

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Электромагнитный аналог вытекающей поверхностной упругой волны первого типа для уединённой границы раздела прозрачных диэлектриков

Ю.В. Гуляев, С.В. Тарасенко, В.Г. Шавров

В условиях полного внутреннего отражения плоской объёмной электромагнитной волны ТМ-типа (ТЕ-типа) от поверхности полуграниченной прозрачной анизотропной диэлектрической среды возможно формирование быстрой несобственной поверхностной волны, у которой мгновенный поток энергии через границу раздела сред в любой момент времени равен нулю (особая поверхностная волна). В этом случае отражение квазиплоской (или квазимонохроматической) волны соответствующей поляризации приводит к возбуждению вытекающей поверхностной волны и резонансному усилению эффекта Гуса–Хенхен (или эффекта вигнеровского запаздывания).

Ключевые слова: эванесцентная волна, полное внутреннее отражение, бианизотропная среда, антиферромагнетик, сдвиг Гуса–Хенхен, вигнеровское запаздывание, вытекающая поверхностная волна, многослойная структура

PACS numbers: 42.25. – p, 42.25.Bs, 42.25.Gy, 42.25.Hz, 43.20.Gp

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.08.038645>

Содержание

1. Введение (933).
2. Уединённая граница раздела двух сред. Отражение плоской волны (934).
 - 2.1. Быстрая несобственная особая объёмная волна.
 - 2.2. Быстрая несобственная поверхностная акустическая волна.
 - 2.3. Быстрая несобственная особая поверхностная волна.
3. Отражение плоской волны от уединённой границы раздела сред при резонансном возбуждении особой поверхностной волны (939).
4. Уединённая граница раздела двух сред. Резонансное отражение квазиплоской или квазимонохроматической волны (940).
5. Особые поверхностные волны и интерференционные механизмы усиления интенсивности эванесцентных волн в слоистых структурах (942).
6. Конкретный пример формирования особой поверхностной волны в бианизотропной среде (944).
7. Особая поверхностная волна в оптически прозрачном нелинейном диэлектрике (947).

8. Заключение (947).
- Список литературы (948).

1. Введение

Несмотря на непрекращающееся в течение уже не одного десятилетия активное изучение волновой динамики слоистых структур, физика вытекающих поверхностных волн по-прежнему является одной из интенсивно исследуемых областей [1–6]. Не в последнюю очередь это связано не только с постоянно расширяющимся кругом практических применений волн этого типа (прежде всего в антенной технике [7]), но и с возможностью объяснения с их помощью широкого круга физических явлений [8].

Согласно предложенной в [2] классификации, среди возможных типов волновых полей, отвечающих полюсу френелевского коэффициента отражения плоской электромагнитной волны от плоской поверхности бездиссипативной слоистой структуры (поверхностные, собственные комплексные, вытекающие), только несобственная комплексная (вытекающая) волна затухает при своём распространении вдоль слоистой структуры вследствие излучения в сопряжённую со слоистой структурой среду объёмной электромагнитной волны (радиационное затухание).

В акустике [4] для уединённой границы раздела сред предложено разделять вытекающие поверхностные волны на два типа. В волнах первого типа генерация объёмной волны, ответственной за радиационное затухание, происходит в среде, сопряжённой с той, в которой локализована распространяющаяся вытекающая поверхностная волна. В вытекающих поверхностных волнах второго типа генерация объёмной волны происходит в той же среде, в которой локализована исходная распро-

Ю.В. Гуляев^(1,2,a), С.В. Тарасенко^(3,b), В.Г. Шавров^(1,c)

⁽¹⁾ Институт радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН, ул. Моховая 11, корп. 7, 125009 Москва, Российская Федерация

⁽²⁾ Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет), Институтский пер. 9, 141701 Долгопрудный, Московская обл., Российская Федерация

⁽³⁾ Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина, ул. Р. Люксембург 72, 83114 Донецк, Украина

E-mail: ^(a) gulyaev@cplire.ru, ^(b) s.v.tarasenko@mail.ru, ^(c) shavrov@cplire.ru

Статья поступила 17 мая 2019 г.,
после доработки 12 августа 2019 г.

страняющаяся поверхностная волна. И в том и другом случае вследствие радиационного затухания вытекающая волна при своём распространении вдоль границы раздела сред оказывается локализованной в некоторой области вблизи источника излучения. Как следствие, на заданной частоте такая волна характеризуется комплексными значениями продольного (вдоль направления распространения) волнового числа $h = h' + ih''$. Если $|h'| \gg |h''|$, то область локализации вблизи источника оказывается довольно значительной (слабовытекающая волна). В этой же волновой конфигурации несомненный не только академический, но и чисто практический интерес представляет и обратный эффект: резонансное усиление амплитуды слабовытекающей волны (поверхностный волновой резонанс). Это возможно, если на границу раздела сред падает объёмная волна с той же частотой и поляризацией, что и у объёмной волны, ответственной за формирование радиационного затухания распространяющейся вытекающей поверхностной волны (первого или второго типа), а проекция волнового вектора падающей волны на границу раздела сред равна продольному волновому числу возбуждаемой вытекающей волны (см., например, [9–11]).

Как известно, в условиях полного внутреннего отражения (ПВО) падающей плоской объёмной волны от уединённой границы раздела сред существование в сопряжённой среде эванесцентной волны (ЭВ) возможно даже в отсутствие поглощения (в частности, в оптически прозрачной среде) [12, 13]. В отечественной научной литературе аналогом термина "эванесцентная" ("исчезающая") волна является "неоднородная" волна [12]. В последние годы резко возрос интерес к условиям формирования и свойствам электромагнитных (ЭМ) возбуждений такого типа. Не в последнюю очередь это связано с интенсивным развитием как физики метаматериалов, так и нанооптики (в частности, фотонной сканирующей туннельной микроскопии), поскольку использование ЭВ позволяет выйти за рамки дифракционного предела [13]. В связи с этим одним из ключевых вопросов является анализ оптимальных условий для достижения максимального усиления интенсивности таких распространяющихся ЭВ.

Традиционно для резонансного возбуждения и усиления амплитуды электромагнитной ЭВ на пространственно однородных поверхностях исследуются и используются многослойные схемы (в частности, схемы Отто и Кречмана [13, 14]). Что касается уединённой границы раздела оптически прозрачных диэлектриков, то в монографии [13] отмечено, что в случае оптически изотропных непоглощающих сред максимальное (четырёхкратное) усиление интенсивности эванесцентных волн ТМ-типа по отношению к падающей извне объёмной р-волне достигается при угле падения ϑ_p , равном предельному углу ПВО ϑ_{pc} .

2. Уединённая граница раздела двух сред. Отражение плоской волны

2.1. Быстрая несобственная особая объёмная волна

Рассмотрим границу раздела $\zeta = 0$ двух полупространств с нормалью вдоль \mathbf{q} , для определённости полагая, что верхнее полупространство ($\zeta > 0$) занято немагнитной оптически изотропной средой с материаль-

ными соотношениями вида [12, 13]

$$\tilde{\mathbf{B}}_i = \tilde{\mathbf{H}}_i, \quad \tilde{\mathbf{D}}_i = \tilde{\epsilon} \tilde{\mathbf{E}}_i, \quad i = x, y, z, \quad (1)$$

где $\tilde{\mathbf{B}}$ и $\tilde{\mathbf{D}}$ — векторы магнитной и электрической индукции, $\tilde{\mathbf{H}}$ и $\tilde{\mathbf{E}}$ — магнитное и электрическое поля, $\tilde{\epsilon}$ — диэлектрическая проницаемость среды, тильдой отмечены величины, относящиеся к данной среде, ζ — текущая координата вдоль направления \mathbf{q} . Предположим также, что избранная сагиттальная плоскость (характеризуемая вектором нормали \mathbf{a} ($\mathbf{a} \perp \mathbf{q}$)) такова, что в обеих контактирующих средах возможно независимое распространение плоских ЭМ-волн с заданными значениями частоты ω , продольного волнового числа h и поляризации $\alpha = p, s$ ($\alpha = p$ отвечает поперечно-магнитной (ТМ) волне ($\mathbf{H} \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{E} \perp \mathbf{a}$), а $\alpha = s$ — поперечно-электрической (ТЕ) волне ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{a}$, $\mathbf{H} \perp \mathbf{a}$)). В этом случае, используя максвелловские электромагнитные граничные условия [12, 15]

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{E}}\mathbf{b} = \mathbf{E}\mathbf{b}, \quad \tilde{\mathbf{H}}\mathbf{a} = \mathbf{H}\mathbf{a}, \quad \tilde{\mathbf{H}}\mathbf{b} = \mathbf{H}\mathbf{b}, \quad \tilde{\mathbf{E}}\mathbf{a} = \mathbf{E}\mathbf{a}, \\ \mathbf{a} = [\mathbf{b}\mathbf{q}], \quad \zeta = 0, \end{aligned} \quad (2)$$

можно, следуя [16], определить френелевские коэффициенты прохождения для плоской ЭМ-волны ТМ-типа (T_p) как отношение компонент магнитного поля, а для плоской волны ТЕ-типа (T_s) — как отношение компонент электрического поля в прошедшей и падающей на границу сред волнах. В результате получим, что в условиях ПВО для рассмотренного в [13] случая уединённой границы раздела двух оптически прозрачных изотропных диэлектриков:

$$\begin{aligned} T_\alpha &= \frac{2\tilde{Z}_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha + iZ_\alpha}, \quad \alpha = p, s, \\ \tilde{Z}_p &= \frac{\sqrt{\tilde{\epsilon}k_0^2 - h^2}}{\tilde{\epsilon}k_0}, \quad \tilde{Z}_s = \frac{\sqrt{\tilde{\epsilon}k_0^2 - h^2}}{k_0}, \\ Z_p &= \frac{\sqrt{\epsilon k_0^2 - h^2}}{\epsilon k_0}, \quad Z_s = \frac{\sqrt{\epsilon k_0^2 - h^2}}{k_0}, \end{aligned} \quad (3)$$

$k_0 \equiv \omega/c$, c — скорость света. Здесь для характеристики волновых свойств контактирующих сред с помощью соотношений [16]

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{E}}\mathbf{b} \equiv \tilde{Z}_p \tilde{\mathbf{H}}\mathbf{a}, \quad \tilde{\mathbf{H}}\mathbf{b} \equiv -\tilde{Z}_s \tilde{\mathbf{E}}\mathbf{a}, \quad \mathbf{E}\mathbf{b} \equiv Z_p \mathbf{H}\mathbf{a}, \\ \mathbf{H}\mathbf{b} \equiv -Z_s \mathbf{E}\mathbf{a}, \quad \zeta = 0 \end{aligned} \quad (4)$$

введены поверхностный волновой импеданс Z_p (в случае волны ТМ-типа) и поверхностная волновая проводимость Z_s (для волны ТЕ-типа). Вектор \mathbf{b} лежит вдоль линии пересечения плоскости границы раздела сред и сагиттальной плоскости ($\mathbf{a} = [\mathbf{b}\mathbf{q}]$) [17]. При этом в области ПВО в бездиссипативном приближении в (3)

$$\text{Im } \tilde{Z}_\alpha = 0, \quad \text{Re } Z_\alpha \neq 0, \quad \alpha = p, s. \quad (5)$$

Сделанный в [13] вывод о том, что на уединённой границе раздела оптически изотропных непоглощающих и немагнитных сред максимальное (четырёхкратное) усиление интенсивности ЭВ ТМ-типа по отношению к падающей извне плоской объёмной р-волне ($|T_p|^2 = 4$) достигается при угле падения ϑ_p , равном предельному углу ПВО $\vartheta_{pc}(\omega)$, основан на том, что при $\vartheta = \vartheta_{pc}$ в (3)

$$Z_p(\omega, h) = 0. \quad (6)$$

При этом вследствие (6) мгновенный поток энергии [12, 13, 17] через границу раздела сред,

$$\mathbf{S} \mathbf{q} = 0, \quad \mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E} \mathbf{H}], \quad (7)$$

равен нулю в любой момент времени. Однако с учётом (3) выполнение равенства $Z_p(\omega, h) = 0$ при $\vartheta = \vartheta_{pc}$ отвечает максимально интенсивному возбуждению в оптически менее плотной изотропной среде не эванесцентной волны, а плоской однородной объёмной монохроматической однопарциальной волны ТМ-типа. Ранее в [18], по аналогии с однородными плоскими упругими волнами, активно исследуемыми уже не одно десятилетие в кристаллоакустике [19], однородная объёмная плоская монохроматическая однопарциальная ЭМ-волна ТМ-типа, распространяющаяся вдоль границы раздела полуограниченный изотропный диэлектрик – идеальный металл, названа особой объёмной волной (ООВ). Следует отметить, что в соответствии с предложенной в [20] классификацией возможных типов волн, распространяющихся вдоль открытых однородных волноводов, обсуждаемую ООВ можно назвать быстрой несобственной ООВ, так как она существует при $h^2 < k_0^2 \tilde{\epsilon}$ и в оптически более плотной среде не является локализованной вблизи уединённой границы раздела с оптически менее плотной средой. Одновременно в соответствии со своим определением такая ООВ не локализована вблизи границы раздела сред и в оптически менее плотной среде.

В результате достижение максимального усиления в условиях ПВО амплитуды ЭВ вследствие формирования вытекающей поверхностной ЭМ-волны первого типа как с $\alpha = p$, так и с $\alpha = s$ на уединённой границе раздела оптически прозрачных диэлектриков вплоть до последнего времени считалось невозможным (см., например, [6]).

Вместе с тем в кристаллоакустике в случае уединённой акустически сплошной границы раздела диэлектриков к настоящему времени достаточно подробно изучены как с учётом, так и без учёта диссипации условия формирования в области акустического ПВО не только особых объёмных, но и вытекающих поверхностных упругих волн первого типа [9–11]. Изучим на конкретном примере условия, необходимые для формирования на уединённой границе раздела оптически прозрачных диэлектрических сред вытекающей поверхностной ЭМ-волны первого типа. С этой целью рассмотрим в бездиссипативном приближении случай отражения сдвиговой плоской объёмной волны, падающей в условиях акустического ПВО на плоскую границу раздела типа жёсткой склейки [21] между полуограниченными упругим изотропным диэлектриком и пьезокристаллической средой [22].

2.2. Быстрая несобственная поверхностная акустическая волна

Пусть на акустически сплошной границе раздела упругой изотропной, $\zeta > 0$, и пьезокристаллической, $\zeta < 0$, сред выполнены стандартные для физики пьезокристаллов граничные условия [22, 23]:

$$\bar{\bar{\sigma}} \mathbf{q} = \bar{\bar{\sigma}} \mathbf{q}, \quad \tilde{\mathbf{u}} = \mathbf{u}, \quad \mathbf{D} \mathbf{q} = \tilde{\mathbf{D}} \mathbf{q}, \quad [\mathbf{E} \mathbf{q}] = [\tilde{\mathbf{E}} \mathbf{q}], \quad \zeta = 0, \quad (8)$$

где \mathbf{u} — вектор упругих смещений, $\bar{\bar{\sigma}}$ — тензор упругих напряжений, величины, относящиеся к непьезоактивному диэлектрику, отмечены тильдой. Уравнения упру-

гой динамики и материальные соотношения для непьезоактивной и пьезоактивной сред могут быть, согласно [24], соответственно представлены как

$$\begin{aligned} \tilde{\rho} \frac{\partial^2 \tilde{\mathbf{u}}}{\partial t^2} &= \operatorname{div} \bar{\bar{\sigma}}^T, \quad \bar{\bar{\sigma}} = \bar{\bar{\sigma}}(\tilde{\mathbf{u}}), \quad \tilde{\mathbf{D}} = \tilde{\mathbf{D}}(\tilde{\mathbf{E}}), \\ \rho \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} &= \operatorname{div} \bar{\bar{\sigma}}^T, \quad \operatorname{div} \mathbf{D} = 0, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = 0, \\ \bar{\bar{\sigma}} &= \bar{\bar{\sigma}}(\tilde{\mathbf{u}}, \mathbf{E}), \quad \mathbf{D} = \mathbf{D}(\tilde{\mathbf{u}}, \mathbf{E}), \end{aligned} \quad (9)$$

где $\tilde{\rho}(\rho)$ и $\bar{\bar{\sigma}}(\tilde{\mathbf{u}})$ — плотность и тензор упругих деформаций непьезоактивного (пьезоактивного) диэлектрика, верхний индекс Т отвечает транспонированию. В соответствии с [22, 23] амплитудный коэффициент отражения для плоской сдвиговой объёмной волны (волна SH-типа, $\mathbf{u} \parallel \tilde{\mathbf{u}} \parallel \mathbf{a}$) V_{SH} определим как отношение амплитуд отражённой и падающей волн для компоненты упругих смещений, ортогональной плоскости падения. Для падающей из акустически менее плотной среды (9) на границу раздела сред (8) в условиях акустического ПВО плоской объёмной волны с частотой ω и продольным волновым числом h в кулоновском пределе ($k_0 \rightarrow 0$) V_{SH} имеет следующую структуру [22, 23]:

$$\begin{aligned} V_{SH} &= \frac{\tilde{Z}_{SH} - iZ_{SH}}{\tilde{Z}_{SH} + iZ_{SH}}, \\ \tilde{Z}_{SH}(\omega, h) &\equiv \frac{a_i \tilde{\sigma}_{ik} q_k}{\tilde{\mathbf{u}} \mathbf{a}}, \quad Z_{SH}(\omega, h) \equiv \frac{a_i \sigma_{ik} q_k}{\mathbf{u} \mathbf{a}} \Big|_{\mathbf{D} \mathbf{q} + \tilde{\psi} = 0}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\operatorname{Im} \tilde{Z}_{SH}(\omega, h) = 0, \quad \operatorname{Re} Z_{SH}(\omega, h) \neq 0, \quad \mathbf{E} = -\nabla \psi,$$

где $\tilde{Z}_{SH} = \tilde{\rho} \tilde{s}_t^2 \sqrt{\omega^2 / \tilde{s}_t^2 - h^2}$ — поверхностный волновой импеданс для сдвиговой волны в акустически менее плотной среде ($\zeta > 0$), \tilde{s}_t — фазовая скорость волны SH-типа для бесконечной среды, $Z_{SH}(\omega, h)$ — поверхностный волновой импеданс для сдвиговой волны с частотой ω и продольным волновым числом h в акустически более плотной пьезоэлектрической среде [22, 23], ψ — электростатический потенциал. Согласно [23] в условиях акустического ПВО ($\omega / s_t < h < \omega / \tilde{s}_t$) амплитудный коэффициент прохождения для сдвиговой объёмной волны SH-типа, падающей в сагиттальной плоскости с нормалью вдоль \mathbf{a} из акустически менее плотной среды на границу раздела сред, $T_{SH} = 1 + V_{SH}$ с учётом (10) принимает вид

$$T_{SH} = \frac{2\tilde{Z}_{SH}}{\tilde{Z}_{SH} + iZ_{SH}}, \quad \operatorname{Im} \tilde{Z}_{SH} = \operatorname{Im} Z_{SH} = 0. \quad (11)$$

Если нижняя среда также непьезоактивна, упруга и изотропна, то тогда в (10), (11) $Z_{SH} = \rho s_t^2 \sqrt{h^2 - \omega^2 / s_t^2}$ [23], s_t — скорость сдвиговой упругой волны в изотропном диэлектрике. В результате на границе области акустического ПВО, т.е. при $\omega^2 / \tilde{s}_t^2 > h^2 = \omega^2 / s_t^2$, выполнение в (10), (11) $Z_{SH}(\omega, h = \omega / s_t) = 0$ отвечает возбуждению плоской сдвиговой однородной объёмной волны, скользящей вдоль механически свободной поверхности упругого полупространства (однопарциальная упругая ООВ) [19, 23]. Для неё в (11) $T_{SH}(\omega, h = \omega / s_t) = 2$, а значит, и для сдвиговой ООВ SH-типа, как и в случае её электромагнитного аналога в [13], амплитуда вдвое превышает амплитуду падающей извне под предельным углом ПВО плоской объёмной SH-волны [23]. Если для поверхности (8) с $Z_{SH} = 0$ (в (11) $T_{SH} = 2$), то она

называется акустически мягкой, а если в (8) $Z_{SH} = \infty$ (в (11) $T_{SH} = 0$), то — акустически жёсткой.

Интерес к изучению условий формирования и распространения сдвиговых ООВ в акустике не в последнюю очередь связан с очень высокой чувствительностью условий локализации волновых возбуждений этого класса к характеру граничных условий (см., например, [4]). Будем полагать, что в рассматриваемой акустически сплошной структуре нижнее полупространство занято пьезоэлектриком, относящимся к классу 6. Расчёт показывает, что в такой пьезоэлектрической среде для сдвиговой волны с $\mathbf{u} \parallel z$ и плоскостью падения $\mathbf{k} \in xy$ материальные соотношения могут быть представлены в виде [22]

$$\begin{cases} \sigma_{zx} = c_{44} \frac{\partial u_z}{\partial x} - e_{15} E_x, & D_x = \varepsilon E_x + 4\pi e_{15} \frac{\partial u_z}{\partial x}, \\ \sigma_{zy} = c_{44} \frac{\partial u_z}{\partial y} - e_{15} E_y, & D_y = \varepsilon E_y + 4\pi e_{15} \frac{\partial u_z}{\partial y}, \end{cases} \quad (12)$$

где e_{15} — пьезоэлектрический модуль.

Если $\mathbf{q} \parallel y$, то для акустически сплошной границы раздела между полуграничным изотропным диэлектриком (9) и полуграничной пьезоэлектрической средой (12) граничные условия (8) в электростатическом приближении выражаются следующим образом:

$$\begin{aligned} \sigma_{zx} &= \tilde{\sigma}_{zx}, \quad u_z = \tilde{u}_z, \quad y = 0, \quad u_z(y \rightarrow -\infty) \rightarrow 0, \\ D_y &= -h\psi, \quad y = 0, \quad \psi(y \rightarrow -\infty) \rightarrow 0. \end{aligned} \quad (13)$$

Расчёт показывает, что с учётом (12), (13) в условиях акустического ПВО амплитудный коэффициент прохождения T_{SH} для объёмной волны SH-типа, падающей в сагиттальной плоскости с нормалью вдоль \mathbf{a} из акустически менее плотной среды (9) на поверхность пьезоэлектрической среды (12), в данном случае структурно также совпадает с (10), (11), но теперь упругий поверхностный волновой импеданс для сдвиговой волны с частотой ω и продольным волновым числом h в пьезоэлектрике имеет вид

$$Z_{SH}(\omega, h) \equiv c'_{44} \eta_{SH} - 4\pi \frac{e_{15}^2 \tilde{\varepsilon}}{\varepsilon + \tilde{\varepsilon}}, \quad (14)$$

$$\eta_{SH} \equiv \sqrt{h^2 - \frac{\rho\omega^2}{c'_{44}}}, \quad c'_{44} \equiv c_{44} \left(1 + \frac{4\pi e_{15}^2}{c_{44}\varepsilon} \right),$$

где c'_{44} — эффективный упругий модуль. В результате в условиях акустического ПВО ($\eta_{SH}^2 > 0$) выполнение соотношения

$$Z_{SH}(\omega, h) = 0 \quad (15)$$

отвечает для акустически сплошной границы раздела изотропный диэлектрик (9) — пьезокристалл (12) максимальной интенсивности возбуждения падающей извне плоской сдвиговой объёмной волной упругой эванесцентной ($\eta_{SH}^2 > 0$) волны SH-типа ($\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$) в пьезокристаллической среде (12): $T_{SH}(\omega, h) = 2$. При этом соотношения (14), (15) определяют спектр сдвиговой поверхностной акустической волны (ПАВ) Гуляева — Блюштейна, распространяющейся вдоль механически свободной и электрически открытой (2) поверхности сред (1) и упругого пьезополупространства (12) [22]:

$$h^2 = h_{SAW}^2(\omega), \quad h_{SAW}^2(\omega) \equiv \frac{\rho\omega^2}{c'_{44}} \left[1 - \left(4\pi \frac{e_{15}^2 \tilde{\varepsilon}}{\varepsilon + \tilde{\varepsilon}} \right)^2 \right]^{-1}. \quad (16)$$

Отметим, что при выполнении (14), (15) в условиях ПВО мгновенный поток упругой (но не электрической!) энергии через границу раздела сред (9) и (12) для соответствующей плоской эванесцентной волны с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{a}$ строго равен нулю в любой момент времени. В результате в этом случае в пьезоэлектрической среде (12) формируется ПАВ, характеризующаяся обращением в нуль упругого поверхностного волнового импеданса, $Z_{SH}(\omega, h = h_{SAW}(\omega)) = 0$, для граничной задачи (13). Если и здесь воспользоваться "акустическим" аналогом классификации [20], то формирующаяся в рассматриваемой слоистой структуре (8), (9), (12), (13) ПАВ Гуляева — Блюштейна (16) можно при $\rho\omega^2/c'_{44} < h^2 < \omega^2 \tilde{\varepsilon}_1^{-2}$ называть быстрой несобственной ПАВ.

Следует, однако, отметить, что для формирования быстрой несобственной ПАВ и выполнения (14), (15) гибридизация двух парциальных эванесцентных волн (упругой и электромагнитной) не является необходимым условием. Как пример можно указать случай, когда в рассматриваемой акустически сплошной структуре, включающей в себя полуграничный ($\zeta > 0$) упругий изотропный диэлектрик (9), нижнее полупространство ($\zeta < 0$) занято ферромагнетиком (ФМ). При пренебрежении конечностью скорости распространения ЭМ-волны магнитоупругая динамика акустически менее плотной ФМ-среды описывается замкнутой системой уравнений, состоящей из уравнений Ландау — Лифшица для вектора намагниченности единицы объёма \mathbf{M} , основного уравнения механики сплошной среды и уравнений магнитостатики [25].

В качестве примера рассмотрим одноподрешёточную модель легкоосного (ЛО) ФМ, магнитоупругие и упругие свойства которого в дальнейшем для простоты и наглядности расчётов полагаем изотропными (μ — модуль сдвига ФМ-среды). Ограничимся случаем, в котором лёгкой осью ФМ является ось z и в равновесном состоянии $\mathbf{M} \parallel \mathbf{H}_0 \parallel z$. Для сдвиговой волны с $\mathbf{u} \parallel z$ и $\mathbf{k} \in xy$ материальные соотношения для рассматриваемой модели ФМ с учётом как магнитоупругого, так и магнито-стрикционного взаимодействия в безобменном приближении могут быть представлены в виде [26]

$$\begin{cases} \sigma_{zx} = c_{\perp} \frac{\partial u_z}{\partial x} + ic_* \frac{\partial u_z}{\partial y} + \beta_{15} H_x - i\beta_* H_y, \\ \sigma_{zy} = c_{\perp} \frac{\partial u_z}{\partial y} - ic_* \frac{\partial u_z}{\partial x} + \beta_{15} H_y + i\beta_* H_x, \end{cases} \quad (17)$$

$$\begin{cases} B_x = \mu_{\perp} H_x - i\mu_* H_y - 4\pi\beta_{15} \frac{\partial u_z}{\partial x} + 4\pi i\beta_* \frac{\partial u_z}{\partial y}, \\ B_y = \mu_{\perp} H_y + i\mu_* H_x - 4\pi\beta_{15} \frac{\partial u_z}{\partial y} - 4\pi i\beta_* \frac{\partial u_z}{\partial x}, \end{cases}$$

где $\mathbf{H} = -\nabla\varphi$, φ — магнитостатический потенциал.

Пусть по-прежнему $\mathbf{q} \parallel y$, но вместо (13) на поверхности рассматриваемого полуграничного ЛО-ФМ для рассматриваемой магнитоакустической конфигурации имеет место следующая система граничных условий:

$$\begin{aligned} \sigma_{zx} &= \tilde{\sigma}_{zx}, \quad u_z = \tilde{u}_z, \quad y = 0, \quad u_z(y \rightarrow -\infty) \rightarrow 0, \\ B_x &= -h\varphi, \quad y = 0, \quad \varphi(y \rightarrow -\infty) \rightarrow 0, \end{aligned} \quad (18)$$

что отвечает акустически сплошной границе раздела между немагнитной (9) и магнитной (17) средами. В этом случае в соответствии с общими положениями

теории волновых процессов в слоистых средах [5, 22] можно с учётом (9), (17) и (18) получить, что амплитудный коэффициент прохождения объёмной сдвиговой волны с $\mathbf{u} \parallel \mathbf{H}_0 \parallel z$, падающей из глубины упругой изотропной немагнитной среды (9), структурно совпадает с (11), однако теперь имеет место не (14), а

$$Z_{SH}(\omega, h) \equiv c'_{44} \eta_{SH} - c_* \sigma + \left[\frac{4\pi}{\mu_{\perp}} \beta_{15}^2 - \frac{4\pi(\beta_{15} + \beta_* \sigma)^2}{\mu_{\perp} + \mu_* \sigma + 1} \right] \frac{1}{\mu},$$

$$c'_{44} \equiv \frac{c_{\perp}}{\mu} + \frac{4\pi\beta_{15}^2}{\mu\mu_{\perp}}, \quad \sigma \equiv \text{sign } h. \quad (19)$$

При этом эффект двукратного усиления амплитуды возбуждаемой упругой эванесцентной волны SH-типа по сравнению с амплитудой плоской сдвиговой волны, падающей из немагнитной среды (9), при выполнении (15), (19) сохраняется даже без учёта квазистатического электромагнитного поля (что формально отвечает переходу в соотношениях (17)–(19) к пределу $4\pi \rightarrow 0$).

Следует отметить, что с учётом (19) для падающей на уединённую акустически сплошную (18) границу раздела сред (9) и (17) из акустически менее плотной среды плоской сдвиговой объёмной волны SH-типа отражение при $Z_{SH}(\omega, h = \omega/\tilde{s}_t) = 0$, так же как и в случае (13), (15), полностью аналогично отражению от механически свободной поверхности (аналог падения под углом Рэлея [9]).

Подчёркнём, что в случае акустически сплошной границы раздела (8) между упругим изотропным диэлектриком (9) и пьезокристаллической средой (12) (или ферромагнитной средой (17)) мгновенный поток упругой энергии через границу раздела сред не равен строго нулю в любой момент времени, если объёмная сдвиговая плоская волна падает из диэлектрика (9) на поверхность полуограниченного пьезоэлектрика (12) (или ферромагнетика (17)) под предельным углом акустического ПВО.

Учитывая приведённые выше примеры из акустики (8)–(19) и структуру вектора Пойнтинга для плоской ЭМ-волны [12, 13], распространяющейся вдоль нормали к границе раздела сред, можно рассчитывать, что и для уединённой границы раздела оптически прозрачных диэлектриков внутри области ПВО условием максимального усиления интенсивности эванесцентных ЭМ-волн ТМ- или ТЕ-типа ($T_{\alpha} = 2$, $\alpha = p, s$) будет обращение в нуль поверхностного волнового импеданса Z_p (для волны ТМ-типа) или поверхностного волнового сопротивления Z_s (для волны ТЕ-типа), т.е.

$$\mathbf{E}\mathbf{b} = 0, \quad \mathbf{H}\mathbf{a} = \tilde{\mathbf{H}}\mathbf{a}, \quad \alpha = p, \quad \zeta = 0, \quad (20)$$

$$\mathbf{H}\mathbf{b} = 0, \quad \mathbf{E}\mathbf{a} = \tilde{\mathbf{E}}\mathbf{a}, \quad \alpha = s, \quad \zeta = 0. \quad (21)$$

Как следует из результатов работ [27–29], в случае границы раздела диэлектрик–идеальный металл постоянное внешнее электрическое \mathbf{E}_0 или магнитное \mathbf{H}_0 поле (а также их комбинация) может приводить к формированию в диэлектрике распространяющейся однопарциальной плоской поверхностной электромагнитной ТМ-волны. Однако возможность достижения с помощью постоянного внешнего магнитного или электрического поля (или их комбинации) максимального усиления в условиях ПВО как интенсивности эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа, так и сопутствующих динамических эффектов для уединённой границы раздела двух

прозрачных диэлектрических сред (формирование вытекающей поверхностной ЭМ-волны первого типа) до сих пор не рассматривалась.

Определим условия, при которых в условиях ПВО падение плоской объёмной ЭМ-волны ТМ- или ТЕ-типа на уединённую границу раздела оптически прозрачных пространственно однородных диэлектрических сред приводит к максимальному усилению интенсивности возбуждения электромагнитной ЭВ с соответствующей поляризацией [30].

2.3. Быстрая несобственная особая поверхностная волна

В качестве примера рассмотрим плоскую границу раздела двух прозрачных полуограниченных диэлектрических сред с нормалью к границе раздела \mathbf{q} , считая, как и в случае (1)–(3), что верхнее полупространство ($\zeta > 0$) занято оптически более плотной немагнитной средой, изотропной по электромагнитным свойствам (1). Что касается нижнего полупространства, то будем полагать, что оно занято бианизотропной (БА) средой, материальные соотношения которой, согласно [17], могут быть представлены в виде

$$\mathbf{B} = \bar{\mu}\mathbf{H} + \bar{A}^* \mathbf{E}, \quad \mathbf{D} = \bar{\epsilon}\mathbf{E} + \bar{A}^T \mathbf{H}, \quad (22)$$

где $\bar{\mu}$ и $\bar{\epsilon}$ — тензоры магнитной и диэлектрической проницаемостей, \bar{A} — магнитоэлектрический тензор, индекс * отвечает комплексному сопряжению.

Рассматривая в дальнейшем только случай независимого распространения волн ТМ- или ТЕ-типа в выбранной сагиттальной плоскости с нормалью вдоль \mathbf{a} , относительно тензорных коэффициентов в (22) будем полагать, что без учёта диссипации они в диадном представлении [17] имеют следующую структуру ($\mathbf{b} = [\mathbf{qa}]$):

$$\begin{aligned} \bar{\epsilon} &= \epsilon_1 \mathbf{b} \otimes \mathbf{b} + \epsilon_2 \mathbf{q} \otimes \mathbf{q} + \epsilon_3 \mathbf{b} \otimes \mathbf{q} + \epsilon_3^* \mathbf{q} \otimes \mathbf{b} + \epsilon_4 \mathbf{a} \otimes \mathbf{a}, \\ \bar{\mu} &= \mu_1 \mathbf{b} \otimes \mathbf{b} + \mu_2 \mathbf{q} \otimes \mathbf{q} + \mu_3 \mathbf{b} \otimes \mathbf{q} + \mu_3^* \mathbf{q} \otimes \mathbf{b} + \mu_4 \mathbf{a} \otimes \mathbf{a}, \\ \bar{A} &= A_1 \mathbf{b} \otimes \mathbf{a} + A_2 \mathbf{q} \otimes \mathbf{a} + A_3 \mathbf{a} \otimes \mathbf{b} + A_4 \mathbf{a} \otimes \mathbf{q}. \end{aligned} \quad (23)$$

Кроме того, в дальнейшем ограничимся случаем, в котором без учёта диссипации диагональные компоненты тензоров, входящих в (22), (23), — действительные, а недиагональные — комплексные. В работе [31] предложена основанная на анализе структуры тензора магнитоэлектрического взаимодействия \bar{A} классификация БА-сред (22). Согласно этой классификации тензор \bar{A} , входящий в (23), при $\text{Re } A_{ik} = \text{Re } A_{ki}$ отвечает псевдотеллегеновской среде, а при $\text{Re } A_{ik} = -\text{Re } A_{ki}$ — движущейся среде. Если в (23) $\text{Im } A_{ik} = \text{Im } A_{ki}$, то входящий в (22) тензор \bar{A} отвечает, согласно [31], псевдокиральной среде, а при $\text{Im } A_{ik} = -\text{Im } A_{ki}$ — омега-среде.

В соответствии с (22), (23) в плоскости с нормалью вдоль \mathbf{a} возможно независимое распространение плоской волны ТМ-типа ($\mathbf{H}\mathbf{a} \propto \exp(i\mathbf{k}_p \mathbf{r} - i\omega t)$) или ТЕ-типа ($\mathbf{E}\mathbf{a} \propto \exp(i\mathbf{k}_s \mathbf{r} - i\omega t)$), где $\mathbf{r} \perp \mathbf{a}$. Если, в зависимости от поляризации волны (ТМ- или ТЕ-типа), волновой вектор \mathbf{k} представим как $\mathbf{k} = \hbar\mathbf{b} + k_{\parallel}\mathbf{q}$ ($\alpha = p, s$), то дисперсионное уравнение для спектра нормальных поляритонов ТМ- или ТЕ-типа, распространяющихся в неограниченной среде (22), (23), отвечает корням следующего урав-

нения:

$$k_{\parallel\alpha}^2 + N_{1\alpha}k_{\parallel\alpha} + N_{2\alpha} = 0, \quad (24)$$

$$\begin{cases} N_{1p} = \frac{2}{\varepsilon_2} [h \operatorname{Re} \varepsilon_3 + \operatorname{Re} (\varepsilon_2 A_3) - \operatorname{Re} (A_4 \varepsilon_3)], \\ \Delta\varepsilon \equiv \varepsilon_1 \varepsilon_2 - \varepsilon_3 \varepsilon_3^*, \\ \varepsilon_2 N_{2p} = h^2 \varepsilon_1 + 2h [-\operatorname{Re} (\varepsilon_1 A_4) + \operatorname{Re} (\varepsilon_3 A_3^*)] + \\ + \mu_4 \Delta\varepsilon + \varepsilon_2 A_3 A_3^* + \varepsilon_1 A_4 A_4^* - 2 \operatorname{Re} (\varepsilon_3 A_3^* A_4^*), \\ N_{1s} = \frac{2}{\mu_2} [h \operatorname{Re} \mu_3 - 2 \operatorname{Re} (\mu_2 A_1) + 2 \operatorname{Re} (\mu_3 A_2^*)], \\ \Delta\mu \equiv \mu_1 \mu_2 - \mu_3 \mu_3^*, \\ \mu_2 N_{2s} = \mu_1 h^2 + 2h [\mu_1 \operatorname{Re} A_2 - \operatorname{Re} (\mu_3 A_1)] + \\ + \varepsilon_4 \Delta\mu + \mu_2 A_1 A_1^* + \mu_1 A_2 A_2^* - 2 \operatorname{Re} (\mu_3 A_1 A_2^*). \end{cases}$$

Расчёт показывает, что в условиях ПВО (т.е. когда в (24) $N_{1\alpha}^2 < 4N_{2\alpha}^2$) определяемая компонента волнового вектора $\eta_\alpha(\omega, h)$ ($k_{\parallel\alpha}^2 = \eta_\alpha^2 < 0$) для плоской ЭМ-волны с поляризацией $\alpha = p, s$, нормальная к поверхности в БА-среде (22), (23), занимающей нижнее полупространство, согласно (24), имеет вид

$$\eta_\alpha = \eta'_\alpha - i\eta''_\alpha, \quad \operatorname{Im} \eta'_\alpha = \operatorname{Im} \eta''_\alpha = 0, \quad \alpha = p, s. \quad (25)$$

Следовательно, амплитуда ЭВ с поляризацией α по мере удаления от границы раздела в глубь нижнего полупространства может не просто экспоненциально убывать с показателем $\eta''_\alpha \neq 0$, но и одновременно испытывать пространственные осцилляции (с периодом $2\pi/\eta'_\alpha$) при условии, что $\eta'_\alpha < \eta''_\alpha$. Следует также отметить, что подобные пространственные осцилляции (с периодом $2\pi/\eta'_\alpha$) амплитуды волны ТМ(ТЕ)-типа по мере удаления от границы раздела в глубь рассматриваемой БА-среды (22), (23) могут сохраняться и при $\eta''_\alpha = 0$ (случай падения извне на поверхность объёмной электромагнитной волны ТМ(ТЕ)-типа под предельным углом ПВО $\vartheta = \vartheta_{\text{св}}$ для волны данной поляризации).

При $\eta''_\alpha > 0$ соотношения для Z_α , входящих в (3), с учётом (4), (22)–(25) могут быть представлены в виде

$$Z_s(\omega, h) \equiv \frac{1}{\Delta\mu} [\mu_2 \eta''_s - h \operatorname{Im} \mu_3 + \mu_2 \operatorname{Im} A_1^* - \operatorname{Im} (\mu_3 A_2^*)], \quad (26)$$

$$Z_p(\omega, h) \equiv \frac{1}{\Delta\varepsilon} [\varepsilon_2 \eta''_p - h \operatorname{Im} \varepsilon_3 - \varepsilon_2 \operatorname{Im} A_3 + \operatorname{Im} (\varepsilon_3 A_4)].$$

Таким образом, на уединённой границе раздела оптически прозрачных диэлектриков внутри области ПВО становится возможным максимальное (четырёхкратное) усиление интенсивности эванесцентной ЭМ-волны соответствующей поляризации $\alpha = p, s$ ($|T_\alpha|^2 = 4$), если на плоскости внешних параметров $\omega-h$ для заданной поляризации ЭМ-волны $\alpha = p$ или $\alpha = s$ с учётом (24)–(26) внутри области ПВО (при $(\eta''_\alpha)^2 > 0$), условие

$$Z_\alpha(\omega, h) = 0, \quad \alpha = p, s, \quad (27)$$

является результатом реализации соотношения (20) или (21) (см. также [31]). Из совместного анализа (3)–(5), (22)–(26) следует, что в рассматриваемом случае БА-среды возможности одновременного формирования в БА-среде также и однопарциальной электромагнитной ООВ соответствующей поляризации (т.е. при

$\eta''_\alpha(\omega, h) = 0$) отвечает выполнению

$$Z_\alpha(\vartheta = \vartheta_{\text{св}}) = 0, \quad |T_\alpha|^2 = 4, \quad \alpha = p, s, \quad (28)$$

в зависимости от поляризации падающей извне плоской объёмной ЭМ-волны). Из (22)–(27) следует, что при $\alpha = p$ соотношение (27) совместно с (24), (25) определяют на плоскости внешних параметров $\omega-h$ спектр поверхностной волны ТМ-типа, распространяющейся в выбранной сагиттальной плоскости вдоль границы раздела немагнитный диэлектрик (23)–идеальный электрический проводник. Если в (24)–(27) $\alpha = s$, то речь идёт о тех сочетаниях $\omega-h$, которые отвечают закону дисперсии поверхностного поляритона ТЕ-типа с $\mathbf{k} \in xy$, распространяющегося в рассматриваемой оптической конфигурации вдоль границы раздела немагнитный диэлектрик (23)–идеальный магнитный проводник (формально $\tilde{Z}_s = 0$). Вследствие (27) у этого класса бегущих локализованных вблизи границы раздела плоских электромагнитных ЭВ внутри области ПВО в произвольный момент времени групповая скорость строго параллельна границе раздела сред (в любой момент равен нулю мгновенный поток энергии через границу раздела сред, $\mathbf{S}_\alpha \mathbf{q} = 0$). Таким образом, следуя аналогии с особыми объёмными волнами ТМ-типа [18], определяемые (26), (27) поверхностные поляритонные возбуждения с $\alpha = p$ или с $\alpha = s$, формирующиеся в условиях ПВО, можно назвать особыми поверхностными волнами (ОПВ) соответственно ТМ- или ТЕ-типа.

В зависимости от поляризации ОПВ область её возможного существования на плоскости внешних параметров $\omega-h$ с учётом (26) определяется следующими соотношениями:

$$\mu_2 [-h \operatorname{Im} \mu_3 + \mu_2 \operatorname{Im} A_1^* - \operatorname{Im} (\mu_3 A_2^*)] < 0, \quad \alpha = s, \quad (29)$$

$$\varepsilon_2 [-h \operatorname{Im} \varepsilon_3 - \varepsilon_2 \operatorname{Im} A_3 + \operatorname{Im} (\varepsilon_3 A_4)] < 0, \quad \alpha = p.$$

Если одновременно учесть классификацию гиротропных сред [17] и БА-сред [31], то на основе совместного анализа (23), (26), (27), (29) можно указать следующие возможные независимые механизмы формирования рассматриваемых ОПВ:

1) спонтанная или вынужденная гиротропия (ось гиротропии ортогональна плоскости падения), $\operatorname{Im} \varepsilon_3 \neq 0$, $\operatorname{Im} \mu_3 \neq 0$, $\bar{A} = \bar{0}$;

2) омега-среда или псевдокиральная среда, $\operatorname{Im} A_1 \neq 0$, $\operatorname{Im} A_3 \neq 0$, $\operatorname{Im} \varepsilon_3 = 0$, $\operatorname{Im} \mu_3 = 0$, $\operatorname{Re} A_2 = 0$, $\operatorname{Re} A_4 = 0$;

3) гибридизация спонтанной или вынужденной гиротропии и асимметричного линейного МЭ-эффекта (движущаяся или псевдотеллегеновская среда), $\operatorname{Im} A_1 = \operatorname{Im} A_3 = 0$, $\operatorname{Im} \varepsilon_3 \neq 0$, $\operatorname{Im} \mu_3 \neq 0$, $\operatorname{Re} A_2 \neq 0$, $\operatorname{Re} A_4 \neq 0$.

Кроме того, из анализа (23), (24), (26), (27), (29) следует возможность существования нескольких независимых механизмов формирования невязимности спектра ОПВ ТМ- или ТЕ-типа относительно инверсии направления распространения вдоль границы раздела сред ($\omega(h) \neq \omega(-h)$). В частности, невязимность спектра ОПВ может быть связана со спонтанной или вынужденной гиротропией (ось гиротропии ортогональна плоскости падения) БА-среды, если $\bar{A} = \bar{0}$, то $\operatorname{Im} \varepsilon_3 \neq 0$ при $\alpha = p$ и $\operatorname{Im} \mu_3 \neq 0$ при $\alpha = s$.

Если при $\alpha = p$ одновременно $\text{Re}(\varepsilon_1 A_4 - \varepsilon_3 A_3^*) \neq 0$ и $\text{Im} \varepsilon_3 \text{Im} A_3 = 0$, то механизм невязности спектра ОПВ индуцирован асимметричным линейным МЭ-эффектом (движущаяся или псевдотеллегеновская БА-среда). Для $\alpha = s$ соответствующие соотношения имеют вид $\text{Re}(\mu_1 A_2 - \mu_3 A_1) \neq 0$, $\text{Im} \mu_3 \text{Im} A_1 = 0$.

Если при $\alpha = p$ одновременно $\text{Re}(\varepsilon_1 A_4 - \varepsilon_3 A_3^*) \neq 0$ и $\text{Im} \varepsilon_3 \text{Im} A_3 \neq 0$, то механизм невязности спектра ОПВ индуцирован гибридизацией спонтанной или вынужденной гиротропии и псевдокирального взаимодействия в БА-среде. Для $\alpha = s$ соответствующие соотношения имеют вид $\text{Re}(\mu_1 A_2 - \mu_3 A_1) \neq 0$, $\text{Im} \mu_3 \text{Im} A_1 \neq 0$.

С учётом величины и знака коэффициентов, входящих в уравнения связи рассматриваемой БА-среды (22), (23), определяемая (24)–(27), (29) ОПВ ТМ- или ТЕ-типа может быть как прямой волной ($h \partial \omega / \partial h > 0$), так и обратной ($h \partial \omega / \partial h < 0$), что в условиях ПВО отвечает направлению потока энергии, переносимого такой ОПВ в БА-среде относительно направления её распространения вдоль поверхности (2). В результате для формирования обратной ОПВ ТМ- или ТЕ-типа (24)–(27), (29) необходимо, чтобы с учётом (24) в условиях ПВО (см. также [32]) выполнялось условие

$$\text{Im} \left(\eta_\alpha'' \frac{\partial Z_\alpha}{\partial h} \right) < 0, \quad \alpha = p, s. \quad (30)$$

Противоположный знак неравенства в (30) отвечает прямой ОПВ ТМ- или ТЕ-типа (26), (27), (29), а равенство нулю левой части (30) определяет такие сочетания $\omega - h$, при которых на плоскости $\omega - h$ на дисперсионной кривой ОПВ (24)–(27), (29) формируется максимум или минимум.

3. Отражение плоской волны от уединённой границы раздела сред при резонансном возбуждении особой поверхностной волны

До сих обсуждались только условия, при которых внутри области ПВО амплитуда ЭВ ТМ- или ТЕ-типа вблизи поверхности полуграниченной оптически менее плотной прозрачной среды достигает максимальной величины.

Рассмотрим теперь, как в оптически более плотной среде (1) изменяется характер отражения от уединённой границы раздела прозрачных диэлектриков плоской объёмной волны, если её частота и угол падения одновременно отвечают закону дисперсии указанной выше ОПВ (24)–(27), (29) (ЭМ — аналог угла Рэлея [9]).

Если φ_α — фазовый сдвиг объёмной волны с поляризацией α , отражённой в условиях ПВО от поверхности рассматриваемой диэлектрической БА-среды (23) в верхнюю оптически более плотную среду (1), то с учётом принятых выше обозначений

$$\tan \frac{\varphi_\alpha}{2} = - \frac{Z_\alpha}{\bar{Z}_\alpha}, \quad \alpha = s, p. \quad (31)$$

Таким образом, в случае (24)–(27), (29) для волны с заданной поляризацией $\alpha = p$ ($\alpha = s$) в области ПВО ($(\eta_\alpha'')^2 > 0$) на границе раздела сред (1) и (22), (23) одновременно также выполнены условия:

$$R_\alpha = 1, \quad \varphi_\alpha = 0, \quad Z_\alpha = 0, \quad S_\alpha \mathbf{q} = 0, \quad \zeta = 0, \quad \alpha = s, p. \quad (32)$$

Это означает, что в рассматриваемом случае возбуждения в БА-среде (22), (23) быстрой несобственной ОПВ ТМ-типа, распространяющейся в сопряжённой оптически более плотной среде (1), суммарная амплитуда магнитного поля вблизи границы раздела сред вдвое превышает амплитуду магнитного поля в падающей на границу раздела волне ТМ-типа. Подобный эффект характерен для отражения плоской ЭМ-волны ТМ-типа от поверхности идеального металла [33] (идеального электрического проводника [34]). Таким образом, в рамках рассматриваемой модели для падающей извне на поверхность оптически прозрачного диэлектрика плоской объёмной монохроматической однопарциальной волны ТМ-типа, частота и угол падения которой одновременно отвечают спектру ОПВ ТМ-типа (24)–(27), (29), (32), отражение будет таким же, как от поверхности идеального электрического проводника.

Аналогично из (1), (31), (32) следует, что внутри области ПВО для падающей извне на поверхность оптически прозрачного диэлектрика плоской объёмной монохроматической однопарциальной волны ТЕ-типа, частота и угол падения которой одновременно отвечают спектру ОПВ ТЕ-типа (24)–(27), (29), в рамках рассматриваемой модели отражение будет таким же, как от поверхности идеального магнитного проводника [34].

Следует отметить, что указанный выше эффект отражения падающей извне на поверхность оптически прозрачного диэлектрика плоской объёмной ЭМ-волны ТМ-типа, как от идеального металла, в определённом смысле является обратным по отношению к известному в оптике эффекту отражения плоской объёмной ЭМ-волны от металла, как от диэлектрика. Для модели Друде последний возможен, если частота падающей извне на поверхность металла плоской объёмной волны ТМ-типа больше плазменной частоты металла (см., например, [35]).

Появление на плоскости внешних параметров частота – продольное волновое число сочетаний частоты и продольного волнового числа, отвечающих (24)–(27), (29), можно, следуя [20], рассматривать как формирование в условиях ПВО на границе раздела изотропный диэлектрик (1) – оптически менее плотная БА-среда (22)–(24) быстрой несобственной ОПВ ТМ-типа (в случае $R_p = 1$) или ТЕ-типа (при $R_s = 1$).

Важно отметить, что для всех вышеуказанных быстрых несобственных ОПВ мгновенный поток энергии через уединённую границу раздела сред в любой момент времени равен нулю. Это означает, что рассматриваемая ОПВ ТМ- или ТЕ-типа (24)–(27), (29) не является вытекающей и существует в оптически менее плотной среде (22), (23) только при наличии в сопряжённой оптически более плотной среде (1) с теми же значениями ω и h стоячей вдоль нормали к границе раздела сред плоской объёмной монохроматической волны ТМ-типа (в случае $R_p = 1$) или ТЕ-типа (в случае $R_s = 1$) (см. также [16]). Это является следствием указанной в [3] невозможности возбуждения вытекающей волны падающей извне плоской объёмной волной.

Напомним, что ранее в работах [36, 37] также изучался случай, в котором в условиях ПВО при отражении от уединённой границы раздела оптически прозрачных диэлектрических сред плоской объёмной эллиптически поляризованной ЭМ-волны мгновенный поток энергии через границу раздела сред строго равен нулю в любой момент времени. Однако необходимым усло-

вием для реализации этого эффекта, согласно [36], являлось формирование в оптически менее плотной среде распространяющейся вдоль границы раздела сред эванесцентной ЭМ-волны с круговой поляризацией.

Формирование в условиях ПВО на уединённой границе раздела сред особой поверхностной волны как ТМ-типа, так и ТЕ-типа в сопряжённой оптически более плотной среде (призме) сопровождается простым [10] (чистым [38]) отражением плоской объёмной волны соответствующей поляризации (и падающая, и отражённая волны относятся к одной и той же поверхности рефракции). Однако, несмотря на то что в этом случае мгновенный поток энергии через границу раздела сред формально строго равен нулю, обсуждаемую ОПВ нельзя рассматривать как геометрическое место "чистых" точек спектра (как бездиссипативное локализованное состояние на фоне сплошного спектра [10, 39]), так как амплитуды ОПВ и плоских волн, участвующих в простом отражении вследствие граничных условий, не являются независимыми, в отличие от таковых в [10, 39]. Это касается и рассмотренного в [36] случая формирования в условиях ПВО на границе раздела изотропных оптически прозрачных сред особой двухпарциальной эванесцентной волны с круговой поляризацией.

До сих пор всюду выше рассматривалась только возможность усиления в условиях ПВО на уединённой границе раздела оптически прозрачных сред ЭВ типа ТМ или ТЕ вследствие падения плоской объёмной волны с соответствующей поляризацией. Вместе с тем, как известно (см., например, [40]), плоская волна является только физической идеализацией, по крайней мере потому, что не учитывается конечность размеров реального источника возбуждения. Корректный учёт этого обстоятельства в рамках более реалистической модели может качественно изменить характер отражения волн в слоистых средах (см., например, [3, 5, 9–11, 41–43]). В частности, в случае, когда объёмная ЭМ-волна, падающая под предельным углом ПВО на границу раздела сред, не является плоской, быстрая несобственная ООВ, формирующаяся в оптически менее плотной среде, становится источником боковой волны. Отметим, что в сейсмофизике боковая волна чаще называется преломлённой или головной волной [5].

4. Уединённая граница раздела двух сред. Резонансное отражение квазиплоской или квазимонохроматической волны

Хорошо известно, что с учётом введённых в разделе 2 соотношений для поверхностного волнового импеданса (при $\alpha = p$) и поверхностной волновой проводимости (при $\alpha = s$) (4) выражение для френелевского коэффициента отражения плоской объёмной монохроматической волны ТМ- или ТЕ-типа в условиях ПВО для всех рассмотренных выше магнитооптических конфигураций может быть представлено в виде [12, 13]

$$\tilde{\Psi}_\alpha = [\exp(-ik_\alpha \zeta) + R_\alpha \exp(ik_\alpha \zeta)] \exp(-i\omega t + ih\tau), \quad \zeta > 0,$$

$$R_\alpha = \frac{\tilde{Z}_\alpha - iZ_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha + iZ_\alpha}, \quad \text{Im } \tilde{Z}_\alpha = 0, \quad \text{Im } Z_\alpha = 0, \quad (33)$$

$$\tilde{\Psi}_p \equiv \tilde{\mathbf{H}}_\alpha, \quad \tilde{\Psi}_s \equiv \tilde{\mathbf{E}}_\alpha, \quad \alpha = s, p$$

(τ — текущая координата вдоль направления \mathbf{b}), а значит, в непосредственной окрестности точки, отвечающей при заданной частоте на плоскости внешних параметров частота — продольное волновое число спектру быстрой ОПВ (24)–(27), (29), (32), поверхностный волновой импеданс (для волны ТМ-типа) (или поверхностная волновая проводимость для волны ТЕ-типа) может быть выражен в виде степенного ряда по малым отклонениям продольного волнового числа вблизи $h'_\alpha(\omega)$ ($Z_\alpha(\omega, h = h'_\alpha(\omega)) = 0$). В результате в непосредственной окрестности (24)–(27), (29), (32) структура френелевского коэффициента отражения волны ТМ- или ТЕ-типа для фиксированной частоты ω может быть представлена в виде [2, 3, 5]

$$R_\alpha(\omega) \approx \frac{h - h'_\alpha(\omega) + ih''_\alpha(\omega)}{h - h'_\alpha(\omega) - ih''_\alpha(\omega)}, \quad (34)$$

$$Z_\alpha(\omega, h'_\alpha(\omega)) = 0, \quad h''_\alpha \approx \frac{\tilde{Z}_\alpha}{\partial Z_\alpha / \partial h} \Big|_{h=h'_\alpha}, \quad \alpha = p, s.$$

Если считать, что монохроматический источник поля с частотой ω находится на бесконечно большом расстоянии от импедансной поверхности и в случае волны ТМ- или ТЕ-типа обладает угловым спектром $F_\alpha(\omega, h)$, то структура поля отражённой неплоской волны ТМ- или ТЕ-типа в оптически более плотной среде может быть вместо (33) представлена как

$$\tilde{\Psi}_\alpha(\zeta, \tau) = \tilde{\Psi}_{i\alpha}(\zeta, \tau) + \tilde{\Psi}_{r\alpha}(\zeta, \tau),$$

$$\tilde{\Psi}_{i\alpha}(\zeta, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \exp[-ik_{\parallel\alpha}(\omega, h)\zeta + ih\tau] F_\alpha(\omega, h) dh, \quad (35)$$

$$\tilde{\Psi}_{r\alpha}(\zeta, \tau) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R_\alpha(\omega, h) \exp[ik_{\parallel\alpha}(\omega, h)\zeta + ih\tau] F_\alpha(\omega, h) dh.$$

В результате из (34), (35) в соответствии с общими положениями теории волн в слоистых средах [3, 5, 9–11, 41–43], в частности, следует, что формирующаяся в области ПВО при падении извне квазиплоской объёмной ЭМ-волны ТМ- или ТЕ-типа быстрая несобственная ОПВ, распространяющаяся вдоль границы раздела (24)–(27), (29), (32), трансформируется в вытекающую ОПВ с той же поляризацией. Как известно [43], в случае падающей плоской волны её угловой спектр определяется дельта-функцией, однако с учётом конечной угловой ширины падающего пучка становятся возможными следующие варианты, позволяющие приближённо аналитически вычислить, принимая во внимание (34), интегралы в правой части (35):

$$|h - h'_\alpha(\omega)| \ll |h''_\alpha(\omega)|, \quad (36)$$

$$|h - h'_\alpha(\omega)| \gg |h''_\alpha(\omega)|. \quad (37)$$

Если учесть конечную кривизну фронта реальной квазиплоской объёмной волны (конечность размеров источника волны), то, как показывает расчёт, на границе раздела сред перестаёт выполняться условие $\mathbf{S}_\alpha \mathbf{q} = 0$ для большинства плоских волн, формирующих остронаправленный пучок волн как при $\alpha = p$, так и при $\alpha = s$. Однако для осевого вектора квазиплоской волны ТМ- или ТЕ-типа с заданной частотой ω по-прежнему в условиях ПВО при выполнении (24)–(26), (28), (29), (32) будет возможна реализация соотношения $\text{Re } Z_\alpha(\omega, h) = 0$.

В условиях (36) становится возможным разложение в ряд фазы коэффициента отражения, что с учётом только нулевого и первого порядков разложения по малым отклонениям h от направления осевого луча в условиях ПВО даёт лишь сдвиг отражённого пучка как целого по отношению к траектории пучка, определённой на основе геометрической оптики (т.е. отражения идеально плоской волны) [3, 5, 9–11, 41–43].

При выполнении (37), согласно [3, 5, 9, 41], становится возможным качественное изменение как формы, так и траектории отражённого пучка по отношению к форме и траектории пучка, задаваемого приближением (36).

Отмеченный выше эффект возбуждения в условиях ПВО падающей извне квазиплоской объёмной волной не излучающей при своём распространении быстрой несобственной ОПВ ТМ- или ТЕ-типа (так же как ООВ ТМ(ТЕ)-типа или сдвиговой ПАВ) находится в соответствии с утверждением работ [3, 5, 42] о том, что вытекающая волна (так же как и боковая) может быть возбуждена волной с конечным угловым спектром. Это при выполнении (24)–(27), (29) позволяет рассчитывать на возможность достижения в области ПВО ($R_\alpha = \exp(i\varphi_\alpha)$) локального усиления эффекта Гуса–Хенхен $A_\alpha = -\partial\varphi_\alpha/\partial h$ (см., например, [5]) в случае падения квазиплоской волны ТМ- или ТЕ-типа, если её угол падения и частота отвечают (36) или (37).

Несмотря на то что прошло уже практически 70 лет с момента открытия эффекта Гуса–Хенхен [44], интерес к анализу пространственной эволюции пучка объёмных электромагнитных волн, падающего в условиях ПВО на границу раздела оптически прозрачных сред, не ослабевает до сих пор [45, 46].

Эффект Гуса–Хенхен, как известно, заключается в том, что пучок объёмных волн, падающий в условиях ПВО на границу раздела сред из оптически более плотной среды, после отражения испытывает продольное смещение вдоль линии пересечения сагиттальной плоскости и границы раздела сред. Величина сдвига Гуса–Хенхен существенно возрастает, если в процессе переноса энергии участвуют вытекающие поверхностные поляритоны, что было экспериментально продемонстрировано на различных оптических схемах, позволяющих в рамках метода нарушенного ПВО возбуждать поверхностные поляритоны (речь идёт, в частности, о схемах Отто и Кречмана [12–14]). Однако во всех этих работах усиление сдвига Гуса–Хенхен не являлось результатом возбуждения поверхностной ЭМ-волны непосредственно на границе раздела с оптически более плотной средой. Необходимым элементом таких оптических схем всегда было наличие промежуточного слоя (структуры) на поверхности оптически менее плотной среды. Это связано с тем, что для формирования на границе раздела двух сред поверхностного поляритона необходимо, чтобы: 1) одна из сред была поверхностно активной для заданных значений ω и h ; 2) эти же значения ω и h должны одновременно отвечать области ПВО для обеих контактирующих сред.

Покажем, что в условиях ПВО усиление эффекта Гуса–Хенхен для квазиплоской волны ТМ(ТЕ)-типа может быть реализовано даже в случае одиночного интерфейса прозрачных сред (1)–(6), (22), (23), если имеет место резонансное возбуждение вытекающей электромагнитной ОПВ с той же поляризацией, что и у падающей. Если в условиях ПВО соотношение для френелев-

ского коэффициента отражения R_α в (35) представить как $R_\alpha = \exp(i\varphi_\alpha)$, то с учётом (31) получим [5, 41, 44], что вдали от предельного угла ПВО $\vartheta = \vartheta_{c\alpha}$ продольное смещение пучка объёмных волн с поляризацией ТМ- или ТЕ-типа принимает вид

$$A_\alpha = \frac{2 \operatorname{sign} h}{1 + (Z_\alpha/\bar{Z}_\alpha)^2} \frac{\partial}{\partial h} \left(\frac{Z_\alpha}{\bar{Z}_\alpha} \right), \quad \alpha = p, s. \quad (38)$$

Поскольку соотношение Артмана [47] справедливо, как известно [5, 41, 43], только для углов падения, далёких от скольжения, то, ограничившись в дальнейшем условием $\bar{Z}_\alpha \partial Z_\alpha/\partial h \gg Z_\alpha \partial \bar{Z}_\alpha/\partial h$, из (38) получим

$$A_\alpha \cong \frac{2 \operatorname{sign} h}{1 + (Z_\alpha/\bar{Z}_\alpha)^2} \frac{\partial Z_\alpha}{\bar{Z}_\alpha \partial h} = \frac{\operatorname{sign} h}{2\bar{Z}_\alpha} |T_\alpha|^2 \frac{\partial Z_\alpha}{\partial h}, \quad \alpha = p, s. \quad (39)$$

Расчёт показывает, что $\partial Z_\alpha/\partial h$ определяет отношение величины усреднённого по периоду колебаний потока энергии, переносимого эванесцентной волной ТМ(ТЕ)-типа вдоль поверхности оптически менее плотной среды, к обратной глубине проникновения этой неоднородной волны в оптически менее плотную среду.

Несмотря на то что соотношение (39) неприменимо непосредственно вблизи предельного угла ПВО для падающей волны данного типа ($\vartheta_{c\alpha}$), оно демонстрирует возможность возрастания в области ПВО смещения Гуса–Хенхен при $\vartheta \rightarrow \vartheta_{c\alpha}$ как при увеличении $\partial Z_\alpha/\partial h$, так и при стремлении Z_α к нулю.

Так как внутри области ПВО формирование эванесцентной волны будет ограничивать возрастание $\partial Z_\alpha/\partial h$, можно ожидать, что реализация условия (27) приведёт к усилению эффекта Гуса–Хенхен уже в случае единственной границы между прозрачными средами, обладающими оптическим контрастом (т.е. без введения "дополнительных границ раздела", используемых в традиционных оптических схемах [12–14]).

В частности, для остронаправленного пучка плоских объёмных волн ТМ- или ТЕ-типа в области существования вытекающей ОПВ ТМ- или ТЕ-типа (24)–(27), (29) величина сдвига, согласно (38), (39), с учётом (34) имеет вид [2, 5, 41, 48]

$$A_\alpha(h) = -\frac{\partial R_\alpha}{iR_\alpha \partial h} \cong \frac{2h''_\alpha}{(h - h'_\alpha)^2 + (h''_\alpha)^2}, \quad \alpha = p, s. \quad (40)$$

В результате при резонансном возбуждении на уединённой границе раздела оптически прозрачных диэлектриков слабывтекающей (т.е. при $|h''_\alpha| \ll |h'_\alpha|$) ОПВ типа ТМ или ТЕ (24)–(27), (29) в (40) $h''_\alpha A_\alpha(h = h'_\alpha) \gg 1$.

Как следствие, в лучевом представлении, подобно тому как это происходит в случае с боковой волной [5], для рассматриваемого случая возбуждения в условиях полного внутреннего отражения ОПВ на уединённой границе раздела сред луч, соединяющий находящиеся в оптически более плотной среде точку, в которой располагается источник излучения, и точку наблюдения, с учётом (40) характеризует нелокальное взаимодействие падающей объёмной ЭМ-волны с границей раздела сред. Корректный учёт этого обстоятельства, согласно [5], приводит, в частности, к тому, что при падении на границу раздела пучка плоских объёмных волн ТМ(ТЕ)-типа под углом, близким к углу, отвечающему электромагнитной ОПВ соответствующей поляризации ($h = h'_\alpha$

определяется (27)), при $h > h'_x$ становится принципиально возможным эффект фокусировки отражённого остронаправленного волнового пучка, причём огибающая этих лучей отвечает каустике. Расчёт в данном случае в принципе не отличается от приведённого в [5], с той лишь разницей, что теперь прямая, от которой в [5] находится расстояние до каустики, определяется не предельным углом ПВО (как в рассмотренном [5] случае возбуждения боковой волны), а углом, вычисляемым для заданной частоты ω из спектра ОПВ (27).

Если извне на поверхность рассматриваемой БА-среды (22), (23) падает не квазиплоская, а квазимонохроматическая волна ТМ- или ТЕ-типа, то в окрестности области существования рассматриваемой вытекающей ОПВ (24)–(27), (29), аналогично (36), при фиксированном угле падения [49, 50]:

$$R_x(h) \approx \frac{\omega - \omega'_x(h) - i\omega''_x(h)}{\omega - \omega'_x(h) + i\omega''_x(h)}, \quad Z_x(\omega'_x(h), h) = 0, \quad (41)$$

$$\omega''_x(h) \approx \frac{\tilde{Z}_x}{\partial Z_x / \partial \omega} \Big|_{\omega=\omega'_x(h)},$$

где, согласно (24)–(27), (29), $Z_x(\omega = \omega'_x(h), h) = 0$. Здесь $2\pi/\omega''_x$ характеризует время жизни квазистационарного поверхностного электромагнитного состояния ТМ(ТЕ)-типа с $\omega = \omega'_x(h)$, конечная величина которого связана с излучением в верхнюю среду распространяющейся от границы раздела сред объёмной волны (отражённого квазимонохроматического волнового пакета). Как известно [12], поверхностным электромагнитным состоянием (ПЭС) называется поверхностная электромагнитная волна (ПЭВ), закон дисперсии которой удовлетворяет граничным условиям, а поток энергии в плоскости границы раздела сред строго равен нулю.

Расчёт, аналогичный проведённому в [49], показывает, что в условиях ПВО для отражённой квазимонохроматической волны с $\alpha = p, s$ и узким частотным спектром, $\omega = \omega'_x(h) + \Delta\omega_x$, $|\Delta\omega_x/\omega_x| \ll 1$, при пренебрежении деформацией формы сигнала

$$\Delta t_x(h, \omega) = \frac{\partial \varphi_x(\omega, h)}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_x(h)}, \quad \alpha = p, s, \quad (42)$$

определяет время группового запаздывания прихода в заданную точку наблюдения огибающей отражённого волнового пакета по отношению к падающему (аналог формулы Вигнера для времени задержки частицы в области взаимодействия при упругом рассеянии [51]). В результате, учитывая (41), получаем, что время группового запаздывания отражённого от границы раздела сред импульса объёмной волны с поляризацией ТМ- или ТЕ-типа при $\tilde{Z}_x \partial Z_x / \partial \omega \gg Z_x \partial \tilde{Z}_x / \partial \omega$ принимает вид

$$\Delta t_x(\omega) \cong \frac{2\omega''_x}{(\omega - \omega'_x)^2 + (\omega''_x)^2}, \quad \alpha = p, s. \quad (43)$$

Таким образом, выполнение для отражённого импульса условия $\omega'_x \Delta t_x \gg 1$ возможно при наличии долгоживущего ($|\omega''_x/\omega'_x| \ll 1$) квазистационарного ПЭС (или ПЭВ), частота которого равна несущей частоте падающего извне волнового пакета $\omega = \omega'_x$. Максимальное время группового запаздывания отражённого импульса волны ТМ- или ТЕ-типа определяется временем жизни

резонансно возбуждаемого квазистационарного ПЭС соответствующей поляризации ($|\Delta t_x| \cong 2/\omega''_x$). По аналогии с рассмотренным в [52] поверхностным электронным резонансом можно утверждать, что соотношения (24)–(27), (29), (41)–(43) отвечают резонансному рассеянию на квазистационарном ($|\omega''_x/\omega'_x| \ll 1$) нетаммовском ПЭС (или ПЭВ) падающей на уединённую границу раздела сред плоской квазимонохроматической объёмной волны ТМ- или ТЕ-типа (поверхностный поляритонный резонанс) [48].

Несмотря на то что первые исследования, связанные с анализом ПЭС и ПЭВ, были выполнены уже около 40 лет назад, интерес к локализованным возбуждениям такого типа и сопутствующим динамическим эффектам в электродинамике слоистых структур (в частности, к поверхностному поляритонному резонансу) непрерывно возрастает. При этом подавляющее большинство работ в этом направлении традиционно связано с изучением являющихся электромагнитным аналогом таммовских состояний поверхностных поляритонных возбуждений, для существования которых необходимо, чтобы как минимум одна из контактирующих сред обладала дополнительной трансляционной симметрией вдоль нормали к плоскости границы раздела [53, 54].

5. Особые поверхностные волны и интерференционные механизмы усиления интенсивности эванесцентных волн в слоистых структурах

Как показано в разделах 2–4, в области ПВО вблизи уединённой границы раздела прозрачных диэлектрических сред необходимым условием для максимального усиления интенсивности электромагнитных ЭВ типа ТМ или ТЕ в оптически менее плотной среде при падении извне плоской объёмной волны с соответствующей поляризацией является строгое равенство нулю в любой момент времени мгновенного потока энергии через её поверхность (24)–(27). Рассмотрим, как в условиях ПВО выполнение этих соотношений на внешней поверхности отражающей многослойной диэлектрической структуры влияет на характер усиления интенсивности электромагнитных ЭВ типа ТМ или ТЕ на внутренних межслоевых границах раздела.

Пусть в слоистой структуре вакуум – прозрачный диэлектрик оптически менее плотная БА-среда (22), (23) занимает не полностью нижнее полупространство ($\zeta < 0$), а только слой $0 \leq \zeta \leq d_C$, нижняя поверхность которого ($\zeta = 0$) покрыта идеальным металлом (если извне падает ТМ-волна) или идеальным магнитным проводником (если падает ТЕ-волна), т.е. представляет собой аналог эталона Жиро – Турнуа [55]. Будем полагать, что магнитооптическая конфигурация, допускающая существование (24)–(27), (29) на поверхности БА-среды (22), (23), осталась неизменной по отношению к изученной в разделе 4. На граничащей со средой (1) верхней поверхности слоя (при $\zeta = d_C$) по-прежнему имеет место система максвелловских граничных условий (2), тогда как на нижней границе слоя, в зависимости от поляризации падающей из вакуума плоской ЭМ-волны,

$$\begin{aligned} \mathbf{E}_b = 0, \quad \mathbf{E}_a = 0, \quad \zeta = 0, \quad \alpha = p, \\ \mathbf{H}_b = 0, \quad \mathbf{H}_a = 0, \quad \zeta = 0, \quad \alpha = s. \end{aligned} \quad (44)$$

В результате для волны типа ТМ или ТЕ матрица перехода для слоя толщиной d_C рассматриваемой БА-среды (22), (23) в условиях ПВО примет следующий вид:

$$\begin{pmatrix} \tilde{\mathbf{H}}\mathbf{a} \\ \tilde{\mathbf{E}}\mathbf{b} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{11}^p & C_{12}^p \\ C_{21}^p & C_{22}^p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{H}\mathbf{a} \\ \mathbf{E}\mathbf{b} \end{pmatrix}, \quad (45)$$

$$\begin{pmatrix} \tilde{\mathbf{E}}\mathbf{a} \\ \tilde{\mathbf{H}}\mathbf{b} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{11}^s & C_{12}^s \\ C_{21}^s & C_{22}^s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{E}\mathbf{a} \\ \mathbf{H}\mathbf{b} \end{pmatrix},$$

$$C_{21}^\alpha = -\frac{2Z_\alpha^+ Z_\alpha^-}{Z_\alpha^+ - Z_\alpha^-} \sinh(\eta_\alpha'' d),$$

$$C_{11}^\alpha = \cosh(\eta_\alpha'' d) + \frac{Z_\alpha^+ + Z_\alpha^-}{Z_\alpha^+ - Z_\alpha^-} \sinh(\eta_\alpha'' d),$$

$$C_{12}^\alpha = \frac{2}{Z_\alpha^+ - Z_\alpha^-} \sinh(\eta_\alpha'' d),$$

$$C_{22}^\alpha = \cosh(\eta_\alpha'' d) - \frac{Z_\alpha^+ + Z_\alpha^-}{Z_\alpha^+ - Z_\alpha^-} \sinh(\eta_\alpha'' d),$$

$$Z_s^\pm(\omega, h) \equiv \frac{1}{\Delta\mu} [\pm\mu_2\eta_s'' - h \operatorname{Im} \mu_3 + \mu_2 \operatorname{Im} A_1^* - \operatorname{Im}(\mu_3 A_2^*)],$$

$$\Delta\mu \equiv \mu_1\mu_2 - \mu_3\mu_3^*, \quad (46)$$

$$Z_p^\pm(\omega, h) \equiv \frac{1}{\Delta\varepsilon} [\pm\varepsilon_2\eta_p'' - h \operatorname{Im} \varepsilon_3 - \varepsilon_2 \operatorname{Im} A_3 + \operatorname{Im}(\varepsilon_3 A_4)],$$

$$\Delta\varepsilon \equiv \varepsilon_1\varepsilon_2 - \varepsilon_3\varepsilon_3^*.$$

Таким образом, при $\alpha = p$ (или $\alpha = s$) отношение амплитуды прошедшей плоской волны к амплитуде волны, падающей извне, для слоя БА-среды (22), (23) на его нижней поверхности $W_\alpha(\zeta = 0)$ с учётом (44)–(46) выражается как

$$W_\alpha(\zeta = 0) = \frac{1}{C_{11}^\alpha} \frac{2\tilde{Z}_\alpha}{\tilde{Z}_\alpha + iZ_{\operatorname{in}\alpha}}, \quad Z_{\operatorname{in}\alpha}(\zeta = d_C) = \frac{C_{21}^\alpha}{C_{11}^\alpha}. \quad (47)$$

В результате, если частота и угол падения плоской объёмной волны ТМ- или ТЕ-типа одновременно таковы, что в (22), (23), (47) $Z_{\operatorname{in}\alpha}(\zeta = d_C) = 0$, то при возбуждении в слое БА-среды ОПВ ТМ- или ТЕ-типа, отвечающей $Z_\alpha^+(\omega, h) = 0$ в (45)–(47), $W_\alpha(\zeta = 0) = \exp(\eta_\alpha'' d_C)$, тогда как при $Z_\alpha^-(\omega, h) = 0$ в (46), (47) $W_\alpha(\zeta = 0) = \exp(-\eta_\alpha'' d_C)$. В то же время как при $Z_\alpha^+(\omega, h) = 0$, так и при $Z_\alpha^-(\omega, h) = 0$ величина $W_\alpha(\zeta = d_C) = 2$, а следовательно, при падении извне плоской объёмной волны на обеих границах раздела рассматриваемой структуры мгновенный поток энергии в любой момент времени одновременно равен нулю.

Рассмотрим теперь двухслойную схему Кречмана с наличием слоя БА-среды (45), (46) (среда С) [14]. С этой целью будем полагать, что имеется одномерная отражающая оптически прозрачная слоистая структура, которая представляет собой две оптически изотропные, но не эквивалентные друг другу полуграниченные среды: А ($\zeta > d_B + d_C$) и D ($\zeta < 0$), поверхности которых связаны между собой двухслойной сэндвич-структурой, состоящей из слоя толщиной d_B оптически изотропной среды В с матрицей перехода

$$\begin{pmatrix} \mathbf{H}_B\mathbf{a} \\ \mathbf{E}_B\mathbf{b} \end{pmatrix}_{\zeta=d_B} = \begin{pmatrix} B_{11}^p & B_{12}^p \\ B_{21}^p & B_{22}^p \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{H}_B\mathbf{a} \\ \mathbf{E}_B\mathbf{b} \end{pmatrix}_{\zeta=0},$$

$$\begin{pmatrix} \mathbf{E}_B\mathbf{a} \\ \mathbf{H}_B\mathbf{b} \end{pmatrix}_{\zeta=d_B} = \begin{pmatrix} B_{11}^s & B_{12}^s \\ B_{21}^s & B_{22}^s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{E}_B\mathbf{a} \\ \mathbf{H}_B\mathbf{b} \end{pmatrix}_{\zeta=0},$$

$$B_{21}^\alpha = Z_{\alpha B} \sinh(\eta_{\alpha B} d_B), \quad B_{11}^\alpha = \cosh(\eta_{\alpha B} d_B),$$

$$B_{12}^\alpha = \frac{1}{Z_{\alpha B}} \sinh(\eta_{\alpha B} d_B), \quad B_{22}^\alpha = \cosh(\eta_{\alpha B} d_B),$$

$$Z_{pB} = \frac{\sqrt{h^2 - \varepsilon_B k_0^2}}{\varepsilon_B k_0}, \quad Z_{sB} = \frac{\sqrt{h^2 - \varepsilon_B k_0^2}}{k_0}, \quad (48)$$

и слоя толщиной d_C БА-среды (22), (23) с матрицей перехода (45), (46). Если на всех границах раздела слоёв рассматриваемой структуры выполнены максвелловские граничные условия (2), то для плоской объёмной волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей из среды А, френелевские коэффициенты отражения $V_\alpha(\zeta = d_B + d_C)$ и прохождение $W_\alpha(\zeta)$ через одну из внутренних границ слоёв (т.е. при $\zeta = d_B + d_C$, $\zeta = d_C$ или $\zeta = 0$) для обсуждаемой отражающей слоистой структуры в этом случае будут связаны между собой следующими соотношениями:

$$\begin{pmatrix} 1 + V_\alpha \\ iZ_{\alpha A}(-1 + V_\alpha) \end{pmatrix}_{\zeta=d_B+d_C} = \bar{Q}^\alpha(\zeta) \begin{pmatrix} W_\alpha \\ Z_{\operatorname{in}\alpha}(\zeta)W_\alpha \end{pmatrix}_\zeta, \quad (49)$$

$$\zeta = d_B + d_C, d_C, 0,$$

$$\bar{Q}^\alpha(\zeta = d_B + d_C) \equiv \bar{I}, \quad \bar{Q}^\alpha(\zeta = d_C) \equiv \bar{B}^\alpha(d_B),$$

$$\bar{Q}^\alpha(\zeta = 0) \equiv \bar{B}^\alpha(d_B)\bar{C}^\alpha(d_C),$$

где \bar{I} — единичная матрица.

В дальнейшем ограничимся анализом случая, в котором одновременно

$$k_A^2 = \varepsilon_A k_0^2 - h^2 > 0, \quad \eta_B^2 = h^2 - \varepsilon_B k_0^2 > 0, \quad (50)$$

$$\eta_D^2 = h^2 - \varepsilon_D k_0^2 > 0,$$

$$Z_{pD} = \frac{\sqrt{h^2 - \varepsilon_D k_0^2}}{\varepsilon_D k_0}, \quad Z_{sD} = \frac{\sqrt{h^2 - \varepsilon_D k_0^2}}{k_0}, \quad \alpha = p, s,$$

что отвечает плоской объёмной волне ТМ- или ТЕ-типа, падающей из среды А на верхнюю поверхность $\zeta = d_B + d_C$ отражающей слоистой структуры (49). Расчёт показывает, что в условиях ПВО на внешней поверхности рассматриваемой отражающей структуры (49), (50), т.е. при $\zeta = d_B + d_C$, максимальная величина усиления амплитуды возбуждаемой эванесцентной волны соответствующей поляризации $\alpha = p, s$

$$W_\alpha(\zeta = d_B + d_C) = 2, \quad (51)$$

если

$$Z_{\operatorname{in}\alpha}(\zeta = d_B + d_C) = \frac{Q_{21}^\alpha + Q_{22}^\alpha Z_{Dz}}{Q_{11}^\alpha + Q_{12}^\alpha Z_{Dz}} = 0, \quad \alpha = p, s, \quad (52)$$

следовательно, в этом случае на поверхности $\zeta = d_B + d_C$ отражающей структуры (49) $S_{zq} = 0$ ($\alpha = p, s$). Это означает, что условие (52) совместно с (50) для $\alpha = p$ определяет закон дисперсии интерференционной особой поверхностной ЭМ-волны ТМ-типа, распространяющейся вдоль границы раздела идеальный электрический проводник – многослойная структура (49), (50). Соответственно, для $\alpha = s$ выполнение в условиях (50) соотношения (52) отвечает закону дисперсии интерференционной особой поверхностной ЭМ-волны ТЕ-типа, распространяющейся вдоль границы раздела идеальный магнитный проводник – многослойная структура (49), (50).

Таким образом, и в случае многослойной отражающей структуры при падении извне на её поверхность плоской объёмной волны ТМ- или ТЕ-типа максимальное усиление интенсивности возбуждения эванесцентной волны с соответствующей поляризацией ТМ- или ТЕ-типа также является следствием реализации режима ОПВ с $\alpha = p$ или $\alpha = s$ на внешней поверхности многослойной отражающей структуры. Однако теперь в любой момент времени строго равен нулю мгновенный поток энергии только через границу раздела между отражающей слоистой структурой (49) и полуграниченной средой, из которой падает плоская объёмная волна с поляризацией $\alpha = p, s$, т.е. при $\zeta = d_B + d_C$. Одновременно на остальных границах раздела (при $\zeta = d_C$ и $\zeta = 0$) равен нулю только усреднённый по периоду колебаний поток энергии через границу раздела.

Расчёт также показал, что при выполнении (52) одновременно

$$W_\alpha(\zeta = d_C) = 2B_{22}^\alpha, \quad (53)$$

$$Z_{in\alpha}(\zeta = d_C) = \frac{C_{21}^\alpha + C_{22}^\alpha Z_{Dz}}{C_{11}^\alpha + C_{12}^\alpha Z_{Dz}}, \quad \alpha = p, s,$$

$$W_\alpha(\zeta = 0) = 2Q_{22}^\alpha, \quad Z_{in\alpha}(\zeta = 0) = Z_{Dz}, \quad \alpha = p, s \quad (54)$$

(см. также [56, 57]).

При этом для рассматриваемой отражающей структуры (49), (50) соотношение (53) при выполнении (52) определяет в бездиссипативном пределе максимальную величину усиления амплитуды возбуждаемой эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа в схеме Отто [13, 14]. В этом случае роль призмы играет среда А, промежуточный поверхностно неактивный слой — это слой толщиной d_B среды В, а поверхностно активная среда — слой толщиной d_C среды С, связанный электродинамическими граничными условиями (2) с полуграниченной средой D.

Что касается соотношения (54), то оно для рассматриваемой отражающей структуры (49), (50) при выполнении (52) определяет при пренебрежении диссипацией максимальную величину усиления амплитуды возбуждаемой эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа в схеме Кречмана [13, 14]. В этом случае роль призмы играет среда А, поверхностно активный слой — это двуслойная структура толщиной $d_B + d_C$, сформированная слоями сред В и С соответственно, а поверхностно неактивной средой является среда D.

Если обсуждаемая одномерная отражающая многослойная структура — двухкомпонентный полуграниченный фотонный кристалл ($\zeta < 0$) с элементарным периодом $D = d_B + d_C$ и матрицей перехода для волн ТМ- или ТЕ-типа $\overline{Q}^\alpha \equiv \overline{B}^\alpha(d_B)\overline{C}^\alpha(d_C)$ (49), то в условиях ПВО ($Q_{11}^\alpha + Q_{22}^\alpha > 2$) на её внешней поверхности максимальное усиление интенсивности эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа ($|W_\alpha(\zeta = 0)|^2 = 4$) реализуется тогда, когда [58]

$$Z_{in\alpha}(\zeta = 0) = 0,$$

$$Z_{in\alpha}(\zeta = 0) \equiv \frac{Q_{21}^\alpha(\zeta = -D)}{\exp(-q_\alpha D) - Q_{11}^\alpha(\zeta = -D)}, \quad \alpha = p, s, \quad (55)$$

$$\cosh(q_\alpha D) = \frac{1}{2}(Q_{11}^\alpha + Q_{22}^\alpha), \quad q_\alpha^2 > 0.$$

Соотношение (55) определяет для такой слоистой структуры закон дисперсии ОПВ с $\alpha = p, s$ таммовского типа (см. также [59]). При выполнении (55) максимумы усиления интенсивности эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа реализуются также в глубине рассматриваемой одномерной сверхрешётки, если $\zeta = -vD$, $v = 1, 2, \dots$. В результате

$$W_\alpha(\zeta = 0) = 2, \quad W_\alpha(\zeta = -vD) = \frac{2}{Q_{11}^\alpha U_{v-1}(x) - U_{v-2}(x)},$$

$$x = \operatorname{arcosh} \left[\frac{1}{2} \left(Q_{11}^\alpha + \frac{1}{Q_{11}^\alpha} \right) \right], \quad \alpha = p, s, \quad (56)$$

где $U_v(x)$ — многочлен Чебышева второго рода степени v и в любой момент времени для $\zeta = 0, -vD$, $v = 1, 2, \dots$, равен нулю мгновенный поток энергии через такую межслоевую границу раздела ($S_z \mathbf{q} = 0$). Одновременно при выполнении (55) для межслоевой границы внутри каждого из элементарных периодов обсуждаемого полуграниченного одномерного фотонного кристалла (т.е. при $\zeta = -d_B - vD$, $v = 0, 1, 2, \dots$) ($S_z \mathbf{q} = 0$, тогда как $S_x \mathbf{q} \neq 0$).

Подчеркнём, что как в случае (53), так и в случае (54) максимальное усиление интенсивности возбуждения эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа падающей извне плоской объёмной волной соответствующей поляризации как в схеме Отто (53), так и в схеме Кречмана (54) определяется (52), а не условием поперечного резонанса [2] на границе раздела прозрачных полуграниченных поверхностно активной и поверхностно неактивной сред. Таким образом, в обеих указанных схемах максимум усиления интенсивности возбуждения эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа отвечает формированию в такой отражающей структуре интерференционного типа ОПВ с соответствующей поляризацией $\alpha = p, s$.

6. Конкретный пример формирования особой поверхностной волны в бианизотропной среде

Как пример БА-среды рассмотрим двухподрешёточную ($\mathbf{M}_{1,2}$ — намагниченности подрешёток, $|\mathbf{M}_1| = |\mathbf{M}_2| = M_0$) модель обменно-коллинеарного одноосного (ось z) антиферромагнетика (АФМ) [60, 61]. В качестве механизма, обеспечивающего в АФМ взаимодействие спиновой подсистемы и постоянного внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 , следуя [62], будем рассматривать квадратичное магнитооптическое взаимодействие (КМОВ). В этом случае в терминах векторов ферромагнетизма ($\mathbf{m} = (\mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2)/(2M_0)$) и антиферромагнетизма ($\mathbf{l} = (\mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2)/(2M_0)$) плотность термодинамического потенциала рассматриваемого АФМ принимает вид

$$F = M_0^2 \left(\frac{\delta}{2} \mathbf{m}^2 - \frac{b}{2} l_z^2 + \frac{b_1}{2} l_x^2 l_y^2 - 2\mathbf{m}\mathbf{h} - \frac{r_m}{2} (\mathbf{m}\mathbf{P})^2 - \right. \\ \left. - \frac{r_l}{2} (\mathbf{l}\mathbf{P})^2 - \frac{s_m}{2} \mathbf{m}^2 \mathbf{P}^2 - \frac{s_l}{2} \mathbf{l}^2 \mathbf{P}^2 \right) + \left(\frac{P_x^2 + P_y^2}{2\kappa_\perp} + \frac{P_z^2}{2\kappa_\parallel} - \mathbf{P}\mathbf{E} \right), \quad (57)$$

где δ и b , b_1 — соответственно константы однородного обмена и магнитной анизотропии, \mathbf{h} — перенормированное магнитное поле, \mathbf{E} , \mathbf{P} — векторы электрического поля и поляризации соответственно, κ_\parallel и κ_\perp — продольная и поперечная диэлектрические восприимчивости, r_m , r_l , s_m , s_l — коэффициенты КМОВ.

В (57) традиционно (см., например, [63]) считается, что все коэффициенты являются функциями температуры и давления. Если $b < 0$, что отвечает коллинеарной фазе с трудной магнитной осью z , то при $b_1 > 0$ в постоянном внешнем магнитном поле $\mathbf{H}_0 \parallel x$ в основном состоянии

$$\mathbf{m}_0 \parallel x, \quad \mathbf{l}_0 \parallel y, \quad (58)$$

где \mathbf{m}_0 и \mathbf{l}_0 — равновесные векторы ферромагнетизма и антиферромагнетизма.

Расчёт показывает, что в рамках рассматриваемой модели АФМ-среды (57) дополнительное включение ортогонально $\mathbf{H}_0 \parallel x$ постоянного внешнего электрического поля \mathbf{E}_0 как ортогонально, так и параллельно лёгкой магнитной оси не изменяет основного состояния (58) по отношению к таковому при $|\mathbf{E}_0| = 0$. В результате уравнения связи для рассматриваемой модели магнитной среды при $\mathbf{E}_0 \parallel y$ в линейном по амплитуде малых колебаний приближении имеют структуру, подобную структуре (22), (23), и они могут быть представлены в виде (см. [61])

$$\begin{aligned} \mathbf{m} &= \begin{pmatrix} \chi_{xx}(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & \chi_{yy}(\omega) & -i\chi_*(\omega) \\ 0 & i\chi_*(\omega) & \chi_{zz}(\omega) \end{pmatrix} \mathbf{H} + \\ &+ \begin{pmatrix} 0 & \beta_4(\omega) & -i\beta_1(\omega) \\ \beta_3(\omega) & 0 & 0 \\ i\beta_2(\omega) & 0 & 0 \end{pmatrix} \mathbf{E}, \\ \mathbf{p} &= \begin{pmatrix} \alpha_{xx}(\omega) & 0 & 0 \\ 0 & \alpha_{yy}(\omega) & -i\alpha_*(\omega) \\ 0 & i\alpha_*(\omega) & \alpha_{zz}(\omega) \end{pmatrix} \mathbf{E} + \\ &+ \begin{pmatrix} 0 & \beta_3(\omega) & -i\beta_2(\omega) \\ \beta_4(\omega) & 0 & 0 \\ i\beta_1(\omega) & 0 & 0 \end{pmatrix} \mathbf{H}, \end{aligned} \quad (59)$$

где

$$\begin{aligned} \chi_{xx} &= T_x \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \quad \chi_{yy} = T_y \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \chi_{zz} = T_z \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \\ \chi_* &= \sqrt{T_y T_z} \frac{\omega_F \omega}{\Delta_F}, \quad \alpha_{xx} = \alpha_{x0} + R_x \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \\ \alpha_{yy} &= \alpha_{y0} + R_y \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \quad \alpha_* = \sqrt{R_y R_z} \frac{\omega_{AF} \omega}{\Delta_{AF}}, \\ \alpha_{zz} &= \alpha_{z0} + R_z \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \quad \beta_1 = \sqrt{R_z T_x} \frac{\omega_{AF} \omega}{\Delta_{AF}}, \\ \beta_2 &= \sqrt{R_x T_z} \frac{\omega_F \omega}{\Delta_F}, \quad \beta_3 = \sqrt{R_x T_y} \frac{\omega_F^2}{\Delta_F}, \quad \beta_4 = \sqrt{R_y T_x} \frac{\omega_{AF}^2}{\Delta_{AF}}, \\ \Delta_F &= \omega_F^2 - \omega^2, \quad \Delta_{AF} = \omega_{AF}^2 - \omega^2. \end{aligned} \quad (60)$$

Здесь T_i — статическая восприимчивость, $i = x, y, z$, $\alpha_{i0} + R_i$ — статическая диэлектрическая восприимчивость с учётом влияния магнитной подсистемы (т.е. с учётом квадратичного магнитоэлектрического взаимодействия [62]), $\omega_{AF, F}$ — частоты однородного АФМ-резонанса для квазиантиферромагнитной и квазиферромагнитной мод спектра спиновых волн рассматриваемого неограниченного АФМ [61, 64].

Таким образом, обсуждаемый некомпенсированный однофазный обменно-коллинеарный АФМ-диэлектрик с точки зрения электромагнитных свойств одновременно обладает гиротропией, линейным антисимметричным магнитоэлектрическим эффектом и псевдокиральностью, т.е. является конкретным примером БА-среды (22), (23).

Будем считать, что по отношению к немагнитному диэлектрику (1) рассматриваемый полуограниченный АФМ (57)–(60) занимает нижнее полупространство ($y < 0$), а на границе раздела магнитной и оптически изотропной немагнитной сред выполнена стандартная система граничных электромагнитных условий (2). В этом случае расчёт показывает, что при $\mathbf{k} \in yz$ для описания в условиях рефракции волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей извне на поверхность рассматриваемого некомпенсированного АФМ с основным состоянием (58), соотношения для амплитудного коэффициента прохождения T_α для волны типа ТМ или ТЕ структурно по-прежнему совпадают с (3). Однако теперь выражения (26) для Z_p, Z_s в зависимости от поляризации ($\alpha = p, s$) эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа, возбуждаемой в магнетике в условиях ПВО, для рассматриваемой магнитооптической конфигурации принимают вид ($\mathbf{q} \parallel y, \mathbf{k} \in yz$):

$$\begin{aligned} Z_p &= \frac{\varepsilon_{yy}}{k_0(\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2)} \left(-\eta_p'' + \frac{\varepsilon_*}{\varepsilon_{yy}} h + k_0 \frac{\varepsilon_* \bar{\beta}_4 - \varepsilon_{yy} \bar{\beta}_1}{\varepsilon_{yy}} \right), \quad (61) \\ \eta_p'' &= \left[\frac{\varepsilon_{zz}}{\varepsilon_{yy}} \left(h + k_0 \frac{\varepsilon_{zz} \bar{\beta}_4 - \varepsilon_* \bar{\beta}_1}{\varepsilon_{zz}} \right)^2 - \right. \\ &\quad \left. - k_0^2 \frac{(\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} - \varepsilon_*^2)(\mu_{xx}\varepsilon_{zz} - \bar{\beta}_1^2)}{\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz}} \right]^{1/2}, \end{aligned}$$

где $\bar{\beta}_j = 4\pi\beta_j, j = 1, 2, 3, 4$,

$$\begin{aligned} Z_s &= \frac{\mu_{yy}}{k_0(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)} \left(\eta_s'' - \frac{\mu_*}{\mu_{yy}} h + k_0 \frac{\mu_* \bar{\beta}_3 - \mu_{yy} \bar{\beta}_2}{\mu_{yy}} \right), \quad (62) \\ \eta_s'' &= \left[\frac{\mu_{zz}}{\mu_{yy}} \left(h - k_0 \frac{\mu_{zz} \bar{\beta}_3 - \mu_* \bar{\beta}_2}{\mu_{zz}} \right)^2 - \right. \\ &\quad \left. - k_0^2 \frac{(\mu_{yy}\mu_{zz} - \mu_*^2)(\varepsilon_{xx}\mu_{zz} - \bar{\beta}_2^2)}{\mu_{yy}\mu_{zz}} \right]^{1/2}. \end{aligned}$$

При $\mathbf{E}_0 = 0$ в уравнениях связи (59), (60) одновременно $\beta_{1-4} \equiv 0$ и $R_{x,y,z} \equiv 0$, т.е. в системе отсутствует как линейный магнитоэлектрический ($\beta_{3,4} \equiv 0$), так и псевдокиральный ($\beta_{1,2} \equiv 0$) эффект. В этом случае на плоскости $\omega-h$ области эванесцентных волн ТМ- или ТЕ-типа с $\mathbf{k} \in yz$ для заданной геометрии распространения определяются из (59)–(62) условием $(\eta_\alpha'')^2 > 0$. Наличие гиротропии приводит к тому, что для обсуждаемой модели некомпенсированного центрально-симметричного АФМ при $\mathbf{q} \parallel y$ возможно выполнение в области ПВО условия $Z_s = 0$. В соответствии с (24)–(27), (29) это означает возможность формирования аналогичной рассмотренной в [5] однопарциальной ОПВ ТЕ-типа, отвечающей границе раздела некомпенсированный АФМ – идеальный магнетик (для определяемых этим условием сочетаний $\omega-h$ мгновенный поток энергии через границу раздела магнитной и немагнитной сред будет равен нулю в любой момент времени). В результате для рассматриваемой магнитооптической конфигурации ($\mathbf{k} \in yz, \mathbf{q} \parallel \mathbf{l}_0 \parallel y$) дисперсионное соотношение для ОПВ ТЕ-типа

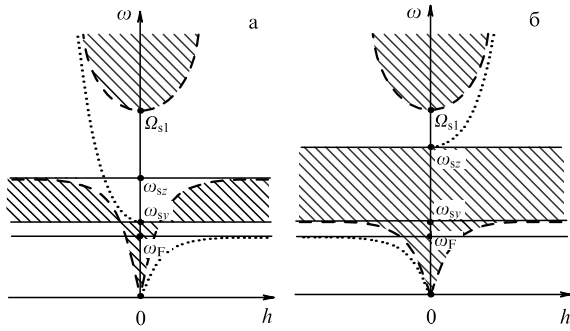


Рис. 1. Области формирования объёмных (заштрихованные) и эванесцентных (незаштрихованные) ТЕ-волн в полуограниченном АФМ (59), (60) при $\mathbf{E}_0 = 0, \mathbf{m}_0 \parallel x, \mathbf{l}_0 \parallel y, \mathbf{k} \in yz$: (а) $\mathbf{q} \parallel y$, пунктирная кривая — спектр ОПВ (63) [61]; (б) $\mathbf{q} \parallel z$, характеристические частоты определяются из соотношений $\mu_{yy}(\omega_{sy}) = 0, \mu_{zz}(\omega_{sz}) = 0, \varepsilon_{xx}(\omega_{sx}) = 0, \mu_{yy}(\Omega_{s1})\mu_{zz}(\Omega_{s1}) - \mu_x^2(\Omega_{s1}) = 0$, пунктирная кривая — спектр ОПВ $h^2 = k_0^2 \varepsilon_{xx} \mu_{zz}$.

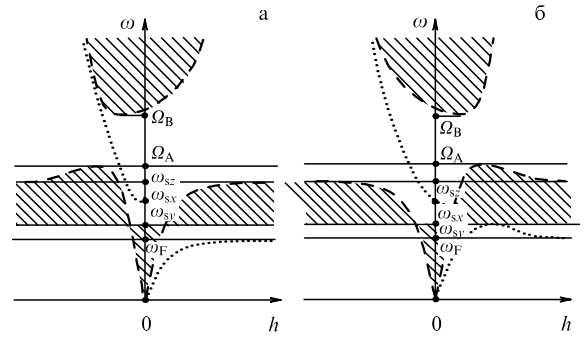


Рис. 2. Области формирования объёмных (заштрихованные) и эванесцентных (незаштрихованные) ТЕ-волн в полуограниченном АФМ (59), (60) для $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{l}_0 \parallel y, \mathbf{m}_0 \parallel x, \mathbf{k} \in yz$, при (а) $\mathbf{E}_0 \mathbf{q} > 0$, (б) $\mathbf{E}_0 \mathbf{q} < 0$. Дополнительные по отношению к рис. 1 характеристические частоты определяются как $\Omega_A = \min \{\Omega_{s1}, \Omega_{s2}\}, \varepsilon_{xx}(\omega_{sx}) = 0, \varepsilon_{xx}(\Omega_{s2})\mu_{zz}(\Omega_{s2}) - \bar{\beta}_2^2(\Omega_{s2}) = 0, \Omega_B = \max \{\Omega_{s1}, \Omega_{s2}\}$. Пунктирная кривая — спектр особой поверхностной волны ТЕ-типа (64).

принимает вид

$$h^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{xx} \mu_{yy}, \quad \frac{h\mu_x}{\mu_{yy}} > 0, \quad \alpha = s, \quad (63)$$

т.е. спектр такой ОПВ с $\alpha = s$ обладает однонаправленностью (рис. 1).

В случае волны ТМ-типа при $\mathbf{E}_0 = 0$ вышеописанные эффекты на границе рассматриваемой модели полуограниченного АФМ отсутствуют.

При $\mathbf{E}_0 \neq 0$ в уравнениях связи (59), (60) $\beta_{1-4} \neq 0$ и $R_{x,y,z} \neq 0$, вследствие чего становится возможным резонансное (четырёхкратное) усиление в условиях ПВО интенсивности возбуждения эванесцентной волны не только ТЕ-типа, но и ТМ-типа вблизи поверхности рассматриваемой полуограниченной АФМ-среды. При $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel \mathbf{l} \parallel y, \mathbf{k} \in yz$ аналитические выражения этих кривых с учётом (21), (26), (27) и (59), (60) имеют вид

$$(h - k_0 \bar{\beta}_3)^2 = k_0^2 \varepsilon_{xx} \mu_{yy}, \quad (64)$$

$$\frac{\mu_x}{\mu_{yy}} h - k_0 \frac{\mu_x \bar{\beta}_3 - \mu_{yy} \bar{\beta}_2}{\mu_{yy}} > 0, \quad \alpha = s,$$

$$(h + k_0 \bar{\beta}_4)^2 = k_0^2 \mu_{xx} \varepsilon_{yy}, \quad (65)$$

$$\frac{\varepsilon_x}{\varepsilon_{yy}} h + k_0 \frac{\varepsilon_x \bar{\beta}_4 - \varepsilon_{yy} \bar{\beta}_1}{\varepsilon_{yy}} > 0, \quad \alpha = p.$$

Таким образом, спектры рассматриваемых ОПВ (как ТЕ-типа, так и ТМ-типа) характеризуются не только однонаправленностью относительно инверсии направления распространения ($h \rightarrow -h$), но и в зависимости от величины h могут отвечать как прямой ($h \partial \omega / \partial h > 0$), так и обратной ($h \partial \omega / \partial h < 0$) волне, а также иметь точки экстремума при $h \neq 0$. Как следует из (64), (65), частотный диапазон существования ОПВ (64), (65), а значит, и условие достижения в (1) максимума интенсивности эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа ($T_x = 2$) зависят от того, правую или левую тройку векторов образуют $\mathbf{E}_0, \mathbf{V}_0$ и \mathbf{h} , а также от их относительной величины. Некоторые возможные варианты спектра особых поверхностных волн ТЕ-типа приведены на рис. 2. В частности, как видно из рис. 2, существуют частотные диапазоны, в которых ОПВ может менять знак групповой скорости

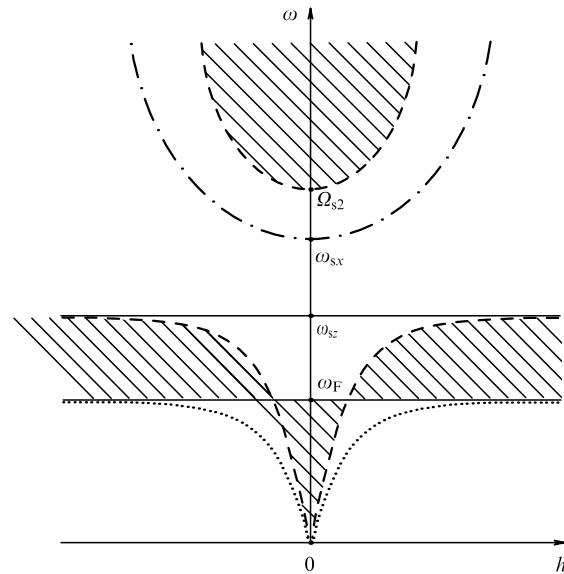


Рис. 3. Области существования объёмных и эванесцентных волн ТЕ-типа в АФМ (59), (60) при $|\mathbf{m}_0| = 0, \mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel \mathbf{l}_0 \parallel y, \mathbf{k} \in yz$. Штрихпунктирная и пунктирная кривые — спектр ОПВ ТЕ-типа (66) для $\mathbf{E}_0 \mathbf{q} > 0$ и $\mathbf{E}_0 \mathbf{q} < 0$ соответственно.

при изменении величины h без изменения знака фазовой скорости.

Кроме того, при $\mathbf{E}_0 \parallel \mathbf{q} \parallel \mathbf{l} \parallel y$ и $\mathbf{k} \in yz$ формирование ОПВ ТМ- или ТЕ-типа вблизи поверхности полуограниченной АФМ среды (57)–(62) возможно даже при $|\mathbf{H}_0| = 0$, т.е. когда в равновесном состоянии одновременно $|\mathbf{m}_0| = 0, \mathbf{l}_0 \parallel y$. В этом случае соотношения для спектра ОПВ ТМ- или ТЕ-типа принимают вид, также отвечающий (24)–(27), (29):

$$h^2 = k_0^2 \varepsilon_{xx} \mu_{yy}, \quad \bar{\beta}_2 > 0, \quad \alpha = s, \quad (66)$$

$$h^2 = k_0^2 \mu_{xx} \varepsilon_{yy}, \quad -\bar{\beta}_1 > 0, \quad \alpha = p. \quad (67)$$

В этом случае соотношения (66), (67) соответствуют только волнам прямого типа без точек экстремумов, однако частотные диапазоны существования особых поверхностных волн и ТМ- и ТЕ-типа зависят от знака величины $\mathbf{E}_0 \mathbf{q}$ (рис. 3).

До сих пор в качестве механизмов, допускающих в условиях ПВО формирование ОПВ типа ТМ или ТЕ на поверхности оптически прозрачного полуграниченного диэлектрика, рассматривалось только гиротропное или псевдокиральное взаимодействие. Однако в условиях ПВО на уединённой границе раздела оптически прозрачных диэлектриков принципиально возможны и другие механизмы формирования волн этого типа. В частности, это могут быть нелинейные свойства оптически менее плотной полуграниченной диэлектрической среды. Для иллюстрации в разделе 7 приведён пример реализации такого механизма в случае, когда в условиях ПВО из оптически прозрачного изотропного диэлектрика на поверхности полуграниченного оптически прозрачного диэлектрика с нелинейностью керровского типа падает извне плоская объёмная волна с $\alpha = s$.

7. Особая поверхностная волна в оптически прозрачном нелинейном диэлектрике

Как пример рассмотрим случай, когда верхнее полупространство по-прежнему занято оптически изотропным диэлектриком (1), тогда как оптически менее плотной полуграниченной средой является оптически прозрачный немагнитный диэлектрик с положительной нелинейностью керровского типа и уравнениями связи вида [65, 66]

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + a |\mathbf{E}|^2 \mathbf{E}, \quad \mathbf{B} = \mathbf{H}, \quad a > 0. \quad (68)$$

В этом случае в условиях ПВО пространственная структура электрического поля эванесцентной волны ТЕ-типа с $\mathbf{k} \in yz$, распространяющейся вдоль поверхности с $\mathbf{q} \parallel z$ оптически менее плотной нелинейной среды (68), может быть, согласно [65, 66], представлена в виде

$$E_x = \sqrt{\frac{2}{a}} \frac{\eta_s}{\cosh[\eta_s(z - z_0)]} \exp(ihy - i\omega t), \quad (69)$$

$$\eta_s^2 = h^2 - k_0^2 \varepsilon_0.$$

Если на границе раздела рассматриваемых немагнитных диэлектриков имеют место стандартные максвелловские граничные условия, то вследствие (69) поверхностная волновая проводимость в этом случае имеет вид $Z_s = \eta_s \tanh(\eta_s z_0)$. Таким образом, падающая извне на поверхность такого немагнитного диэлектрика плоская объёмная ЭМ-волна ТЕ-типа будет отражаться так же, как от поверхности идеального магнитного проводника, если $z_0 = 0$. Для этого необходимо, чтобы выполнялось условие

$$h^2 = k_0^2(\varepsilon_0 + 2a\tilde{A}^2). \quad (70)$$

То есть в этом случае при заданных значениях частоты, угла падения и параметра нелинейности формирование ОПВ ТЕ-типа возможно только при определённой амплитуде \tilde{A} падающей извне плоской объёмной волны ТЕ-типа. Таким образом, данная ОПВ является нелинейной волной, а определяемый с помощью (70) угол, под которым в этом случае плоская объёмная волна ТЕ-типа должна падать из оптически изотропного линейного диэлектрика на поверхность полуграниченного нелинейного диэлектрика, отвечает, согласно [65], предельному углу нелинейного ПВО. Расчёт также показывает, что при выполнении (70) (т.е. при $H_y(z=0) = 0$) не

только одновременно равен нулю усреднённый по периоду колебаний поток энергии через границу раздела сред (как показано в [65]), но и в любой момент времени равен нулю мгновенный поток энергии через поверхность полуграниченного нелинейного диэлектрика.

Следует отметить, что в этой же оптической конфигурации возможен и другой вариант выполнения в условиях ПВО соотношения $\mathbf{Hb} = 0$ ($T_s = 2$). Этот вариант, как показывает расчёт, отвечает случаю, когда падающая извне на поверхность рассматриваемого полуграниченного нелинейного диэлектрика плоская объёмная волна ТЕ-типа с амплитудой \tilde{A} возбуждает в нелинейном диэлектрике (68) объёмную нелинейную волну ТЕ-типа с постоянной амплитудой $2\tilde{A}$. Пространственная структура поля и закон дисперсии такой волны определяются соответственно следующими соотношениями:

$$E_x = 2\tilde{A} \exp(ihy - i\omega t), \quad h^2 = k_0^2(\varepsilon_0 + 4a\tilde{A}^2). \quad (71)$$

Этот вариант, в отличие от (69), (70), может рассматриваться как возбуждение в оптически менее плотном диэлектрике (68) нелинейной ООВ ТЕ-типа падающей извне плоской объёмной волной ТЕ-типа. Отметим, что, согласно [65], для заданных значений частоты и амплитуды \tilde{A} падающей плоской объёмной волны интервал углов падения $k_0^2(\varepsilon_0 + 2a\tilde{A}^2) \leq h^2 \leq k_0^2(\varepsilon_0 + 4a\tilde{A}^2)$ отвечает области гистерезиса при отражении плоской световой волны ТЕ-типа от поверхности оптически прозрачной нелинейной среды.

8. Заключение

Итак, в условиях ПВО для плоской объёмной волны ТМ- или ТЕ-типа, падающей на поверхность полуграниченного оптически прозрачного анизотропного диэлектрика, в принципе возможны такие сочетания частоты и угла падения, при которых внутри области ПВО мгновенный поток энергии через границу раздела равен нулю в любой момент времени (в оптически менее плотном диэлектрике им отвечает быстрая несобственная незатухающая особая поверхностная волна соответственно ТМ- или ТЕ-типа). В этом случае обращается в нуль мнимая часть поверхностного волнового импеданса (для волны ТМ-типа) или поверхностной волновой проводимости (для волны ТЕ-типа). Как следствие, амплитуда возбуждаемой эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа будет вдвое превышать амплитуду падающей из оптически более плотной среды на границу раздела плоской объёмной волны с теми же значениями частоты, продольного волнового числа и соответствующей поляризации. В результате падающая извне на поверхность прозрачного диэлектрика плоская объёмная ЭМ-волна ТМ- или ТЕ-типа, частота и угол наклона которой в условиях ПВО одновременно удовлетворяют спектру ОПВ соответствующей поляризации (24)–(26), (28), (29), будет отражаться так же, как от идеальной электромагнитной метаповерхности соответствующего типа (волна ТМ-типа отражается, как от идеального электрического проводника, а волна ТЕ-типа — как от идеального магнитного проводника), что отвечает ЭМ-аналогу угла Рэлея [9].

Если в этих условиях учесть конечность углового спектра падающей извне волны ТМ- или ТЕ-типа, то,

как показал расчёт, уже в случае единственной границы раздела прозрачных сред в условиях ПВО становится возможным локальное усиление продольного смещения пучка волн ТМ-типа (ТЕ-типа) вдоль границы раздела за счёт резонансного возбуждения вытекающей ОПВ соответствующей поляризации. Такое нелокальное взаимодействие падающей извне ЭМ-волны с уединённой границей раздела делает принципиально возможными эффект фокусировки отражённого узконаправленного пучка и формирование каустики для огибающей отражённых волн (в полной аналогии с хорошо известным аналогичным эффектом, индуцированным боковой волной). Соответственно, когда падает волновой импульс с плоским фронтом, уже в случае нормального падения при отражении в условиях ПВО становится возможным резкое увеличение его времени запаздывания, если частота падающей волны отвечает закону дисперсии быстрой ОПВ с равным нулю продольным волновым числом.

Это означает, что при определённых условиях уединённая граница раздела прозрачных оптически изотропной и бианизотропной диэлектрических сред может рассматриваться как особый класс структур, способных поддерживать режим вытекающей поверхностной ЭМ-волны (в англоязычной литературе — leaky wave structures). Традиционно в оптике такими системами являлись системы с более чем одной границей раздела типа пластины или многослойные структуры, которые граничат с оптически более плотной полуграниченной средой.

Таким образом, ОПВ можно рассматривать, учитывая нелокальный характер её взаимодействия с уединённой границей раздела сред, как дополнительный (по отношению к отмеченным в [67]) тип дифракционной волны.

В случае падения извне плоской монохроматической объёмной волны ТМ- или ТЕ-типа на поверхность многослойной прозрачной отражающей плоскостной структуры условие достижения максимального усиления интенсивности возбуждения ЭВ соответствующей поляризации также оказывается связанным с возбуждением в такой слоистой структуре теперь уже интерференционной особой поверхностной волны соответствующей поляризации. Однако для такой быстрой несобственной ЭМ-волны внутри области ПВО мгновенный поток энергии через границу раздела равен нулю в любой момент времени только на внешней поверхности соответствующей отражающей слоистой структуры (если она не является одномерным фотонным кристаллом). В результате на этой границе раздела амплитуда возбуждаемой эванесцентной волны ТМ- или ТЕ-типа будет вдвое превышать амплитуду падающей из оптически более плотной среды на поверхность слоистой структуры плоской объёмной волны с соответствующей поляризацией. Одновременно на других (внутренних) границах раздела такой отражающей слоистой структуры усиление интенсивности возбуждения эванесцентной волны с той же поляризацией (ТМ- или ТЕ-типа) также возможно, и оно может значительно превосходить четырёхкратное.

Заметим, что данный результат тесно коррелирует с проведёнными ранее исследованиями причин того, что уже в бездиссипативном пределе как в схеме Отто, так и в схеме Кречмана критерием достижения максимального возбуждения интенсивности поверхностной ЭМ-волны ТМ- или ТЕ-типа не является выполнение условия поперечного резонанса [2] на границе раздела полуграни-

ченных поверхностно активной и поверхностно неактивной сред (см., например, [68 – 72]).

Следует также отметить, что входящее в определение ОПВ условие строгого равенства нулю в любой момент времени мгновенного потока энергии через плоскую границу раздела с оптически более плотной средой (призмой), из которой в условиях ПВО падает плоская объёмная волна той же поляризации, делает существование такой ОПВ достаточно гипотетическим. Однако определённые из дисперсионного соотношения такой ОПВ частоты, продольное волновое число и поляризация отвечают максимальному усилению амплитуды соответствующей ЭВ, возбуждаемой в этом случае в сопряжённой с призмой оптически менее плотной слоистой отражающей структуре. Это даёт возможность указать на определённую аналогию между рассмотренным выше понятием ОПВ и используемым в теории фазовых переходов понятием прафазы [73], которое было предложено в работах [74, 75]. Прафаза представляет собой гипотетическую высокотемпературную фазу, устанавливающую симметричную связь с реализующимися в реальном веществе вследствие фазового перехода более низкосимметричными и симметрично не связанными между собой фазами, при этом сама прафаза не является реально наблюдаемой. Свойства такой прафазы устанавливаются аналитически исходя из анализа свойств низкосимметричных фаз, реализующихся ниже точки такого фазового перехода [73].

Все вышеперечисленные эффекты имеют аналоги не только в акустике многослойных отражающих структур (например, подобные изученным в [9 – 11, 76]), но и в спин-волновой динамике и электродинамике [77, 78] слоистых сред.

Работа выполнена в рамках государственного задания.

Список литературы

1. Marcuvitz N *IRE Trans. Antennas Propag.* **4** 192 (1956)
2. Tamir T, Oliner A A *Proc. Inst. Electr. Eng.* **110** 310 (1963)
3. Tamir T *Optik* **38** 269 (1973)
4. Викторов И А *Звуковые поверхностные волны в твердых телах* (М.: Наука, 1981)
5. Бреховских Л М, Годин О А *Акустика слоистых сред* (М.: Наука, 1989)
6. Frezza F, Tedeshi N *J. Opt. Soc. Am.* **A 32** 1485 (2015)
7. Fuscaldo W et al. *Phys. Rev. Appl.* **9** 054005 (2018)
8. Monticone F, Alù A *Proc. IEEE* **103** 793 (2015)
9. Bertoni H L, Tamir T *Appl. Phys.* **2** 157 (1973)
10. Alshits V I, Lothe J *Wave Motion* **3** 297 (1981)
11. Alshits V I, Darinskii A N, Shuvalov A L *Ferroelectrics* **126** 323 (1992)
12. Кизель В А *Отражение света* (М.: Наука, 1973)
13. Novotny L, Hecht B *Principles of Nano-Optics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2006); Пер. на русск. яз.: Новотный Л, Хехт Б *Основы нанооптики* (М.: Физматлит, 2009)
14. Zayats A V, Smolyaninov I I, Maradudin A A *Phys. Rep.* **408** 131 (2005)
15. Вайнштейн Л А *Электромагнитные волны* (М.: Радио и связь, 1988)
16. Haus H *Waves and Fields in Optoelectronics* (Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1984); Пер. на русск. яз.: Хаус Х *Волны и поля в оптоэлектронике* (М.: Мир, 1988)
17. Федоров Ф И *Теория гиротропии* (Минск: Наука и техника, 1976)
18. Альшиц В И, Любимов В Н *ЖЭТФ* **128** 904 (2005); Alshits V I, Lyubimov V N *J. Exp. Theor. Phys.* **101** 779 (2005)
19. Chadwick P, Smith G D, in *Advances in Applied Mechanics* Vol. 17 (Ed. C S Yih) (New York: Academic Press, 1977) p. 303
20. Шевченко В В *Радиотехника и электроника* **10** 1768 (1969)
21. Исакович М А *Общая акустика* (М.: Наука, 1973)
22. Балакирев М К, Гилянский И А *Волны в пьезокристаллах* (Новосибирск: Наука, 1982)

23. Royer D, Dieulesaint E *Elastic Waves in Solids* Vol. 1 (Berlin: Springer, 2000)
24. Сиротин Ю И, Шаскольская М П *Основы кристаллофизики* (М.: Наука, 1975); Пер. на англ. яз.: Sirotnin Yu I, Shaskolskaya M P *Fundamentals of Crystal Physics* (Moscow: Mir Publ., 1982)
25. Parekh J P *Electron. Lett.* **5** 322 (1969)
26. Приходько О В и др. *Письма в ЖЭТФ* **95** 733 (2012); Prikhod'ko O V et al. *JETP Lett.* **95** 652 (2012)
27. Кулагин Д В и др. *Письма в ЖЭТФ* **92** 563 (2010); Kulagin D V et al. *JETP Lett.* **92** 511 (2010)
28. Кулагин Д В, Савченко А С, Тарасенко С В *ЖЭТФ* **133** 1051 (2008); Kulagin D V, Savchenko A S, Tarasenko S V *J. Exp. Theor. Phys.* **106** 918 (2008)
29. Мамалуй Д А, Чупис И Е *ЖЭТФ* **117** 175 (2000); Mamalui D A, Chupis I E, *J. Exp. Theor. Phys.* **90** 153 (2000)
30. Кулагин Д В и др. *Письма в ЖЭТФ* **95** 253 (2012); Kulagin D V et al. *JETP Lett.* **95** 229 (2012)
31. Tret'yakov S A et al. *J. Electromagn. Waves Appl.* **12** 481 (1998)
32. Бирюков С В и др. *Поверхностные акустические волны в неоднородных средах* (М.: Наука, 1991)
33. Баскаков С И *Основы электродинамики* (М.: Советское радио, 1973)
34. Kildal S *IEEE Trans. Antennas Propag.* **38** 1537 (1990)
35. Климов В В *Наноплазмоника* (М.: Физматлит, 2009); Klimov V *Nanoplasmonics* (Boca Raton, FL: CRC Press, Taylor and Francis Group, 2014)
36. Федоров Ф И *Оптика анизотропных сред* (Минск: Изд-во АН БССР, 1958)
37. Федоров Ф И, Петров Н С *Оптика и спектроскопия* **14** 256 (1963); Fedorov F I, Petrov N S *Opt. Spectrosc.* **14** 132 (1963)
38. Альшиц В И, Любимов В Н, Радович А *ЖЭТФ* **131** 14 (2007); Alshits V I, Lyubimov V N, Radowicz A *J. Exp. Theor. Phys.* **104** 9 (2007)
39. Hsu C W et al. *Nat. Rev. Mater.* **1** 16048 (2016)
40. Marcuse D *Theory of Dielectric Optical Waveguides* (New York: Academic Press, 1974)
41. Tamir T, Bertoni H L *J. Opt. Soc. Am.* **61** 1397 (1971)
42. Tamir T *Optik* **36** 209 (1972)
43. Виноградова М Б, Руденко О В, Сухоруков А П *Теория волн* 2-е изд., перераб. и доп. (М.: Наука, 1990)
44. Goos F, Hänchen H *Ann. Physik* **1** 333 (1947)
45. Silva V B, Dumelow T *Phys. Rev. B* **97** 235158 (2018)
46. Wong Yu-Po et al. *Opt. Lett.* **43** 2803 (2018)
47. Artmann K *Ann. Physik* **437** 87 (1948)
48. Савченко А С и др. *Письма в ЖЭТФ* **102** 380 (2015); Savchenko A S et al. *JETP Lett.* **102** 343 (2015)
49. Гинзбург В Л *Распространение электромагнитных волн в плазме* 2-е изд., перераб. (М.: Наука, 1967); Пер. на англ. яз.: Ginzburg V L *The Propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas* (Oxford: Pergamon Press, 1970)
50. Тарасенко С В, Шавров В Г *Письма в ЖЭТФ* **106** 90 (2017); Tarasenko S V, Shavrov V G *JETP Lett.* **106** 103 (2017)
51. Ситенко А Г *Лекции по теории рассеяния* (Киев: Высшая школа, 1971); Пер. на англ. яз.: Sitenko A G *Lectures in Scattering Theory* (Oxford: Pergamon Press, 1971)
52. McRae E G *Rev. Mod. Phys.* **51** 541 (1979)
53. Виноградов А П и др. *УФН* **180** 249 (2010); Vinogradov A P et al. *Phys. Usp.* **53** 243 (2010)
54. Yang S et al. *ACS Photon.* **4** 2650 (2017)
55. Yariv A, Yeh P *Optical Waves in Crystals* (New York: Wiley, 1984); Пер. на русск. яз.: Ярив А, Юх П *Оптические волны в кристаллах* (М.: Мир, 1987)
56. Lévy Y, Zhang Y, Loulergue J C *Opt. Commun.* **56** 155 (1985)
57. Kou F Y, Tamir T *Opt. Lett.* **12** 367 (1987)
58. Савченко А С и др. *Докл. РАН* **446** 398 (2012); Savchenko A S et al. *Dokl. Phys.* **57** 387 (2012)
59. Басс Ф Г, Булгаков А А, Тетервов А А *Высокочастотные свойства полупроводников со сверхрешетками* (М.: Наука, 1989)
60. Кулагин Д В и др. *Оптика и спектроскопия* **114** 115 (2013); Kulagin D V et al. *Opt. Spectrosc.* **114** 104 (2013)
61. Кулагин Д В и др. *Оптика и спектроскопия* **114** 454 (2013); Kulagin D V et al. *Opt. Spectrosc.* **114** 414 (2013)
62. Криччик Г С *Физика магнитных явлений* 2-е изд., доп. (М.: Изд-во Московского ун-та, 1985)
63. Боровик-Романов А С *Лекции по низкотемпературному магнетизму. Магнитная симметрия антиферромагнетиков* (Новосибирск: Изд-во Новосибирского ун-та, 1976)
64. Ахизер А И, Барьяхтар В Г, Пелетминский С В *Спиновые волны* (М.: Наука, 1967); Пер. на англ. яз.: Akhiezer A I, Bar'yakhtar V G, Peletminskii S V *Spin Waves* (Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1968)
65. Бойко Б Б, Петров Н С *Отражение света от усиливающих и нелинейных сред* (Минск: Наука и техника, 1988)
66. Розанов Н Н *Оптическая бистабильность и гистерезис в распределенных нелинейных системах* (М.: Физматлит, 1997)
67. Felsen L B, Marcuvitz N *Radiation and Scattering of Waves* (Englewood Cliffs, NJ: Prentice-Hall, 1972); Пер. на русск. яз.: Фелсен Л, Маркувиц Н *Излучение и рассеяние волн* Т. 1 (М.: Мир, 1978)
68. Kou E F Y, Tamir T *Appl. Opt.* **27** 4098 (1988)
69. Дмитрук Н Л, Литовченко В Г, Стрижевский В Л *Поверхностные поляритоны в полупроводниках и диэлектриках* (Киев: Наукова думка, 1989)
70. Альшиц В И, Любимов В Н, Шувалов Л А *ФТТ* **43** 1322 (2001); Alshits V I, Lyubimov V N, Shuvalov L A *Phys. Solid State* **43** 1377 (2001)
71. Foley J J et al. *Sci. Rep.* **5** 9929 (2015)
72. Виноградов А П et al. *Phys. Rev. B* **97** 235407 (2018)
73. Изюмов Ю А, Сыромятников В Н *Фазовые переходы и симметрия кристаллов* (М.: Наука, 1984); Пер. на англ. яз.: Izumov Yu A, Syromyatnikov V N *Phase Transitions and Crystal Symmetry* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1990)
74. Леванюк А П, Санников Д Г *Письма в ЖЭТФ* **11** 68 (1970); Levanyuk A P, Sannikov D G *JETP Lett.* **11** 43 (1970)
75. Aizu K *J. Phys. Soc. Jpn.* **44** 683 (1978)
76. Альшиц В И, Любимов В Н, Радович А *ФТТ* **38** 1091 (1996); Alshits V I, Lyubimov V N, Radowicz A *Phys. Solid State* **38** 604 (1996)
77. Тарасенко С В, Шавров В Г *Письма в ЖЭТФ* **109** 393 (2019); Tarasenko S V, Shavrov V G *JETP Lett.* **109** 392 (2019)
78. Тарасенко С В, Шавров В Г *Письма в ЖЭТФ* **111** 345 (2020); Tarasenko S V, Shavrov V G *JETP Lett.* **111** 311 (2020)

Electromagnetic analogue of a first-type leaky surface elastic wave for the single interface between transparent dielectric media

Yu.V. Gulyaev^(1,2,a), S.V. Tarasenko^(3,b), V.G. Shavrov^(1,c)

⁽¹⁾ Kotelnikov Institute of Radio Engineering and Electronics, Russian Academy of Sciences, ul. Mokhovaya 11, korp. 7, 125009 Moscow, Russian Federation

⁽²⁾ Moscow Institute of Physics and Technology (National Research University), Institutskii per. 9, 141701 Dolgoprudnyi, Moscow region, Russian Federation

⁽³⁾ A.A. Galkin Donetsk Physical-Technical Institute, ul. R. Lyuksemburg 72, 83114 Donetsk, Ukraine
E-mail: ^(a) gulyaev@cplire.ru, ^(b) s.v.tarasenko@mail.ru, ^(c) shavrov@cplire.ru

Under conditions of total internal reflection of a TM- (TE-) type of plane volume electromagnetic wave from the surface of a semi-infinite transparent anisotropic dielectric medium, a special type of fast improper surface wave can be formed (an exceptional surface wave). For these types of waves, the instantaneous flow of energy through the interface is zero. In this case, the reflection of a quasi-plane (or quasi-monochromatic) wave of the corresponding polarization leads to the excitation of the leaky surface wave and to the maximum of the resonant amplification of the Goos–Hänchen effect (or the Wigner delay effect).

Keywords: evanescent wave, total internal reflection, bianisotropic medium, antiferromagnet, Goos–Hänchen shift, Wigner delay, leaky surface wave, multilayered structure

PACS numbers: **42.25.**–p, 42.25.Bs, 42.25.Gy, 42.25.Hz, 43.20.Gp

Bibliography — 78 references
Uspekhi Fizicheskikh Nauk **190** (9) 933–949 (2020)
DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2019.08.038645>

Received 17 May 2019, revised 12 August 2019
Physics – Uspekhi **63** (9) (2020)
DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2019.08.038645>