

Tajemnica spinu elektronu

Wstęp

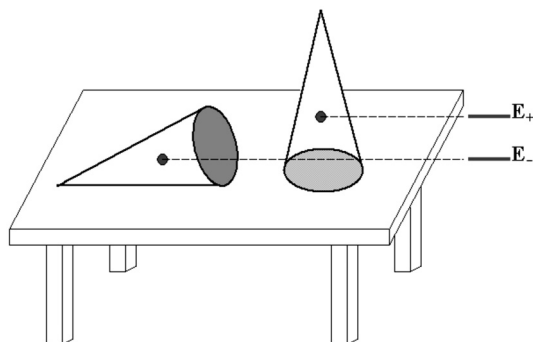
Mechanika kwantowa, mechanika falowa, a obecnie elektrodynamika kwantowa (QED) coraz dokładniej opisują mikroświat. Mimo wspaniałego postępu teorii w naszym myśleniu nie rezygnujemy z poznania modeli i narzędzi, którymi posługuje się fizyka współczesna. Chcę ułatwić wędrowkę po drodze, jaką przeszli fizycy, opisując spin elektronu, i wskazać na te właściwości spinu, które nie mieszczą się w potocznym „zdrowym rozsądku”.

W mechanice kwantowej, zapoczątkowanej przez Plancka i Einsteina (1905) oraz Bohra (1913), energia jest ziarnista – może być przekazywana atomowi kwantami hf , gdzie h jest stałą Plancka, a f częstotliwością pola elektromagnetycznego. Takimi porcjami można wzbudzać atom Bohra, który znajduje się tylko w stanach dyskretnych, zwanych poziomami energetycznymi.

Mechanikę falową zainicjował de Broglie (1923), który postulował, że każdy obiekt o masie m może ukazać się w postaci fali o długości $\lambda = h/p$, tym krótszej, im większy jest jego pęd p . Falowo-korpuskularną naturę elektronu zawiera mechanika falowa Schrödingera (1926), w której dyskretne stany stają się stanami prawdopodobnymi, opisanymi za pomocą operatora gęstości. Tak więc w mechanice falowej każdy stan jest superpozycją stanów występujących z określonym prawdopodobieństwem.

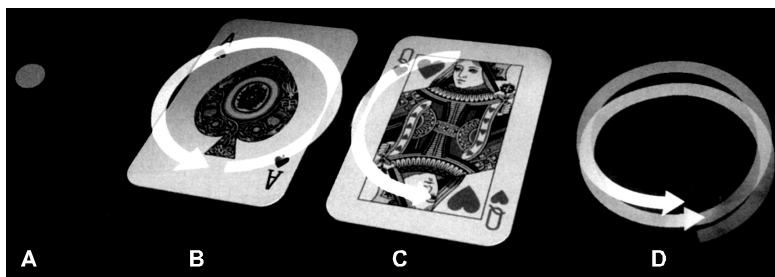
Półowkowy spin elektronu spowodował burzliwy rozwój mechaniki falowej. Pojawiło się równanie Pauliego (1925) i relatywistyczne równanie Diraca (1928), a także powstała nowa dziedzina matematyki – algebra spinorów, opisująca przekształcenia obrotów odpowiadające cząstce o spinie $S = 1/2$. Ukoronowaniem dotychczasowych dokonań fizyki jest elektrodynamika kwantowa (QED), a jej modele najdokładniej opisują właściwości elektronu.

Aby przybliżyć nam pojęcia mechaniki kwantowej, Arkadiusz Piekara w książce *Nowe oblicze optyki* za pomocą klocków ilustrował stany o dyskretnych wartościach energii. Pokazał tam, że leżące na stole pudełko zapalek ma trzy stany energii, przy czym każdy ze stanów jest dwukrotnie zdegenerowany. Idąc tropem tego znakomitego popularyzatora fizyki, można powiedzieć, że dwa poziomy energetyczne mają: elektron o spinie $S = 1/2$ w polu magnetycznym i stożek znajdujący się na płaskiej powierzchni stołu (ryc. 1).



Ryc. 1. Stożek ma dwa poziomy energii podobnie jak elektron w polu magnetycznym: $E_-(\downarrow)$ i $E_+(\uparrow)$.

Widać, że bryła obrotowa o osiowej symetrii jest modelem układu mającego dwa poziomy energii i często, mówiąc o spinie, porównujemy go do wirującego bąka. Jednak symetria C_∞ stożka nie odpowiada dziedzinie obrotów, którymi charakteryzuje się funkcja falowa opisująca elektron $S = 1/2$. Hawking w książce pt. *Krótką historia czasu* pokazuje, jak zaskakująca jest dziedzina obrotów spinorów, w której układ powraca do pierwotnej postaci po obrocie 4π (ryc. 2)! Takie są zadziwiające właściwości połówkowego spinu.



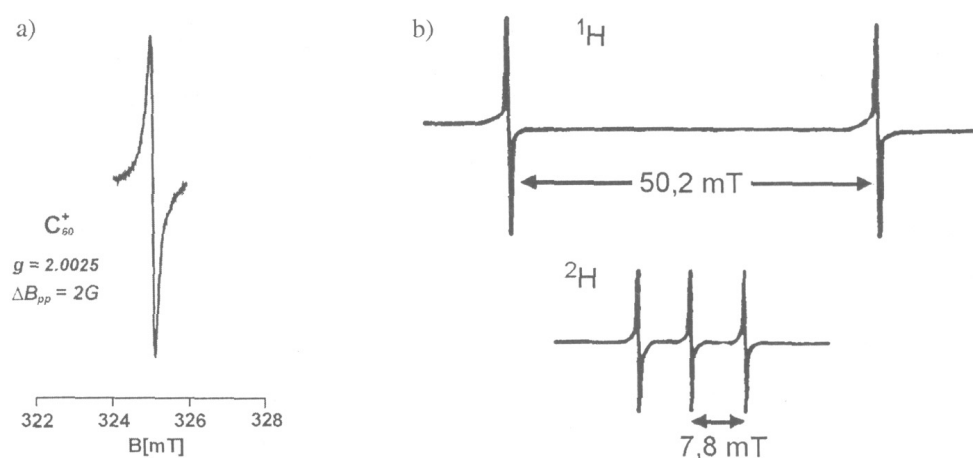
Ryc. 2. Obroty prowadzące do sytuacji wyjściowej cząstki o spinie całkowitym A) $L = 0$, z każdej strony taki sam obraz; B) $L = 1$ symetria strzałki \uparrow (moduł 2π) i C) $L = 2$ symetria strzałki \leftarrow (moduł π) oraz D) elektronu o spinie $S = 1/2$ symetria spinora σ (moduł 4π).

I do tego trzeba się przyzwyczaić, że spin połówkowy ma dwa poziomy „w górę” i „w dół”, a symetria spinu jest wysoce osobliwa, bo powrót do wyjściowej sytuacji zachodzi po obrocie o 4π , podczas gdy po obrocie 2π funkcja falowa zmienia jedynie znak.

Spin w atomie

Spin elektronu został wprowadzony do fizyki kwantowej w roku 1925 przez Uhlenbecka i Goudshmita w celu wytłumaczenia anomalnego zjawiska Zeemana w widmie atomów metali alkalicznych. Dzięki szybkiemu rozwojowi elektronowego rezonansu paramagnetycznego (EPR) spin zadomowił się w fizyce i stanowi dzisiaj byt tak oczy-

wisty, że refleksja nad nim wydaje się bezcelowa. Linia EPR jest związana z absorpcją związaną z przejściem między dwoma stanami elektronu, odpowiadającym dwom orientacjom spinu: „w dół $\downarrow(-1/2)$ ” oraz „w górę $\uparrow(+1/2)$ ” i nikt nie zastanawia się nad złożonością algebry spinorów. Pokażemy także, że linia EPR dlatego jest wyraźna, bo lekki elektron zlokalizowany jest przy ciężkim jądrze. Linie EPR na rycinie 3, rodniaka występującego w węglu oraz widmo EPR wodoru ^1H i deuteru ^2H , pokazują, że w widmie EPR występuje oddziaływanie nadsubtelne ze spinem jądra: $I_{\text{H}} = 1/2$ oraz $I_{\text{D}} = 1$.



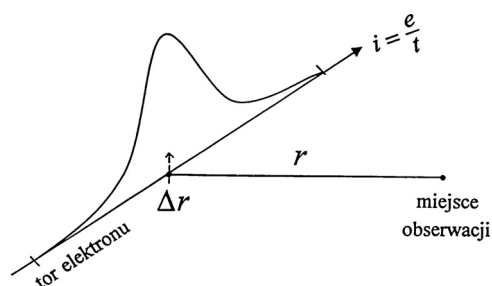
Ryc. 3. Widmo elektronowego rezonansu paramagnetycznego: a) rodniaków węgla, b) atomu wodoru ^1H o spinie protonu $I = 1/2$ i deuteru ^2H o spinie jądra $I = 1$.

Występowanie widma EPR jest związane z lokalizacją elektronu przy ciężkim protonie w atomie wodoru o czym często zapominamy. W modelu atomu Bohra orbitalny moment magnetyczny elektronu μ_L jest związany z jego ruchem na orbicie.

I tutaj napotykamy niespodziankę wskazującą na rolę symetrii orbitala. Stan $L = 0$ nie wykazuje żadnego magnetyzmu $\mu_{L=0} = 0$ i dopiero wydłużone rozkłady elektronu w atomie, gdy $L > 0$, charakteryzują się orbitalnym momentem magnetycznym. Niespodzianką jest także to, że magnetyzm orbitalny dla $L = 1$ i spinowy dla $S = 1/2$ elektronu jest równy magnetonowi Bohra: $\mu_{L=1} = \mu_{S=1/2} = \mu_B$. Anomalię w relacji między momentem orbitalnym i spinowym elektronu opisuje współczynnik zeemanowskiego rozszczepienia g , który dla momentu orbitalnego jest równy $g_L = 1$, a dla momentu spinowego miał być równy $g_S = 2$. Jednak eksperyment, który w fizyce decyduje o prawdziwości postulowanych modeli, pokazał, że g_S elektronu jest nieco większy od dwójki i wynosi 2,00231930 i ta mała różnica, stanowiąca tylko jeden promil, zawiera w sobie wielką tajemnicę. Odchylenie $(g_S - 2)/2$ spinu związane jest ze stałą fundamentalną subtelnej struktury $\alpha = 1/137$ świata, w którym żyjemy. Konsekwentnie tę tajemniczą właściwość spinu opisuje dopiero kwantowa elektrodynamika (QED). Tak więc mimo osiągnięć

teorii efektywnego Hamiltonianu spinowego, wykorzystywanego w nauce o magnetyzmie, proponuję głębszą refleksję nad istotą spinu, który stanowi dotąd tajemniczy stopień swobody elektronu. Pokażę, że spinowy stopień swobody ujawnia się dopiero po lokalizacji elektronu, gdy w wiązce swobodnych elektronów polaryzacja spinowa nie może być doświadczalnie stwierdzona.

Ilustrację istotnej niemożności zaobserwowania efektu magnetycznego spinu elektronu swobodnie poruszającego się po torze prostoliniowym podał Vonsovskii (ryc. 4).

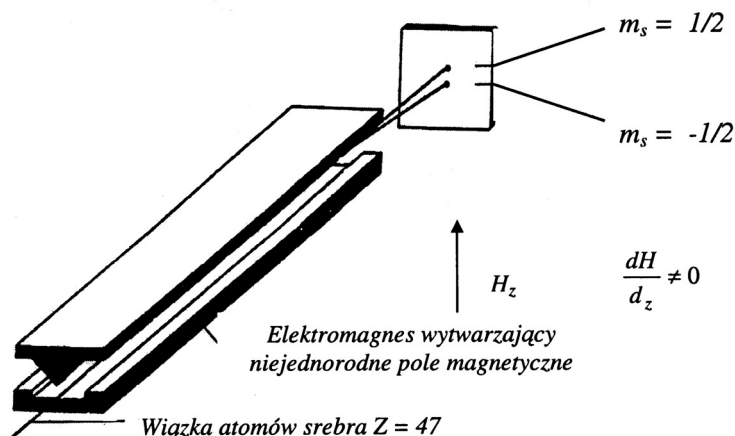


Ryc. 4. Rozmycie elektronu wzdłuż toru prowadzi do „orbitalnych” fluktuacji pola magnetycznego, które maskują spinową polaryzację: $H_{orb} \gg H_{spin}$.

W odległości $r \gg \Delta r$ (gdzie Δr jest szerokością paczki falowej) pojawiają się fluktuacje pola magnetycznego $H_{orb} \sim e\Delta p/mcr^2$ związane z rozmyciem pędu Δp elektronu w paczce falowej elektronu. Z zasady nieoznaczoności wynika, że $\Delta p > h/2\Delta r$. Aby móc obserwować fluktuacje pola magnetycznego związane ze spinowym momentem magnetycznym μ_B spinu: $H_{spin} = \mu_B/r^3$, powinna być spełniona następująca nierówność: $H_{spin} \gg H_{orb}$, bo tylko wówczas polaryzacja spinowa mogłaby być zauważona na tle fluktuacji wynikającej z translacyjnego ruchu elektronu. Lecz warunek ten prowadzi do $r < \Delta r$, co jest sprzeczne z wyjściowym założeniem $r \gg \Delta r$. Dlatego spinu nieoddziałującego elektronu nie można obserwować w swobodnej przestrzeni.

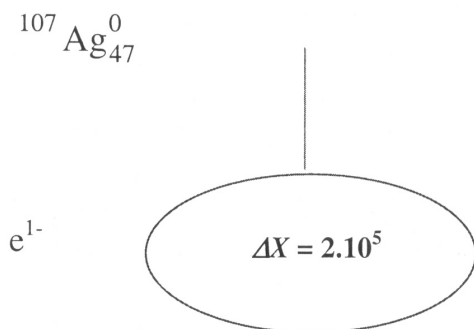
Lokalizacja elektronu w pobliżu ciężkiego jądra lub ściśnięcie orbity elektronu w silnym polu magnetycznym pozwala na obserwację spinowego stopnia swobody elektronu. Dzięki lokalizacji lekkiego elektronu w ciężkim atomie, udało się doświadczalnie ukazać spinowego stopnia swobody w słynnym doświadczeniu Sterna-Gerlacha (ryc. 5).

W doświadczeniu Sterna-Gerlacha (SG) atom srebra $^{107}\text{Ag}_{47}^0$ ma jeden niesparowany elektron na orbitalu $5s^1$. Duża masa atomu srebra sprawia, że elektron jest zlokalizowany i charakteryzuje się wąską paczką falową. Siła działająca na obydwa stany spinowe jest przeciwnego znaku: $F = \pm m_s dH/dz$. Ponieważ moment spinowy atomu μ_s w zewnętrznym polu magnetycznym przyjmuje tylko dwie orientacje w polu H , niejednorodne pole magnetyczne separuje stany $m_s = +1/2$ oraz $m_s = -1/2$, a rozszczepienie plamek na ekranie jest proporcjonalne do gradientu dH/dz i do drogi wiązki w polu magnetycznym.



Ryc. 5. Schematyczne przedstawienie doświadczenia Sterna-Gerlacha, w którym odkryto, że spinowy stopień swobody elektronu w polu magnetycznym charakteryzują dwa stany: $m_s = +1/2$ oraz $m_s = -1/2$.

Eleganckim opisem doświadczenia Sterna-Gerlacha, w nowym sformułowaniu mechaniki falowej przedstawionym przez Białynickiego, Cieplaka i Kamińskiego, jest hydrodynamiczny ruch strugi prawdopodobieństwa, której szerokość wynika z zasady nieoznaczoności Heisenberga. Rozszczenie wynikające ze spinowego stopnia swobody jest proporcjonalne do energii zeemanowskiej proporcjonalnej do pola magnetycznego. Gdy szerokość strugi prawdopodobieństwa jest dużo większa od rozszczenia zeemanowskiego, na ekranie występuje jedna plamka i nie można zaobserwować rozszczenia związanego ze spinowym stopniem swobody.



Ryc. 6. W doświadczeniu Sterna-Gerlacha efekt polaryzacji występuje dzięki zwężeniu ($A \times 1820$ razy!) strumienia prawdopodobieństwa elektronu w ciężkim atomie srebra. Szerokość strumienia prawdopodobieństwa dla $^{107}\text{Ag}^0$ i elektronu e^{1-} odpowiada szerokości paczki falowej Δx atomu srebra i elektronu.

Dzięki dużej masie atomu srebra w doświadczeniu Sterna-Gerlacha struga prawdopodobieństwa jest zwężona ($\sim 2 \times 10^5$) w stosunku do szerokiej strugi swobodnego

elektronu i następuje rozszczepienie plamki na ekranie, bo energia zeemanowska jest większa od szerokości strugi prawdopodobieństwa (ryc. 6)

Efekt polaryzacji w mechanice falowej – spin

Teoria z jedną funkcją skalarną nie pozwala na opis zjawiska polaryzacji. Anomalne zjawisko Zeemana i doświadczenie Sterna-Gerlacha spowodowały wprowadzenie spinu jako dodatkowego stopnia swobody elektronu w polu magnetycznym, który ma dwa stany: (+) w górę \uparrow i (-) w dół \downarrow . Zrobili to Uhlenbeck i Goudshmit (1925), a Pauli (1927) stworzył teorię spolaryzowanych fal prawdopodobieństwa. Dla dwóch stanów polaryzacji + i - można umownie wprowadzić dwie funkcje falowe Ψ_+ i Ψ_- . Obydwie funkcje dla swobodnego elektronu są nierozróżnialne i obydwie spełniają równanie Schrödingera. Różnice pojawiają się w polu magnetycznym. Równanie Schrödingera przedstawia wówczas układ dwóch równań, które różnią się energią potencjalną momentu magnetycznego elektronu μ w polu B :

$$i\hbar\partial_t\Psi_+ = \left[(1/2m)\{(\hbar/i)\nabla - eA\}^2 + e\Phi - \mu B \right] \Psi_+ \quad (1a)$$

$$i\hbar\partial_t\Psi_- = \left[(1/2m)\{(\hbar/i)\nabla - eA\}^2 + e\Phi + \mu B \right] \Psi_- \quad (1b)$$

Wektor momentu magnetycznego ujawnia się w doświadczeniu tylko przez składową μ_z , którą można wyrazić przez wprowadzone funkcje Ψ_+ i Ψ_- opisujące efekty polaryzacji:

$$\mu_z = \mu \left(|\Psi_+|^2 - |\Psi_-|^2 \right), \quad (2)$$

gdy znalezienie stanu o dowolnej polaryzacji podaje gęstość prawdopodobieństwa $\rho = |\Psi_+|^2 + |\Psi_-|^2$. Funkcje $\Psi_+ = \exp(-i\phi/2)$ oraz $\Psi_- = \exp(i\phi/2)$ mają ciekawą właściwość, bo występowanie połówkowych kątów powoduje, że dopiero po dwukrotnym obrocie uzyskuje się sytuację wyjściową. Tak więc spinowa część funkcji falowej ma moduł 4π . Jest to tajemnicza osobliwość, która wynika z symetrii spinowego stopnia swobody obiektu o $S = 1/2$.

Operator $\vec{\Sigma}(\Sigma_x, \Sigma_y, \Sigma_z)$, opisujący za pomocą funkcji falowej elektronu moment magnetyczny $\vec{\mu}$ elektronu zgodnie z regułami obrotów dla spinu $s = 1/2$, można wyrazić za pomocą algebry spinorów $\vec{\sigma}$:

$$\vec{\mu} = \mu_B \vec{\Sigma} = \mu_B \Psi^* \vec{\sigma} \Psi \quad (3)$$

gdzie występujące tu wielkości są macierzami:

$$\vec{\sigma} = \left(\begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{bmatrix}, \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \right) i \quad (4a)$$

$$\Psi = \begin{bmatrix} \Psi_- \\ \Psi_+ \end{bmatrix} \quad \text{oraz} \quad \Psi^* = \begin{bmatrix} \Psi_+^* & \Psi_-^* \end{bmatrix} \quad (4b)$$

Operator Σ opisuje przekształcenia obrotów, charakterystyczne dla spinu, gdyż po obrocie 2π zmienia znak nie doprowadzając do sytuacji wyjściowej, którą osiąga dopiero po obrocie o kąt 4π .

Równania Schrödigera (1) z członem zawierającym człon spinowy w macierzowej postaci:

$$i\hbar\rho_t\Psi = \left[\frac{1}{2m} \left(\frac{\hbar}{i}\nabla - eA \right)^2 + e\phi - \mu\vec{B} \cdot \vec{\sigma} \right] \Psi \quad (5)$$

jest równaniem Pauliego (1927). Konsekwentnie opisuje ono energię elektronu ze spinem $S = 1/2$. Macierze z $\vec{\sigma}$ i Ψ są takie jak we wzorach (4a i 4b).

W równaniu Pauliego algebra spinorowa zapewnia symetrię obrotów odpowiadającą spinowi $S = 1/2$, lecz nie tłumaczy źródła jego pojawienia się w przyrodzie.

Ten krok zrobił dopiero Dirac (1928), wprowadzając relatywistyczne równanie

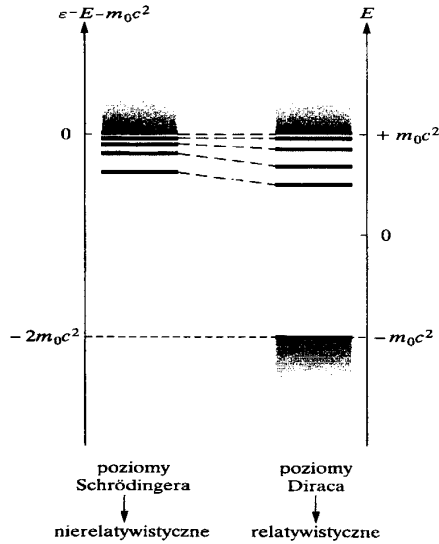
$$(E - e\phi - \beta m_0 c^2 - c\vec{\alpha}\pi)\Psi = 0 \quad (6)$$

w którym trzy przestrzenne współrzędne α_x , α_y i α_z są uzupełnione przez składową czasową $\alpha_0 = \beta$:

$$\alpha_i = \begin{pmatrix} 0 & \sigma_i \\ \sigma_i & 0 \end{pmatrix} \quad i = x, y, z \quad \alpha_0 \equiv \beta = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (7a)$$

$$\pi_j = -i\hbar\frac{\partial}{\partial_j} - \frac{e}{c}A_j \quad j = x, y, z \quad \pi_0 = \frac{i\hbar}{c}\frac{\partial}{\partial t} - e\phi \quad (7b)$$

Dirac swoim równaniem relatywistycznym (6) wprowadził do fizyki nowy świat leżący poniżej poziomu próżni, gdy zwykły elektron znajduje się powyżej tego poziomu. Zapoczątkował on myślenie o antymaterii, która tworzy „morze Diraca”. Pierwszym reprezentantem antymaterii był odkryty przez Andersona pozytron. Na rycinie 7 pokazano oba światy: materii Schrödingera i relatywistyczny obraz Diraca. Widać tu wyraźnie, że na kreację pary elektron-pozytron trzeba doprowadzić energię $2m_0c^2$.



Ryc. 7. Poziomy energetyczne w falowej mechanice Schrodingera i relatywistycznej teorii Diraca, gdzie pojawia się świat antymaterii poniżej poziomu próżni.

Nie wdając się w formalizm algebry spinorów, z doświadczenia SG opisywanego za pomocą równania Pauliego (5), wynika, że spin elektronu $S = 1/2$, a jego rzut na kierunek pola określa magnetyczna liczba kwantowa $m_s = \pm 1/2$. Mimo połówkowej wartości spinu wartość momentu magnetycznego jest bliska jednemu magnetonowi Bohra $\mu_B = e\hbar/2m = 9,274 \times 10^{-24}$ J/T. Odchylenie wartości momentu magnetycznego μ_e od wartości μ_B podaje ważna stała a :

$$1 + a = \mu_e / \mu_B. \quad (8)$$

Najdziwniejsze jest to, że stała a związana jest ściśle ze stałą struktury subtelnej $\alpha = e^2/2hc = 1/137,036$:

$$a = 0,5(\alpha/\pi) - 0,32848(\alpha/\pi)^2 + 1,181(\alpha/\pi)^3 \quad (9)$$

Elektrodynamika kwantowa daje wartość $a = 0,001\,159\,652\,1869$, która bardzo dobrze się zgadza z wartością uzyskaną doświadczalnie przez van Dycka i Dehmelta dla elektronów w pułapce Paula-Penninga (PP).

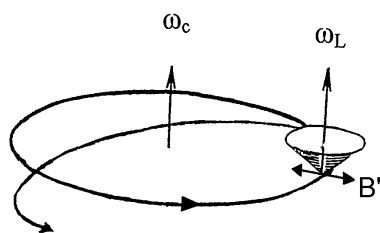
Współczynnik g dla swobodnego elektronu na ściśniętej orbicie w silnym polu magnetycznym

Van Dyck i H. Dehmelt (1976) w pułapce PP wykonali epokowe doświadczenie, w którym za pomocą siły dośrodkowej, wywołanej silnym polem magnetycznym, ścisnęli orbitę cyklotronową elektronu do wymiarów mikrometrowych ($r = 1 \mu\text{m}$). Taka lokalizacja elektronu okazała się wystarczająca, aby obok częstości cyklotronowej ω_c pojawiły

się satelity związane z częstotliwością Larmora ω_L odpowiadającą precesującemu momentowi spinowemu elektronu:

$$\omega_c = eB/mc \quad (10a)$$

$$\omega_L = \omega_c [1 + a] > \omega_c \quad (10b)$$



Ryc. 8. W silnym polu magnetycznym elektron porusza się z częstotliwością cyklotronową ω_c , a spin wykonuje precesję z częstotliwością Larmora ω_L .

Różnica obu częstotliwości $\omega_L - \omega_c$ pozwala na wyznaczenie stałej a i na jej podstawie współczynnika g swobodnego elektronu, bowiem spełniona jest zależność:

$$(g - 2)/2 = a. \quad (11)$$

Tor elektronu na orbicie cyklotronowej i stożek precesującego spinowego momentu elektronu przedstawiono na rycinie 8.

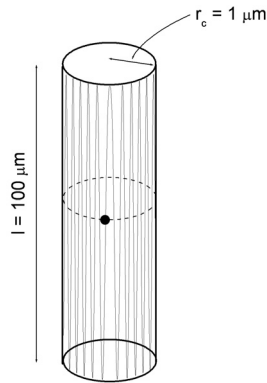
Ponieważ zgodnie z równaniami (10 a i 10 b) precesja jest szybsza od ruchu cyklotronowego, $(f_c - f_{\text{ESR}})/f_c = 0,001160$, obydwie częstotliwości f_i różnią się o 1/862 cyklu. Prowodzi to do pojawienia się pasm bocznych $f_c \pm \Delta f$, które można obserwować modulując pole elektryczne w pułapce PP z częstotliwością różnicową $\Delta f = f_c - f_{\text{ESR}}$. Oscylujące pole elektryczne $E_0 \cos[2\pi(f_c - f_{\text{ESR}})]$ w miejscu, w którym znajduje się elektron na orbicie cyklotronowej, powoduje pojawienie się oscylującego pola magnetycznego:

$$B' = \frac{\vec{v} \times \vec{E}}{c}. \quad (12)$$

Na rycinie 9 pokazano, jak z oscylacją pola elektrycznego wzdłuż osi pionowej $E = E_0 \cos 2\pi(f_c - f_{\text{ESR}})$ pojawia się oscylujące pole magnetyczne B' .

Oscylujące pole B' jest prostopadłe do pola B wywołującego ruch cyklotronowy elektronu. Takie oscylujące pole magnetyczne wywołuje zmianę orientacji spinu i to powoduje, że obok częstotliwości cyklotronowej pojawiają się satelity związane ze spinowym stopniem swobody elektronu. W celu zaobserwowania satelitów należy wywołać rezonans spinowy na orbicie cyklotronowej. Do tego służy pierścień niklu umieszczony horyzontalnie na zewnątrz PP, który wytwarza gradient pola magnetycznego równoległy do stałego pola magnetycznego.

Warunek rezonansu $(f_c - f_{\text{ESR}})[\text{MHz}] = 2,8 B' [\text{GHz}]$ rejestruje się za pomocą sprzężenia między nadajnikiem i odbiornikiem połączonymi z elektrodami wytwarzającymi oscylujące pole magnetyczne B' .



Ryc. 9. Oscylacje cyklotronowej orbity zgodnie ze wzorem (12) wywołuje pole oscylujące $B' \perp B_z$ w układzie związanym z elektronem, które powoduje zmianę jego stanu spinowego

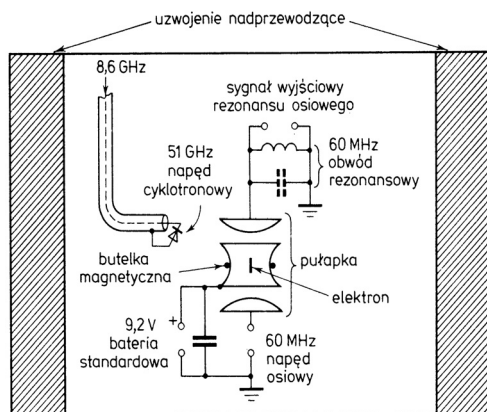
Realizację tego pomysłu przez Van Dycka i H. Dehmelta pokazano na rycinie 10. Elektrony są wstrzykiwane do wnętrza PP z impulsowego generatora wiązki elektronów o energii 1 keV i dzięki niejednorodnemu polu elektrycznemu utrzymywane są w jej środku. Pionowo skierowane pole o indukcji $B = 1,83$ T zaciska orbitę cyklotronową do kół o promieniu $1 \mu\text{m}$. Częstotliwość $f_c = 51$ GHz ($\sim 6 \times 8,6$ GHz) napędza ruch cyklotronowy elektronów. Do pionowych elektrod PP przyłożone jest pole o częstotliwości 60 MHz, które pełni dwojaką rolę. Powoduje oscylacje elektronów w kierunku osi, przez co można pozostawić tylko jeden elektron we wnętrzu PP. Drugi efekt pola radiowego polega na tym, że w rezonansie $|f_c - f_{\text{ESR}}|$, pojawia się wzrost absorpcji i emisji spinowej, której detekcję wykonuje się za pomocą rezonansowego obwodu znajdującego się powyżej PP. Wynikiem tego pomysłowego doświadczenia było najdokładniejsze wyznaczenie współczynnika g_0 dla swobodnego elektronu, za co N. Ramsey oraz H. Dehmelt i W. Paul w 1998 roku otrzymali Nagrodę Nobla. Wartość g_0 została wyznaczona z dokładnością dziewiątego miejsca:

$$(g_0 - 2)/2 = (1159652,4 \pm 0,2) \cdot 10^9. \quad (13)$$

Dokładna wartość $g_0 = 2,00231930$. Przewidywania QED zostały sprawdzone z najwyższą dokładnością, co pokazuje tabela I. Tak doskonała zgodność teorii z doświadczeniem pokazuje, że kwantowa elektrodynamika (QED) doskonale opisuje właściwości leptonów.

Tabela I. Wartości obliczone w ramach teorii QED oraz uzyskane dla elektronu i mionu

	Elektron	Mion
Przewidywanie QED	$1\ 159\ 652,4 \pm 0,4$	$1\ 165\ 851,7 \pm 2,3$
Z poprawką na oddziaływania silne	-	$1\ 165\ 918 \pm 1\ 0$
Wartość zmierzona	$1\ 159\ 652,4 \pm 0,2$	$1\ 165\ 924 \pm 9$



Ryc. 10. Urządzenie Van Dycka i H. Dehmelta zastosowane do najdokładniejszego wyznaczenia wartości momentu magnetycznego elektronu na zaciśniętej do $r = 1 \mu\text{m}$ orbity cyklotronowej przez pole magnetyczne $B = 1,83 \text{ T}$ wytworzone w magneście nadprzewodzącym (zakreślony obszar).

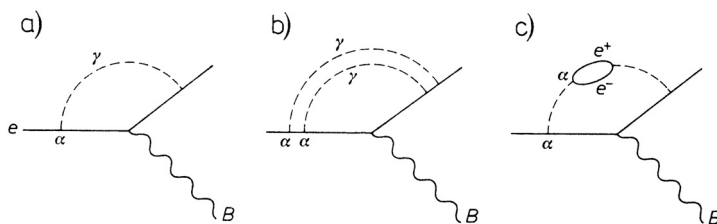
Istota spinu

Elektron (pozytron) jako obiekt punktowy występujący w teorii Diraca ma promień wynikający z masy spoczynkowej m_0c^2 : $r_0 = e^2/4\pi\epsilon_0m_0c^2 = 2,818 \cdot 10^{-15} \text{ m}$, nazwany *klasycznym (lub elektrodynamicznym) promieniem elektronu*, który jest odległością elektronu od poziomu próżni, bo wynika on z kulombowskiego oddziaływania z odpowiadającym mu pozytronem poniżej poziomu próżni. Poprzednio pokazano, że elektron jest paczką falową, która jest rozmyta, tym bardziej im mniejszy jest jego pęd, dlatego tylko elektron w ruchu może być eksperymentalnie wykryty.

Odchylenie wartości $g_0 - 2$ oraz przesunięcie Lamba poziomów $2P_{3/2} - 2S_{1/2}$ w atomie wskazuje, że obraz „gołego” elektronu jest zbyt prosty. W QED elektron nie jest swobodny, lecz oddziałuje z sąsiednimi ładunkami poprzez wymianę fotonów wirtualnych. Elektron składa się więc z „gołej” cząstki otoczonej chmurą fotonów wirtualnych, nieustannie wymieniających energię z otoczeniem. Dlatego ładunek elektronu i stosunek e/m rośnie, a wielkość poprawki momentu magnetycznego elektronu jest proporcjonalna do prawdopodobieństwa wysłania fotonu. Diagramy Feynmana dla jednofotonowej i dwufotonowej emisji pokazuje rycina 11 a i b. Możliwa jest również inna forma oddziaływania elektronu z otoczeniem, polegająca na kreacji wirtualnej pary elektron-pozytron: e^+e^- . Ten proces, przedstawiony na rycinie 11 c, nazywany jest „polaryzacją próżni”.

Próżnia, która odgrywa nie tylko rolę punktu odniesienia energii cząstek i antycząstek, wzbudza coraz szersze zainteresowanie. Paradoks Einsteina-Podolskiego-Rosena i związane z nim problemy kwantowej teleportacji wskazują, że nie jest ona tylko kreską na skali energii, lecz dzieją się na niej lub w niej zadziwiające rzeczy. Iwo Białynicki-Birula napisał o niej, że „próżnia staje się mikrokosmosem; we fluktuacjach próżni

można odnaleźć wszystkie procesy zachodzące we Wszechświecie”. Poprawki radiacyjne i fluktuacje próżni są głównymi składnikami stałej a , i jak to wynika z równania (9) są funkcją stałej nadsubtelnej struktury α opisującej przesunięcie Lamba w atomie wodoru. Wartość $g = 2,00231930$ dla elektronu w pułapce PP i zbliżona do niej wartość $g = 2,002256$ dla atomu wodoru oznacza, że „goły” elektron nie istnieje.



Ryc. 11. Poprawki do wartości g są natury radiacyjnej: a) jednofotonowe, b) dwufotonowe oraz c) związane z fluktuacją próżni

Procesy wielociałowe, polegające na oddziaływaniu elektronu (pozytronu) z morzem fotonów i fluktuacjami próżni, stanowią istotę jego struktury. To nie pojedyncza cząstka, lecz „ubrany” elektron stanowi przedmiot naszych badań.

Poprawka relatywistyczna elektronu poruszającego się w silnym polu centralnym

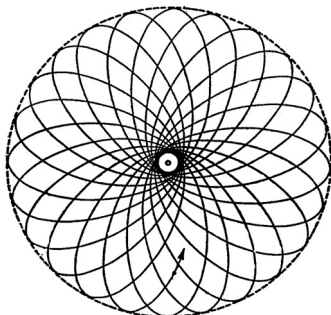
Poprawka relatywistyczna związana jest z relatywistyczną zmianą masy elektronu, który w silnym polu centralnym porusza się wokół dodatnio naładowanego jądra (ryc. 12). Ponieważ ostatnio zaobserwowano polaryzację spinową wiązki pięciokrotnie zjonizowanego w wiązce $^{12}\text{C}^{5+}$ (N. Hermanspahn *et al.*), pojawiła się możliwość eksperymentalnego wyznaczenia poprawki relatywistycznej przewidzianej przez teorię. W $^{12}\text{C}^{5+}$ elektron w stanie $1s^1$ znajduje się w polu ciężkiego jądra o ładunku Z . Mimo że struga prawdopodobieństwa była tutaj 10 razy szersza niż w doświadczeniu S-G, dzięki ściśnięciu orbit jonów w pułapce Paula-Penninga (PP) stwierdzono wyraźnie dwupoziomowy stan spinowy jonów węgla.

Wyznaczono bardzo precyzyjnie wartość g i stwierdzono, że cała poprawka pochodzi od efektu relatywistycznego, który opisuje wzór:

$$\Delta g = (4/3)[\{1 - (Z\alpha)^2\}^{1/2} - 1]. \quad (16)$$

W tabeli II zestawiono obliczone według wzoru (16) poprawki relatywistyczne dla jonu węgla $^{12}\text{C}^{5+}$, $Z = 6$ i atomowego wodoru $^1\text{H}^0$, $Z = 1$.

Porównano wartości obliczone z wartościami współczynnika g uzyskanymi w doświadczeniu. Widać, że dla ciężkiego jądra jest bardzo dobra zgodność teorii i doświadczenia, zaś dla wodoru występuje zmniejszenie się g w stosunku $g_0 = 2,002319$ dla swobodnego elektronu.



Ryc. 12. Tor elektronu w silnym polu kulombowskim, w którym zmiana masy powoduje ruch całej orbity

Tabela II. Wartość poprawki relatywistycznej momentu magnetycznego elektronu w układach wodoropodobnych

Układ	Eksperyment	Teoria $g_e + \Delta g_{rel}$
$^{12}\text{C}_6^{5+}$	2,001042(2)	2,00104065
$^1\text{H}_1^0$	2,002292	2,002284
	2,002296*	
	2,002015**	

*ESR w gazie, **ESR wodór w LiF

W badaniach jonu U^{91+} upatruje się większej precyzji w wyznaczeniu spinowego momentu magnetycznego elektronu w stanie $1s^1$, jednak, podobnie jak dla $^{12}\text{C}^{5+}$, główny przyczynek do korekcji będzie pochodził od efektu związanego z relatywistycznym ruchem elektronu w polu centralnym ciężkiego jądra o ładunku Z .

Zakończenie

Spin leptonów, a szczególnie barionów, zawiera wiele tajemnic. Chcielibyśmy lepiej poznać relacje, które wiążą spin z momentem magnetycznym. Jak wynika z tego krótkiego przedstawienia, już dla leptonów stykamy się z trudnościami, jakie niesie kwantowa elektrodynamika. Ostatnie badania pokazały, że częstotliwość cyklotronowa elektronu i pozytronu różnią się między sobą, co sugeruje, że symetria CPT nie jest spełniona.

Z barionami jest jeszcze gorzej, bo w grę wchodzi większa ilość oddziaływań fragmentów tworzących jądra, znajdujących się na różnorodnym stopniu wzbudzenia. Dlatego tajemnice jądrowego magnetyzmu będą następnym etapem opracowania. Nie można przeprowadzić poważnej dyskusji na temat spinu i związanego z nim momentu magnetycznego, odwołując się jedynie do efektywnego hamiltonianu, bo wówczas cała dyskusja tego tematu sprowadza się do tego, czy współczynnik g jest dodatni, czy też, jak proponują niektóre gremia ujemny (J. M. Brown *et al.* 2000), co może być podstawą umowy, lecz nie zbliża nas do lepszego zrozumienia spinowego stopnia swobody fermionów.

Literatura

- I. Białyński-Birula, M. Cieplak, J. Kamiński, *Teoria kwantów, mechanika falowa*, PWN 2001
- L. Piel, *Idee chemii kwantowej*, PWN 2003.
- S. Hawking, *Ilustrowana krótka historia czasu*, Zysk i S-ka 1996.
- L. N. Cooper *Istota i struktura fizyki* PWN 1975.
- G. K. Woodgate, *Struktura atomu*, PWN 1974.
- Kwantowa metrologija i fundamentalnyje konstanty* MIR 1981, Ed: R.N. Faustov, V.P. Shelesta.
- R. Beringer and M. A. Heald, *Electron Spin Magnetic Moment in Atomic Hydrogen*, Phys. Rev. **95**, 1474, (1954).
- E. Duval et al., *ESR of an hydrogen center in plasticity deformed LiF*, Solid State Commun. **8**, 1155 (1970).
- D. H. Perkins, *Wstęp do fizyki wysokich energii*, PWN 1989.
- S. V. Vonsovskii, *Magnetizm mikroczastic*, Nauka 1973.
- W. B. Bierestecki, E. M. Lifszic i L. P. Pitajewski, *Relatywistyczna teoria kwantów* PWN 1968.
- E. Szpolski, *Fizyka atomowa tom II*, PWN 1953.
- R. S. Van Dyck, R. A. Ekstrom and H. G. Dehmelt, Nature **262**, 776 (1976).
- R. S. Van Dyck, P.G. Schwindberg and H. G. Dehmelt, Phys. Rev. Lett. **38**, 310 (1977).
- H. Dehmelt, R. Mittleman, R. S. Van Dyck, Jr, P. Schwinberg, *Past Electron-Positron g-2 Yielded Sharpest Bound on CPT Violation for Point Particles*, Phys. Rev. Lett. **83**, 4694 (1999).
- N. Hermanspahn, H. Häffner, H. J. Kluge et al., *Observation of the continous Stern-Gerlach Effect on an Electron bound in Atomic Ion*, Phys. Rev. Lett. **84**, 427 (2000).
- J. M. Brown et al., *Remarks on the signs of g factors in atomic and molecular Zeeman spectroscopy*, Mol. Phys. **98**, 1591 (2000).
- J. M. Brown et al., Mol. Phys. **98**, 1597 (2000).
- I. Białyński-Birula, *50 lat równania Diraca*, Postępy Fizyki **29**, 635 (1978).
- I. Białyński-Birula, Śledziwska-Błocka, *Półwieku morza Diraca*, Postępy Fizyki **33**, 389 (1982).
- S. I. Kiselev, V. V. Khmelenko and D. M. Lee, *Hydrogen Atoms in Impurity-Helium Solids*, Phys. Rev. Lett. **89**, 175301 (2002).
- R. Beringer, M. A. Heald, *Electron Spin Moment in Atomic Hydrogen* Phys. Rev. **95**, 1474 (1954).
- S. Vasilyev, J. Jarvinen, A. I. Safonov, A. A. Kharitonov, I. I. Lukashevich and S. Jaakkola, *Electron Spin-Resonance Instability in Two-Dimensional Atomic Hydrogen Gas*, Phys. Rev. Lett. **89**, 153002 (2002).

Mystery of electron spin

Electron being an elementary particle has a spin degree of freedom, which makes its properties mysterious. These strange properties reveal themselves after localization narrowing the wave packet. Correction of the spin magnetic moment leads to the complex electron picture. It is not a "naked" object, but "dressed" in photons and in the multibody effect caused by the vacuum fluctuation.

Key words: electron, electron spin, g-factor