Медленные осцилляции магнетосопроти
как метод экспериментального определения пара
электронной структуры квазидвумерных провод

Pavel Grigoriev

**L. D. Landau Institute for Theoretical Physics,
Chernogolovka, Russia**

Russian Ac
L. D Lan
Institute
Theoreti
Physics

Publications:

Old results (slow oscillations of interlayer magnetotransport):

1. M. V. Kartsovnik, P. D. Grigoriev et al., Phys. Rev. Lett. 89, 12680

2. P. D. Grigoriev, Phys. Rev. B 67, 144401 (2003)

New results (slow oscillations of intralayer (in-plane) magnetotrans

**3. P.D. Grigoriev, A.A. Sinchenko, P. Lejay, O. Leynaud, V.N. Zverev
Monceau, *Slow oscillations of in-plane magnetoresistance in stron
anisotropic quasi-two-dimensional rare-earth tritellurides*, arXiv:150**

Сочи, "Буревестник", 11-20 сентября 20

Introduction.

Origin of magnetic quantum oscillations in m

For parabolic electron dispersion without magnetic field,

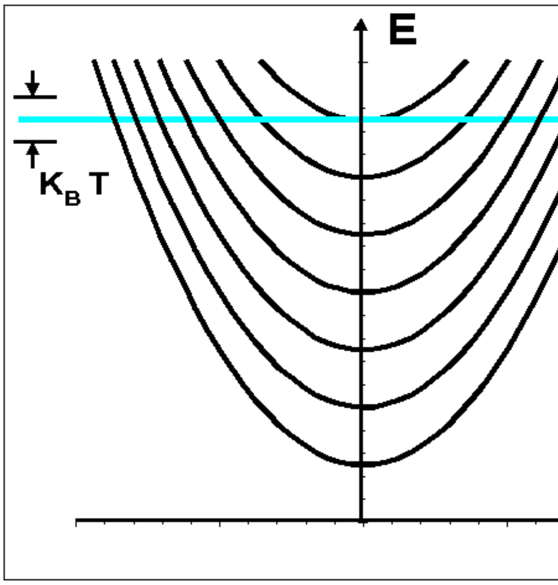
$\varepsilon(p)= p_x^2/2m_x + p_y^2/2m_y + p_z^2/2m_z$,

in magnetic field directed along z-axis the dispersion relation is

$\varepsilon(n,p_z)=\hbar\omega_c(n+1/2)+p_z^2/2m_z$,

where $\omega_c=eB/m^*c$

(Landau level quantization).



As the magnetic field increases the Landau levels periodically cross Fermi level.

This results in magnetic quantum oscillations (MQO) of thermodynamic (DoS, magnetization) and transport electronic properties of metals.

In 3D the DoS oscillat weak, because the int over p_z smears them

In 2D the DoS oscillat strong and sharp, lea sharp and non-sinus

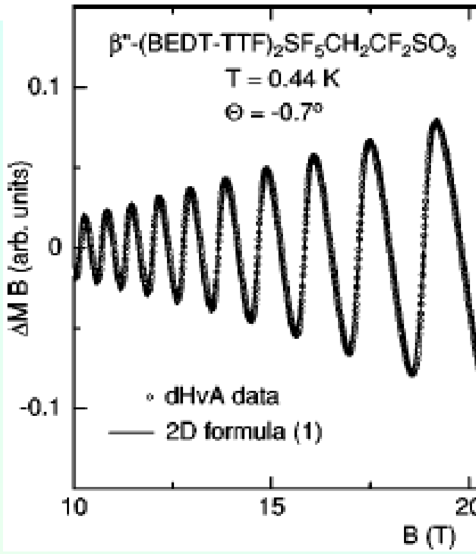
MQO of thermodynamic quanti

The thermodynamic potential is given by the integral of DoS

$$\Omega(\mu, B, T) = -T \int_0^\infty \rho(E, B) \ln \left[1 + \exp\left(\frac{\mu - E}{T}\right)\right] d$$

where the density of electron states (DoS) is given by the sum over quantum states (Landau levels and p_z):

$$\rho(E,B) = \int dp_z \sum_n \delta\left(\varepsilon(n, p_z) - \mu\right) \frac{eB}{h^2 c}$$



Magnetization is given by the derivative

$$\tilde{M}(B) = -\frac{\partial \tilde{\Omega}}{\partial B}$$

The transport quantities cannot be calculated so simply, but t oscillating term in 3D metals comes from the scattering rate 1 proportional to the DoS (in Born approximation). Then

$$\frac{\Delta\tilde{\sigma}_{zz}}{\sigma_{zz}} \sim \frac{\Delta\tilde{\sigma}_{xx}}{\sigma_{xx}} \sim \frac{\Delta\tilde{\sigma}_{yy}}{\sigma_{yy}}, \sim \nu^{-1}(\mu) \sum_m \left(\frac{m_m^* S_m}{H}\right)^2 \frac{\partial \tilde{M}_m}{\partial H}, \quad ($$

Introduction.

Lifshitz-Kosevich formula for MO

Quantum oscillations of magnetization (de Haas – van Alphe

$$M \propto eF\sqrt{H/A''}\sum_{p=1}^{\infty} p^{-3/2} \sin\left[2\pi p\left(\frac{F}{H}-\frac{1}{2}\right)\pm\frac{\pi}{4}\right] R_T(p)R_D(p)$$

only difference between 3D and 2D ? [D. Shoenberg]

where the dHvA fundamental frequency $F = chA_{extr}/(2\pi)e$
allows to measure the Fermi-surface shape.

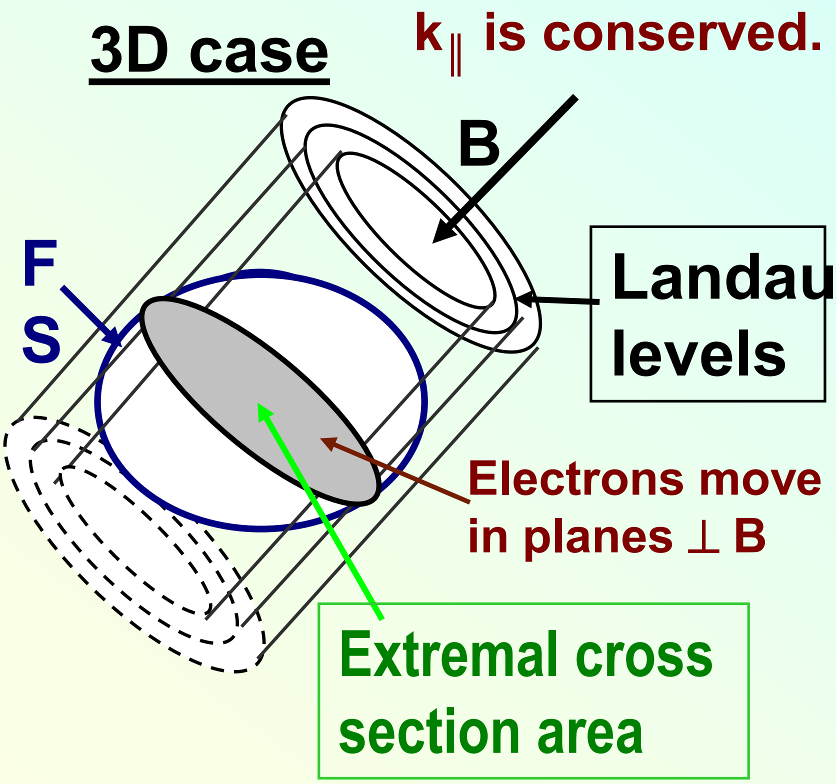
The temperature damping factor $R_T = \left(2\pi^2 k_B T/\hbar\omega_c\right)/\sinh\left(2\right.$
where $\omega_C = eH/m^*c$, allows to measure m*.

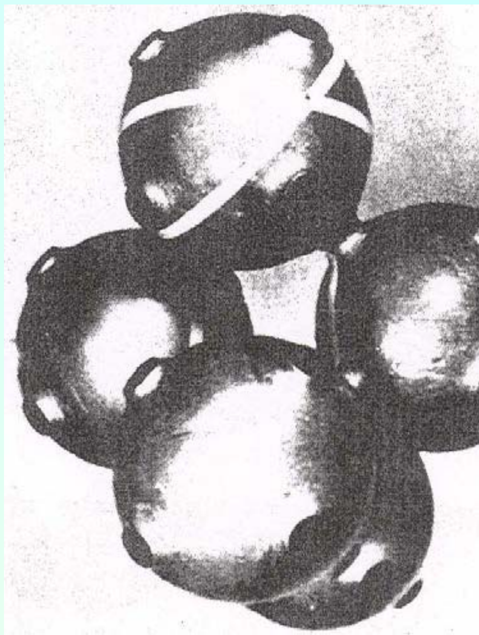
The scattering (Dingle) damping factor $R_D(p) = \exp\left(\frac{-\pi}{\tau\omega_C}\right) = \mathrm{ex}$

allows to measure the electron mean free time $\tau = h/(2\pi)^2 k_B$

and the spin damping factor $R_s(p) = \cos\left(\frac{\pi p g m^*}{2m_0}\right)$ allows to measure the g
(if m* is known from T-d

3D compounds in tilted magnetic field





Fermi surface of

Extremal cross-section area of Fermi surface (FS), given by MQO frequency and measured at various tilt angles of magneti allows to obtain the total FS geometry of metals.

MQO is a traditional tool to study FS geometry

Введение

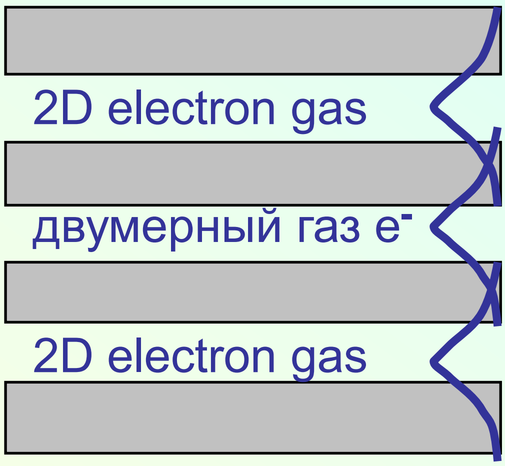
Слоистые квазидвумерные металл

Примеры: гетероструктуры, органические металлы,
высокотемпературные сверхпроводники, RTe3, и др

В координатном пространстве:

Магнитное поле **B**

σ_{zz}

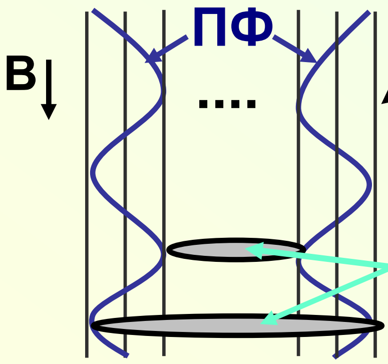


Перекрытие волновых функци
на соседних слоях приводит к
интегралу межслоевого перес

Закон дисперсии электронов в при
сильной связи резко анизотропны
$\varepsilon(p)=\varepsilon_{||}(p_{||})+2t_z\cos(p_z d/\hbar)$, t_z

когерентный межслоевой перескок,с

В импульсном пространстве:



Уровни Ландау

Экстремальные поперечные сечения ПФ

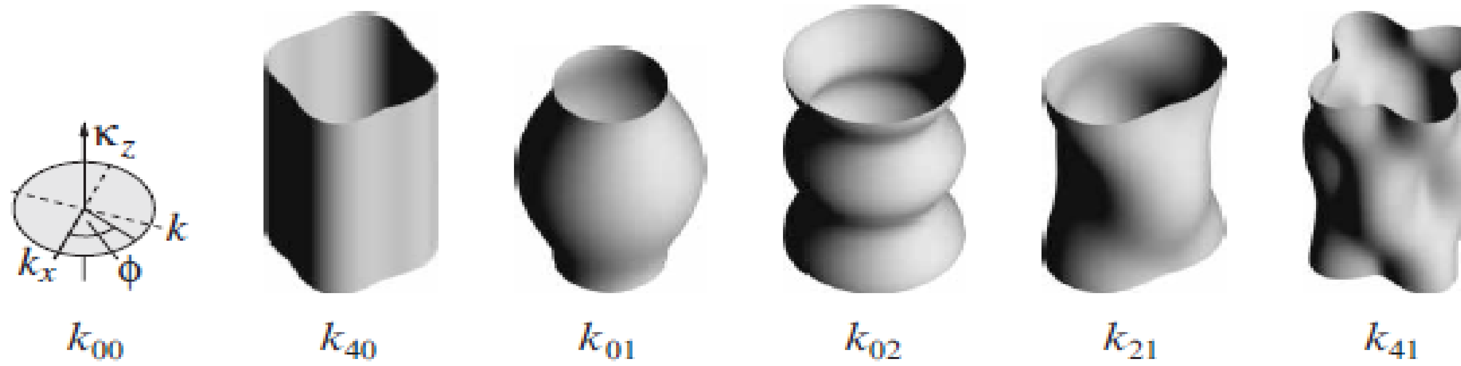
Поверхность Ферми в слои
квазидвумерных металлах
форму гофрированного ци
Величина гофрировки W=

Две близкие частоты квантовых осцилляций => их биения:

Introduction

Harmonic expansion for the angle-dependence of FS section area (MQO frequency) in Q2D layered met

Harmonic expansion of Fermi momentum $k_F(\phi, k_z) = \sum_{\mu,\nu\geq 0} k_{\mu\nu} \cos(\nu k_z c^*) \cos$



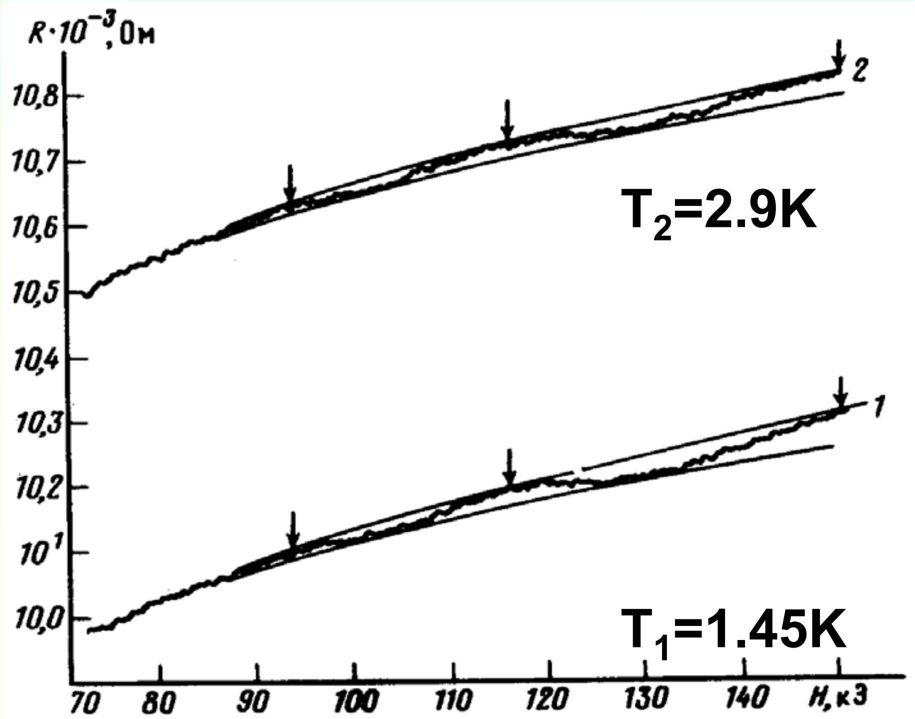
Harmonic expansion of the angular dependence of FS cross-s (measured as the frequency of magnetic quantum oscillations):

$$A(k_{z0}, \theta, \varphi) = \sum_{\mu,\nu} A_{\mu\nu}(\theta) \cos[\mu\varphi + \delta_\mu] \cos(\nu$$

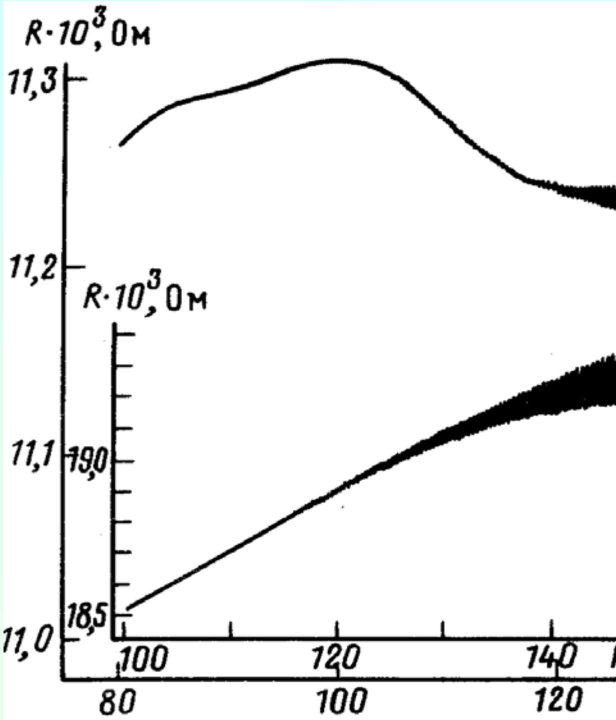
One can derive the relation between the first coefficients $k_{\mu\nu}$

[First order: C. Bergemann et al., PRL 84, 2662 (2000); Adv. Phys. 52, 63
Second order relation between $k_{\mu\nu}$ and $A_{\mu\nu}$: P.D. Grigoriev, PRB 81, 2051

История эффекта медленных осцилляций магн
противления: первые наблюдения на β-(BEDT-T



M.V. Kartsovnik *et al.*, *Pis'ma Zh. Eksp. Teor. Fiz.* ***47,*** 302 (1988) [JETP Lett. **47, 363 (1988)]**



M.V. Kartsovnik *et al.*, *Pis'ma Z*
Fiz. ***48,***498 (1988) [JETP Lett. 4

На протяжении 15 лет полагали, что медленные осцилляц
квантовые и происходят из-за малых карманов поверхнос

На самом деле это <u>новый</u> тип осцилляций, возникающий
квазидвумерных металлах и связанный с межслоевым пе

Объяснение медленных осцилляций межсло
магнетосопротивления в квазидвумерных мет

Первое объяснение эффекта, его расчет из уравнения Больцмана и ср экспериментом [M.V. Kartsovnik, P.D. Grigoriev et al., PRL **89**, 126802 (2002)

$$\sigma_{zz} = \sigma_0 \left\{ 1 + 2\sqrt{\frac{\hbar\omega_c}{2\pi^2 t}}\sqrt{1+a^2}\cos\left(\frac{2\pi\mu}{\hbar\omega_c}\right)\cos\left(\frac{4\pi t_\perp}{\hbar\omega_c} - \frac{\pi}{4} \right.\right.$$

квантовые осцилляции **биения**

$$+ \frac{\hbar\omega_c}{2\pi^2 t_\perp}\left[1 + \sqrt{1+a^2}\cos\left(2\left[\frac{4\pi t_\perp}{\hbar\omega_c} - \frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2}\right]\right.\right.$$

где $\phi = \arctan(a) \quad \text{and} \quad a = \hbar\omega_c / 2\pi t_\perp$ **медленные о**

Более строгое вычисление межслоевой проводимости по форм [P.D. Grigoriev, PRB **67**, 144401 (2003) **] изменяет лишь фазу биен**

В отличие от квантовых, медленные осцилляции возникают не из-за карманов поверхности Ферми, а из-за ее гофрировки. Медленные ос имеют второй порядок по фактору Дингла R_D, но не содержат темпе фактор R_T. Частота медленных осцилляций задана интегралом межс перескока t, который немонотонно зависит от угла θ наклона магнит

Медленные осцилляции и сдвиг фазы биений
могут быть получены и из кинетического урав

[M. V. Kartsovnik, P. D. Grigoriev et al., Phys. Rev. Lett. 89, 126802, (2

Формула для проводимости из стандартной теории метал

$$\sigma_{zz} = \int d\varepsilon\ [-n'_F(\varepsilon)]\ \sigma_{zz}(\varepsilon),$$ **где** $$\sigma_{zz}^{3D}(\varepsilon) = e^2\tau(\varepsilon)\sum_{FS} v_z^2$$

В борновском приближении время свободного пробега [ε(*p*)=ε $_{||}$(*p* $_{||}$)+2t

$$\tau(\varepsilon) \propto 1/\rho(\varepsilon) \propto \left[1 + 2\sum_{p=1}^{\infty}(-1)^p \cos\left(\frac{2\pi p\epsilon}{\hbar\omega_c}\right) J_0\left(\frac{4\pi p}{\hbar\omega}\right.\right.$$

и интеграл

$$I(\epsilon) \equiv \sum |v_z(\epsilon)|^2 \propto 1 + \frac{\hbar\omega_c}{\pi t_\perp}\sum_{p=1}^{\infty}\frac{(-1)^p}{p}\cos\left(\frac{2\pi p\epsilon}{\hbar\omega_c}\right) J_1\left(\frac{4\pi}{\hbar}\right.$$

Это дает (при $4\pi t_z >> \hbar\omega_c$)

$$\sigma_{zz} = \sigma_0\left\{1 + 2\sqrt{\frac{\hbar\omega_c}{2\pi^2 t}}\sqrt{1+a^2}\cos\left(\frac{2\pi\mu}{\hbar\omega_c}\right)\cos\left(\frac{4\pi t_\perp}{\hbar\omega_c} - \frac{\pi}{4}\right.\right.$$

медленные осцилляции

$$+\frac{\hbar\omega_c}{2\pi^2 t_\perp}\left[1 + \sqrt{1+a^2}\cos\left(2\left[\frac{4\pi t_\perp}{\hbar\omega_c} - \frac{\pi}{4} + \frac{\phi}{2}\right.\right.\right.$$

Calculation (from Kubo formula) of quasi-2D Sd
(magnetotransport oscillations) in next order ir

[P.D. Grigoriev, Phys. Rev. B **67**, 144401 (2003)]

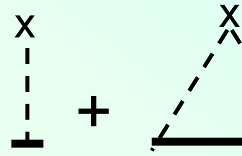
Energy spectrum $\epsilon\left(n, k_z\right) = \hbar\omega_c\left(n + 1/2\right) - 2t_z$

Kubo formula $\sigma_{zz} = \dfrac{e^2\hbar}{V}\sum_m v_z^2(m)\int_{-\infty}^{\infty}\dfrac{d\varepsilon}{2\pi}\left|2\mathrm{Im}G_R(m,\varepsilon)\right|$

where $\hbar v_z(\varepsilon, n) = \partial\varepsilon/\partial k_z = d\sqrt{4t_z^2 - \left[\varepsilon - \omega_c(n+1/2)\right]^2}$

$$\mathrm{Im}G_R(m,\varepsilon) = \frac{\mathrm{Im}\Sigma^R(m,\varepsilon)}{\left[\varepsilon - \epsilon(m) - \mathrm{Re}\Sigma^R(m,\varepsilon)\right]^2 + \left[\mathrm{Im}\Sigma^R\right.}$$

Scattering on point-like impurities in self-consistent Born approximation gives

Σ = 

$$\Sigma^R(m,\varepsilon) = \left\langle \sum_i U^2 G(r,r,\varepsilon) \right\rangle = \Sigma^R(\varepsilon) = C_i U^2 \int d^3 r$$

Расчет по формле Кубо (2)

Суммирование по номеру уровня Ландау n заменяется с гармоникам используя формулу Пуассона.

Когда затухание гармоник сильное, $R_D J_0(4\pi k t_z/\hbar\omega_c) \sim R_D\sqrt{\hbar\omega}$
можно оставить только первые гармоники в выражении для проводи

Это дает $\sigma_{zz} = \int d\varepsilon\, \left[-n'_F(\varepsilon)\right]\, \sigma_{zz}(\varepsilon),$ **где**

сдвиг фаз

$$\frac{\sigma_{zz}(\epsilon)}{\sigma_0} = 1 + \left[2J_0\left(\frac{4\pi t_z}{\hbar\omega_c}\right) - \left(\frac{\hbar\omega_c}{\pi t_z} + \frac{2\Gamma_0}{t_z}\right) J_1\left(\frac{4\pi t_z}{\hbar\omega_c}\right)\right] \cos$$
$$+ \left[4J_0^2\left(\frac{4\pi t_z}{\hbar\omega_c}\right) - \frac{2\hbar\omega_c}{\pi t} J_1\left(\frac{4\pi t}{\hbar\omega_c}\right) J_0\left(\frac{4\pi t_z}{\hbar\omega_c}\right)\right] \cos^2\left(\frac{2\pi}{\hbar\omega}\right.$$

медленные осцилляции

квантовые ос

При $4\pi t_z \gg \hbar\omega_c$ **функции Бесселя приближенно даны асимптотическими разложениями:**

$$J_0(x) \approx \sqrt{2/\pi x}\cos\left(x - \pi\right.$$
$$J_1(x) \approx \sqrt{2/\pi x}\sin\left(x - \pi\right.$$

Результат для проводимости при $4\pi t_z >$

Используя тождество $\cos(F_0+\Delta F)\cos(F_0-\Delta F) = \frac{\cancel{\cos(2F_0}}{}$

и оставляя только нулевую и первую гармоники МКО, пол
более наглядное выражение для проводимости :

$$\sigma_{zz} = \sigma_0 \Bigg\{ 1 \quad + \quad 2\sqrt{\frac{\hbar\omega_c\left(1+a_\phi^2\right)}{2\pi^2 t_z}} \cos\left(\frac{2\pi\,\mu}{\hbar\omega_c}\right)\cos\left(\frac{4\pi t_z}{\hbar\omega_c} - \frac{\pi}{4}\right.$$

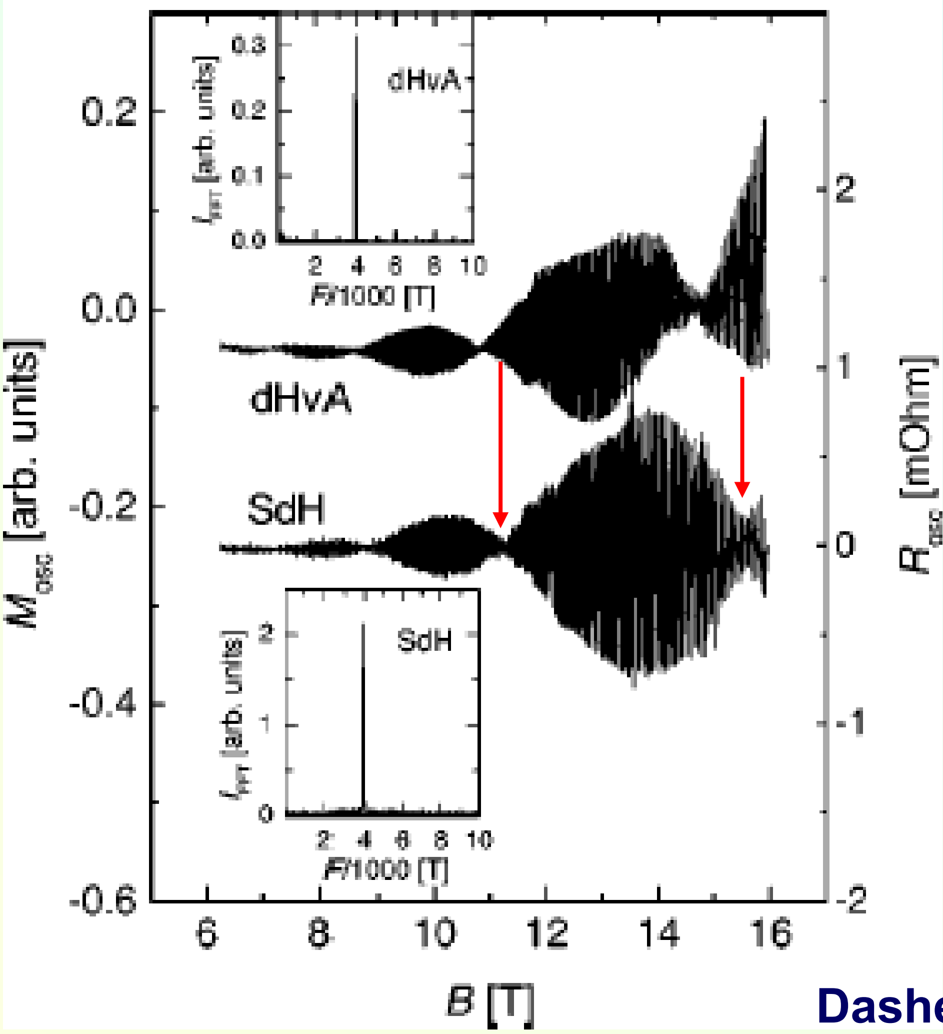
$$+ \quad \underline{\frac{\hbar\omega_c}{2\pi^2 t_z} R_D^2 \sqrt{1+a_S^2}\cos\left[2\left(\frac{4\pi t_z}{\hbar\omega_c} - \frac{\pi}{4} + \phi_S\right)\right]}$$

где $\phi_b = \arctan(a_\phi)\,;\;\; a_\phi = \frac{\hbar\omega_c}{2\pi t_z}\left(1+\frac{2\pi\Gamma_0}{\hbar\omega_c}\right),$

и $\phi_S = \arctan(a_S)/2 \quad \text{где} \quad a_S = \hbar\omega_c/2\pi t_z.$

медле
осцил

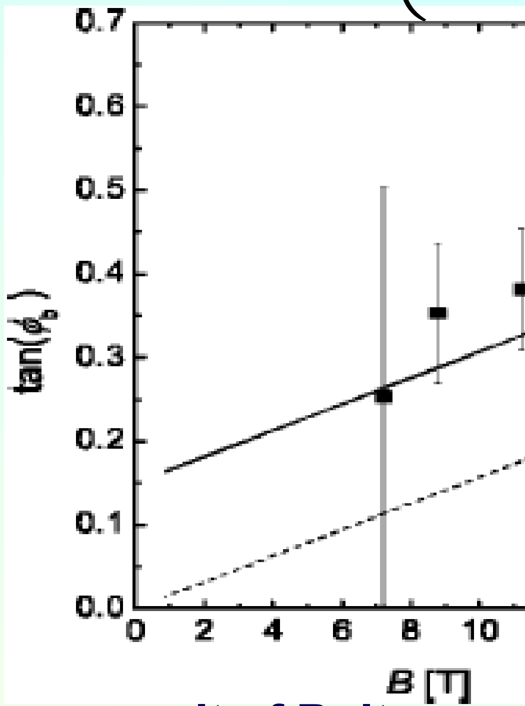
Phase shift of beats of MQO in quasi-2D r



Phase shift of beats in β-(BEDT-TTF)IBr_2

Magnetic-field depend
the phase shift of MQ

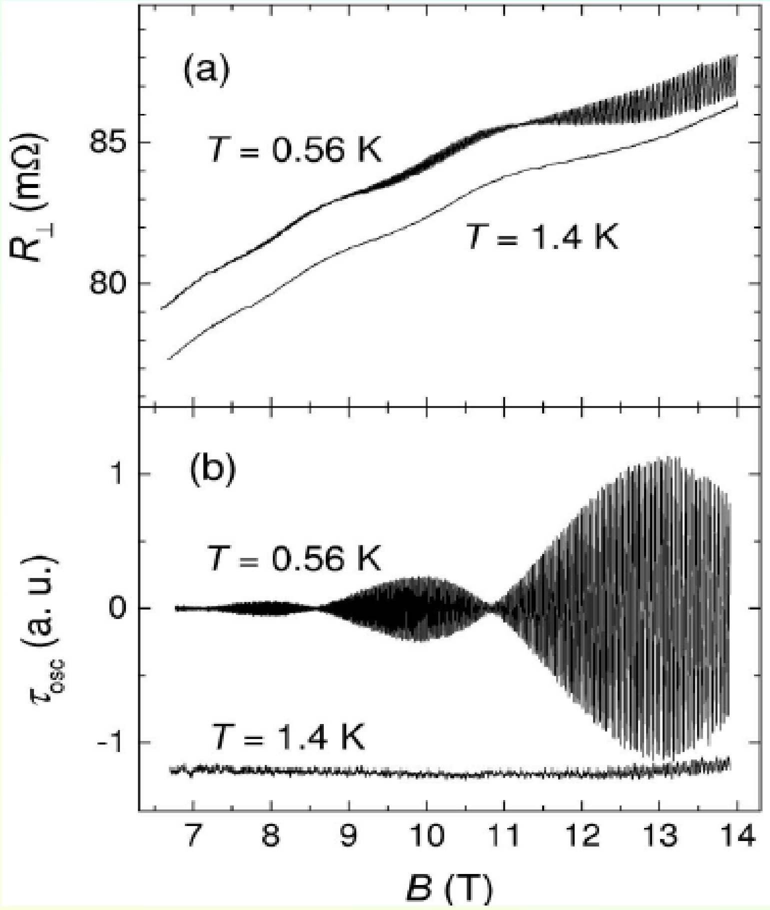
$$\phi_b(B) = \arctan\left(\frac{\omega_c}{2\pi} \right.$$



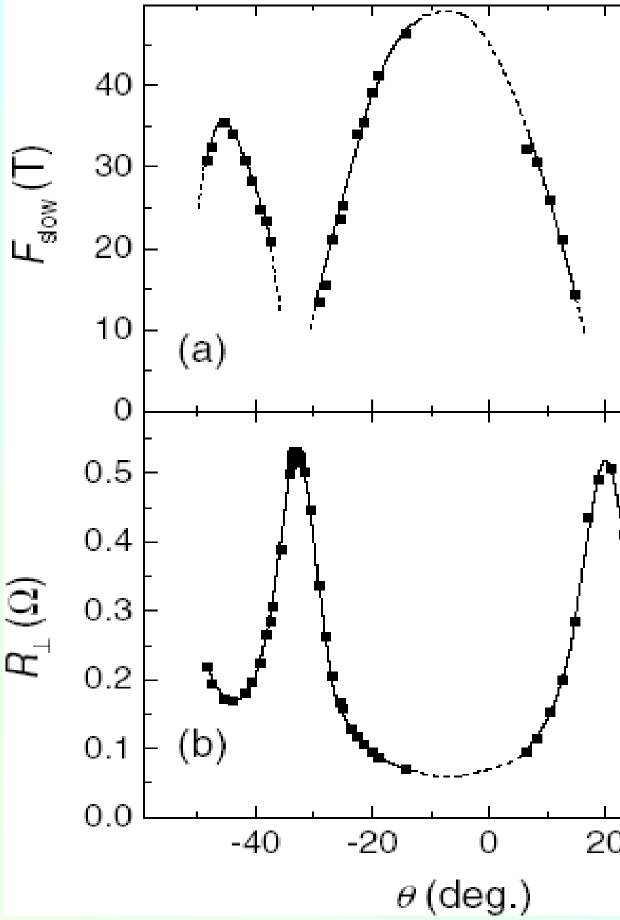
Dashed line - result of Boltzmann
equation; [P. D. Grigoriev et al., P
Solid line is obtained from the Ku
P. D. Grigoriev, Phys. Rev. B 67, 1

Slow oscillations (comparison with experim

[M. V. Kartsovnik, P. D. Grigoriev et al., Phys. Rev. Lett. 89, 126802,



General view of quantum & slow oscillations of magnetoresistance



Angle dependence of the freq slow oscillations is similar to

$$F_{slow} = \frac{2t_z B}{\hbar\omega_c} = \frac{2t_z m^* c}{e\hbar\cos\theta} \propto \frac{t_z(\theta)}{\cos\theta} \propto \frac{J_0\left(k_F\right.}{\mathrm{co}}$$

Почему медленные осцилляции сла
подавляются температурой?

Проводимость $\sigma_{zz} = \int d\varepsilon\ [-n'_F(\varepsilon)]\ \sigma_{zz}(\varepsilon),$

сдвиг фаз

$$\frac{\sigma_{zz}(\epsilon)}{\sigma_0} = 1 + \left[2J_0\left(\frac{4\pi t_z}{\hbar\omega_c}\right) - \left(\frac{\hbar\omega_c}{\pi t_z} + \frac{2\Gamma_0}{t_z}\right) J_1\left(\frac{4\pi t_z}{\hbar\omega_c}\right)\right] \cos$$

$$+ \left[4J_0^2\left(\frac{4\pi t_z}{\hbar\omega_c}\right) - \frac{2\hbar\omega_c}{\pi t} J_1\left(\frac{4\pi t}{\hbar\omega_c}\right) J_0\left(\frac{4\pi t_z}{\hbar\omega_c}\right)\right] \cos^2\left(\frac{2\pi}{\hbar\omega}\right.$$

медленные осцилляции

квантовые ос

Интегрирование быстро осциллирующей функции энерги дает температурный фактор затухания

$$R_T = \left(2\pi^2 k_B T/\hbar\omega_c\right) / \sinh\left(2\pi^2\right.$$

Медленно осциллирующий не зависит от ε и поэтому не температурного затухания R_T. Однако, фактор Дингла тож от температуры из-за рассеяния на фононах и е-е взаимо Поэтому при высокой температуре медленных осцилляц

Мотивация

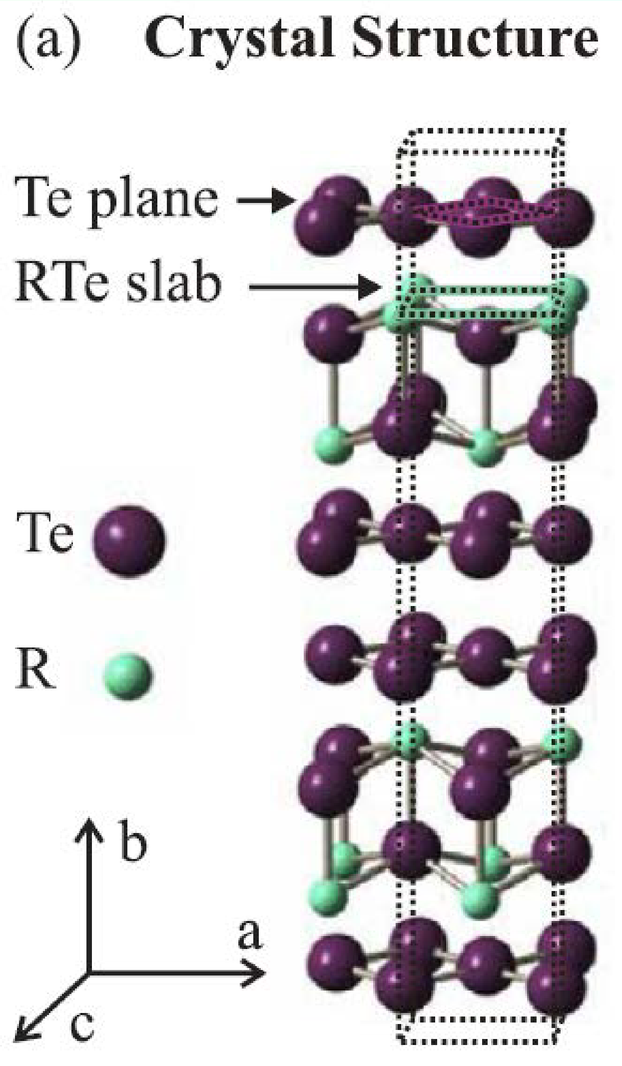
Ранее медленные осцилляции изучались только для прово
поперек слоев и вдоль магнитного поля, и оказались поле
определения параметров электронной структуры t_z и k_F.

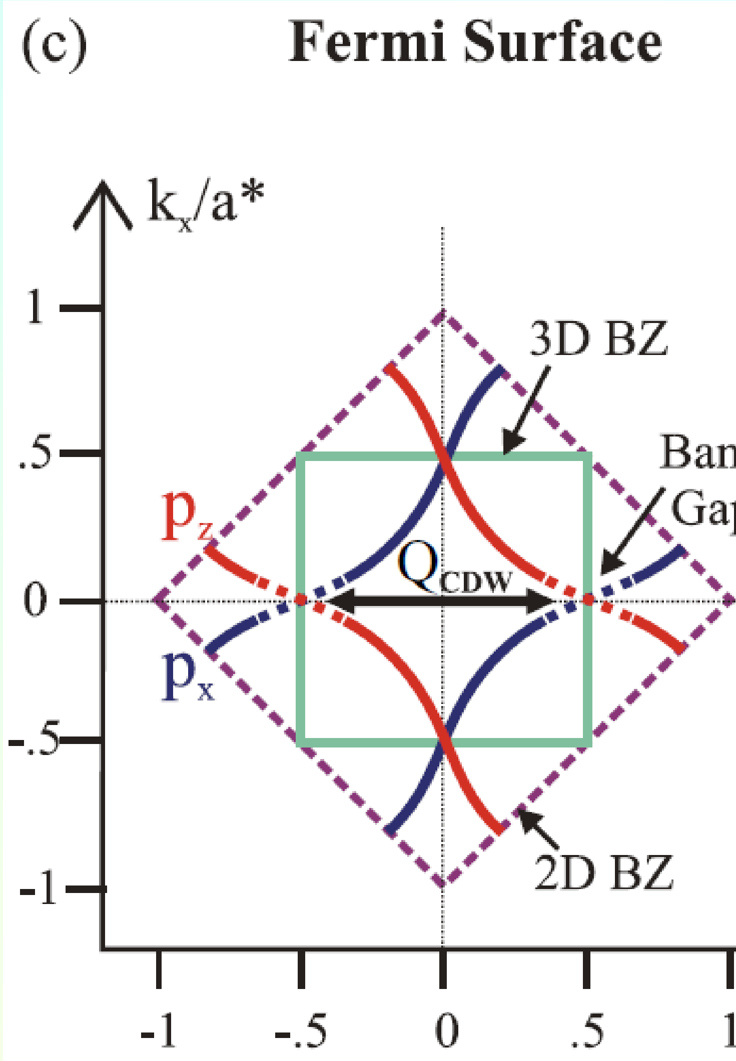
Проблема: во многих соединениях
измерение проводимости поперек сло
намного сложнее технически и менее
точное, чем вдоль проводящих слое

Вопрос: Могут ли медленные осцилляции в эт
геометрии (σ вдоль проводящих слоев и $\perp$ пол
также наблюдаться и давать полезную инфор
об электронной структуре соединений?

Crystal structure of rare-earth tritellurides

(R =Y, La, Ce, Nd, Sm, Gd, Tb, Ho, Dy, Er, Tm)

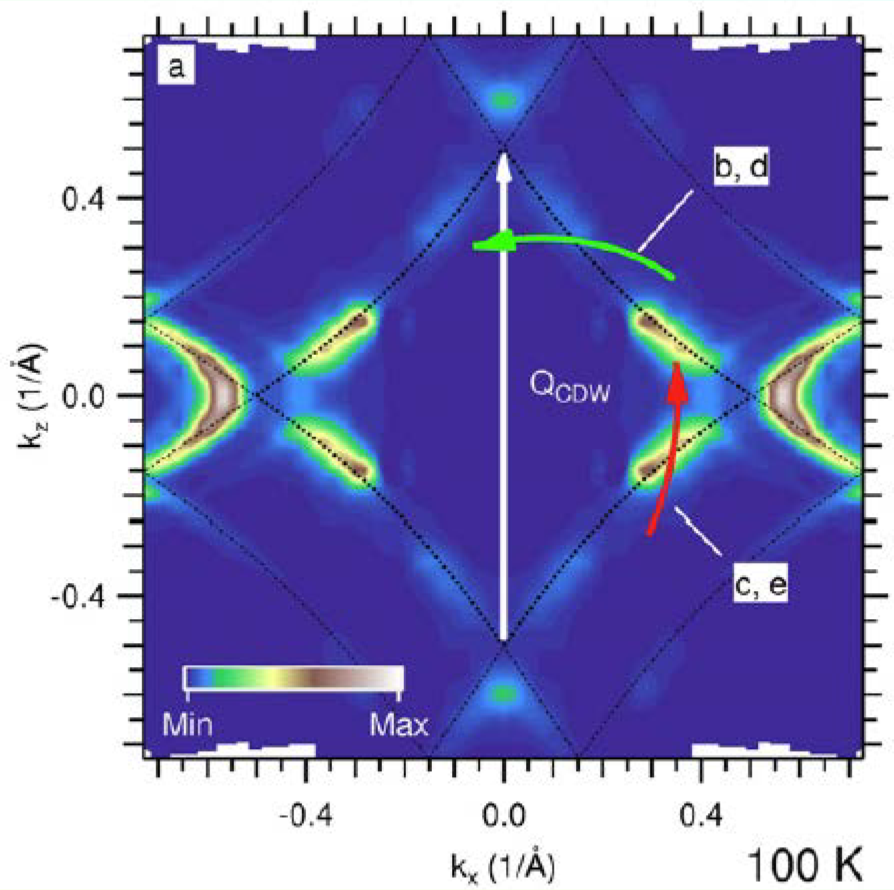


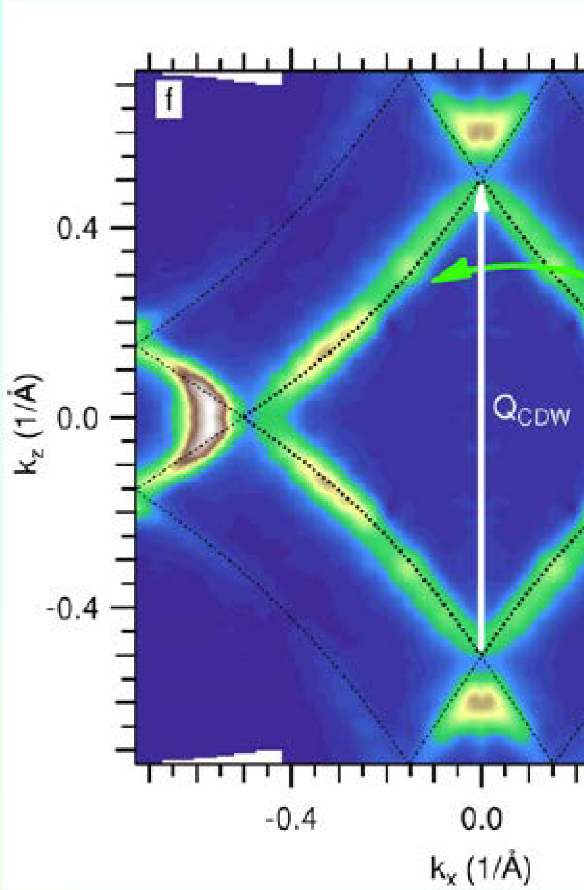


F. Schmitt et al., New Journal of Physics 13, 063022 (201

Introduction

ARPES data on momentum depen
of CDW energy gap in $TbTe_3$



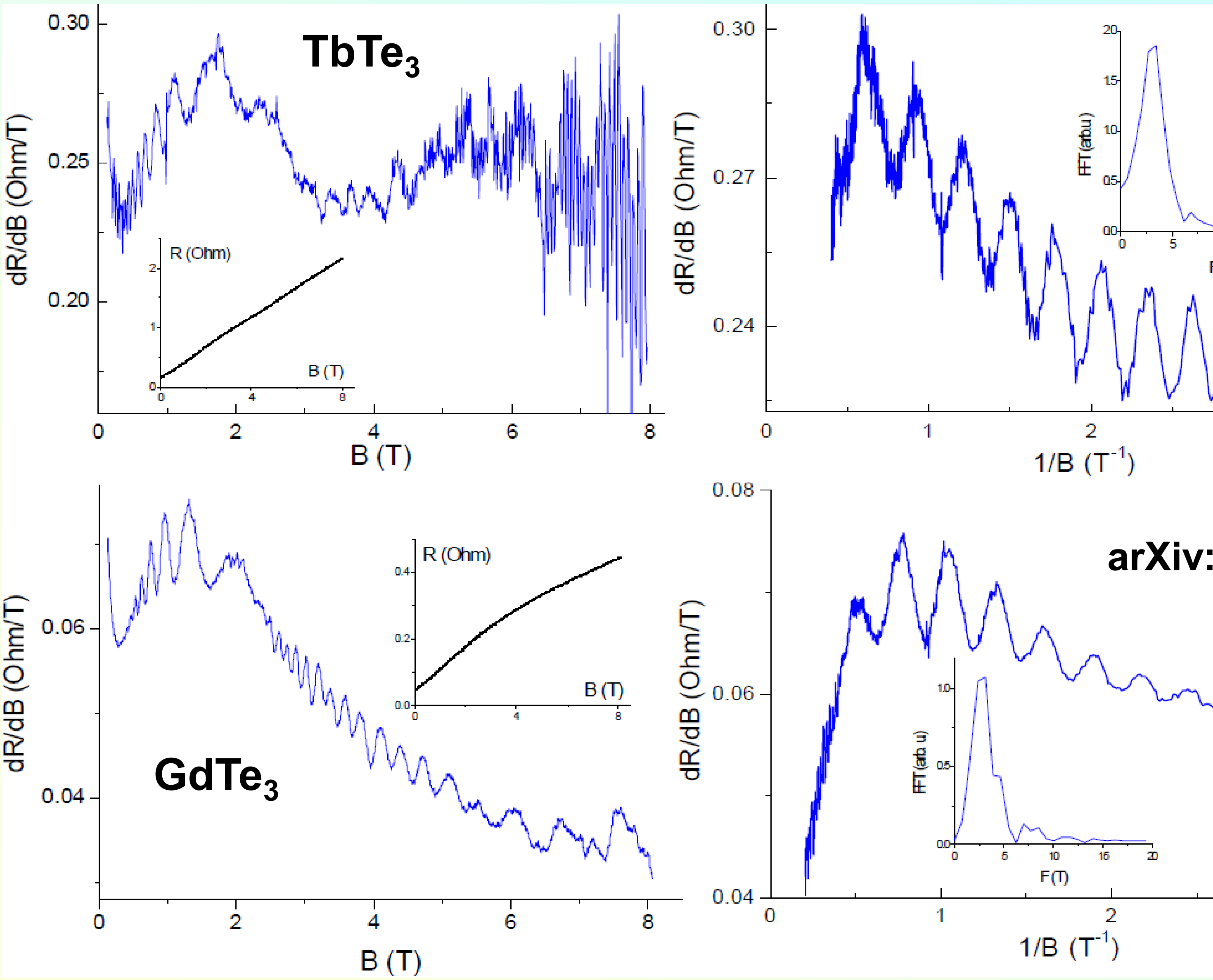


F. Schmitt et al., New Journal of Physics 13, 063022 (2011

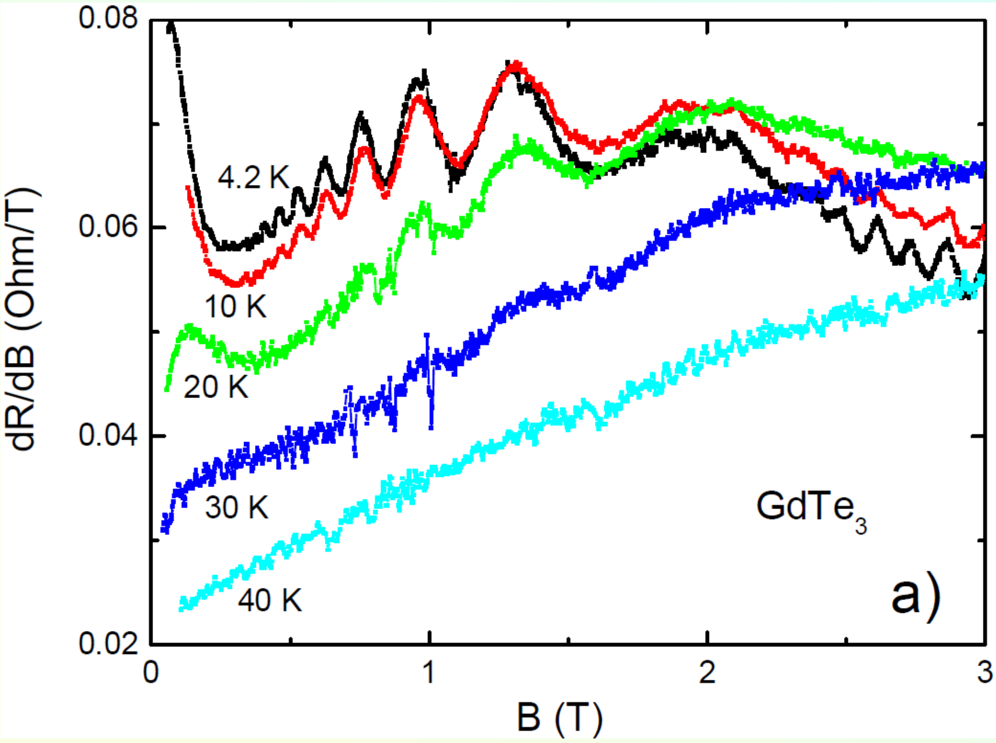
ARPES usually gives the Fermi surface only at large energy
at rather high temperature. The phase transitions at low Tc a

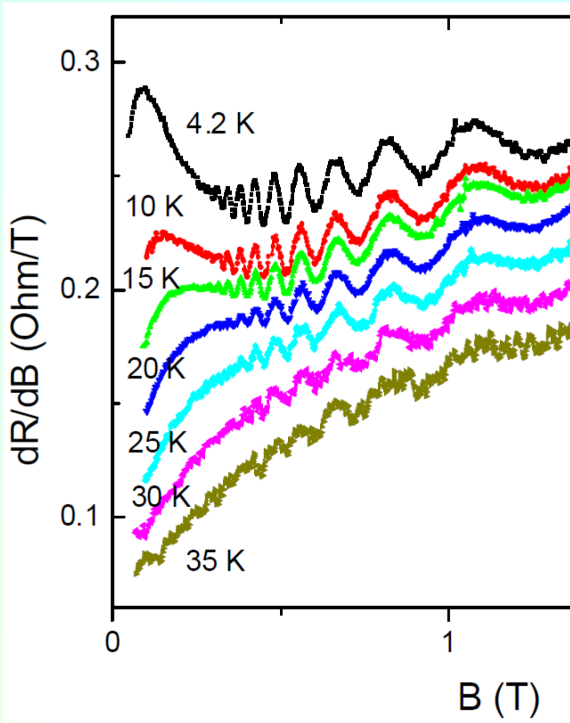
Наши измерения

Медленные осцилляции проводимости в
эксперимент в трителлуридах редкоземельных ме



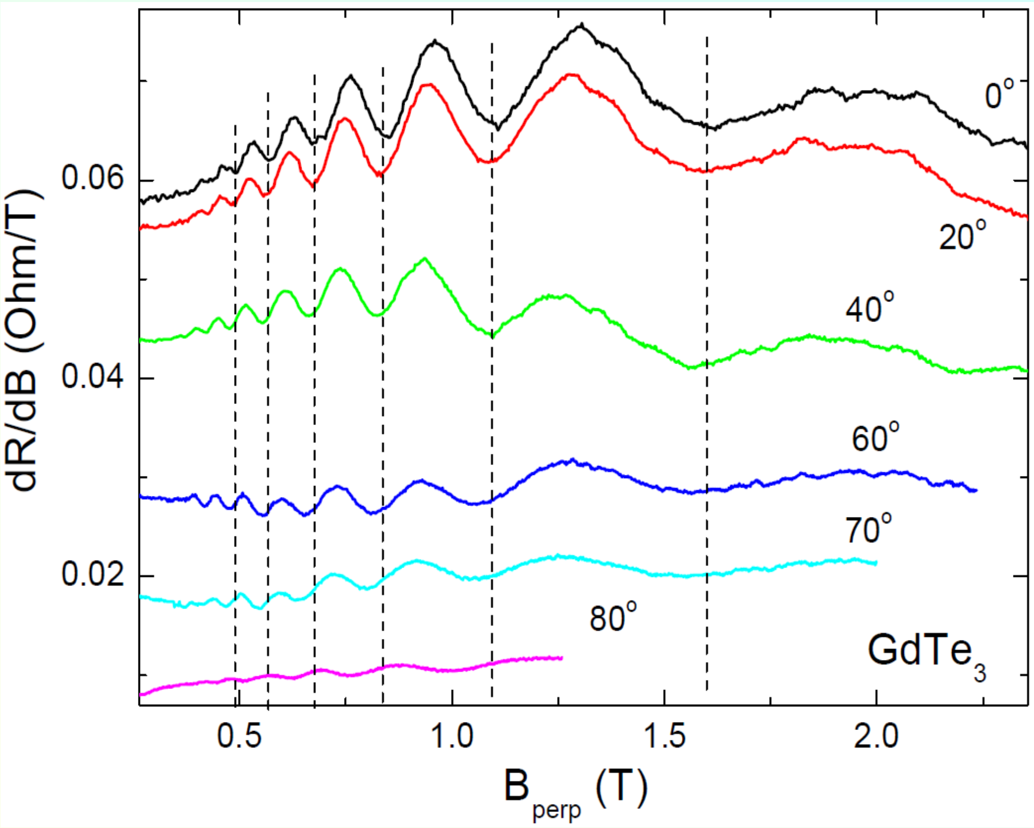
Температурное затухание медленных осцилл очень слабое (заметны при 40К, хотя кванто осцилляции подавлены при ~4К)

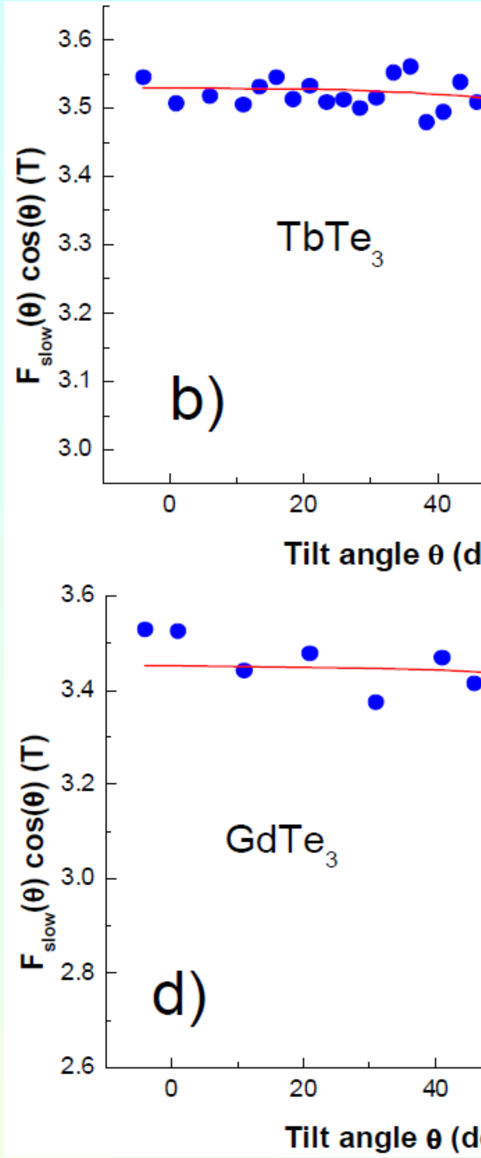




Никакие квантовые осцилляции в полях до 1Т и температ не наблюдаются, а тем более определить частоту их биен Поэтому нет других методов определить t_z и $k_F(\phi)$ в этом и

Угловая зависимость частоты медленных осцил





Частота медленных осцилляций

$$F_{slow}\left(\theta\right)/F_{slow}\left(0\right)=J_0\left(k_F d\tan\theta\right)/\cos\left(\theta\right)$$

отклоняется от зависимости $$F(\theta) = F(0)/\cos(\theta)$$

это вместе со слабой температурной зависимостью ука
природу наблюдаемых медленных (а не квантовых) осц

Медленные осцилляции проводимости в с
перпендикулярно магнитному полю B=B$_z$ (качес

Согласно стандартной теории [Л.Л. 10 том, Ур. (90.5)] пров
поперек магнитного поля в металлах $\sigma_{yy}(\varepsilon) = e^2 g(\varepsilon)$

где плотность состояний в квази-двумерном металле

$$g(\varepsilon) \approx g_0 \left[1 - 2\cos\left(\frac{2\pi\varepsilon}{\hbar\omega_c}\right) J_0\left(\frac{4\pi t_z}{\hbar\omega_c}\right) R_D \right]$$

а вычисление коэффициента диффузии $D_{yy}(\varepsilon)$ **зависит от**

Без примесей в магнитном поле коэффициент диффузии

Коэффициент диффузии в слое из-за рассеяния на примесях приближенно $D_y(\varepsilon) \approx \left\langle (\Delta y)^2 \right.$

Рассеяние на точечных примесях имеет матричный элеме

$T_{mm'} = \Psi^*_{m'}(r_i)\, U \Psi_m(r_i)$ **где** $m \equiv \{n, k_z, k_x$

During each scattering, the typical change $\Delta y = \Delta P_x c/eB_z$ of the n coordinate y_0 perpendicular to $\boldsymbol{B}$ is of the order of R_L, becau $\Delta y \gg R_L$ the matrix element $T_{mm'}$ is exponentially small beca overlap of the electron wave functions $\Psi^*_{m'}(r_i)\,\Psi_m(r_i) \sim \Psi^*_m(r_i +$

Медленные осцилляции проводимости в сл

$$\sigma_{yy}(\varepsilon) = e^2 g(\varepsilon) D_y(\varepsilon)$$ **где** $$D_y(\varepsilon) \approx \left\langle (\Delta y)^2 \right.$$

$\Delta y \sim R_L$ **, в борновском приближении** $1/\tau(\varepsilon) = 2\pi$

и плотность состояний $$g(\varepsilon) \approx g_0 \left[1 - 2\cos\left(\frac{2\pi\varepsilon}{\hbar\omega_c}\right) J_0\left(\frac{4\pi t_z}{\hbar\omega_c}\right) R \right.$$

Квантовые осцилляции коэффициента диффузии прибли

$$D_y(\varepsilon) \approx D_0 \left[1 - 2\alpha\cos\left(\frac{2\pi\varepsilon}{\hbar\omega_c}\right) J_0\left(\frac{4\pi t_z}{\hbar\omega_c}\right) R_D \right]$$

Получаем $$\frac{\sigma_{yy}(B)}{e^2 g_0 D_0} \approx 1 + 2\alpha J_0^2\left(4\pi t_z/\hbar\omega_c\right)$$

медленные ос

$$-2(\alpha+1)\cos\left(\frac{2\pi\mu}{\hbar\omega_c}\right) J_0\left(\frac{4\pi t_z}{\hbar\omega_c}\right)$$

квантовые осцилляции

Медленные осцилляции проводимости в сл

При $4\pi t_z >> \hbar\omega_c$ получаем

$$\frac{\sigma_{yy}^{slow}(B)}{e^2 g_0 D_0} \approx 1 + \frac{\alpha\hbar\omega_c}{2\pi^2 t_z} \sin\left(\frac{2\pi F_{sl}}{B}\right.$$

где частота медленных осцилляций

$$F_{slow} = \frac{2t_z B}{\hbar\omega_c} = \frac{2t_z m^* c}{e\hbar\cos\theta} \propto \frac{t_z(\theta)}{\cos\theta} \propto \frac{J_0(k}{}$$

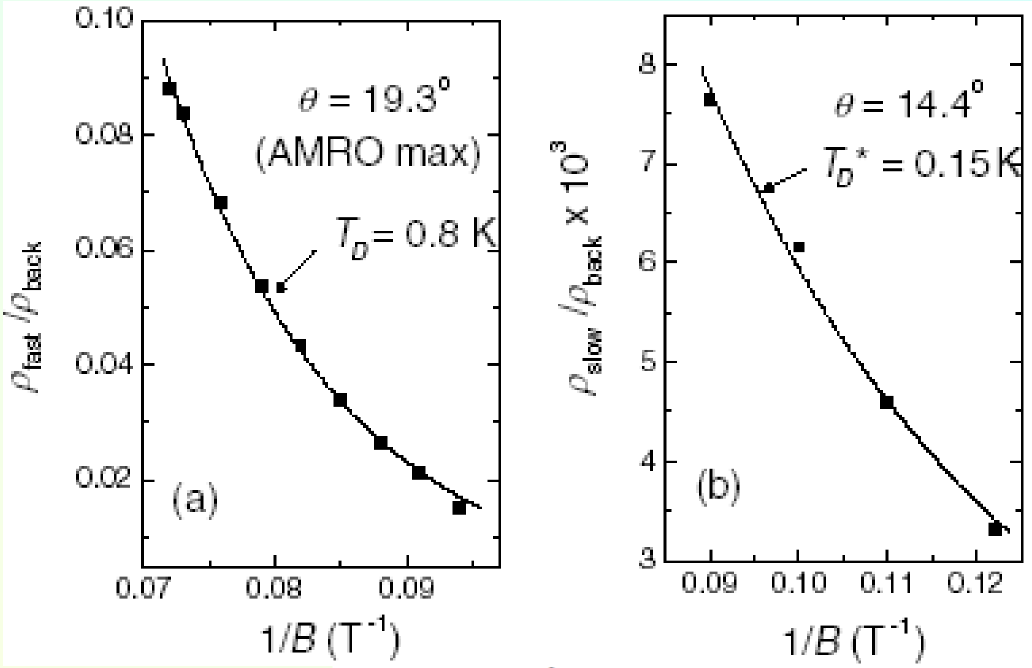
позволяет определить из эксперимента (1) величину t_z меж
интеграла перескока и (2) импульс Ферми $k_F d$ в проводящ
что было нами проделано для нескольких RTe_3 [arXiv:1504

Природа медленных осцилляций продольного и попереч магнитосопротивления одинаковая: они возникают из-за нелинейной зависимости (произведения) осцилляций с д близкими частотами:

$$\cos\left(F_0 + \Delta F\right)\cos\left(F_0 - \Delta F\right) = \frac{\cancel{\cos\left(2F_0\right)} + \cos\left(2\Delta\right.}{2}$$

ме
ос

Dingle factors of slow and quantum oscilla



3). The Dingle tem
of slow and fast qu
oscillations are dif
T_D^{Slow} does not co
long-range (macros
disorder, which shif
energy and contribu

This allows to
the contributio
short-range im

Conductivity $\sigma_{zz} = \int d\varepsilon \left[-n_F'(\varepsilon)\right] \sigma_{zz}(\varepsilon),$

This gives $$\frac{\sigma_{yy}(B)}{e^2 g_0 D_0} \approx 1 + 2\alpha J_0^2\left(4\pi t_z/\hbar\omega_c\right)$$

slow oscillatio

$$-2\left(\alpha+1\right)\cos\left(\frac{2\pi\mu}{\hbar\omega_c}\right) J_0\left(\frac{4\pi t_z}{\hbar\omega_c}\right)$$

quantum oscillations

Выводы

1. Получено качественное описание медленных осцилля проводимости вдоль металлических слоев и $\perp$ магниты и проведены измерения этого эффекта в RTe_3.

2. Частота медленных осцилляций позволяет определить $t_z \approx 1 meV$ и импульс Ферми $k_F d \approx 0.12$ в проводящем слое эксперимента по медленным осцилляциям проводимости
Если получить $k_F d$ можно из данных ARPES, то других сп определить межслоевой интеграл перескока нет, посколь квантовых осцилляций сложно наблюдать из-за условия Γ_0, а измерить σ_{zz} (θ) сложно из-за геометрии монокристал

3. В отличие от квантовых, медленные осцилляции наблю широком интервале температуры и поэтому позволяют пр изменения электронной структуры при фазовых переход

4. Медленные осцилляции проводимости вдоль слоев– э способ измерения величин t_z и $k_F d$ в квазидвумерных ме этот метод может применяться в других слоистых провод

Спасибо за внимание!