

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКСОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

51(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ
И АСТРОНОМИИ АКАДЕМИИ НАУК СССР
(20—21 декабря 1978 г.)**

20—21 декабря 1978 г. в Физическом институте имени П. Н. Лебедева АН СССР состоялась совместная научная сессия Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. Б. И. В е р к и ц, И. В. С в е ч к а р е в. Слабый магнетизм как метод изучения электронной структуры металлов и сплавов.
2. И. К. Я н с о н, И. О. К у л и к. Микроконтактная спектроскопия фононов в металлах.
3. В. П. Г а л а й к о, В. М. Д м и т р и е в. Неравновесная сверхпроводимость в образцах малых поперечных размеров.
4. В. Д. Ф и л ь. Электронный механизм переноса звуковых импульсов в магнитном поле.
5. В. А. Я р б а. О сооружаемых и проектируемых ускорителях частиц на сверхвысокие энергии.
6. Е. Л. Ф е й н б е р г. Адронные кластеры и полуголье частицы в квантовой теории поля.

Ниже публикуется краткое содержание пяти докладов.

38.11 (048)

Б. И. Веркин, И. В. Свечкарев. Слабый магнетизм как метод изучения электронной структуры металлов и сплавов. Постоянная составляющая орбитальной магнитной восприимчивости электронов проводимости наряду с общеизвестным вкладом Ландау — Паули от состояний на уровне Ферми содержит вклады межзонной природы от всех занятых состояний спектра. По этой причине она принципиально позволяет зондировать глубинную структуру спектра, т. е. выйти за рамки традиционных исследований поверхности Ферми. Из-за чрезвычайной сложности теории выяснение роли и свойств межзонных вкладов осуществлялось экспериментальным путем в группе простых (непереходных) металлов и их сплавов, где наличие в спектре близких к вырождению зон благоприятствует усилению таких вкладов. В частности, установлены следующие свойства орбитальной восприимчивости, связанные с присутствием межзонных вкладов ^{1,2}.

1. Полностью заполненные зоны с малым энергетическим зазором обладают аномальным диамагнетизмом.

2. Критическим точкам спектра (электронным фазовым переходом $2/2$ рода) соответствуют резко выраженные особенности восприимчивости, вид которых зависит не столько от характера изменения топологии поверхности Ферми, сколько от конкретной структуры почти вырожденных зон.

3. Область проявления особенностей восприимчивости по температуре или параметру рассеяния определяется величиной характерного энергетического зазора и существенно превышает таковую для осцилляционных и резонансных явлений.

Орбитальный вклад оказывается уникальным средством обнаружения критических точек в системе почти вырожденных зон, поскольку относительная величина модуляции восприимчивости в критических точках может на несколько порядков превышать соответствующие особенности в плотности состояний ².

Смещая уровень химического потенциала подходящим воздействием, с помощью восприимчивости можно определить положение ближайших критических точек, в пер-

вую очередь для зон с минимальными энергетическими зазорами, величину зазоров и другие параметры спектра (по амплитудам экстремальных значений восприимчивости, их температурной зависимости, по расстоянию между критическими точками), т. е. восстановить целые фрагменты спектра. Поскольку в такой процедуре исследования спектра существенную роль играет не только наблюдение критических точек, но и специфика их проявления, зависящая от структуры связанных зон, можно говорить о своеобразном методе магнитной спектроскопии, не создающей, однако, реальных возбуждений спектра.

Появление теории орбитальной восприимчивости, оперирующей непосредственно матрицей гамильтониана для почти вырожденных зон³, позволяет в полной мере использовать возможности указанного метода. Они иллюстрируются целым рядом примеров.

Так, поведение восприимчивости легированного теллура послужило проверкой выводом теории и источником сведений о релятивистских константах гамильтониана. В сплавах литий-магний установлена концентрационная (до ~ 30 ат. %) зависимость энергетических зазоров и найдено положение критической точки, в которой поверхность Ферми касается гравей зоны Бриллюэна (19 ат. % Mg). В сплавах кадмия с п-валентными примесями (~ 10 ат. %) определены величины спин-орбитального и кулоновского расщеплений трех почти вырожденных зон, концентрационная зависимость зазоров и уровня химического потенциала^{2,4}. Для перечисленных систем найдены характеристики рассеяния, вызванного неупорядоченностью потенциала в сплавах. С его учетом для описания электронной структуры сплавов оказывается допустимой довольно далекая экстраполяция понятий о спектре, принятых для идеально упорядоченных систем.

Критическая точка в вырожденных зонах бериллия обнаруживается по аномальному максимуму диамагнетизма даже при температуре ~ 800°K, позволяя определить температурную зависимость уровня химического потенциала до $T \sim 1300^\circ\text{K}$ ⁵. Что касается поведения уровня химического потенциала, то, как следует из свойств восприимчивости, его расположение в середине энергетических зазоров на соответствующих брэгговских плоскостях является основным фактором, стабилизирующим длиннопериодные сверхструктуры в упорядочивающихся сплавах.

Детальное рассмотрение этих и других примеров позволяет заключить, что параметры одноэлектронных спектров простых металлов (в частности, энергетические зазоры — непосредственная характеристика кристаллического потенциала) определяются с помощью орбитальной восприимчивости с точностью, превышающей современные априорные и эмпирические расчеты спектра, даже в условиях существенного размытия поверхности Ферми температурой или рассеянием. Другие методы, способные конкурировать с постоянной составляющей восприимчивости по тонкости анализа электронного спектра в широком диапазоне концентраций и температур, в настоящее время отсутствуют, и она может быть рекомендована как эффективный инструмент исследования неупорядоченных металлических систем.

ЛИТЕРАТУРА

1. Веркин Б. И., Кузьмичева Л. Б., Свечкарев И. В. — Письма ЖЭТФ, 1967, т. 5, с. 757.
2. Verkin B. I., Kuzmicheva L. B., Maryakhin A. A., Svecckarev I. V. — In: Proc. LT-11. — St. Andrews, 1968, — V. 2, p. 1121.
Свечкарев И. В., Кузьмичева Л. Б., Полторацкий В. И. — ФНТ. 1977, т. 3, с. 663.
McClure J. W., Martyniuk J., — Phys. Rev. Lett., 1972, v. 29, p. 1095.
3. Fukuyama H. — Progr. Theor. Phys., 1971, v. 45, p. 704.
4. Свечкарев И. В. — Изв. АН СССР, Серия физ. 1978, т. 42, с. 1701.
5. Гречнев Г. Е., Свечкарев И. В., Середа Ю. П. — ЖЭТФ, 1978, т. 75, с. 993.

537.311.33(048)

И. К. Янсон, И. О. Кулик. Микроконтактная спектроскопия фононов в металлах. Начиная с работы Шарвина¹, слабые электрические контакты между металлами привлекают внимание исследователей как инструмент изучения энергетического спектра. В работах² изучались эффекты фокусировки электронов, инжектируемых из микроконтактов диаметром 1 — 10 мкм, позволяющие восстанавливать параметры ферми-поверхности. В данной работе сообщается о цикле экспериментальных и теоретических исследований микроконтактов меньшего диаметра ($d \sim 100 \text{ \AA}$), позволяющих получать прямую информацию о спектрах фононов и интенсивности электрон-фононного взаимодействия³⁻⁵. Таким путем были исследованы

Pb, Zn, Cd, Sn, In, Al, Cu, Ag, Au, Na, Li, Ni, Co, Fe — нормальные металлы, сверхпроводники, ферромагнетики. Микроконтакты получались одним из двух методов — слабым пробоем пленочных туннельных переходов с достаточно большим сопротивлением либо посредством прижатия остро заточенной иглы к металлической «наковальне». В последнем случае металлы, образующие контакт, могут быть монокристаллами. В месте прижатия происходит локальное разрушение пленки окисла, сопровождающееся образованием прямого металлического контакта. Диаметр контакта может быть определен из его сопротивления с помощью формулы

$$\frac{1}{R} = \frac{e^2 S S_F}{2 (2\pi\hbar)^3}, \quad (1)$$

справедливой в кнудсеновском пределе (диаметр контакта меньше длины свободного пробега электронов); здесь S — площадь контакта, S_F — площадь поверхности Ферми.

Плотность тока в сечении контакта достигает очень больших значений ($j \sim 10 \text{ а/см}^2$), соответствующих скоростям дрейфа порядка скорости звука $S \sim 10^5 \text{ см/сек}$. В этих условиях электронный поток генерирует фононы, частота которых определяется приложенным к контакту напряжением. В то же время разогрева контакта протекающим током не происходит, поскольку джоулево тепло выделяется на длине неупругой релаксации ($l_e \geq 10^3 \text{ \AA}$), большой в сравнении с диаметром контакта. Вольт-амперная характеристика контакта становится неомической, отражая динамику рассеяния электронов на фононах.

На рис. 1 показан типичный «микроконтактный спектр» — зависимость второй производной тока по напряжению от V (сплошная кривая) в случае Cd. Спектры имеют четкую структуру, хорошо воспроизводимую на различных образцах. Положение максимумов на кривой $V_2 (eV) \sim d^2V/dI^2 (V)$ хорошо соответствует максимумам плотности состояний фононов $F (eV)$, восстанавливаемой по нейтронным данным (штриховая линия — зависимость $F (eV)$ для Cd⁶). Согласно теории величина второй производной тока по напряжению в микроконтакте дается выражением

$$\frac{d^2 I}{dV^2} = -4e^3 \Omega_{эфф} N(0) G(eV), \quad (2)$$

где $N(0)$ — плотность состояний электронов на поверхности Ферми, $\Omega_{эфф}$ — эффективный объем генерации фононов ($\Omega_{эфф} \sim d^3$), $G(\omega)$ — «транспортная» функция электрон-фононного взаимодействия $G(\omega) = L^2(\omega) F(\omega)$:

$$G(\omega) = \frac{N(0)}{2\hbar} \frac{\int \frac{dS_p}{v_{\perp}} \int \frac{dS_{p'}}{v'_{\perp}} W_{p-p'} \delta(\omega - \omega_{p-p'}) K(p, p')}{\int \frac{dS_p}{v_{\perp}} \int \frac{dS_{p'}}{v'_{\perp}} \cdot 1}. \quad (3)$$

ω_q — закон дисперсии фононов, $W_{p-p'}$ — квадрат матричного элемента электрон-фононного взаимодействия, усредненный по поверхности Ферми с учетом геометрического фактора $K(p, p')$. Последний позволяет исследовать анизотропию G -функций, которая ярко проявляется в экспериментах при изучении монокристаллов различной ориентации. Распределение электронов на отверстия имеет вид, показанный на рис. 2б.

Только акты рассеяния из состояний $p_z > 0$ в состояния $p_z < 0$ дают вклад в ток. Проведенные экспериментальные исследования показывают, что для поливалентных металлов $\tilde{\alpha}^2(\omega)$ является практически постоянной величиной, т. е. матричный

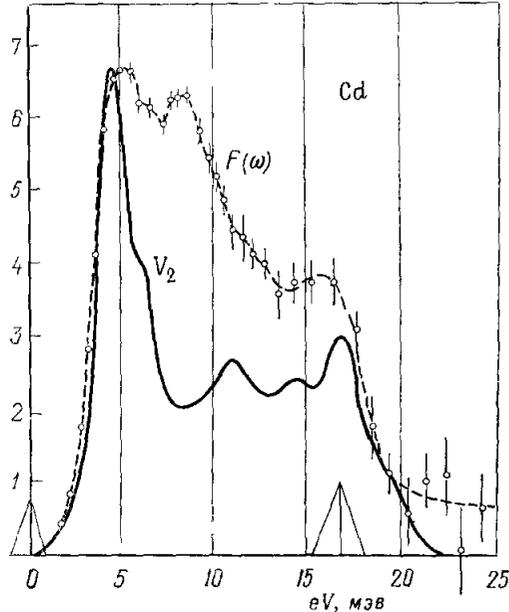


Рис. 1.

элемент электрон-фононного взаимодействия слабо зависит от энергии. Для щелочных металлов Na, K формфактор $\tilde{\alpha}^2(\omega)$ возрастает с ростом ω . Микроконтактные спектры этих металлов содержат значительный фон (ненулевое значение второй производной при $\omega > \omega_{\max}$), что, по-видимому, связано с плохой структурой, т. е. малой длиной упругого

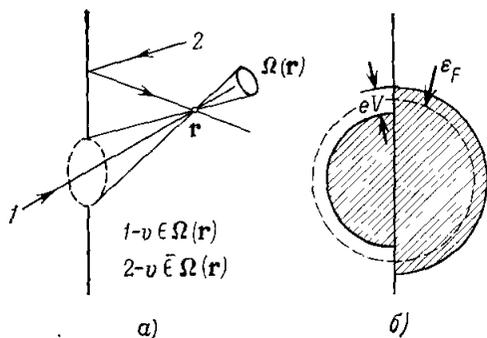


Рис. 2.

переход от кнудсеновского к максвелловскому режиму протекания тока ($l < d$ вместо $l > d$), в результате чего происходит разогрев контакта. Положение особенности определяется соотношением $eV_C = 3,6 kT_C$ (T_C — температура Кюри), хорошо подтверждающимся на опыте. Измерения микроконтактных спектров в этом интервале энергий позволяют восстановить температурную зависимость части сопротивления, обусловленной рассеянием на магнонах, $\rho_{\text{mag}}(T)$, при больших плотностях тока, недостижимых в обычных экспериментах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шарвин Ю. В. — ЖЭТФ, 1965, т. 48, с. 984.
2. Цой В. С., — Письма ЖЭТФ, 1974, т. 19, с. 114; ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 289.
3. Янсон И. К. — ЖЭТФ, 1974, т. 66, с. 1035; ФТТ, 1974, т. 16, с. 3595; ФНТ, 1977, т. 3, с. 1516.
4. Кулик И. О., Омеляничук А. Н., Шехтер Р. И. Sol State Comm. 1977, в. 23, р. 301; ФНТ 1977, т. 3, с. 1573.
5. Уансон I. K., Кулик I. O. — In: Proc. LT-15. — Grenoble, France: 1978. — V.3.
6. Еремеев И. П., Садиков И. П., Чернышев А. А. — ФТТ, 1976, т. 18, с. 1652.
7. Веркин Б. И., Янсон И. К., Кулик И. О., Шкляревский О. И., Лысых А. А., Найдюк Ю. Г. — Sol. State Comm., 1978.

537.312.62 (048)

В. П. Галайко, В. М. Дмитриев. Неравновесная сверхпроводимость в образцах малых поперечных размеров. Интерес к неравновесной сверхпроводимости вызван тем, что в сверхпроводниках, благодаря их особой чувствительности к внешним воздействиям, можно ожидать в неравновесных условиях новых, необычных свойств. Такие условия во всем объеме сверхпроводника легче всего создать в образцах малых поперечных размеров, пропуская, например, через образец ток, больший критического, или подвергая его электромагнитному облучению. В результате удастся обнаружить некоторые новые физические аспекты сверхпроводимости, которым посвящено настоящее сообщение. Они касаются природы резистивных (т. е. диссипативных, но не совпадающих с нормальными) токовых состояний в узких сверхпроводящих каналах и стимуляции в них сверхпроводимости внешним электромагнитным излучением. С точки зрения кинетики сверхпроводников оба эти явления определяются свойствами существенно неравновесных распределений электронов по микросостояниям при наличии сверхпроводящего конденсата.

1. Резистивные токовые состояния. При пропускании через узкий сверхпроводящий образец (пленку, вискер) тока, большего критического, вблизи критической температуры T_C сверхпроводника наблюдается ряд особенностей¹⁻³, не находящих объяснения в общепринятых моделях. Наиболее важные из них: 1) ши-

рассеяния. Для благородных металлов, в которых проявляется специфика d -электронов, функция $\tilde{\alpha}^2(\omega)$ убывает с ростом энергии, благодаря чему интенсивность линий продольных акустических фононов существенно меньше интенсивности поперечных фононов. Последнее свойство наиболее четко выражено для «истинных» d -металлов Fe, Co, Ni.

Микроконтактные спектры ферромагнитных металлов⁷ наряду с фононными особенностями, лежащими в области энергий порядка температуры Дебая Θ_D (т. е. $eV > 0,05 \Theta_D$), проявляют сильную аномалию при энергиях, соответствующих энергии магнонов. Теоретическая интерпретация показывает, что при столь больших энергиях имеет место пе-

рокая резистивная область на вольт-амперной характеристике (ВАХ) между критическим током распаривания I_c и током распаривания I_{c2} , выше которого образец переходит в нормальное состояние; 2) отличное от нуля значение реактивной составляющей полной проводимости образца при измерениях в СВЧ диапазоне; 3) в некоторых случаях наблюдается генерация низкочастотных ($f = 30-250$ МГц) электромагнитных колебаний. Эти эксперименты указывают на одновременное существование в образце сверхпроводящего упорядочения ($\Delta \neq 0$) и постоянного продольного электрического поля. Ввиду малых поперечных размеров образца оно не может быть следствием смешанного или промежуточного состояния, а возможный вклад флуктуаций Δ в сопротивление оказывается слишком малым. Поэтому было высказано предположение⁴, что при переходе из нормального токового состояния в резистивное в канале из-за куперовской неустойчивости возникает неравновесное микроскопическое «фазовое» расслоение на чередующиеся вдоль образца сверхпроводящие и квазинормальные области. Последующие теоретические⁵⁻⁸ и экспериментальные^{3,9} исследования прояснили физические механизмы образования такой структуры, характер ее сингулярности и детали устройства.

Как выяснилось, важную роль в образовании структуры играет фаза параметра сверхпроводящего упорядочения, а также то обстоятельство, что конденсат может быстро подстраиваться к пространственному распределению продольного поля, так что потенциал поля входит в локальный спектр возбуждений. Возникающий благодаря этому разбаланс электронно-и дырочноподобных возбуждений медленно релаксирует, создавая нормальные диффузионные потоки, проникающие в сверхпроводящие области на глубину δ_E . В результате становится возможным параллельное течение сверхпроводящего и нормального тока. При этом квазинормальные участки структуры связаны с сингулярными центрами, в которых терпит скачок скорость изменения фазы во времени. Это приводит к малым джозефсоновским колебаниям в окрестности этих центров.

Процессы релаксации, определяющие глубину δ_E , могут быть связаны как с упругими, так и неупругими столкновениями электронов, давая в [предельных случаях различную температурную зависимость: $\delta_E^{(Y)} \sim (1-t)^{-1}$, $\delta_E^{(H)} \sim (1-t)^{-1/4}$. Экспериментально структура проявляется в виде скачков напряжения на ВАХ, разделенных участками динамического сопротивления $R_N = 2\delta_E N / \sigma_n S$ (N — номер ступени, σ_n — нормальная проводимость, S — сечение образца). Измерения R_N — позволяют определить температурную зависимость δ_E , которая соответствует теории, переходя от $(1-t)^{-1}$ к $(1-t)^{-1/4}$ по мере приближения к критической температуре.

Детали ВАХ, а также колебаний электрического потенциала в случае движения структуры как целого находятся в соответствии со следствиями теории и дают основание считать, что, кроме известных ранее резистивных состояний в массивных сверхпроводниках, в малых образцах также существует своеобразное неравновесное резистивное токовое состояние микроскопического «фазового» расслоения.

2. Стимуляция сверхпроводимости электромагнитными полями. Любое внешнее воздействие, в том числе и электромагнитное излучение, обычно подавляет сверхпроводимость. Однако, как выяснилось¹⁰, существует неравновесное состояние сверхпроводника во внешнем СВЧ поле, в котором его сверхпроводящие свойства усиливаются при $T < T_c$ или возникают из нормального состояния при $T > T_c$. Как было показано теоретически¹¹ и обосновано экспериментально¹², это происходит в результате изменения функции распределения электронных возбуждений по энергиям в поле СВЧ, которое при определенных условиях может эффективно способствовать сверхпроводящему спариванию электронов, повышая критические параметры сверхпроводника I_c , H_c , T_c . Такими условиями являются: наличие внешнего излучения с частотой $\omega_1 > \omega > \omega_2$ и не слишком большой амплитуды, относительная близость температуры образца к равновесной критической температуре, нулевое или не слишком большое по сравнению с критическим магнитное поле. Численные значения указанных величин зависят от материала образца. Вне этих условий стимулирующее действие излучения уступает место обычному распаривающему его воздействию или разрушению сверхпроводимости в результате джоулова нагрева.

Интересной особенностью неравновесной сверхпроводимости этого типа является то, что при понижении температуры образца, находящегося в поле излучения, параметр сверхпроводящего упорядочения в точке перехода $T_m > T_c$ возникает скачком, как при фазовом переходе первого рода. В то же время, как показывает анализ неравновесных кривых распаривания $j_s(\Delta)$, неравновесный критический ток, который обычно и измеряется в экспериментах, является непрерывной функцией температуры, хотя и быстро возрастает от нулевого значения при понижении температуры $T < T_m$. Таким образом, мы встречаемся со случаем, когда при ненулевом параметре сверхпроводящего упорядочения сверхпроводник не может быть нагружен никаким постоянным током, так как это влечет за собой его переход в диссипативное состояние.

Рассмотренные явления неравновесной сверхпроводимости интересны сами по себе, тем более интересна их взаимосвязь, которую еще предстоит изучить.

ЛИТЕРАТУРА

1. Чурилов Г. Е., Дмитриев В. М., Бескорный А. П.— Письма ЖЭТФ, 1969, т. 10, с. 231.
2. Чурилов Г. Е., Дмитриев В. М., Светлов В. Н.— Физ конднс. сост. (ФТИНТ АН УССР), 1973, вып. 28, с. 65.
3. Галайко В. П., Дмитриев В. М., Чурилов Г. Е.— ФНТ, 1976, т. 2, с. 299.
4. Галайко В. П., Дмитриев В. М., Чурилов Г. Е.— Письма ЖЭТФ, 1973, т. 18, с. 362.
5. Галайко В. П.— ЖЭТФ, 1974, т. 66, с. 379; 1975, т. 68, с. 223; 1976, т. 71, с. 273.
6. Галайко В. П., Шумейко В. С.— Ibid, с. 671.
7. Galaiko V. P.— J. Low Temp. Phys., 1977, v. 26, p. 483.
8. Безуглый Е. В., Братусь Е. Н., Галайко В. П.— ФНТ, 1977, т. 3, с. 1010.
9. Дмитриев В. М., Христенко Е. В.— Ibid, с. 1210.
10. Wyatt A. F. G., Dmitriev V. M., Moore W. S., Sheard F. W.— Phys. Rev. Lett., 1963, v. 16, p. 1166.
11. Элиашберг Г. М.— Письма ЖЭТФ, 1970, т. II, с. 186.
12. Дмитриев В. М., Христенко Е. В.— ФНТ, 1978, т. 4, с. 821.

537.312.62 (048)

В. Д. Филь. Электронный механизм переноса звуковых импульсов в магнитном поле. Экспериментальные^{1,2} и теоретические^{3,4} исследования особенностей распространения звуковых импульсов в чистых металлах при низких температурах показали, что электронная подсистема, диссипируя энергию звуковой волны, возвращает ее решетке не только в виде некогерентных фононов. При определенных условиях возможен еще один канал релаксации, связанный с излучением электронами когерентной звуковой волны. Если при этом мы имеем дело со звуковым импульсом, т. е. ограниченным во времени и пространстве волновым пакетом, то благодаря существенному отличию скоростей электронов v_F и звука S оказывается, что звуковое поле можно обнаружить там, где оно, согласно законам обычной акустики, находиться не может. Это явление, названное электронным переносом звука, идяно близко к эффектам аномального проникновения электромагнитного поля в металл (АПП), однако звуковая прозрачность металла и, как следствие этого, определенность волнового вектора звука q в металле придают ему ряд специфических черт.

Наиболее наглядно электронный перенос звукового импульса наблюдается при распространении звуковой волны перпендикулярно слабому магнитному полю H^{\perp} . В этом случае задаваемое полем деформации волны возмущение электронной плотности переносится в пространстве на величину удвоенного ларморовского радиуса R в часть образца, не занятую основным импульсом, со скоростью v_F , порождая там звуковой «предвестник». Время задержки «предвестника» линейно по H^{-1} , наклон же прямой пропорционален экстремальному фермиевскому импульсу. Последнее обстоятельство позволяет с высокой точностью ($\sim 1/qR$) проводить измерения размеров больших сечений ферми-поверхности. Расчет³ показывает, что амплитуда «предвестника» пропорциональна квадрату деформационного потенциала в точке эффективного взаимодействия; имеется, таким образом, возможность измерения анизотропии этого важного параметра электрон-фононного взаимодействия.

Подобный механизм по аналогии с работами по АПП следует называть траекторным. Величина «предвестника» при траекторном переносе не превышает нескольких процентов от амплитуды основного сигнала, так как отбор участвующих в формировании переносимого звукового импульса электронов осуществляется только лишь за счет геометрических характеристик ферми-поверхности.

Если же выделить какую-либо группу электронов с помощью резонансного взаимодействия с вводимым звуковым полем, то при этом из соображений взаимности следует ожидать существенного увеличения амплитуды переносимого сигнала. Это явление было продемонстрировано в Ga² при наблюдении доплер-сдвинутого циклотронного резонанса на открытых орбитах⁵. Поскольку направление открытости в координатном пространстве совпадало с направлением распространения звука, наблюдался вынос звукового поля с фермиевской скоростью вдоль q на всю длину образца; амплитуда переносимого сигнала при точной настройке на резонанс была сравнима с амплитудой основного сигнала. Эффект был независимо обнаружен также в Si и Ag⁶.

Эффективным механизмом отбора может служить и край бесстолкновительного поглощения, наблюдаемый при отклонении сильного поля H от точной перпендикулярности к q на угол $\varphi_0 \sim s/v_F$ и называемый обычно «наклонным эффектом»⁷. В этом слу-

чае выносимое вдоль H когерентное звуковое поле также сравнимо с основным сигналом².

В приведенных выше примерах магнитное поле «включало» тот или иной механизм отбора электронов, способных переносить когерентный звуковой сигнал. В нулевом поле естественным механизмом отбора оказывается «затухание Ландау» — в поглощении звука участвуют лишь электроны, движущиеся в фазе с волной, т. е. летящие под углом φ_0 к плоскости, нормальной q . Эти электроны также выносят звуковое поле из ограниченного в пространстве пучка, размывая его в поперечном направлении на длину свободного пробега носителей. Характерной особенностью такого переноса является подавление его слабым магнитным полем ($\sim 1-2$) вследствие искривления электронных траекторий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Филь В. Д., Бурма Н. Г., Безуглый П. А. — Письма ЖЭТФ, 1976, т. 23, с. 428.
2. Бурма Н. Г., Филь В. Д., Безуглый П. А. — Ibid., 1978, т. 28, с. 409.
3. Богачек Э. Н., Рожавский А. С., Шехтер Р. И. — Ibid., 1976, т. 23, с. 432; ФНТ, 1978, т. 4, с. 603.
4. Богачек Э. Н., Рожавский А. С., Шехтер Р. И. — ФНТ, 1979, т. 5, № 2.
5. Канер Э. А. — ЖЭТФ, 1962, т. 43, с. 216.
6. Gavenda J. D., Casteel C. M. — Phys. Rev. Lett., 1978, v. 40, p. 1241.
7. Reneker D. N. — Phys. Rev. 1959, v. 115, p. 303.

539.12.01(048)

Е. Л. Фейнберг. Адронные кластеры и полуголые частицы в квантовой теории поля. Экспериментальные данные по множественной генерации адронов при высокой энергии все более свидетельствуют о значительной роли давно предложенного кластерного (или фиброльного) механизма, согласно которому сначала возникают нестабильные довольно тяжелые адронные образования (масса их составляет $2-5 G\epsilon$), которые затем независимо распадаются на конечные стабильные адроны¹. Являются ли они просто неотожествленными еще резонансами, более тяжелыми чем известные, или нерезонансными фибролами, еще неясно. В докладе подчеркивается, что предположение о чисто резонансной структуре спектра масс кластеров эквивалентно весьма специальной гипотезе о структуре поляризационного оператора или пропагатора адронного поля. Более того, опыт квантовой электродинамики, в которой можно осуществить все необходимые подсчеты с достаточной строгостью, свидетельствует о том, что пропагатор частицы естественно содержит нерезонансную часть.

Так, в процессе тормозного излучения электрона весьма высокой энергии электрон после рассеяния является «полуголым», — он в большей или меньшей степени лишен наружных частей своего собственного электромагнитного поля, которое восстанавливается лишь через время регенерации, которое при весьма высоких (но вполне реальных) энергиях может быть даже «макроскопически» большим, так что такой полуголый электрон — реальный физический наблюдаемый объект². Восстановление его структуры происходит своеобразным образом, — через распад на нормально «одетый» электрон и фотоны. При этом спектр масс полуголого электрона — гладкий, нерезонансный, с добавлением резонансных пиков, соответствующих возможности присутствия позитронииума в конечном состоянии (и пороговых особенностей). Такой объект — просто электрон далеко вне массовой поверхности (выход во времени подобном направлении). Этот эффект лежит в основе давно известного эффекта большой зоны формирования в процессах электромагнитного излучения при высоких энергиях. Концепция зоны формирования появилась еще в физике невысоких энергий. В более общем виде на примере тормозного излучения в кристалле, при учете отдачи и т. п., эффект ее роста с энергией был перероткрыт М. Л. Тер-Микаеляном и затем использован при изучении многих явлений в электродинамике.

Этот эффект — затягивание времени регенерации — не зависит от величины константы связи электрона с полем и имеет чисто кинематический характер (время, необходимое для распространения сигнала в пределах «испорченной» структуры частицы для «залечивания»)². Поэтому результат можно перенести на мезон-барионную теорию или другую квантовую теорию поля. Здесь также «залечивание» частицы после взаимодействия соответственно релятивистски затягивается. Это нашло подтверждение в наблюдающейся относительной «массивности» адронной системы, возникающей при дифракционной диссоциации в ядре, на ее дальнейшем пути в том же ядре. Справедливым является и то, что «залечивание» испорченной структуры происходит путем распада на стабильные адроны и, если их много, может иметь квазиклассический характер посте-

пенного расширения (например, термодинамический). Этот процесс можно проследить на моделях (например, на партонной модели), а общие соотношения для пропагатора адрона позволяют и здесь заключить, что спектр масс неравновесных адронных образований состоит не только из резонансов (которых здесь, однако, гораздо больше, чем в электродинамике), но и нерезонансной части. Она может представлять кластеры.

Особенность последующих взаимодействий таких кластеров по сравнению с полуголым электроном обусловлена прежде всего тем, что электрон, даже лишенный наружных областей электромагнитного поля, рассеивается на других частицах, имея обычный заряд, т. е. с той же интенсивностью. В отличие от этого адрон, взаимодействующий всеми частями своей оболочки, будучи «усеченным» (партонная модель и др.), должен взаимодействовать с сечением, меньшим нормального. Другая особенность (по существу, уже упомянутая) состоит в том, что из-за малости константы взаимодействия даже тяжелый полуголый электрон восстанавливает свою структуру, почти исключительно распадаясь на одетый электрон и один фотон, а в адронной физике одинаково важны многие порядки теории возмущений. Поэтому достаточно тяжелый кластер распадается на много частиц.

Все это хорошо соответствует давно выдвигавшейся в физике космических лучей концепции фэйрболов, имеющих до распада малое сечение взаимодействия⁵, и гипотезе о том, что нуклон в обычных соударениях лишается периферийного пиона и поэтому также на некоторое время становится пассивным.

Таким образом, сопоставление с опытом электродинамики убеждает, что для нерезонансных кластеров в квантовой теории поля имеется естественное место.

ЛИТЕРАТУРА

1. Д р е м и н И. М., К в и г г К.— УФН, 1978, т. 124, с. 535.
2. Ф е й н б е р г Е. Л.— ЖЭТФ, 1966, т. 50, с. 202; в кн. Проблемы теоретической физики; сборник статей памяти И. Е. Тамма—М.: Наука, 1972.
3. Ф р а н к И. М.— Изв. АН СССР, Сер. физ., 1942, т. 6, с. 1 (см. с. 10).
4. Т е р - М и к а е л я н М. Л. Автореферат канд. диссертации. М.: ФИАН СССР, 1952; ЖЭТФ, 1953, т. 25, с. 289, 296.
5. M i e s o w i c z M.— Progr. Elem. Particles and Cosmic Ray Phys., 1971, v. 10, p. 165.
6. З а ц е п и н Г. Т.— Изв. АН СССР, Сер. физ., 1962, т. 5, с. 647.