

Псевдоповерхностные дисперсионные поляритоны и их резонансное возбуждение

© В.И. Альшиц, В.Н. Любимов, Л.А. Шувалов

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова Российской академии наук,
117333 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 18 сентября 2000 г.
В окончательной редакции 9 января 2001 г.)

Исследованы условия превращения поверхностных поляритонов (поверхностных электромагнитных волн) в псевдоповерхностные под влиянием возмущений. Превращение происходит при появлении специфического для псевдоповерхностных поляритонов слабого потока утечки, уносящего энергию от поверхности твердого тела. Рассмотрение проведено для дисперсионных поляритонов, существующих при отрицательных значениях диэлектрической проницаемости. Исследована область существования псевдоповерхностных поляритонов, их главные характеристики и параметры резонансного возбуждения этих поляритонов с помощью волны накачки.

Данная работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (грант № 98-02-16069).

Электромагнитные волновые поля, локализованные у границ различных сплошных сред, называют поверхностными поляритонами [1–5]. В отличие от поляритонов поверхностных псевдоповерхностные поляритоны, которым здесь будет уделено основное внимание наряду с составляющими, локализованными у границы сплошной среды, имеют еще и объемную составляющую — слабый поток утечки, уносящий энергию от границы. Это последнее специфическое качество обуславливает возможность резонансного возбуждения локализованных компонент волнового поля: при отражении от границы объемной волны накачки, усиливающим поток утечки, одновременно происходит усиление локализованных компонент волнового поля (см. [6,7]). Такая особенность делает псевдоповерхностные поляритоны особенно интересными объектами исследований. Отметим, что данный принцип резонансного усиления волновых полей был описан в [8,9] применительно к волноводным структурам.

В данной работе будут рассмотрены те поверхностные и псевдоповерхностные поляритоны, которые существуют при отрицательных значениях диэлектрических проницаемостей твердого тела, что имеет место вблизи резонансных частот. Скорость таких поляритонов существенно зависит от частоты, поэтому будем называть их дисперсионными, отличая их от поляритонов бездисперсионных (см. [10,11]), существующих при положительных значениях диэлектрических проницаемостей.

1. Постановка задачи

Псевдоповерхностные поляритоны возникают из обычных поверхностных при небольшом возмущающем модифицировании твердотельной структуры, в которой существуют обычные поляритоны. Результатом такого модифицирования является создание слабого потока утечки, уносящего энергию от поверхности твердого тела. Рассмотрим, например, один из возможных вариантов возникновения псевдоповерхностных поляритонов.

Простейший поверхностный поляритон может существовать на границе вакуума с полубесконечным изотропным телом, имеющим диэлектрическую проницаемость $\varepsilon < -1$ (диэлектрическая проницаемость и показатель преломления вакуума равны единице: $\varepsilon_v = n_v = 1$). Волновое поле этого поляритона экспоненциально убывает при удалении в обе стороны по нормали от границы.

Пусть теперь рассматриваемое изотропное тело не является полубесконечным, а представляет собой достаточно толстую пластину толщиной h , причем эта толщина много больше, чем длина волны поляритона λ ($h \gg \lambda$). Если данную пластину поместить на другую изотропную среду (рис. 1, а), то это вызовет лишь небольшие изменения скорости v_s и структуры волнового поля поляритона. При этом в зависимости от соотношения между скоростью v_s и скоростью v_b объемной электромагнитной волны в присоединяемой среде поляритон либо остается слегка модифицированным поверхностным (при $v_b > v_s$), либо превратится в псевдоповерхностный (при $v_b < v_s$) вследствие появления в присоединяемой среде слабого потока утечки. Скорость v_b определяется диэлектрической проницаемостью присоединяемой среды $\tilde{\varepsilon}$, поскольку $v_b = c/\tilde{n}$ (здесь $\tilde{n} = \sqrt{\tilde{\varepsilon}}$ — показатель преломления, а c — скорость света в вакууме). Таким образом, при выборе присоединяемой среды, отвечающей условию $\tilde{\varepsilon} > (c/v_s)^2$, поляритон становится псевдоповерхностным, слабо затухающим за счет появления потока утечки.

2. Псевдоповерхностные дисперсионные поляритоны в слое на подложке

Все свойства рассматриваемых псевдоповерхностных поляритонов вытекают из уравнений Максвелла и стандартных граничных условий для электромагнитных полей. Опуская достаточно громоздкие выкладки, приведем конечные результаты.

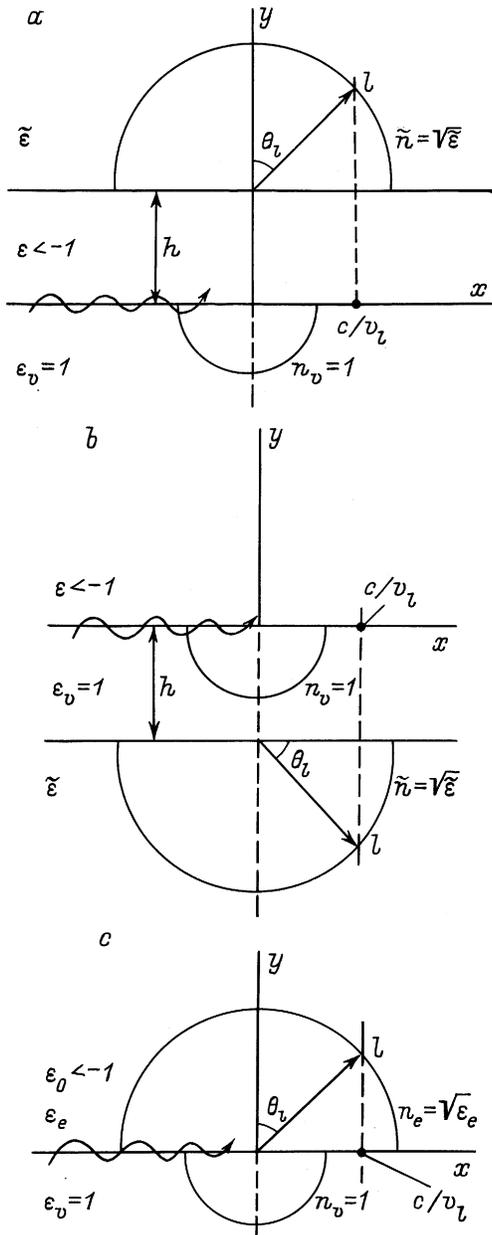


Рис. 1. Схемы возникновения псевдоповерхностных дисперсионных поляритонов: *a* — слой на подложке, *b* — две полубесконечные среды, разделенные вакуумным зазором, *c* — оптически одноосный кристалл. Полуокружности — сечения поверхности показателей преломления сагитальной плоскостью, волнистые линии символизируют локализованные у границы компоненты волнового поля, стрелки (*l*) указывают направления потоков утечки, составляющих угол ϑ_l с нормалью к границе.

Зависимость волнового поля рассматриваемого поляритона от координат x , y и времени t может быть представлена в следующей форме:

$$\mathbf{H}(x, y, t) = \mathbf{H}(y) \exp[i\omega(N_l x/c - t)]. \quad (1)$$

Здесь $N_l \equiv (c/\omega)K_l$, где ω — частота, а $K_l = k_l + ik'_l$ — комплексное волновое число, комплексный параметр

$N_l = n_l + in'_l$ определяет комплексную скорость распространения поляритона $V_l \equiv v_l - iv'_l = c/N_l$. Малые мнимые части введенных здесь характеристик описывают слабое затухание поляритона по мере его распространения вдоль оси x . Мы привели магнитную составляющую волнового поля; выражения для электрического поля и индукции аналогичны приведенному.

Конкретизируем далее выражение для векторной амплитуды $\mathbf{H}(y) = (0, 0, 1)H(y)$

$$H(y) = \begin{cases} H_v \exp(i\omega p_v y/c), & y \leq 0, \\ H \exp(i\omega p y/c), & 0 \leq y \leq h, \\ \tilde{H} \exp[i\omega \tilde{p}(y-h)/c], & y \geq h. \end{cases} \quad (2)$$

Здесь предполагается, что слой достаточно толстый: $h \gg \lambda$; параметры p_v , p и \tilde{p} в (2) определяют зависимость волнового поля от координаты y . Эти параметры зависят от диэлектрических проницаемостей

$$p_v = -i\sqrt{|\varepsilon + 1|}, \quad (3)$$

$$p = i|\varepsilon|\sqrt{|\varepsilon + 1|}, \quad (4)$$

$$\tilde{p} = \sqrt{\tilde{\varepsilon} - \varepsilon/(\varepsilon + 1)}. \quad (5)$$

Предполагается, что диэлектрическая проницаемость слоя удовлетворяет неравенству $\varepsilon < -1$, параметры p_v и p чисто мнимые, что обеспечивает локализацию волнового поля поляритона вблизи границы $y = 0$. В то же время диэлектрическая проницаемость присоединяемой среды $\tilde{\varepsilon}$ положительна и лишь при условии $\tilde{\varepsilon} > 1$ может обеспечить вещественность параметра \tilde{p} , именно при этом может возникнуть поток утечки, а поляритон будет псевдоповерхностным. Он существует в области

$$\varepsilon < \bar{\varepsilon} \equiv -\tilde{\varepsilon}/(\tilde{\varepsilon} - 1), \quad (6)$$

причем $\tilde{\varepsilon} > 1$, так что $\bar{\varepsilon} < -1$ (рис. 2, *a*). В соседней области

$$\bar{\varepsilon} < \varepsilon < -1 \quad (7)$$

существует обычный поверхностный поляритон. Таким образом, вся область существования поляритонов $\varepsilon < -1$ при $\tilde{\varepsilon} > 1$ распадается на две части: в одной из них (6) существуют псевдоповерхностные поляритоны, а в другой (7) — обычные поверхностные. Как уже отмечалось, условие существования псевдоповерхностного поляритона (6) может быть переписано как $v_b < v_s$ (где $v_b = c/\sqrt{\tilde{\varepsilon}}$ — скорость объемной волны в присоединенной среде), а условие (7) — как $v_b > v_s$.

При отсутствии возмущения (этому соответствует предел $h \rightarrow \infty$) поляритон является обычным поверхностным, а его скорость имеет вид [1–5, 12, 13]

$$v_s = c\sqrt{(\varepsilon + 1)/\varepsilon}. \quad (8)$$

При больших конечных значениях h ($h \gg \lambda$), когда вследствие присоединения подложки поляритон становится псевдоповерхностным, скорость (8) изменяется на

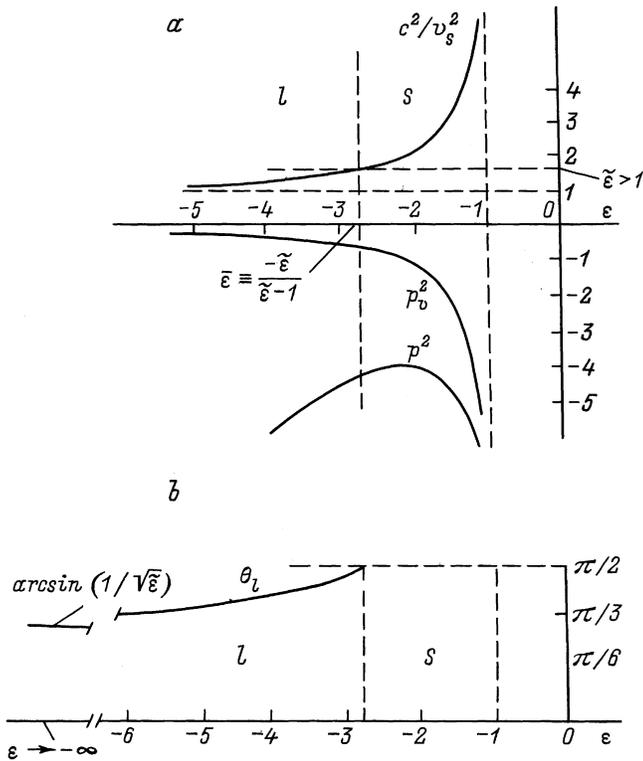


Рис. 2. Характеристики волновых полей поляритонов как функции диэлектрических проницаемостей: *a* — области существования поверхностных (*s*) и псевдоповерхностных (*l*) поляритонов и их параметры, *b* — направление потока утечки, характеризующееся углом ϑ_l , в псевдоповерхностных поляритонах.

малую величину, имеющую вещественную и мнимую части: $v_s \rightarrow v_l - iv'_l$. Здесь $v_l = v_s + \Delta v_l$, причем

$$\Delta v_l = 2v_s \frac{\varepsilon \operatorname{tg}^2 \vartheta_l + \tilde{\varepsilon}^2}{(\varepsilon^2 - 1)(\operatorname{tg}^2 \vartheta_l - \tilde{\varepsilon}^2/\varepsilon)} \exp(-2\gamma h), \quad (9)$$

$$v'_l = 4v_s \frac{\tilde{\varepsilon} \sqrt{|\varepsilon|} \operatorname{tg} \vartheta_l}{(\varepsilon^2 - 1)(\operatorname{tg}^2 \vartheta_l - \tilde{\varepsilon}^2/\varepsilon)} \exp(-2\gamma h), \quad (10)$$

где $\gamma = \omega|p|/c$. Можно убедиться в том, что при условии (6) $v'_l > 0$, как это и должно быть при убывании интенсивности псевдоповерхностного поляритона по мере распространения за счет существования потока утечки.

Как видно из рис. 1, *a*, направление потока утечки, возникающего при условии (6), задается углом ϑ_l , определяемым соотношением

$$\sin \vartheta_l = c/v_s \sqrt{\tilde{\varepsilon}} = \sqrt{\varepsilon/(\varepsilon + 1)\tilde{\varepsilon}}. \quad (11)$$

Нетрудно убедиться, что при условии (6) правая часть выражения (11) меньше единицы. Зависимость, представленная выражением (11), показана на рис. 2, *b*.

Если же выполнено условие (7), то радикал в формуле (11) оказывается чисто мнимым, а величина iv'_l вещественной. При этом скорость поляритона несмотря на возмущение остается вещественной, а поляритон

остается обычным поверхностным. Возмущение также оставляет поляритон поверхностным во всем диапазоне $\varepsilon < -1$ при $\tilde{\varepsilon} < 1$ (т.е. при $v_b > v_s$).

3. Резонансное возбуждение поверхностных компонент волнового поля

Рассмотрим отражение объемной волны накачки, распространяющейся в присоединенной среде, от границы $y = h$ при том условии, что отражение происходит вблизи угла ϑ_l (11), когда отраженная волна близка по направлению к потоку утечки псевдоповерхностного поляритона. В этом случае волновое поле можно описать выражением (1), в котором комплексный параметр N_l следует заменить на вещественный $n_x \equiv n_l + \Delta n$, где $\Delta n = 2(n_l/\sin 2\vartheta_l)\Delta\vartheta$. Скорость распространения волнового поля вдоль оси x также оказывается вещественной: $v = v_l + \Delta v = c/n_x$. При этом в выражении (2) амплитуду волнового поля в присоединенной среде ($y \geq h$) следует записать в виде

$$H_l \exp[-i\omega \tilde{p}(y-h)/c] + H_r \exp[i\omega \tilde{p}(y-h)/c]. \quad (12)$$

Здесь коэффициенты H_l и H_r определяют амплитуды падающей и отраженной волн соответственно. Падающая волна накачки возбуждает локализованные у границы $y = 0$ компоненты волнового поля. Возбуждение носит резонансный характер и может быть описано следующим отношением амплитуд:

$$s(v) = \frac{H}{H_i} = \eta \frac{\sqrt{v_l v'_l}}{v - v_l + iv'_l} \quad (13)$$

(рис. 3). Здесь коэффициент η зависит от диэлектрических проницаемостей

$$\eta = -2 \sqrt{\frac{|\varepsilon| \sqrt{|\varepsilon|} \operatorname{tg} \vartheta_l (\sqrt{|\varepsilon|} \operatorname{tg} \vartheta_l + i\tilde{\varepsilon})}{\tilde{\varepsilon}(\varepsilon^2 - 1) (\sqrt{|\varepsilon|} \operatorname{tg} \vartheta_l - i\tilde{\varepsilon})}}. \quad (14)$$

При резонансе коэффициент возбуждения локализованных компонент волнового поля (13) оказывается ано-

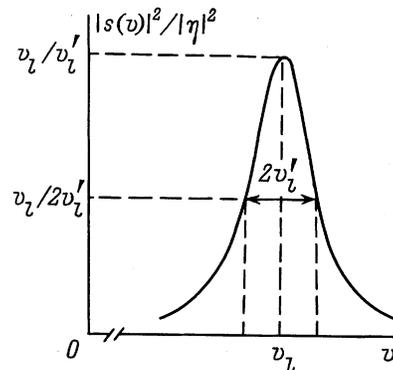


Рис. 3. Коэффициент возбуждения локализованных у границы компонент волнового поля как функция скорости v , задающей падающей волной накачки.

мально большим

$$s(v_l) = -i\eta\sqrt{v_l/v'_l} \sim \exp(\gamma h) \rightarrow \infty$$

$$\text{при } h \rightarrow \infty, \text{ когда } v'_l \rightarrow 0. \quad (15)$$

Ширина резонансного пика определяется величиной v'_l , а при $v'_l \rightarrow 0$ отношение $s(v)$ (13) в соответствии с общей теорией [6] превращается в дельта-функцию.

Естественное поглощение (диссипация энергии) является фактором, ограничивающим данный экспоненциальный рост. Диссипация феноменологически учитывается введением дополнительной мнимой добавки к скорости v_l (см. [14]): $v_l \rightarrow v_l - iv'_d$ (считаем, что $v'_d \ll v_l$). Это существенно сказывается на поведении функции $s(v)$ (13) при резонансе. В самом деле, при $v \rightarrow v_l$ теперь имеем

$$s(v_l) = -i\eta\frac{\sqrt{v_l v'_l}}{v'_l + v'_d}. \quad (16)$$

При этом вместо (15) будет

$$s(v_l) = 0 \text{ при } v'_l \rightarrow 0. \quad (17)$$

В то же время функция (16) достигает максимума при $v'_l = v'_d$

$$s(v_l) = -i(\eta/2)\sqrt{v_l/v'_l} \ll 1. \quad (18)$$

Другим фактором, ограничивающим резонансное усиление, является расходимость реального акустического пучка волны накачки, поскольку в пучке условиям резонанса и близким к ним может удовлетворить лишь часть волн, формирующих данный пучок.

4. Дисперсионные свойства поляритонов

Коснемся вопросов о том, при каких частотах существуют рассматриваемые поляритоны и каковы зависимости от частоты их главных характеристик. Диэлектрическая проницаемость изотропной среды как функция частоты в простейшем варианте может быть записана в следующем виде (см. [13]):

$$\varepsilon(\omega) = \varepsilon^{(0)} - \frac{2A\omega_R^2}{\omega^2 - \omega_R^2}, \quad (19)$$

где ω_R — резонансная частота (предполагается, что другие резонансные частоты далеки от данной), а параметры $\varepsilon^{(0)}$ и A не зависят от частоты. В этом случае условие $\varepsilon(\omega) < -1$ выполняется в следующей области частот:

$$\omega_R < \omega < \omega_C \equiv \omega_R\sqrt{1 + 2A/(\varepsilon^{(0)} + 1)}. \quad (20)$$

Здесь ω_C — критическая частота, для которой $\varepsilon(\omega_C) = -1$. При $\tilde{\varepsilon} > 1$ область частот (20) распадается на две области: в одной из них

$$\omega_R < \omega < \bar{\omega} \quad (21)$$

существуют псевдоповерхностные поляритоны, а в другой

$$\bar{\omega} < \omega < \omega_C \quad (22)$$

обычные поверхностные. Здесь частота $\bar{\omega}$ определена соотношением $\varepsilon(\bar{\omega}) = \bar{\varepsilon} \equiv -\tilde{\varepsilon}/(\tilde{\varepsilon} - 1)$. Условия (21), (22), очевидно, — иная форма соотношений (6) и (7).

5. Обсуждение

Возникновение псевдоповерхностных поляритонов возможно и в других структурах (рис. 1, *b* и *c*). Так, рис. 1, *b* иллюстрирует структуру, состоящую из двух полубесконечных сред. В одной из них $\varepsilon < -1$, а в другой $\tilde{\varepsilon} > 1$. Среда разделены вакуумным зазором величиной h ($h \gg \lambda$). Ситуация качественно аналогична рассмотренной. Наиболее существенно, что в показателях экспонент соотношений, аналогичных выражениям (9), (10), (15), необходимо произвести замену $p(4) \rightarrow p_v(3)$. Остальные изменения несущественны.

Наконец, еще один пример: оптически одноосный кристалл на границе с вакуумом, причем оптическая ось слегка отклонена от нормали к сагитальной плоскости (плоскости распространения) (рис. 1, *c*); малость такого отклонения обуславливает слабость потока утечки. Оптические свойства одноосных кристаллов, как известно [15], определяются двумя диэлектрическими проницаемостями ε_0 и ε_e . Для появления псевдоповерхностных поляритонов в рассматриваемой структуре необходимо выполнение условия $\varepsilon_0 < -1$, а скорость объемной необыкновенной волны v_e (эта волна создает поток утечки) должна удовлетворять неравенству $v_e < v_s$ ($v_e = c/n_e$, $n_e = \sqrt{\varepsilon_e}$). Возможность появления псевдоповерхностных поляритонов в рассматриваемой системе продемонстрирована в работе [12].

Принципиальное отличие данной схемы от предыдущих состоит в том, что малость выражений для Δv_l и v'_l обусловлена уже не экспоненциальным множителем, а углом отклонения α от нормали к сагитальной плоскости $\Delta v_l \sim \alpha^2$, так что при резонансе вместо оценки (15) имеем

$$s(v_l) \sim 1/|\alpha| \rightarrow \infty \text{ при } \alpha \rightarrow 0. \quad (23)$$

В качестве иллюстрации приведем конкретный пример, основываясь на экспериментальных данных, приведенных в [2] для оптически одноосного кристалла MgF_2 . Если его оптическая ось строго перпендикулярна сагитальной плоскости, то на границе кристалла с вакуумом существует поверхностный поляритон, а его свойства определяются лишь одной диэлектрической проницаемостью ε_0 . В этом случае кристалл ведет себя, как оптически изотропная среда. Поверхностный поляритон существует в области частот ($\approx 275 \text{ см}^{-1}$) $< \omega < (\approx 290 \text{ см}^{-1})$, при этом величина c/v_s меняется в пределах (≈ 1.2) $< c/v_s < (\approx 2.9)$. Рассмотрим теперь, как реализуются ситуации, представленные на рис. 1, *a* и *b*. Если показатель преломления

присоединяемой среды $\tilde{n} = \sqrt{\tilde{\epsilon}}$ попадает в диапазон $\tilde{n} < c/v_s$, то поляритон остается обычным поверхностным при частотах $\tilde{\omega} < \omega < (\approx 290 \text{ cm}^{-1})$, где частота $\tilde{\omega}$ уже была определена выше (она соответствует условию $\tilde{n} = c/v_s$). С другой стороны, если $c/v_s < \tilde{n}$, то поляритон превращается в псевдоповерхностный — в диапазоне частот $(\approx 275 \text{ cm}^{-1}) < \omega < \tilde{\omega}$.

На основе рассматриваемого кристалла можно реализовать также и схему, представленную на рис. 1, с, если немного отклонить оптическую ось от сагитальной плоскости. Слабый поток утечки при этом возникает, если диэлектрическая проницаемость ϵ_e такова, что $\sqrt{\epsilon_e} < c/v_s$. В кристаллах MgF_2 , согласно [2], имеем $\sqrt{\epsilon_e} \approx 2.8$, и поверхностный поляритон превращается в псевдоповерхностный почти во всем диапазоне частот его существования за исключением малой части этого диапазона, примыкающей к предельной частоте $\approx 290 \text{ cm}^{-1}$, в этой части диапазона частот поляритон по-прежнему остается поверхностным.

Список литературы

- [1] Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела. Сб. статей / Под ред. В.М. Аграновича и Д.Л. Миллса. Наука, М. (1985). 528 с.
- [2] В.В. Брыксин, Д.Н. Мирлин, Ю.А. Фирсов. УФН **113**, 1, 29 (1974).
- [3] В.М. Агранович. УФН **115**, 2, 199 (1975); **126**, 4, 677 (1978).
- [4] В.Н. Любимов, Д.Г. Санников. ФТТ **14**, 3, 675 (1972).
- [5] G.A. Puchkovskaya, V.L. Strizhevskii, Yu.A. Frolkov, N.M. Chepilko, Yu.N. Yashkir. Phys. Stat. Sol. (b) **89**, 1, 27 (1978).
- [6] V.I. Alshits, J. Lothe. Wave Motion **3**, 4, 297 (1981).
- [7] V.I. Alshits, A.S. Gorkunova, V.N. Lyubimov, W. Gierulski, A. Radowicz, R. Kotowski. Proc. Int. Symp. Trends in Continuum Physics. World Scientific, Singapore–New Jersey–Hong Kong (1999). P. 28.
- [8] Л.В. Иогансен. ЖЭТФ **40**, 6, 1838 (1961).
- [9] Л.В. Иогансен. ЖТФ **32**, 4, 406 (1962); **33**, 11, 1323 (1963); **36**, 11, 2056 (1966); **38**, 5, 781 (1968).
- [10] М.И. Дьяконов. ЖЭТФ **94**, 4, 119 (1988).
- [11] Ф.Н. Марчевский, В.Л. Стрижевский, С.В. Стрижевский. ФТТ **26**, 5, 1501 (1984).
- [12] В.Н. Любимов. ЖПС **33**, 5, 913 (1980).
- [13] В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теории экситонов. Наука, М. (1965). 376 с.
- [14] В.И. Альшиц, В.Н. Любимов. ФТТ **37**, 6, 1862 (1995).
- [15] Ю.И. Сиротин, М.П. Шаскольская. Основы кристаллофизики. Наука, М. (1979). 640 с.