EM do wiązki gausowskiej.

7. Żyrottron jako przestrajalne i stabilne źródło wysokiej częstotliwości oraz mocy

Kacper Nowak

W wielu zastosowaniach duża moc wyjściowa nie jest wystarczającym czynnikiem, aby źródło dało się wykorzystać. W celu rozszerzenia zakresu możliwych zastosowań żyrottronów dużą uwagę poświęca się stabilności długoterminowej mocy oraz częstotliwości, a także możliwości przestrajania częstotliwości pracy żyrottronu. Żyrottrony o wysokiej stabilności są użytkowane przez grupy zajmujące się spektroskopią DNP-NMR, EPR oraz diagnostyką plazmy. Posiadają duży potencjał we wszelkich zastosowaniach wymagających źródła mikrofalowego, umożliwiającego przestrajanie oraz cechującego się stabilnością, takich jak np. technika radarowa.

Eksperyment NMR

Eksperyment DNP-NMR (ang. „*dynamic nuclear polarization*” i „*nuclear magnetic resonance*”) to technika spektroskopowa pozwalająca na polepszeniu stosunku sygnał–szum w klasycznym pomiarze NMR. Wachlarz zastosowań obejmuje chemię, medycynę, biologię i fizykę materiałową, ponieważ ten rodzaj spektroskopii dostarcza informacji o strukturze cząsteczkowej badanej substancji na poziomie atomowym. Inne częste zastosowania to analiza strukturalna molekuł, biomolekuł, białek, kwasów RNA, DNA, nauka materiałowa. Mniej popularne zastosowania w żywieniu (do analizy składu, pomiaru właściwości psycho-chemicznych), do analizy substancji narkotycznych, wykrywanie raka, w medycynie spersonalizowanej.

Pomiar NMR jest bardzo czasochłonny, dlatego stosuje się wiele technik, aby obejść tę niedogodność, a tym samym zwiększyć użyteczność metody. Są metody programowe, takie jak głębokie uczenie (ang. „*deep learning*”), polegające na częściowym „zgadywaniu” widma substancji na podstawie zebranych już danych lub odszumianiu widma, przewidywania przesunięcia pików absorpcyjnych oraz automatycznego wykrywania pików.

Kluczowa dla poprawy siły sygnału, a tym samym skrócenia czasu pomiaru, jest technika DNP. Polega ona na wykorzystaniu fizycznego zjawiska transferu polaryzacji z hiperspolaryzowanych elektronów do jądra atomowego.

Metoda ta wymaga specjalnego sprzętu, jest kosztowna, ale daje znakomite wyniki w stosunku do klasycznego NMR. Hiperpolaryzacji elektronów można dokonać poprzez oświetlanie próbki silną wiązką mikrofalową, a częstotliwość fali jest w zakresie pracy żyrottronów. Wymagana moc i częstotliwość pracy czyni żyrottron znakomitym źródłem, jednak wymagania co do stabilności stanowią wyzwanie dla projektantów.

Mechanizm NMR

Technika NMR znajduje zastosowanie wszędzie tam, gdzie próbka zawiera cząstki posiadające spin. Każda poruszająca się i naładowana cząstka posiada pole magnetyczne dookoła, co oznacza, że tworzy się dipol magnetyczny. Moment magnetyczny μ jądra jest związany z momentem kątowym spinu. W klasycznej teorii jest to wyrażone równaniem $\mu = \gamma I$, gdzie I to kątowy moment kwantowy, czyli spin, a γ – stała proporcjonalności – współczynnik żyromagnetyczny. Każdy dipol magnetyczny umieszczony w silnym, zewnętrznym polu magnetycznym będzie doświadczał precesji Larmora i będzie obracał się wokół linii magnetycznych. Jednak klasyczną teorię trzeba rozszerzyć o mechanikę kwantową, aby wyjaśnić zjawisko NMR.

W teorii mechaniki kwantowej kątowy moment wewnętrzny (nuklearny) jest skwantowany:

$$P = \hbar \sqrt{I(I+1)} \quad (7.1)$$

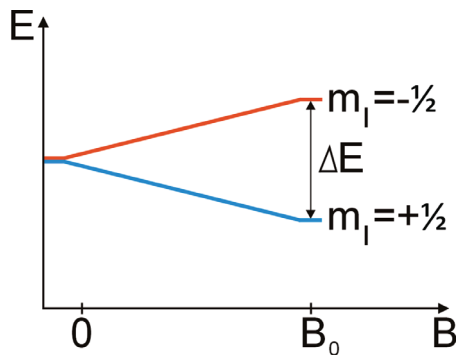
gdzie $\hbar$ to zredukowana stała Plancka, I – liczba spinowa.

Liczba spinowa przyjmuje wartości $I=0, 1/2, 1, 3/2, 2, \dots, 7$. Jest to własność danej cząsteczki i stąd wynika kwantyzacja wartości. Różnica w poziomach energii pomiędzy spinowymi stanami rezonansowymi jest proporcjonalna do siły zewnętrznego pola magnetycznego B_0 i zdefiniowana równaniem:

$$\Delta E = \gamma \hbar B_0 \quad (7.2)$$

gdzie $m_I = -I, -I+1, \dots, I-1, -I$ jest w przedziale $\langle -I, +I \rangle$, co definiuje magnetyczną liczbę kwantową. Dla cząstki 1H mamy $I = \frac{1}{2}$, a zatem dwa

możliwe spiny $m_I = (+\frac{1}{2} \text{ oraz } -\frac{1}{2})$. Ten przypadek został pokazany na rysunku 7.1.



Rys. 7.1. Poziomy energetyczne dla spinów $m_l = -1/2$ i $m_l = +1/2$

W eksperymencie NMR silne pole magnetyczne B_0 jest dostarczane przez magnes nadprzewodzący, natomiast słabe pole polaryzujące B_1 jest dostarczane za pomocą wiązki o częstotliwości radiowej RF. Częstka pochłania energię mikrofalową, zmieniając swoje stany energetyczne. Populacja energetyczna cząsteczek jest nie zrównoważona, więc po ustaniu impulsu mikrofalowego można obserwować powrót do stanu równowagi energetycznej. To jest właśnie odpowiedź NMR próbki, która jest rejestrowana przez aparaturę. Są to jednak bardzo słabe sygnały, które wymagają użycia czułych odborników RF i powtarzania kilkakrotnie eksperymentu w celu poprawy stosunku sygnał–szum (SNR). Dodatkowo poprawa SNR następuje według zależności $\sqrt{N}$, gdzie N to liczba powtórzeń pomiaru.

O czułości pomiaru decyduje różnica stanów energetycznych, wyrażonych równaniem (7.2), ponieważ od tego zależy populacja poszczególnych spinów. Zatem SNR jest proporcjonalny do polaryzowalności badanej substancji, która wyliczana jest z prawa Boltzmanna w stanie równowagi termicznej:

$$P = \frac{n_\beta - n_\alpha}{n_\beta + n_\alpha} = \tanh\left(\frac{\gamma\hbar B_0}{2k_B T}\right) \quad (7.3)$$

gdzie n_α i n_β to populacja stanów spinowych, T – temperatura w Kelwinach.

Równanie (7.3) ujawnia ograniczenia spektroskopii NMR. Najsilniejszy na świecie spektrometr NMR 1,5 GHz jest zainstalowany w Amerykańskim Narodowym Laboratorium Silnych Pól Magnetycznych. Zgodnie z równaniem (7.4) dla cząsteczki protonu 1H i częstotliwości 1,5 GHz wymagane jest

pole magnetyczne $B_0 = 35,23T$, a nawet tak potężne urządzenie pozwala na uzyskanie jedynie polaryzacji o wartości 0,0122% w temperaturze pokojowej (7.3).

Podsumowując, stosunek sygnał–szum jest proporcjonalny do polaryzowalności $SNR \sim P$ i może być poprawiony przez zastosowanie silniejszego pola magnetycznego lub obniżenie temperatury. Współczynnik żyromagnetyczny jest własnością cząstki i nie może być zmieniony.

Technika DNP

Technika DNP polega na wykorzystaniu faktu, że polaryzowalność elektronów otaczających cząstkę jest znacznie większa, a spiny spolaryzowanych elektronów są przekazywane spinom nuklearnym. Mechanizm przekazywania energii jest różny i bardzo złożony: „*Solid Effect*” (SE) (ang.), „*Overhauser Enhancement*” (OE) (ang.), „*Cross Effect*” (CE) (ang.), „*Thermal Mixing*” (TM) (ang.) [69]–[72]. Mechanizmy te mogą występować pojedynczo lub równocześnie może działać kilka z nich.

Niezależnie od fizyki stojącej za mechanizmem DNP, istotą pomiaru jest spolaryzowanie elektronów za pomocą fali mikrofalowej, sub-terahercowej. Wymaganą częstotliwość promieniowania polaryzującego można wyliczyć, używając równania, które w mechanice kwantowej przyjmuje postać:

$$\omega_L = \frac{eB_0}{2m} g = |\gamma| B_0 \quad (7.4)$$

gdzie e – ładunek jednostkowy, m – masa cząsteczki, g – bezwymiarowy moment magnetyczny.

Rozpatrując najsilniejszy, dostępny obecnie na świecie spektrometr NMR, otrzymamy $B_0 = 35.23 \text{ T}$ i częstotliwość Lamora dla protonów

$$f_{Lp} = \frac{\omega_{Lp}}{2\pi} = 1.5 \text{ GHz}, \text{ a dla elektronów } f_{Le} = \frac{\omega_{Le}}{2\pi} = 987 \text{ GHz. Aby spolary-}$$

zować protony sygnał RF może być łatwo wygenerowany w sposób elektroniczny, ale w przypadku polaryzowania elektronów częstotliwość prawie 1 T jest niedostępna dla dzisiejszej elektroniki. Lampy fali wstecznej (ang. „*backward wave oscillator*” – BWO) lub lampy o przedłużonej interakcji (ang. „*extended interaction oscillator*” – EIO) działają, wykorzystując delikatne i powolne struktury fali, dlatego mają ograniczony czas życia przy wysokich mocach wyjściowych, które są niezbędne do eksperymentu DNP. Z tego względu urządzenia klasy CRM (ang. „*cyclotron resonance maser*”) – w tym żyrotro-

ny – są najrozsądniejszym wyborem, jeśli chodzi o źródło mikrofal z zakresu częstotliwości 100–1000 GHz przy mocy wyjściowej 10–15 W.

Spin elektronu ma znacznie większy współczynnik polaryzacji, ponieważ moment żyromagnetyczny elektronu jest znacznie większy niż jądra czy protonu, a jak wcześniej pokazano $\text{SNR} \sim P$. Współczynnik żyromagnetyczny cząsteczki lub systemu określa się jako moment magnetyczny przez jego moment kątowy. Dla porównania protonu i elektronu:

$$\frac{\gamma_p}{2\pi} \approx 43 \left[\frac{\text{MHz}}{\text{T}} \right], \frac{\gamma_e}{2\pi} \approx 28 \left[\frac{\text{GHz}}{\text{T}} \right], \frac{\gamma_e}{\gamma_p} \approx 658 \quad (7.5)$$

Równanie (7.5) definiuje maksymalny, teoretyczny zysk, jaki można otrzymać stosując technikę DNP [70], [73]. Następnie, korzystając z równania (7.3), w temperaturze 23°C i dla $B_0=35,23$ T polaryzacja protonu wynosi $P_p=0,0122\%$, kiedy dla elektronu jest to $P_e=8,0076\%$. Eksperymenty opublikowane w literaturze pokazują, że rzeczywisty zysk wynosi: ≈ 80 dla 284 DNP-NMR (przy zredukowanym szumie termicznym poprzez obniżenie temperatury do 90 K) [74], ≈ 60 dla 400 MHz DNP-NMR, ≈ 50 dla 500 MHz DNP-NMR [75] i ≈ 30 dla 700 MHz DNP-NMR. Z tego względu technika DNP jest tak ważna, co uzasadnia ważność rozwijania techniki żyrottronów wysokiej częstotliwości.

Budowa żyrottronów przestrajalnych

Kilka warunków musi spełniać żyrottron, aby mógł być uznany za źródło o wysokiej stabilności, wystarczającej do wymagających eksperymentów, taki jak spektroskopia DNP. Są to:

- określona częstotliwość pracy: 260, 390, 460, 520, 650 GHz i więcej;
- moc wyjściowa na poziomie 10–100 W;
- minimalna stabilność częstotliwości 10^{-5} , stabilność mocy wyjściowej na poziomie 1%;
- duża czystość spektralna;
- niezawodne działanie liczone w dniach, czyli stabilność długoterminowa;
- przestrajanie częstotliwości (płynne strojenie) – pożądaný zakres ok. 1 GHz;
- skokowa zmiana częstotliwości pracy o duże wartości, aby umożliwić prowadzenie eksperymentu w różnych konfiguracjach, jest cechą pożądaną, ale nie niezbędną;

- jak szybko urządzenie jest gotowe do pracy po włączeniu, automatyczny start żyrotronu – te czynniki decydują o użyteczności.

Dla dokładności pomiaru najistotniejsze są stabilność częstotliwości i mocy oraz przestrzajanie częstotliwości, dlatego głównie na tym skupiają się badacze. Istnieją trzy podstawowe sposoby przestrzajania częstotliwości pracy żyrotronu i wynikają ze sposobu działania urządzenia:

- zmiana napięcia katody;
- zmiana napięcia anody;
- zmiana wartości pola magnetycznego.

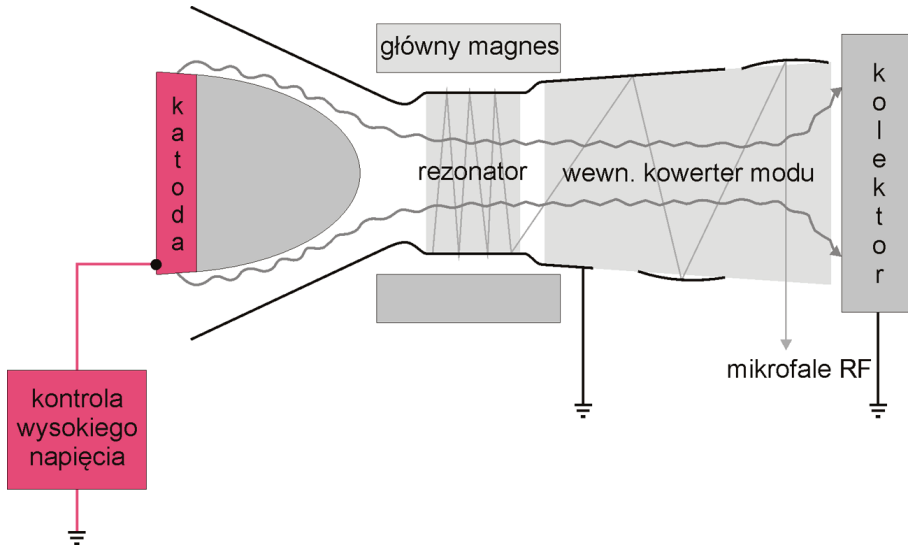
W literaturze można odnaleźć dwie interesujące metody, które zostały zaproponowane, ale nie są powszechnie stosowane:

- zmiana temperatury rezonatora – zmienia się rozmiar komory rezonatora;
- przesuwana wkładka w żyrotronie cylindrycznym, umieszczona w osi urządzenia, tak jak przewód koncentryczny.

W wyniku połączenia powyższych wymagań, trzeba znaleźć kompromis. (podobne), więc podczas zmiany modu pracy uzyskuje się płynne przestrzajanie. Wysokie mody mają bardzo podobne częstotliwości (wartości własne są częstotliwości, a także mniejsze straty omowe, gdyż rozkład energii jest dalszy od ścianek rezonatora. W niskonapięciowych żyrotronach dłuższy rezonator jest niezbędny, ponieważ elektrony są słabo relatywistyczne; trzeba więc wydłużyć czas interakcji elektronów z polem RF. Dłuższy rezonator powoduje zwiększenie strat omowych, ponieważ fala przebywa dłuższy dystans wewnątrz rezonatora. Każde odbicie fali od ścianek rozprasza energię. Z drugiej strony, dłuższy rezonator wpływa na płynniejsze przestrzajanie częstotliwości (odległość między kolejnymi modami jest mniejsza).

Kolejną kwestią jest wysoka częstotliwość pracy. Aby żyrotron pracował w zakresie THz, niezbędna jest praca na drugiej lub trzeciej harmonicznej. Niezbędna wartość pola magnetycznego jest nadal bardzo wysoka, jednak osiągalna przy użyciu magnesów nadprzewodzących. Rezultatem pracy na harmonicznych jest drastyczny spadek sprawności i zawężenie zakresu przestrzajania częstotliwości żyrotronu; jest to jednak zakres na tyle szeroki, że nadal żyrotron pozostaje najlepszym źródłem promieniowania dla eksperymentu DNP.

Napięcie katody – przestrajanie częstotliwości



Rys. 7.2. Modulacja poprzez zmianę napięcia katody

Modulacja częstotliwości oraz modulacja mocy są bardzo przydatne, aby rozszerzyć możliwość stosowania żyrotronów w telekomunikacji i pomiarach naukowych. Szybkie modulowanie częstotliwości poprzez zmianę napięcia katody zostało opisane teoretycznie i zweryfikowane eksperymentalnie w pracy [76]. Poprzez zmianę napięcia katody V_c (napięcia nadającego prędkość początkową elektronom) prędkość strumienia elektronów jest modulowana, co w rezultacie zmienia ich masę, a co za tym idzie częstotliwość cyklotronową. Uzyskana została modulacja o częstotliwości 20 MHz, ze sprawnością $\frac{\Delta f}{\Delta V_c} = 0.25 \frac{\text{MHz}}{\text{V}}$. Czynnikiem ograniczającym częstotliwość pracy jest dobroć rezonatora Q [77].

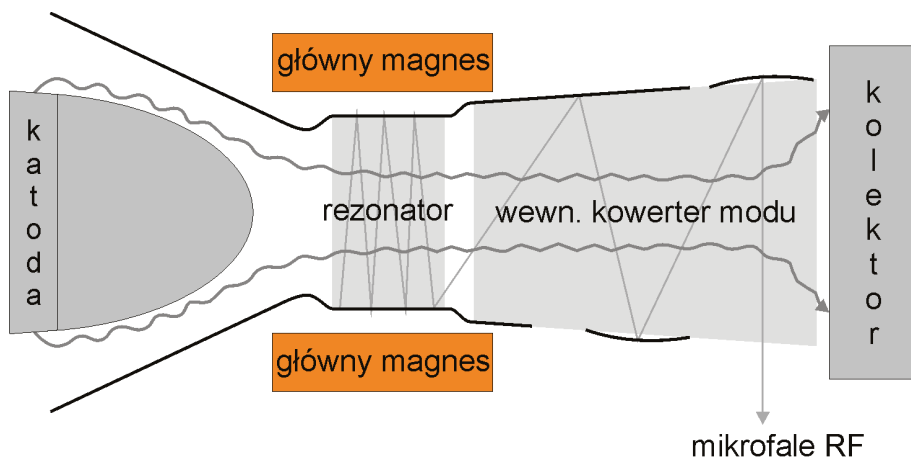
Modulacja częstotliwości z dużą prędkością została zademonstrowana dla 460 GHz żyrotroonu w pracy [78]. W tym przypadku modulowano katodę z częstotliwością $f_m < 10$ kHz i napięciem $\delta V_c = 1$ kV mierzona pik-pik, co spowodowało modulację promieniowania RF $\delta f = 53$ MHz na częstotliwości nośnej $f = 460$ GHz. Dalszy wzrost modulacji jest ograniczony przez efekt ciągnięcia częstotliwości (ang. „frequency pulling”). Autorzy zweryfikowali, że żyrottron nie potrafi podążać za częstotliwością modulacji f_m większą niż 20 kHz, ponieważ wyjściowa częstotliwość modulacji zaczyna

maleć. Z eksperymentu wynika, że wpływ amplitudy modulującej wynosi 50 MHz/kV. Szybka modulacja napięciem katody pozwala wykorzystać algorytm stabilizacji PID do stabilizacji częstotliwości żyrotronu.

W artykule [79] opisano przestrajanie częstotliwości poprzez zmianę napięcia katody przy stałych pozostałych parametrach pracy. Częstotliwość mierzono za pomocą detekcji heterodynowej oraz poprzez obniżenie częstotliwości za pomocą miksera do 16 harmonicznej. Osiągnięto zmianę częstotliwości pracy o 0,8 GHz przy zmianie napięcia katody o 3,7 kV, co prowadzi do wniosku, że dany żyrotron posiada czułość strojenia 216 MHz/kV.

W pracy [40] wykonano studia teoretyczne na temat terahercowego żyrotronu, pracującego przy ultra niskim napięciu katody. Urządzenie dało się przestroić o 10,7 GHz przy częstotliwości pracy 330 GHz poprzez zmianę napięcia katody w zakresie $\langle 0,3-0,8 \rangle$ kV. Głównym minusem obniżenie napięcia katody jest osłabienie sprzężenia między elektronami a polem RF, przez co spada sprawność. Jednak dla żyrotronu o mocy kilku watów nie stanowi to istotnego problemu.

Pole magnetyczne – przestrajanie częstotliwości



Rys. 7.3. Modulacja poprzez zmianę pola magnetycznego

Przestrajanie częstotliwości za pomocą pola magnetycznego można wykonać na dwa sposoby. Pierwszy zakłada zmianę krokową i w takim wypadku żyrotron przeskakuje z jednej częstotliwości dyskretnej na następną. Wokół każdej częstotliwości dyskretnej istnieje wąski obszar, gdzie obserwowane jest płynne przestrajanie częstotliwości. Drugi sposób to płynne przestrajanie, szczególnie pożądane w zastosowaniach spektroskopowych. Taki sposób można osiągnąć,

tak projektując rezonator, aby częstotliwości pracy kolejnych modów były blisko siebie. Typowy zakres przestrajania płynnego dla jednomodowej pracy wynosi 3,3 GHz [43], [80]–[85]. Głównym ograniczeniem tego sposobu przestrajania jest wolny czas reakcji magnesu kriogenicznego oraz efekt naskórkowy występujący na obudowie. Ta metoda pozwala przestajać żyrottron w szerokim zakresie, jednak nie nadaje się do stabilizacji ze względu na niski czas reakcji.

W celu uzyskania bardzo szerokiego zakresu zastosowania autorzy pracy [86] opisują żyrottron przestrajany krokowo w szerokim zakresie. Przestajanie odbywa się skokowo w zakresie 150–300 GHz na pierwszej harmonicznej oraz 300–600 GHz na drugiej harmonicznej. Opisany żyrottron ma rezonator o średnicy 3 mm. W normalnych warunkach napięcie katody wynosi 10 kV, a prąd 50 mA, co pozwala uzyskać moc wyjściową 20 W dla pierwszej oraz kilkaset mW dla drugiej harmonicznej. Autorzy skupiają się na problemie współzawodnictwa modów, gdyż jest to główna kwestia wymagająca rozwiązania podczas pracy na wyższych harmonicznych.

Praca z modami wysokiego rzędu i przestajanie z pomocą pola magnetycznego pozwala uzyskać szeroki zakres płynnego przestrajania, ponieważ wartości własne modów są zbliżone, co oznacza, że mody znajdują się blisko siebie na osi częstotliwości [87]. W szczególności dla modów $TE_{m,n,k}$, zmieniając parametr k , można uzyskać bardzo płynną zmianę częstotliwości. W takim wypadku rezonator musi być względnie długi i często stosuje się taki lekko stożkowy, a nie cylindryczny. Powstała i została opisana w literaturze seria żyrottronów przestrajalnych, wykorzystujących tę metodę, zbudowanych przez różne grupy żyrottronowe: grupę z MIT [43], [80], [83], [88], [89], grupę z Fukui [81], [90]–[92], CRPP-EPFL ze Szwajcarii [93]–[96], grupę KIT z Niemiec [97], [98] i grupę z Niżnego Nowogrodu, współpracującą z producentem Rosyjskim GYCOM [99]–[101].

W publikacji [88] autorzy opisują żyrottron płynnie przestrajany w zakresie 2 GHz, pracujący na częstotliwości 247 GHz. Zmiana częstotliwości odbywa się poprzez zmianę pola magnetycznego w przedziale $\langle 0,3-0,8 \rangle$ T. Autorzy skupiają uwagę na analizie płynności przejść pomiędzy modami wysokich rzędów. Teoria liniowa oraz kod „MAGY”, a także wyniki eksperymentalne zostały porównane dla modu $TE_{5,2,k}$. Artykuł zakończono wnioskiem, że projekt rezonatora jest kluczowy dla uzyskania płynnych przejść pomiędzy sąsiednimi modami i nadal jest sporo do zrobienia w tej kwestii.

Żyrottron FU CW II został zaprojektowany do pracy na drugiej harmonicznej 394,6 GHz z mocą 32 W, aby spełnić wymagania protonowego DNP-NMR 600 MHz. Dodatkowe trzy cewki zainstalowane w obszarze działa pozwalają optymalizować prowadzenie strumienia elektronów, a także przestajać pole

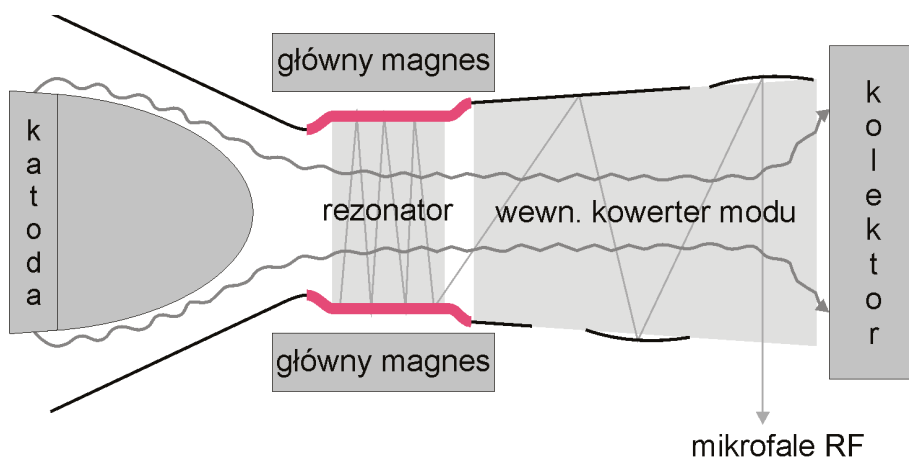
magnetyczne w zakresie $\langle 4-8 \rangle$ T. Na wyjściu żyrotronu zamontowany został filtr górnoprzepustowy w postaci cienkiego, cylindrycznego falowodu o średnicy 0,7 mm, aby wyostrzyć linię spektralną pola RF. W kolejnym żyrotronie FU CW III wykorzystano pracę na drugiej harmonicznej, aby uzyskać częstotliwość maksymalną 1 THz. Główną trudnością w uzyskaniu mocy 30 W dla częstotliwości 1 THz jest potrzeba wytworzenia pola magnetycznego o wartości 20 T, a także zasilenia działa napięciem 30 kV i prądem 1 A.

Większość żyrotronów przestrajalnych posiada względnie długie rezonatory, aby zapewnić możliwie płynną zmianę częstotliwości podczas przesłakiwania po kolejnych modach poosiowych. Minusem długiego rezonatora jest to, że maleje moc, wraz ze wzrostem osiowego indeksu modu, jako konsekwencja większego rozrzutu prędkości między elektronami. Z drugiej strony skrócenie rezonatora poniżej długości zapewniającej maksymalną sprawność powoduje zmniejszenie wpływu rozrzutu prędkości elektronów, ponieważ czas, jaki elektrony mają na rozszczepienie (ang. „*debunching*”) jest krótszy. Jednak minusem jest to, że przy krótszym rezonatorze trzeba zwiększyć prąd strumienia elektronów, aby przekroczyć minimalny prąd startowy dla modów wysokiego rzędu. Redukując rząd modu, można uzyskać poprawny zakres przestrajalności [101]. W tym artykule autorzy rozważają jak wpływa rozrzut prędkości elektronów na częstotliwość i moc wyjściową. Badania są prowadzone dla 0,2 THz żyrotronu o krótkim rezonatorze.

Płynnie przestrajalny żyrotron pracujący w stanie gyro-BWO (ang. „*Backward Wave Oscillator*”) został zweryfikowany eksperymentalnie w przedziale pracy $\langle 134-140 \rangle$ GHz, pracując w modzie $TE_{0,6,k}$, oraz symulacyjnie w przedziale $\langle 394-399 \rangle$ GHz i modzie $TE_{1,2,k}$ [102]. Przeprowadzono skalowalny eksperyment, używając żyrotronu FU IV. W ten sposób autorzy udowodnili koncepcję, w której fala wsteczna oddziałuje ze strumieniem elektronów. Zaobserwowano również elektroniczne sprzężenie zwrotne pomiędzy falą wsteczną i elektronami, co poskutkowało większą stabilnością częstotliwości. Autorzy omawiają to zjawisko w swoim artykule. W konsekwencji powyższego eksperymentu wykonano kolejną wersję żyrotronu FU CW IV, dedykowanego do eksperymentu 600 MHz DNP-NMR [81]. Urządzenie osiągnęło zakres przestrajania $\langle 394.65-396.27 \rangle$ GHz i moc wyjściową 10 W. Autorzy zwrócili uwagę, że niezbędna jest stabilizacja mocy poprzez pętlę sprzężenia zwrotnego, kontrolującą prąd elektronów, kiedy zmieniane jest pole magnetyczne. Z tego względu obniżono moc do 10 W, aby otrzymać tę samą moc dla wszystkich modów pracy.

W obszernym artykule [80] opisano żyrottron emitujący 460 GHz, który jest w stanie wygenerować moc 16 W, pracując na drugiej harmonicznej, i pozwala na płynne przestrajanie częstotliwości o 1 GHz; jest to około 20 razy więcej niż dla typowego żyrottronu o tych parametrach. Autorzy w swoim artykule rozważają również stabilność długoterminową urządzenia.

Zmiana rozmiaru rezonatora – przestrajanie częstotliwości



Rys. 7.4. Modułacja poprzez zmianę rozmiaru rezonatora

W pracy [103] opisano, że zmiana częstotliwości poprzez zmianę temperatury rezonatora w badanym żyrottronie wynosi $\sim 1 \frac{\text{MHz}}{^{\circ}\text{C}}$. Inna grupa podaje wartość

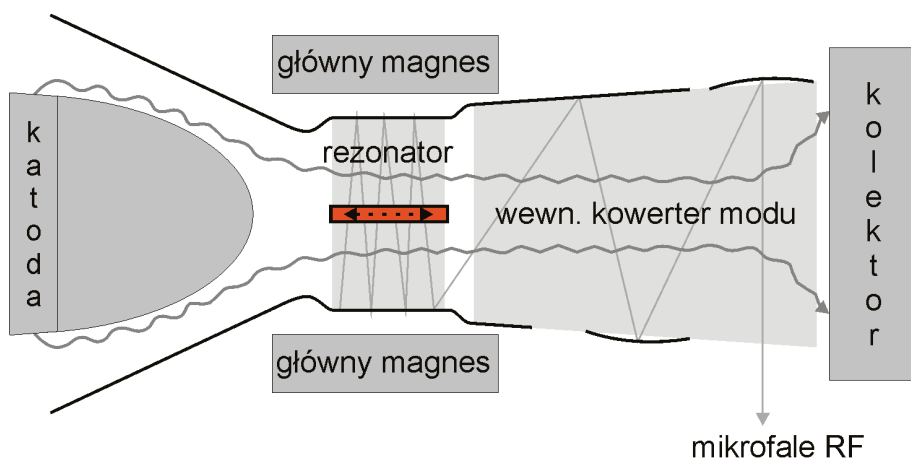
$\sim 2 \cdot \frac{\text{MHz}}{^{\circ}\text{C}}$ [104]. Zmiana temperatury powoduje zmianę rozmiarów

geometrycznych rezonatora, jak to pokazano na rysunku 7.4. Po zmianie temperatury rezonatora, kiedy zostanie osiągnięta równowaga termiczna, nie zauważono negatywnego wpływu tej metody na stabilność krótkoterminową. W przestrajalnym żyrottronie, który jest zaprojektowany tak, aby zmieniał mod pracy, efekt zmiany temperatury rezonatora należy brać pod uwagę, ponieważ wraz ze zmianą modu moc wyjściowa może zmienić się drastycznie, a w konsekwencji rezonator osiągnie nowy punkt równowagi termicznej. Dlatego świadome i kontrolowane przestrajanie termiczne jest dobrym sposobem na zapewnienie stabilności długoterminowej, która jest istotna w przypadku eksperymentu DNP-NMR. Metoda przestrajanie termicznego nie jest często stosowana, ale widzieć jej potencjał jako sposobu na precyzyjne dostrajanie częstotliwości pracy żyrottronu oraz kompensację zmian wywoła-

nych wariacją mocy wyjściowej urządzenia (np. na skutek przejścia na inny mod pracy). Największą zaletą tego podejścia jest fakt, że niemal każdy żyrotron posiada wbudowany układ chłodzący rezonator, zatem wystarczy do istniejącego urządzenia dołożyć sterowanie np. pompą chłodzącą, aby uzyskać układ regulacji. Nie jest potrzebna ingerencja w sam żyrotron, gdyż kontrola odbywa się poprzez regulację temperatury chłodziwa przepływającego przez ścianki rezonatora [104].

W artykule [105] zaprezentowano dwie interesujące koncepcje. Pierwsza to użycie tzw. sprytnych rezonatorów (ang. „*Smart Cavity*”). Są to rezonatory wykorzystujące w swojej konstrukcji materiały, których jedną lub więcej właściwość można kontrolować poprzez zewnętrzną stymulację. Przykładowym materiałem jest ceramika piezoelektryczna. Idea polega na zmianie kształtu lub wymiaru rezonatora podczas pracy urządzenia, wraz z równoczesną kontrolą pozostałych parametrów (pola magnetycznego, napięcia i prądu działa itd.). Jedna lub kilka części żyrotronu może być wykonanych z materiałów piezoelektrycznych, pomysłów konstrukcyjnych jest wiele. Co więcej, z elementów piezoelektrycznych można wykonać silniki liniowe lub obrotowe do przesuwania innych elementów żyrotronu znajdujących się wewnątrz próżniowej obudowy. Druga koncepcja zakłada wykonanie rezonatora z elastycznego materiału o kształcie eliptycznym. Autorzy dyskutują podstawy teoretyczne, a także prezentują wyniki działania kodu numerycznego, stworzonego na potrzeby rezonatora eliptycznego.

Przesuwana, wewnętrzna wkładka – przestrajanie częstotliwości

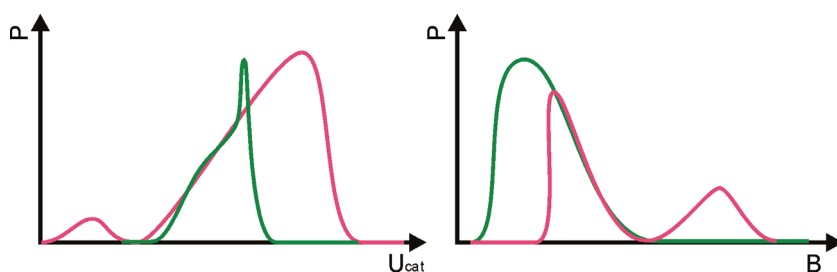


Rys. 7.5. Modułacja poprzez zmianę położenia ruchomej wkładki

Podłoże teoretyczne koncepcji przewodnika umieszczonego wewnątrz rezonatora w osi żyrotronu jest omówione w pracy [106]. Rezonator o takiej budowie zachowuje się jak linia koncentryczna. Numeryczne symulacje tego pomysłu zbadano w pracy [107]. Autorzy osiągnęli niemal 1 GHz zakresu przestrajanie w 140 GHz 1,5 MW żyrotrocie. Główna wada tego rozwiązania to trudność budowy i justowania takiego układu. W przypadku żyrotronów do DNP rozmiary rezonatora ze względu na wysoką częstotliwość pracy maleją do wielkości rzędu 1 mm średnicy, zatem tego pomysłu nie da się zastosować w żyrotrocie wysokich częstotliwości. Podobne podejście można zastosować do budowy generatora modu do testowania komponentów mikrofalowych na zimno (ang. „cold testing”). Częstotliwość rezonatora oraz generatora, a także współczynnik dobroci są identyczne. Główna różnica jest taka, że w generatorze modów trudniej wzbudzić pożądany mod, gdyż nie mamy możliwości selekcji modu poprzez dobór promienia strumienia elektronów. W generatorze do testów na zimno źródłem energii jest elektryczny generator. Z tego względu poprzez odpowiedni dobór wymiarów rezonatora dokonuje się selekcji modów. Tego typu prototyp został opisane w pracy [108].

W artykule opisano numeryczną analizę koncepcji wkładki współosiowej, jako metody płynnego przestrajanie rezonatora. Pręt w kształcie stożka jest przesuwany o $\pm 1,5$ mm wzdłuż podłużnej osi żyrotronu. Autorzy wyliczyli, że możliwa byłaby zmiana częstotliwości pracy o 8 GHz, dla częstotliwości centralnej 394,6 GHz i mocy wyjściowej kilkuset watów.

Efekt histerezy w przestrajalnych żyrotrocie



Rys. 7.6. Efekt histerezy w żyrotrocie o przestrajalnej częstotliwości

Fenomen, o którym warto wspomnieć przy okazji żyrotronów przestrajalnych, to efekt histerezy, jaki można zaobserwować podczas zmiany częstotliwości. Na rysunku 7.6 widoczne są wykresy zmiany mocy podczas strojenia urządzenia poprzez zmianę napięcia katody lub pola magnetycznego

[109], [110]. Obserwowana zależność mocy wyjściowej jest inna, kiedy wartość sterująca rośnie, a inna, kiedy maleje (widoczna jest wyraźna pętla histerezy). Ten efekt pozwala rozszerzyć zakres przestrajania o teoretyczny współczynnik $\Delta F_{mag} = 2 \cdot 28 \cdot \Delta B / (1 + U / 511)$ w przypadku strojenia polem magnetycznym lub o $\Delta F_{volt} = 2 \cdot 28 \cdot B / \Delta(1 + U / 511)$ podczas strojenia napięciem katody. W praktyce zysk jest mniejszy, gdyż jest ograniczony przez efekt ciągnięcia częstotliwości.

Źródła niestabilności w żyrotronach

Z samej zasady działania żyrotronu wyłania się kilka źródeł niestabilności. Elektrony są emitowane z powierzchni działa, co jest statycznym procesem. Następnie elektrony o nieco różnych położeniach początkowych są przyspieszane polem elektrycznym katody i prowadzone przez pole magnetyczne. Ścieżka każdego elektronu jest zatem minimalnie inna względem przestrzeni, czyli również względem pól EM. Również prędkość początkowa będzie różna. Rozrzut parametrów pomiędzy elektronami został uwzględniony we wzorach modelujących żyrotron w postaci rozrzutu współczynnika podziału (ang. „*pitch factor*”) oraz rozrzutu prędkości elektronów (ang. „*electron velocity spread*”). Dodatkowo pojawiają się inne czynniki związane z EM i natury mechanicznej, powodujące niestabilności zarówno krótko- (gwałtowne zmiany), jak i długoterminowe. Najważniejszymi elementami decydującymi o stabilności są zasilanie katody oraz pole magnetyczne. Jeśli któraś z tych dwóch wartości jest niestabilna, rozpatrywanie pozostałych nie ma sensu, gdyż nie będą widoczne w szumie pochodzącym od tych dwu komponentów. Poniżej wymieniono źródła niestabilności wraz z opisem ich wpływu na urządzenie:

- Nierównomierność i niestabilność pola magnetycznego – to jeden z dwu najważniejszych czynników. Pole magnetyczne decyduje o trajektorii elektronów, a od tego zależy współczynnik sprzężenia z polem elektrycznym. Parametrami wyrażającymi te zależności są α i ω_{cyc} .
- Przyspieszające pole elektryczne – drugi najważniejszy parametr, gdyż decyduje o prędkości kinetycznej elektronów. Zasilacz wysokonapięciowy jest skomplikowany w budowie i może stanowić źródło niestabilnego napięcia. Parametrami, poprzez które wpływa na stabilność, są α i ω_{cyc} . W konsekwencji wpływa na częstotliwość i moc wyjściową.
- współzawodnictwo modów – emisja jednocześnie dwu modów jest niepożądana i może spowodować fluktuacje mocy, kiedy mody (dwie fale

stojące) będą konkurować, aby pobrać jak najwięcej energii od elektronów. To również wpłynie na trajektorie elektronów, gdyż fala stojąca w rezonatorze będzie sumą/superpozycją pól pochodzących od obu modów.

- Rozrzut parametrów elektronów – głównie wywołany emisją z powierzchni działa, która nie jest nieskończone cienka. Każdy elektron ma inną pozycję startową na powierzchni działa, dlatego przebędzie nieco inną drogę w polu EM, dlatego parametry będą rozrzucone w pewnym przedziale wartości [111]. Elektrony będą posiadały różne prędkości kinetyczne, dlatego energia cyklotronowa będzie podzielona na spektrum częstotliwości nieco różniących się wartością [112]. Pozostałe czynniki można określić jako powiązane z polem EM [113], [114]. Zdiagnozować te problemy można poprzez analizę osiowej prędkości elektronów [115].
- Wpływ samoindukcji – ten czynnik jest bardzo istotny w megawatowych żyrottronach i zwykle pomijany w rozważaniach nad urządzeniami małych mocy (kilkuset watowych). Zjawisko to jest silnie widoczne szczególnie wtedy, gdy elektrony mają niską prędkość wzdłużną, i polega na wyindukowaniu przez poruszające się elektrony fali EM, która zaburza pole pochodzące od fali stojącej i wpływa na trajektorię tych samych elektronów. W ten sposób elektrony mają niejako wpływ na siebie (stąd nazwa samoindukcyjne – ang. „*self-inductance*”). Ta sytuacja może być również widoczna, kiedy napięcie przyspieszające jest niskie. Kryterium ograniczającym jest warunek:

$$t_{decay} \gg t_{transition}, \text{ gdzie } t_{decay} \sim \frac{Q}{\omega} \text{ i } t_{transit} \sim \frac{L}{V_z}.$$

- Tor elektronów może być zakłócany przez niepożądane pole EM, które cofnie się przez stożek wejściowy i zostanie uwięzione w kanale dolotowym lub obszarze działa [55].

Metody stabilizacji częstotliwości można podzielić na grupy [116]:

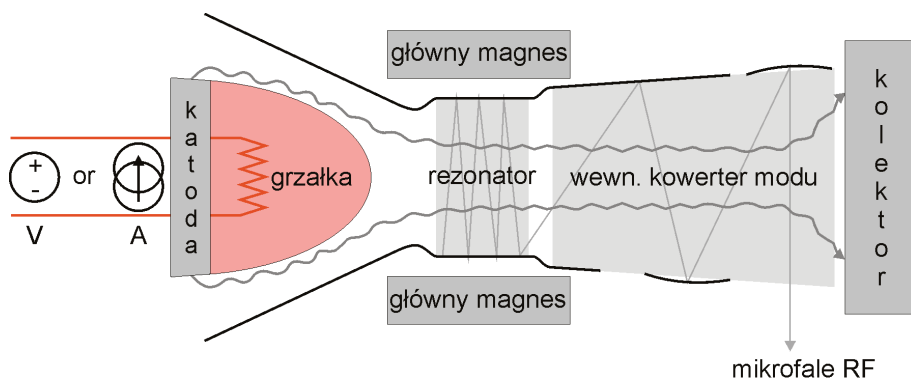
- sterowanie napięciem katody;
- sterowanie napięciem anody;
- sterowanie polem magnetycznym;
- metody pasywne.

Żyrotrony w których zastosowano te metody będą omówione kolejnym podrozdziale.

Stabilizacja mocy i częstotliwości

W żyrotronie przestrajalnym stabilizowane muszą być jednocześnie moc wyjściowa i częstotliwość. Dzieje się tak, ponieważ zmieniając częstotliwość, zmienia się mod pracy, a to wiąże się z ustaleniem nowej równowagi energetycznej w urządzeniu, czyli zmianą sprawności, a w konsekwencji mocy wyjściowej.

Sterowanie temperaturą działła elektronowego – stabilizacja mocy



Rys. 7.7. Modulacja poprzez zmianę napięcia/prądu zasilającego grzałkę działła elektromagnetycznego

Działło elektronowe jest cały czas podgrzewane. Wysokie napięcie katody najczęściej nie jest wystarczające, aby wyemitować odpowiednią ilość elektronów. Poprzez zwiększenie temperatury powierzchni emisyjnej zwiększa się energię kinetyczną elektronów, co ułatwia wyrwanie ich z powierzchni katody. Regulując napięcie lub prąd grzałki, można oddziaływać na ilość elektronów „wrywanych” z powierzchni działła, czyli zmieniać prąd strumienia elektronów.

W pracy [103] autorzy stwierdzili, że stabilność mocy wyjściowej jest wystarczająco dobra, jeśli dryft magnesu nadprzewodzącego jest mniejszy niż 0.001 ppm/h. Moc wyjściowa żyrotronu jest liniowo proporcjonalna do prądu elektronów, jednak w przypadku stabilizacji długoterminowej inne

parametry żyrottronu dryfują, co powoduje, że zależność staje się nieliniowa. Regulacja prądu elektronów jest dobrym sposobem stabilizacji mocy wyjściowej w przypadku krótkoterminowym. W przypadku długiego czasu działania urządzenia metoda ta nie sprawdza się dobrze, gdyż po ustaleniu się równowagi termicznej moc wyjściowa zaczyna oscylować, a wtedy relacja między prądem elektronów a mocą wyjściową staje się nieprecyzyjna. W artykule autorzy pokazują sposób doboru nastaw regulatora PID (ang. „*proportional, integral, differential*”) powszechnie stosowany w automatyce. Wartością kontrolowaną jest napięcie zasilające grzałkę działa (rys. 7.7), a wartością mierzoną do pętli sprzężenia zwrotnego jest moc wyjściowa żyrottronu. W celu zmierzenia charakterystyki przejściowej zadano skok napięcia grzałki w górę o 0,1 V oraz w dół o 0,1 V. W tym samym czasie za pomocą diody mikrofalowej przez 120 s rejestrowano moc na wyjściu żyrottronu. W taki sposób zebrane charakterystyki umożliwiają dobór nastaw regulatora metodą Ziegler-Nicholsa [117]. Sterowanie temperaturą wykazuje dużą inercję na poziomie 58 s, a zwykły regulator PID nie jest najlepszym wyborem do sterowania obiektem o dużej inercji. Niestety autorzy nie podali nastaw regulatora, dlatego nie da się określić, czy człon różniczkujący był używany. W obiektach o dużej inercji nie używa się części różniczkującej. Dane przekazywane do regulatora PID muszą być filtrowane; jak wskazano w artykule, filtr pasmowo-przepustowy został zainstalowany na wejściu regulatora. Dodatkowo automatyczne dostrajanie regulatora (ang. „*re-tuning*”) był uruchamiany wtedy, kiedy poziom błędu w stanie ustalonym przekraczał zadany próg. Parametry żyrottronu dryfują w czasie, a algorytm PID zakłada niezmiennosc parametrów regulowanego obiektu, dlatego okresowe dostrajanie było niezbędne. Prawdopodobnie, używając sterownika opartego na regułach logiki rozmytej (ang. „*fuzzy logic*”) [118], udałooby się pokonać ograniczenia tej metody regulacji. Jednakże algorytmów logiki rozmytej jest wiele, więc znalezienie i implementacja odpowiedniego jest z pewnością dużym i nietrywialnym zadaniem.

W artykule [79] autorzy zastosowali regulację prądu grzałki, w celu stabilizacji prądu elektronów. Niezależnie, czy regulujemy napięcie, czy prąd grzałki, sterujemy mocą grzania. Jest to identyczne sterowanie. W artykule jednak wartością sprzężenia zwrotnego, jaką stabilizował regulator PID, był prąd elektronów (nie moc wyjściowa). To nie wystarczyło, aby moc wyjściowa była stabilna. Z tego względu zastosowano drugi regulator PID. Podejście z kilkoma regulatorami zostało szczegółowo opisane w pracy [119]. Zbadano trzy warianty.

Pierwsza konfiguracja zakłada jeden regulator sterujący mocą grzałki działa i stabilizujący prąd elektronów. Uzyskana stabilność długoterminowa (ponad godzinę) to $\pm 6\%$ przy jednoczesnych szybkich fluktuacjach na poziomie $\pm 2,5\%$. Autorzy wskazują kilka źródeł niestabilności: szybkie fluktuacje zasilaczy, wstrząsy mechaniczne, szum diód pomiarowych, wzmacniacza i przetwornika AC.

W drugiej konfiguracji autorzy zastosowali takie samo podejście jak w pracy [103], czyli regulowano moc grzałki, ale sygnałem zwrotnym była moc wyjściowa żyrotanu. Uzyskano stabilność $\pm 1,8\%$, jednak kiedy zwiększono współczynniki PI algorytm przeregulował wartość stabilizowaną. Dodano algorytm, który zwiększał wzmocnienie kiedy wykryte zostały fluktuacje szybkie oraz zmniejszał wzmocnienie kiedy pojawiały się fluktuacje wolne (długoterminowe). Takie hybrydowe podejście pozwoliło uzyskać stabilność mocy wyjściowej $\pm 0,7\%$.

Trzecia konfiguracja składa się z dwóch regulatorów PID. Pierwszy regulator stabilizuje prąd elektronów, tak jak w pierwszym podejściu, jednak drugi regulator steruje napięciem anody (dodatkowej elektrody) i stabilizuje moc wyjściową. W ten sposób zarówno prąd działa, jak i moc wyjściowa są stabilizowane. Dodatkowo pierwszy regulator reaguje na fluktuacje powolne, a szybkie sterowanie napięciem anody kompensuje fluktuacje szybkozmienne. Dzięki temu niestabilność mocy wyjściowej obniżono do wartości $\pm 0,1\%$. Zatem to dowodzi, że algorytm PID może być użyty do długoterminowej i krótkoterminowej stabilizacji żyrotanu, jednak nie w najprostszej konfiguracji pojedynczego regulatora.

Sterowanie napięciem katody – stabilizacja częstotliwości

Podobnie jak w przypadku przestrajania, można również stabilizować częstotliwość pracy sterując napięciem katody (rys. 7.2). Początkowa energia kinetyczna elektronów jest zdefiniowana przez napięcie przyspieszające wzorem:

$$f_{cyc} \approx 28 \cdot nB \cdot (1 - V_c / 511) \quad (7.6)$$

gdzie n – numer harmonicznej, V_c – napięcie przyspieszające kV, B – pole magnetyczne T.

W publikacji [120] autorzy porównali stabilność częstotliwości wolno działającego żyrotanu wynoszącą ≈ 10 MHz z urządzeniem stabilizowanym za pomocą regulatora PID 0,6 MHz zmierzone przez 10 godzin pracy. Napięcie sterujące w tym konkretnym przypadku było podane

między rezonator (obudowa) i kolektor (na potencjale zerowym). Takie podłączenie wynikało z budowy tego konkretnego urządzenia. Wadą takiego sterowania jest niższe pasmo regulatora PID ze względu na dużą pojemność elektryczną obudowy żyrottronu. Szybkie zmiany napięcia są trudne do osiągnięcia w porównaniu z metodą sterowania napięciem anody [78]. Z drugiej strony pokazana metoda nie wymaga modyfikacji głównego zasilacza wysokich napięć, co jest jej istotną zaletą. Każdy żyrottron zbudowany z myślą o przestrajaniu częstotliwości przy pomocy zmiany napięcia katody może być również stabilizowany w taki sposób. Należy zauważyć, że dodanie każdego kolejnego elementu o innym potencjale jest wyzwaniem konstrukcyjnym, wymaga odizolowania potencjałów i doprowadzenia dodatkowych połączeń elektrycznych.

W pracy [121] autorzy omówili jednoczesną stabilizację mocy i częstotliwości, co wydaje się naturalnym krokiem. Częstotliwość jest mierzona w sposób pośredni, a informacja jest użyta jako sygnał sprzężenia zwrotnego w regulacji PID, który steruje potencjałem obudowy żyrottronu. W ten sposób napięcie katody modyfikuje częstotliwość cyklotronową elektronów, aby stabilizować częstotliwość pracy. Równocześnie mocy wyjściowa jest mierzona za pomocą diody mikrofalowej, a sygnał sprzężenia zwrotnego poprzez regulator PID steruje napięciem anody. Zmieniając napięcie anody, modyfikuje się współczynnik podziału α , a w konsekwencji moc wyjściową żyrottronu. Dodatkowo trzeci regulator PID jest użyty do stabilizacji prądu grzałki działającej elektronowej, aby rozszerzyć zdolności stabilizacyjne układu. Bardzo ciekawe jest zastosowanie przez autorów rozwiązanie. Wszystkie sygnały analogowe są zdigitalizowane, a następnie przetwarzane w oprogramowaniu LabView, w którym zaimplementowano wszystkie trzy regulatory PID. Takie rozwiązanie daje duży potencjał do zastosowania bardziej wyrafinowanych algorytmów sterowania oraz elastyczność do testowania nowych sposobów, gdyż zmiana algorytmu regulacji jest czysto programowa. Autorzy podają, że uzyskali stabilność mocy $\pm 1\%$, a stabilność częstotliwości ± 1 MHz w trakcie 3-godzinnej testu. Wynik jest nieco gorszy niż w przypadku stabilizowania samej częstotliwości. Oczywiście zmiana napięcia anody ma nie tylko wpływ na moc, ale również na częstotliwość. W eksperymentach spektroskopowych zarówno moc, jak i częstotliwość muszą być stabilne, dlatego regulacja obu wartości jest kluczowa.

Samostrojenie elektroniczne w stanie gyro-BWO

W artykule [122] opisano stabilizację częstotliwości podczas równoczesnej zmiany mocy wyjściowej, wykorzystując w tym celu zależność napięcia katody oraz współczynnika podziału α . W typowym żyrottronie zmiana

napięcia katody ma wpływ na częstotliwość i moc wyjściową jednocześnie. Stabilizując jedną wielkość, nieuchronnie zmieniamy drugą. W przeciwieństwie do konwencjonalnej pętli sprzężenia zwrotnego (kiedy liczba falowa $k_z > 0$) w opisanym przypadku żyrotron pracuje w stanie fali wstecznej gyro-BWO (liczba falowa $k_z < 0$) na pierwszej harmonicznej i modzie $TE_{12,2}$. Pole magnetyczne ma stałą wartość i jest wybrane tak, by dopasować się do pożądanej częstotliwości pracy. Mechanizm działania jest w tym przypadku inny, a jest rezultatem kompensacji rozstrojenia częstości cyklotronowej poprzez strojenie elektroniczne. Jest to zjawisko występujące w samym urządzeniu, wynikające z jego zasady działania w stanie gyro-BWO. Opisują to dwa równania:

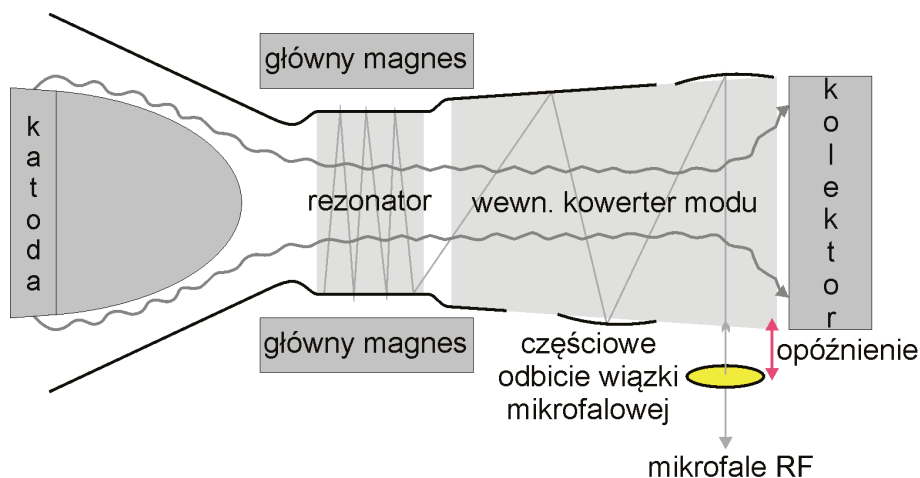
$$\omega \approx k_z V_z + s\Omega_e = k_z c \sqrt{\left(\frac{1 - 1/\gamma^2}{1 + \alpha^2} \right)} + \frac{seB}{m_e \gamma} \quad (7.7)$$

$$\gamma = 1 + \frac{eV_z}{m_e c^2} \quad (7.8)$$

Można zauważyć, że V_z jest dodatnio związane z γ (wzór (7.8)) i dlatego zwiększenie napięcia prowadzi do zmniejszenia częstości cyklotronowej Ω_e . Jeśli współczynnik pochylenia α wzrośnie równocześnie, zmniejszenie całkowitej wartości przesunięcia dopplerowskiego $k_z V_z$ skompensuje zmniejszenie Ω_e (wzór (7.7)). Tak dzieje się, kiedy urządzenie pracuje w stanie gyro-BWO. W rezultacie częstotliwość pracy ω pozostanie niezmienną. Autorzy badają to zjawisko, zasilając katodę niskim oraz wysokim napięciem. W przypadku niskonapięciowej katody, zmieniając napięcie V_z o 0,796 kV oraz α o 0,8 – częstotliwość zmienia się o 6,3 MHz. W przypadku wysokonapięciowej katody napięcie V_z zmieniane jest o 1,61 kV oraz α o 0,8 – częstotliwość zmienia się o 13,5 MHz. Dla porównania: w przypadku konwencjonalnego żyrotronu ($k_z > 0$), typowa zmiana częstotliwości wynosi 50 MHz/kV. Esencją pracy jest to, że razem ze współczynnikiem podziału α zmienia się moc wyjściowa umożliwiając płynną regulację aż o 40%. Autorzy uważają to rozwiązanie za odpowiednie dla żyrotronów grzewczych THz dużej mocy, w naukach materiałowych lub biomedycynie (stabilność dla celów NMR jest zbyt mała). Niemniej jednak zjawisko elektronicznego strojenia jest obiecujące również wtedy, gdyby zastało zastosowane w żyrotronach NMR razem z innymi metodami.

symalnej sprawności żyrotronu, ale w środku strefy generacji. W praktyce czułość regulacji zmienia się od 5 do 30 MHz/kV, co jest zgodne z przewidywaniami teoretycznymi i zależy od punktu pracy żyrotronu (wartości pola magnetycznego). Różnicę wyników teoretycznych i eksperymentalnych autorzy oceniają na $3 \cdot 10^{-5}$, co dowodzi wiarygodności podejścia zaprezentowanego w tej publikacji.

Pasywna stabilizacja częstotliwości



Rys. 7.9. Stabilizacja pasywna poprzez opóźnione odbicie wiązki wyjściowej.

Mała ilość energii jest odbita z powrotem i wraca do rezonatora.

Częściowo odbijający element umieszczony jest poza żyrotronem

Stabilizacja częstotliwości poprzez opóźnione odbicie części promieniowania wyjściowego jest prosta w realizacji, ponieważ element odbijający znajduje się poza żyrotronem [101]. W pracy [128] autorzy stwierdzają, że dla długiego opóźnienia (dystans 3,5 m) pomiędzy wyjściem żyrotronu a elementem odbijającym (np. Teflonowym krążkiem) nawet kilka procent odbitej mocy mikrofalowej stabilizuje częstotliwość o współczynnik 2 (dwukrotnie), choć według teorii maksymalny zysk stabilności może wynieść 3 [101].

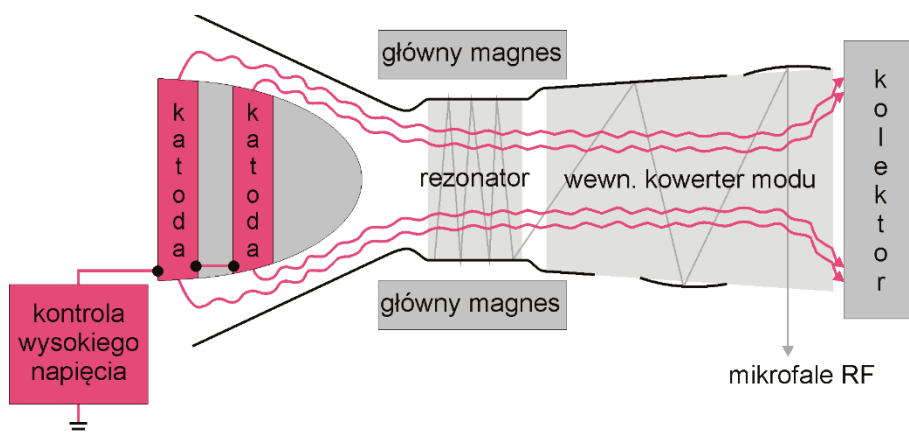
W pracy [128] zbadano numerycznie możliwość stosowania jako element odbijający obciążenia rezonujące oraz nierezonujące. Autorzy wyprowadzili równanie (ang. „self-consistent”) z obciążeniem na wyjściu żyrotronu, a następnie zbadali warunki pracy optymalne dla obu przypadków. Częstotliwość rezonansowa żyrotronu z obciążeniem uwiadcza zachowanie histerezowe, kiedy jest zmieniana, co jest przyczyną, dla której odbita fala pozwala utrzymać często-

tliwość pracy urządzenia wewnątrz węższego przedziału niż bez obciążenia. Autorzy artykułu [129] zweryfikowali teorię za pomocą symulacji PIC oraz eksperymentalnie. Pasma emisji żyrotronu nieobciążonego elementem odbijającym wynosiło $\sim 3,1$ MHz, natomiast z odbiciem ustawionym prawidłowo w fazie pasmo zawężyło się do $\sim 1,9$ MHz, czyli zysk wyniósł 1,6 razy.

W artykule [130] teoretyczne rozważania są prowadzone na temat równania w dziedzinie czasu. Warunki brzegowe zostały tak zmienione, aby uwzględnić dołączenie rezonansowego obciążenia na wyjściu żyrotronu. Autorzy dyskutują o wpływie zewnętrznego obciążenia na profil pola EM wewnątrz rezonatora. Wyprowadzone warunki brzegowe pozwalają zasymulować numerycznie każde obciążenie wyjściowe (współczynnik odbicia) będące funkcją częstotliwości.

Kolejne studia teoretyczne [131] badają wpływ opóźnionej fali odbitej na przestrajanie częstotliwości poprzez zmianę pola magnetycznego. W kolejnej pracy [132] zbadano teoretyczną możliwość kontrolowania współzawodnictwa modów poprzez ustawianie współczynnika odbicia. W niektórych przypadkach mody pasożytnicze mogą być tłumione poprzez odpowiedni dobór fazy fali odbitej. To może być interesujące i praktyczne zagadnienie szczególnie w żyrotronach wysokiej częstotliwości, gdzie płynne przestrajanie i współzawodnictwo modów to duże wyzwania dla projektantów.

Żyrottron o dwóch strumieniach elektronów – oczekiwanie wysokich częstotliwości



Rys. 7.10. Mechanizm żyrotronu z podwójną strugą elektronów.

Dwa paski emisyjne zaznaczone kolorem są potrzebne do wygenerowania dwóch strumieni.

Jeden strumień jest dobrany tak, aby wzmocnić mod pożądany,
a drugi tak, aby stłumić mody pasożytnicze

Zbudowanie żyrotronu pracującego z wysoką częstotliwością, ze względu na silne pole magnetyczne, wymaga pracy na drugiej lub trzeciej harmonicznej. Problem współzawodnictwa modów jest wtedy bardzo trudny do rozwiązania, gdyż częstotliwości pracy dla kolejnych modów są niemal identyczne. Proponowany żyrotron 780 GHz pracuje na drugiej harmonicznej z mocą 10 W. Posiada on działo emitujące dwa strumienie elektronów [133]. Jeden strumień oddaje energię do pola RF wzbudzając wybrany mod, a drugi pobiera energię z pola RF, aby tłumić mody pasożytnicze. W ten nowatorski sposób osiągnięto selektywność modów. Autorzy pracują nad żyrotroном działającym na trzeciej harmonicznej, aby uzyskać częstotliwość 1,2 THz. Takie urządzenie wymaga dwóch strumieni elektronów, jednak problemem okazuje się mała średnica rezonatora 5 mm, co utrudnia pozycjonowanie dwu strug elektronów. Dodatkowym ograniczeniem jest dokładność wykonania, która musi wynosić 0,01 λ . Autorzy uważają, że przedstawione rozwiązanie jest jedynym obiecującym sposobem podniesienia częstotliwości pracy współczesnych żyrotronów do przedziału terahercowego.

W pracy [134] przedstawiono dwustrugowy, niskonapięciowy żyrotron. Urządzenie posiada działo triodowe. Autorzy testują urządzenie, zmieniając pole magnetyczne w przedziale 11,06–14,95 T. Żyrotron został zaprojektowany do pracy na drugiej harmonicznej z napięciem przyspieszającym 20 kV, jednak do celów badawczych obniżono napięcie do przedziału 2,4–5 kV i pokazano pracę na pierwszej harmonicznej. Dalsza optymalizacja była wykonana poprzez zmianę napięcia anody w przedziale 0– -1 kV. Okazało się, że przy napięciu katody wynoszącym 5 kV udało się uzyskać częstotliwość 460 GHz przy poziomie mocy wynoszącym 60 W, co jest wystarczające dla spektroskopii.

8. Zastosowania żyrotronu

Kacper Nowak, Edward F. Pliński

Żyrotrony wywierają coraz większy wpływ na różne dziedziny nauki i techniki, m.in. przetwarzanie materiałów, spektroskopię terahercową, analizę zaburzeń atmosfery, analizę próbek medycznych [135], [136]. Jest to możliwe dzięki zaletom promieniowania (sub)milimetrowego, które w porównaniu do mikrofal (fal centymetrowych) można łatwo skupić w wiązkę „ołówkową”. Właśnie jednorodność wiązki żyrotronowej i właściwość miejscowego grzania są jej dużymi zaletami. Jak dotąd, żyrotrony są najsilniejszymi źródłami promieniowania w zakresie fal milimetrowych i terahercowych [136], [137].

Zastosowania naukowe:

- Chemia fizyczna – opisany w pracy [119] żyrotron działający z częstotliwością 250 GHz, o mocy 330 kW służy do grzania plazmy poprzez wykorzystanie zjawiska rezonansu cyklotronowego, a jednocześnie umożliwia diagnostykę plazmy poprzez analizę efektu rozpraszania Thomsona.
- Diagnostowanie plazmy poprzez analizę rozpraszania wymaga wykorzystania źródła stabilnego pod względem amplitudy i częstotliwości oscylacji – stabilizowany w tym celu żyrotron zbadali autorzy pracy [138].
- Inicjowanie wyładowań w gazach (również w powietrzu) – autorzy pracy [139] wykorzystują żyrotron pracujący z częstotliwością 0,66 THz (okno atmosferyczne) i wytwarzający 50 μ s impuls o mocy 200 kW. Wyładowania gazów są wykonywane w szerokim zakresie ciśnienia 0,01–1500 Tr dla różnych gazów.
- ECRH (ang. „*Electron Cyclotron Resonance Heating*”) – precyzyjne podgrzewanie plazmy. W pracy [140] autorzy prezentują problemy związane z budową żyrotronu dla reaktora fuzyjnego o mocy 1 MW i częstotliwości 170 GHz. Ogrzewanie odbywa się poprzez mechanizm rezonansu cyklotronowego.
- ECCD (ang. „*Electron Cyclotron Current Drive*”) – stabilizacja plazmy (w tokamaku). W pracy [141] opisano żyrotron generujący dwie częstotliwości 110 i 138 GHz, aby umożliwić grzanie plazmy i jej stabilizację

równocześnie. Docelowa moc w pracy impulsowej wynosi 1 MW i będzie umożliwiała grzanie plazmy przez 100 s. ECRIS (ang. „*Electron Cyclotron Resonance Ion Source*”) – urządzenie do wytwarzania silnie naładowanych jonów, wykorzystujące silne źródła mikrofalowe pracujące w częstotliwości 24–28 GHz [142].

- CTS (ang. „*Collective Thomson Scattering*”) – rozpraszanie Thomsona. W pracy [143] autorzy opisują projekt eksperymentu z wykorzystaniem żyrotanu impulsowego, pracującego z częstotliwością 303 GHz i mocą 320 kW, jako uzupełnienie do istniejących źródeł 77 GHz i 154 GHz.
- QED (ang. „*Quantum Electrodynamics*”) i Ps-HFS (ang. „*Hyperfine Structure of Positronium*”) – spektroskopia nadsubtelnej struktury pozytronium opisana w pracy [144] jest możliwa dzięki użyciu żyrotanu pracującego z częstotliwością ~200 GHz i mocą 300 W.
- ECR (ang. „*Electron Cyclotron Resonance*”) – generowanie neutronów z wykorzystaniem jonów wytwarzanych przez wysokoprądowe ECR, do których energia dostarczana jest przez żyrotany o mocy 5 kW i częstotliwości 24 GHz [145].
- DNP-NMR (ang. „*Dynamic Nuclear Polarisation-Nuclear Magnetic Resonance*”) – dynamiczna polaryzacja jądrowa, w oparciu o żyrotany dużej częstotliwości [146], została szerzej opisana w rozdz. 7.

Zastosowania technologiczne:

- Hartowanie powierzchniowe – szokowa termiczna obróbka materiałów prowadząca do rekrytalizacji tylko ich powierzchni, dająca w rezultacie bardzo twarde i odporne na zniszczenie elementy (łopatki do turbin elektrowni lub spieki ceramiczne na osłony dla czołgów). 20-40 GHz i 50-100 kW [147]–[149].
- Powlekanie ceramiki przez ceramikę, metalu przez ceramikę, metalizacja polimerów oraz ceramiki, naprawy emaliowania i szkliva oraz wiele innych procesów, w których potrzebna jest cienka i mocna powłoka [150], [151].
- Zagęszczanie i stosowna regulacja wielkości ziaren struktur polikrystalicznych, prowadzące do wytwarzania nowych materiałów, kompozytów [152].
- Zgrzewanie materiałów dzięki wysokiej transmisji fali przez jeden z nich, niedostępne żadną inną metodą, np. zgrzewanie gąbki z metalem w siedzeniu samochodowym [149].

- Klejenie klejami wysokotemperaturowymi – klejenie lub zgrzewanie wielowarstwowe, np. plastik, klej, pianka, folia klejąca, skóra [149].
- Precyzyjne podgrzewanie lub cięcie skupioną wiązką. Równomierne podgrzewanie wiązką rozproszoną, formowaną w dowolny kształt [153].
- Wiercenie otworów w skałach poprzez topienie [154], [155].
- Suszenie polimerów i materiałów porowatych, suszenie włókna szklanego, suszenie masy celulozowej i papieru, farby, powłok emaliowanych itp. [149].
- Formowanie i obróbka szkła – ogrzewanie, cięcie, topienie. Łączenie szkła ze szkłem, połączenia ceramiki z ceramiką, uszczelnianie naczyń ze szkła i ceramiki [149].
- Technologia solarna – firma GYTI wykorzystuje żyrotron, który wytwarza mikrofałę w wiązce gaussowskiej, o długości fali 1–10 mm i intensywności większej niż 5 KW/cm^2 . Promieniowanie o takiej długości fali i gęstości mocy pozwala na niezwykle szybkie nagrzewanie (do $200\,000^\circ\text{C/s}$) materiałów niemetalicznych. Żyrotron jest tu narzędziem aktywującym warstwy półprzewodników słonecznych. Ogrzewanie może być tak szybkie, że praktycznie dowolny obszar lub warstwa wewnątrz odsłoniętego materiału może być ogrzana do dowolnej wymaganej temperatury, pozostawiając otaczające obszary zimnymi [156].
- Wyżarzanie struktur półprzewodnikowych – materiały półprzewodnikowe można przetwarzać za pomocą żyrotronu w celu otrzymania ultrapłtykich połączeń i wysokiej koncentracji aktywnych nośników (wysoka przewodność) [157].

Telekomunikacja:

- Telekomunikacja szerokopasmowa – kolejna próba pokonania ciągle pojawiającego się tzw. „głodu pasma” poprzez zagospodarowanie częstotliwości 35 oraz 95 GHz, dla których występuje naturalne okno umożliwiające transmisję w atmosferze [158].
- Bezprzewodowe przesyłanie energii – w kosmosie źródło energii może być odseparowane od zasilanego obiektu (np. rakiety). Aby sprawność przesyłu energii była duża, wiązka energii musi być odpowiednio wąska [159]. Wiązkę energetyczną można jednocześnie wykorzystać do komunikacji dalekozasięgowej.

Spektroskopia terahercowa i subterahercowa, meteorologia:

Chociaż żyrotrony są urządzeniami słabo przestrajalnymi, odpowiednie prace nad pokonaniem przeszkód trwają. Zaletą takich żyrotronów jest przeprowadzanie spektroskopii na duże odległości.

- Wykrywanie zanieczyszczeń lub zaburzeń atmosfery i wszelkie zdalne aplikacje diagnostyczne [160].
- Radar dopplerowski wykrywający opady i kierunek ich przemieszczania się na setki kilometrów. Brane po uwagę są trzy okna w atmosferze: 35, 94 oraz 140 GHz [137], [161].

Zastosowania w obronie (defensywne):

- Broń obezwładniająca (MBO) (ang. „*Active Denial System*”). Parametry żyrotronu: 95 GHz i 50-100 KW [136], [158].
- Radary dopplerowskie wysokiej rozdzielczości do wykrywania zbliżających się obiektów lub opadów. Parametry żyrotronu: 94-100 GHz i 10 kW (150 kW w 1-mikrosekundowych impulsach) [162].
- Obrona przed dronami – kierunkowe zakłócanie lub niszczenie elektroniki półprzewodnikowej [163].

Zastosowania z dziedziny bezpieczeństwa publicznego:

- Urządzenia represyjne skuteczniejsze, bezpieczniejsze i działające na większe odległości niż np. armatka wodna lub gumowe kule. Parametry żyrotronu: 95 GHz i 50–100 KW [136].
- Obrazowanie terahercowe (skanery na lotniskach, w metrze) [164].
- Wykrywanie materiałów rozszczepialnych [160].

Zastosowania medyczne:

- Spektroskopia NMR (ang. „*Nuclear Magnetic Resonance*”) biomolekuł – zwiększenie rozdzielczości urządzenia, a tym samym skuteczności wykrywania zmian chorobowych [103], [171].
- Wykrywanie (diagnozowanie) różnych odmian raka [165].
- Terapia nowotworowa – żyrotrony o częstotliwości pracy 107 i 203 GHz [166].

- XRDMR (ang. „*X-ray Detected Magnetic Resonance*”) – profilaktyka nowotworowa [165].
- Polimeryzacja ze wspomaganie promieniowaniem żyrotronowym [167].

Zastosowania w przemyśle spożywczym:

- Odkazanie i rektyfikacja żywności: ograniczenie zachorowań wywołanych przez spożycie skażonej żywności [160], [164], [168], [169].

Zastosowania ekstremalne:

- Inicjacja plazmy deuter-tryt w urządzeniach fuzji jądrowej, takich jak tokamak czy stellarator. Parametry żyrotronu: 110-280 GHz i 1 MW [170].

Zastosowania futurystyczne:

- Napęd rakietowy – dogrzewanie materiału pędnego (NASA, JAEA) [136], [159].
- Silnik fotonowy (działający na zasadzie wyrzutu fotonów) [136].
- Telekomunikacja szerokopasmowa w kosmosie (miedzysatelitarna) [158].
- Przesyłanie energii (w postaci promieniowania) z orbitalnych baterii słonecznych na Ziemię [159].

Rozwój żyrotronów na przykładzie produkcji w przodujących firmach:

- CPI – 185 żyrotronów od 1977 roku, 8–527 GHz, do 1,9 MW (impulsowe), do 900 kW (praca ciągła).
- GYCOM – 30 systemów żyrotronowych od 1998 roku, 24–300 GHz.
- Thales Group – setki kilowatów do kilku megawatów. Produkcja od 2000 roku.
- Varian Group – od 1976 roku, 28+ GHz, 200 kW.
- FU IVA (Fukui University) – 38–889 GHz, o niskim poziomie mocy wyjściowej (5-200 W). Głównie do zastosowań medycznych oraz diagnostyki plazmy.
- JAEA (Japan Atomic Energy Agency) – osiem zestawów żyrotronów o częstotliwości pracy 170 GHz i mocy 1 MW na potrzeby programu ITER.

Epilog

Żyrottron przeżywa swój burzliwy rozwój dzięki fascynacji ludzkości nieograniczonym źródłem energii, jakim jest fuzja jądrowa. Ta wymyślna lampa mikrofalowa jest kluczowym składnikiem urządzenia fuzyjnego, jakim jest tokamak. Ma ona istotne zastosowanie również w innych problemach, jak NMR, i na obecnym stanie technicznym nie można jej zastąpić żadnym innym źródłem promieniowania o równie wysokiej energii.

Kiedy zostanie uruchomiony pierwszy reaktor fuzyjny, w którym żyrotrony mają doprowadzić do odpowiedniego rozgrzania płamy wodorowej, rozwój technologii żyrotronu stanie się istotny w rozwoju nowoczesnych technik energetycznych. Niezależnie od zastosowań cywilnych posiadanie źródła energii elektrycznej ma strategiczne znaczenie w gospodarce i w obszarach militarnych.

W przekonaniu autorów, kraje pragnące niezależności energetycznej i militarnej będą dążyć do posiadania własnego warsztatu technicznego i inżynierskiego, pozwalającego na rozwój własnej technologii żyrotronu, a dalej jej zastosowania w urządzeniach fuzji jądrowej.

Bibliografia

- [1] A. Žáček, „Nová metoda k vytvorení netlumených oscilací (A new method for generation of undamped oscillations (a preliminary report))”, nr 53, s. 378–380, 1924.
- [2] E. Habann, „Eine Neue Generatorrohre”, *Zeit. fuer Hochfrequenz-technik*, t. 5, nr 24, s. 115–120, 1924.
- [3] H. Yagi, „Beam Transmission of Ultra Short Waves”, *Proc. IRE*, t. 16, nr 6, s. 715–740, cze. 1928, doi: 10.1109/JRPROC.1928.221464.
- [4] A. W. Hull, „The Effect of A Uniform Magnetic Field on the Motion of Electrons Between Coaxial Cylinders.”, *Phys. Rev.*, t. 18, nr 1, s. 31–57, lip. 1921, doi: 10.1103/PhysRev.18.31.
- [5] A. W. Hull, „The magnetron”, *J. Am. Inst. Electr. Eng.*, t. 40, nr 9, s. 715–723, wrz. 1921, doi: 10.1109/JoAIEE.1921.6594005.
- [6] R. L. Wathen, „Genesis of a generator—The early history of the magnetron”, *Journal of the Franklin Institute*, t. 255, nr 4, s. 271–287, kwi. 1953, doi: 10.1016/0016-0032(53)90388-3.
- [7] G. Döhler i W. Friz, „Physics and classification of fast-wave devices†”, *International Journal of Electronics*, t. 55, nr 4, s. 505–521, paź. 1983, doi: 10.1080/00207218308961626.
- [8] D. Greenberger, K. Hentschel, i F. Weinert, Red., *Compendium of Quantum Physics*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2009. doi: 10.1007/978-3-540-70626-7.
- [9] A. Sommerfeld, „Über die Verteilung der Intensität bei der Emission von Röntgenstrahlen”, *Phys. Zeit*, nr 10, s. 969–976, 1909.
- [10] A. Sommerfeld, „Theoretisches über die Beugung der Röntgenstrahlen”, *Phys. Zeit*, nr 2, s. 55–60, 1900.
- [11] M. A. Miller, „Избранные очерки о зарождении и взрослении радиофизики в горьковско-нижегородских местах (Selected Essays on the Origin and Growth of Radiophysics in Gorky-Nizhny Novgorod Places)”, *Inst. Appl. Phys., RAS*, 1997.
- [12] A. V. Gaponov, „Interaction of irrectilinear electron beams with electromagnetic waves in transmission lines”, *Izv. VUZov. Radiofizika*, nr 2, s. 450–462, 1959.
- [13] A. V. Gaponov, „Letters to editor”, *Izv. VUZov. Radiofizika*, nr 2, s. 836–837, 1959.
- [14] V. V. Zhelezniakov, „О неустойчивости магнитоактивной плазмы относительно высокочастотных электромагнитных возмущений (On the instability of a magneto-active plasma relative to high-frequency electromagnetic perturbations)”, *Izv. VUZov. Radiofizika*, t. 1, nr 3, s. 57–60, 1960.
- [15] I. I. Antakov i R. P. Vasilyev, „Экспериментальное исследование усилителя с бегущей волной и трохеоидальным электронным потоком при наличии отбора ускоряемых электронов (Experimental study of an amplifier with a traveling wave and a trochoidal electron beam in the presence of selection of accelerated electrons)”, *Izv. VUZov. Radiofizika*, t. 2, nr 5, s. 741–747, 1959.
- [16] R. Q. Twiss, „Radiation transfer and the possibility of negative absorption m radio astronomy”, *Australian Journal of Physics*, nr 11, s. 564–579, 1958.
- [17] J. Schneider, „Stimulated Emission of Radiation by Relativistic Electrons in a Magnetic Field”, *Phys. Rev. Lett.*, t. 2, nr 12, s. 504–505, cze. 1959, doi: 10.1103/PhysRevLett.2.504.
- [18] L. A. Vainshtein, „OPEN RESONATORS FOR LASERS”, *Sov. Phys. J. Exp. Theor. Phys.*, t. 3, nr 17, s. 709–719, 1963.

- [19] B. Z. Katsenelenbaum, „Теория нерегулярных волноводов с медленно меняющимися параметрами (Theory of irregular waveguides with slowly changing parameters)”, *Moscow, USSR*, s. 1–215, 1961.
- [20] L. A. Weinstein, *Open resonators and open waveguides*. Colorado: The Golem Press, 1969.
- [21] L. Landau, „Diamagnetismus der Metalle”, *Cambridge, Cavendish Laboratory*, nr 5, s. 629–637, 1930.
- [22] G. S. Nusinovich, M. K. A. Thumm, i M. I. Petelin, „The Gyrotron at 50: Historical Overview”, *J Infrared Milli Terahz Waves*, t. 35, nr 4, s. 325–381, kwi. 2014, doi: 10.1007/s10762-014-0050-7.
- [23] M. I. Petelin, „The gyrotron: physical genealogy”, *Terahertz Science and Technology*, t. 4, nr 8, s. 157–169, 2015.
- [24] R. J. Temkin, „Soviet Gyrotron Research, 1967 - 1979”, Plasma Fusion Center, No.: PFC/RR-81-13, 1981.
- [25] Nusinowich, *Introduction to the Physics of Gyrotrons.pdf*. JHU Press, 2004.
- [26] M. V. Kartikeyan, E. Borie, i M. K. A. Thumm, *Gyrotrons: High Power Microwave and Millimeter Wave Technology*. Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2004. Dostęp: paź. 12, 2016. [Online]. Dostępne na: <http://public.eblib.com/choice/publicfullrecord.aspx?p=3099546>
- [27] E. Borie, *Review of Gyrotron Theory*. Institut für Technische Physik: Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1991.
- [28] K. R. Chu, „The electron cyclotron maser”, *Rev. Mod. Phys.*, t. 76, nr 2, s. 52, 2004.
- [29] T. G. Blackburn, C. P. Ridgers, J. G. Kirk, i A. R. Bell, „Quantum Radiation Reaction in Laser–Electron-Beam Collisions”, *Phys. Rev. Lett.*, t. 112, nr 1, s. 015001, sty. 2014, doi: 10.1103/PhysRevLett.112.015001.
- [30] A. Di Piazza, C. Müller, K. Z. Hatsagortsyan, i C. H. Keitel, „Extremely high-intensity laser interactions with fundamental quantum systems”, *Rev. Mod. Phys.*, t. 84, nr 3, s. 1177–1228, sie. 2012, doi: 10.1103/RevModPhys.84.1177.
- [31] T. Kariya i in., „Development of high power gyrotrons for advanced fusion devices”, *Nucl. Fusion*, t. 59, nr 6, s. 066009, cze. 2019, doi: 10.1088/1741-4326/ab0e2c.
- [32] M. Thumm, „Progress on Gyrotrons for ITER and Future Thermonuclear Fusion Reactors”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, t. 39, nr 4, s. 971–979, kwi. 2011, doi: 10.1109/TPS.2010.2095042.
- [33] I. Alexeff, B. P. Yefimov, S. Kishko, S. Pomarenko, i A. Kuleshov, „The nonrelativistic Gyrotron”, w *2012 Abstracts IEEE International Conference on Plasma Science*, Edinburgh, lip. 2012, s. 6B-7-6B – 7. doi: 10.1109/PLASMA.2012.6384029.
- [34] G. Jaworski, A. Francik, M. Nowak, i K. Nowak, „Review of Experimental Verification Methods of Gyrotron Quasi-optical Mode Converters”, *JTIT*, t. 3, s. 75–85, paź. 2020, doi: 10.26636/jtit.2020.141320.
- [35] D. R. Denison, T. S. Chu, M. A. Shapiro, i R. J. Temkin, „Gyrotron internal mode converter reflector shaping from measured field intensity”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, t. 27, nr 2, s. 512–519, kwi. 1999, doi: 10.1109/27.772280.
- [36] J. Jin, G. Gantenbein, J. Jelonnek, T. Rzesnicki, i M. Thumm, „Development of Mode Conversion Waveguides at KIT”, *EPJ Web of Conferences*, t. 87, s. 04003, 2015, doi: 10.1051/epjconf/20158704003.
- [37] J. Jin, *Quasi-Optical Mode Converter for a Coaxial Cavity Gyrotron*. Karlsruhe: Forschungszentrum Karlsruhe GmbH, 2007.
- [38] T. Rześnicki, „Analyse eines neuartigen 1.5 MW, 170 GHz Prototyp-Gyrotrons mit koaxialem Resonator”, Universität Karlsruhe, Karlsruhe, 2007.

- [39] J. Jin, T. Rzesnicki, S. Kern, i M. Thumm, „High-Efficiency Quasi-Optical Mode Converter for the Coaxial Cavity Gyrotron”, *Fusion Science and Technology*, t. 59, nr 4, s. 742–748, maj 2011, doi: 10.13182/FST11-A11739.
- [40] L. Luo, S. Pan, C.-H. Du, M.-G. Huang, i P.-K. Liu, „Terahertz Ultralow-Voltage Gyrotron With Upstream Output”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, t. 48, nr 4, s. 1195–1201, kwi. 2020, doi: 10.1109/TPS.2020.2979224.
- [41] V. Kesari i B. N. Basu, *High Power Microwave Tubes: Basics and Trends, Volume 2*, t. 2. Morgan & Claypool Publishers, 2018.
- [42] G. Dattoli i E. D. Palma, „The Cyclotron Auto-Resonance Maser: Analytical and numerical study”, s. 6, 2020.
- [43] A. B. Barnes, E. A. Nanni, J. Herzfeld, R. G. Griffin, i R. J. Temkin, „A 250GHz gyrotron with a 3GHz tuning bandwidth for dynamic nuclear polarization”, *Journal of Magnetic Resonance*, t. 221, s. 147–153, sie. 2012, doi: 10.1016/j.jmr.2012.03.014.
- [44] P. Atkins i L. Jones, *Chemistry. Molecules, Matter and Change, 3rd Ed.* New York: W.H. Freeman, 1997.
- [45] D. Halliday, *Fundamentals of Physics 6th Edition*. New York: Wiley, 2001.
- [46] D. M. Pozar, *Microwave engineering*, 4th ed. Hoboken, NJ: Wiley, 2012.
- [47] C. A. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics*. New York: Wiley, 1989.
- [48] C. A. Balanis, *Advanced Engineering Electromagnetics, 2nd Edition*. Wiley and Sons, 2012.
- [49] K. Nowak i O. Dumbrajs, „Optimization of Gyrotron Resonator’s Dimensions”, *JTIT*, t. 1, s. 71–76, mar. 2021, doi: 10.26636/jtit.2021.147120.
- [50] J. Cepitis, O. Dumbrajs, H. Kalis, A. Reinfelds, i U. Strautins, „Analysis of equations arising in gyrotron theory”, *NAMC*, t. 17, nr 2, s. 139–152, kwi. 2012, doi: 10.15388/NA.17.2.14064.
- [51] M. I. Airila, O. Dumbrajs, A. Reinfelds, i U. Strautins, „Nonstationary oscillations in gyrotrons”, *Physics of Plasmas*, t. 8, nr 10, s. 4608–4612, paź. 2001, doi: 10.1063/1.1402173.
- [52] R. Litwin, *Teoria pola elektromagnetycznego*, 4. wyd. Warszawa: Wydawnictwa naukowo-techniczne, 1973.
- [53] C. J. Edgcombe, *Gyrotron Oscillators: Their Principles and Practice*, 1st edition. CRC Press, 1993.
- [54] D. V. Kas’yanenko, O. I. Louksha, B. Piosczyk, G. G. Sominsky, i M. Thumm, „Low-Frequency Parasitic Space-Charge Oscillations in the Helical Electron Beam of a Gyrotron”, *Radiophysics and Quantum Electronics*, t. 47, nr 5/6, s. 414–420, maj 2004, doi: 10.1023/B:RAQE.0000046315.10190.1c.
- [55] O. I. Louksha, „Numerical simulation of low-frequency collective processes in gyrotron electron beams”, w *35th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, Rome, Italy, wrz. 2010, s. 1–2. doi: 10.1109/ICIMW.2010.5613030.
- [56] T. Idehara i in., „Development of a Compact sub-THz Gyrotron FU CW CI for Application to High Power THz Technologies”, *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, t. 33, nr 7, s. 724–744, lip. 2012, doi: 10.1007/s10762-012-9911-0.
- [57] N. S. Ginzburg, G. S. Nusinovich, i N. A. Zavolsky, „Theory of non-stationary processes in gyrotrons with low Q resonators”, *International Journal of Electronics*, t. 61, nr 6, s. 881–894, grudz. 1986, doi: 10.1080/00207218608920927.
- [58] A. J. Cerfon i in., „Observation and Study of Low-Frequency Oscillations in a 1.5-MW 110-GHz Gyrotron”, *IEEE Transactions on Plasma Science*, t. 37, nr 7, s. 1219–1224, lip. 2009, doi: 10.1109/TPS.2009.2020903.
- [59] A. Reinfelds, O. Dumbrajs, H. Kalis, J. Cepitis, i D. Constantinescu, „Numerical Experiments with Single Mode Gyrotron Equations”, *Mathematical Modelling and Analysis*, t. 17, nr 2, s. 251–270, kwi. 2012, doi: 10.3846/13926292.2012.662659.

- [60] P. Pengvanich, „Theory of Injection Locking and Rapid Start-Up of Magnetrons, and Effects of Manufacturing Errors in Terahertz Traveling Wave Tubes”, The University of Michigan, Michigan, 2007.
- [61] R. M. Rozental, N. S. Ginzburg, M. Yu. Glyavin, A. S. Sergeev, i I. V. Zotova, „Mutual synchronization of weakly coupled gyrotrons”, *Physics of Plasmas*, t. 22, nr 9, s. 093118, wrz. 2015, doi: 10.1063/1.4931746.
- [62] O. Dumbrajs, T. Idehara, T. Saito, i Y. Tatematsu, „Calculations of Starting Currents and Frequencies in Frequency-Tunable Gyrotrons”, *Japanese Journal of Applied Physics*, t. 51, s. 126601, lis. 2012, doi: 10.1143/JJAP.51.126601.
- [63] H. Khatun, R. R. Rao, A. K. Sinha, i S. N. Joshi, „Accurate estimation of start oscillation current for maximum output power in 42 GHz, 200 kW gyrotron”, *APPL PHYS*, t. 49, s. 6, 2011.
- [64] K. Nowak, E. F. Plinski, T. Wiecekowsky, i O. Dumbrajs, „The Gyrotron Startup Scenario in the Single Mode Time Dependent Approach”, *Mathematical Modelling and Analysis*, t. 24, nr 4, s. 494–506, paź. 2019, doi: 10.3846/mma.2019.030.
- [65] E. Ott i W. M. Manheimer, „Theory of Microwave Emission by Velocity-Space Instabilities of an Intense Relativistic Electron Beam”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, t. 3, nr 1, s. 1–5, 1975, doi: 10.1109/TPS.1975.4316862.
- [66] A. M. Ferendeci i C. C. Han, „Theory of high-harmonic rectangular gyrotron for TE_{mn} modes”, *IEEE Trans. Electron Devices*, t. 31, nr 9, s. 1212–1218, wrz. 1984, doi: 10.1109/T-ED.1984.21690.
- [67] N. S. Ginzburg, I. V. Zotova, A. S. Sergeev, V. Yu. Zaslavsky, i I. V. Zheleznov, „High-Power Terahertz-Range Planar Gyrotrons with Transverse Energy Extraction”, *Phys. Rev. Lett.*, t. 108, nr 10, s. 105101, mar. 2012, doi: 10.1103/PhysRevLett.108.105101.
- [68] „Influence of Emitter Surface Roughness and Emission Inhomogeneity on Efficiency and Stability of High Power Fusion Gyrotrons”, Karlsruhe Institut of Technology (KIT), Karlsruhe, 2016.
- [69] S. Pylaeva, K. L. Ivanov, M. Baldus, D. Sebastiani, i H. Elgabarty, „Molecular Mechanism of Overhauser Dynamic Nuclear Polarization in Insulating Solids”, *J. Phys. Chem. Lett.*, t. 8, nr 10, s. 2137–2142, maj 2017, doi: 10.1021/acs.jpclett.7b00561.
- [70] M. L. Mak-Jurkauskas i R. G. Griffin, „High-Frequency Dynamic Nuclear Polarization”, w *Encyclopedia of Magnetic Resonance*, R. K. Harris, Red. Chichester, UK: John Wiley & Sons, Ltd, 2010. doi: 10.1002/9780470034590.emrstm1183.
- [71] A. S. Lilly Thankamony, J. J. Wittmann, M. Kaushik, i B. Corzilius, „Dynamic nuclear polarization for sensitivity enhancement in modern solid-state NMR”, *Progress in Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy*, t. 102–103, s. 120–195, lis. 2017, doi: 10.1016/j.pnmrs.2017.06.002.
- [72] K. Zia, T. Siddiqui, S. Ali, I. Farooq, M. S. Zafar, i Z. Khurshid, „Nuclear Magnetic Resonance Spectroscopy for Medical and Dental Applications: A Comprehensive Review”, *Eur J Dent*, t. 13, nr 01, s. 124–128, luty 2019, doi: 10.1055/s-0039-1688654.
- [73] M. Ha i V. K. Michaelis, „High-Frequency Dynamic Nuclear Polarization NMR for Solids: Part 1 – An Introduction”, w *Modern Magnetic Resonance*, G. A. Webb, Red. Cham: Springer International Publishing, 2017, s. 1–24. doi: 10.1007/978-3-319-28275-6_140-1.
- [74] K. J. Pike i in., „A spectrometer designed for 6.7 and 14.1T DNP-enhanced solid-state MAS NMR using quasi-optical microwave transmission”, *Journal of Magnetic Resonance*, t. 215, s. 1–9, luty 2012, doi: 10.1016/j.jmr.2011.12.006.
- [75] Y. Matsuki i in., „Helium-cooling and -spinning dynamic nuclear polarization for sensitivity-enhanced solid-state NMR at 14T and 30K”, *Journal of Magnetic Resonance*, t. 225, s. 1–9, grudz. 2012, doi: 10.1016/j.jmr.2012.09.008.

- [76] T. Idehara, Y. Shimizu, I. Ogawa, T. Tatsukawa, i G. F. Brand, „Rapid frequency step-switching in submillimeter wave gyrotrons (Gyrotrons FU III and FU IV)”, *Physics of Plasmas*, t. 6, nr 6, s. 2613–2617, cze. 1999, doi: 10.1063/1.873533.
- [77] T. Idehara, M. Pereyaslavets, N. Nishida, K. Yoshida, i I. Ogawa, „Frequency Modulation in a Submillimeter-Wave Gyrotron”, *Phys. Rev. Lett.*, t. 81, nr 9, s. 1973–1976, sie. 1998, doi: 10.1103/PhysRevLett.81.1973.
- [78] T. Idehara i in., „High-Speed Frequency Modulation of a 460-GHz Gyrotron for Enhancement of 700-MHz DNP-NMR Spectroscopy”, *J Infrared Milli Terahz Waves*, t. 36, nr 9, s. 819–829, wrz. 2015, doi: 10.1007/s10762-015-0176-2.
- [79] K. Ueda, Y. Matsuki, T. Fujiwara, Y. Tatematsu, I. Ogawa, i T. Idehara, „Further Characterization of 394-GHz Gyrotron FU CW GII with Additional PID Control System for 600-MHz DNP-SSNMR Spectroscopy”, *J Infrared Milli Terahz Waves*, t. 37, nr 9, s. 825–836, wrz. 2016, doi: 10.1007/s10762-016-0276-7.
- [80] A. C. Torrezan i in., „Continuous-Wave Operation of a Frequency-Tunable 460-GHz Second-Harmonic Gyrotron for Enhanced Nuclear Magnetic Resonance”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, t. 38, nr 6, s. 1150–1159, cze. 2010, doi: 10.1109/TPS.2010.2046617.
- [81] T. Idehara i in., „Continuously Frequency Tunable High Power Sub-THz Radiation Source—Gyrotron FU CW VI for 600 MHz DNP-NMR Spectroscopy”, *J Infrared Milli Terahz Waves*, t. 31, nr 7, s. 775–790, lip. 2010, doi: 10.1007/s10762-010-9643-y.
- [82] T. Idehara i in., „460 GHz second harmonic gyrotrons for a 700 MHz DNP-NMR spectroscopy”, w *2013 38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, Mainz, Germany, wrz. 2013, s. 1–2. doi: 10.1109/IRMMW-THz.2013.6665482.
- [83] S. Jawla i in., „Continuously Tunable 250 GHz Gyrotron with a Double Disk Window for DNP-NMR Spectroscopy”, *J Infrared Milli Terahz Waves*, t. 34, nr 1, s. 42–52, sty. 2013, doi: 10.1007/s10762-012-9947-1.
- [84] R. K. Singh i M. Thottappan, „Design and PIC Simulation Studies of Millimeter-Wave-Tunable Gyrotron Using Metal PBG Cavity as its RF Interaction Circuit”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, t. 48, nr 4, s. 845–851, kwi. 2020, doi: 10.1109/TPS.2020.2974791.
- [85] W. Fu, X. Guan, i Y. Yan, „Generating High-Power Continuous-Frequency Tunable Sub-Terahertz Radiation From a Quasi-Optical Gyrotron With Confocal Waveguide”, *IEEE Electron Device Lett.*, t. 41, nr 4, s. 613–616, kwi. 2020, doi: 10.1109/LED.2020.2972380.
- [86] K. D. Hong, G. F. Brand, i T. Idehara, „A 150-600 GHz step-tunable gyrotron”, *Journal of Applied Physics*, t. 74, nr 8, s. 5250–5258, paź. 1993, doi: 10.1063/1.354265.
- [87] S. P. Sabchevski i T. Idehara, „A numerical study on finite-bandwidth resonances of high-order axial modes (HOAM) in a gyrotron cavity”, *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, t. 36, nr 7, s. 628–653, 2015.
- [88] M. K. Hornstein i in., „Second Harmonic Operation at 460 GHz and Broadband Continuous Frequency Tuning of a Gyrotron Oscillator”, *IEEE Trans. Electron Devices*, t. 52, nr 5, s. 798–807, maj 2005, doi: 10.1109/TED.2005.845818.
- [89] R. J. Temkin, „Development of terahertz gyrotrons for spectroscopy at MIT”, s. 9, 2014.
- [90] T. Idehara i in., „The 1 THz gyrotron at Fukui University”, w *2007 Joint 32nd International Conference on Infrared and Millimeter Waves and the 15th International Conference on Terahertz Electronics*, Cardiff, wrz. 2007, s. 309–311. doi: 10.1109/ICIMW.2007.4516512.
- [91] V. Bratman i in., „Review of Subterahertz and Terahertz Gyrodevices at IAP RAS and FIR FU”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, t. 37, nr 1, s. 36–43, sty. 2009, doi: 10.1109/TPS.2008.2004787.
- [92] T. Idehara i S. P. Sabchevski, „Development and Applications of High-Frequency Gyrotrons in FIR FU Covering the sub-THz to THz Range”, *J Infrared Milli Terahz Waves*, t. 33, nr 7, s. 667–694, lip. 2012, doi: 10.1007/s10762-011-9862-x.

- [93] S. Alberti *i in.*, „Experimental study from linear to chaotic regimes on a terahertz-frequency gyrotron oscillator”, *Physics of Plasmas*, t. 19, nr 12, s. 123102, grudz. 2012, doi: 10.1063/1.4769033.
- [94] J.-Ph. Hogge *i in.*, „Detailed characterization of a frequency-tunable 260GHz gyrotron oscillator planned for DNP/NMR spectroscopy”, w *2013 38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, Mainz, Germany, wrz. 2013, s. 1–2. doi: 10.1109/IRMMW-THz.2013.6665407.
- [95] Y. Rozier *i in.*, „Manufacturing of a 263 GHz continuously tunable gyrotron”, w *2013 IEEE 14th International Vacuum Electronics Conference (IVEC)*, Paris, France, maj 2013, s. 1–2. doi: 10.1109/IVEC.2013.6571071.
- [96] F. Braunmueller, T. M. Tran, S. Alberti, J.-Ph. Hogge, i M. Q. Tran, „Moment-based, self-consistent linear analysis of gyrotron oscillators”, *Physics of Plasmas*, t. 21, nr 4, s. 043105, kwi. 2014, doi: 10.1063/1.4870082.
- [97] M. Thumm *i in.*, „Frequency step-tunable (114–170 GHz) megawatt gyrotrons for plasma physics applications”, *Fusion Engineering and Design*, t. 53, nr 1–4, s. 407–421, sty. 2001, doi: 10.1016/S0920-3796(00)00519-6.
- [98] E. Borie *i in.*, „Possibilities for multifrequency operation of a gyrotron at fzk”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, t. 30, nr 3, s. 828–834, cze. 2002, doi: 10.1109/TPS.2002.801561.
- [99] V. E. Zapevalov *i in.*, „Optimization of the frequency step tunable 105-170 GHz 1 MW gyrotron prototype”, w *Twenty Seventh International Conference on Infrared and Millimeter Waves*, San Diego, CA, USA, 2002, s. 1–2. doi: 10.1109/ICIMW.2002.1076054.
- [100] M. Yu. Glyavin *i in.*, „Experimental tests of a 263 GHz gyrotron for spectroscopic applications and diagnostics of various media”, *Review of Scientific Instruments*, t. 86, nr 5, s. 054705, maj 2015, doi: 10.1063/1.4921322.
- [101] G. G. Denisov, M. Y. Glyavin, A. E. Fedotov, i I. V. Zotova, „Theoretical and Experimental Investigations of Terahertz-Range Gyrotrons with Frequency and Spectrum Control”, *J Infrared Milli Terahz Waves*, mar. 2020, doi: 10.1007/s10762-020-00672-8.
- [102] T. H. Chang, „Frequency Tunable Gyrotron Using Backward-wave Components”, s. 2.
- [103] V. S. Bajaj *i in.*, „250GHz CW gyrotron oscillator for dynamic nuclear polarization in biological solid state NMR”, *Journal of Magnetic Resonance*, t. 189, nr 2, s. 251–279, grudz. 2007, doi: 10.1016/j.jmr.2007.09.013.
- [104] S.-T. Han *i in.*, „Spectral Characteristics of a 140-GHz Long-Pulsed Gyrotron”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, t. 35, nr 3, s. 559–564, cze. 2007, doi: 10.1109/TPS.2007.896931.
- [105] S. Sabchevski i T. Idehara, „Resonant Cavities for Frequency Tunable Gyrotrons”, *Int J Infrared Milli Waves*, t. 29, nr 1, s. 1–22, sty. 2008, doi: 10.1007/s10762-007-9297-6.
- [106] C. T. Iatrou, S. Kern, i A. B. Pavalyev, „Coaxial Cavities with Corrugated Inner Conductor for Gyrotrons”, *IEEE TRANSACTIONS ON MICROWAVE THEORY AND TECHNIQUE*, t. 44, nr 1, 1996.
- [107] O. Dumbrajs i A. Mobius, „Tunable coaxial gyrotron for plasma heating and diagnostics”, *International Journal of Electronics*, t. 84, nr 4, s. 411–419, kwi. 1998, doi: 10.1080/002072198134751.
- [108] M. Pereyaslavets, O. Braz, S. Kern, M. Losert, A. Mobius, i M. Thumm, „Improvements of mode converters for low-power excitation of gyrotron-type modes”, t. 82, nr 1, s. 11, 1997, doi: 10.1080/002072197136291.
- [109] O. Dumbrajs, T. Idehara, Y. Iwata, S. Mitsudo, I. Ogawa, i B. Piosczyk, „Hysteresis-like effects in gyrotron oscillators”, *Physics of Plasmas*, t. 10, nr 5, s. 1183–1186, maj 2003, doi: 10.1063/1.1561277.
- [110] O. Dumbrajs, E. M. Khutorysn, i T. Idehara, „Hysteresis and frequency tunability of gyrotrons”, w *2015 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz*

- waves (IRMMW-THz), Hong Kong, China, sie. 2015, s. 1–1. doi: 10.1109/IRMMW-THz.2015.7327858.
- [111] O. I. Louksha, D. B. Samsonov, G. G. Sominski, i S. V. Syomin, „Suppression of emission nonuniformity effect in gyrotrons”, w *2014 39th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*, Tucson, AZ, USA, wrz. 2014, s. 1–2. doi: 10.1109/IRMMW-THz.2014.6956492.
- [112] O. Dumbrajs i T. Idehara, „Study of Mode Competition in the Third Harmonic Gyrotron with Inclusion of the Electron Velocity Spread and the Beam Width”, w *2018 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, Nagoya, wrz. 2018, s. 1–2. doi: 10.1109/IRMMW-THz.2018.8509845.
- [113] O. I. Louksha, B. Piosc, G. G. Sominski, M. K. Thumm, i D. B. Samsonov, „On potentials of gyrotron efficiency enhancement: measurements and simulations on a 4-mm gyrotron”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, t. 34, nr 3, s. 502–511, cze. 2006, doi: 10.1109/TPS.2006.875779.
- [114] O. I. Louksha, D. B. Samsonov, G. G. Sominski, i S. V. Syomin, „Improvement of electron beam quality and gyrotron efficiency by optimization of electric field distribution in the gun region”, w *2013 38th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, Mainz, Germany, wrz. 2013, s. 1–2. doi: 10.1109/IRMMW-THz.2013.6665437.
- [115] O. I. Louksha i in., „Gyrotron Research at SPbPU: Diagnostics and Quality Improvement of Electron Beam”, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, t. 44, nr 8, s. 1310–1319, sie. 2016, doi: 10.1109/TPS.2016.2590143.
- [116] A. Fokin i in., „High-power sub-terahertz source with a record frequency stability at up to 1 Hz”, *Sci Rep*, t. 8, nr 1, s. 4317, grudz. 2018, doi: 10.1038/s41598-018-22772-1.
- [117] M. Meshram, „Tuning of PID controller using Ziegler-Nichols method for speed control of DC motor”, 2012, t. 31, s. 6.
- [118] A. Noshadi, „Optimal PID-type fuzzy logic controller for a multi-input multi-output active magnetic bearing system”, *Neural Comput*, s. 16, 2016.
- [119] E. M. Khutoryan, T. Idehara, A. N. Kuleshov, i K. Ueda, „Gyrotron Output Power Stabilization by PID Feedback Control of Heater Current and Anode Voltage”, *J Infrared Milli Terahz Waves*, t. 35, nr 12, s. 1018–1029, grudz. 2014, doi: 10.1007/s10762-014-0105-9.
- [120] E. M. Khutoryan i in., „Stabilization of Gyrotron Frequency by PID Feedback Control on the Acceleration Voltage”, *J Infrared Milli Terahz Waves*, t. 36, nr 12, s. 1157–1163, grudz. 2015, doi: 10.1007/s10762-015-0212-2.
- [121] E. M. Khutoryan i in., „Simultaneous Stabilization of Gyrotron Frequency and Power by PID Double Feedback Control on the Acceleration and Anode Voltages”, *J Infrared Milli Terahz Waves*, t. 38, nr 7, s. 813–823, lip. 2017, doi: 10.1007/s10762-017-0374-1.
- [122] S. Pan, C.-H. Du, Z.-C. Gao, H.-Q. Bian, i P.-K. Liu, „Electronic-Tuning Frequency Stabilization of a Terahertz Gyrotron Oscillator”, *IEEE Trans. Electron Devices*, t. 65, nr 8, s. 3466–3473, sie. 2018, doi: 10.1109/TED.2018.2839907.
- [123] N. Kumar, U. Singh, i A. Bera, „Triode Type Coaxial Inverse Magnetron Injection Gun for 2-MW, 240-GHz Gyrotron”, *IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES*, t. 66, nr 7, s. 6, 2019.
- [124] A. Mishra, A. Bera, i M. V. Kartykeyan, „Design of Magnetron Injection Gun for 140GHz, 1MW Gyrotron”, s. 2, 2020.
- [125] I. G. Pagonakis i in., „Triode magnetron injection gun for the KIT 2 MW 170 GHz coaxial cavity gyrotron”, *Physics of Plasmas*, s. 9, 2020.
- [126] F. J. Scott, „Frequency-agile gyrotron for electron decoupling and pulsed dynamic nuclear polarization”, *Journal of Magnetic Resonance*, s. 10, 2018.

- [127] A. P. Fokin *i in.*, „Control of sub-terahertz gyrotron frequency by modulation-anode voltage: Comparison of theoretical and experimental results”, *Review of Scientific Instruments*, t. 90, nr 12, s. 124705, grudz. 2019, doi: 10.1063/1.5132831.
- [128] M. Yu. Glyavin, G. G. Denisov, M. L. Kulygin, i Yu. V. Novozhilova, „Stabilization of gyrotron frequency by reflection from nonresonant and resonant loads”, *Tech. Phys. Lett.*, t. 41, nr 7, s. 628–631, lip. 2015, doi: 10.1134/S106378501507007X.
- [129] A. A. Bogdashov, M. Yu. Glyavin, R. M. Rozental, A. P. Fokin, i V. P. Tarakanov, „Narrowing of the Emission Spectrum of a Gyrotron with External Reflections”, *Tech. Phys. Lett.*, t. 44, nr 3, s. 221–224, mar. 2018, doi: 10.1134/S1063785018030069.
- [130] I. V. Zotova, G. G. Denisov, N. S. Ginzburg, A. S. Sergeev, i R. M. Rozental, „Time-domain theory of low-Q gyrotrons with frequency-dependent reflections of output radiation”, *Physics of Plasmas*, t. 25, nr 1, s. 013104, sty. 2018, doi: 10.1063/1.5008666.
- [131] M. M. Melnikova, A. V. Tyshkun, A. G. Rozhnev, i N. M. Ryskin, „Theoretical Analysis of Gyrotron Self-Injection Locking by Delayed Reflection”, w *2018 43rd International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, Nagoya, wrz. 2018, s. 1–2. doi: 10.1109/IRMMW-THz.2018.8510318.
- [132] M. M. Melnikova, A. B. Adilova, i N. M. Ryskin, „Using Reflections for Suppressing Parasitic Oscillation in a Multimode Gyrotron”, w *2019 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz)*, Paris, France, wrz. 2019, s. 1–2. doi: 10.1109/IRMMW-THz.2019.8874071.
- [133] A. P. Fokin *i in.*, „High Cyclotron Harmonics Excitation in Multi-beam Terahertz Range Gyrotrons”, w *2019 Photonics & Electromagnetics Research Symposium - Spring (PIERS-Spring)*, Rome, Italy, cze. 2019, s. 2636–2639. doi: 10.1109/PIERS-Spring46901.2019.9017415.
- [134] A. Kuleshov *i in.*, „Low-Voltage Operation of the Double-Beam Gyrotron at 400 GHz”, *IEEE Trans. Electron Devices*, t. 67, nr 2, s. 673–676, luty 2020, doi: 10.1109/TED.2019.2957873.
- [135] M. Glyavin, S. Sabchevski, T. Idehara, i S. Mitsudo, „Gyrotron-Based Technological Systems for Material Processing—Current Status and Prospects”, *J Infrared Milli Terahz Waves*, t. 41, nr 8, s. 1022–1037, sie. 2020, doi: 10.1007/s10762-020-00727-w.
- [136] S. Sabchevski, M. Glyavin, S. Mitsudo, Y. Tatematsu, i T. Idehara, „Novel and Emerging Applications of the Gyrotrons Worldwide: Current Status and Prospects”, *J Infrared Milli Terahz Waves*, lip. 2021, doi: 10.1007/s10762-021-00804-8.
- [137] M. Hruszowiec, W. Czarczyński, E. F. Pliński, i T. Więckowski, „Gyrotron Technology”, *JTIT*, nr 1, s. 68–76, 2014.
- [138] T. Idehara, M. Myodo, Y. Itakura, i I. Ogawa, „Development of high quality gyrotrons for plasma diagnostics”, w *2005 Joint 30th International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 13th International Conference on Terahertz Electronics*, Williamsburg, VA, USA, 2005, t. 2, s. 523–524. doi: 10.1109/ICIMW.2005.1572645.
- [139] M. Yu. Glyavin *i in.*, „Experimental investigation of powerful THz gyrotrons for initiation of localized gas discharge”, w *2015 40th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz waves (IRMMW-THz)*, Hong Kong, China, sie. 2015, s. 1–1. doi: 10.1109/IRMMW-THz.2015.7327893.
- [140] A. G. Litvak *i in.*, „Development of 1 MW Output Power Level Gyrotron for ITER ECRH System”, s. 4.
- [141] T. Kobayashia *i in.*, „Development of a dual frequency (110/138 GHz) gyrotron for JT-60SA and its extension to an oscillation at 82 GHz”, *EPJ Web of Conferences*, t. 87, s. 04008, 2015, doi: 10.1051/epjconf/20158704008.

- [142] H. W. Zhao *i in.*, „Intense highly charged ion beam production and operation with a superconducting electron cyclotron resonance ion source”, *Phys. Rev. Accel. Beams*, t. 20, nr 9, s. 094801, wrz. 2017, doi: 10.1103/PhysRevAccelBeams.20.094801.
- [143] T. Saito *i in.*, „Developments for collective Thomson scattering equipment with a sub-THz gyrotron in LHD”, *EPJ Web Conf.*, t. 203, s. 03012, 2019, doi: 10.1051/epjconf/201920303012.
- [144] A. Miyazaki, *Direct Measurement of the Hyperfine Structure Interval of Positronium Using High-Power Millimeter Wave Technology*. Tokyo: Springer Japan, 2015. Dostęp: paź. 26, 2016. [Online]. Dostępne na: <http://link.springer.com/10.1007/978-4-431-55606-0>
- [145] V. A. Skalyga *i in.*, „Powerful neutron generators based on high current ECR ion sources with gyrotron plasma heating”, *EPJ Web Conf.*, t. 149, s. 01004, 2017, doi: 10.1051/epjconf/201714901004.
- [146] S. Jawa, M. Shapiro, W. Guss, i R. Temkin, „527 GHz gyrotron for DNP-NMR spectroscopy”, w *IVESC 2012*, Monterey, CA, USA, kwi. 2012, s. 205–206. doi: 10.1109/IVESC.2012.6264178.
- [147] I. N. Sudiana, S. Mitsudo, M. Z. Firihi, i H. Aripin, „Effect of High-Frequency Microwaves on the Microhardness of Alumina Ceramic”, *MSF*, t. 872, s. 114–117, wrz. 2016, doi: 10.4028/www.scientific.net/MSF.872.114.
- [148] R. W. Bruce, R. L. Bruce, M. T. Lombardi, A. W. Fliflet, S. Foster, i A. K. Kinkad, „Materials Processing for Space Applications Using a Gyrotron-Based Millimeter-Wave System”, w *2005 Joint 30th International Conference on Infrared and Millimeter Waves and 13th International Conference on Terahertz Electronics*, Williamsburg, VA, USA, 2005, t. 1, s. 32–33. doi: 10.1109/ICIMW.2005.1572392.
- [149] K. A. Cherian, A. J. Fliflet, S. Ganguly, i R. Roy, „Novel Approaches to Materials Synthesis and Processing with Microwaves”, zaprezentowano na Festschrift Symposium for Professor Ted White, Australia, grudz. 2001.
- [150] A. I. Tsvetkov, A. V. Vodopyanov, D. A. Mansfeld, i A. P. Fokin, „The Temperature Behavior of Microwave Absorption of Metal Oxide Powders When Heated by a 263-GHz Gyrotron Radiation”, *J Infrared Milli Terahz Waves*, t. 40, nr 10, s. 991–997, paź. 2019, doi: 10.1007/s10762-019-00622-z.
- [151] Yu. V. Bykov *i in.*, „Fabrication of metal-ceramic functionally graded materials by microwave sintering”, *Inorg. Mater. Appl. Res.*, t. 3, nr 3, s. 261–269, maj 2012, doi: 10.1134/S2075113312030057.
- [152] H. Aripin *i in.*, „Structural and Microwave Properties of Silica Xerogel Glass-Ceramic Sintered by Sub-millimeter Wave Heating using a Gyrotron”, *J Infrared Milli Terahz Waves*, t. 33, nr 11, s. 1149–1162, lis. 2012, doi: 10.1007/s10762-012-9925-7.
- [153] „Glass sheet cutting by laser-guided gyrotron beam”, WO 2009/157994 A3, grudz. 30, 2009.
- [154] K. Oglesby, P. Woskov, H. Einstein, i B. Livesay, „Deep Geothermal Drilling Using Millimeter Wave Technology (Final Technical Research Report)”, DE--EE0005504Final, 1169951, grudz. 2014. doi: 10.2172/1169951.
- [155] P. Woskov i P. Michael, „Millimeter-Wave Heating, Radiometry, and Calorimetry of Granite Rock to Vaporization”, *J Infrared Milli Terahz Waves*, t. 33, nr 1, s. 82–95, sty. 2012, doi: 10.1007/s10762-011-9851-0.
- [156] Gyrotron Technolgy Inc., „Gyrotron solar processing technologies”, PA 19020 USA. [Online]. Dostępne na: www.gyrotrontech.com
- [157] Yu. V. Bykov *i in.*, „Diffusion Processes in Semiconductor Structures During Microwave Annealing”, *Radiophysics and Quantum Electronics*, t. 46, nr 8/9, s. 749–755, sie. 2003, doi: 10.1023/B:RAQE.0000025008.97954.1c.

- [158] N. Kumar, U. Singh, T. P. Singh, i A. K. Sinha, „Design of 95 GHz, 2 MW Gyrotron for Communication and Security Applications”, *Journal of Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, t. 32, nr 2, s. 186–195, luty 2011, doi: 10.1007/s10762-010-9762-5.
- [159] K. Shimamura i in., „Wireless Power Transmission Efficiency for Microwave Rocket Using 28 GHz Gyrotron”, *Journal of Spacecraft and Rockets*, t. 57, nr 3, s. 632–635, maj 2020, doi: 10.2514/1.A34726.
- [160] T. Idehara, S. P. Sabchevski, M. Glyavin, i S. Mitsudo, „The Gyrotrons as Promising Radiation Sources for THz Sensing and Imaging”, *Applied Sciences*, t. 10, nr 3, s. 980, luty 2020, doi: 10.3390/app10030980.
- [161] A. Battaglia i in., „G band atmospheric radars: new frontiers in cloud physics”, *Atmos. Meas. Tech.*, t. 7, nr 6, s. 1527–1546, cze. 2014, doi: 10.5194/amt-7-1527-2014.
- [162] W. M. Manheimer, „Initial cloud images with the NRL high power 94 GHz WARLOC radar”, *Geophys. Res. Lett.*, t. 30, nr 3, s. 1103, 2003, doi: 10.1029/2002GL016507.
- [163] Raytheon, „Phaser High-Power Microwave System”, *Raytheon Missiles & Defense*, sie. 2021. <https://www.raytheonmissilesanddefense.com/capabilities/products/phaser-high-power-microwave>
- [164] S.-P. Han i in., „Real-time continuous-wave terahertz line scanner based on a compact 1×240 InGaAs Schottky barrier diode array detector”, *Opt. Express*, t. 22, nr 23, s. 28977, lis. 2014, doi: 10.1364/OE.22.028977.
- [165] T. Idehara i S. P. Sabchevski, „Gyrotrons for High-Power Terahertz Science and Technology at FIR UF”, *J Infrared Milli Terahz Waves*, t. 38, nr 1, s. 62–86, sty. 2017, doi: 10.1007/s10762-016-0314-5.
- [166] N. Miyoshi, Y. Fukunaga, I. Ogawa, i T. Idehara, „Application for hyperthermia treatment of an experimental tumor using a gyrotron (107, 203 GHz)”, w *2009 34th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, Busan, South Korea, wrz. 2009, s. 1–2. doi: 10.1109/ICIMW.2009.5324792.
- [167] S. Yamazaki i in., „Actin polymerization is activated by terahertz irradiation”, *Sci Rep*, t. 8, nr 1, s. 9990, grudz. 2018, doi: 10.1038/s41598-018-28245-9.
- [168] M. F. Stringer i M. N. Hall, „A generic model of the integrated food supply chain to aid the investigation of food safety breakdowns”, *Food Control*, t. 18, nr 7, s. 755–765, lip. 2007, doi: 10.1016/j.foodcont.2006.01.008.
- [169] S.-T. Han, W. K. Park, i H. S. Chun, „Development of Sub-THz gyrotron for real-time food inspection”, w *2011 International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves*, Houston, TX, USA, paź. 2011, s. 1–2. doi: 10.1109/irmmw-THz.2011.6105104.
- [170] J. Jelonnek i in., „Design considerations for future DEMO gyrotrons: A review on related gyrotron activities within EUROfusion”, *Fusion Engineering and Design*, t. 123, s. 241–246, lis. 2017, doi: 10.1016/j.fusengdes.2017.01.047.
- [171] M. Hruszowiec i in., „The Microwave Sources for EPR Spectroscopy”, *JTIT*, nr 2, s. 18–25, lip. 2017, doi: 10.26636/jtit.2017.107616.

„Konstrukcja [...] książki przypomina helisę elektronów w żyrotronie. Spirale wi-
rujących, inaczej: żyrujących, elektronów, które przemieszczają się wraz z czytelnikiem, powtarzając temat za każdym obrotem, ale na coraz wyższym poziomie zaangażowania w fizykę i matematykę”.

„Państwowy Uniwersytet, w tym wchodzący w jego skład Instytut Politechniczny [...] w Niżnym Nowogrodzie, ocalał dzięki... Józefowi Piłsudskiemu (!) [11]. Marszałek, w słynnej bitwie warszawskiej rozegranej w dniach 13–15 sierpnia 1920 r. przeciwko wojskom sowieckim dowodzonym przez Michaiła Tuchaczewskiego, uratował miasto przed ponowną okupacją rosyjską. Miller stawia hipotezę, że gdyby Tuchaczewski [...] wygrał [...], uratowane wyposażenie uczelni warszawskiej, znajdujące się wówczas w Niżnym Nowogrodzie, mogłyby być [...] „ewakuowane” [...] z powrotem do Warszawy”.



Kacper Nowak jest absolwentem Politechniki Wrocławskiej. W 2012 r. obronił doktorat ze spektroskopii terahercowej. W trakcie trwania doktoratu odbył staż na Politechnice w Brunshwiku, pod kierunkiem prof. Martina Kocha. Obecnie pracuje jako adiunkt na Wydziale Elektroniki Politechniki Wrocławskiej. Jego zainteresowania badawcze to: technologia żyrotronu, spektroskopia terahercowa, automatyka przemysłowa, sieci komputerowe oraz programowanie.



Edward F. Pliński jest absolwentem Uniwersytetu Wrocławskiego. W 1974 r. otrzymał dyplom ze specjalności fizyka ciała stałego. Doktorat obronił w 1983 r. w Politechnice Wrocławskiej na Wydziale Elektroniki. W latach 1985–1986 odbył staż podoktorski w zespole prof. Wima Wittemana w Uniwersytecie Twente w Holandii, gdzie pracował nad falowodowymi laserami na dwutlenku węgla wzbudzanych prądem w.cz. W 2006 r. utworzył w Politechnice Wrocławskiej zespół techniki terahercowej, a w 2012 Centrum Naukowe Techniki Terahercowej. Jego obecne zainteresowania to spektroskopia terahercowa w naukach farmaceutycznych oraz teoria żyrotronu



Wydawnictwa Politechniki Wrocławskiej
są do nabycia w sprzedaży wysyłkowej:
zamawianie.ksiazek@pwr.edu.pl

ISBN 978-83-7493-194-6