

ПОГЛОЩЕНИЕ В НЕОДИМОВЫХ СТЕКЛАХ ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ МОЩНОГО ЛАЗЕРНОГО ИМПУЛЬСА

В.В.Иванов, Ю.В.Сенатский, Г.В.Склизков

При самофокусировке субнаносекундного лазерного импульса в неодимовых стеклах обнаружен скачок поглощения на длинах волн 0,66 мкм и 1,053 мкм, обусловленный заселением нижнего уровня рабочего перехода $^4I_{11/2}$ иона Nd³⁺. Релаксация поглощения происходит с постоянной времени $\tau_p \gtrsim 10^{-8}$ с.

1. В данной работе наблюдалось селективное поглощение в неодимовых стеклах при прохождении через среду мощного импульса (МИ) излучения на длине волны $\lambda_0 = 1,064$ мкм длительностью 0,5 – 0,7 нс с плотностью энергии 2 – 5 Дж/см². Одиночный МИ вырезался из пачки импульсов задающего генератора с периодической модуляцией добротности на кристалле YAG : Nd³⁺ и усиливался тремя каскадами усиления на YAG : Nd³⁺ и стекле ГЛС-9П. Пучок с выхода оконечного усилителя Ø 7 мм коллимировался пространственным фильтром – ретранслятором 2 с уменьшением в 3 раза и вводился в исследуемый образец 1, рис. 1. Геометрия эксперимента исключала возможное влияние пробоя на торцах образца на слабый (с энергией < 1 мДж), синхронизованный с МИ зондирующий импульс (ЗИ), просвечивающий канал прохождения МИ в стекле $\approx \varnothing 2$ мм под углом 3 – 5°. Поглощение в образце определялось по изменению за два прохода интенсивности и профиля ЗИ на одной из длин волн $\lambda_1 = 0,66$ мкм (при длительности $t_{зи} \approx 70$ нс.), $\lambda_2 = 1,053$ мкм ($t_{зи} \approx 130$ нс.) и $\lambda_3 = 0,56$ мкм ($t_{зи} \approx 10$ нс.), попадающих в "окна" прозрачности неодимовых стекол. ЗИ формировались вспомогательными генераторами на кристаллах YAG : Nd³⁺ и стекле КНФС с использованием нелинейного преобразования излучения.

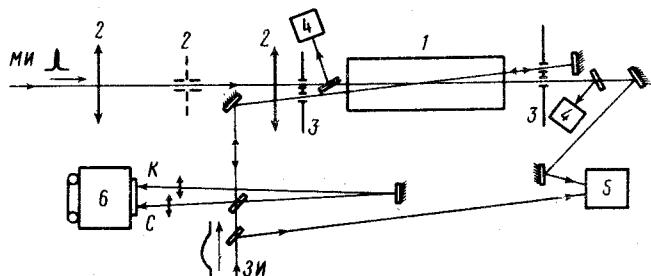


Рис. 1. Схема эксперимента

ЗИ сигнального С (прошедшего через образец) и контрольного К каналов, выровненные по интенсивности и временной задержке, фокусировались цилиндрическими линзами перпендикулярно щели фоторегистратора "Агат-СФ-3" (6). Временное совмещение МИ с ЗИ контро-

лировалось дополнительно на осциллографе И2-7 с помощью коаксиального элемента ФК-20 (5). Энергия МИ на входе и на выходе образца измерялась калориметрами 4 (выходная — через диафрагму 3 \varnothing 2 мм, что соответствовало углу расходности $\sim 10^{-2}$ рад).

2. В фосфатных и силикатных стеклах: КНФС (концентрация ионов неодима $8 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, длина образца $l = 7 \text{ см}$), ЛГС-55 ($5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $l = 13 \text{ см}$), ГЛС-1 ($2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $l = 26 \text{ см}$), ЛГС-60 ($5 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $l = 13 \text{ см}$) и ГЛС-4 ($2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $l = 16 \text{ см}$) обнаружен скачок поглощения на $\lambda_1 = 0,66 \text{ мкм}$, рис. 2, возникающий под действием МИ. Наведенное поглощение (НП) возникало при плотностях мощности $\gtrsim 3,6 \text{ ГВт/см}^2$ в фосфатных стеклах и $\gtrsim 5,2 \text{ ГВт/см}^2$ в силикатных при интенсивном образовании нитей мелкомасштабной самофокусировки (НМС), потери МИ на рассеяние вследствие самофокусировки составляли 20–40%. Корреляция НП с НМС исследовалась следующим образом. В единичном выстреле при малых энергиях нити возникали у выходного торца образца, с ростом энергии они вытягивались к входному торцу, заполняя канал МИ, и при пересечении их с трассой ЗИ наблюдалось НП (для увеличения чувствительности схемы в этих экспериментах использовались четыре прохода ЗИ через образец). Рассеяние ЗИ непосредственно на НМС было пренебрежимо мало, следовательно связь НП с НМС обусловлена существованием вокруг нитей зоны большего диаметра, в которой и возникает НП. Усредненное по длине образца поглощение k определялось из денситограмм ЗИ и достигало для λ_1 $k_1 = 0,1 - 0,2 \text{ см}^{-1}$ в фосфатных и $k_1 = 0,01 - 0,03 \text{ см}^{-1}$ в силикатных стеклах. НП такого же порядка величины наблюдалось и при накачке исследуемых образцов, рис. 2, в. Меньшая величина поглощения, $k_2 = 0,03 - 0,1 \text{ см}^{-1}$ была измерена для ЗИ с $\lambda_2 = 1,053 \text{ мкм}$, рис. 3, б.

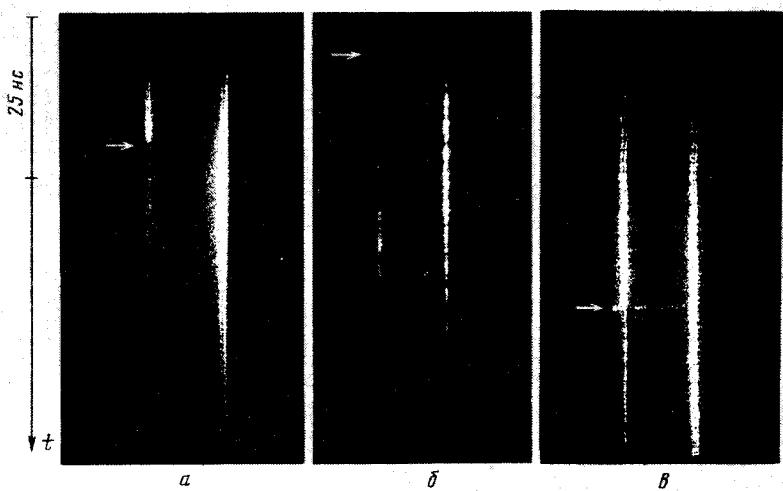


Рис. 2. ЗИ ($\lambda_1 = 0,66 \text{ мкм}$) сигнального (слева) и контрольного (справа) каналов на выходе фоторегистратора: a — КНФС, b — ЛГС-55, c — ГЛС-4 (в осветителе с накачкой, усиление на $\lambda_0 = 1,064 \text{ мкм}$, $\alpha = 0,1 \text{ см}^{-1}$). Стрелкой показано временное расположение МИ.

Длительность переднего фронта НП составляла 1–3 нс, рис. 3 и определялась, по-видимому, временным разрешением экспериментальной схемы — длительностью МИ и временем двойного прохода ЗИ через образец. Релаксация НП, рис. 2, 3 происходит с постоянной времени $\tau_p = 15 \pm 8 \text{ нс}$ в ЛГС-55 и $35 \pm 15 \text{ нс}$ — в КНФС, для силикатных стекол нижняя граница $\tau_p > 5 \text{ нс}$.

В тех же условиях эксперимента НП не было зарегистрировано для ЗИ с $\lambda_3 = 0,56 \text{ мкм}$. НП не удалось также наблюдать в образцах из стекла К-8 ($l = 13 \text{ см}$), ТФ-3 ($l = 12 \text{ см}$), ГЛС-1 и ЛГС-60 (без неодима, $l = 26 \text{ см}$ и 12 см), что указывает на связь НП с ионами Nd^{3+} .

3. Селективное поглощение на длинах волн 0,66 мкм и 1,053 мкм можно связать с переходами ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^2G_{7/2}$, ${}^4G_{5/2}$ и ${}^4I_{11/2} \rightarrow {}^4F_{3/2}$ иона неодима при заселении вследствие нелинейных процессов в стекле уровня ${}^4I_{11/2}$, отделенного от основного уровня ${}^4I_{9/2}$ энергетическим зазором ~ 1400 см $^{-1}$. При термическом заселении уровня ${}^4I_{11/2}$ эти переходы наблюдались для силикатного стекла ED-2 в 1 , измеренное сечение перехода на 1,06 мкм оказалось вдвое меньшим, чем на 0,66 мкм. Соотношение величин НП на этих длинах волн в наших экспериментах и отсутствие его на $\lambda_3 = 0,56$ мкм, нерезонансной для уровня ${}^4I_{11/2}$, подтверждает предполагаемую природу НП. Зарегистрированные величины НП соответствуют средней по объему концентрации возбужденных на уровень ${}^4I_{11/2}$ ионов Nd $^{3+}$ $\sim 2 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$. На это возбуждение должно затрачиваться, по оценкам до 10 % энергии МИ.

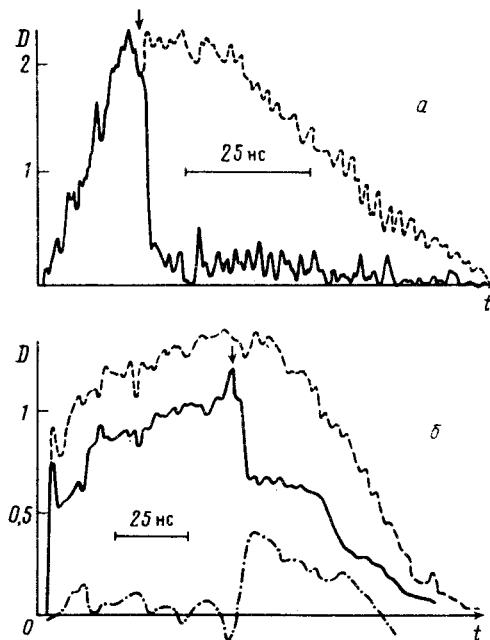


Рис. 3. Денситограммы ЗИ на $\lambda_1 = 0,66$ мкм (а, соответствует рис. 2. а) и $\lambda_2 = 1,053$ мкм (б) в стекле КНФС. Сплошной линией – импульс сигнального канала, пунктиром – контрольного; штрих-пунктиром – разность нормированных денситограмм этих импульсов

4. Как показывает эксперимент, НП связано с возникновением мелкомасштабной самофокусировки. В этих условиях при плотностях мощности в десятки ГВт/см 2 в среде могут идти различные нелинейные процессы. Определение конкретного механизма возбуждения ионов Nd $^{3+}$ требует дальнейших исследований. Отметим только, что НП может вместе с мелкомасштабной самофокусировкой 2 ограничивать энергию и искажать форму импульса в мощных лазерных установках на неодимовом стекле, а времена релаксации τ_p НП – определять ограничение и восстановление усиления неодимового лазера при прохождении МИ.

В заключение авторы благодарят Н.Е.Быковского за помощь в работе, В.Ф.Суркову – за образцы из неодимового стекла, Ю.К.Данилейко и А.Я.Карасика – за полезные обсуждения.

Литература

1. Fisher R.A., James L.T. Opt. Comm., 1975, 13, 402.
2. Басов Н.Г., Крюков П.Г., Матвеец Ю.А. и др. Квантовая электроника, 1974, 1, 1428.

СВОЙСТВА СВЕРХПРОВОДНИКОВ С СИЛЬНЫМ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННЫМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕМ

Л.Н.Булаевский, О.В.Долгов

Рассмотрена система электронов и фононов с сильной связью $\lambda \gg 1$. Температурная зависимость верхнего критического поля H_{c2} имеет положительную кривизну. Найдена связь между плотностью электронных состояний $N(0)$, скачком теплоемкости ΔC , нижним H_{c1} и верхним критическим полем и остаточным сопротивлением ρ .

В ряде соединений обнаружено резкое отличие сверхпроводящих свойств от стандартного поведения модели БКШ. К ним относятся, например, органические сверхпроводники β_H - $(BEDT-TTF)_2I_3$ с $T_c \approx 8$ К и $\beta-(BEDT-TTF)AuI_2$ с $T_c \approx 5$ К. В первом соединении наблюдается положительная кривизна в зависимости $H_{c2}(T)$ для направления поля перпендикулярно слоям, и значение приведенного поля $h_{c2}(T) = H_{c2}(T) / (-dH_{c2}/dT)_{T_c}$ при $T \rightarrow 0$ достигает 1,4, что в два раза выше соответствующего значения БКШ¹. Во втором соединении зависимость $H_{c2}(T)$ линейна вплоть до самых низких температур и отношение $\Delta(T)/T_c$ при $T \ll T_c$ достигает 7², в то время как в модели БКШ оно равно 1,76. Аналогичного масштаба аномалии в поведении H_{c2} обнаружены в системе $Ba(Pb_{1-x}Bi_x)O_3$ ³. Столь сильные отличия от модели БКШ не могут быть объяснены в рамках модели с промежуточной связью $\lambda \approx 1$, хотя теоретические расчеты на основе уравнений Элиашбера показывают тенденцию к росту величин $h_{c2}(0)$ и $\Delta(0)/T_c$ при увеличении λ ^{4,5}.

Ниже мы исследуем свойства модели Элиашбера с одной фононной модой (спектральная плотность электрон-фононного взаимодействия $\alpha^2(\omega)F(\omega) = \lambda\Omega\delta(\omega - \Omega)$) в зависимости от λ при больших λ . В этой модели при $\lambda \gg 1$ величина $T_c = 0,18\Omega\sqrt{\lambda}$ и отношение $\Delta(0)/T_c$ монотонно растет с увеличением λ , достигая 4,75 при $\lambda = 28$, согласно результатам численных расчетов^{5,6}.

Рассматривая модель с большими значениями λ может реализоваться в кристаллах вблизи структурной неустойчивости. В общем случае константа связи и фононный спектр определяются выражениями

$$\lambda = N(0)\langle I^2 \rangle \left(\frac{1}{M\omega^2} \right), \quad \langle \omega^2 \rangle = \langle \Omega_0^2 \rangle - \frac{4}{5}n_0M^{-1}N(0)\langle I^2 \rangle, \quad (1)$$

где $\langle I^2 \rangle$ есть среднее значение квадрата матричного элемента электрон-фононного взаимодействия по поверхности Ферми, M – масса ионов, n_0 – число электронов на атом, $\langle \omega^2 \rangle$ – среднее значение квадрата фононных частот и Ω_0 есть некоторая псевдоатомная частота (затравочная частота фононов в модели Фрелиха), см. ⁷⁻⁹. По мере приближения к структурной неустойчивости одна из мод смягчается и константа связи, определяемая в основном взаимодействием электронов с этой модой, может неограниченно возрастать. При этом результаты рассматриваемой нами модели пригодны для описания системы и с более широким спектром фононов, нужно лишь в окончательных выражениях заменить величины Ω^n на соответствующие моменты функции $\alpha^2(\omega)F(\omega)$. Отметим, что возрастание λ при подходе к точке структурной неустойчивости приводит к росту T_c , и $T_c \sim \Omega\sqrt{\lambda}$, но согласно (1) при $\lambda \rightarrow \infty$ достигается предельное значение $T_{c\max} = 0,18[N(0)\langle I^2 \rangle M^{-1}]^{1/2}$, которое ограничено сверху величиной порядка 0,2 Ω_0 .

Уравнения для H_{c2} с учетом только орбитального эффекта поля и в пренебрежении кулоновским отталкиванием в мацубаровской технике имеют вид (см.⁴)

$$\Delta(i\omega_n) = \pi T \sum_m \lambda(\omega_n - \omega_m) [\chi^{-1}(|\tilde{\omega}_m|) - (2\tau)^{-1}] \Delta(i\omega_m),$$

$$\tilde{\omega}_n = \omega_n + \pi T \sum_m \lambda(\omega_n - \omega_m) \operatorname{sign} \omega_m + (2\tau)^{-1} \operatorname{sign} \omega_n ,$$

$$\chi(x) = \frac{2}{\sqrt{\alpha}} \int_0^\infty dq e^{-q^2} \operatorname{arctg} [q\sqrt{\alpha}/x], \quad \alpha = \pi H_{c2} v_F^2 / \Phi_0 , \quad (2)$$

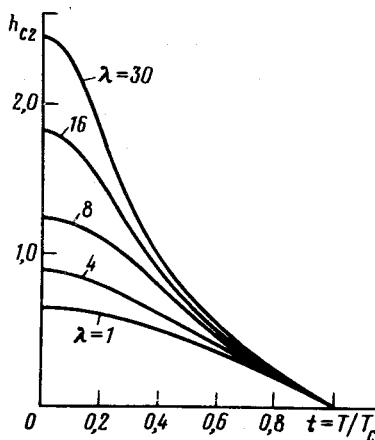
$$\lambda(\omega_n - \omega_m) = \lambda \Omega^2 / [\Omega^2 + (\omega_n - \omega_m)^2], \quad \omega_n = \pi T(2n - 1),$$

где τ — время рассеяния электронов на немагнитных примесях и Φ_0 — квант потока. Далее мы рассмотрим случай грязного сверхпроводника, $\lambda \Omega \tau \ll 1$. При $\lambda \gg 1$ получаем

$$H_{c2}(0) = 0,54 \frac{\Phi_0 T_c}{D} \sqrt{\lambda}, \quad D = \frac{1}{3} v_F^2 \tau ,$$

$$H_{c2}(T) = 1,20 \frac{\Phi_0 T_c t}{D}, \quad t = \frac{T_c - T}{T_c}, \quad t \ll 1. \quad (3)$$

Из (3) находим приведенное поле $h_{c2}(0) = 0,45\sqrt{\lambda}$ при $\lambda \gg 1$. Для промежуточных значений λ численный расчет дает зависимости $h_{c2}(T/T_c)$, показанные на рисунке. При значениях $\lambda \gg 1$ поле h_{c2} существенно превышает значение БКШ (0,7). Для $\lambda \gtrsim 4$ зависимость $h_{c2}(T/T_c)$ имеет положительную кривизну.



Соотношение Горькова для произвольного λ имеет вид

$$-H'_{c2} \equiv -(dH_{c2}/dT)_{T_c} = 8r(\lambda)ec\rho N(0)/\pi, \quad (4)$$

где $r(\lambda)$ меняется от 1,3 при $\lambda = 1$ до 2,86 при $\lambda \rightarrow \infty$, и $r = 1$ в модели БКШ. Отметим, что электронная теплоемкость при $\lambda \gg 1$ $C_e(T)$ вблизи $T_c \gtrsim \Omega$ пока неизвестна, при $T \rightarrow 0$ имеем $C_e = \gamma T$ с большим коэффициентом $\gamma = (2\pi^2/3)k_B^2 N(0)(1 + \lambda)$.

Выразив $H_{c2}(T)$ через корреляционную длину $\xi(T)$ как $H_{c2} \sim \Phi_0/\xi^2$, получаем вблизи T_c обычное выражение БКШ $\xi(T) \sim (\xi_0 l)^{1/2} t^{-1/2}$ с $l = v_F \tau$ и $\xi_0 \approx v_F/T_c$, но при $T \rightarrow 0$ и $\lambda \gg 1$ длина ξ_0 уменьшается, $\xi_0 \approx v_F/T_c \sqrt{\lambda}$. Смена режимов (кроссовер) происходит при $T \approx \Omega$. Ниже этой температуры вымогаются тепловые фононы Ω , присутствие которых ослабляет вклад электрон-фононного взаимодействия в куперовское спаривание на фактор $1/n_{ph}(T)$, где $n_{ph}(T)$ есть число тепловых фононов. Из соотношения $T_c \sim \lambda \Omega n_{ph}^{-1}(T_c) \approx \lambda \Omega (\Omega/T_c)$ при $T_c \gg \Omega$ получаем в итоге $T_c \sim \Omega \sqrt{\lambda}$, а не $\lambda \Omega$, как можно было бы ожидать в модели с константой взаимодействия λ . Однако при $T \ll \Omega$ вклад электрон-фононного взаимодействия в спаривание усиливается, и можно думать, что $\Delta(0) \sim \lambda \Omega$. Указание на такую зависимость ($\Delta(0) \approx 0,16 \lambda \Omega$) дают и численные расчеты⁶, хотя их авторы на основании нестрогих соображений полагают, что $\Delta(0) \sim \Omega \sqrt{\lambda}$, как и T_c . Результаты для H_{c2} , полученные нами для грязного сверхпроводника, дают основание

думать, что в чистых сверхпроводниках $h_{c_2} \sim \lambda$, и положительная кривизна в зависимости $H_{c_2}(T)$ начинается с $\lambda \approx 2$.

Функционал свободной энергии для модели Элиашберга в случае однородного параметра порядка $\Delta(i\omega_n)$ найден в¹⁰

$$(\tilde{\mathcal{F}}_n - \tilde{\mathcal{F}}_s) / N(0) = \pi T \sum_n \omega_n (\sin \varphi_n - \operatorname{sign} \omega_n) + \\ + \pi^2 T^2 \sum_{n,m} [\cos(\varphi_n - \varphi_m) - \operatorname{sign}(\omega_n \omega_m)] \lambda (\omega_n - \omega_m),$$

$$\Delta(i\omega_n) = \pi T \sum_m \lambda(\omega_n - \omega_m) \cos \varphi_m, \quad \varphi_n \equiv \varphi(i\omega_n) \quad (5)$$

Добавляя к (5) градиентные члены, которые легко восстанавливаются по известным значениям $H_{c_2}(T)$ вблизи T_c , и ограничиваясь в (5) членами $\varphi = \varphi(\pm \pi T)$ (такое приближение дает точность около 15% для T_c) находим функционал Гинзбурга – Ландау для параметра порядка $\psi = \pi/2 - \varphi$ в случае $\lambda \gg 1$

$$\tilde{\mathcal{F}}_s - \tilde{\mathcal{F}}_n = N(0) (2\pi T_c)^2 \left[\frac{1}{2} \xi^2 |(\vec{\nabla} - i \frac{2e}{c} \mathbf{A}) \psi|^2 - t \psi^2 + \frac{1}{4} \psi^4 \right], \quad (6)$$

где $\xi^2 = 0,27 D/T_c$.

Из функционала ГЛ следуют соотношения

$$N(0) = \frac{H'_{c_1} H'_{c_2}}{\ln(k + 0,497) 4\pi f(\lambda)} = \frac{\Delta C}{T_c f(\lambda)}; \quad \frac{\kappa^2}{\ln k + 0,497} = \frac{H'_{c_2}}{2H'_{c_1}}. \quad (7)$$

При $\lambda \gg 1$ имеем $f \approx 8\pi^2$, в модели БКШ $f = 9,4$. При $\lambda \gg 1$ скачок теплоемкости в 8,4 раза превышает соответствующее значение БКШ, но относительная его величина мала из-за большого вклада в теплоемкость фононов и нормальных электронов в точке $T_c \gtrsim \Omega$. Значение $h_{c_2}(0)$, как и соотношения (4), (7) помогают оценить величину λ из соответствующих экспериментальных данных.

Авторы признательны М.О.Птицыну за проведение численных расчетов.

Литература

1. Creuzet F., Creuzet G., Jerome D., Schweitzer D., Keller H.J. J. Phys. Lett., 1985, **46**, L1079.
2. Hawley M.E., Gray K.E., Terris B.D., Wang H.H., Carlson K.D., Williams J.M. Phys. Rev. Lett., 1986, **57**, 629.
3. Габович А.М., Мусеев Д.П. УФН, 1986, **150**, 599.
4. Schossmann M., Schachinger E. Phys. Rev., 1986, **B33**, 6123.
5. Geilikman B.T., Kresin V.Z., Masharov N.F. J. Low Temp. Phys., 1975, **18**, 241.
6. Carbotte J.P., Marsiglio F., Mitrovic B. Phys. Rev., 1986, **B33**, 6135.
7. Gomersall I.R., Gyorffy B.L. Phys. Rev. Lett., 1974, **33**, 1286.
8. Allen P.B. In Dynamical Properties for Solids 3, ed G.K.Horton, A.A.Maradudin, North Holland, 1980.
9. Долгов О.В., Максимов Е.Г. УФН, 1982, **138**, 95.
10. Rainer D., Bergmann G. J. Low Temp. Phys., 1974, **14**, 501.