

Jacek SOSNOWSKI

ANALIZA WYKORZYSTANIA MATERIAŁÓW NADPRZEWODNIKOWYCH W PRZYRZĄDACH OPTYCZNYCH

STRESZCZENIE *W artykule zanalizowano wykorzystanie nadprzewodników wysokotemperaturowych w przyrządach optycznych. Omówiono zasadę działania przyrządów optycznych opartych na wykorzystaniu ostrego przejścia do stanu nadprzewodnictwa (bolometry), występowaniu przerwy energetycznej w materiałach nadprzewodnikowych (SQUID-ach) i związanych z tym efektów josephsonowskich oraz niskiej wartości impedancji powierzchniowej nadprzewodników (filtry). Podano genezę powstania przerwy energetycznej w nadprzewodnikach i jej związek z temperaturą krytyczną. Przedstawiono porównanie wpływu przerwy energetycznej nadprzewodników i półprzewodników na ich własności optyczne. Omówiono wykorzystanie nadprzewodników w przyrządach optycznych, czułych na promieniowanie optyczne o bardzo wysokich częstotliwościach fal elektromagnetycznych rzędu tera-hertzów (THz), o wysokiej przenikalności, co stwarza bardzo obiecujące perspektywy z punktu widzenia wykorzystania ich w urządzeniach kontrolnych i zabezpieczających np. na lotniskach. Przedstawione zostanie wykorzystanie nadprzewodników w tomografii komputerowej opartej na obrazowaniu magnetycznego rezonansu jądrowego (MRI) i w filtrach fal elektromagnetycznych.*

Słowa kluczowe: *promieniowanie optyczne, metrologia, nadprzewodnictwo*

prof. dr hab. Jacek SOSNOWSKI
e-mail: sosnow@iel.waw.pl

Zakład Wielkich Mocy
Instytut Elektrotechniki

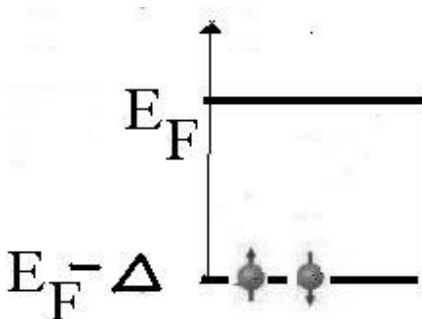
1. WSTĘP

Nadprzewodniki wysokotemperaturowe coraz bardziej stają się obecne w elektrotechnice. Duże oczekiwania związane są również z wykorzystaniem tych materiałów w zagadnieniach optyki. Podstawą wykorzystania nadprzewodników w tej problematyce jest występowanie w tych materiałach ostrego przejścia rezystywnego do stanu nadprzewodnictwa, który to efekt wykorzystywany jest w bolometrach nadprzewodnikowych oraz nadprzewodnikowej przerwy energetycznej. Przerwa energetyczna jest inherentną właściwością nadprzewodników, ściśle związaną z temperaturą krytyczną nadprzewodników poprzez słynną relację wyprowadzoną jeszcze w ramach klasycznej teorii nadprzewodnictwa BCS [1]

$$\frac{2\Delta}{k_B T_C} = 3,52 \quad (1)$$

Symbol Δ oznacza w równaniu 1 przerwę energetyczną, podczas gdy k_B jest stałą Boltzmanna, T_C temperaturą krytyczną nadprzewodnika. Pojawia się tutaj na pierwszy rzut oka analogia do półprzewodnikowej przerwy energetycznej, która także wykorzystywana jest w przyrządach optycznych.

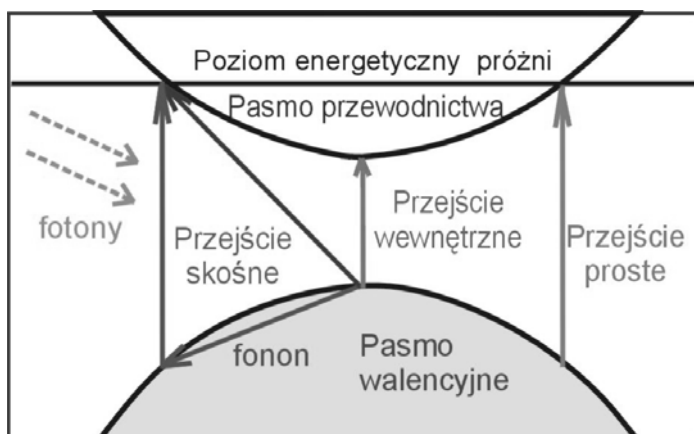
2. WYKORZYSTANIE PRZERWY ENERGETYCZNEJ W PRZYRZĄDACH OPTYCZNYCH



Rys. 1. Schematyczny obraz kondensacji elektronów w nadprzewodnikowe pary Coopera o przeciwnych spinach, oddzielonych przerwą energetyczną Δ od poziomu Fermiego E_F

Różny jest mechanizm generacji przerwy energetycznej w nadprzewodnikach i półprzewodnikach. W półprzewodnikach przerwa energetyczna związana jest ze strukturą atomową, natomiast w materiałach nadprzewodnikowych z powstaniem par Coopera, czyli stanów związanych dwóch elektronów, które następnie ulegają tak zwanej kondensacji, obsadzając jeden wspólny poziom kwantowy, co przedstawione jest na rysunku 1.

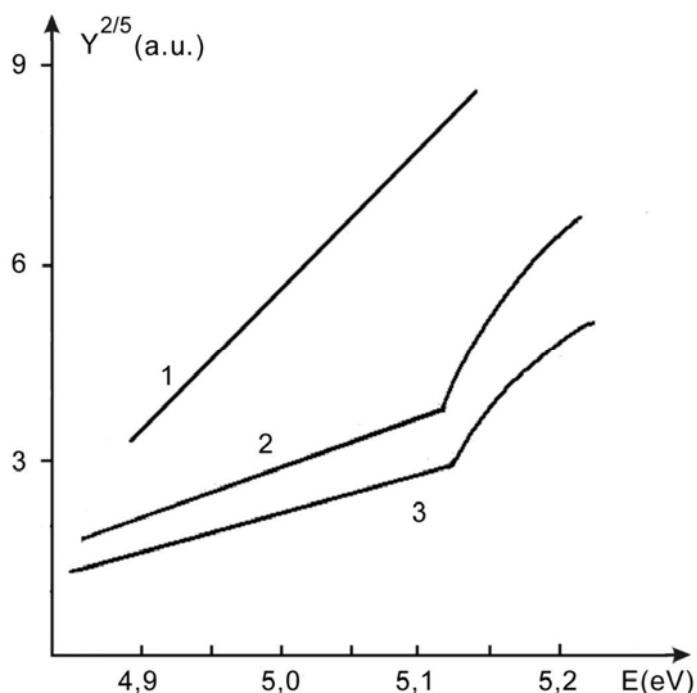
Powstanie par Coopera jest możliwe dzięki pojawieniu się oddziaływania przyciągającego pomiędzy elektronami, w naj-



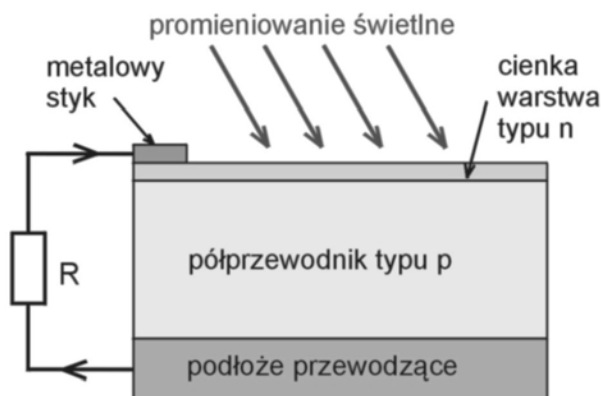
Rys. 2. Międzypasmowe przejścia fotoelektryczne w półprzewodniku: wewnętrzne i zewnętrzne (przejścia proste i skośne)

proszym przypadku opisanego zgodnie z teorią BCS, poprzez wymianę wzbudzeń sieci krystalicznej – fononów. Nadprzewodniki mogą więc absorbować promieniowanie optyczne o energii przewyższającej podwójną wartość przerwy energetycznej 2Δ , dla której para Coopera zostaje rozerwana. Dla niższych częstotliwości promieniowania fale elektromagnetyczne ulegają odbiciu od nadprzewodnika. Jak z tego wynika zachodzi tutaj inna sytuacja, niż dla półprzewodników dla których krawędź absorpcji promieniowania elektromagnetycznego związana jest z przekroczeniem wartości energii pojedynczej, międzypasmowej przerwy energetycznej, jak pokazuje to rysunek 2. Zaznaczone na rysunku są wewnętrzne przejścia międzypasmowe wpływające na fotorezystywność półprzewodnika oraz przejścia zewnętrzne poza obszar kryształu półprzewodnikowego w ramach efektu fotoemisji.

Jak widać zachodzą przejścia proste i skośne. W procesach przejść skośnych, proces fotoemisji związany jest z wyjściem elektronu z kryształu pod wpływem absorpcji fotonu, przy jednoczesnej emisji wirtualnego fononu. W procesach



Rys. 3. Krzywe wydajności kwantowej fotoemisji Y z monokryształów: (1) CdS, (2-3) HgSe w funkcji E energii promieniowania świetlnego

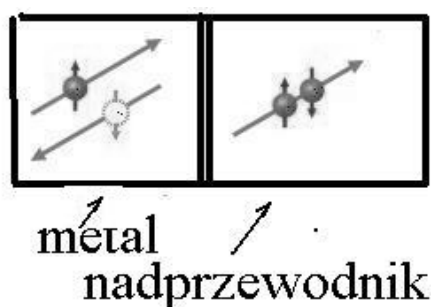


Rys. 4. Schemat ogniwa fotowoltaicznego

dawne wyniki badań autora wydajności fotoemisji na monokryształach półprzewodnikowych. O ile zewnętrzny efekt fotoelektryczny wykorzystywany jest w różnego rodzaju fotokomórkach, to wewnętrzny efekt stosowany jest w ogniwach fotowoltaicznych, fotodiodach i fotodetektorach. Przyrządy te oparte są na złączach półprzewodnikowych typu p-n, w których promieniowanie optyczne padające na okładkę prowadzi do generacji elektronów przewodnictwa, które dyfundują na drugą stronę okładki. Prowadzi to następnie do przepływu prądu, jak ilustruje to rysunek 4. Nie można tego rozumowania opisującego złącza półprzewodnikowe p-n, zastosować do przypadku złącza nadprzewodnika z metalem normalnym, co przedstawione jest na rysunku 5.

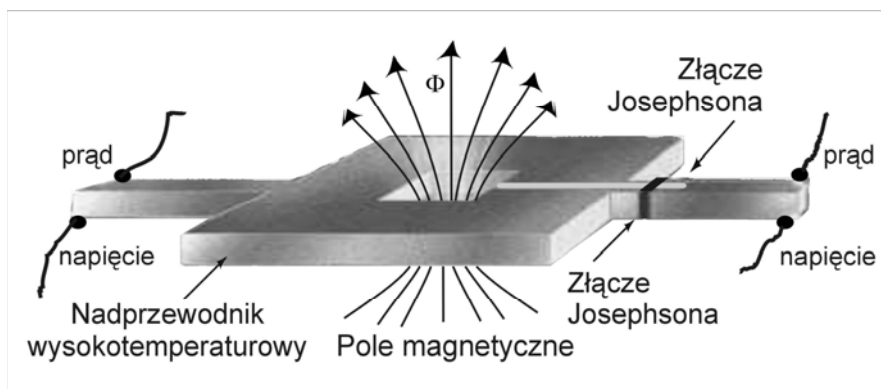
Wówczas padający na granicę złącza elektron nie może jej przekroczyć, gdyż po stronie nadprzewodnika elektrony występują tylko w postaci związanej w pary Coopera. Na drugiej okładce złącza elektron, więc będzie musiał utworzyć parę i dalej propagować się w formie sparowanej, jak widać na rysunku 5. Prawo zachowania ładunku i pędu prowadzi następnie do konieczności powstania dziury w miejscu nowo-skreowanego elektronu niezbędnego do powstania pary, która odbija się od powierzchni z przeciwnym pędem. Efekt ten nosi nazwę odbicia Andreeva [2]. Jak wynika z tego rozumowania przez złącze mogą propagować się tylko pary Coopera, w procesie tunelowania przez barierę izolacyjną, co rzeczywiście zachodzi w złączach dwóch elementów nadprzewodnikowych, tak zwanych złączach Josephsonowskich, typu S-I-S. Dwa

przejsć prostych, bezpośrednich, ale wymagających wyższej energii napromieniowania, pojedynczy elektron absorbuje foton. Występowanie obydwu procesów będzie zachodzić po przekroczeniu przez padające fotony odpowiednich wartości progowych fotoemisji, które doświadczalnie wyznaczyć można z ekstrapolacji krzywych doświadczalnych przedstawionych na rysunku 3, na którym przedstawiono w celach ilustracyjnych



Rys. 5. Schemat odbicia Andreeva na granicy metal-nadprzewodnik

takie złącza nadprzewodnikowe stanowią podstawę konstrukcji SQUID-u, nadprzewodnikowego interferometru kwantowego, który umożliwia najczulszy pomiar słabych pól magnetycznych, przechodzących przez jego powierzchnię rzędu 10^{-14} T, podczas gdy pole magnetyczne mózgu wynosi 10^{-13} T [3]. Nadmienimy, że wskazania i czułość SQUIDu określone są przez ilość kwantów strumienia magnetycznego $\Phi = n \Phi_0$, przechodzących przez jego przekrój, z których każdy przenosi strumień magnetyczny o wartości $\Phi_0 = 2,067 \cdot 10^{-15}$ Wb. Złącza josephsonowskie umożliwiają także generację promieniowania fal elektromagnetycznych, o częstotliwości wprost proporcjonalnej do przyłożonego napięcia, zgodnie z zależnością: $483597,9$ kHz/ μ V oraz odwrotnie służą one jako detektory promieniowania elektromagnetycznego, które wytwarza stałe napięcie na okładkach złącza. Widok SQUID-u warstwowego utworzonego z nadprzewodników wysokotemperaturowych, pokazany jest na rysunku 6.



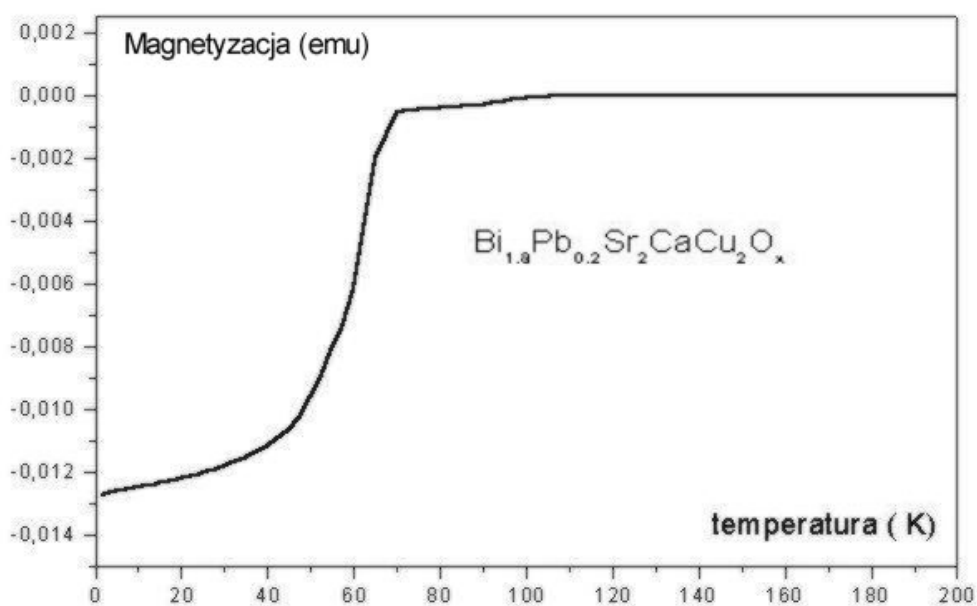
Rys. 6. Widok konstrukcji SQUID-u warstwowego

SQUID-y jako bardzo czułe przyrządy znajdują coraz powszechniejsze zastosowanie w badaniach medycznych, np. słabych pól magnetycznych mózgu ludzkiego (magneto-encefalografii), w badaniach nieniszczących, np. pęknięć szyn, kół samolotów oraz także we wzorcach wielkości elektrycznych, w tym we wzorcu wolta. Znacznie łatwiej jest bowiem wyznaczyć częstotliwość fali elektromagnetycznej, a więc ilość przechodzących w jednostce czasu maksimumów tej fali, niż zmierzyć dokładnie wartość napięcia stałego generowanego na złączu josephsonowskim.

3. NADPRZEWODNIKOWE DETEKTORY PROMIENIOWANIA PRACUJĄCE NA CZĘSTOTLIWOŚCIACH THz

W poprzednim paragrafie skoncentrowaliśmy się na analizie wykorzystania przerwy energetycznej w przyrządach optycznych. Niniejszy paragraf po-

święcony jest przedstawieniu zastosowania w tym celu w bolometrach nadprzewodnikowych, ostrego przejścia temperaturowego do stanu nadprzewodnictwa. Na rysunku 7 pokazane jest temperaturowe przejście do stanu nadprzewodzącego zsyntetyzowanej ceramiki bizmutowej o składzie $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.2}\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$. Widoczny jest tutaj raptowny skok magnetyzacji w temperaturze przejścia oraz następnie łagodny spadek.



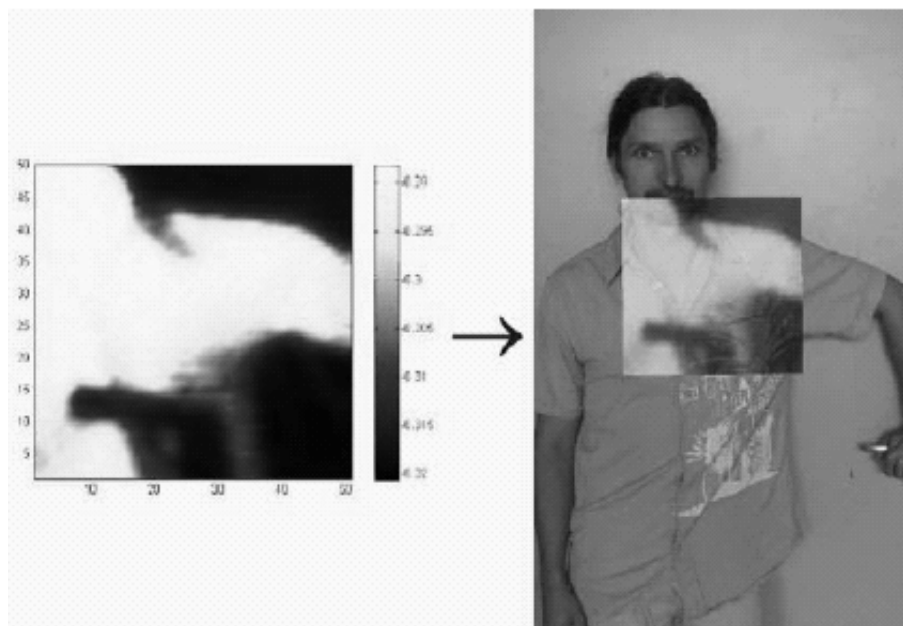
Rys. 7. Magnetyczne przejście temperaturowe do stanu nadprzewodnictwa ceramiki bizmutowej o składzie $\text{Bi}_{1.8}\text{Pb}_{0.2}\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$

Zasada działania bolometrów nadprzewodnikowych oparta jest na rejestracji zmiany rezystancji nadprzewodnika w obszarze przejścia, w skutek absorpcji promieniowania elektromagnetycznego prowadzącego do zmiany temperatury czułego elementu nadprzewodnikowego. Możliwa jest też konstrukcja bolometru pracującego w oparciu o zmianę momentu magnetycznego pokazanego na rysunku 7. Promieniowanie optyczne padając na element nadprzewodnikowy podnosi jego temperaturę i zmienia rezystancję w obszarze przejścia, a także magnetyzację. Wykorzystywane to jest właśnie w czujniku nadprzewodnikowym - bolometrze, w pewnym sensie analogicznie do czujników półprzewodnikowych opartych na zmianie fotorozystancji złącza półprzewodnikowego p-n pod wpływem promieniowania optycznego, Różnica natomiast będzie polegać nie tylko na innym mechanizmie działania półprzewodnikowych czujników optycznych, ale także na zakresie pracy. O ile czujniki półprzewodnikowe głównie są czułe na promieniowanie podczerwone, mikrofalowe, to bolometry nadprzewodnikowe są czułe raczej na wysoko energetyczne promieniowanie, rzędu tera-hertzów,

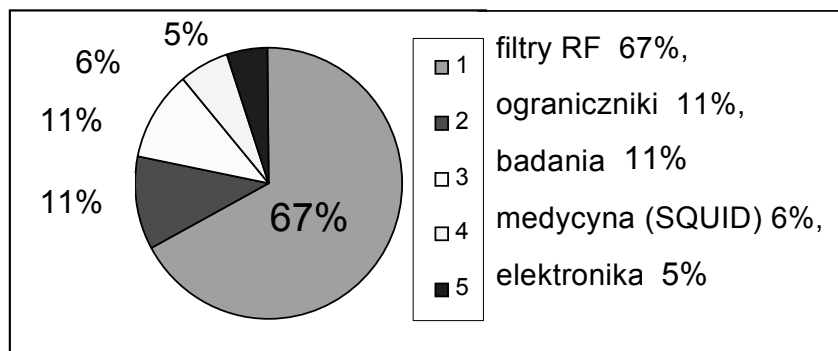
czyli 10^{12} Hz, wpływające istotnie na lokalną temperaturę czujnika. Jest to szczególnie interesujący zakres częstotliwości z dwóch powodów. Po pierwsze takie promieniowanie wysokoenergetyczne dobrze przenika przez materię i jest słabo tłumione. Z drugiej strony każde ciało w temperaturze T emituje promieniowanie o częstotliwości ν związane przypadku ciała doskonale czarnego z temperaturą wzorem Plancka: $k_B T = h\nu$, gdzie $h = 6,626 \cdot 10^{-34}$ J·s = $4,135 \cdot 10^{-15}$ eV·s, jest stałą Plancka, k_B stałą Boltzmanna.

W przypadku temperatury pokojowej rzędu 300 K przynosi to promieniowanie o częstotliwości tera-hertzowej: 0,3 do 20 THz, o długości fali 1 mm – 15 μ m. W celu uzyskania maksymalnej czułości tego przyrządu optycznego w rzeczywistych bolometrach wykorzystuje się nie nadprzewodniki wysokotemperaturowe, ale niskotemperaturowe nadprzewodniki I rodzaju, które scharakteryzowane są bardzo ostrym przejściem do stanu nadprzewodnictwa, często o szerokości mniejszej niż 0,01 K. Ostrość przejścia nadprzewodnikowego takich materiałów jak Nb, Zn, Sn wykorzystywana jest nawet we wzorcu temperatury. Również szумы termiczne wprost proporcjonalne do temperatury powodują, że temperatura pracy bolometru powinna być odpowiednio niska, co preferuje właśnie zastosowania nadprzewodników niskotemperaturowych w celach pomiarowych. Dobra przenikalność wysokoenergetycznego promieniowania tera-hertzowego przez materię prowadzi do tego, że może ono zostać rejestrowane w termowizyjnych kamerach bolometrycznych. Służyć one mogą jako czujniki bezpieczeństwa zainstalowane na odległościach rzędu nawet 5 – 10 metrów od obiektu badanego np. w celach antyterrorystycznych na lotniskach, podobnie jak aparaty rentgenowskie, ale nie szkodliwe jeszcze dla zdrowia ludzkiego. Istotną zaletą tych przyrządów jest brak konieczności stosowania jakiegokolwiek naświetlania obiektu, gdyż promieniowanie tera-hertzowe jest wytwarzane samoistnie zgodnie z prawem Plancka, odpowiednio do zasad termodynamiki, a jego widmo jest charakterystyczne dla danego przedmiotu, w zależności od jego odstępstw od ciała doskonale czarnego. W celu detekcji promieniowania i uzyskania na tej podstawie następnie obrazów przedmiotów konstruuje się kamery termowizyjne złożone z tablic wielu bolometrów. Jako przykład pokażemy, na podstawie danych literaturowych [4] obraz mężczyzny na rys. 8 z ukrytym pod koszulą rewolwerem, otrzymany z pomocą kamery zbudowanej z tablicy siedmiu bolometrów, pracujących w temperaturze 450 mK, skonstruowanych z nadprzewodnikowego stopu Pd-Au z podwójną warstwą Mo. Ponieważ promieniowanie tera-hertzowe nie przechodzi przez materiały ceramiczne i metalowe, więc kształt wykonanych z nich przedmiotów, np. rewolweru ukrytego pod koszulą, co widać na rysunku 8, pojawia się na ekranie i wskazuje na możliwość zastosowania tego przyrządu przy kontroli osób na lotniskach. Rozdzielczość przyrządu wynosiła 1 cm na odległości 5 m, natomiast dla uzyskania obrazu z określonej powierzchni przeprowadza się jej skanowanie z pomocą

przesuwających się luster, w konfiguracji teleskopu typu Cassegrain. Uzyskanie maksymalnej czułości bolometrów na promieniowanie optyczne wymaga bardzo małych wielkości elementów nadprzewodnikowych, co zrealizować można np. stosując cienkie warstwy. Zauważmy jednak, że zastosowania cienkich warstw z nadprzewodników wysokotemperaturowych w przyrządach optycznych jest znacznie szersze, niż w omówionych tutaj SQUID-ach i bolometrach, do produkcji których wykorzystuje się tylko łącznie około 11% produkowanych warstw typu $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$.

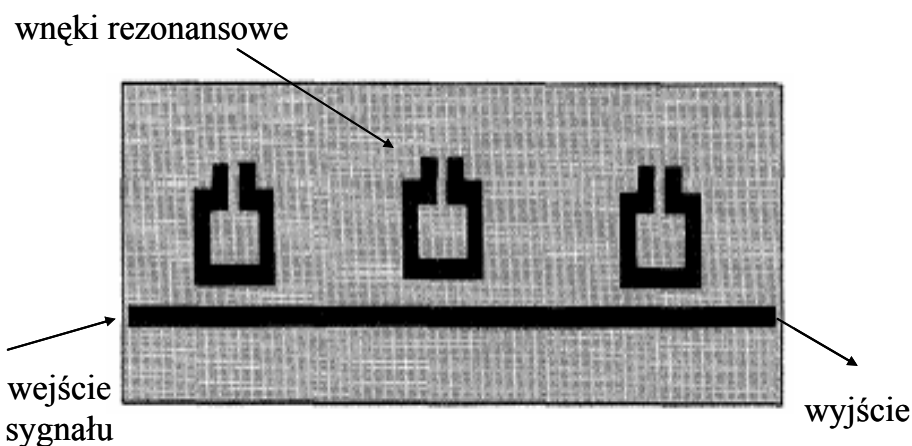


Rys. 8. Obraz z bolometrycznej kamery termowizyjnej pracującej na częstotliwości 0,34 THz (lewa strona) mężczyzny ukrywającego pistolet pod koszulą (prawa strona rysunku) [4]



Rys. 9. Zastosowania cienkich warstw nadprzewodnikowych $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$

Jak pokazuje rysunek 9 zdecydowanie największa część wysokotemperaturowych warstw nadprzewodnikowych, bo aż 67% stosowana jest w produkcji wysokoczęstotliwościowych filtrów promieniowania elektromagnetycznego. Ze względu na znacznie niższą wartość rezystancji powierzchniowej nadprzewodnika filtry te mają znacznie lepsze parametry, tak zwany parametr dobroci, od dotychczas stosowanych opartych na miedzi. Na rysunku 10 pokazany jest filtr wykonany z nadprzewodnika wysokotemperaturowego, z trzema wnękami rezonansowymi determinującymi pojemność układu i umożliwiającymi przepuszczenie w ten sposób tylko określonych częstotliwości fal elektromagnetycznych.



Rys. 10. Wysokoczęstotliwościowy filtr nadprzewodnikowy z wnękami rezonansowymi

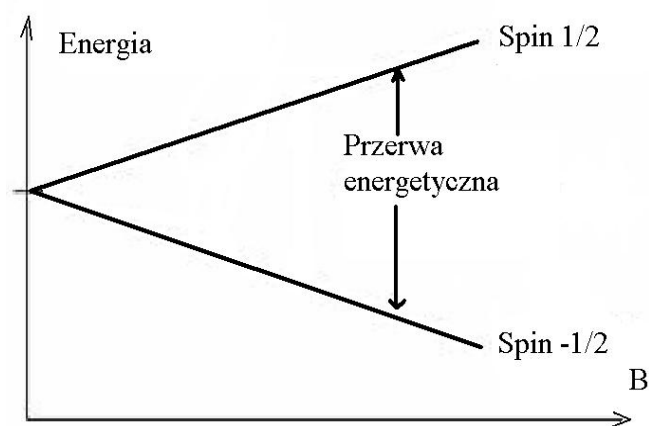
Filtry nadprzewodnikowe stosuje się już obecnie w łączności satelitarnej, natomiast przewiduje się ich wykorzystanie w telefonii komórkowej. Szczególne oczekiwania w tej dziedzinie ma marynarka wojenna, gdyż filtry te mogą oddzielać słabe sygnały łączności radiowej od szumów wytworzonych np. przez pracujący silnik na okręcie.

4. NADPRZEWODNIKOWA TOMOGRAFIA KOMPUTEROWA TYPU MRI

Inna bardzo perspektywiczna dziedzina wykorzystania materiałów nadprzewodnikowych w zakresie optyki związana jest z tak zwaną tomografią obrazowania rezonansu magnetycznego, zwaną po angielsku MRI (**M**agnetic **R**esonance **I**maging). Metoda ta oparta jest na jądrowym rezonansie magnetycznym NMR (**N**uclear **M**agnetic **R**esonance), ale w medycynie w celu nie drażnienia pacjentów unika się słowa jądrowy, stąd też częściej stosowanym termi-

nem jest Rezonans Magnetyczny lub MRI, to znaczy obrazowanie z pomocą rezonansu magnetycznego. W urządzeniach tych wykorzystuje się mikrofalowe pole elektromagnetyczne oraz urządzenia nadprzewodnikowe w postaci elektromagnesów nadprzewodnikowych. Zasada działania tego rodzaju tomografu komputerowego oparta jest na magnetycznym rezonansie jądrowym. Jądra atomów w skład, których wchodzi protony posiadają spin. Z każdym protonem związany jest spin połówkowy $s = \pm \frac{1}{2} \hbar$. W polu magnetycznym poziomy energetyczne atomu ulegają przesunięciu zgodnie z zależnością $E = -s\gamma B$, gdzie B jest wartością przyłożonej indukcji magnetycznej, natomiast γ czynnikiem żyroskopowym. Następuje więc rozszczepienie poziomów energetycznych jonowych, co pokazuje rysunek 11, z wartością przerwy energetycznej wynoszącej: $\Delta E = \gamma \hbar B$. Nałożenie na stałe pole magnetyczne słabego pola przemienne, o częstotliwości

$$\nu = \frac{\Delta E}{h} = \frac{\gamma B}{2\pi} \quad (2)$$

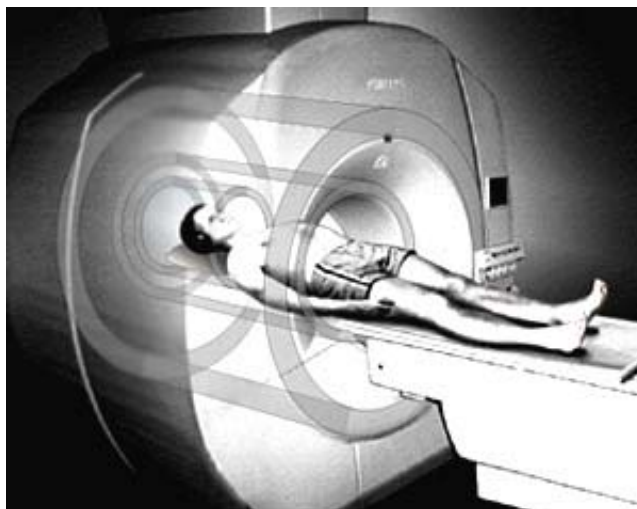


Rys. 11. Rozszczepienie spinowe jądrowych poziomów energetycznych w funkcji natężenia zewnętrznej indukcji magnetycznej. Zaznaczona jest także wielkość przerwy energetycznej

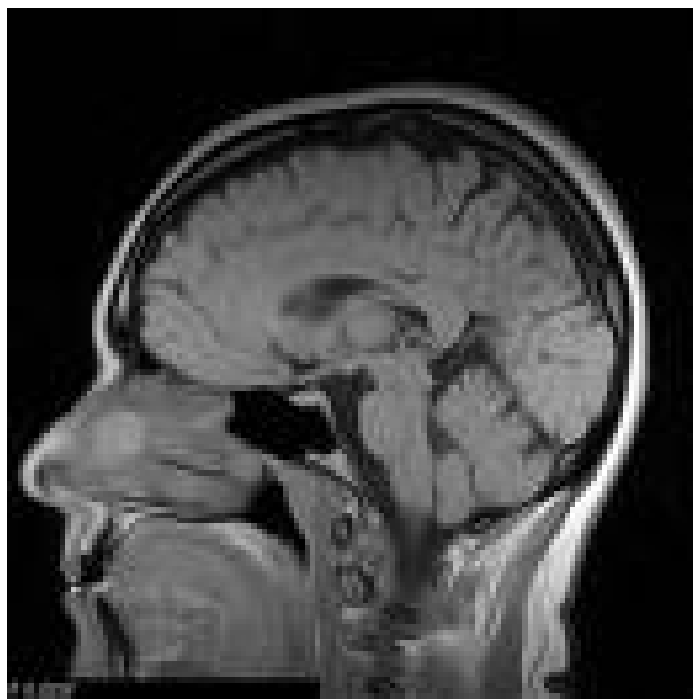
wytworzonego przez fale elektromagnetyczne prowadzi do wzbudzenie jądra atomowego pod wpływem absorpcji tego promieniowania, związanego z odwróceniem spinów jądrowych, co przedstawia rysunek 11. Następnie prowadzi się rejestrację promieniowania elektromagnetycznego powstającego na skutek zjawisk relaksacji, czyli powrotu układu spinów jądrowych do stanu równowagi termodynamicznej. Dla różnych pierwiastków inne są widma

promieniowania relaksacyjnego. O ile więc nastawimy układ pomiarowy na rejestrację widma protonów, więc uzyskamy stąd informacje, dotyczące położenia jąder wodoru, występującego w organizmie ludzkim w postaci cząstek wody H_2O . Poprzez zastosowanie systemu gradientów pola magnetycznego można wówczas stwierdzić jednoznacznie, z którego miejsca przekroju mózgu ludzkiego to promieniowanie pochodzi i otrzymuje się po odpowiednich przekształceniach

komputerowych obraz danego przekroju mózgu. Za prace nad tą metodą obrazowania Paul C Lauterbur and Peter Mansfield uhonorowani zostali w 2003 r. nagrodą Nobla z dziedziny medycyny. Szkic układu pomiarowego jądrowego rezonansu magnetycznego pokazany jest na rysunku 12. O jakości osiągniętych z pomocą tej metody rezultatów świadczyć może rysunek 13 pokazujący przekrój głowy ludzkiej z pomocą tomografii MRI. Jak wynika z tego rysunku uzasadniona jest opinia niektórych ekspertów, że uzyskane metodą rezonansu magnetycznego obrazy są porównywalne dokładnością z przekrojami uzyskanymi wręcz rozcięciem skalpelem chirurgicznym.



Rys. 12. Widok stanowiska eksperymentalnego rezonansu magnetycznego NMR (Internet)



Rys. 13. Obraz przekroju głowy ludzkiej uzyskany z pomocą tomografii komputerowej MRI (Internet)

LITERATURA

1. Bardeen J., Cooper L.N., Schrieffer J.R.: Theory of Superconductivity, Phys. Rev. 108, 1175, 1957.
2. Andreev A.F: Sov. Phys. JETP 19, 1228 1964.
3. Sosnowski J., Nadprzewodnictwo i zastosowania, Wydawnictwo Książkowe Instytutu Elektrotechniki, Warszawa, 2003.
4. May T., Anders S., Zakosarenko V., Starkloff M., Meyer H.-G., Thorwirth G., Kreysa E., Jethava N.: A Superconducting Terahertz Imager, IEEE/CSC&ESAS Eur. Super. News Forum, no 1, lipiec 2007.

Rękopis dostarczono, dnia 04.04.2008 r.

Opiniował: prof. dr hab. inż. Władysław Dybczyński

ANALYSIS OF THE APPLICATION SUPERCONDUCTING MATERIALS IN OPTICAL DEVICES

Jacek SOSNOWSKI

ABSTRACT *In the paper it has been analysed application of HTc superconductors in optical devices. The principle of action of these devices is based on the sharp transition to the superconducting state (bolometers), appearance of the superconducting gap and related to this Josephson's effects (SQUID-s) and low surface impedance of superconductors (filters). It has been given the genesis of the appearance superconducting gap and its relation to the critical temperature. It will be shown in the paper the comparison of the influence of the superconducting and semiconducting energy gap on the optical properties of these materials. It will be considered the application of the HTc materials in the optical imagers sensitive to the optical radiation of the very large frequency of the THz range. This frequency wave range is very attractive from the point of view of the security devices for instance at the airports. It will be too presented the application of superconductors in the computer tomography NMR of the human brain based on the nuclear tomography imaging MRI.*

Prof. dr hab. Jacek Sosnowski. Absolwent Wydziału Fizyki UW z 1971 r. Doktorat (1975 r.) poświęcony był badaniom własności nadprzewodnikowych półmetalicznego selenku lantanu, natomiast habilitacja (1982 r.) badaniom ważnych od strony aplikacyjnej również obecnie, materiałów nadprzewodnikowych o strukturze typu A15, Nb₃Ga z domieszkami magnetycznymi. W październiku 2007 otrzymał tytuł profesora. Pracuje w Instytucie Elektrotechniki od 1980 r., od 1.01.2008 r. na stanowisku profesora tytularnego, w latach 1998...2003 profesora kontraktowego, nad zagadnieniami nowych materiałów w elektrotechnice, przede wszystkim nadprzewodnikowych. Zajmuje się modelowaniem zagadnień elektromagnetycznych w nadprzewodnictwie – prąd krytyczny, siły zakotwiczenia oraz zastosowaniami nadprzewodników wysokotemperaturowych np. w ogranicznikach prądowych. Odbył staże naukowe w Japonii, Francji, Rosji, Niemczech. Opublikował ponad 250 prac w regularnych czasopiśmie naukowych i wydawnictwach konferencyjnych.

