Письма в ЖЭТФ, том 62, вып.4, стр.349 - 351 © 1995г. 25 августа

ВЛИЯНИЕ ЗИНЕРОВСКИХ ОСЦИЛЛЯЦИЙ НА ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА КВАЗИКРИСТАЛЛОВ

Ю.Х.Векилов[1)], *П.А.Коржавый*, *Д.В.Оленев*

Московский государственный институт стали и сплавов

117936 Москва, Россия

Поступила в редакцию 19 июля 1995 г.

Электронные свойства квазикристаллов рассматриваются в модели, исходящей из того, что все электронные состояния на уровне Ферми испытывают брэгговские отражения и являются локализованными, режим зинеровских (блоховских) осцилляций определяет поведение свойств.

В работе [1] для объяснения поперечной проводимости слоистого металла с примесями были использованы представления о зинеровских (блоховских) осцилляциях, возникающих в электрическом поле вследствие отражения электронов на грани зоны Бриллюэна. В данной работе эта идея применяется для описания электронных свойств квазикристаллов.

Электронные свойства квазикристаллов отличны от свойств других металлических объектов. Электросопротивление квазикристаллов аномально велико (у стабильной икосаэдрической фазы системы AlPdRe оно достигает 2Ом·см [2]), уменьшается при повышении температуры и возрастает по мере увеличения структурного порядка и отжига дефектов [3,4].

Для декагональных квазикристаллических сплавов характерна анизотропия проводимости: вдоль оси упаковки квазикристаллических плоскостей с конечным периодом (ось десятого порядка) проводимость ведет себя, как в нормальном металле, а в самих плоскостях – описанным выше образом [5]. Другая специфика – пониженный (по сравнению с нормальным металлом) электронный вклад в теплоемкость, большая величина и сильная температурная зависимость константы Холла, недрудевский закон оптической проводимости 3, 5]. Практически все квазикристаллические фазы, включая сплавы с переходными элементами, – слабые диамагнетики в широком интервале температур (исключение – сплавы, содержащие Mn, которые парамагнитны) [5].

Рассматривались различные причины такого поведения свойств, из которых можно отметить:

a) наличие псевдощели на уровне Ферми, получаемое в расчетах электронного спектра для аппроксимант [3], но не всегда наблюдаемое экспериментально [5];

b) специфика поведения волновых функций, которые в одно- и двумерном квазикристаллах осциллируют на всех масштабах, не являясь ни локализованными, ни протяженными состояниями: спектр имеет нулевую меру [6, 7]. Как следствие, степенной закон зависимости сопротивления от размера объекта. В трехмерной задаче в приближении слабой связи получаются противоречивые результаты: согласно [8], проводимость должна быть конечной, а согласно [9] (по теории возмущений), она бесконечна;

c) обсуждалась также роль эффектов локализации [3].

---

1) e-mail: vekilov@trf.misa.ac.ru

Все эти факторы существенны, но недостаточны для последовательного описания электронных свойств квазикристаллов.

В настоящей работе предложена модель, которая, по-видимому, в состоянии объяснить основные закономерности электронных свойств квазикристаллов. Модель основывается на положениях зонной теории, учитывая специфику квазикристаллического состояния и влияние зинеровских (блоховских) осцилляций.

Квазикристалл можно рассматривать как предел последовательности аппроксимант с периодом решетки $a \to \infty$. Обратная решетка квазикристалла представляет собой набор векторов обратной решетки, всюду плотно заполняющих обратное пространство. Все электронные состояния на уровне Ферми испытывают брэгговские отражения (каждый волновой вектор рассеяния является вектором обратной решетки). Совершенный квазикристалл, таким образом, находится в состоянии "брэгговского" диэлектрика с нулевой групповой скоростью электронов и, соответственно, нулевой проводимостью при абсолютном нуле температуры.

В такой системе при приложении электрического поля E возникнут электронные осцилляции (зинеровские или блоховские). Вероятность зинеровского пробоя мала, так как период решетки бесконечен, а состояния на уровне Ферми лежат в непосредственной близости к щели на границе псевдозоны Джонса. Пространственный масштаб зинеровских осцилляций порядка характерного размера структурного блока a_R (длина ребра ромбоэдра).

Осцилляции происходят с большой частотой $\hbar\omega = eEa$ (период решетки a бесконечно большой) и, соответственно, с периодом T, меньшим всех характерных времен рассеяния в системе. В этом случае всегда $\tau > T$ ("чистый" предел в задаче Варламова), τ – характеристическое время рассеяния, обусловленного какими-либо (упругими или неупругими) столкновениями; зинеровские осцилляции находятся в устойчивом режиме, обычный друдевский закон не работает.

Выразим проводимость через коэффициент диффузии, $\sigma = \rho(E_F)e^2D$ (соотношение Эйнштейна), $\rho(E_F)$ – одночастичная плотность состояний. В "чистом" пределе [1] ($\tau > T$) $D \approx a_R^2/\tau$. Таким образом, $\sigma \sim \tau^{-1}$. В идеальном квазикристалле при нулевой температуре $\tau \to \infty$, $\sigma \to 0$. С ростом температуры, включением фононов и других процессов рассеяния σ будет возрастать. Пока не разрушено квазикристаллическое состояние, зинеровские осцилляции устойчивы, и условие $\sigma \sim \tau^{-1}$ выполняется в широком интервале температур и даже при больших структурных искажениях.

В слоистых квазикристаллах в квазикристаллических плоскостях $\sigma_{\parallel} \sim \tau^{-1}$, а вдоль оси упаковки реализуется "грязный" предел с характерной для нормального металла проводимостью, описываемой формулой Друде $\sigma_{\perp} \sim \tau$ (в "грязном" пределе, $\tau < T$, вместо устойчивых зинеровских осцилляций имеет место обычная анизотропная диффузия; $D_{\perp} = v_{\perp}^2(p_{\perp})\tau$, $\sigma_{\perp} \sim \tau$ [1]).

Состояние "брэгговского" диэлектрика, очевидно, может также объяснить конечный, но пониженный электронный вклад в теплоемкость, отсутствие парамагнетизма электронного газа и слабый диамагнитный отклик квазисвязанных электронов (парамагнетизм сплавов с марганцем, возможно, связан с большим локальным моментом марганца).

Авторы благодарят А.А.Варламова за полезную дискуссию и интерес к данной работе, а также Д.В.Ливанова за прочтение рукописи и ряд ценных замечаний.

Работа выполнена в рамках программы Международного центра фундаментальной физики в Москве при финансовой поддержке INTAS, грант 93-2492 и частично Международного научного фонда, грант MQQ000.

---

1. A.A.Varlamov, Europhys. Lett. **28**, 347 (1994).
2. F.S.Pierce, S.J.Poon, and Q.Guo, Science **261**, 737 (1993); C.Berger, T.Grenet, P.Lindqvist et al., Solid State Commun. **87**, 977 (1993).
3. S.J.Poon, Adv. Phys. **41**, 303 (1992).
4. H.Akiyama, Y.Honda, T.Hashimoto et al., Jpn. J. Appl. Phys. B **7**, L1003 (1993); Y.Honda, K.Edagava, A.Yoshika et al., Jpn. J. Appl. Phys. A **9**, 4929 (1994).
5. Z.M.Stadnik, G.W.Zhang, A.-P.Tsai, and A.Inoue, Phys. Rev. B **51**, 11358 (1995).
6. П.А.Калугин, А.Ю.Китаев, Л.С.Левитов, Письма в ЖЭТФ **41**, 119 (1985); M.Kohmoto, B.Sutherland, and C.Tang, Phys. Rev. B **35**, 1020 (1987).
7. S.Yamamoto and T.Fujivara, Phys. Rev. B **51**, 8841 (1995).
8. А.Ю.Китаев, Письма в ЖЭТФ **48**, 270 (1988).
9. J.B.Sokoloff, Phys. Rev. B **36**, 6361 (1987).