

Celem pracy było teoretyczne zbadanie właściwości układu skorelowanych fermionów na sieci optycznej w obecności nieporządku zależnego od spinu. Do opisu tego układu został użyty hamiltonian Andersona-Hubbarda na dwudzielnej sieci Bethgo z lokalnym potencjałem będącym zmienną losową, scharakteryzowaną przez zależny od spinu rozkład prawdopodobieństwa. Przedstawione wyniki zostały otrzymane przy użyciu teorii dynamicznego pola średniego połączonej z uśrednianiem geometrycznym po realizacjach nieporządku. Ta metoda jest czuła na lokalizację Andersona na poziomie jednocząstkowym oraz traktuje na równi nieporządek oraz korelacje. W pracy rozważone zostały dwa przypadki: paramagnetyczny, gdy niestabilność ze względu na formowanie się porządku dalekiego zasięgu jest zabroniona, oraz przypadek w którym ta niestabilność została uwzględniona.

W pierwszym przypadku paramagnetyzm jest wymuszony przez narzucenie identyczności rozwiązań na obu podsieciach. Taki warunek pozwala na analizę wpływu wyłącznie dwóch czynników: nieporządku (Δ) oraz oddziaływań (U), na końcowy stan rozważanego układu. Otrzymany diagram fazowy dla tego przypadku składa się z trzech faz: metalu, izolatora Motta z nieporządkiem oraz fazy ze spinowo zależną lokalizacją. W przeciwieństwie do przypadku z konwencjonalnym nieporządkiem, gdzie dwa wspomniane czynniki konkurują ze sobą, gdy nieporządek jest zależny od spinu zaczynają one ze sobą współpracować stabilizując fazę izolatora. Powodem tej zmiany jest fakt, że łamanie symetrii spinowej uderza bezpośrednio w mechanizm odpowiadający za formowanie się rezonansu kwazicząstkowego. Stąd krzywe oddzielające fazy na diagramie fazowym $U - \Delta$ są nachylone w kierunku niższych oddziaływań. Fakt, że nieporządek jest zależny od spinu umożliwia również istnienie fazy ze spinowo zależną lokalizacją dla odpowiednio silnego nieporządku. W tej fazie cząstki poddane bezpośrednio działaniu nieporządku lokalizują się, natomiast pozostałe są mobilne. Na diagramie fazowym ta faza jest oddzielona od fazy izolatora z nieporządkiem linią przejść fazowych, która jest niezależna od Δ . Podkreśla to fakt, że układ w fazie ze spinowo zależną lokalizacją zachowuje się w podobny sposób co układ opisywany modelem Falicov'a-Kimball'a.

W drugim przypadku uwzględniona została możliwość formowania się magnetycznego uporządkowania dalekiego zasięgu poprzez zdjęcie wiązu na identyczność rozwiązań na obu podsieciach. Diagram fazowy otrzymany w sytuacji składa się z pięciu różnych faz posiadających cztery różne uporządkowania magnetyczne. Dla słabego nieporządku układ znajduje się w fazie izolatora ze spinami uporządkowanymi antyrównolegle. Odzwierciedla to tendencję modelu Hubbarda z połowicznym wypełnieniem do tworzenia fazy antyferromagnetycznego izolatora. Jednak z powodu obecności nieporządku, który zależy od spinu, namagnesowania na podsieciach różnią się co do war-

tości. Spowodowane jest faktem, że nieporządek wpływa silniej na podsić obsadzoną w większości przez cząstki z wybranym rzutem spinu. Wraz ze wzrostem Δ wprawdzie zamyka się przerwa spektralna w jednym kanale spinowym (faza ze spinowo zależną lokalizacją I). Następnie przerwa ta zamyka się w obu kanałach spinowych i układ przechodzi w fazę ferromagnetycznego metalu. Ostatecznie, dla dużych Δ układ staje się fazą ze spinowo zależną lokalizacją II. Jest to odpowiednik fazy ze spinowo zależną lokalizacją dla przypadku pierwszego z dodanym magnetycznym uporządkowaniem. Podobnie jak w przypadku paramagnetycznym ta faza również oddzielona jest od fazy izolującej linią przejść fazowych niezależną od Δ . Gdy siły oddziaływania i nieporządku stają się odpowiednio duże układ przechodzi w fazę izolatora II, scharakteryzowaną przez szeroką przerwę w spektrum oraz obecnością ferromagnetycznej fali spinowej.