Письма в ЖЭТФ, том 107, вып. 3, с. 187 – 190 © 2018 г. 10 февраля

Столкновительные времена жизни элементарных возбуждений в двумерных системах в поле сильной электромагнитной волны

В. М. Ковалев[1)]

Институт физики полупроводников им. А.В. Ржанова СО РАН, 630090 Новосибирск, Россия

Новосибирский государственный технический университет, 630073 Новосибирск, Россия

Поступила в редакцию 30 ноября 2017 г.

Рассматривается двумерная система с двумя неэквивалентными долинами в поле сильной циркулярно-поляризованной электромагнитной волны. Предполагается, что оптические правила отбора для заданной поляризации света разрешают межзонные переходы лишь в одном – оптически активном – типе долин (двумерный слой на основе дихалькогенидов переходных металлов, щелевого графена и других), приводя к формированию фотонно-связанных электрон-дырочных пар – состояние "оптического изолятора". Предполагается, что во втором – оптически неактивном – типе долин имеется равновесный электронный газ. Изучается затухание элементарных возбуждений гибридной системы электронный газ – газ электрон-дырочных пар, обусловленное кулоновским взаимодействием частиц.

DOI: 10.7868/S0370274X18030086

Введение. Физические свойства двумерных систем на основе дихалькогенидов переходных металлов (ДПМ) в настоящее время представляют значительный интерес [1], что стимулировало интенсивный поток публикаций как по оптическим, так и по транспортным свойствам этих материалов. В области оптики ДПМ-материалов особое внимание уделяется свойствам экситонных возбуждений [2, 3], поскольку последние возможно наблюдать вплоть до комнатных температур. Кроме оптических свойств одиночных экситонов [4] интенсивно изучаются также и коллективные свойства экситонных газов, в том числе возможность формирования фазы бозе-эйнштейновского конденсата [5] с высокой температурой фазового перехода [6, 7].

В настоящем сообщении мы хотим обратить внимание на возможность формирования гибридной бозон-фермионной системы в слое ДПМ в поле сильной электромагнитной волны. Оптические правила отбора в слое ДПМ разрешают переходы лишь в одном типе долин при заданной циркулярной поляризации электромагнитного поля [8]. В сильном резонансном поле в оптическом активном типе долин возможно формирование состояния типа оптического изолятора [9, 10], элементарными возбуждениями которого являются квазичастицы, представляющие собой фотонно-связанные электрон-дырочные пары. Напротив, в оставшемся типе долин, согласно правилам отбора, оптические переходы запрещены и состояние носителей заряда остается равновесным. В зависимости от начального положения уровня Ферми, в оптически неактивном типе долин имеется либо диэлектрическое состояние системы, когда уровень Ферми лежит внутри запрещенной зоны материала, либо имеется электронный (дырочный) газ, когда уровень Ферми находится в зоне проводимости (валентной). Здесь и далее будет рассматриваться случай нулевой температуры. Таким образом, в стационарном состоянии в поле сильной электромагнитной волны можно ожидать формирования гибридной бозон-фермионной системы.

Изучение гибридных систем на основе пространственно-разделенных электронного и экситонного газов активно проводилось в ряде работ. Было показано, что такая система может обладать рядом интересных физических свойств, что обусловлено электрон-экситонным взаимодействием [11–18].

В настоящем письме мы анализируем свойства элементарных возбуждений гибридной системы в слое ДПМ в присутствии сильной электромагнитной волны. Рассматриваются дисперсия и собственное затухание коллективных мод (колебания плотности) газа электрон-дырочных пар в оптически активном типе долин, изучаются дисперсия и затухание гибридных коллективных мод, представляющих собой взаимодействие колебаний плотности электронов (плазмонов) в оптически-неактивном типе долин и коллективных мод газа электрон-дырочных пар. Рассмотрено также время жизни одиночного элек-

[1)]e-mail: vadimkovalev@isp.nsc.ru

трона неактивной долины, обусловленное столкновением электрона с электрон-дырочными парами оптически активной долины вблизи порога диссоциации электрон-дырочных пар.

Гамильтониан. Гамильтониан слоя ДПМ в поле внешней электромагнитной волны, описываемой векторным потенциалом $\mathbf{A}(t) = \mathbf{A}e^{-\mathrm{i}\Omega t} + \mathbf{A}^* e^{\mathrm{i}\Omega t}$ с амплитудой $\mathbf{A} = A_0(1, i\sigma)$ (σ – степень поляризации), имеет следующий вид

$$H = \frac{\Delta}{2}\sigma_z + \mathbf{v}\mathbf{p} + \frac{e}{c}\mathbf{v}\mathbf{A}(t), \qquad (1)$$

где оператор скорости $\mathbf{v} = v_0(\eta\sigma_x, \sigma_y)$, v_0 – зонный параметр, Δ – ширина запрещенной зоны материала и $\eta = \pm 1$ – индекс долины. Первые два слагаемых в (1) могут быть диагонализованы. В представлении валентная зона – зона проводимости, гамильтониан (1) запишется как (в электронном представлении)

$$H = \begin{pmatrix} \Omega_p & 0 \\ 0 & -\Omega_p \end{pmatrix} + \frac{e}{c}\begin{pmatrix} \mathbf{v}_{cc} & \mathbf{v}_{cv} \\ \mathbf{v}_{vc} & \mathbf{v}_{vv} \end{pmatrix}\mathbf{A}(t), \qquad (2)$$

где $\Omega_p = \sqrt{(v_0 p)^2 + \Delta^2/4}$, а $\mathbf{v}_{ij}$ – матричные элементы оператора скорости. В дальнейших вычислениях используем квадратичное приближение для спектра, а именно, при $v_0 p \ll \Delta/2$ имеем $\Omega_p = \Delta/2 + p^2/2m$, где эффективная масса $m = \Delta/2v_0^2$.

В резонансном приближении (приближение вращающейся волны), когда частота света близка к ширине запрещенной зоны материала, $|\Omega - \Delta| \ll \Delta$, второе слагаемое в (2) можно представить следующим образом [19]:

$$\begin{pmatrix} 0 & \lambda e^{-\mathrm{i}\Omega t} \\ \lambda e^{\mathrm{i}\Omega t} & 0 \end{pmatrix}, \qquad (3)$$

где $\lambda = \lambda_0\left(1 + \eta\sigma\Delta/2\Omega_p\right)$ – межзонный матричный элемент, $\lambda_0 = eA_0/c$ и σ – степень циркулярной поляризации света. В приближении эффективной массы $\lambda \approx \lambda_0\left(1 + \eta\sigma\right)$. Выражение (3) определяет селективные по долинам оптические правила отбора: межзонный переход разрешен при условии $\eta\sigma = 1$. С учетом внутридолинных оптических правил отбора получаем

$$\mathcal{H} = \int d\mathbf{r}\Psi^\dagger(\mathbf{r},t)H_{\mathrm{L}}\Psi(\mathbf{r},t) + \int d\mathbf{r}\Phi^\dagger(\mathbf{r},t)H_{\mathrm{R}}\Phi(\mathbf{r},t) + \\ + \int d\mathbf{r}d\mathbf{r}'\Psi^\dagger(\mathbf{r},t)\Psi(\mathbf{r},t)V(\mathbf{r}-\mathbf{r}')\Phi^\dagger(\mathbf{r}',t)\Phi(\mathbf{r}',t), \quad (4)$$

где

$$H_{\mathrm{L}} = \begin{pmatrix} \Omega_p & \lambda e^{-\mathrm{i}\Omega t} \\ \lambda e^{\mathrm{i}\Omega t} & -\Omega_p \end{pmatrix}, \quad H_{\mathrm{R}} = \begin{pmatrix} \Omega_p & 0 \\ 0 & -\Omega_p \end{pmatrix}.$$

Будем полагать, что оптические переходы разрешены в долине, которую, для определенности, назовем "левой" (H_{L}) и запрещены в "правой" (H_{R}).

В гамильтониане $\mathcal{H}$ оператор $V(\mathbf{r}) = e^2/r$ – кулоновское взаимодействие частиц. Подчеркнем, что мы пишем оператор взаимодействия частиц в диагональном представлении по зонам. В принципе, оператор $V(\mathbf{r})$ имеет также и межзонные матричные элементы, описывающие процессы рассеяния с большой передачей энергии порядка ширины запрещенной зоны Δ, которыми будем пренебрегать. Мы также пренебрежем процессами рассеяния с большой передачей импульса – междолинным рассеянием.

Гамильтониан H_{L} может быть диагонализован во вращающейся системе координат, переход в которую осуществляется унитарным преобразованием $S_t = \exp(-\mathrm{i}\sigma_z\Omega t/2)$ [19].

Статическое экранировние и коллективные моды. Суммирование петлевых диаграмм дает

$$V_{k\omega} = \frac{V_k^0}{\varepsilon_{k\omega}}, \quad \varepsilon_{k\omega} = 1 - V_k^0\left(P_{k\omega}^{\mathrm{R}} + \Pi_{k\omega}^{\mathrm{R}}\right), \qquad (5)$$

где $V_k^0 = 2\pi e^2/k$ – затравочное кулоновское взаимодействие частиц, и $P_{k\omega}^{\mathrm{R}}, \Pi_{k\omega}^{\mathrm{R}}$ – поляризационные операторы газа электрон-дырочных пар (левая долина), и электронного газа (правая долина), соответственно.

Следуя стандартной процедуре расчета [20], в режиме насыщения получаем поляризационный оператор электрон-дырочных пар оптически активной долины

$$P_{k\omega}^{\mathrm{R}} = \frac{1}{2}\sum_{\mathbf{p}}\frac{\varepsilon_{\mathbf{p}}\varepsilon_{\mathbf{p}'} - \xi_{\mathbf{p}}\xi_{\mathbf{p}'} - \lambda^2}{\varepsilon_{\mathbf{p}}\varepsilon_{\mathbf{p}'}} \times \\ \times\left(\frac{1}{\omega + \mathrm{i}\delta - \varepsilon_{\mathbf{p}} - \varepsilon_{\mathbf{p}'}} - \frac{1}{\omega + \mathrm{i}\delta + \varepsilon_{\mathbf{p}} + \varepsilon_{\mathbf{p}'}}\right), \qquad (6)$$

где $\varepsilon_{\mathbf{p}} = \sqrt{\xi_{\mathbf{p}}^2 + \lambda^2}$, $\xi_{\mathbf{p}} = (p^2 - p_c^2)/2m$, $p_c^2/2m = (\Omega - \Delta)/2 > 0$ и $\mathbf{p}' = \mathbf{p} + \mathbf{k}$. Поляризационный оператор электронов при $k \ll p_{\mathrm{F}}$, $\omega \ll \epsilon_{\mathrm{F}}$ имеет вид

$$\Pi_{k\omega}^{\mathrm{R}} = -\frac{m}{\pi}\left[1 - \frac{|\omega|}{\sqrt{\omega^2 - k^2 v_{\mathrm{F}}^2}} + \mathrm{i}\frac{\omega}{\sqrt{k^2 v_{\mathrm{F}}^2 - \omega^2}}\right]. \quad (7)$$

Начнем наше рассмотрение с ситуации отсутствия электронов в правой долине, т.е. при $\Pi_{k\omega}^{\mathrm{R}} = 0$. В статическом пределе из (6) получаем $\varepsilon_{k,0} = 1 + k\beta$, где $\beta = \frac{a_{\mathrm{B}}}{3}\left(\frac{\xi_0}{a_{\mathrm{B}}}\right)^2$ и $\xi_0 = p_c/m\lambda$ – длина когерентности. В результате для экранированного кулоновского потенциала имеем

$$V(\mathbf{r}) = \int_0^\infty dk \frac{V_k^0}{\varepsilon_{k,0}} J_0(kr) = \tag{8}$$

$$= \frac{\pi e^2}{2\beta}\left[H_0\left(\frac{r}{\beta}\right) - N_0\left(\frac{r}{\beta}\right)\right] \approx \frac{e^2}{r}.$$

Здесь последнее равенство написано для предельного случая $r \gg \beta$. Таким образом, на больших расстояниях поведение кулоновского потенциала не изменяется.

Перейдем теперь к рассмотрению коллективных мод, дисперсия которых определяется уравнением $\varepsilon_{k\omega} = 1 - V_k^0 P_{k\omega}^{\mathrm{R}} = 0$. Анализ показывает, что в области $\omega < 2\lambda$ коллективные моды отсутствуют. В области $\omega > 2\lambda$ уравнение $1 - V_k^0 P_{k\omega}^{\mathrm{R}} = 0$ принимает вид

$$1 - \frac{2}{ka_{\mathrm{B}}}\left[\frac{(v_c k)^2}{\omega^2 - 4\lambda^2} - \mathrm{i}\frac{2\pi(\lambda v_c k)^2}{\omega^3\sqrt{\omega^2 - 4\lambda^2}}\right] = 0, \tag{9}$$

где параметр v_c определяется соотношением $mv_c^2 = \Omega - \Delta > 0$ и $a_{\mathrm{B}} = 1/(me^2)$. Выражение (9) получено при условии $k\xi_0 \ll 1$. Решая (9) итерациями, находим закон дисперсии и затухание коллективных мод

$$\omega^2 = 4\lambda^2 + \frac{2v_c^2}{a_{\mathrm{B}}}k - \mathrm{i}\frac{4\pi v_c (v_c\lambda)^2\sqrt{2a_{\mathrm{B}}}}{(4\lambda^2 + 2v_c^2 k/a_{\mathrm{B}})^{3/2}}k^{3/2}. \tag{10}$$

При наличии электронов во второй долине удобно рассмотреть несколько случаев. Очевидно, что при $2\lambda, v_{\mathrm{F}}k > \omega$ коллективные моды отсутствуют. В области $2\lambda, v_{\mathrm{F}}k < \omega$ имеем

$$1 - \left[\frac{\omega_k^2}{\omega^2 - 4\lambda^2} + \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - \mathrm{i}\frac{2\pi\lambda^2\omega_k^2}{\omega^3\sqrt{\omega^2 - 4\lambda^2}}\right] = 0, \tag{11}$$

где введены краткие обозначения $\omega_k^2 = 2v_c^2 k/a_{\mathrm{B}}$, $\omega_p^2 = v_{\mathrm{F}}^2 k/a_{\mathrm{B}}$. Это уравнение удобно представить в виде

$$(\omega^2 - \omega_1^2)(\omega^2 - \omega_2^2) - 2\pi\mathrm{i}(\lambda\omega_k)^2\frac{\sqrt{\omega^2 - 4\lambda^2}}{\omega} = 0, \tag{12}$$

$$\omega_{1,2}^2 = 2\lambda^2 + \frac{\omega_k^2 + \omega_p^2}{2} \pm$$

$$\pm \frac{1}{2}\sqrt{[(2\lambda - \omega_p)^2 + \omega_k^2]\,[(2\lambda + \omega_p)^2 + \omega_k^2]},$$

где при малых k частота ω_1 имеет щель 2λ, а ω_2 является бесщелевой. Затухание этих мод находится подстановкой $\omega = \omega_{1,2}$ в мнимую часть выражения (12).

В области $2\lambda > \omega > kv_{\mathrm{F}}$ имеется чистая незатухающая плазменная мода. В области $kv_{\mathrm{F}} > \omega > 2\lambda$ (что возможно лишь при $k > k_0 = 2\lambda/v_{\mathrm{F}}$) имеем

$$1 - \frac{\omega_k^2}{\omega^2 - 4\lambda^2} - \frac{2}{ka_{\mathrm{B}}} + \tag{13}$$

$$+\,\mathrm{i}\left[\frac{2\pi(\lambda\omega_k)^2}{\omega^3\sqrt{\omega^2 - 4\lambda^2}} + \frac{2\omega}{ka_{\mathrm{B}}\sqrt{k^2 v_{\mathrm{F}}^2 - \omega^2}}\right] = 0.$$

Из выражения (13) следует, что взаимодействие с электронным газом перенормирует закон дисперсии при $k > k_0$:

$$\omega^2 = 4\lambda^2 + \omega_k^2\frac{ka_{\mathrm{B}}}{2 + ka_{\mathrm{B}}} \tag{14}$$

и дает дополнительное затухание

$$\operatorname{Im}\omega^2 = -\frac{4\lambda k a_{\mathrm{B}}\omega_k^2\theta[k^2 - k_0^2]}{(2 + ka_{\mathrm{B}})^2 v_{\mathrm{F}}\sqrt{k^2 - k_0^2}}, \tag{15}$$

которое, впрочем, носит пороговый характер.

Отметим, что дисперсионные выражения (10)–(14) получены при условии $\omega\tau \gg 1$, где τ – время внутризонной релаксации. Кроме этого, должно также выполняться неравенство $\lambda\tau \gg 1$, которое описывает условие формирования когерентной суперпозиции состояний электрона в зоне проводимости и валентной зоне. На электрон-дырочном языке это неравенство означает, что энергия связи электрона и дырки должна быть больше их обратного времени релаксации.

Столкновительное время жизни электронов. Мнимая часть массового оператора электрона может быть представлена в виде

$$\operatorname{Im}\Sigma(\xi) = -\frac{\operatorname{sign}[\xi]}{2\pi^2}\int_0^{|\xi|} d\omega \int_{\omega/v_{\mathrm{F}}}^\infty \left|\frac{V_k^0}{\varepsilon_{k\omega}}\right|^2 \times$$

$$\times \frac{kdk\operatorname{Im}\left(P_{k\omega}^{\mathrm{R}} + \Pi_{k\omega}^{\mathrm{R}}\right)}{\sqrt{k^2 v_{\mathrm{F}}^2 - \omega^2}}, \tag{16}$$

$$|\varepsilon_{k\omega}|^2 = \left[1 - V_k^0\operatorname{Re}(P_{k\omega}^{\mathrm{R}} + \Pi_{k\omega}^{\mathrm{R}})\right]^2 +$$

$$+ (V_k^0)^2\left[\operatorname{Im}(P_{k\omega}^{\mathrm{R}} + \Pi_{k\omega}^{\mathrm{R}})\right]^2.$$

Наиболее интересной является область $2v_{\mathrm{F}}/a_{\mathrm{B}} \gg |\xi|$. При этом возможны две ситуации, а именно $\min[2v_{\mathrm{F}}/a_{\mathrm{B}}; 2\lambda] \gg |\xi|$ и $2v_{\mathrm{F}}/a_{\mathrm{B}} \gg |\xi| > 2\lambda$. В области выполнения первого неравенства, $P_{k\omega}^{\mathrm{R}} \approx 0$ и, фактически, время жизни определяется лишь электрон-электронными столкновениями. Более интересна ситуация во втором случае. Рассмотрим ее подробнее. Поскольку $2v_{\mathrm{F}}/a_{\mathrm{B}} \gg |\xi|$, то можно положить

$$\Pi_{k\omega}^{\mathrm{R}} = -\frac{m}{\pi}\left[1 + \mathrm{i}\frac{\omega}{\sqrt{k^2 v_{\mathrm{F}}^2 - \omega^2}}\right], \tag{17}$$

и кроме того, в области $|\xi| > 2\lambda$ можно принять

$$P^{\mathrm{R}}_{k\omega} = \frac{m}{\pi}\left[\frac{(v_c k)^2}{\omega^2 - 4\lambda^2} - \mathrm{i}\frac{2\pi(\lambda v_c k)^2}{\omega^3\sqrt{\omega^2 - 4\lambda^2}}\right]\theta[\omega^2 - 4\lambda^2]. \tag{18}$$

Общий анализ (16) с учетом (17) и (18) представляет собой сложную задачу. Мы рассмотрим лишь время жизни электронов, обусловленное диссоциацией фотонно-связанной электрон-дырочной пары вследствие столкновения с электроном, которое определяется множителем $\mathrm{Im}\, P^{\mathrm{R}}_{k\omega}$ в числителе выражения (16)

$$\mathrm{Im}\,\Sigma(\xi) = -\frac{\mathrm{sign}[\xi]}{2\pi^2}\int\limits_{2\lambda}^{|\xi|} d\omega \int\limits_{\omega/v_{\mathrm{F}}}^{\infty}\left|\frac{V^0_k}{\varepsilon_{k\omega}}\right|^2 \frac{kdk\,\mathrm{Im}\,P^{\mathrm{R}}_{k\omega}}{\sqrt{k^2v_{\mathrm{F}}^2 - \omega^2}}. \tag{19}$$

Как следует из (18) $\mathrm{Im}\,P^{\mathrm{R}}_{k\omega}$ имеет пороговое поведение и отлична от нуля лишь при $\omega > 2\lambda$. Рассмотрим поведение (19) вблизи порога, т.е. когда $0 < \eta \ll 2\lambda$, где $\eta = |\xi| - 2\lambda$. Вблизи порога главный вклад дается первым слагаемым в (18), при этом

$$|\varepsilon_{k\omega}|^2 \approx \left[\frac{\omega_k^2}{4\lambda(\omega - 2\lambda)}\right]^2, \tag{20}$$

что после интегрирования дает

$$\mathrm{Im}\,\Sigma(\xi) = \frac{\pi}{10}\mathrm{sign}(\xi)\frac{\eta^{5/2}}{mv_c^2\sqrt{\lambda}}. \tag{21}$$

Заключение. Таким образом, в работе показано, что многодолинность и специфические правила отбора для оптических переходов позволяют сформировать в двумерных материалах на основе дихалькогенидов переходных металлов или щелевого графена новый тип гибридной бозон-фермионной системы. Рассчитанные времена жизни показывают, что появляющиеся в такой системе элементарные возбуждения являются хорошими квазичастицами в смысле малости их времен затухания по сравнению с их дисперсией. Появление новых видов элементарных возбуждений как, например, коллективных мод газа электрон-дырочных пар (10) и гибридных мод (12) должно проявляться в циклотронном резонансе. В настоящем сообщении для простоты рассмотрения не были учтены спиновые степени свободы носителей заряда. Известно, что последние играют немаловажную роль в транспортных явлениях в ДПМ [1] и представляет также интерес рассмотрение коллективных спиновых возбуждений в ДПМ в поле сильной электромагнитной волны. Построение теории циклотронного и спинового резонанса в монослое ДПМ, в которых должны проявляться указанные типы коллективных возбуждений, будет являться предметом дальнейших исследований.

Я благодарю А.В. Чаплика за обсуждение работы, которая выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект РНФ-17-12-01039).

1. A. V. Kolobov and J. Tominaga, *Two-Dimensional Transition-Metal Dichalcogenides*, Springer Series in Material Science (2016), v. 239.
2. M. M. Glazov, E. L. Ivchenko, G. Wang, T. Amand, X. Marie, B. Urbaszek, and B. L. Liu, Phys. Stat. Sol. (b) **252**, 2349 (2015).
3. G. Wang, A. Chernikov, M. M. Glazov, T. F. Heinz, X. Marie, T. Amand, and B. Urbaszek, arXiv:1707.05863.
4. A. Chernikov, T. C. Berkelbach, H. M. Hill, A. Rigosi, Y. Li, O. B. Aslan, D. R. Reichman, M. S. Hybertsen, and T. F. Heinz, Phys. Rev. Lett. **113**, 076802 (2014).
5. O. L. Berman and R. Ya. Kezerashvili, Phys. Rev. B **96**, 094502 (2017).
6. M. M. Fogler, L. V. Butov, and K. S. Novoselov, Nature Commun. **5**, 4555 (2014).
7. O. L. Berman and R. Ya. Kezerashvili, Phys. Rev. B **93**, 245410 (2016).
8. D. Xiao, G.-B. Liu, W. Feng, X. Xu, and W. Yao, Phys. Rev. Lett. **108**, 196802 (2012).
9. V. F. Elesin, JETP **32**, 328 (1971).
10. В. М. Галицкий, В. Ф. Елесин, *Резонансное взаимодействие электромагнитных полей с полупроводниками*, Энергоатомиздат, М. (1986).
11. O. Cotlet, S. Zeytinoglu, M. Sigrist, E. Demler, and A. Imamoglu, Phys. Rev. B **93**, 054510 (2016).
12. F. P. Laussy, A. V. Kavokin, and I. A. Shelykh, Phys. Rev. Lett. **104**, 106402 (2010).
13. I. A. Shelykh, T. Taylor, and A. V. Kavokin, Phys. Rev. Lett. **105**, 140402 (2010).
14. M. Matuszewski, T. Taylor, and A. V. Kavokin, Phys. Rev. Lett. **108**, 060401 (2012).
15. M. V. Boev, V. M. Kovalev, and I. G. Savenko, Phys. Rev. B **94**, 241408 (2016).
16. В. М. Ковалев, А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **94**, 601 (2011).
17. В. М. Ковалев, А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **98**, 371 (2013).
18. А. В. Каламейцев, А. В. Чаплик, Письма в ЖЭТФ **106**, 502 (2017).
19. В. М. Ковалев, В.-К. Тсе, М. В. Энтин, Письма в ЖЭТФ **106**, 549 (2017).
20. А. С. Александров, В. Ф. Елесин, ЖЭТФ **72**, 1970 (1977).