

Maria Ingot, Gustaw Kamionka

BADANIA KORELACJI KĄTOWYCH KWANTÓW (γ) POWSTAJĄCYCH PRZY ANIHILACJI POZYTONÓW W MIEDZI POLIKRYSTALICZNEJ

Streszczenie. Przedstawiono metodę badania metali w oparciu o zjawisko anihilacji pozytonów zachodzące w obserwowanych próbkach metalicznych. Przebadano widmo anihilacyjne miedzi polikrystalicznej, a następnie porównano je z zaczerpniętym z literatury widmem miedzi monokrystalicznej.

1. Wstęp

Istnieje wiele metod badania ciała stałego wykorzystujących zjawiska fizyki jądrowej. Do nich też należy zaliczyć metody oparte na zjawisku anihilacji elektronu z pozytonem. Prace eksperymentalne i teoretyczne prowadzone w tej dziedzinie mają poza tym na celu zbadanie samego zjawiska anihilacji, które w różnych aspektach nie jest jeszcze w pełni poznane.

Prace eksperymentalne w tej dziedzinie sprowadzają się do pomiarów czasów życia pozytonów oraz do badania korelacji kątowych kwantów γ powstających w procesie anihilacji.

2. Metoda badania rozkładu kątowego kwantów anihilacyjnych

Podczas anihilacji elektronu z pozytonem w metalicznej próbce następuje zazwyczaj emisja dwóch kwantów γ rozlatujących się w przeciwnych kierunkach i posiadających energię $m_e c^2$, m_e - spoczynkowa masa elektronu oraz c - prędkość światła. Bardziej wnikliwe badania pokazały jednak iż anihilacyjne kwanty nie konieczne muszą być kolinearne, a ich energia różni się od 0,51 MeV o kilka do kilkunastu elektronowoltów.

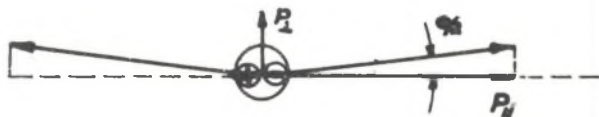
Wyjaśnienie oprzemy na założeniach modelu anihilacji pozytonów w metalach podając prace, w których dyskutowano trafność tych założeń.

Pozyton wchodząc do próbki metalicznej ulega tam spowolnieniu, inaczej mówiąc termalizacji, posiadając przed anihilacją energię około $0,02 \text{ eV}$ [1,2,3]. Możliwość użycia modelu Fermiego - swobodnego gazu elektronowego w metalu, przedyskutowana w pracy [4] pozwala przypuszczać, że pozytony anihilują tylko z elektronami przewodnictwa mającymi energie równe kilka, kilkanaście elektronowoltów, zaś kulombowskie siły odpychania zapobiegają oddziaływaniu pozytonów z elektronami rdzeni atomowych.

Praca [5] wykazuje jednakowe prawdopodobieństwo anihilacji elektronów swobodnych o różnych energiach.

Zgodnie z tym co przedstawiono, ruch środka masy anihilującej pary określony jest tylko szybkością elektronów przewodnictwa, a zatem korzystając z zasady zachowania energii i pędu, oczekiwać należy iż rozlatujące się kwanty będą niosły informacje o pędzie i energii elektronów walencyjnych metalu (rys. 1). Rysunek 1 pozwala zauważyć, że kąt θ dający odchylenie kwantów anihilacyjnych od kolinearności informuje o składowej prostopadłej p_{\perp} anihilacyjnego kwantu γ (składowa p_{\perp} jest prostopadła do kierunku rozlatywania się kwantów anihilacyjnych w przypadku, gdy środek masy cząstek pozostawałby w spoczynku).

$$\frac{p_{\perp}}{m_0 c} = \sin \theta \approx \theta \quad (1)$$



Rys. 1. Kierunek kwantów anihilacyjnych rozpatrywany w układzie środka masy anihilującej pary elektron - pozyton

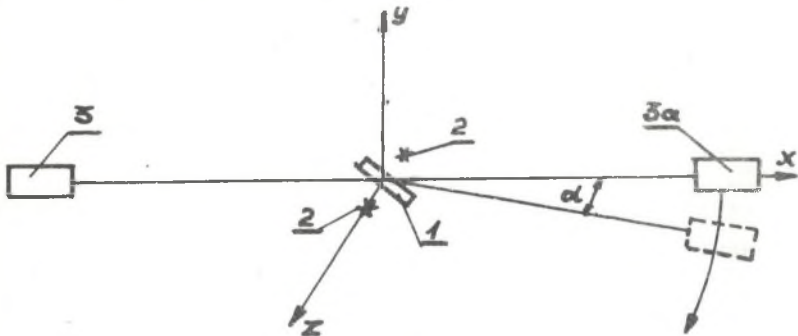
Składowa pędu równoległa p_{\parallel} poszerza widmo energetyczne kwantów anihilacyjnych o ΔE

$$\Delta E = \frac{1}{2} p_{\parallel} c \quad (2)$$

Rozpatrując zachodzący proces w układzie środka mas pary elektron-pozyton i zanedbując pęd pozytonu można przyjąć, że p_{\perp} i p_{\parallel} są składowymi pędu elektronów walencyjnych.

Podczas gdy dokładność wyznaczenia kąta θ jest stosunkowo duża, ΔE można mierzyć tylko w przybliżeniu, ze względu na trudności doświadczalne.

Biorąc pod uwagę warunki w jakich przebiega doświadczenie, zwykle dokonuje się pomiaru nie kąta θ , lecz mierzy się jego rzut α na płaszczyznę określoną przez oś łączącą obydwie detektory kwantów γ i próbkę oraz przez kąt obrotu ruchomego detektora. Schematycznie przedstawia to rysunek 2.



Rys. 2. Geometria układu pomiarowego

1 - próbka, 2 - źródło pozytonów, 3 - sonda nieruchoma, 3a - sonda ruchoma, α - kąt na płaszczyźnie xz

W tym przypadku wzór (1) przyjmuje następującą postać

$$\alpha = \frac{p_z}{m_0 c} \quad (3)$$

gdzie:

α - mierzony kąt, będący rzutem kąta θ danego wzorem (1) na płaszczyznę xz .

Korzystając z modelu swobodnego gazu elektronowego i przechodząc do przestrzeni pędów, w której każdej parze elektronów przypisana jest elementarna komórka o objętości $\frac{h^3}{V}$ (h - stała Plancka, V - objętość kryształu) odpowiadająca określonemu stanowi energetycznemu, uzyskujemy w tej przestrzeni bryłę "wypełnioną" pędami wszystkich swobodnych elektronów znajdujących się w objętości V .

Sukcesem pracy Stewarta [5] jest wykazanie zależności między eksperymentalną wielkością $N(p_z)$ dającą ilość par kwantów posiadających składową pędu p_z a prawdopodobieństwem, że pary kwantów niosą pęd o składowej p_z właśnie wzdłuż osi z przyrzędu zawarty między p_z i $p_z + dp_z$.

Oznaczając rozkład pędu pary kwantów anihilacyjnych przez $\varrho(\vec{p})$ można związać w sposób następujący $N(p_z)$ z prawdopodobieństwem, że para kwantów γ ma całkowity pęd równy \vec{p}

$$N(p_z) = \text{const} \int_{-\infty}^{\infty} dp_x \int_{-\infty}^{\infty} \varrho(\vec{p}) dp_y \quad (4)$$

p_x, p_y, p_z - składowe pędu \vec{p} pary kwantów.

Warunkiem poprawności tego wzoru jest zastosowanie długiej szczeliny w kierunku y , zaś "const" uwzględnia geometrię doświadczenia.

Całkowanie ze względu na p_x rozciąga się od $\pm \infty$, lecz składowa p_x w tego typu doświadczeniach nie jest rejestrowana, daje ona jedynie przyczynę ΔE do energii kwantów γ .

W ogólnym przypadku dla metali rzeczywistych $\varrho(\vec{p})$ jest anizotropowe, gdyż będąc rozkładem pędu kwantów anihilacyjnych jest zarazem (uwzględniając poprzednie rozważania) rozkładem pędów elektronów waleńcyjnych. Według modelu elektronowego gazu idealnego $\varrho(\vec{p})$ powinno być izotropowe, gdy uwzględni się jednak obecność potencjału siatki krystalicznej (daje się zaobserwować anizotropia $\varrho(\vec{p})$ szczególnie widoczna dla próbek metali w postaci mnokryształów. W przypadku próbek polikrystalicznych, efekt ten częściowo się za-

ciera, gdyż wartości $\rho(\bar{p})$ uśredniają się częściowo dla określonego kierunku.

Przypadek ten pozwala wyrazić rozkład zetowej składowej pędu w sposób następujący

$$N(p_z) = \frac{1}{2} \int_{p_z}^{\infty} \frac{N(p)}{p} dp \quad (5)$$

Odpowiednie ustawienie doświadczenia pozwala, stosując długą szczelinę na drodze anihilacyjnych kwantów γ , wybrać jakby "plaster" bryły w przestrzeni pędów, określając w ten sposób składową pędów elektronów w zadanym kierunku.

Wybierając szczelinę kolejne kąty w płaszczyźnie xz (rys.1) można zdjąć w ten sposób widmo anihilacyjnych kwantów γ .

Ze wzoru (5) otrzymuje się rozkład p_z w postaci:

$$N(p_z) \sim p_{\max}^2 - p_z^2 \quad \text{dla} \quad p_z^2 < p_m^2$$

1

$$N(p_z) = 0 \quad \text{dla} \quad p_z^2 > p_m^2$$

gdzie:

p_{\max} - odpowiada maksymalnym pędom elektronów swobodnych w badanym metalu (w oparciu o model Fermiego).

Pęd ten zwany też pędem Fermiego wyraża się wzorem

$$p_F = h \left(\frac{3N}{8\pi V} \right)^{1/3} \quad (7)$$

gdzie:

h - stała Plancka

$\frac{N}{V}$ - koncentracja elektronów swobodnych.

Korzystając z zależności między energią i pędem danej wzorem $E_F = \frac{p_F^2}{2m_e}$ i wzorem (7) otrzymamy:

$$E_F = \frac{h^2}{2m_e} \left(\frac{3N}{8\pi V} \right)^{2/3} \quad (8)$$

Biorąc pod uwagę wzór (3) można napisać:

$$\alpha_{\max} = \frac{p_F}{m_e c} = \frac{\sqrt{2m_e E_F}}{m_e c} = 1,98 E_{\max}^{1/2} \quad (9)$$

Gdy α wyrazimy w mierze łukowej, E otrzymamy w elektronowoltach. Odwołując się do pracy [5] przedstawimy zależność między ilością impulsów zliczonych przy ustawieniu ruchomego detektora w płaszczyźnie xy pod kątem α , oznaczając tę ilość przez $I(\alpha)$, a liczbę elektronów ze składową pędu równą p_z

$$I(\alpha) = \text{const } N_z(p_z) = \text{const}(p_{\max}^2 - p_z^2) = \text{const}(\alpha_{\max}^2 - \alpha_z^2)mc^2 \quad (10)$$

const uwzględnia warunki eksperymentu.

Podana wyżej zależność przedstawia równanie odwróconej paraboli, czyli dla gazu Fermiego krzywe rozkładu kąтового powinny przyjmować kształty odwróconych parabol.

Okazuje się, że nie wszystkie rozkłady kątowe kwantów anihilacyjnych są parabolami. Centralne, paraboliczne części krzywych korelacji w zależności od badanego materiału przechodzą w tzw. "ogony" wymienione w pracy [6], a następnie [7], [8], które zawierają duży materiał doświadczalny.

Ekstrapolując paraboliczną część krzywej można wyznaczyć α_{\max} , a tym samym p_{\max} i związaną z tymi wielkościami energię Fermiego badanego metalu.

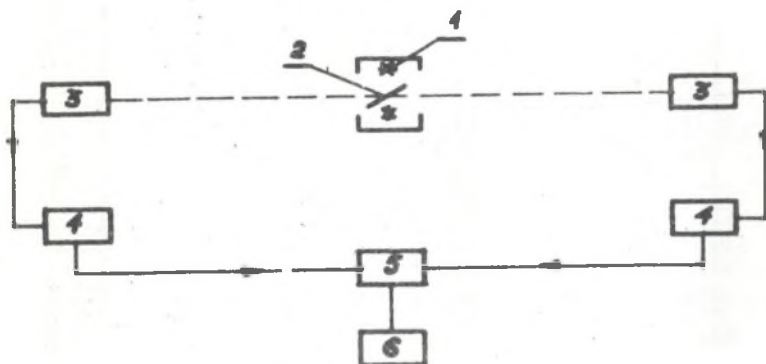
Różniczkowanie krzywych rozkładu kąтового kwantów anihilacyjnych $\frac{dN(p_z)}{dz}$ lub $\frac{dI(\alpha)}{d(\alpha)}$ pozwala zauważyć nieregularności w rozkładzie

$\rho(p)$, a tym samym informuje o istniejącej anizotropii lub nieciągłościach pędu elektronów metali.

3. Badania miedzi polikrystalicznej

Przedstawioną wyżej metodą autorzy przebadali widmo anihilacyjne miedzi polikrystalicznej o czystości 99,99%, używając próbki o wymiarach $0,33 \times 8 \times 70 \text{ mm}^3$ i porównując je z widmem miedzi monokrystalicznej w oparciu o prace Fujiwara i Sueoka [9].

Dla porównania wymienionych widm uzyskanych w różnych warunkach eksperymentalnych przeprowadzono odpowiednio normalizację krzywych przedstawiających zależność natężenia koincydencji $I(\alpha)$ w funkcji kąta α .



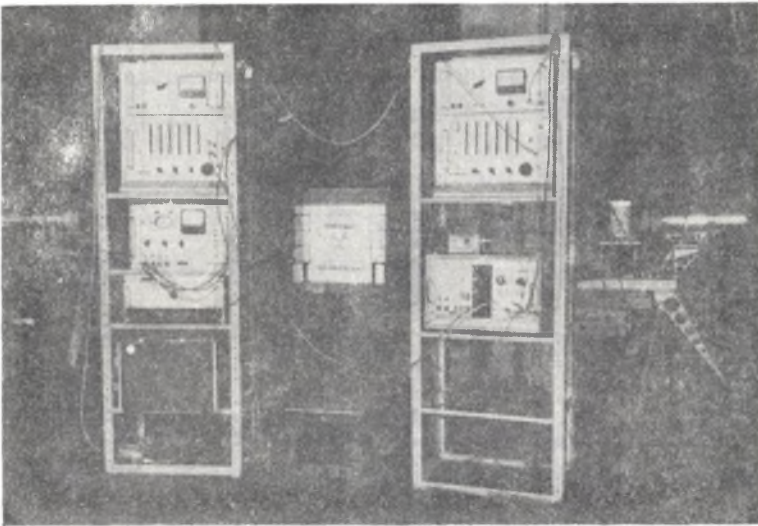
Rys. 3. Schemat urządzenia służącego do rejestracji anihilacji dwukwantowej

Do pomiarów użyto aparatury, której ideę przedstawia rysunek 3. Zestaw aparaturowy przedstawiono na zamieszczonej fotografii (rysunek 4). Dokładny opis układów elektronowych oraz szczegóły geometrii układu mechanicznego - bardzo istotne w tego typu pomiarach - zawarty jest w pracy [10].

Istotną rolę w doświadczeniach odgrywało odpowiednie zorientowanie płaszczyzny próbki względem źródła oraz głównej osi układu.

Ustawienie płaszczyzny próbki prostopadłe do osi wiązki pozytonów wychodzącej ze źródła dawałoby wprowadzić większą liczbę aktów anihilacji, lecz równocześnie nie wykorzystano by w stopniu najwyż-

szym czynnej powierzchni detektorów scyntylacyjnych oraz następowaloby znaczniejsze w takim położeniu pochłanianie kwantów anihilacyjnych w badanej próbce. Należało wybrać takie ustawienie próbki, które dałoby jedynie niewielkie pochłanianie kwantów anihilacyjnych w próbce, gwarantując jednocześnie jak największą powierzchnię wychwytnującą pozytony.



Rys. 4. Aparatura do badań widm anihilacyjnych ciał stałych Katedry Fizyki Technicznej

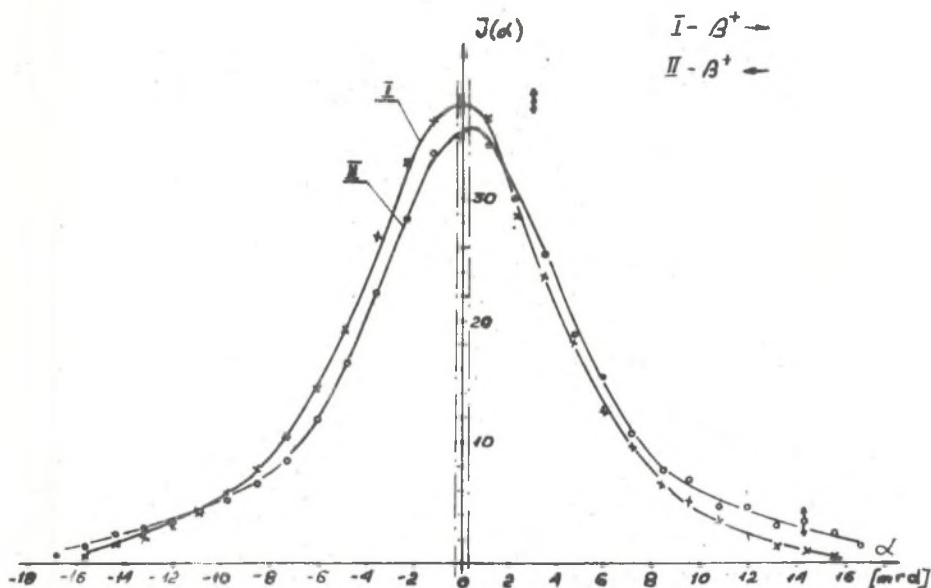
Obracanie próbki pozwoliło doświadczalnie wybrać kąt między płaszczyzną próbki a linią łączącą detektory mając na uwadze jak największą wydajność procesu anihilacji, co okazało się zgodne z oszacowaniami przedstawionymi w pracy [10].

Punkty pomiarowe wyznaczające krzywą otrzymywano mierząc ilość koincydencji odpowiadającą poszczególnym kątom α . Ustawienie kąta z dokładnością do $\pm 0,06$ mrad zmieniane było w zakresie $\pm 18,0$ mrad względem położenia zerowego (osiowe ustawienie licznika nieruchomego - próbki - licznika ruchomego). Zmiana kąta α następowała skokowo co 1,2 mrad. Widmo $I(\alpha)$ zdejmowano kilkakrotnie przy tych sa-

mych warunkach pomiarowych. Tę wynosiło 2,2% maksymalnej liczby koincydencji, a jego niewielki udział w ogólnej liczbie koincydencji jest wynikiem dobrego osłonięcia źródła i specjalnego doboru szczelin.

Pomiary przeprowadzono używając jednego źródła pozytonów sodu Na^{22} o aktywności około $300 \mu\text{Ci}$ umieszczanego kolejno po obu stronach badanej próbki miedzi oraz dla dwu źródeł o łącznej aktywności około $600 \mu\text{Ci}$ umieszczonych równocześnie z obu stron próbki.

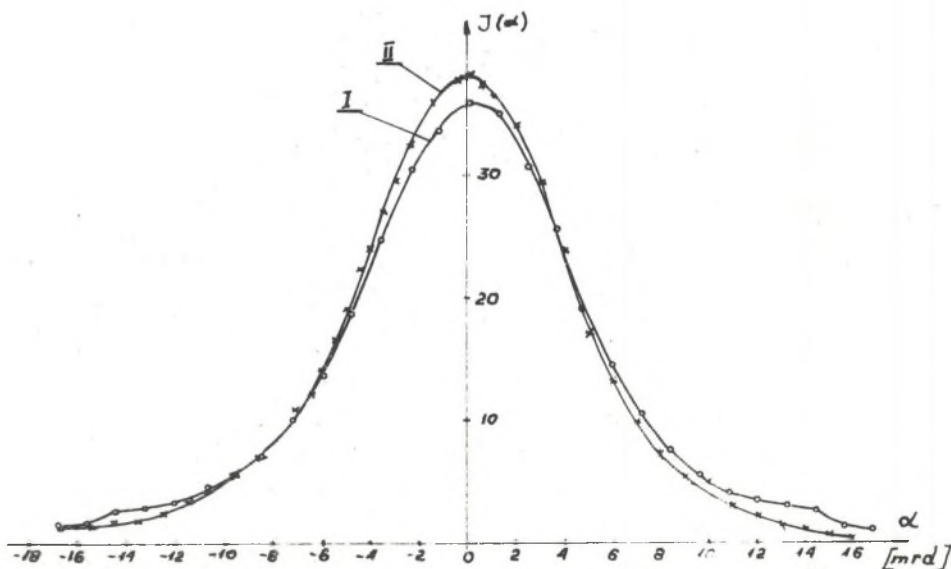
Dwojakiego rodzaju rozmieszczenie źródeł pozytonów badanej próbki miało na celu zaobserwowanie czy i w jakim stopniu ma to wpływ na krzywą kąтового rozkładu anihilacyjnych kwantów.



Rys. 5. Korelacje kątowe anihilacyjnych kwantów γ zmierzone dla miedzi polikrystalicznej. Zaznaczono kierunek wnikania pozytonów w próbkę I- β^+ i II- β^+ (objaśnienia w tekście). Ze względu na przesunięcie krzywych względem osi $\alpha = 0$ linią kreskowaną zaznaczono osie symetrii obydwu krzywych

Uzyskane tym sposobem krzywe korelacji kątowej wyrażające zależność $I(\alpha)$ przedstawia rysunek 5, na którym krzywa I odpowiada (patrząc od strony sondy ruchomej) położeniu źródła z lewej strony próbki, krzywa II odpowiada położeniu źródła z prawej strony próbki.

Rysunek 6 umożliwia porównanie pomiarów I wykonanych przez autorów na zestawionej przez nich aparaturze opisanej w pracy [10] z pomiarami II wykonanymi przez M. Inglot na podobnej aparaturze Katedry Fizyki Jądrowej Uniwersytetu Wrocławskiego.



Rys. 6. Zestawienie krzywych korelacji kątowych kwantów anihilacyjnych zdjętych dla miedzi polikrystalicznej

I - krzywa otrzymana przy użyciu aparatury Katedry Fizyki Technicznej Politechniki Śląskiej. II - krzywa otrzymana przy użyciu aparatury Katedry Fizyki Jądrowej Uniwersytetu Wrocławskiego

Ciekawe jest zestawienie krzywych korelacji otrzymanych dla miedzi polikrystalicznej z analogicznymi krzywymi dla miedzi monokrystalicznej. Dla dokonania porównania wykorzystano krzywą zamieszczoną w pracy [9]. W celu wyeliminowania różnic: aktywności stosowanych źródeł pozytonów, kolimacji wiązki pozytonów, szerokości szczelin i innych czynników mających wpływ na ilości zliczeń koincydencji odpowiadające tym samym kątom w pomiarach przeprowadzonych na różnych aparaturach dokonano wyboru typu normalizacji krzywych.

Wszystkie krzywe sprowadzone zostały do jednakowej powierzchni pod każdą krzywą, gdyż powierzchnie pod krzywą $I(\alpha)$ są przede wszystkim proporcjonalne do liczby pozytonów anihilujących w badanej próbce.

Gdy skorzystamy ze wzoru (10) oraz (3) możemy napisać

$$I(\alpha) \approx \frac{dN}{d\alpha} = \text{const} (p_{\text{max}}^2 - p_z^2) = \text{const} [p_{\text{max}}^2 - \alpha^2 (mc)^2] \quad (11)$$

skąd po scałkowaniu otrzymamy

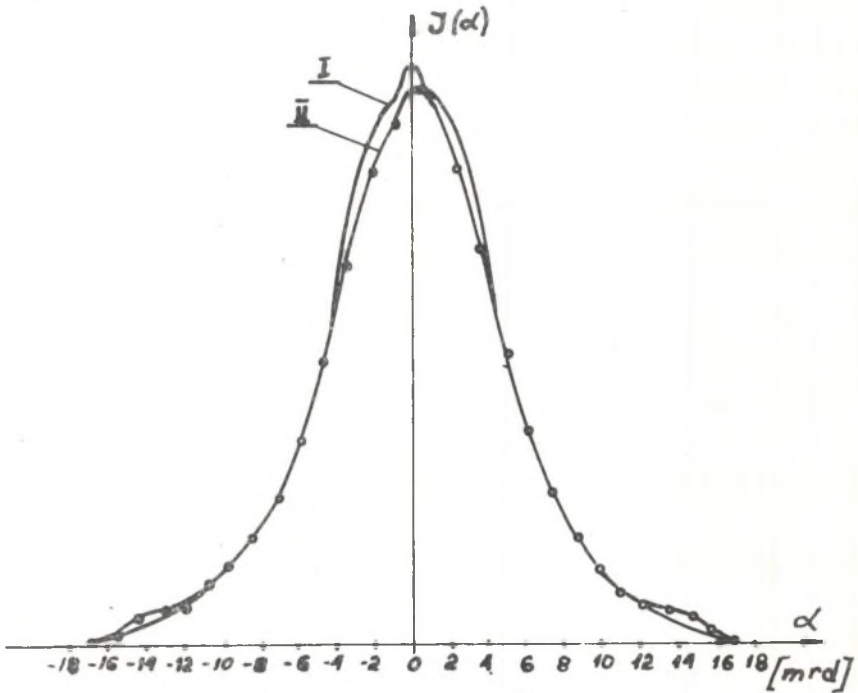
$$N = \text{const} \int_{-\alpha_{\text{max}}}^{+\alpha_{\text{max}}} [p_{\text{max}}^2 - \alpha^2 (m.c)^2] d\alpha \quad (12)$$

Normalizacja polegała na wyliczeniu całki z każdej krzywej, a po przyjęciu jednej z całek za podstawę normalizacji należało wymnożyć rzędne wszystkich punktów składających się na krzywą przez czynnik normujący (inny dla każdej krzywej). Zadanie to wykonano numerycznie na maszynie cyfrowej w Ośrodku Maszyn Matematycznych Politechniki Śląskiej.

W powyższy sposób znormalizowaną krzywą I dla miedzi monokrystalicznej zorientowanej w kierunku [111] uzyskaną przez wymienionych w [9] autorów, wraz z krzywą II uzyskaną przez autorów niniejszej pracy, przedstawiono na rysunku 7.

Jak widać, widmo odpowiadające miedzi monokrystalicznej wykazuje wyraźną anizotropię kształtu rozkładu kąтового kwantów anihila-

cyjnych, którą w poprawny sposób udaje się związać z teoretycznie oszacowaną sferą Fermiego.



Rys. 7. Porównanie widma anihilacyjnego miedzi monokrystalicznej (I) i polikrystalicznej (II)

Anizotropia w widmie uzyskanym dla miedzi polikrystalicznej jest mniej widoczna i obserwuje się ją przede wszystkim w zakresie dużych kątów, a więc wysokich wartości pędów elektronów, co jest również zgodne z wyliczonym modelem sfery Fermiego.

Autorzy pragną podziękować doc. dr hab. Józefowi Szpileckiemu kierownikowi byłej Katedry Fizyki B za konsultacje i cenne uwagi, wyrażają również podziękowanie mgr R. Łyczbińskiemu z Ośrodka Maszyn Matematycznych za pomoc w obliczeniach.

Wpłynęło do Redakcji 28.3.71 r.

LITERATURA

- [1] WEASOW N.A. - Doklady Ak. Nauk 59 (1948).
- [2] LEE-WHITING G.E. - Phys. Rev. 97, 1557 (1955).
- [3] DE BENEDETTI S. - et al. Phys. Rev. 77, 207 (1950).
- [4] LANG L.G., DE BENEDETTI S. - Phys. Rev. 108, 914 (1957).
- [5] STEWART A.T., GREEN R.E. - Phys. Rev. 98 (1955), 232 A
STEWART A.T., GREEN R.E. - Phys. Rev. 98 (1955), 486.
STEWART A.T. - Canad. J. Phys. 35, 1968 (1957).
- [6] LANG L.G., DE BENEDETTI S., SMOLUCHOWSKI R. - Phys. Rev. 99, 596 (1955).
- [7] STEWART A.T. - Phys. Rev. 99, 594 (1955).
- [8] ROZENFELD B. - Acta Phys. Polon. 31, 197 (1967).
- [9] FUJIIWARA K., SUEOKA K. - J. Phys. Soc. Japan 21, 1947 (1966).
- [10] KAMIONKA G., INGLOT H. - Dobór optymalnych parametrów układu pomiarowego do badań korelacji katowej kwantów anihilacyjnych
Zesz. Nauk. Pol. Śl. seria Matematyka-Fizyka (w druku).

ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОЙ КОРРЕЛЯЦИИ γ -КВАНТОВ
ОБРАЗУЮЩИХСЯ В ПРОЦЕССЕ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ
В ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ МЕДИ

R e z y m e

В статье указано метод исследования металлов основанный на явлении аннигиляции позитронов, возникающей в наблюдаемых образцах этих металлов.

Исследовано аннигиляционный спектр поликристаллической меди и сравнено его со спектром монокристаллической меди. Этот последний спектр взято из японской литературы.

INVESTIGATION OF ANGULAR CORRELATIONS
OF ANNIHILATION PHOTONS
OF POSITRONS IN POLYCRYSTALLINE COPPER

S u m m a r y

Methods of investigation of metals using the annihilation of positrons in metallic specimens were described. The annihilation spectrum of polycrystalline copper was studied and compared with the spectrum for copper single crystals obtained by other authors.