СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

P17 - 9895

Й.П.Влахов

ЭФФЕКТ ОВЕРХАУЗЕРА В УСЛОВИЯХ НАСЫЩЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО СПИНОВОГО РЕЗОНАНСА НА ЭЛЕКТРОНАХ ПРОВОДИМОСТИ

1976

P17 - 9895

Й.П.Влахов

ЭФФЕКТ ОВЕРХАУЗЕРА В УСЛОВИЯХ НАСЫЩЕНИЯ АКУСТИЧЕСКОГО СПИНОВОГО РЕЗОНАНСА НА ЭЛЕКТРОНАХ ПРОВОДИМОСТИ

Взаимодействие ядерных спинов с электронами проводимости в проводящем кристалле, как правило, приводит к значительному увеличению ядерной поляризации образца. Для этого нужно, чтобы кинетические и спиновые степени свободы электронов не находились в состоянии равновесия по отношению друг к другу /1/. Нарушение равновесия между кинетической и спиновой подсистемами достигается, например, насыщением электронного парамагнитного резонанса в переменном магнитном поле /эффект Оверхаузера /2/ / или разогревом кинетических степеней свободы в сильном электрическом поле /эффект Феера /3/ /.

Вопрос о возможности наблюдения динамической ядерной поляризации при насыщении акустического спинового резонанса /АСР/ на электронах проводимости дискутировался еще в первых работах по теории АСР /4, 5/. В работе Герасименко /4/ был сделан вывод, что при тех условиях, при которых существует АСР, поляризация ядер должна отсутствовать. Однако, как показал Микошиба в /5/, при насыщении АСР на достаточно высоких частотах можно ожидать наблюдения эффекта Оверхаузера /точнее - его акустического аналога/.

Как в случае ЭПР /6/, так и в случае АСР /7/, неравновесное состояние электронов проводимости может быть описано в терминах эффективных обратных температур кинетической и спиновой подсистем, причем относительное увеличение ядерной спиновой поляризации оказывается пропорциональным разности этих температур.

Влияние отклонения кинетической температуры электронов от равновесия на динамическую ядерную поляризацию в эффекте Оверхаузера рассматривалось в работах [8]. Там было показано, что в условиях неравновесности кинетических степеней свободы увеличение поляризации определяется эффективным параметром насыщения ЭПР, зависящим от механизмов релаксации энергии электронов и взаимодействующих с ними длинноволновых фононов.

В настоящей работе рассматривается аналогичная задача для случая насыщения АСР на электронах проводимости. В дальнейшем будет показано, что между эффектом Оверхаузера в режиме ЭПР и его акустическим аналогом существует далеко идущее подобие, которое позволяет для случая АСР пользоваться некоторыми результатами, полученными в теории ЭПР.

Рассмотрим проводящий кристалл, подвергнутый воздействию ультразвуковой волны. Систему связанных между собой уравнений баланса обратных неравновесных температур подсистем кристалла β_j, $j = k, s, \ell, n$: кинетических (k) и спиновых (s) степеней свободы электронов (e), рассеивателей (ℓ) -фононов (p) и примесей (i) и ядерных спинов (n) в режиме АСР легко получить методом неравновесного статистического оператора [9]. Для отклонений от равновесия $\delta\beta_j = \beta_j - \beta$, $j = k, s, \ell, n$, где β - обратная равновесная температура, эта система имеет вид:

$$L_{kk(\ell)}\delta\beta_k + L_{ks(\ell)}\delta\beta_s - L_{ke(\ell)}\delta\beta_\ell + Q_k = 0,$$

$$L_{sk(\ell)}\delta\beta_k + L_{ss(\ell)}\delta\beta_s - L_{se(\ell)}\delta\beta_\ell + Q_s = 0,$$

$$L_{ke(\ell)}\delta\beta_k + L_{se(\ell)}\delta\beta_s - (L_{ee(\ell)} + L_{\ell\ell(T)})\delta\beta_\ell = 0, \qquad /1/$$

$$L_{ke(n)}\delta\beta_k + L_{se(n)}\delta\beta_s - (L_{ee(n)} + L_{nn(T)})\delta\beta_n = 0,$$

где

$$L_{jj'(m)} = \int_{-\infty}^{0} dt\, e^{\epsilon t}\, (\dot{H}_{j(m)}, \dot{H}_{j'(m)}(t)), \quad \dot{H}_{j(m)} = \frac{1}{ih}[H_j, H_{em}],$$

$$/2/$$

$$L_{mm'(T)} = \int_{-\infty}^{0} dt\, e^{\epsilon t}\, (\dot{H}_{m(T)}, \dot{H}_{m'(T)}(t)), \quad \dot{H}_{m(T)} = \frac{1}{ih}[H_m, H_{mT}].$$

Здесь H_j и H_m - гамильтонианы отдельных подсистем, H_{em} и H_{mT} - гамильтонианы взаимодействия между ними и с термостатом (T), а Q_k и Q_s - звуковые мощности, поглощенные кинетической и спиновой подсистемами, вычисленные в работе [7].

Уравнение баланса ядерной подсистемы /четвертое уравнение системы /1// позволяет сразу выразить $\delta\beta_n$ через $\delta\beta_k$ и $\delta\beta_s$ и найти отношение β_n/β, определяющее в высокотемпературном приближении динамическую поляризацию ядер при насыщении АСР [1]. Вводя частоты релаксации продольной намагниченности ядерных спинов при их взаимодействии с электронами и с термостатом - ν_{ne} и ν_{nT}, соответственно, получаем выражение:

$$\frac{\beta_n}{\beta} = \frac{\beta_k}{\beta}\left(1 - \eta^* \frac{\omega_s}{\omega_n}\right)\frac{\nu_{ne}}{\nu_{ne} + \nu_{nT}} + \frac{\nu_{nT}}{\nu_{ne} + \nu_{nT}}, \qquad /3/$$

где ω_s и ω_n - зеемановские частоты электронных и ядерных спинов, соответственно, а величина $\eta^* = 1 - \frac{\beta_s}{\beta_k}$ играет роль эффективного параметра насыщения АСР. Для нее мы можем написать:

$$\eta^* = \frac{\delta\beta_k - \delta\beta_s}{\beta} = \eta\left(1 - \frac{\delta\beta_k}{\delta\beta_s}\right), \qquad /4/$$

где $\eta = -\frac{\delta\beta_s}{\beta}$ - значение параметра насыщения в обычной теории динамической ядерной поляризации [1]. Частоты релаксации ν_{ne} и ν_{nT} входят в формулу /3/ только в виде отношения, которое выражается просто через корреляционные функции /2/. Отношение $\delta\beta_k/\delta\beta_s$, определяющее параметр η^*, в свою очередь, определяется остальными уравнениями системы /1/.

При анализе ширины линии АСР в [10] было показано, что резонанс достаточно хорошо наблюдаем /имеет достаточно узкие линии/ только в случае, когда среди операторов $T^n(\vec{q})$, входящих в гамильтониан взаимодействия электронов со звуковой волной /в обозначениях /10/ /:

$$H_{ef}(t) = \sum_{in\vec{q}} \Phi^{-n}_{-i}(\vec{q})\, U^{i}(\vec{q})\, e^{i\omega t}\, T^{n}(\vec{q}),$$
$$T^{n}(\vec{q}) = T^{\mu a_1 a_2 ..}(\vec{q}) = \sum_j \{ S^{\mu}_j P^{a_1}_j P^{a_2}_j \ldots , e^{i\vec{q}\vec{x}_j} \} \qquad /5/$$

имеются операторы $T^{n}(\vec{q}) = S^{\mu}(\vec{q}) = \sum_j S^{\mu}_j e^{i\vec{q}\vec{x}_j}$, равные фурье-компонентам плотности распределения спина. Этот случай реализуется в кристаллах типа Bi, Si, InSb, CdS при различных механизмах взаимодействий электронных спинов со звуком /11/. Далее мы будем рассматривать именно этот случай.

При вычислении мощностей, поглощенных электронными подсистемами, в /7/ было показано, что в этом случае на резонансной частоте $\omega \simeq \omega_s$ выполняется соотношение

$$\frac{Q_k}{Q_s} \simeq \frac{\Gamma_\mu}{\omega_s}, \qquad /6/$$

где Γ_μ - ширина резонансной линии. Однако с другой стороны имеет место и соотношение $\Gamma_\mu \ll \omega_s$, являющееся условием наблюдаемости линии. Следовательно, мы можем считать, что

$$Q_k \simeq 0, \quad Q_s \simeq Q, \qquad /7/$$

где Q - полная звуковая мощность, поглощенная электронами проводимости, явное выражение для которой получено в /10/.

Нетрудно заметить, что в рассматриваемом случае отношение отклонений неравновесных температур от равновесия не зависит от поглощенной мощности, а только от корреляционных функций и соответственно в конечном счете определяется механизмами рассеяния, приводящими к релаксации кинетической и спиновой энергий электронов проводимости. При рассмотрении этих механизмов удобно ввести следующие обозначения:

$$\kappa_k = \frac{L_{kk(p)}}{L_{pp(T)}}, \quad \kappa_s = \frac{L_{ss(p)}}{L_{pp(T)}}, \quad a_i = \frac{L_{ss(i)}}{L_{kk(p)}}. \qquad /8/$$

А. Пусть преобладающим механизмом релаксации кинетической и зеемановской энергий является рассеяние на акустических фононах, т.е. $L_{kk(\ell)} \simeq L_{kk(p)}$ и $L_{ss(\ell)} \simeq L_{ss(p)}$. Используя соотношения, имеющие место между различными корреляторами /8/, из первых трех уравнений /1/ получаем:

$$\delta\beta_\ell = \frac{\kappa_k}{1+\kappa_k}\delta\beta_k, \quad \delta\beta_k = -\frac{Q_s}{L_{kk(p)}}(1+\kappa_k), \quad \delta\beta_s = -\frac{Q_s}{L_{ss(p)}}(1+\kappa_s). \qquad /9/$$

Здесь возможны следующие частные случаи:

а/ фононы передают энергию термостату быстрее, чем получают ее из электронных подсистем

$$L_{pp(T)} \gg L_{kk(p)} \gg L_{ss(p)} \quad \text{или} \quad 1 \gg \kappa_k \gg \kappa_s.$$

Тогда выражения /9/ дают:

$$\delta\beta_\ell = \kappa_k \delta\beta_k, \quad \delta\beta_k = -\frac{Q_s}{L_{kk(p)}}, \quad \delta\beta_s = -\frac{Q_s}{L_{ss(p)}}$$

или

$$\delta\beta_\ell \ll \delta\beta_k \ll \delta\beta_s, \quad \frac{\delta\beta_k}{\delta\beta_s} \ll 1, \quad \eta^* = \eta, \qquad /10/$$

т.е. при ситуации равновесности фононной подсистемы ядерная поляризация происходит как в обычной теории ЭПР.

б/ Передача энергии по каналу $k \to \ell$ происходит быстрее, чем утечка по каналу $\ell \to T$, а скорость этой утечки превышает скорость поступления по каналу $s \to \ell$:

$$L_{kk(p)} \gg L_{pp(T)} \gg L_{ss(p)} \quad \text{и} \quad \kappa_k \gg 1 \gg \kappa_s.$$

Из /9/ соответственно имеем:

$$\delta\beta_\ell = \delta\beta_k\,,\quad \delta\beta_k = -\frac{Q_s}{L_{pp(T)}}\,,\quad \delta\beta_s = -\frac{Q_s}{L_{ss(p)}}$$

или

$$\delta\beta_\ell = \delta\beta_k \ll \delta\beta_s\,,\quad \frac{\delta\beta_k}{\delta\beta_s} \ll 1\,,\quad \eta^* = \eta\,. \qquad /11/$$

В этом случае неравновесность фононов не влияет на скорость релаксации электронных спинов, но определяет скорость релаксации кинетической энергии. Для параметра насыщения мы опять получили знакомый результат.

в/ Фононы передают энергию термостату медленнее, чем получают ее из электронных подсистем:

$$L_{kk(p)} \gg L_{ss(p)} \gg L_{pp(T)} \text{ или } \quad \kappa_k \gg \kappa_s \gg 1.$$

Соответственно из /9/ следует:

$$\delta\beta_\ell = \delta\beta_k\,,\quad \delta\beta_k = -\frac{Q_s}{L_{pp(T)}}\,,\quad \delta\beta_s = -\frac{Q_s}{L_{pp(T)}}$$

или

$$\delta\beta_\ell = \delta\beta_k = \delta\beta_s\,,\quad \frac{\delta\beta_k}{\delta\beta_s} = 1\,,\quad \eta^* = 0\,, \qquad /12/$$

а это означает, что поляризация ядер отсутствует.

В случаях б/ и в/ реализуется ситуация “фононного узкого горла“. Релаксация энергии электронов определяется пропускательной способностью канала $\ell \to T$ и наблюдается разогрев фононной подсистемы. В промежуточном между б/ и в/ случае выражения /9/ приводят к:

$$\frac{\delta\beta_k}{\delta\beta_s} = \frac{\kappa_s}{1+\kappa_s}\,,\quad \eta^* = \frac{\eta}{1+\kappa_s}\,, \qquad /13/$$

т.е., если фононная подсистема заметно отклоняется от равновесия, степень ядерной поляризации при этом механизме рассеяния определяется величиной параметра κ_s. Ситуации б/ и в/ содержатся в формулах /13/ как граничные случаи.

Б. Пусть рассеяние на акустических фононах определяет релаксацию кинетической, а рассеяние на немагнитных примесях - релаксацию зеемановской энергии электронов: $L_{kk(\ell)} \simeq L_{kk(p)}$, $L_{ss(\ell)} \simeq L_{ss(i)}$. Тогда из системы /1/ аналогичным образом получаем:

$$\frac{\delta\beta_k}{\delta\beta_s} = \frac{1+\dfrac{1}{\kappa_k}}{1+\dfrac{1+a_i}{\kappa_k a_i}}\,. \qquad /14/$$

Здесь мы имеем для равновесных фононов $(\kappa_k \ll 1)$:

$$\frac{\delta\beta_k}{\delta\beta_s} = \frac{a_i}{1+a_i}\,,\quad \eta^* = \frac{\eta}{1+a_i} \qquad /15/$$

и для сильно неравновесных фононов $(\kappa_k \gg 1)$:

$$\frac{\delta\beta_k}{\delta\beta_s} = \frac{\kappa_k a_i}{1+\kappa_k a_i}\,,\quad \eta^* = \frac{\eta}{1+\kappa_k a_i}\,. \qquad /16/$$

Из полученной системы соотношений /10/, /13/, /15/, /16/ можно сделать следующее заключение. Так как при насыщении рассматриваемой нами линии АСР $\omega \approx \omega_s$ разогрев кинетической подсистемы не может превышать разогрева спиновой подсистемы, наибольший разогрев $\delta\beta_k = \delta\beta_s$ достигается при ситуации “фононного узкого горла“, когда вместе с кинетической разогревается и фононная подсистема. При $\delta\beta_k = \delta\beta_s$, однако, эффективный параметр насыщения АСР обращается в нуль. Это означает, что ядерная поляризация не будет наблюдаться или будет очень слабой. Следовательно, критерии разогрева кинетических степеней свободы электронов в соответствующих случаях: $\kappa_s \gg 1$,

$a_i \gg 1$, $\kappa_k a_i \gg 1$ являются в то же время критериями исчезновения ядерной поляризации. Наибольшее значение поляризации достигается при наименьшем разогреве кинетических степеней свободы электронов. Тогда $\eta^* = \eta$ и ядерная поляризация определяется параметром насыщения резонанса, вводимом в обычной теории эффекта Оверхаузера.

Вычисляя в явном виде корреляционные функции /2/, для параметров κ_s, a_i и $\kappa_k a_i$ по порядку величины получаем:

$$\kappa_s = ((g - g_0)\frac{m}{m_0})^2 \frac{10^2 n_0 \Lambda^2 h^5 \omega_s^2 s^2 \beta^4}{m^{1/2} \epsilon_g^2 \mu^{1/2}}, \qquad /17/$$

$$a_i = ((g - g_0)\frac{m}{m_0})^2 \frac{\pi^2 N_i e^4 h^6 \omega_s^2 \rho\beta}{\Lambda^2 m^3 \epsilon_0^2 \epsilon_g^2 \mu} \Phi(\frac{q_F}{q_0}), \quad /18/$$

$$\kappa\ a_i = ((g - g_0)\frac{m}{m_0})^2 \frac{\pi^4 n_0 N_i e^4 h^9 \omega_s^2 \rho s^4 \beta^5}{2^{3/2} m^{5/2} \epsilon_0^2 \epsilon_g^2 \mu^{5/2}} \Phi(\frac{q_F}{q_0}), /19/$$

$$\Phi(x) = (\frac{1}{2} + \frac{1}{x^2}) \ln(1 + x^2) - 1, \ q = \sqrt{\frac{8m\mu}{h^2}}, \ q_0 = \sqrt{\frac{6\pi n_0 e^2}{\epsilon_0 \mu}},$$

где m_0 и g_0 - масса и g-фактор свободного электрона, m и g - эффективные масса и g-фактор в кристалле, n_0 - концентрация электронов, N_i - концентрация примесей, e - заряд электрона, s - скорость звука, ϵ_0 - диэлектрическая постоянная, ρ - плотность кристалла, Λ - деформационный потенциал, μ - химический потенциал, ϵ_g - ширина запрещеной зоны.

В работе /7/ было проведено сравнение явных выражений для параметров насыщения АСР и обычного ЭПР в переменном магнитном поле. В рассматриваемом нами случае для параметра η^* имеем:

$$\eta^* = \frac{1}{L_{ss(\ell)}} \sum_{\vec{q}\mu} \omega^2 |\sum_i \Phi^{-\mu}_{-i}(\vec{q}) U\ (\vec{q})|^2 I^\mu(\vec{q}) \frac{\Gamma_\mu(\omega)}{\Gamma^2_\mu(\omega) + (\mu\omega_s - \omega)^2}. \qquad /20/$$

Параметр насыщения парамагнитного резонанса $\eta_{пр}$ в переменном поле с амплитудой магнитной индукции B_1 дается аналогичным выражением:

$$\eta_{пр} = \frac{1}{L_{ss(\ell)}} (\omega_s g \mu_0 B_1)^2 (S^+, S^-) \frac{\nu_{\perp s}}{\nu^2_{\perp s} + (\omega_s - \omega)^2}, \quad /21/$$

где μ_0 - магнитон Бора, а $\nu_{\perp s}$ - частота релаксации поперечной компоненты полного спина. Для отношения обоих параметров в точке резонанса $\omega = \omega_s$ имеем:

$$\frac{\eta^*}{\eta_{пр}} = \frac{\nu_{\perp s}}{\Gamma_\mu} \frac{|\sum_i \Phi^\mu_{-i}(\vec{q}) U^i (\vec{q})|^2}{(g\mu_0 B_1)^2} = \frac{\nu_{\perp s}}{\Gamma_\mu} (\frac{B_f}{B_1})^2, \qquad /22/$$

где B_f - магнитная индукция эффективного переменного поля, по своему действию на спины электронов эквивалентного звуковой волне.

В *табл. 1* и *2* /приведены значения /в гауссах/магнитных индукций эффективных полей в кристаллах типов

Таблица 1

Магнитные индукции эффективных полей при взаимодействиях спинов со звуком деформационного (d), пьезоэлектрического (p), яфетовского (e), магнитодипольного (m) типов

Механизм / Кристалл	B^d_f	B^p_f	B^e_f	B^m_f
Ge	$1{,}1.10^1$	0	$1{,}6.10^{-5}$	$9{,}0.10^{-11}$
Si	$1{,}2.10^1$	0	$1{,}6.10^{-9}$	$7{,}5.10^{-11}$
InSb	$8{,}0.10^2$	4.10^1	$2{,}4.10^{-7}$	$2{,}5.10^{-12}$
CdS	$1{,}9.10^2$	5.10^1	$2{,}1.10^{-5}$	$1{,}1.10^{-9}$

Таблица 2

Магнитные индукции эффективных полей при взаимодействиях спинов со звуком, обусловленных связью между кинетическими и спиновыми степенями свободы электронов (деформационный (dT), пьезоэлектрический (pT), яфетовский (eT) механизмы)

Кристалл	Причина взаимодействия между подсистемами	B_f^{dT}	B_f^{pT}	B_f^{eT}
Ge	Зависимость g –фактора от импульса	$6{,}4.10^{-1}$	0	$1{,}1.10^{-6}$
Si	Зависимость g –фактора от импульса	$1{,}6.10^{0}$	0	$4{,}0.10^{-6}$
InSb	Зависимость g–фактора от импульса	$3{,}0.10^{1}$	$2{,}2.10^{1}$	$2{,}7.10^{-6}$
InSb	Инверсионная асимметрия (линия $T^{\pm}$)	$4{,}9.10^{2}$	$3{,}8.10^{2}$	$4{,}6.10^{-5}$
InSb	Инверсионная асимметрия (линия $T^{\pm,\pm\mp}$)	$2{,}0.10^{3}$	$1{,}5.10^{3}$	$1{,}8.10^{-4}$
CdS	Инверсионная асимметрия	$6{,}9.10^{5}$	$1{,}4.10^{5}$	$7{,}5.10^{0}$

Ge, Si, InSb, , CdS для основных мехнизмов спин-звуковых взаимодействий /11/ при частоте $\omega = \omega_s \simeq 10^{10}$ *Гц*. Из этих таблиц видно, что существуют случаи, когда отношение /22/ может оказаться порядка или больше единицы. Это означает, что динамическая поляризация ядер, сопровождающая АСР, может быть сравнимой с поляризацией, вызванной ЭПР. Особенно сильную ядерную поляризацию в режиме АСР следует ожидать в кристаллах типа CdS/спин-звуковые взаимодействия деформационного и пьезоэлектрического типа, обусловленные связью между кинетическими и спиновыми степенями свободы электронов/.

В заключение автор считает своим приятным долгом поблагодарить доктора В.П.Калашникова за предоставление темы и полезные обсуждения работы.

Литература

1. А.Абрагам. Ядерный магнетизм. М., ИИЛ, 1963.
2. A.Overhauser. Phys. Rev., 92, 411 /1953/.
3. G.Feher. Phys.Rev.Lett., 3, 135 /1959/.
4. В.М.Герасименко. ЖЭТФ, 40, 585 /1961/.
5. N.Mikoshiba. Phys.Lett., 12, 289 /1964/.
6. Л.Л.Буишвили. ФТТ, 6, 108 /1964/.
7. Й.П.Влахов, В.П.Калашников. Сообщения ОИЯИ, Р4-8923, Дубна, 1975.
8. Х.М.Биккин, Й.П.Влахов, В.П.Калашников. Сообщения ОИЯИ, Р4-7152, Дубна, 1973; ФТТ, 15, 2791 /1973/.
9. Д.Н.Зубарев. Неравновесная статистическая термодинамика. М., Наука, 1971.
10. Й.П.Влахов, В.П.Калашников. Сообщения ОИЯИ, Р4-7709, Дубна, 1974. Phys.Lett., 49A, 65 /1974/.
11. Й.П.Влахов, В.П.Калашников. Сообщения ОИЯИ, Р4-8924, Дубна, 1975.

Рукопись поступила в издательский отдел 21 июня 1976 года.