минимума на кривой плавления при $T=0,32$ К. Поэтому кристаллизация ^{3}He при $T<0,32$ К в условиях, близких к адиабатическим, вызывает понижение темп-ры (*Померанчука эффект*). Эффект Померанчука лежит в основе одного из наиб. эффективных методов получения темп-р порядка 1 мК (см. *Низкие температуры*).

Лит.: Андреев А. Ф., Диффузия в квантовых кристаллах, «УФН», 1976, т. 118, с. 251; Лоунасмаа О. В., Принципы и методы получения температуры ниже 1 К, пер. с англ., М., 1977; Квантовые жидкости и кристаллы, [Сб. ст.], пер. с англ., М., 1979; Кешишев К. О., Паршин А. Я., Бабкин А. В., Кристаллизационные волны в He^4, «ЖЭТФ», 1981, т. 80, с. 716; Wilks J., The properties of liquid and solid helium, Oxf., 1967. *А. Я. Паршин.*

ГЕЛИЙ-НЕОНОВЫЙ ЛА́ЗЕР — см. в ст. *Газоразрядные лазеры.*

ГЕЛИКО́Н (от греч. hélix, род. падеж. hélikos — кольцо, спираль) — слабо затухающая эл.-магн. волна, возбуждающаяся в газовой *плазме* или *плазме твердых тел*, к-рая находится в пост. магн. поле $\boldsymbol{H}$. Электрич. поле Г. $\boldsymbol{E}$ эллиптически поляризовано в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{H}$. Степень эллиптичности равна $\cos\vartheta$, где ϑ — угол между $\boldsymbol{H}$ и направлением распространения волны (волновым вектором $\boldsymbol{k}$). При этом вектор $\boldsymbol{E}$ вращается в ту же сторону, в какую вращаются избыточные носители заряда в поле $\boldsymbol{H}$. Магн. поле волны имеет круговую поляризацию в плоскости, перпендикулярной $\boldsymbol{k}$.

Г. возникает за счёт недиссипативного холловского (электрич.) дрейфа заряж. частиц (носителей заряда) в сильном магн. и эл.-магн. полях (см. *Холла эффект*). В металлах существование Г. теоретически предсказано О. В. Константиновым и В. И. Перелем, в полупроводниках — П. Эгреном (P. Aigrain). В ионосферной плазме Г. известны под назв. свистящие *атмосферики* (или в и с т л е р ы).

Спектр Г. квадратичный:

$$\omega(k)=\frac{k^2cH\cos\vartheta}{4\pi\,|e|\cdot|N_1-N_2|}\,, \qquad (1)$$

где ω — частота, N_1 и N_2 — концентрации электронов и дырок, e — их заряд. Декремент затухания γ Г. в металле и *вырожденном полупроводнике* определяется выражением:

$$\gamma=\omega\left[\frac{\nu(1+\cos^2\vartheta)}{2\Omega}+\frac{3\pi}{16}\frac{kv_F}{\Omega}\sin^2\vartheta\right], \qquad (2)$$

где ν — частота столкновений носителей заряда, Ω — *циклотронная частота*, v_F — ферми-скорость электронов. Первый член во (2) связан со столкновительным поглощением, второй — описывает бесстолкновительное магн. *Ландау затухание*, обусловленное электронами, движущимися в фазе с волной. Сравнение частоты Г. ω с логарифмич. декрементом затухания γ показывает, что Г. существует только в сильном поле $\boldsymbol{H}$, когда частота соударений носителей $\nu\ll\Omega$, $kv_F\ll\Omega$ и $\omega\ll\Omega$. Спектр Г. простирается вплоть до предельной частоты ω_L, величина к-рой зависит от соотношения kv_F, ω и ν. Если $kv_F\ll\nu$, то $\omega_L=\Omega$, т. е. предельная частота обусловлена сильным циклотронным поглощением (см. *Циклотронный резонанс*). При $kv_F\gg\nu$ величина ω_L обусловлена допплер-сдвинутым циклотронным резонансом:

$$\omega_L=\Omega-kv_F. \qquad (3)$$

Если $kv_F\gg\omega$, то:

$$\omega_L=\frac{2\Omega^3c^3}{3\omega_п^2v^2}\,, \qquad (4)$$

где $\omega_п$ — плазменная частота электронов.

Г. низких частот могут наблюдаться в форме *стоячих волн* в образце конечных размеров, когда все три компоненты волнового вектора принимают дискретные значения $k_i=n_i\pi/a_i\,(i=x,\ y,\ z)$, где n_i — целые числа, a_i — размеры образца вдоль осей x, y, z.

При низких темп-рах, когда энергия теплового движения во много раз меньше расстояния между *Ландау уровнями* $\hbar\Omega$, бесстолкновительное затухание Г. испытывает г и г а н т с к и е к в а н т о в ы е о с ц и л л я ц и и. На низких частотах при $\hbar\omega\ll kT$ это затухание описывается ф-лой:

$$\gamma_{кв}=q\gamma_{кл};\quad q\approx\frac{\hbar\Omega}{4kT}\,\mathrm{ch}^{-2}\left(\frac{\mathscr{E}_F-M\hbar\Omega}{2kT}\right), \qquad (5)$$

где M — ближайшее к величине $[(\mathscr{E}_F/\hbar\Omega)-{}^1/_2]$ целое число

$$q_{макс}\approx\hbar\Omega/4kT,\quad q_{мин}=8q_{макс}\exp(-\hbar\Omega/2kT).$$

Г. может взаимодействовать со звуковыми колебаниями. Наиб. сильным это взаимодействие оказывается в области т. н. г е л и к о н-ф о н о н н о г о р е з о н а н с а. Спектр и затухание связанных геликон-звуковых волн определяется из дисперсионного ур-ния (при $\vartheta=0$):

$$[\omega^2-\omega^2(k)-2i\omega\gamma]\,(\omega^2-k^2s^2)=\omega^2\frac{k^2H^2}{4\pi\rho}\,, \qquad (6)$$

где ρ — плотность кристалла, s — скорость звука. Взаимодействие звука с Г. обусловлено индукц. силой $[\boldsymbol{j}\cdot\boldsymbol{H}]/c$ ($\boldsymbol{j}$ — плотность тока), действующей со стороны электронов на кристалл, и индукц. электрич. полем $[\boldsymbol{u}\cdot\boldsymbol{H}]/c$, где $\boldsymbol{u}$ — скорость распространения колебаний кристаллич. решётки.

Лит.: Константинов О. В., Перель В. И., О возможности прохождения электромагнитных волн через металл в сильном магнитном поле, «ЖЭТФ», 1960, т. 38, с. 161; Aigrain P., Les «Helicons» dans les semiconducteurs, in: Proc. Int. Conf. on Semiconduction Phys., Prague, 1960, Prague, 1961, p. 224; Kaner E. A., Skobov V. G., Electromagnetic waves in metals in a magnetic field, «Adv. Phys.», 1968, v. 17, p. 605. *Э. А. Канер.*

ГЕ́ЛЛ-МАНА МА́ТРИЦЫ — унитарные 3×3 матрицы λ_a ($a=1,2,\ldots,8$), удовлетворяющие условию $\mathrm{Sp}(\lambda_a\lambda_b)=2\delta_{ab}$, $\mathrm{Sp}\lambda_a=0$ ($a,b=1,2,\ldots,8$) (δ_{ab} — *Кронекера символ*). Явный вид матриц λ_a следующий:

$$\lambda_1=\begin{pmatrix}0&1&0\\1&0&0\\0&0&0\end{pmatrix},\quad \lambda_2=\begin{pmatrix}0&-i&0\\i&0&0\\0&0&0\end{pmatrix},\quad \lambda_3=\begin{pmatrix}1&0&0\\0&-1&0\\0&0&0\end{pmatrix},$$

$$\lambda_4=\begin{pmatrix}0&0&1\\0&0&0\\1&0&0\end{pmatrix},\quad \lambda_5=\begin{pmatrix}0&0&-i\\0&0&0\\i&0&0\end{pmatrix},\quad \lambda_6=\begin{pmatrix}0&0&0\\0&0&1\\0&1&0\end{pmatrix},$$

$$\lambda_7=\begin{pmatrix}0&0&0\\0&0&-i\\0&i&0\end{pmatrix},\quad \lambda_8=\begin{pmatrix}1/\sqrt{3}&0&0\\0&1/\sqrt{3}&0\\0&0&-2/\sqrt{3}\end{pmatrix}.$$

Матрицы λ_a введены М. Гелл-Маном (M. Gell-Mann) в 1961 как непосредств. обобщение *Паули матриц* при построении $SU(3)$-симметричной теории элементарных частиц [см. *Симметрия* $SU(3)$]. Матрицы ${}^1/_2\,\lambda_a$ удовлетворяют коммутационным соотношениям *генераторов группы* $SU(3)$:

$$\left[\frac{\lambda_a}{2},\ \frac{\lambda_b}{2}\right]=\frac{i}{2}f_{abc}\lambda_c,$$

где $f_{abc}(a,b,c=1,2,\ldots,8)$ полностью антисимметричны относительно перестановок своих индексов и наз. f-символами или структурными константами группы $SU(3)$. Вычисление даёт для неисчезающих компонент f-символов:

$$f_{147}=f_{246}=f_{257}=f_{345}=-f_{156}=-f_{367}={}^1/_2;\ f_{123}=1.$$

Часто встречается также термин «d-символы», к-рые определяются через антикоммутатор двух матриц λ_a:

$$\{\lambda_a,\ \lambda_b\}=\frac{4}{3}\delta_{ab}\cdot I+2d_{abc}\,(a,\ b,\ c=1,\ 2,\ \ldots,\ 8),$$

где I — единичная матрица 3×3. Величины d_{abc} полностью симметричны относительно перестановок своих индексов.

Лит.: Адлер С., Дашен Р., Алгебры токов и их применение в физике частиц, пер. с англ., М., 1970. *В. И. Захаров.*