

B-584

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

4 - 9337

ВЛАХОВ Йордан Петров

**ТЕОРИЯ АКУСТИЧЕСКОГО СПИНОВОГО РЕЗОНАНСА
НА ЭЛЕКТРОНАХ ПРОВОДИМОСТИ
В ПРОВОДЯЩИХ КРИСТАЛЛАХ**

**Специальность 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика**

**Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук**

(Диссертация написана на русском языке)

Дубна 1975

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики
Объединенного института ядерных исследований:

Научный руководитель:

старший научный сотрудник,

доктор физико-математических наук В.П.КАЛАШНИКОВ.

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук И.В.АЛЕКСАНДРОВ,

кандидат физико-математических наук доцент А.А.КОКИН.

Ведущее научно-исследовательское учреждение:

Математический институт АН СССР имени В.А.Стеклова

Автореферат разослан " " 1977 года.

Защита диссертации состоится " " 1977 года

на заседании Ученого Совета Лаборатории теоретической физики.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ОИЯИ.

Ученый секретарь Совета

Р.А.АСАНОВ.

4 - 9337

ВЛАХОВ Йордан Петров

ТЕОРИЯ АКУСТИЧЕСКОГО СПИНОВОГО РЕЗОНАНСА
НА ЭЛЕКТРОНАХ ПРОВОДИМОСТИ
В ПРОВОДЯЩИХ КРИСТАЛЛАХ

Специальность 01.04.02 - теоретическая
и математическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

(Диссертация написана на русском языке)

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Энергия звуковой волны, распространяющейся в проводящем кристалле, поглощается как кинетическими, так и спиновыми степенями свободы носителей тока. В случаях, когда частота ультразвука совпадает с собственными частотами электронной подсистемы, поглощение имеет резонансный характер. АСР — акустический спиновый резонанс на электродах проводимости — соответствует случаю, когда звуковая волна вызывает переходы между электронными уровнями с различной ориентацией спина. Спектр частот АСР вообще определяется структурой гамильтониана взаимодействия электронов проводимости с полем ультразвуковой волны.

АСР во многих отношениях подобен другим таким резонансным эффектам в проводящих кристаллах, как парамагнитный, циклотронный или комбинированный. Эти резонансы содержатся в общей картине поглощения звука электронами проводимости, с той лишь разницей, что они вызываются переменным электромагнитным полем, сопровождающим звуковую волну, а не внешними переменными электрическими или магнитными полями. Существенное отличие АСР от резонансов во внешних электромагнитных полях состоит в том, что он не зависит от скин-эффекта и поглощение носит объемный характер даже в кристаллах с высокими концентрациями электронов. Другое отличие связано с тем, что для поглощения звука существенно пространственная неоднородность поля смещений в кристалле; в пределе, когда длина звуковой волны стремится к бесконечности, поглощение обращается в нуль. Поэтому ширины линий АСР зависят как от механизмов решеточной релаксации, так и от процессов диффузии неоднородных неравновесных распределений электронов, возникающих при распространении звука.

Поглощение звука электронами проводимости на протяжении ряда лет изучалось как теоретически, так и экспериментально. При этом, однако, рассматривалось, главным образом, поглощение звука кинетическими степенями свободы электронов. Таким образом, общая физическая картина поглощения звука проводящим кристаллом оставалась неполной. В шестидесятых годах появились только две теоретические работы, посвященные спиновому поглощению звука на электронах проводимости в щелочных металлах^{/1/} и висмуте^{/2/}. Результаты^{/1/} подвергались критике в связи с тем, что в этой работе спин-орбитальное взаимодействие электронов учитывалось неполно^{/3/}. Результаты^{/2/} получаются как частный случай для кристаллов типа висмута из теории, изложенной в диссертации.

Предлагаемая диссертация представляет собой попытку построения достаточно полной и последовательной теории АСР и связанных с ним явлений в проводящих кристаллах. Для решения поставленной задачи использован математический аппарат метода неравновесного статистического оператора (НСО)^{/4, 5/}, поскольку этот метод основан на наиболее общих представлениях о характере эволюции неравновесных систем. Диссертация содержит III страниц машинописного текста, 4 таблицы, 70 ссылок на литературу и состоит из введения, четырех глав, заключения и приложения.

Механизмы взаимодействия электронов проводимости со звуком^{/6/}

Первая глава посвящена изучению механизмов взаимодействия кинетических и спиновых степеней свободы электронов проводимости со звуком. Для этой цели построен полный эффективный га-

мильтониан $H(t) = H + H_{ef}(t)$ (гамильтониан \vec{k}, \vec{p} -теории возмущения) проводящего кристалла в постоянном магнитном поле \vec{H} при наличии звуковой волны. H - гамильтониан системы в отсутствие звуковой волны, а слагаемые, входящие в $H_{ef}(t)$, пропорциональны амплитуде звуковой волны и описывают различные механизмы взаимодействий электронов со звуком. Эти механизмы соответствуют модуляции звуковой волной различных взаимодействий кинетических и спиновых степеней свободы электронов между собой и с другими подсистемами кристалла. Кроме того, сюда входят гамильтонианы взаимодействия электронов с сопровождающей звуковую волну электромагнитным полем. Каждое из взаимодействий $H_{ef}(t)$ содержит бесспиновую часть $H_{ns}(t)$ и часть $H_{sf}(t)$, зависящую от оператора спина электрона. Ответственным за АСР являются спиновые части взаимодействий $H_{sf}(t)$. В проводящих кристаллах существует целый ряд механизмов взаимодействия звука со спинами электронов. В диссертации получены явные выражения для гамильтонианов этих взаимодействий и оценен порядок величины входящих в них констант.

Деформационно-спиновый механизм H_{sf}^d соответствует спин-орбитальной части деформационного взаимодействия электронов со звуком. Пьезо-спиновый механизм H_{sf}^p соответствует спин-орбитальной части взаимодействия электронов с полем электрической поляризации, пропорциональной смещению в пьезо-электрических кристаллах. Электромагнитные механизмы отвечают взаимодействию спинов с самосогласованным электромагнитным полем, сопровождающим звуковую волну. Взаимодействие H_{sf}^m с магнитной компонентой этого поля имеет обычный магнито-дипольный вид. Электрическая компонента поля взаимодействует со спинами через посредство спин-орбитального взаимодействия. Соответству-

ющий гамильтониан H_{sf}^e был построен в работе Яфета^{/3/}.

В большинстве проводящих кристаллов существует связь между кинетическими и спиновыми степенями свободы электронов проводимости, обусловленная, например, отсутствием центра инверсии в кристаллической решетке или зависимостью фактора спектропического расщепления от импульса. При наличии такой связи поглощение энергии звуковой волны кинетическими степенями свободы электронов приводит также и к изменению состояния их спиновой подсистемы. Наличие такой связи эквивалентно появлению спиновых поправок ко всем типам взаимодействий звука с электронами - т.е. возникновению новых механизмов спин-звуковых взаимодействий. С помощью канонического преобразования, устраняющего в линейном приближении взаимодействие кинетических и спиновых степеней свободы, в диссертации вычислены гамильтонианы спин-звуковых взаимодействий H_{sf}^{dt} , H_{sf}^{pt} , H_{sf}^{et} , H_{sf}^{mt} , соответствующих этим механизмам для кристаллов типа CdS , Si , Ge , $InSb$ /6/.

Все полученные в диссертации гамильтонианы спиновых взаимодействий могут быть записаны в следующем общем виде, удобном для анализа кинематики АСР:

$$H_{sf}(t) = \sum_{i\vec{q}} \phi_{-i}^{\vec{q}}(\vec{q}) u^i(\vec{q}) T^n(\vec{q}) e^{i\omega t}$$

$$T^n(\vec{q}) = T^{m, \alpha_1, \dots}(\vec{q}) = \sum_j \left\{ S_j^m P_j^{\alpha_1} P_j^{\alpha_2} \dots, e^{i\vec{q} \cdot \vec{x}_j} \right\}. \quad (I)$$

Здесь $\phi_{-i}^{\vec{q}}(\vec{q})$ - с-числовые матрицы, определяющиеся свойствами кристалла; $u^i(\vec{q})$ - векторная амплитуда, \vec{q} - волновой вектор, ω - частота звуковой волны; x_j^i , P_j^{α} , S_j^m - компоненты операторов координаты, кинетического импульса и спи-

на j -того электрона, соответственно; индексы $m, \alpha_1, \alpha_2, \dots$ пробегает значения (+, 0, -), а скобки $\{ \dots, \dots \}$ обозначают симметризованное произведение. Таким образом, вся векторно-операторная структура взаимодействий выделена в операторах $T^n(\vec{q})$.

Запись гамильтонианов спиновых взаимодействий в форме (I) удобна тем, что каждому из операторов $T^n(\vec{q})$ соответствует одна определенная линия АСР. Например, операторам $T^{\pm}(\vec{q})$ отвечает одна линия на зеemannовской частоте ω_s , достаточно узкая, чтобы ее можно наблюдать на эксперименте. Операторам $T^{\pm\alpha}$ отвечают три линии на частотах ω_s , $\omega_c + \omega_s$, $\omega_c - \omega_s$ (ω_c - циклотронная частота), при довольно жестких условиях наблюдаемости. Частоты АСР представляют собой не что иное, как частоты прецессии в постоянном магнитном поле \vec{H} смешанных спиново-импульсных моментов электронного распределения $\langle T^n(\vec{q}) \rangle$. В диссертации приведены наборы операторов $T^n(\vec{q})$ для каждого из спин-звуковых гамильтонианов и соответствующие им наборы частот АСР в кристаллах Si , Ge , $InSb$, CdS .

Для сравнения между собой интенсивностей различных спиновых взаимодействий в диссертации приводятся оценки порядка величины средних магнитных индукций B_s эффективных магнитных полей, которые по своему действию на спин эквивалентны соответствующим взаимодействиям H_{sf} . Из этих оценок видно, что электромагнитные механизмы взаимодействий во всех случаях пренебрежимо малы по сравнению с деформационным и пьезоэлектрическим, которые оказываются одного порядка величины. Этот результат согласуется с данными, полученными в теории спин-фононной релаксации. Механизмы, соответствующие связи между кинетическими и спиновыми степенями свободы, оказываются вообще сравнимыми

по порядку величины с деформационно- и пьезо-спиновыми, но могут и заметно превышать их. Это особенно сильно проявляется в кристаллах типа CdS , где велико взаимодействие кинетических и спиновых степеней свободы электронов.

Поглощенная мощность и ширина линий^{/7/}

Во второй главе построено общее выражение для звуковой мощности, поглощенной проводящим кристаллом при распространении в нем звуковой волны, и на его основе найден частотный спектр и вычислена ширина линий АСР. Исходя из выражений для ширины линий, мы определили интервалы звуковых частот, в которых АСР может наблюдаться экспериментально. Поглощение звуковой энергии рассматривается в окрестности резонансных частот в квадратичном приближении по амплитуде смещений (слабонелинейный режим АСР).

Средняя звуковая мощность Q , поглощенная проводящим кристаллом с гамильтонианом H , имеет вид:

$$Q = \overline{Q(t)}, \quad Q(t) = \beta \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 e^{\epsilon t_1} \left(\frac{\partial H_{ef}(t)}{\partial t}, e^{\frac{it_1 H}{\hbar}} \frac{\partial H_{ef}(t+t_1)}{\partial t} e^{-\frac{it_1 H}{\hbar}} \right) \quad (2)$$

Здесь черта сверху означает усреднение по времени t , β - обратная равновесная температура системы, а скобки $(---, ---)$ обозначают квантовую корреляционную функцию^{/4/}:

$$(A, B) = \int_0^1 d\tau \langle \Delta A, \Delta B(i\hbar\beta\tau) \rangle_0, \quad \Delta A = A - \langle A \rangle_0, \quad \langle A \rangle_0 = Sp(A\rho_0),$$

где ρ_0 - равновесное распределение Гиббса. Формулу (2) для поглощенной мощности можно раскрыть, пользуясь цепочкой уравнений для двухвременных функций Грина. Если величины

$$\Omega_n = \mu \omega_n + (\alpha_1 + \alpha_2 + \dots) \omega_0, \quad (\mu, \alpha_i) = (+, 0, -)$$

представляют собой резонансные частоты АСР, то для поглощения, соответствующего этой линии, будем иметь:

$$Q_n = \beta \sum_{\vec{q}} \omega^2 \left| \sum_i \phi_{-i}^n(\vec{q}) u^i(\vec{q}) \right|^2 (T^n(\vec{q}), T^{-n}(\vec{q})) \frac{\Gamma^n(\vec{q}, \omega)}{(\Gamma^n(\vec{q}, \omega))^2 + (\Omega_n - \omega)^2} \quad (3)$$

где $\Gamma^n(\vec{q}, \omega)$ - ширина резонансной линии, обусловленная диффузией электронов и рассеянием их на решетке.

С точностью до членов порядка q^2 и в борновском приближении по взаимодействию электронов с рассеивателями ширина линии определяется выражением

$$\Gamma^n(\vec{q}, \omega) = q^2 D^n(\omega) + \nu^n(\omega),$$

где $D^n(\omega) = D_{||}^n(\omega) \cos^2 \theta + D_{\perp}^n(\omega) \sin^2 \theta$ - тензор диффузии (θ - угол между векторами \vec{q} и \vec{H}), а $\nu^n(\omega)$ - частота однородной релаксации:

$$D_{||}^n(\omega) = \frac{m^{-2}}{(T^n, T^{-n})} Re \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{(\epsilon-i\omega)t} (T^{n0}, T^{-n0}(t))$$

$$D_{\perp}^n(\omega) = \frac{m^{-2}}{(T^n, T^{-n})} Re \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{(\epsilon-i\omega)t} \left\{ (T^{n+}, T^{-n-}(t)) + (T^{n-}, T^{-n+}(t)) \right\} \quad (4)$$

$$\nu^n(\omega) = \frac{1}{(T^n, T^{-n})} Re \int_{-\infty}^{\infty} dt e^{(\epsilon-i\omega)t} (\dot{T}_{(t)}^n, \dot{T}_{(t)}^{-n})$$

$$\dot{T}_{(t)}^n = \frac{1}{i\hbar} [T^n, \overline{H_{el}}], \quad (5)$$

где $T^n \equiv T^n(\vec{q}=0)$ аргумент t у T^n означает гейзенберговское представление, $\overline{H_{el}} = H_{el} + [T, H_{el}]$, H_{el} - гамильтониан взаимодействия электронов с решеткой, а T - оператор канонического преобразования, устраняющего в линейном приближении из гамильтониана H взаимодействия между кинетиче-

скими (к) и спиновыми (S) степенями свободы электронов проводимости.

Продольная и поперечная компоненты тензора диффузии $\mathcal{D}_{\parallel}^n$ и \mathcal{D}_{\perp}^n , в свою очередь, обнаруживают резонансный характер. Величина $\nu^n(\omega)$ зависит от структуры оператора Γ^n . Если Γ^n не содержит компонент электронного импульса, то в коммутаторе (5) отличен от нуля только вклад малых, зависящих от спина взаимодействий электронов с решеткой, и ν^n представляет собой частоту релаксации продольного ($\nu_{\parallel s}$) или поперечного ($\nu_{\perp s}$) спина электронов проводимости. Если Γ^n зависит от импульса, то в (5) отличен от нуля вклад главных, бесспиновых частей взаимодействия электронов с решеткой, вследствие чего ν^n ставится гораздо больше, чем в предыдущем случае, и по порядку величины совпадает с частотой либо продольного ($\nu_{\parallel m}$) либо поперечного ($\nu_{\perp m}$) импульса электронов. Однородная часть затухания тензора диффузии всегда имеет порядок величины $\nu_{\parallel m}$ или $\nu_{\perp m}$, так как оператор потока величины $\Gamma^n(\vec{q})$ всегда содержит компоненту импульса, хотя бы линейно.

В резонансной точке $\omega = \Omega_n$ ширина линии АСР по порядку величины имеет вид:

$$\Gamma^n = q^2 \left(\frac{V_{\parallel}^2}{V_{\parallel m}^2} \cos^2 \theta + \frac{V_{\perp}^2}{2} \frac{\nu_{\perp m}}{\omega_c^2 + \nu_{\perp m}^2} \sin^2 \theta \right) + \nu^n, \quad (6)$$

где V_{\parallel} и V_{\perp} - средние скорости хаотического движения электронов вдоль и поперек направления постоянного магнитного поля. АСР будет наблюдаться при условии $\Gamma^n \ll \Omega_n$. В диссертации обсуждается этот критерий для различной структуры операторов Γ^n , соответствующих линиям резонанса. Подробно рассматриваются случаи, когда Γ^n не зависит от импульса и когда Γ^n содержит компоненту импульса в первой степени.

А. Если оператор $\Gamma^n = \Gamma^{\pm}$ не зависит от импульса, ему соответствует одна резонансная линия на частоте $\Omega_n = \omega_s$, а ν^n в выражении для ширины линии $\Gamma^n = \Gamma^{\pm}$ совпадает с частотой релаксации поперечного спина $\nu_{\perp s}$. Так как для электронов проводимости $\nu_{\perp s} \ll \nu_{\perp m}$, линия АСР оказывается такой же узкой, как и в случае обычного неоднородного параметрического резонанса. Условие $\Gamma^n \ll \Omega_n$ выполняется, если резонансная линия лежит в интервалах частот:

$$\nu_{\perp s} \ll \omega \ll \begin{cases} \nu_{\parallel m} \frac{S^2}{V_{\parallel}^2} & \text{при } \vec{q} \parallel \vec{H} \\ \nu_{\perp m} \frac{2S^2}{V_{\perp}^2} & \text{при } \vec{q} \perp \vec{H}, \omega_c \ll \nu_{\perp m} \\ \frac{\omega_c^2}{\nu_{\perp m}} \frac{2S^2}{V_{\perp}^2} & \text{при } \vec{q} \perp \vec{H}, \omega_c \gg \nu_{\perp m}, \end{cases} \quad (7)$$

где S - скорость звука.

Б. Если оператор $\Gamma^n = \Gamma^{\pm \alpha}$ содержит компоненту импульса линейно, АСР будет содержать три линии на частотах ω_s , $\omega_0 + \omega_s$, $\omega_0 - \omega_s$ соответственно трем значениям $\alpha = (+, 0, -)$. Однородная часть ν^n ширины линии Γ^n оказывается порядка частоты релаксации импульса $\nu_{\parallel m}$ или $\nu_{\perp m}$. Следовательно, линии АСР вообще должны быть гораздо шире, чем в случае А. Из выражения (6) следует, что при продольном распространении звука вообще и при поперечном распространении в слабом магнитном поле ($\omega_c \ll \nu_{\perp m}$) неравенство $\Gamma^n \ll \Omega_n$ не выполняется ни в каком интервале частот - АСР оказывается ненаблюдаемым. Этот результат остается справедливым и в общем случае операторов, зависящих от импульса. При поперечном распространении звука в сильном магнитном поле ($\omega_c \gg \nu_{\perp m}$) критерий наблюдаемости выполняется в частотном интервале

$$\nu_{\parallel m} \ll \omega \ll \frac{\omega_0^2}{\nu_{\perp m}} \frac{2S^2}{V_{\perp}^2} \quad (8a)$$

для линии АСР на частоте $\Omega_n = \omega_S$ с шириной $\Gamma^{\pm 0} \approx \nu_{\parallel m}$ и в частотном интервале

$$\nu_{\perp m} \ll \omega \ll \frac{\omega_0^2}{\nu_{\perp m}} \frac{2S^2}{V_{\perp}^2} \quad (8б)$$

для линий АСР на частотах $\Omega_n = \omega_0 \pm \omega_S$ с шириной $\Gamma^{\pm, \pm} \approx \nu_{\perp m}$.

В диссертации показано, что случай А реализуется, например, в кристаллах типа Si механизмами H_{sf}^d , H_{sf}^{dr} , H_{sf}^{er} и в кристаллах типа CdS механизмами H_{sf}^{dr} , H_{sf}^{rr} , H_{sf}^{er} . Магнитодипольный механизм H_{sf}^m реализует во всех типах кристаллов случай А, а механизм Яфета H_{sf}^e — во всех типах кристаллов случай Б. В кристаллах типа $InSb$ механизмы, обусловленные связанным с инверсионной асимметрией взаимодействием кинетических и спиновых степеней свободы электронов, содержит в своих гамильтонианах довольно большие наборы операторов T^n . Интересная особенность этого случая состоит в том, что среди этих наборов встречаются два типа операторов T^n , прецессирующих на частоте ω_S , причем первый из них ($T^{\pm, 00}$, $T^{\pm, \pm\mp}$) зависит от электронных импульсов (в диагональной комбинации), а второй (T^{\pm}) — не зависит. Это означает, что соответствующая линия АСР на частоте ω_S будет представлять собой наложение широкой линии (с шириной порядка частоты релаксации электронного импульса) и узкой линии (с шириной линии неоднородного парамагнитного резонанса). Отношение интенсивности узкого центрального типа к интенсивности широкой линии по порядку величины равно $\hbar^2 q^2 / m \bar{\epsilon} < 1$. Поэтому такая структура линии АСР

в $InSb$ может быть обнаружена только для достаточно коротковолнового звука при малых средних энергиях электронов $\bar{\epsilon}$ (низкие температуры для невырожденных электронных распределений и малые концентрации в случае вырожденных).

Уравнения баланса температур^{8, 9/}

Третья глава посвящена построению уравнений энергетического баланса между различными подсистемами проводящего кристалла в слабо нелинейном режиме АСР. В кристалле можно выделить следующие неравновесные подсистемы: подсистемы кинетических (к) и спиновых (s) степеней свободы электронов проводимости, подсистема рассеивателей (l) — фононов и примесей, подсистема ядерных спинов (n) и подсистема равновесных степеней свободы — термостат (T). Будем считать, что в установившемся режиме насыщения АСР существуют стационарные неравновесные температуры подсистем β_k^{-1} , β_s^{-1} , β_l^{-1} , β_n^{-1} , отличные как друг от друга, так и от температуры термостата β^{-1} .

Если поглощение звука спинами электронов имеет резонансный характер, отклонение β_s от равновесного значения β будет иметь место в узком интервале частот порядка ширины линии АСР. В то же время отклонение β_k от равновесия (разогрев кинетических степеней свободы) будет обусловлено, во-первых, нерезонансным бесспиновым взаимодействием $H_{kf}(t)$ и, во-вторых, передачей части энергии от неравновесной спиновой подсистемы к кинетическим степеням свободы в процессах спин-решеточной релаксации. Последний механизм в условиях АСР должен приводить к резонансному изменению параметра β_k .

С помощью метода НСО в диссертации построена система уравнений баланса температур для отклонений от равновесия

$\delta\beta_i = \beta_i - \beta$, $i = \kappa, s, \ell, n$. Эта система имеет вид:

$$\begin{aligned} L_{\kappa\kappa(\ell)} \delta\beta_\kappa + L_{\kappa s(\ell)} \delta\beta_s - L_{\kappa\ell(\ell)} \delta\beta_\ell + Q_\kappa &= 0 \\ L_{s\kappa(\ell)} \delta\beta_\kappa + L_{ss(\ell)} \delta\beta_s - L_{s\ell(\ell)} \delta\beta_\ell + Q_s &= 0 \\ L_{\kappa\ell(\ell)} \delta\beta_\kappa + L_{s\ell(\ell)} \delta\beta_s - (L_{ee(\ell)} + L_{ll(\ell)}) \delta\beta_\ell &= 0 \\ L_{\kappa\ell(n)} \delta\beta_\kappa + L_{s\ell(n)} \delta\beta_s - (L_{ee(n)} + L_{nn(n)}) \delta\beta_n &= 0, \end{aligned} \quad (9)$$

где

$$\begin{aligned} L_{jj'(\tau)} &= \int_{-\infty}^0 dt e^{\varepsilon t} (\dot{H}_{j(\tau)}, \dot{H}_{j'(\tau)}(t)), \quad \dot{H}_{i(\tau)} = \frac{1}{i\hbar} [H_j, H_{e\kappa}] \\ L_{mm'(\tau)} &= \int_{-\infty}^0 dt e^{\varepsilon t} (\dot{H}_{m(\tau)}, \dot{H}_{m'(\tau)}(t)), \quad \dot{H}_{n(\tau)} = \frac{1}{i\hbar} [H_m, H_{n\tau}]. \end{aligned} \quad (10)$$

$(j, j') = (\kappa, s, e)$ $e = \kappa + s$ $(m, m') = (\ell, n)$.

$H_{e\ell}$ и $H_{e\kappa}$ - гамильтонианы взаимодействия электронов с рассеивателями и ядерными спинами, $H_{\ell\tau}$ и $H_{n\tau}$ - гамильтонианы взаимодействия рассеивателей и ядерных спинов с термостатом, а Q_κ и Q_s - звуковые мощности, поглощенные кинетическими и спиновыми степенями свободы электронов, соответственно:

$$\begin{aligned} Q_{\kappa,s} &= \overline{Q_{\kappa,s}(t)}, \quad Q_{\kappa,s}(t) = \beta \int_{-\infty}^0 dt e^{\varepsilon t} \left(\Lambda_{\kappa s} \frac{\partial H_{e\ell}}{\partial t} + e^{\frac{i\hbar H}{\hbar}} \frac{\partial H_{e\ell}(H+\omega)}{\partial t} e^{-\frac{i\hbar H}{\hbar}} \right) \\ \Lambda_{\kappa,s} &= \int_{-\infty}^0 dt e^{-\varepsilon t} e^{\frac{i\hbar H}{\hbar}} \frac{1}{i\hbar} [H_{\kappa,s}^0, \dots] e^{-\frac{i\hbar H}{\hbar}} \\ H_{\kappa,s}^0 &= \varepsilon \int_{-\infty}^0 dt e^{-\varepsilon t} e^{\frac{i\hbar H}{\hbar}} H_{\kappa,s} e^{-\frac{i\hbar H}{\hbar}}, \quad \varepsilon \rightarrow 0. \end{aligned} \quad (11)$$

В диссертации вычислены в явном виде все корреляционные функции $L_{jj'(\tau)}$ и $L_{mm'(\tau)}$. Показано, что в случае,

когда оператор спин-звукового взаимодействия не зависит от импульса и соответственно АСР легко наблюдаем, почти вся звуковая мощность, поглощенная кристаллом на резонансной частоте, поступает по каналу "звуковая волна \rightarrow электронные спины", т.е.

$Q_\kappa \approx 0$, $Q_s \approx Q$. Найдены стационарные решения уравнений баланса в этом случае при разных механизмах рассеяния электронов и различных скоростях передачи энергии по каналам "электрон-рассеиватели-термостат". Эти решения определяют условия разогрева кинетических степеней свободы электронов проводимости при насыщении АСР.

А. Если преобладающим механизмом релаксации кинетической и спиновой энергии является рассеяние на акустических фононах, возможны следующие частные случаи:

а) Фононы передают энергию термостату быстрее, чем получают ее из электронных подсистем. Тогда выполняются соотношения $\delta\beta_\ell < \delta\beta_\kappa < \delta\beta_s$. В этом случае фононы практически остаются в равновесии, а разогрев кинетической подсистемы оказывается слабым.

б) Обмен энергией по каналу $\kappa \rightarrow \ell$ происходит быстрее, чем утечка по каналу $\ell \rightarrow T$, а скорость этой утечки превышает скорость поступления по каналу $s \rightarrow \ell$. Выполняются соотношения $\delta\beta_\ell = \delta\beta_\kappa < \delta\beta_s$. В этом случае неравновесность фононов не влияет на скорость релаксации электронных спинов, а разогрев кинетических степеней свободы равняется разогреву фононной подсистемы.

в) Фононы передают энергию термостату медленнее, чем получают ее из электронных подсистем. Тогда выполняется соотношение

$$\delta\beta_\ell = \delta\beta_\kappa = \delta\beta_s.$$

В этом случае релаксация земновской энергии определяется пропускательной способностью канала $\downarrow \rightarrow \uparrow$ и наблюдается сильный разогрев фононов, сопровождающийся сильным разогревом кинетических степеней свободы электронов.

Ситуация (б) и (в) соответствует фононному узкому горлу для передачи энергии от звуковой волны к термостату.

Б. Если релаксация кинетической энергии определяется рассеянием на акустических фононах, но релаксация спиновой энергии - упругим рассеянием на немагнитных примесях, существует возможность разогрева кинетической подсистемы, не связанного с разогревом подсистемы рассеивателей. Здесь представляют интерес следующие случаи:

а) равновесие фононы - тогда $\frac{\delta\beta_n}{\delta\beta_s} = \frac{\alpha_0}{1+\alpha_0}$ где $\alpha_0 = \frac{L_{SS}(f)}{L_{nn}(f)}$, т.е. значительный разогрев кинетической подсистемы достигается при $L_{SS}(f) > L_{nn}(f)$.

б) фононное узкое горло - тогда $\frac{\delta\beta_n}{\delta\beta_s} = \frac{\chi_n \alpha_0}{1+\chi_n \alpha_0}$ где $\chi_n = \frac{L_{nn}(f)}{L_{ee}(f)}$ или условием значительного разогрева кинетической подсистемы является $L_{SS}(f) > L_{ee}(f)$.

Полученные в диссертации явные выражения для корреляционных функций дают возможность оценить выполнимость критериев сильного разогрева кинетических степеней свободы электронов во всех рассмотренных случаях. Показано, например, что в n -InSb условие разогрева в случае Бв выполняется вообще только при очень низких температурах, в то время как в случае Бб можно получить большой разогрев и при этом гораздо легче.

В четвертой главе показано, что в условиях насыщения АСР должны наблюдаться динамическая поляризация ядер (эффект Оверхаузера) и резонансное изменение кинетических коэффициентов типа электропроводности.

Взаимодействие ядерных спинов с электронами проводимости кристалла приводит к относительному изменению ядерной спиновой поляризации, пропорциональному разности $\beta_n - \beta_s$. В условиях неравновесности кинетических степеней свободы электронов роль эффективного параметра насыщения резонанса, определяющего степень ядерной поляризации, играет величина $\eta^* = \eta \left(1 - \frac{\delta\beta_n}{\delta\beta_s}\right)$, где η - значение параметра в обычной теории поляризации. С другой стороны, при поглощении звуковой энергии на резонансной линии $\Omega_n = \omega_s$, когда АСР достаточно хорошо наблюдаем, разогрев кинетической подсистемы не может превышать разогрев спиновой подсистемы. Наибольший разогрев достигается при ситуации фононного узкого горла, когда $\delta\beta_n = \delta\beta_s$. При $\delta\beta_n = \delta\beta_s$, однако, величина η^* обращается в нуль - это означает, что ядерная поляризация не будет наблюдаться или будет очень слабой. Наибольшее значение ядерной поляризации достигается, когда кинетические степени свободы электронов остаются в равновесии. Тогда $\eta^* \approx \eta$ и мы имеем обычный эффект Оверхаузера.

В диссертации показано, что отношение параметров насыщения АСР на частоте $\Omega_n = \omega_s$ и ЭПР в переменном магнитном поле с амплитудой B_1 , имеет вид

$$\frac{\eta_{АСР}^*}{\eta_{ЭПР}} = \frac{\nu_{\pm s}}{\Gamma^{\pm}} \left(\frac{B_2}{B_1} \right)^2, \quad (12)$$

где B_z - эффективное переменное магнитное поле, по своему действию на спины электронов эквивалентное звуковой волне. Показано, что в ряде случаев это отношение может оказаться больше единицы. Особенно сильная ядерная поляризация при насыщении АСР должна возникнуть в кристаллах типа CdS , если взаимодействие спинов со звуком обусловлено механизмами H_{sf}^{dT} и H_{sf}^{PT} . Взаимодействия H_{sf}^{dT} и H_{sf}^{PT} , связанные с инверсионной асимметрией кристаллов типа $InSb$, тоже дают заметную ядерную поляризацию.

В диссертации рассмотрено резонансное изменение электропроводности σ невырожденного полупроводника, которое должно наблюдаться при насыщении АСР. В предположении, что рассеяние электронов обусловлено взаимодействием с акустическими фононами и для случая равновесной фононной подсистемы, получена оценка отношения эффектов изменения электропроводности в режиме АСР и в режиме ЭПР:

$$\left(\frac{\delta\sigma}{\sigma}\right)_{АСР} / \left(\frac{\delta\sigma}{\sigma}\right)_{ЭПР} = \frac{v_{+s}}{\Gamma_{\pm}} \left(\frac{B_z}{B_1}\right)^2 \quad (13)$$

Оценки показывают, что этот эффект легко наблюдаем и может быть использован для детектирования АСР. В отличие от динамической ядерной поляризации, условия проявления эффекта резонансного изменения электропроводности в режиме насыщения АСР улучшаются в условиях узкого горла в канале релаксации энергии от неравновесных фононов к термостату.

Основные результаты диссертации

1. Рассмотрены основные механизмы взаимодействия спинов электронов проводимости с полем смещений, возникающим при распространении звука в проводящем кристалле. Получены гамильтонианы этих взаимодействий и оценки порядка величины входящих в них констант.

2. Построены выражения для средних значений полной акустической мощности, поглощенной электронами проводимости, и мощностей, поглощенных каждой из неравновесных подсистем кристалла. На основании этих выражений получен спектр частот АСР и общие формулы для ширин резонансных линий. Детально рассмотрены случаи типичных полупроводниковых и полуметаллических кристаллов CdS , $InSb$, Ge , Si , Bi . Показана связь между шириной линии АСР и операторной структурой спин-звуковых гамильтонианов. Обсуждаются условия наблюдаемости АСР при различных механизмах взаимодействия электронных спинов со звуком.

3. Выводятся уравнения баланса температур неравновесных подсистем кинетических и спиновых степеней свободы электронов и взаимодействующих с ними длинноволновых фононов и ядерных спинов. Стационарные решения этих уравнений детально изучены для различных механизмов релаксации импульса, энергии и намагниченности электронов проводимости. Показано, что в условиях фононного узкого горла резко возрастает разогрев кинетических степеней свободы электронов при насыщении АСР. Другая причина такого разогрева может заключаться в косвенном обмене энергией между кинетическими и спиновыми степенями свободы электронов при упругом рассеянии их на примесях.

4. Решения уравнений баланса используются для описания двух кинетических эффектов, сопутствующих АСР - резонансного измене-

ния электрического сопротивления кристалла на постоянном токе и динамической поляризации ядерных спинов. Получены оценки порядка величины этих эффектов в различных ситуациях. Показано, что с ростом разогрева кинетических степеней свободы электронов (фононное узкое горло, упругое примесное рассеяние) относительное изменение подвижности увеличивается, а величина ядерной поляризации падает.

Результаты диссертации докладывались регулярно на семинарах Лаборатории теоретической физики ОИЯИ и опубликованы в работах/6-II/.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. В.И.Герасименко. ЖЭТФ, 40, 585 (1961).
2. N.Mikoshiba. Phys. Lett. 12, 289 (1964).
3. Y.Yafet. Solid State Physics 14, eds. Seitz and Turnbull (1964).
4. Д.Н.Зубарев. Неравновесная статистическая термодинамика, М., Наука, (1971).
5. В.П.Келашников. ТМФ 9, 94, 406 (1971); II, 117 (1972); ОИЯИ Р4-7803, Дубна, 1974 .
6. И.П.Влахов, В.П.Келашников. ОИЯИ Р4-8924 , Дубна, 1975.
7. И.П.Влахов, В.П.Келашников. ОИЯИ Р4-7709 , Дубна, 1974.
8. И.П.Влахов, В.П.Келашников. ОИЯИ Р4-8923 , Дубна, 1975.
9. Х.М.Бижкин, И.П.Влахов, В.П.Келашников. ОИЯИ Р4-7152, Дубна, 1973.
10. J.P.Vlahov, V.P.Kalashnikov. Phys. Lett. 49A, 65 (1974).
11. Х.М.Бижкин, И.П.Влахов, В.П.Келашников. ФТТ, 15, 2791 (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел
25 ноября 1975 года.