

Б. А. Князев, А. В. Кузьмин

Институт ядерной физики им. Г. И. Будкера СО РАН
пр. Акад. Лаврентьева, 11, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: Knyazev@inp.nsk.su

Новосибирский государственный университет
ул. Пирогова, 2, Новосибирск, 630090, Россия
E-mail: Kuzmin@phys.nsu.ru

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ: ОТ ВИДИМОГО ДИАПАЗОНА ДО МИКРОВОЛН *

Описаны общие свойства плоских и цилиндрических поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ), комбинации электромагнитной волны и колебаний зарядов в проводнике (последние называются поверхностными плазмон-поляритонами – ППП), распространяющихся вдоль границы проводника с диэлектриком, в широком спектральном диапазоне от СВЧ до видимого света. В последние годы интенсивно развивается фотоника терагерцового диапазона, в которой поверхностные электромагнитные волны могут играть важную роль в схемотехнике, транспортировке излучения и прохождении излучения через субволновые отверстия. Нами выведено общее выражение для толщины скин-слоя в металлах в приближении Друдэ и вычислены длины пробегов и «толщины» ПЭВ в металлах и воздухе в зависимости от длины волны. Теоретическая длина пробега ПЭВ при переходе от видимого к субмиллиметровому (терагерцовому) диапазону возрастает от десятков микрон до нескольких метров, а толщина волны достигает нескольких миллиметров. Это обстоятельство позволяет использовать ПЭВ для транспортировки терагерцового излучения и исследования свойств поверхностей, а также дает возможность использовать мощные ПЭВ для ряда приложений, таких как обработка поверхностей, создание поверхностной плазмы и т. п. Подавляющее большинство современных экспериментов с ПЭВ в терагерцовом диапазоне выполнены с использованием маломощных источников широкополосного излучения с длительностью импульса, не превышающей одной пикосекунды. Из обзора этих работ следует, что их результаты весьма противоречивы, и альтернативные исследования с источниками другого типа являются крайне необходимыми. Обсуждается вопрос об экспериментах по исследованию захвата и распространения ПЭВ, а также спектроскопических измерениях, с использованием мощного, монохроматического, плавно перестраиваемого терагерцового излучения Новосибирского лазера на свободных электронах (ЛСЭ).

1. Введение

Поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ) впервые были описаны А. Зоммерфельдом в 1899 г. для случая распространения волны вдоль цилиндрического проводника [1]. В 1907 г. И. Ценнек [2], объясняя дальнюю радиосвязь, математически описал распространение электромагнитных волн вдоль поверхности проводника (Земли). Поверхностные электромагнитные волны не являются «свободным излучением», а представляют собой неразрывное целое с *поверхностным плазмоном* – колебаниями свободных электронов вблизи поверхности проводника [3–8]. Такую самосогласованную комбинацию электромагнит-

ной волны и перемещающихся зарядов называют в оптике *поверхностным плазмон-поляритоном* (ППП). ППП широко используется в видимом и инфракрасном диапазонах для исследования поверхностей [5, 9–11]. Интерес к поверхностным волнам до недавнего времени проявлялся в основном радиофизиками и специалистами по спектроскопии поверхностей. В последнее время интерес к ПЭВ оптического диапазона возрос в связи с предложениями использовать их в устройствах интегральной оптики [12], а также с открытием явления аномального пропускания света отверстиями субволновых размеров [13; 14], механизм которого связывают со свойствами плазмон-поля

* Работа частично поддержана Программой фундаментальных исследований № П-05 Президиума РАН, интеграционным грантом СО РАН № 174/06 и грантом Министерства образования и науки РФ № 2.1.1.3846.

Авторы благодарят Н. А. Винокурову, И. А. Котельникову, Г. Н. Кулипанову, А. Н. Матвеевко и В. С. Черкасского за обсуждение различных аспектов настоящей работы.

ритонов. На другой стороне электромагнитного спектра – в области СВЧ-волн, называемых в зарубежной литературе микроволнами, появилось еще одно перспективное применение ПЭВ – поддержание газового разряда в плазмохимических реакторах [15–18]. И, наконец, в самое последнее время появились публикации по исследованию поверхностных электромагнитных волн в терагерцовом диапазоне частот [19–21].

Терагерцовый диапазон, к которому можно условно отнести частоты от одного до десяти терагерц, соответствует по длинам волн диапазону 30–300 мкм. В оптике эту область спектра называют дальним инфракрасным (ДИК) диапазоном. Он очень мало исследовался в течение многих лет из-за отсутствия источников и детекторов излучения. Появление новых широкополосных источников терагерцового излучения, основанных на преобразовании фемтосекундных лазерных импульсов ближнего ИК-диапазона в импульс широкополосного терагерцового излучения, резко активизировало исследование этой спектральной области. Развитию исследований способствовало и то обстоятельство, что фотопроводящие антенны [22] и электрооптические кристаллы [23], с помощью которых создавалось терагерцовое излучение, могут служить также детекторами этого излучения.

Поскольку многие вещества, состоящие из неполярных молекул, относительно прозрачны для терагерцового излучения, а другие, такие как вода, наоборот, очень сильно это излучение поглощают, то одной из очевидных областей применимости является интроскопия объектов. Поскольку частоты биологических молекул (ДНК, белков и др.) лежат в этом же спектральном диапазоне, биомедицинская диагностика является другой потенциально важной областью применения терагерцового излучения. По мере развития исследований открывались все новые области возможного применения. В частности, очень большое внимание уделяется применению терагерцового излучения в системах безопасности.

В данной работе мы рассмотрим свойства поверхностных электромагнитных волн, обращая особое внимание на их характеристики в терагерцовом диапазоне. В разделе 2 мы опишем основные свойства и дисперсионные характеристики ПЭВ на плоской границе раздела. В третьем разделе на основе формализма Друдэ будут рассмотре-

ны ПЭВ на границе металл-диэлектрик. Поскольку при этом одной из важнейших характеристик является толщина скин-слоя в металле δ , мы выводим общую формулу для δ в случае нормального скин-эффекта и для области релаксации. В единственной известной нам публикации [24], где вычислялось общее выражение для скин-эффекта, приведено выражение для δ , не верное даже в предельных случаях (скорее всего, вследствие многочисленных опечаток). Далее в том же разделе мы вычисляем на основе полученной формулы длину продольного затухания волны и характерную «толщину» ПЭВ в металле и диэлектрике. Раздел 4 посвящен волнам в цилиндрической геометрии, которая представляет большой интерес для приложений (например, в медицине, где цилиндрический проводник может использоваться для эндоскопии). В разделе 5 мы обсудим методы захвата и формирования ПЭВ и сделаем краткий обзор современных исследований ПЭВ в терагерцовом диапазоне. В заключение обсудим перспективы исследований и практических применений поверхностных электромагнитных волн при использовании монохроматического, когерентного, перестраиваемого излучения мощного Новосибирского лазера на свободных электронах [25].

2. Определение и основные свойства ПЭВ

Поверхностные электромагнитные волны (ПЭВ) представляют собой направленное электромагнитное излучение, локализованное вблизи поверхности раздела двух сред и распространяющееся вдоль этой поверхности. Его интенсивность быстро спадает в направлении, перпендикулярном поверхности раздела. При определенных обстоятельствах ПЭВ могут возникать в волноводах. Описание поверхностных электромагнитных волн обычно не включается в общие курсы электродинамики, поэтому в данной работе мы рассмотрим наиболее существенные характеристики ПЭВ достаточно подробно.

Поверхностные волны могут существовать не на любых поверхностях, а только на границе раздела двух сред, одна из которых является оптически активной. Этот термин, смысл которого будет понятен из дальнейшего, обычно используется для поверхностных волн в оптическом диапазоне спектра, но мы будем использовать его в более ши-

роком диапазоне — вплоть до СВЧ, поскольку механизм взаимодействия волны с поверхностью раздела в принципе один и тот же. Рассмотрим монохроматическую электромагнитную волну

$$\begin{Bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{Bmatrix} \propto \exp(-i\omega t) \quad (1)$$

на границе раздела двух сред, имеющих комплексные диэлектрические проницаемости ε_1 и ε_2 . Подставляя зависимость (1) в уравнения Максвелла

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{H} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (2)$$

и положив для квазинейтральных сред, каковыми являются все интересующие нас среды, $\nabla \cdot \mathbf{E} = 0$, получим стандартное уравнение, описывающее монохроматическую электромагнитную волну:

$$\Delta \begin{Bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{Bmatrix} + \varepsilon\mu \frac{\omega^2}{c^2} \begin{Bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{Bmatrix} = 0. \quad (3)$$

Одним из решений этого уравнения является свободная электромагнитная волна (см., например, [26. С. 175]), в которой векторы \mathbf{E} и \mathbf{H} перпендикулярны волновому вектору \mathbf{k} . Однако имеется и другое решение, описывающее поверхностную электромагнитную волну, которое мы здесь и рассмотрим.

Направим ось x вдоль границы раздела в направлении распространения волны, а ось z — перпендикулярно границе раздела из среды 2 в среду 1 (рис. 1, а). Предположим, что характеристики электромагнитного поля

не зависят от координаты y , и будем искать решение в виде

$$\begin{Bmatrix} \mathbf{E} \\ \mathbf{H} \end{Bmatrix} \propto \exp[i(k_s x - \omega t)], \quad (4)$$

где $k_s \equiv k_x$. Подставив (4) в уравнение (3), получим выражение

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} - \left(k_s^2 - \varepsilon\mu \frac{\omega^2}{c^2} \right) \mathbf{E} = 0, \quad (5)$$

решением которого является вектор электрического поля, экспоненциально спадающий при удалении от границы раздела сред (по соображениям конечности энергии волны экспоненциально нарастающие компоненты отбрасываются):

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \exp(\mp \kappa_{1,2} z) \exp(ik_s x - i\omega t), \quad (6)$$

где

$$\kappa_{1,2} = \left(k_s^2 - \varepsilon_{1,2} \mu_{1,2} \frac{\omega^2}{c^2} \right) \quad (7)$$

является компонентом волнового вектора, направленным по нормали к поверхности.

Волновой вектор k_s в соответствии с граничными условиями одинаков в обеих средах. По той же причине вектор магнитного поля волны также должен быть одинаков на границе раздела для обеих сред. Выполнение этого требования возможно, только если вектор \mathbf{H} лежит в плоскости перпендикулярной вектору \mathbf{k}_s и направлен по оси y . Вектор \mathbf{E} , как следует из (6), имеет x - и z -компоненты. Следовательно, поверхностная

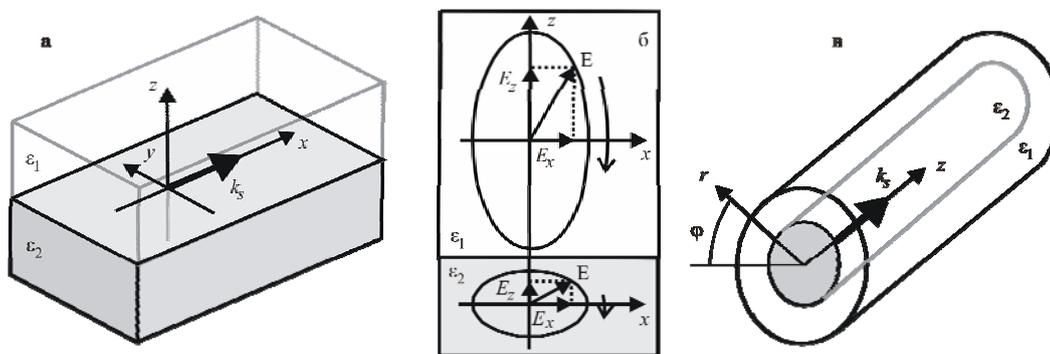


Рис. 1. Схема формирования поверхностной электромагнитной волны: а — система координат для плоской системы; б — диаграмма вращения вектора электрического поля в средах 1 и 2 (среда 2 является оптически активной средой — см. текст); в — система координат для коаксиальной геометрии

электромагнитная волна может существовать только как частично продольная ТМ-волна. В оптике ТМ-волна называется волной с p -поляризацией. Удовлетворить граничным условиям для поверхностной ТЕ-волны невозможно, и такие волны не существуют.

Подставив решение (6) в уравнение для ротора H из системы (2), получим систему уравнений

$$\frac{i\omega}{c} \varepsilon_{1,2} E_x = \mp \kappa_{1,2} H_y, \quad (8)$$

$$-\frac{i\omega}{c} \varepsilon_{1,2} E_y = 0, \quad (9)$$

$$-\frac{i\omega}{c} \varepsilon_{1,2} E_z = ik_s H_y. \quad (10)$$

Приняв во внимание граничные условия

$$H_{y1} = H_{y2} \equiv H,$$

$$E_{x1} = E_{x2} \equiv E_x,$$

получим для x -компонента

$$\frac{i\omega}{c} \varepsilon_{1,2} E_x = \mp \kappa_{1,2} H. \quad (11)$$

Поскольку $\text{Re}(\kappa_{1,2}) > 1$ по определению (см. (6)), отсюда следует, что решение справедливо только на границе раздела сред, для которых выполняется соотношение

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = -\frac{\kappa_1}{\kappa_2}. \quad (12)$$

Условие (12) означает, что для существования поверхностной волны необходимо, чтобы реальные части диэлектрической проницаемости сред имели разные знаки (κ и ε в общем случае являются комплексными величинами). Среда с $\text{Re}(\varepsilon) < 0$ называется оптически активной (в нашем случае пусть это будет среда 2). Поверхностные волны могут существовать, в частности, на границе раздела металл-диэлектрик для частот по крайней мере от оптического диапазона до СВЧ. Поверхностные электромагнитные волны могут существовать также и на границе раздела двух диэлектриков в узком диапазоне частот вблизи линии поглощения одного из диэлектриков [5].

Подставив (12) в (7), получим

$$\kappa_1 = \sqrt{\frac{\varepsilon_1^2 (\mu_2 \varepsilon_2 - \mu_1 \varepsilon_1)}{\varepsilon_1^2 - \varepsilon_2^2}} k_0. \quad (13)$$

Далее будем рассматривать немагнитные среды ($\mu_1 = \mu_2 = 1$), поэтому выражения для волновых векторов, нормальных к поверхности раздела, примут вид

$$\kappa_1 = \sqrt{-\frac{\varepsilon_1^2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} k_0, \quad (14)$$

$$\kappa_2 = \sqrt{-\frac{\varepsilon_2^2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}} k_0. \quad (15)$$

Отсюда ясно, что для выполнения соотношения (12) необходимо, чтобы диэлектрические проницаемости удовлетворяли следующим условиям:

$$\varepsilon_2 < 0 \quad \text{и} \quad |\varepsilon_2| > \varepsilon_1.$$

Из (7) и (12) нетрудно получить дисперсионное соотношение для поверхностной волны

$$k_s = n(\omega) \frac{\omega}{c}, \quad (16)$$

где

$$n(\omega) = \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}$$

есть комплексный показатель преломления для поверхностной электромагнитной волны. Используя (16), запишем выражения (14) и (15) в виде

$$\kappa_1 = \sqrt{-\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2}} k_s, \quad (17)$$

$$\kappa_2 = \sqrt{-\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1}} k_s. \quad (18)$$

Зададим теперь вектор \mathbf{H} волны, который на границе раздела одинаков в обеих средах и зависит от x и z так же, как \mathbf{E} . Из уравнений (8) и (10), используя (17) и (18), найдем компоненты вектора электрического поля, комплексные амплитуды которых на границе раздела равны

$$E_x = E_{x1} = E_{x2} = iH \sqrt{\frac{1}{-(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}}, \quad (19)$$

$$E_{z1} = -H \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1 (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}}, \quad (20)$$

$$E_{z2} = -H \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} \frac{1}{(\varepsilon_1 + \varepsilon_2)}}, \quad (21)$$

соответственно. Видно, что E_x сдвинут по фазе относительно вектора H на 90° , а E_z – на 180° . Из выражений (19)–(21) следует, что

$$|E_{z1}| > |E_x| > |E_{z2}|.$$

Следовательно, если зафиксировать координату $x = X$, вектор $E(X, t)$ в обеих средах вращается по часовой стрелке, описывая эллипсы, как это показано на рис. 1, б. В оптически активной среде описываемая вектором траектория сплюснута, а в среде с положительной ε вытянута.

3. ПЭВ на границе металл-диэлектрик

Наиболее важными характеристиками ПЭВ являются ее толщина и амплитуда электромагнитного поля в обеих средах, а также длина пробега вдоль поверхности (характерная длина затухания, определяемая мнимой частью волнового вектора k_s). Для вычисления этих величин нужно знать зависимость диэлектрической проницаемости каждой среды от частоты. Используем далее аналитическую зависимость $\varepsilon(\omega)$, получаемую в полуклассической теории Друдэ [27; 28].

Для диэлектрика, когда проводимостью среды можно пренебречь, диэлектрическая проницаемость имеет хорошо известный вид

$$\varepsilon(\omega) = 1 + \frac{4\pi N e^2}{m} \sum_j \frac{f_j}{(\omega_j^2 - \omega^2) - i\omega\gamma}, \quad (22)$$

где N – плотность атомов, γ – коэффициент затухания (квадрата амплитуды) коле-

баний, а суммирование производится по

всем переходам из основного состояния атома. При очень высоких частотах вдали от всех резонансов (дальнее ультрафиолетовое и рентгеновское излучения) диэлектрическая проницаемость стремится к единице. В области электронных и колебательных переходов атомов и молекул (оптический и инфракрасный диапазоны) действительная часть диэлектрической проницаемости возрастает и имеет характерный вид, показанный на рис. 2. При уменьшении частоты диэлектрическая проницаемость несколько увеличивается, поскольку включаются новые механизмы, приводящие к поляризации среды (например, смещение атомов и ионов или колебания цепей атомов в кристаллах), вклад которых пренебрежимо мал в области высоких частот.

В области меньших частот частотная зависимость диэлектрической проницаемости существенно различается для полярных и неполярных диэлектриков. У неполярных диэлектриков практически вся поляризация имеет электронную природу и диэлектрическая проницаемость при низких частотах приблизительно равна квадрату показателя преломления в оптическом диапазоне. Действительно, для неполярных веществ она варьируется в пределах 1,5–5,68 (последнее значение относится к алмазу). Совсем другая зависимость характерна для полярных диэлектриков, типичным представителем которых является вода (см. рис. 2). У таких диэлектриков при уменьшении частоты диэлектрическая проницаемость продолжает увеличиваться вследствие возрастания роли ориентационной поляризации вещества. При этом довольно быстрый рост ε происходит при области частот, соответствующей

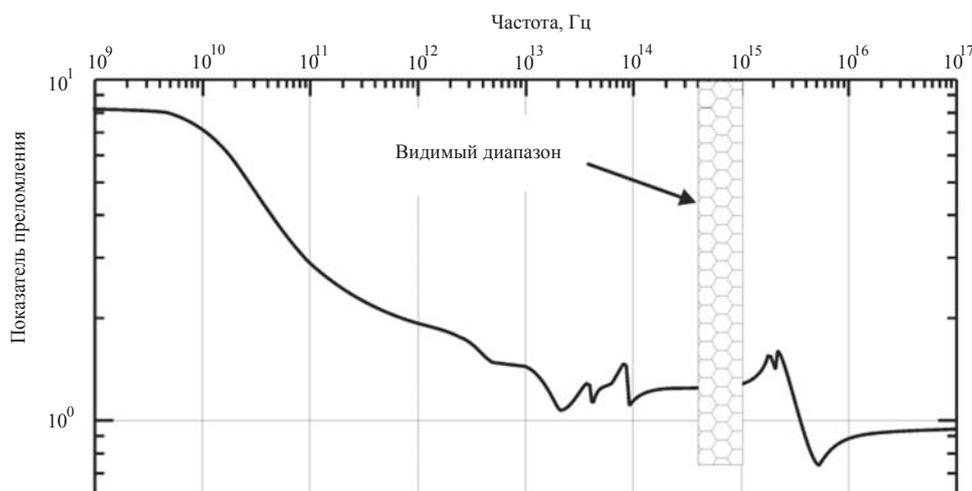


Рис. 2. Диэлектрическая проницаемость воды как функция частоты
 обратному времени релаксации дипольных моментов [30. С. 292]. В этой области полярные диэлектрики сильно поглощают излучение. Далее в области самых низких частот диэлектрическая проницаемость достигает максимального значения $\epsilon(0)$. Для воды $\epsilon(0) \approx 80$, хотя показатель преломления для волн радиочастотного диапазона равен всего $n = 1,3$, а не $(80)^{1/2}$, т. е. основная часть $\epsilon(0)$ связана скорее всего с ориентационной поляризацией.

Для конденсированных проводящих сред взаимодействие среды с электромагнитными волнами (условно говоря, оптические свойства) определяется следующей комбинацией статической диэлектрической проницаемости, поляризуемости и проводимости среды:

$$\epsilon_c = \epsilon(\infty) + 4\pi\alpha + \frac{4\pi i\sigma}{\omega}. \quad (23)$$

В рамках формализма Друдэ энергия передается от колеблющихся электронов решетке при столкновениях, которые происходят в среднем с периодом

$$\tau = \frac{1}{\Gamma}, \quad (24)$$

где Γ – частота столкновений электронов с фононами, другими электронами и дефектами

$$\Gamma = \Gamma_{ep} + \Gamma_{ee} + \Gamma_{ed}.$$

Подставив в выражение (23) проводимость

$$\sigma = \frac{n_e e^2 \Gamma}{m^* (\omega^2 + \Gamma^2)} \quad (25)$$

и поляризуемость

$$\alpha = -\frac{n_e e^2}{m^* (\omega^2 + \Gamma^2)} \quad (26)$$

и помня, что в высокочастотном пределе диэлектрическая проницаемость $\epsilon(\infty) = 1$, приходим к выражению

$$\epsilon_c \approx 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2 + \Gamma^2} + \frac{i\Gamma\omega_p^2}{\omega(\omega^2 + \Gamma^2)}. \quad (27)$$

Здесь

$$\omega_p^2 = \frac{4\pi n_e e^2}{m^*}, \quad (28)$$

где m^* – эффективная масса электрона в твердом теле, равная

$$m^* = m \frac{n_0}{n_e}. \quad (29)$$

Здесь n_0 – концентрация электронов в зоне валентности, а n_e – концентрация свободных электронов [24]. Основные параметры, характеризующие металлы, приведены в таблице.

Характеристики некоторых металлов

Металл	$\sigma_0, 10^{17} \text{ c}^{-1}$	r_s/a_0	$l_s, \text{ \AA}$	$\Gamma, 10^{13} \text{ c}^{-1}$	$\tau, 10^{-14} \text{ c}$	$\omega_p, 10^{16} \text{ c}^{-1}$
Li	1,1	3,25	114	11,4	0,88	1,2
Al	3,7	2,07	161	12,5	0,80	2,4
Cu	5,8	2,67	420	3,7	2,7	1,6
Ag	6,0	3,02	556	2,5	4,0	1,4
Sn	0,85	2,22	43	43	0,23	2,1
Ba	0,15	3,71	21	52	0,19	0,99
W	1,84	3,01	170	8,1	1,2	1,4
Pb	0,47	2,31	26	71	0,14	2,1

Видно, что в теории Друдэ оптические свойства проводящих сред зависят от трех параметров: частоты излучения ω , частоты столкновений электронов Γ и плазменной частоты ω_p . Глубина проникновения электромагнитного поля в металл (ослабление амплитуды волны в e раз) равна

$$\delta = \frac{c}{\omega \text{Im}(\epsilon_c)}. \quad (30)$$

Подставляя сюда выражение (27), после ряда преобразований придем к общему выражению для толщины скин-слоя в рамках формализма Друдэ:

$$\delta = \frac{c(1 + \omega^2 \tau^2)^{1/4} (1 + [(1 + \omega^2 \tau^2)^{1/2} - \omega \tau]^2)^{1/2}}{\omega_p \sqrt{\omega \tau}}. \quad (31)$$

Из выражения (31) очевидны два предельных случая. Если частота переменного поля мала по сравнению с частотой столкновений электронов,

$$\omega \tau \ll 1,$$

то мы находимся в *области нормального скин-эффекта*, где проводимость металла не зависит от частоты. Толщина скин-слоя в этом случае уменьшается с ростом частоты и описывается хорошо известным выражением

$$\delta_{cl} = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma_0 \omega}}, \quad (32)$$

где $\sigma_0 \equiv \sigma(0)$. Обратный предельный случай

$$1 \ll \omega \tau \ll \omega_p \tau$$

соответствует *области релаксации*. Частота колебаний значительно превышает частоту столкновений, и толщина скин-слоя в этом случае перестает зависеть от частоты

$$\delta_{rel} = \frac{c}{\omega_p}. \quad (33)$$

Для реальных металлов этот диапазон лежит в ближней или средней ИК-области спектра.

При очень больших частотах излучения, когда

$$\omega > \max\{\omega_p, \omega_p^2 \tau\},$$

мы достигаем области прозрачности, в случае металлов лежащей в дальнем ультрафиолетовом или рентгеновском диапазонах.

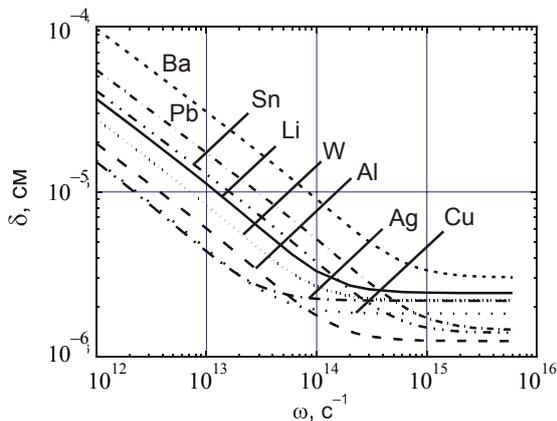


Рис. 3. Толщина скин-слоя для некоторых металлов при температуре 273 К, вычисленная по формуле (31), используя данные, приведенные в таблице.

Части кривых для Al, Ag и Cu попадают в область слабо аномального скин-эффекта

Зависимость толщины скин-слоя для ряда металлов, вычисленная в рамках теории Друде (уравнение (31)), приведена на рис. 3 для интервала частот от СВЧ до видимой области спектра.

В описанных выше случаях молчаливо предполагалось, что толщина скин-слоя больше, чем длина свободного пробега (см. [27])

$$l_e [\text{Å}] = 1,02 \cdot 10^{-16} \left(\frac{r_s}{a_0} \right)^2 \sigma_0 [\text{с}^{-1}], \quad (34)$$

где r_s / a_0 – отношение радиуса сферы, приходящейся на один электрон проводимости, к боровскому радиусу. С ростом частоты, однако, реальная толщина скин-слоя δ' рано или поздно становится меньше длины свободного пробега. В этом случае теория Друде становится неприменимой. Если $\delta' < l_e$, то мы попадаем в *область аномального скин-эффекта*. В этом случае можно считать [28], что лишь доля электронов, пропорциональная δ' / l_e , эффективно участвует в проводимости и кажущаяся проводимость равна

$$\sigma' = \frac{3}{2} \beta \frac{\delta'}{l_e} \sigma_0, \quad (35)$$

где неопределенный пока коэффициент β является поправкой, учитывающей оценочный характер данного выражения. Глубину проникновения поля оценим теперь с помощью классического выражения (32), в которое подставим выражение для проводимости (35):

$$\delta' = \frac{c}{\sqrt{2\pi\sigma'\omega}} = \frac{c}{\left(2\pi \frac{3}{2} \beta \frac{\delta'}{l_e} \sigma_0 \omega \right)^{1/2}}. \quad (36)$$

Отсюда найдем оценку $\delta_{an} \equiv \delta'$ для глубины проникновения поля в случае аномального скин-эффекта

$$\delta_{an} = \left(\frac{c^2 l_e}{3\pi\beta\sigma_0 \omega} \right)^{1/3}. \quad (37)$$

Точное значение коэффициента β , согласно монографии [28. С. 321], равно $\beta = 8\pi/3\sqrt{3}$. Ясно, что выражение (37) справедливо только для случая предельно аномального скин-эффекта, когда $\delta' \ll l_e$. При температуре 273 К три металла (Al, Ag, Cu) попадают в область слабо аномального скин-эффекта. Следовательно, части этих кривых не вполне соответствуют действительности. При понижении температуры металла время между столкновениями растет, и при достаточно больших частотах скин-эффект для меди становится сильно аномальным уже при 77 К, а при снижении температуры до температуры жидкого гелия скин-эффект становится сильно аномальным практически для всех металлов.

Если построить диаграмму $\omega - \tau$ в широком диапазоне значений частоты, то в логарифмическом масштабе границы определенных выше зон будут мало отличаться даже для металлов с весьма разными значениями электропроводности. Это утверждение иллюстрирует рис. 4, на котором проведены границы зон нормального и аномального скин-эффектов, а также зон релаксации и прозрачности. Уравнения, определяющие границы зон, приведены непосредственно на рисунке. Константа в уравнении для границы области аномального скин-эффекта определяется из выражений (32) и (34), и в полном виде уравнение границы в гауссовых единицах записывается следующим образом:

$$\omega\tau^3 = 1,04 \cdot 10^{-48} \frac{32\pi^2 c^2}{(r_s/a_0)^4 \omega_p^6}$$

Из данных таблицы видно, что величина произведения $(r_s/a_0)^{4/3} \cdot \omega_p^2$ для всех приведенных металлов отличается всего лишь в два раза, что и отражает двойная линия границы.

Из рисунка видно, что радиочастотная и СВЧ-области в металлах соответствуют нормальному скин-эффекту, тогда как в видимой и инфракрасной областях спектра в зависимости от проводимости конкретного металла реализуется либо нормальный или аномальный скин-эффект, либо мы попадаем в область релаксации. Если электромагнитное излучение взаимодействует с тонкой проводящей пленкой, то следует учитывать еще один параметр – толщину пленки. Если она меньше длины свободного пробега, то

эффективная частота столкновений электронов увеличивается за счет отражений от поверхностей.

Расстояние $L = [2 \text{Im}(k_s)]^{-1}$, на котором интенсивность поверхностной электромагнитной волны, распространяющейся на границе металл-вакуум, ослабляется в e раз, показано на рис. 5. Видно, что длина пробега ПЭВ вдоль поверхности раздела увеличивается от 10–100 мкм при $\lambda = 1$ мкм до десятков и сотен метров в субмиллиметровой области. Известно, что наличие на поверхности металла царапин и других неоднородностей может существенно уменьшить эту величину. Область, занимаемая волной в направлении перпендикулярном поверхности, также существенно растет с ростом длины волны. Характерный размер спада амплитуды поля волны в направлении нормали к поверхности $\Delta = [\text{Re}(k_s)]^{-1}$ показан на рис. 6. Если заменить вакуум (воздух) диэлектриком, поперечный размер, занимаемый волной, уменьшается в ϵ_d раз (ϵ – диэлектрическая проницаемость диэлектрика). Глубина проникновения поля в металл слабо меняется при изменении длины волны и составляет несколько тысяч ангстрем для рассматриваемого спектрального диапазона.

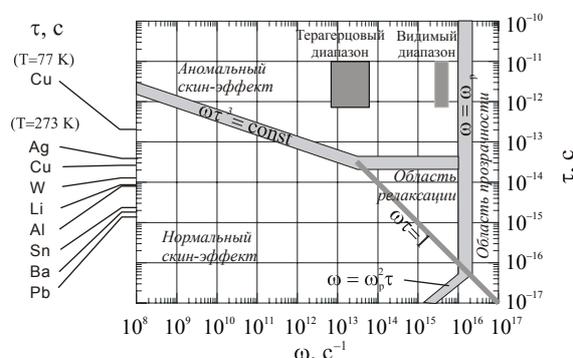


Рис. 4. Диаграмма $\omega - \tau$, показывающая области, в которых действуют различные механизмы проникновения электромагнитного поля в металлы; слева указано характерное время столкновений для некоторых металлов

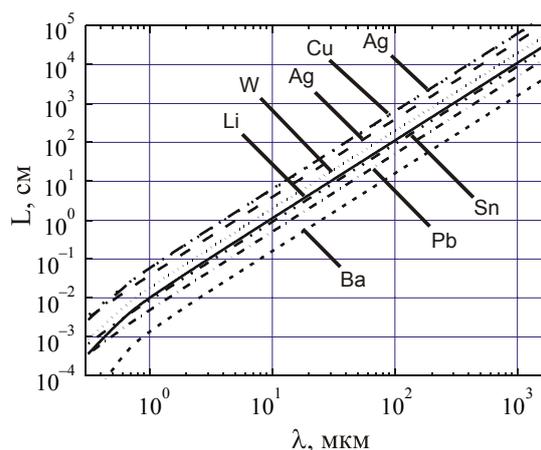


Рис. 5. Длина затухания интенсивности поверхностной волны, распространяющейся вдоль плоской границы раздела металл-вакуум

4. Поверхностные электромагнитные волны в коаксиальной геометрии

Для многих практических применений представляют интерес поверхностные волны, распространяющиеся вдоль цилиндрического проводника, окруженного диэлектрической оболочкой (в частном случае вакуумом). Очевидно, что общие свойства таких волн подобны свойствам волн на плоских поверхностях раздела, поэтому просто перепишем уравнения с учетом геометрии и найдем волновые числа, удовлетворяющие уравнению Гельмгольца.

Запишем уравнения Максвелла (2) в цилиндрических координатах (рис. 1, в). Учитывая, что при предельном переходе $r \rightarrow \infty$ мы должны прийти к решению для плоского случая, считаем, что существует только ТМ-волна, поэтому будем опять искать решения для полей в виде поверхностной электромагнитной волны вида (4). Подстановка этого решения приводит к уравнению Гельмгольца в цилиндрических координатах:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \mathbf{E}(r, \varphi)}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}(r, \varphi)}{\partial \varphi^2} + \left(\frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon - k_s^2 \right) \mathbf{E}(r, \varphi) = 0. \quad (38)$$

Стандартным способом разделяя переменные, сразу получаем для азимутального компонента решение вида $\exp(im\varphi)$. Далее для простоты полагаем $m = 0$. Решение для радиальной зависимости в общем случае является линейной комбинацией бесселевых функций. Приняв во внимание, что амплитуда волны должна монотонно спадать по

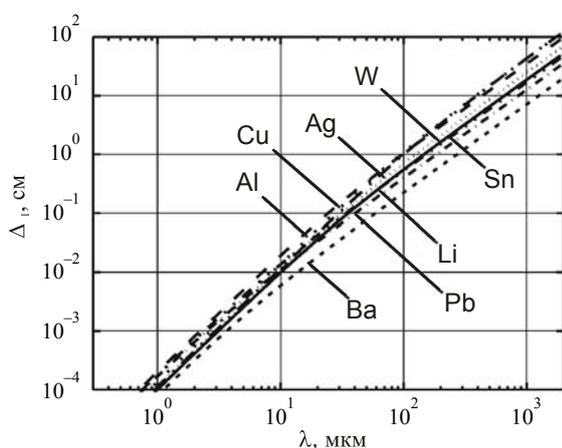


Рис. 6. Характерное расстояние от плоской поверхности металла, на котором амплитуда поля поверхностной волны ослабевает в e раз ($\varepsilon_1 = 1$)

обе стороны от границы раздела $r = a$, сразу обнаруживаем, что в решение могут входить только модифицированные функции Бесселя первого (I) и второго (K) рода. При этом на оси проводника радиальный компонент электрического поля должен быть в силу симметрии равен нулю, а аксиальный – иметь равную нулю производную. Этому требованию удовлетворяют только функции (I_0) и (I_1). Отсюда ясно, что электрическое и магнитное поля в цилиндрическом проводнике имеют следующий вид:

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{z2} = AI_0 \left(r \sqrt{k_s^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2} \right); \\ E_{r2} = \frac{ik_s}{\sqrt{k_s^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1}} AI_1 \left(r \sqrt{k_s^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2} \right); \\ H_{\varphi 2} = \frac{-i\omega}{c} \varepsilon_2 AI_1 \left(r \sqrt{k_s^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2} \right). \end{array} \right. \quad (39)$$

Из аналогичных рассуждений следует, что компоненты поля в диэлектрической оболочке описываются функциями K_0 и K_1 :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{z1} = BK_0 \left(r \sqrt{k_s^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1} \right); \\ E_{r1} = \frac{ik_s}{\sqrt{k_s^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1}} BK_1 \left(r \sqrt{k_s^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1} \right); \\ H_{\varphi 1} = \frac{-i\omega}{c} \varepsilon_1 BK_1 \left(r \sqrt{k_s^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1} \right). \end{array} \right. \quad (40)$$

Мы полагали здесь, что интенсивность поля уменьшается до очень малой величины внутри диэлектрической оболочки. Если это не так, то нужно записать соответствующее решение и для окружающей оболочки среды.

Теперь нам необходимо найти значения k_s , удовлетворяющие решению уравнения (в плоском случае это было дисперсионное соотношение (16)). Вследствие непрерывности E_τ и D_n имеем

$$\begin{cases} AI_0(\kappa_2 a) = BK_0(\kappa_1 a); \\ A \frac{\varepsilon_2}{\kappa_2} I_1(\kappa_2 a) = B \frac{\varepsilon_1}{\kappa_1} K_1(\kappa_1 a), \end{cases} \quad (41)$$

где по-прежнему

$$\kappa_1 = \sqrt{k_s^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_1}; \quad (42)$$

$$\kappa_2 = \sqrt{k_s^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_2}. \quad (43)$$

Приравняв нулю детерминант матрицы, составленной из коэффициентов, стоящих при A и B , получим уравнение

$$\frac{\varepsilon_1}{\kappa_1} I_0(\kappa_2 a) K_1(\kappa_1 a) - \frac{\varepsilon_2}{\kappa_2} I_1(\kappa_2 a) K_0(\kappa_1 a) = 0, \quad (44)$$

решив которое можно найти дисперсионное соотношение $k_s(\omega)$ для всего диапазона частот излучения. Аналитического решения уравнения (44) не существует, но его можно решить численно.

Нас, однако, интересует главным образом низкочастотный диапазон, в котором можно использовать приближенное граничное условие Леонтовича

$$E_{z1}(\kappa_1 a) = -Z_2 H_{\phi 1}(\kappa_1 a), \quad (45)$$

где

$$Z_2 = \left(\varepsilon_2 + i \frac{4\pi\sigma_2}{\omega} \right)^{-1/2}$$

есть импеданс оптически активной среды [4. С. 51]. Условие Леонтовича справедливо, если модуль комплексной проницаемости много больше единицы и преломленная на границе раздела волна распространяется в металле практически по нормали к поверхности. Оно с большим запасом выполняется для всех металлов при частотах $\omega < 5 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$. Подставляя решение (40) в (45), получаем выражение для вычисления

собственных значений уравнения Гельмгольца:

$$\kappa_1 a \frac{K_0(\kappa_1 a)}{K_1(\kappa_1 a)} = iZ_2 \varepsilon_1 \frac{\omega}{c} a. \quad (46)$$

Для ВЧ- и СВЧ-частот, а также для частот дальнего терагерцового диапазона (вплоть до $\omega = 2 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$) параметр $Z_2(\omega/c)a \ll 1$, поэтому правая часть уравнения (46) мала. Левая часть уравнения является функцией параметра $\kappa_1 a$. Этот параметр при радиусе проводника порядка миллиметра в указанном диапазоне частот также будет малым, что позволяет воспользоваться разложением $K_0(\kappa_1 a)$ и $K_1(\kappa_1 a)$ в ряд (см., например, [31. С. 441]):

$$K_0(x) \approx \ln \left(\frac{2}{Cx} \right), \quad (47)$$

где C – постоянная Эйлера, и

$$K_1(x) \approx \frac{1}{x}. \quad (48)$$

В этом случае выражение (45) можно переписать в следующем виде:

$$(\kappa_1 a)^2 = \frac{iZ_2 \varepsilon_1 \frac{\omega}{c} a}{\ln \left(\frac{2}{C\kappa_1 a} \right)}. \quad (49)$$

Решаем уравнение итерационным методом для заданных значений ω . Задаем некоторое значение $\ln(2/C\kappa_1 a)$, вычисляем $\kappa_1 a$ и, подставляя полученное уточненное значение под знак логарифма, повторяем процедуру до сходимости. Итерационный процесс сходится достаточно быстро. Далее подставляем результат в точное уравнение (46) и снова итерационным методом находим $\kappa_1 a$. Подставляя найденные значения $\kappa_1 a$ в (42), находим $k_s(\omega)$, а из (43) находим $\kappa_2 a$. В низкочастотной части указанного выше диапазона частот $k_s \approx \omega/c$.

При увеличении частоты параметры Z_2 и $\kappa_1 a$ быстро возрастают и приближение (47)–(48) становится неприменимым. При $\text{Re}(\kappa_1 a) \geq 3$ (что происходит при $\omega \sim 10^{14} \text{ с}^{-1}$)

$$K_{0,1}(\kappa_1 a) \approx \frac{\exp(-\kappa_1 a)}{\sqrt{\kappa_1 a}}. \quad (50)$$

Следовательно, отношение

$$K_0(\kappa_1 a)/K_1(\kappa_1 a) \approx 1$$

и выражение (46) сводятся к виду

$$\kappa_1 a = iZ_2 \varepsilon_1 \frac{\omega}{c} a. \quad (51)$$

Используя для определения $\kappa_1 a$ ту же итерационную процедуру, получаем дисперсионное соотношение для всего диапазона частот.

Применив полученные результаты, найдем длину пробега ПЭВ вдоль коаксиальной системы металл-вакуум. Характерная длина ослабления амплитуды волны в e раз для проволоочки диаметром 1 мм показана на рис. 7. Характерное расстояние по радиусу от поверхности металлического проводника, на котором амплитуда поля ослабевает примерно во столько же раз, показано на рис. 8 (спад амплитуды в этом случае, конечно, не экспоненциальный). Видно, что эти величины близки к величинам, полученным для плоского случая.

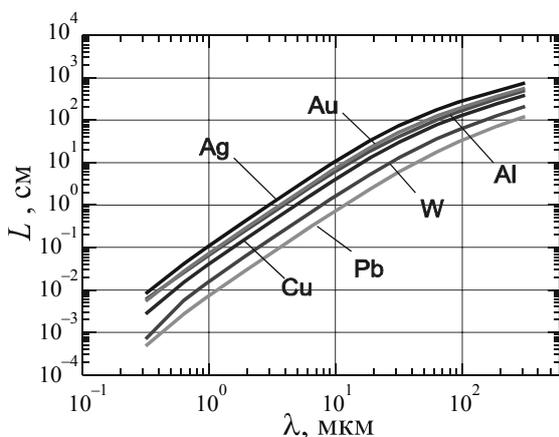


Рис. 7. Характерное расстояние вдоль поверхности металлического проводника диаметром 1 мм, на котором амплитуда поля поверхностной волны ослабевает в e раз ($\varepsilon_1 = 1$)

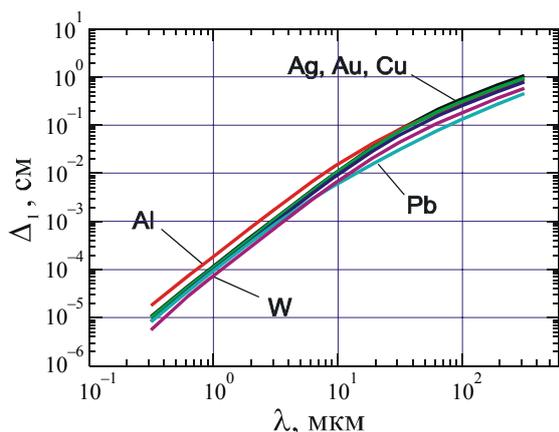


Рис. 8. Характерное расстояние от поверхности металлического проводника диаметром 1 мм, на котором в среде $\varepsilon_1 = 1$ амплитуда поля поверхностной волны ослабевает приблизительно в e раз

5. О формировании и транспортировке ПЭВ

Из предыдущих параграфов видно, что параметры поверхностных электромагнитных волн (пробеги волны до затухания в направлении распространения, толщина слоя в диэлектрике, в котором содержится почти вся энергия волны) весьма удобны для разнообразных практических применений в терагерцовом диапазоне частот. Это относится и к использованию ПЭВ для транспортировки энергии, и к вводу излучения в различные объекты, например в кровеносные сосуды (ПЭВ в терагерцовом диапазоне заведомо могут составить конкуренцию вводу излучения с помощью диэлектрических световодов), и к биомедицинской диагностике, и к использованию мощных терагерцовых ЛСЭ для обработки поверхностей либо непосредственно излучением (металлы), либо путем формирования плазмы на поверхности диэлектриков (см., например, [32]).

Во всех приложениях необходимо тем или иным способом сформировать вблизи плоской или цилиндрической поверхности проводника поверхностную электромагнитную волну. Как видно из дисперсионного соотношения (16), волновой вектор ПЭВ больше, чем волновой вектор фотона, поэтому свободное излучение, падающее на поверхность проводника, не может непосредственно создать поверхностный плазмон-поляритон. Волновые векторы фотона и ППП можно «подогнать», используя специальные устройства, либо путем туннелирования фотона в схеме нарушенного полного внутреннего отражения – НПВО (рис. 9, $a-c$), либо путем дифракции волны на препятствии (рис. 9, $d-f$). Техника такого преобразования хорошо развита в видимом [33; 34] и СВЧ [15; 25] диапазонах. В последние годы изучаются захват и транспортировка субпикосекундных импульсов широкополосного терагерцового излучения [20; 35–39]. Единственный известный нам эксперимент по

формированию и транспортировке монохроматического терагерцового излучения был выполнен на ЛСЭ в КАЕРИ [40].

Следует подчеркнуть, что результаты по захвату и транспортировке терагерцовых ППП, полученные разными авторами, количественно часто противоречат друг другу. Анализируя результаты, полученные в других спектральных диапазонах, можно было предположить, что в терагерцовом диапазоне неплохо могут работать отработанные в СВЧ-диапазоне методы захвата, основанные на ограничении волнового фронта в комбинации с дифракционной решеткой [41], а также используемые в видимом диапазоне методы НПВО в схемах Отто или Кретчмана [5]. Согласно [34; 42], последний метод в оптическом диапазоне позволяет трансформировать в поверхностную волну почти 100 % излучения. Эксперименты в терагерцовом диапазоне не всегда подтверждают эти выводы.

Например, в работе [35] при попытке ввести широкополосное излучение с частотами в интервале 0,1–1,3 ТГц на плоскую латунную поверхность методом Кретчмана с помощью призмы из кремния низкой проводимости авторы вообще не обнаружили захвата ППП. Только поместив непосредственно за призмой металлический «нож», им удалось захватить излучение с эффективностью около 3,5 %. Исследования тех же авторов [36] по захвату ППП с помощью одномерной периодической структуры латунных стержней диаметром полмиллиметра и алюминиевой пластины с нанесенными штрихами показали, что в этом случае ППП захватывается с эффективностью более 70 %, но и теряется почти мгновенно за счет обратного эффекта.

Этим результатам, кажется, противоречат измерения времени жизни ППП, захваченного алюминиевой решеткой, которое измерялось с помощью спектрохронографической техники с использованием оконного преобразования Фурье [20]. В соответствии с результатами этой работы время жизни ППП на металле оказалось равным 700 ± 300 пс, что на три порядка больше длительности импульса падающего излучения. Отсюда следует, что длина пробега волны вдоль решетки составляет в данном случае 21 см. Следует подчеркнуть, что во всех экспериментах с решетками захватывается излучение только тех частот, которые удовлетворяют соотношению

$k_s \approx \omega \sin \theta / c + 2\pi M / d$, где M – дифракционный порядок, а θ – угол падения излучения, причем в терагерцовом диапазоне с огромной точностью $k_s = k$.

Столь же значительный разброс наблюдается при измерениях длины пробега ПЭВ. В уже упомянутой работе [40] длина пробега ППП вдоль медной пленки на стекле составляла всего 19,5 см, что значительно меньше значений, ожидаемых по модели Друдэ (см. рис. 5). Авторы считают, что это связано с отличием характеристик пленки и объемной металлической пластинки. В серии работ, посвященных распространению терагерцового излучения вдоль металлических стержней и проволок, измеренные значения длины свободного пробега ППП также значительно варьируются. В работе [37] было показано, что коэффициент ослабления амплитуды ТЕМ-волны, распространяющейся вдоль проволоки из нержавеющей стали диаметром 0,9 мм, равен $0,03 \text{ см}^{-1}$, что соответствует длине пробега (по интенсивности) $L = 17$ см при $f \sim 0,2$ ТГц. Длина же пробега ППП вдоль медной проволоки диаметром 0,52 мм и длиной 102 см в работе [38] оказалась столь велика ($L \sim 350$ см), что систематические ошибки не позволили ее точно определить. Эффективность захвата свободного излучения на проволочку методом «скрещенных проволок» в большинстве работ составляла примерно 1 %, но с помощью торцевой антенны она может быть увеличена до десятков процентов [39].

Одной из возможных причин расхождения результатов в разных спектральных диапазонах может быть различие в характеристиках источников излучения. Например, продольный размер пикосекундного импульса терагерцового излучения составляет всего лишь 0,3 мм, что значительно меньше характерных размеров дифракционных структур, а спектр излучения очень широк (типично 0,3–3 ТГц), тогда как в оптическом

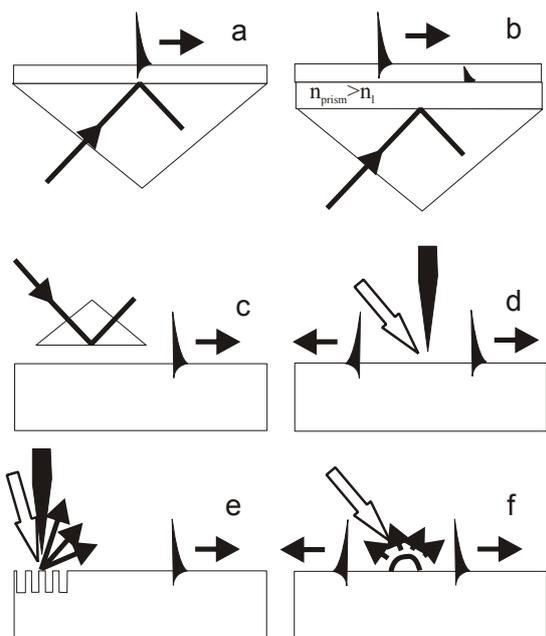


Рис. 9. Методы формирования поверхностных волн [8] (см. подробнее в тексте)

диапазоне все наоборот. Другой причиной расхождения может быть то, что экспериментальные установки не идентичны друг другу, и не учитываемые побочные факторы (в том числе и чистота поверхностей) могут играть определяющую роль. В [43] показано, что даже очень тонкие диэлектрические слои существенно изменяют характеристики пикосекундного импульса терагерцового излучения уже на расстоянии 4 см. Отсюда следует, что ППП могут быть мощным средством для исследования в терагерцовом диапазоне.

6. Заключение

Приведенные результаты расчетов и анализ недавно выполненных экспериментов свидетельствуют, что поверхностные электромагнитные волны представляют значительный интерес при исследованиях в терагерцовом частотном диапазоне. Во-первых, длина пробега ПЭВ согласно теории растет пропорционально квадрату длины волны и может достигать в низкочастотной части терагерцового диапазона десятков метров (по сравнению с долями миллиметра в видимом диапазоне). Это означает, что поверхностные волны можно использовать для разводки и транспортировки излучения без использования квазиоптических элементов. Во-вторых, поскольку волновой вектор поверхностной волны в терагерцовом диапазоне очень мало отличается от волнового вектора электромагнитной волны в свобод-

ном пространстве, ПЭВ могут возникать самопроизвольно при прохождении терагерцовых волн через поверхности раздела, имеющие даже небольшие пространственные возмущения. В-третьих, использование ПЭВ терагерцового диапазона для спектроскопии поверхностей, вероятно, будет столь же эффективным как в видимом, так и в ИК-диапазоне.

Приходится, однако, отметить, что исследования ПЭВ в терагерцовой области находятся пока на стадии скорее фундаментальных исследований, чем развития реальных технологий, но уже приближаются к последним. Противоречивые результаты, полученные с широкополосными, короткоимпульсными, маломощными источниками терагерцового излучения, нуждаются в альтернативных экспериментах, которые в настоящее время начаты на мощном Новосибирском ЛСЭ, генерирующем монохроматическое, когерентное, плавно перестраиваемое по частоте излучение с длительностью импульса порядка 100 пс. Ближайшими задачами являются исследование захвата и транспортировки монохроматического терагерцового излучения в плоской и цилиндрической геометриях, а также исследование влияния диэлектрических покрытий на характеристики волны. Решение этих задач позволит создать ПЭВ-спектрометр, ориентированный на работу с лазером на свободных электронах в качестве источника терагерцового излучения.

Список литературы

1. Sommerfeld A. Fortpflanzung elektrodynamischer Wellen an einem zylindrischen Leiter // Ann. der Physik und Chem. 1899. Vol. 67. P. 233–290.
2. Zenneck J. Über die Fortpflanzung ebener electromagnetischer Wellen an einer ebenen Leiterfläche und ihre Beziehung zur drahtlosen Telegraphie // Ann. der Physik. 1907. Vol. 23. P. 846–866.
3. Френкель Я. И. Электродинамика. Л.; М.: ОНТИ, 1935. Т. 2.
4. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М.: Наука, 1979.
5. Поверхностные поляритоны. Электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела: Сб. науч. тр. / Под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса. М.: Наука, 1985.
6. Вайнштейн Л. А. Электромагнитные волны. М.: Радио и связь, 1988.

7. Либенсон М. Н. Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона // Соросовский образовательный журнал. 1996. Т. 10. С. 92.
8. Zayats A. V., Smolyaninov I. I. Near-field photonics: surface plasmon polaritons and localized surface plasmons // J. Opt. A: Pure Appl. Opt. 2003. Vol. 5. P. S16–S50.
9. Виноградов Е. А., Лескова Т. А., Рябов А. П. Радиационные поверхностные плазмон-поляритоны // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 76, № 2. С. 311–322.
10. Alieva E. V., Kuzik L. A., Yakovlev V. A. Sum frequency generation spectroscopy of thin organic films on silver using visible surface plasmon generation // Chem. Phys. Lett. 1998. Vol. 292. No. 4–6. P. 542–546.
11. Zhizhin G. N., Alieva E. V., Kuzik L. A. et al. Free-electron laser for infrared SEW characterization surfaces of conducting and dielectric solids and nm films on them // Appl. Phys. A. 1998. Vol. 67. No. 6. P. 667–673.
12. Ditlbacher H., Krenn J. R., Schider G. et al. Two-dimensional optics with surface plasmon polaritons // Appl. Phys. Lett. 2002. Vol. 81. P. 1762–1764.
13. Ebbesen T. W., Lezec J., Ghaemi H. F. et al. Extraordinary optical transmission through sub-wavelength hole arrays // Nature. 1998. Vol. 391. P. 667–669.
14. Qu D., Grischkowsky D., Zhang W. Terahertz transmission properties of thin, sub-wavelength metallic hole arrays // Opt. Lett. 2004. Vol. 29. No. 8. P. 896–898.
15. Moisan M., Pantel R., Hubert J. Propagation of a surface waves sustaining a plasma column at atmosphere pressure // Contrib. Plasma Phys. 1990. Vol. 30. No. 2. P. 293–314.
16. Zhelyazkov I., Atanassov V. Axial structure of low-pressure high-frequency discharges sustained by traveling electromagnetic surface waves // Phys. Reports. 1995. Vol. 255. No. 2–3. P. 79–201.
17. Ganachev I. P., Sugai H. Production and control of planar plasmas for materials processing // Plasma Sources Sci. Technol. 2002. Vol. 11. No. 3A. P. A178–A190.
18. Denysenko I. B., Gapon A. V., Azarenkov N. A. et al. Parameters and equilibrium profiles for large-area surface-wave sustained plasmas // Phys. Rev. E. 2002. Vol. 65. No. 4. P. 046419-11.
19. McGovan R. W., Gallot G., Grishkowsky D. Propagation of ultrawideband sort pulses of THz radiation through submillimeter-diameter circular waveguides // Opt. Lett. 1999. Vol. 24. P. 1431–1433.
20. Nazarov M. M., Mukina L. S., Shuvaev A. V. et al. Excitation and propagation of surface electromagnetic waves studied by terahertz spectrochronography // Laser Phys. Lett. 2005. Vol. 2. No. 10. P. 471–475.
21. Zhizhin G. N., Nikitin A. K., Bogomolov G. D. et al. Absorption of surface plasmons in «metal-cladding layer-air» structure at terahertz frequencies // Infrared Phys. and Technol. 2006. Vol. 49. P. 108–112.
22. Smith P. R., Auston D. H., Nuss M. C. Subpicosecond photoconducting dipole antennas // IEEE J. Quant. Electron. 1988. Vol. 24. P. 255–260.
23. Exter M. van, Grishkowsky D. Characterisation of an optoelectronic terahertz beam system // IEEE Trans. Microwave Theory Tech. 1990. Vol. 38. P. 1684–1691.
24. Прохоров А. М., Конов В. И., Урсу И. и др. Взаимодействие лазерного излучения с металлами. М.: Наука; Bucureşti: EDITURE ACADEMIEI, 1988.
25. Bolotin V. P., Vinokurov N. A., Kayran D. A. et al. Status of the Novosibirsk terahertz FEL // Nucl. Instrum. and Meth. in Phys. Res. 2005. Vol. A543. P. 81–84.
26. Мешков И. Н., Чуриков Б. В. Электромагнитное поле. Новосибирск: Наука, 1987. Т. 1.
27. Ашкрофт Н., Мермин Н. Физика твердого тела. М.: Мир, 1979.
28. Займан Дж. Принципы теории твердого тела. М.: Мир, 1974.
29. Jackson J. D. Classical Electrodynamics: 3rd ed. John Wiley, 1998.
30. Солимар Л., Уолли Д. Лекции по электронным свойствам материалов. М.: Мир, 1991.
31. Арфкен Г. Математические методы в физике. М.: Атомиздат, 1970.
32. Князев Б. А. Низкотемпературная плазма и газовый разряд. Новосибирск, 2003.
33. Otto A. Excitation of nonradiative surface plasma waves in silver by the method of frustrated total reflection // Z. Physik. 1971. Vol. 241. P. 313–324.
34. Kretschmann E. Die Bestimmung optischer Konstanten von Metallen durch Anregung von Oberflächenplasmaschwingungen // Z. Physik. 1971. Vol. 241. P. 313–324.
35. O'Hara J. F., Averitt R. D. Prism coupling to terahertz surface plasmon polaritons // Opt. Express. 2005. Vol. 16. P. 6117–6126.

36. *O'Hara J. F., Averitt R. D., Taylor A. J.* Terahertz surface plasmon polariton coupling on metallic gratings // *Opt. Express*. 2004. Vol. 12. P. 6397–6402.
37. *Wang K., Mittelman D. M.* Metal wires for terahertz wave guiding // *Nature*. 2004. Vol. 432. P. 376–379.
38. *Jeon T.-I., Zhang J., Grishkowsky D.* THz Sommerfeld wave propagation on a single metal wires // *Appl. Phys. Lett.* 2005. Vol. 86. P. 161904-3.
39. *Deibel J. A., Wang K., Escarra M. D. et al.* Enhanced coupling of terahertz radiation to cylindrical wire waveguides // *Opt. Express*. 2006. Vol. 14. P. 279–290.
40. *Zhizhin G. N., Nikitin A. K., Bogomolov G. D. et al.* Absorption of surface plasmons in «metal-cladding layer-air» structure at terahertz frequencies // *Infrared Phys. and Technol.* 2006. Vol. 49. P. 108–112.
41. *Davarpanah M., Goben C. A., Begley D. L. et al.* Surface electromagnetic wave coupling efficiencies for several excitation techniques // *Appl. Optics*. 1976. Vol. 15. No. 12. P. 3066–3072.
42. *Nenninger G. G., Piliarik M., Homola J.* Data analysis for optical sensors based on spectroscopy of surface plasmons // *Meas. Sci. Technol.* 2002. Vol. 13. No. 12. P. 2038–2046.
43. *Valk N. C. J. van der, Planken P. C. M.* Effect of a dielectric coating on terahertz surface plasmon polaritons on metal wires // *Appl. Phys. Lett.* 2005. Vol. 87. P. 071106-3.

Материал поступил в редколлегию 22.12.2006