



В. Г. Лейман, А. В. Арсенин

ПОВЕРХНОСТНЫЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ

Учебно-методическое пособие
по курсу *Общая физика*

МОСКВА
МФТИ
2012

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
МОСКОВСКИЙ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
(ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ)
Кафедра общей физики

В. Г. Лейман, А. В. Арсенин

Поверхностные электромагнитные волны

Учебно-методическое пособие
по курсу *Общая физика*

2-е издание

МОСКВА
МФТИ
2012

Лейман, В. Г., Арсенин, А. В.

Л33 Поверхностные электромагнитные волны: учебно-методическое пособие по курсу Общая физика. — 2-е изд. — М.: МФТИ, 2012. — 24 с.

Рассматриваются поверхностные электромагнитные волны, распространяющиеся по плоской поверхности раздела двух диэлектриков. По аналогии с выводом формул Френеля для обычных волн выводятся основные соотношения, определяющие условия существования, дисперсионные зависимости и характерные геометрические параметры поверхностных волн: глубину проникновения в каждую из сред и длину пробега в направлении распространения. Дана простая физическая интерпретация динамики электронов и электромагнитных полей, образующих такие волны. Приводятся наиболее распространённые схемы возбуждения поверхностных плазмон-поляритонов на границе металл-диэлектрик и примеры их практического использования.

Материал рассчитан на студентов физико-технических специальностей, изучающих электродинамику плазмopodobных сред в рамках курса Общей физики.

УДК 537.874

- © Лейман В. Г., Арсенин А. В.
- © Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)», 2012

1. Введение

Электромагнитные волны, электрическое и магнитное поля которых сосредоточены около некоторой поверхности, по которой эти волны распространяются, и убывают при удалении в обе стороны от этой поверхности по экспоненциальному (или близкому к нему) закону, называются поверхностными электромагнитными волнами (ПЭВ) [1, 2]. К этому же классу относятся и волны, в которых поля убывают только с одной стороны поверхности, как это имеет место для проходящей волны при полном внутреннем отражении, однако такие поверхностные волны называются односторонними в отличие от вышеописанных, или истинных [3]. Далее рассматриваются в основном истинные поверхностные волны. Таким образом, рассматриваются волны, поля которых как бы «прилипают» к некоторой поверхности с её обеих сторон и распространяются вдоль неё.

Интерес к ПЭВ возник вместе с появлением телеграфной связи и особенно дальней радиосвязи, так как нужно было установить закономерности распространения электромагнитных волн по одиночному проводу (Зоммерфельд, 1899 г. [2]) или распространения длинных радиоволн вдоль поверхности Земли, считающейся хорошим проводником (И. Пеннек, 1907 г. [2]). Затем, начиная с середины прошлого века, в связи с развитием радиолокации, а затем и космической связи, возникла необходимость в конструировании усилителей и генераторов дециметрового, сантиметрового и микроволнового электромагнитного излучения. Физическую основу работы этих приборов составляет, как правило, излучение электронов, движущихся со скоростью, превышающей фазовую скорость электромагнитной волны в среде, заполняющей пространство, в котором движутся электроны (эффект Вавилова–Черенкова [4]). Поскольку скорость электронов не может превышать скорость света в вакууме, а в некоторых типах таких приборов может быть и существенно меньше её, возбуждаемая электронами волна должна быть медленной. Именно этим свойством и обладают поверхностные электромагнитные волны: как будет показано далее, при заданной частоте фазовая скорость поверхностной волны всегда меньше скорости света в каждой из сред, примыкающих к рассматриваемой поверхности. Можно утверждать, что работа таких генераторов и усилителей в сильной степени зависит от возможности оптимального возбуждения поверхностной волны электронным пучком, движущимся вблизи соответственно сконструированной волноведущей поверхности.

С появлением лазеров начались исследования ПЭВ в оптическом, ближнем и дальнем инфракрасном, а затем и терагерцевом диапазонах. Это объясняется возможностью возбуждать ПЭВ интенсивным лазер-

ным пучком, в том числе и импульсами фемтосекундного лазера (длительность $\sim 10^{-15}$ с). Такие свойства ПЭВ, как уменьшение длины волны по сравнению с обычной волной той же частоты, и локализация энергии поля около волноведущей поверхности или около неоднородности с размерами, существенно меньшими длины волны, привели к созданию микроскопов с разрешением, существенно превышающим дифракционный предел — это сканирующие ближнепольные оптические микроскопы. Резонансы ПЭВ в наночастицах (частицы, размеры которых меньше длины волны видимого света) и наноструктурах позволяют получить электрические поля, превышающие атомные, что приводит к нелинейным оптическим эффектам. Как следствие исследования ПЭВ оптического диапазона возникли новые научные и прикладные направления — ближнепольная оптика, фотонные кристаллы, ПЭВ-спектроскопия, интроскопия биологических объектов, технология метаматериалов и др. Таким образом, результаты развития направления, связанного с научными исследованиями и практическими применениями ПЭВ оптического диапазона, составляют основу современного состояния и дальнейшего развития нанотехнологий.

2. Поверхностные электромагнитные волны на плоской поверхности раздела между двумя диэлектриками: условия существования, дисперсионное уравнение и основные свойства

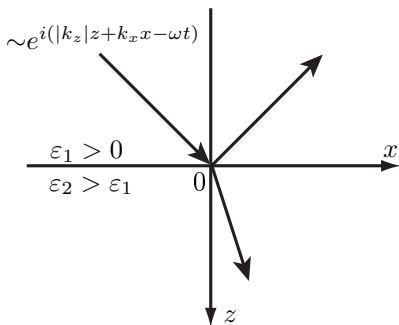


Рис. 1. Задача Френеля и задача о поверхностной волне. Рассматриваемая конфигурация и выбранная система координат

Рассмотрим классическую конфигурацию, используемую, например, при выводе формул Френеля [4, с. 406]. Как это изображено на рис. 1, она представляет собой два полупространства, разделённых поверхностью $z = 0$, первое из которых ($z < 0$) заполнено диэлектрической средой с диэлектрической проницаемостью ε_1 , а второе ($z > 0$) — диэлектрической средой с диэлектрической проницаемостью ε_2 , причём среды считаются немагнитными ($\mu = 1$). Здесь ось $0z$ декартовой системы координат (xyz) направлена из первой среды во вторую, плоскость $x0y$ совмещена с поверхностью раздела сред (рис. 1). Без существенного

ограничения общности положим, что ε_1 — действительная положительная величина больше или равная 1 (однородный изотропный диэлектрик

без потерь и дисперсии, вакуум), а ε_2 — комплексная величина, причём её действительная часть в зависимости от частоты может принимать любые, в том числе и большие отрицательные значения (однородный изотропный диэлектрик с потерями и дисперсией, например, газовая плазма или плазма металлов и полупроводников). Здесь и везде далее нижние индексы 1 и 2 обозначают физические величины, относящиеся соответственно к первой или второй среде.

Как и в задаче Френеля, поля искомой волны следует искать, решая систему уравнений Максвелла для каждого из полупространств, и, используя граничные условия для полей, сшить полученные решения на граничной поверхности. Однако теперь постановка задачи другая. В задаче Френеля задаётся постоянно существующая во времени и поддерживаемая внешним источником падающая волна. В рассматриваемом здесь случае нет внешней волны, а искомая волна порождается соответствующим возмущением в начальный момент времени и далее существует в виде свободных колебаний среды. Если использовать аналогию с колебательным контуром, то в первом случае определяются вынужденные колебания, а во втором — свободные. Как в эксперименте возбудить поверхностную волну, будет рассмотрено далее.

Полная система уравнений Максвелла, описывающая поля в средах, в которых отсутствуют свободные заряды и токи, как это и предполагается в рассматриваемом случае, имеет вид [1, с. 352]:

$$\operatorname{rot} \vec{H}_{12} = \frac{1}{c} \frac{d(\varepsilon_{1,2} \vec{E}_{12})}{dt}, \quad (1)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E}_{12} = -\frac{1}{c} \frac{d\vec{H}_{12}}{dt}, \quad (2)$$

$$\operatorname{div}(\varepsilon_{1,2} \vec{E}_{12}) = 0, \quad (3)$$

$$\operatorname{div} \vec{H}_{12} = 0. \quad (4)$$

К ним следует добавить граничные условия на поверхности разрыва сред:

$$E_{\tau 1} = E_{\tau 2}, \quad \varepsilon_1 E_{n1} = \varepsilon_2 E_{n2}, \quad (5)$$

$$H_{\tau 1} = H_{\tau 2}, \quad H_{n1} = H_{n2}. \quad (6)$$

Здесь и далее индексы τ и n обозначают соответственно касательную и нормальную компоненты вектора.

Как и при выводе формул Френеля, поверхностную волну в каждой из сред представим в виде плоской монохроматической волны, но обобщённого вида [2, с. 64], так что её волновой вектор $\vec{k}_{12} = (k_{x12}, k_{y12}, k_{z12})$

в общем случае может быть комплексным. Тогда каждая из компонент векторов \vec{E} и \vec{H} записывается в виде

$$V_{12} = V_{12}^0 \exp(i(\vec{k}_{12}\vec{r}_{12} - \omega t)), \quad (7)$$

где V_{12}^0 — комплексная амплитуда волны на поверхности $z = 0$, \vec{r}_{12} — радиус-вектор, ω — частота волны, t — время. Однако теперь волна в каждой из сред должна быть неоднородной, так как каждая из компонент полей должна убывать при устремлении $|z|$ к бесконечности. Для этого z -компоненту волнового вектора удобно представить в виде

$$k_{z12} = (-, +)i\kappa_{12}. \quad (8)$$

При этом подразумевается, что знак « $-$ » относится к среде 1, знак « $+$ » — к среде 2, а величины κ_{12} комплексны, но имеют положительную действительную часть.

Совместим ось $0x$ с направлением распространения поверхностной волны, общим для обеих сред. Тогда для обеих сред следует положить $k_{y12} = 0$. И поскольку поверхностная волна состоит из неоднородных волн в каждой из сред, переходящих одна в другую при переходе через границу раздела, они должны образовывать общие поверхности постоянной фазы — плоскости, перпендикулярные оси $0x$. Следовательно, для волн в первой и второй средах компоненты волнового вектора k_{x12} должны быть одинаковыми. Положим

$$k_{x12} = k_p, \quad (9)$$

где $k_p = \frac{2\pi}{\lambda_p}$ — волновое число поверхностной волны, λ_p — её длина волны. Учитывая сделанные замечания и введённые обозначения (8) и (9), перепишем выражения для компонент полей искомой волны (7) в более конкретном виде:

$$V_{12} = V_{12}^0 \exp(-\kappa_{12}|z|) \exp i(k_p x - \omega t). \quad (10)$$

И, конечно, для неоднородных волн в каждой из рассматриваемых сред, как и для любой монохроматической плоской волны, должно выполняться условие совместности уравнений (1) и (2) или общее дисперсионное уравнение для плоских волн [4, с. 40]:

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon. \quad (11)$$

Для рассматриваемых неоднородных волн в каждой из сред оно примет вид

$$k_p^2 - \kappa_{12}^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_{12}. \quad (12)$$

Вспользуемся теперь известным свойством плоских электромагнитных волн: их можно разделить на два независимых класса с взаимно перпендикулярной поляризацией [2 и 4]. Как и при выводе формул Френеля, удобно выделить волны с s -поляризацией, когда вектор \vec{E} всегда параллелен плоскости раздела, и волны с p -поляризацией, когда плоскости раздела всегда параллелен вектор \vec{H} . Можно показать, что волны с s -поляризацией не удовлетворяют условиям сшивания (5) и (6): для них эти уравнения становятся несовместными. Поэтому далее будем рассматривать только волны с p -поляризацией.

В показанной на рис. 1 системе координат неоднородные волны вида (10) с p -поляризацией должны иметь следующий вид:

$$\vec{H}_{12} = (0, H^0, 0) \exp(-\kappa_{12}|z|) \exp i(k_p x - \omega t), \quad (13)$$

$$\vec{E}_{12} = (E_{x12}^0, 0, E_{z12}^0) \exp(-\kappa_{12}|z|) \exp i(k_p x - \omega t), \quad (14)$$

где H^0 , E_{x12}^0 , E_{z12}^0 — амплитуды соответствующих компонент магнитного и электрического полей на поверхности $z = 0$. Чтобы найти связь между ними, воспользуемся уравнениями (1) и (2), из которых для волн вида (13) и (14) следует

$$E_{z12} = - \left(\frac{k_p c}{\omega \varepsilon_{12}} \right) H_{12}, \quad (15)$$

$$E_{x12} = \left(\frac{i \kappa_{12} c}{\omega \varepsilon_{12}} \right) H_{12}. \quad (16)$$

Для сшивания неоднородных волн вида (11) на поверхности $z = 0$ необходимо удовлетворить граничным условиям (5) и (6). Можно убедиться, что для найденного решения граничные условия (5) и (6) для H_τ , H_n и E_n уже выполнены. Условие непрерывности касательной компоненты E_τ сводится к требованию $E_{x1} = E_{x2}$, что, согласно равенствам (15) и (16), эквивалентно условию

$$\frac{\kappa_1}{\varepsilon_1} = - \frac{\kappa_2}{\varepsilon_2}. \quad (17)$$

Решая систему уравнений (12) и (17) относительно величины k_p , находим зависимость волнового числа искомой поверхностной волны от её частоты, то есть дисперсионное уравнение:

$$k_p = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}. \quad (18)$$

Как уже говорилось ранее, здесь ε_1 — действительная величина, а ε_2 при наличии диссипативных потерь в среде 2 может быть комплексной:

$$\varepsilon_2 = \varepsilon_2' + i\varepsilon_2'' \quad (19)$$

Тогда, в соответствии с соотношением (18), при ε_2'' , не равном нулю, величина k_p тоже должна быть комплексной:

$$k_p = k_p' + ik_p'' \quad (20)$$

Подставив формулу (19) и (20) в дисперсионное уравнение (18) и считая диссипативные потери малыми, так что

$$|\varepsilon_2''| \ll |\varepsilon_2'|, \quad (21)$$

с точностью до первой степени этого малого параметра получим

$$k_p' = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2'}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2'}}, \quad (22)$$

$$k_p'' = \frac{\varepsilon_2'' \frac{\omega}{c} \left(\frac{\varepsilon_1 \varepsilon_2'}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2'} \right)^{3/2}}{2(\varepsilon_2')^2} \ll k_p'. \quad (23)$$

Если положить, что

$$\varkappa_{12} = \varkappa_{12}' + i\varkappa_{12}'', \quad (24)$$

то из уравнений (12), подставив в них выражения (24), (22) и (23), можно получить

$$\varkappa_{12}'' \sim \varepsilon_2'' \ll \varkappa_{12}'. \quad (25)$$

Величина $k_p'' \sim \varepsilon_2''$ зависит от диссипативных потерь в диэлектрике и определяет длину L_p , на которой её амплитуда уменьшается в e раз при распространении по оси Ox :

$$L_p = \frac{1}{k_p''}, \quad (26)$$

где величина k_p'' задаётся формулой (23).

Анализируя полученные соотношения, можно сделать ряд важных качественных выводов. Прежде всего видно, что равенство (17) может выполняться только в том случае, если величина ε_2' , то есть действительная часть диэлектрической проницаемости одной из двух граничащих сред, является отрицательной:

$$\varepsilon_2' < 0. \quad (27)$$

В этом легко убедиться, положив $\varepsilon_2'' = 0$.

Кроме того, определяемая соотношением (22) величина k_p' должна быть действительной, что при условии (27) возможно только если

$$|\varepsilon_2'| > \varepsilon_1. \quad (28)$$

Среда, удовлетворяющая условиям (27) и (28), называется поверхностно активной средой (ПАС) [5, 6 и 7]. Как известно, в среде с отрицательной диэлектрической проницаемостью однородные, то есть объёмные, волны вообще не могут распространяться.

Учитывая неравенства (27) и (28), уравнение (22) можно переписать в виде

$$k_p' = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_1} \sqrt{\frac{\varepsilon_2'}{|\varepsilon_2'| - \varepsilon_1}}. \quad (29)$$

Из этого выражения следует, что фазовая скорость поверхностной волны $v_p = \omega/k_p'$ всегда меньше фазовой скорости объёмной волны $v = c/\sqrt{\varepsilon_1}$, которая может распространяться в среде с ε_1 , так как в формуле (29) выражение в квадратных скобках всегда больше 1. Таким образом, поверхностные волны всегда медленные. Следовательно, они не могут излучаться ни в первую, ни во вторую среду.

Рассмотрим теперь вопрос о пространственном распределении полей в поверхностной волне. Поскольку при удалении в обе стороны от поверхности поля экспоненциально уменьшаются как $\exp(-\varkappa'_{12}|z|)$, за глубину проникновения поля в каждую из сред l_{12} , как обычно, примем длину, на которой поле уменьшается в e раз. Следовательно, должно быть $\varkappa'_{12}l_{12} = 1$, и в соответствии с уравнением (17)

$$\frac{l_1}{l_2} = \frac{|\varepsilon_2'|}{\varepsilon_1}. \quad (30)$$

Таким образом, поле сосредоточено преимущественно в неактивной среде и при $|\varepsilon_2'| \gg \varepsilon_1$ почти не проникает в поверхностно активную среду.

Чтобы подробнее рассмотреть структуру найденной поверхностной волны, перепишем выражения для компонент полей в более подробном виде и в предположении малости диссипативных потерь, когда величинами порядка ε_2'' можно пренебречь во всех соотношениях, кроме формулы (23). Считаем заданными частоту волны ω , диэлектрическую проницаемость неактивной среды ε_1 и действительную часть диэлектрической проницаемости активной среды ε_2' , удовлетворяющие условиям (27) и (28), причём $\varepsilon_2' = \varepsilon_2'(\omega)$ — известная функция частоты. Необходимо задать также амплитуду магнитного поля H^0 волны при $z = 0$. Тогда,

исходя из общего представления полей волны (13) и (14) и имея в виду соотношения (15) — (17), получим

$$H_{y1} = H^0 \exp(-\varkappa'_1 |z|) \exp[i(k'_p x - \omega t)], \quad (31)$$

$$E_{x1} = \frac{iH_{y1}}{\sqrt{|\varepsilon'_2| - \varepsilon_1}}, \quad (32)$$

$$E_{z1} = -H_{y1} \sqrt{\frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1(|\varepsilon'_2| - \varepsilon_1)}}, \quad (33)$$

$$H_{y2} = H^0 \exp(-\varkappa'_2 |z|) \exp[i(k'_p x - \omega t)], \quad (34)$$

$$E_{x2} = \frac{iH_{y2}}{\sqrt{|\varepsilon'_2| - \varepsilon_1}}, \quad (35)$$

$$E_{z2} = -H_{y2} \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{|\varepsilon'_2|(|\varepsilon'_2| - \varepsilon_1)}}. \quad (36)$$

Здесь

$$\varkappa'_1 = k'_p \sqrt{\frac{\varepsilon_1}{|\varepsilon'_2|}} = \frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon_1}{\sqrt{|\varepsilon'_2| - \varepsilon_1}}, \quad (37)$$

$$\varkappa'_2 = k'_p \sqrt{\frac{|\varepsilon'_2|}{|\varepsilon_1|}} = \frac{\omega}{c} \frac{|\varepsilon'_2|}{\sqrt{|\varepsilon'_2| - \varepsilon_1}}, \quad (38)$$

а волновое число k'_p для заданной частоты определяется из дисперсионного уравнения (29).

Из выражений для полей (32) — (36) видно, что продольная компонента электрического поля E_{x12} сдвинута относительно поперечной E_{z12} на -180° , а относительно магнитного поля — на 90° . Кроме того, можно видеть, что в неактивной среде поперечная компонента электрического поля всегда больше продольной, то есть волна преимущественно поперечна (особенно при $|\varepsilon'_2| \gg \varepsilon_1$), а в активной среде, наоборот, электрическое поле преимущественно продольно. Указанные особенности поверхностной волны можно проиллюстрировать следующим образом: если наблюдать зависимость от времени векторов электрического поля \vec{E}_{12} в какой-либо фиксированной плоскости $x = x_0$ в точках, расположенных по обе стороны поверхности $z = 0$, то эти векторы, вращаясь по часовой стрелке, описывают соответственно вытянутый по оси z эллипс в неактивной среде и сплюснутый эллипс в активной среде, что качественно представлено на рис. 2. На этом же рисунке изображена картина силовых линий электрического поля волны в фиксированный момент времени и примерная зависимость полей от поперечной координаты.

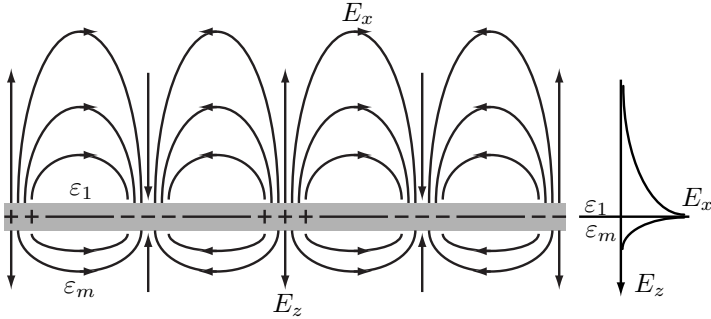


Рис. 2. Силовые линии электрического поля в ПЭВ (слева) и зависимость $E_x(z)$ (справа) в фиксированный момент времени

В заключение этого раздела сделаем некоторые терминологические замечания.

Как следует из приведённых выше выражений (33) и (36), нормальная компонента электрического поля E_{z12} при переходе через поверхность испытывает скачок. Это свидетельствует о появлении на поверхности волны поверхностных поляризационных зарядов, обусловленной коллективным движением зарядов среды. Таким образом, поверхностная волна не является чисто электромагнитной, она представляет собой механико-электромагнитное возбуждение поверхности. В теории твёрдого тела такое распространяющееся возбуждение называется поверхностным поляритоном. Если такое возбуждение обусловлено коллективными колебаниями электронов, то есть плазменными колебаниями, то такую поверхностную волну называют поверхностным плазмон-поляритоном (ППП, SPP). Кроме ППП, известны фонон-поляритоны, магнон-поляритоны и др. — в зависимости от природы возбуждения. В радиочастотном и сверхвысокочастотном диапазонах такие поверхностные волны известны как волны Трайвелписа–Гоулда [8].

Отметим, что выражения для полей (32), (33), (35) и (36) содержат знаменатель, который при некоторой частоте может обращаться в нуль. В этом случае становится возможным решение даже при $H^0 = 0$, то есть поле является чисто потенциальным. Такая волна называется поверхностным плазмоном в отличие от обычного плазмона, представляющего собой объёмные колебания плазмы. По этой причине поверхностный плазмон-поляритон по терминологии, принятой в квантовой механике, является связанным состоянием фотона и поверхностного плазмона.

3. Поверхностные электромагнитные волны на граничной поверхности металл—диэлектрик

Как было показано в предыдущем разделе, условием существования ПЭВ на граничной поверхности раздела двух диэлектрических сред является требование, чтобы для одной из них диэлектрическая проницаемость (в общем случае её действительная часть) хотя бы в каком-либо диапазоне частот была отрицательной и достаточно большой по абсолютной величине. Этому условию удовлетворяет, например, низкотемпературная электронная плазма. Как известно, [8, 9] диэлектрическая проницаемость плазмы $\varepsilon_p(\omega)$ имеет следующий вид:

$$\varepsilon_p(\omega) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\nu)}, \quad (39)$$

где

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{4\pi N_e e^2}{m_e}} \quad (40)$$

— плазменная частота (e — абсолютная величина заряда электрона, m_e — его масса, N_e — плотность электронов плазмы), $\nu = 1/\tau$ — частота столкновений электронов (τ — время свободного пробега). Поскольку

$$\varepsilon_p(\omega) = \text{Re } \varepsilon_p(\omega) + i \text{Im } \varepsilon_p(\omega) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu^2} + i \frac{\nu}{\omega} \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2 + \nu^2}, \quad (41)$$

то при $\nu < \omega \ll \omega_{pe}$ действительная часть ε_p по абсолютной величине может стать очень большой по сравнению с единицей.

Поверхностные электромагнитные волны на свободной поверхности плазмы действительно возможны, и они хорошо изучены [8]. Однако нас интересуют конденсированные среды, в частности — металлы. Прежде всего металлы обладают хорошей статической электропроводностью (при $\omega = 0$) σ_0 и почти полностью отражают электромагнитные волны всех частот вплоть до ультрафиолета. Поэтому возможная модель металла, отражающая эти свойства, — это предположение, что металлы являются идеальными проводниками. Как будет ясно из дальнейшего, в этой модели поверхностная волна на поверхности металла невозможна.

Поэтому воспользуемся следующей, более точной моделью металла, известной как электронная модель Друде [1, 4].

Хотя эта модель известна достаточно давно — она была предложена через три года после открытия в 1897 году Дж. Дж. Томсоном электрона, её значение и предсказываемые ею результаты представляются важными до сих пор. Основным предположением модели Друде является представление, что электроны проводимости в металле представляют собой газ невзаимодействующих частиц, как это имеет место для

обычного идеального газа. Однако в металлах, кроме электронов, существуют частицы другого знака, компенсирующие заряд электронов, — положительные ионы, считающиеся неподвижными. Эти ионы состоят из положительного ядра и сильно связанных с ядром оставшихся электронов полной электронной оболочки атома.

К такому газу электронов проводимости можно применить кинетическую теорию обычного идеального газа. Согласно этой теории, плотность тока

$$\vec{j} = -eN\vec{v}(t), \quad (42)$$

где $\vec{v}(t)$ — средняя скорость нормированного движения электронов, дифференциальное уравнение для которой имеет вид

$$\frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{\vec{v}}{\tau} = -\frac{e}{m}\vec{E}. \quad (43)$$

Здесь \vec{E} — внешнее электрическое поле, предполагаемое однородным в пространстве, а τ — так называемое время релаксации, т.е. среднее время, за которое электрон испытывает одно столкновение и теряет свою направленную скорость. Тогда

$$\nu = \frac{1}{\tau} \quad (44)$$

— частота таких столкновений.

В однородном и постоянном во времени поле \vec{E}_0 средняя скорость постоянна, так что уравнение (43) примет вид: $\vec{v} = \vec{v}_0 = -\frac{e}{m\nu}\vec{E}_0$. Используя это выражение для скорости, из выражения (42) получим

$$\vec{j} = \vec{j}_0 = \frac{e^2 N_e}{\nu m_e} \vec{E}_0 = \sigma_0 \vec{E}_0,$$

где

$$\sigma_0 = \frac{e^2 N_e}{\nu m_e} \quad (45)$$

— статическая проводимость металла.

В случае зависящего от времени электрического поля $\vec{E}(t)$ его можно разложить на компоненты Фурье по времени и взять одну из них в виде

$$\vec{E}(t, \omega) = \text{Re}(\vec{E}_{ka}(\omega)e^{-i\omega t}). \quad (46)$$

Тогда решение уравнения (43) нужно искать в том же виде:

$$\vec{v}(t, \omega) = \text{Re}(\vec{v}_{ka}(\omega)e^{-i\omega t}). \quad (47)$$

Подставляя комплексные величины \vec{E} и \vec{v} в уравнение (43) и используя выражение для плотности тока (42), получим

$$\vec{j}_{ka}(\omega) = \sigma(\omega)\vec{E}_{ka}(\omega), \quad (48)$$

где

$$\sigma(\omega) = \sigma_0 \frac{i\nu}{\omega + i\nu}. \quad (49)$$

Уравнение (48) имеет вид закона Ома, однако теперь он записывается для каждой спектральной компоненты частоты ω тока и поля, а также диэлектрической проницаемости. Можно видеть, что при $\omega \ll \nu$ величина $\sigma(\omega)$ переходит в σ_0 — проводимость при постоянном напряжении, а при $\omega \gg \nu$ становится чисто мнимой величиной: $\sigma \approx \sigma_0 \left(\frac{i\nu}{\omega}\right)$.

Важным предположением, которое было сделано при выводе полученных формул, является условие, что поле, действующее на рассматриваемые электроны проводимости, является однородным в пространстве, по крайней мере, на длине свободного пробега электрона. Следовательно, полученные соотношения (48) и (49), да и вся теория Друде, справедливы, если длина волны поля λ в среде велика по сравнению с длиной свободного пробега l .

Считая, что это условие выполняется, выведем выражение для диэлектрической проницаемости металла $\varepsilon_m(\omega)$ как для диэлектрика. Для этого вместо уравнения (1) надо рассматривать полное уравнение, учитывающее ток проводимости:

$$\nabla \times \vec{H} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{\varepsilon_{св}}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t},$$

и, считая, что $\vec{E} = \text{Re}(\vec{E}_{ka}(\omega)e^{-i\omega t})$, получим

$$\nabla \times \vec{H} = -\frac{i\omega}{c} \varepsilon_m(\omega) \vec{E},$$

где с учётом (48)

$$\varepsilon_m(\omega) = \varepsilon_{св} + i \frac{4\pi\sigma(\omega)}{\omega} \quad (50)$$

— диэлектрическая проницаемость металла, рассматриваемого как диэлектрик. Здесь $\varepsilon_{св}$ — диэлектрическая проницаемость, обусловленная связанными электронами, принимаемая в теории Друде равной единице. Подставляя в формулу (50) выражение (49) для $\sigma(\omega)$ с учётом равенств (45) и (40), получим

$$\varepsilon_m(\omega) = 1 - \frac{4\pi\sigma_0\nu}{\omega(\omega + i\nu)} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega(\omega + i\nu)}, \quad (51)$$

где в правой части равенства (40) под N_e и ν следует понимать соответственно концентрацию электронов проводимости в металле и частоту их столкновений с ионами, приводящих к потере направленной скорости.

Поскольку формулы (51) и (39) идентичны, можно считать, что в модели Друде металл по отношению к воздействию на него высокочастотного поля представляет собой плазму, характеризующуюся тремя параметрами: плазменной частотой ω_{pe} (т.е. концентрацией электронов N_e), частотой столкновений ν и частотой внешнего поля ω . Поскольку в металлах всегда $\nu < \omega_{pe}$, то электронная плазма металлов представляет собой плотную и сильно столкновительную (при $\omega < \nu$) плазму.

Далее мы будем рассматривать ПЭВ оптического диапазона. Для частот оптического диапазона $\omega \sim 10^{14} \div 10^{15} \text{ с}^{-1}$, причём для металлов $\omega_{pe} > 10^{16} \text{ с}^{-1}$, а величина $\nu \sim 10^{13} \div 10^{14} \text{ с}^{-1}$. Таким образом, в оптическом диапазоне для металлов можно считать: $\nu < \omega < \omega_{pe}$, причём, как правило, $\nu \leq 0,1\omega$. Если в выражении (51) положить $\nu = 0$, то дисперсионное уравнение для ПЭВ (22), в которое надо подставить $\varepsilon_2 = \varepsilon_m(\omega)$, примет вид

$$k_p(\omega) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_1} \sqrt{\frac{\omega^2 - \omega_{pe}^2}{\omega^2(1 + \varepsilon_1) - \omega_{pe}^2}}. \quad (52)$$

На рис. 3 эта зависимость представлена графически в координатах $(k_p c / \omega_{pe})$, (ω / ω_{pe}) .

Поскольку амплитуда поверхностной волны уменьшается с расстоянием от граничной поверхности экспоненциально, глубина её проникновения в металл $l_m \sim 1/\varkappa_m$ и в диэлектрик $l_d \sim 1/\varkappa_d$, где $\varkappa_m = \varkappa_2$ и $\varkappa_d = \varkappa_1$ по формулам (37) и (38). Таким образом, из этих формул получается, что глубина проникновения в металл

$$l_m = \frac{\lambda_0}{2\pi} \sqrt{\frac{|\operatorname{Re} \varepsilon_m - \varepsilon_d|}{|\operatorname{Re} \varepsilon_m|^2}} = \frac{\lambda_0}{2\pi |\operatorname{Re} \varepsilon_m|} \sqrt{|\operatorname{Re} \varepsilon_m| - \varepsilon_d}, \quad (53)$$

а в диэлектрик

$$l_d = \frac{\lambda_0}{2\pi \varepsilon_d} \sqrt{|\operatorname{Re} \varepsilon_m| - \varepsilon_d}. \quad (54)$$

Здесь $\lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega}$ — длина волны света в вакууме.

Поскольку при $\nu \ll \omega < \omega_{pe}$ для металлов $\varepsilon_m(\omega) \approx 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$, т.е. $|\operatorname{Re} \varepsilon(\omega)| \approx \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}$, то

$$l_m \approx \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{\omega_{pe}}{\omega^2} \frac{\omega}{\omega} = \frac{\lambda_0}{2\pi} \frac{\omega}{\omega_{pe}} \ll \lambda_0,$$

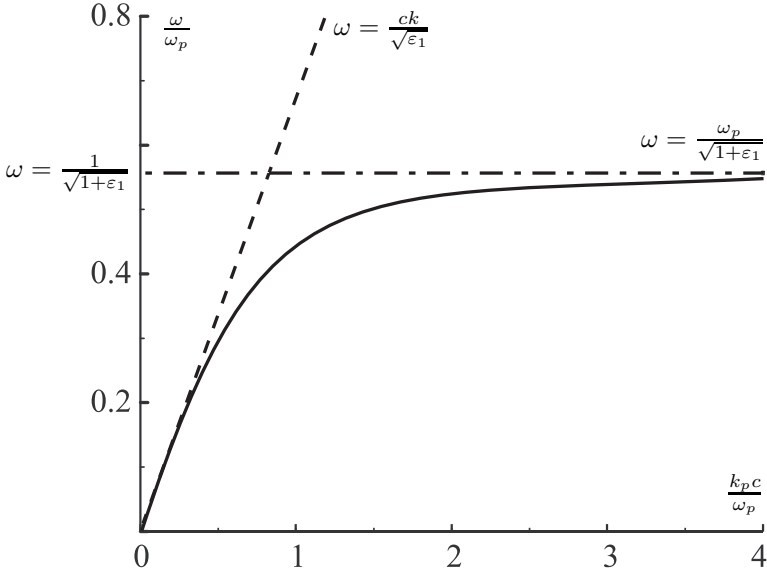


Рис. 3. Дисперсионная кривая ПЭВ на границе металл–диэлектрик с ε_1 : 1 — зависимость частоты ω ПЭВ от волнового числа k_p , 2 — асимптота, соответствующая переходу при $k_p \rightarrow \infty$ (или $c \rightarrow \infty$) к локальным поверхностным потенциальным колебаниям, 3 — световая линия для распространения света в диэлектрике

$$l_d = \frac{\lambda_0}{2\pi\varepsilon_d} \frac{\omega_{pe}}{\omega},$$

т. е. при $\omega < \omega_{pe}$ волна сосредоточена над поверхностью металла и почти не заходит в металл. При этом она преимущественно поперечна, так как в соответствии с (32) и (33)

$$\frac{E_{zd}}{E_{xd}} = i \frac{\sqrt{|\operatorname{Re} \varepsilon_m|}}{\sqrt{\varepsilon_d}} \approx i \frac{\omega_{pe}}{\omega \sqrt{\varepsilon_d}}.$$

Это соответствует волне Ценнека–Зоммерфельда. Однако при приближении ω к $\omega_{pe}/\sqrt{1+\varepsilon_d}$, т. е. своему максимальному значению, величина $|\operatorname{Re} \varepsilon_m| \rightarrow 1$, так что E_{zd} и E_{xd} становятся равными по величине, причём в диэлектрике $E_{zd} = iE_{xd}$, а в металле $E_{zm} = -iE_{xd}$. Можно показать, что в этом крайнем случае волна становится чисто потенциальной. Поскольку мы имеем решение при условии отсутствия свободных зарядов и токов, т. е. при выполнении уравнения (3), а диэлектрические проницаемости ε_d и ε_m не зависят от координат, то в принятой модели условие $\operatorname{div} \vec{E}_{1,2} = 0$ означает, согласно уравнению (43), что и $\operatorname{div} \vec{v} = 0$. Это

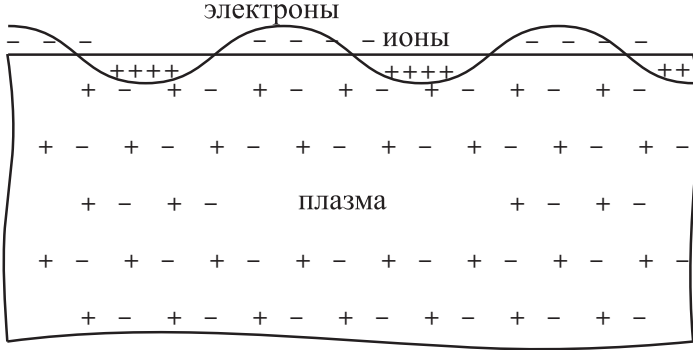


Рис. 4. Механизм возникновения поверхностных зарядов при возбуждении поверхностной волны на граничной поверхности плазмы

означает, что электроны в металле представляют собой несжимаемую жидкость со свободной граничной поверхностью. Волновая деформация этой поверхности в линейном приближении может рассматриваться как появление поверхностных зарядов (рис. 4).

Таким образом, распределение энергии рассматриваемой волны в пространстве свидетельствует о возможности концентрации энергии в узкой зоне около граничной поверхности металла.

Другой важной пространственной характеристикой этой волны является длина пробега в направлении её распространения по поверхности металла, на которой происходит её ослабление по энергии в ϵ раз (из-за оптических потерь). Очевидно, что за эту длину следует взять величину

$$L_p = (2 \operatorname{Im} k_p)^{-1}, \quad (55)$$

где $\operatorname{Im} k_p$ — мнимая часть волнового вектора. Поскольку формула (23) для k_p , как уже говорилось ранее, верна и для комплексных $\epsilon_1(\omega)$ и $\epsilon_2(\omega)$, подставляя в неё $\epsilon_1 = \epsilon_d$ и $\epsilon_2(\omega) = \epsilon_m(\omega) = \operatorname{Re} \epsilon_m(\omega) + i \operatorname{Im} \epsilon_m(\omega)$ в соответствии с выражением (51) и считая $\operatorname{Im} \epsilon(\omega) \ll |\operatorname{Re} \epsilon_m(\omega)|$, из (55) получим

$$\frac{1}{L_p} = 2 \operatorname{Im} k_p = \frac{2\pi\sqrt{\epsilon_d}}{\lambda_0} \frac{\epsilon_d \operatorname{Im} \epsilon(\omega)}{|\operatorname{Re} \epsilon_m(\omega)|^{1/2} (|\operatorname{Re} \epsilon_m(\omega)| - \epsilon_d)^{3/2}}. \quad (56)$$

4. Схемы возбуждения поверхностных плазмонов

Как мы уже ранее отмечали, из дисперсионного уравнения для поверхностных плазмон-поляритонов (ППП) (18) следует, что волновое число k_p больше, чем волновое число света $k_0 = \omega/c$ на той же частоте. Это хорошо проиллюстрировано на рис. 3, где изображена типичная

дисперсионная кривая поверхностных плазмон-поляритонов на границе раздела металл—вакуум и световая линия. Таким образом, свет, облучающий гладкую поверхность, не может возбуждать поверхностные плазмоны-поляритоны. Поэтому для возбуждения ППП используются специально разработанные схемы возбуждения.

Отметим, что принципиально возможны два способа возбуждения ППП вдоль границы раздела металл—диэлектрик (или вакуум): возбуждение электронным пучком и с помощью света. Мы остановимся на возбуждении ППП светом. Наиболее распространёнными являются следующие три схемы: схема Кретчманна, схема Отто (призмные методы) и схема возбуждения на решётке (решёточный или дифракционный метод). Кроме того, известна схема, основанная на рассеянии на топологических неоднородностях поверхности (впадины или выступы с характерным размером меньше длины волны падающего излучения).

В случае геометрии Кретчманна (рис. 5) тонкая металлическая плёнка, осаждённая на поверхность диэлектрической призмы, освещается p -поляризованным излучением (поляризованным в плоскости падения) через призму под углом падения θ , превышающим угол полного внутреннего отражения. Волновой вектор падающей электромагнитной волны увеличивается при прохождении через оптически плотную среду, и при определённом угле падения θ волновой вектор падающей электромагнитной волны, прошедшей через призму, совпадёт с волновым вектором ППП на границе раздела металл—воздух:

$$k_{sp} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\varepsilon_{\text{призмы}}} \sin \theta. \quad (57)$$

Это наглядно продемонстрировано на рис. 6. Таким образом, экспоненциально затухающее поле в направлении от границы раздела диэлектрик—металл, или так называемая «исчезающая» (evanescent) волна, приводит в движение электроны на границе раздела металл—вакуум, т.е. возбуждается ППП. При резонансном условии (57) наблюдается острый минимум в отражении от поверхности призмы, граничащей с плёнкой, так как эффективность преобразования объёмного излучения в поверхностную электромагнитную волну практически доходит до 100%. С увеличением толщины плёнки эффективность возбуждения ППП падает вследствие экспоненциального затухания света по толщине плёнки. В рамках этой геометрии ППП не могут возбуждаться на поверхности между призмой и плёнкой, т.к. волновой вектор ППП на этой поверхности больше волнового вектора света при любых углах падения. Для возбуждения ППП на внутренней стороне металлической плёнки необходимо использовать дополнительный диэлектрический слой, который должен располагаться между призмой и металлической плёнкой, показав-

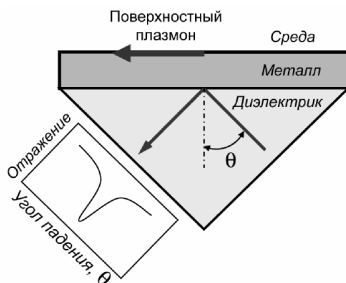


Рис. 5. Схема Кретчмана. Металлическая плёнка (обычно серебро или золото) толщиной около 50 нм осаждена на поверхность диэлектрической призмы. На вставке представлена зависимость отражения интенсивности падающей волны от угла падения. При определённых углах падения наблюдается резонансный минимум по отражению

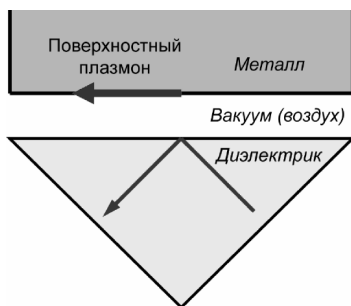


Рис. 6. Схема Отто. Металл и диэлектрическая призма разделены вакуумным (воздушным) зазором (~ 200 нм)

тель преломления которого меньше, чем показатель преломления призмы. Для такой геометрии возможно возбуждение ППП с обеих сторон металлической плёнки, но при различных углах падения.

Для возбуждения ППП на поверхности толстых плёнок используется так называемая схема Отто (рис. 6), где диэлектрическая призма отделена от металла воздушным зазором (на практике ~ 200 нм). Резонансное условие возбуждения ППП в этом случае аналогично условию (57).

5. Практическое использование поверхностных электромагнитных волн

Интенсивные теоретические и экспериментальные исследования, непосредственно связанные с поверхностными электромагнитными волнами оптического диапазона, стимулированы широкими возможностями их практического использования. Основными свойствами, определяющими практическую значимость ПЭВ, можно считать:

- 1) локализацию и усиление поля вблизи поверхности;
- 2) явно выраженную дисперсию, благодаря чему длина ПЭВ может быть значительно меньше длины световой волны;
- 3) резонансный характер возбуждения и, следовательно, высокая чувствительность к изменению условий возбуждения.

Каждое из этих свойств или же их совокупность дают положительный эффект в самых различных приложениях. В частности, в рамках настоящего пособия мы рассмотрим следующие направления использования ПЭВ: высокоточные измерения оптических свойств металлов (измерение коэффициента поглощения); ближнепольная микроскопия сверхвысокого разрешения и др. Необходимо отметить, что перспективы применения ПЭВ также связаны с принципиальной возможностью их использования для высокоскоростной (вплоть до 100 ТГц) передачи информации в межсоединениях компьютерных чипов. Приятно отметить значительный вклад в разработку волноведущих структур для ПЭВ в такого рода соединениях выпускника МФТИ профессора С. И. Божевольного, работающего в настоящее время в Дании (Aalborg University).

5.1. Измерение коэффициента поглощения

При определении оптических параметров металлических зеркал с большим коэффициентом отражения R значительные затруднения вызывают высокоточные измерения коэффициента поглощения $A = 1 - R$ [10]. Традиционные методы измерения коэффициентов отражения и поглощения основаны на определении разности мощностей падающего и отражённого сигналов. Измерение коэффициентов $R = 0,95 - 0,99$ с относительной погрешностью 1% приводит к измерению величины A с относительной погрешностью от 19 до 99%. Точность измерения коэффициентов поглощения может оказаться критичной для металлических зеркал, использующихся в качестве зеркал в резонаторах мощных лазеров, где интенсивные световые пучки способны нагреть, деформировать и разрушить металл. Измерение поглощательной способности металлических поверхностей с помощью ПЭВ основано на определении длины свободного пробега ПЭВ L , которая тем больше, чем меньше коэффициент A . В соответствии с электронной теорией металлов коэффициент поглощения $A = 2\gamma/\omega_p$, где γ — частота столкновений электронов в металле. Длина пробега ПЭВ определяется соотношением

$$L = \frac{c\omega_p^2}{\gamma\omega^2}. \quad (58)$$

Объединяя две последние формулы, получим следующее выражение

для коэффициента поглощения:

$$A = \frac{2c\omega_p}{\omega^2 L}. \quad (59)$$

Длина пробега ПЭВ L может быть измерена с точностью до нескольких процентов с помощью призм нарушенного полного внутреннего отражения [7]. Точность определения коэффициента A лежит в этих же пределах. Отметим, что точность измерения коэффициента поглощения существенным образом зависит от точности определения плазменной частоты ω_p и однородности структуры поверхности.

5.2. Ближнеполевая микроскопия

Если на поверхности металла находится “точечная” выпуклость (её размеры много меньше длины волны падающего излучения), то в этом месте резонанс в описанной выше схеме (рис. 5) нарушается и отражённый сигнал от призмы (например, на фотоприемник) резко возрастает. При сканировании падающего луча его смещение на расстояние, сравнимое с длиной волны плазмона, восстановит резонанс и сигнал на фотоприемник. Таким образом, мы получим разрешение (увидим размер частицы) на длине, существенно (в десятки раз) меньшей длины волны света в вакууме.

5.3. Лазерный пинцет

Наведя фокальное пятно лазерного луча на нейтральную наночастицу из металла, можно возбудить в ней плазмонный резонанс, в результате которого частица получит гигантский дипольный момент (на 6–9 порядков больше статического) и втянется в центр фокального пятна лазера, т.е. будет захвачена лучом лазера. Это — лазерный пинцет, основной инструмент в современной биотехнологии. С помощью такого пинцета можно проводить операции, например, на белковых молекулах, внедрять в них металлические наночастицы.

5.4. Терагерцевая электроника

Поскольку плазмонный резонанс может возбудиться, например, на терагерцевой частоте (10^{12} Гц) на размере транзистора порядка 1 мкм и менее, открывается возможность создания транзисторов и фотодетекторов размером меньше микрометра. Это — довольно широкий класс так называемых тера-нано-приборов.

Перечень приложений поверхностных плазмон-поляритонов можно продолжить. Несомненно, будут появляться и новые приложения как световых ППП, так и поверхностных электромагнитных волн других диапазонов.

Литература

1. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Т. III. Электричество. — М.: Наука, 1977. — С. 42.
2. *Вайнштейн Л.А.* Электромагнитные волны. — М.: Советское радио, 1957. — Гл. 2, 11 и 12.
3. *Физический* энциклопедический словарь. — М.: Советская энциклопедия, 1984. — С. 552.
4. *Сивухин Д.В.* Общий курс физики. Т. IV. Оптика. — М.: Наука, 1980. — С. 256.
5. Поверхностные поляритоны: электромагнитные волны на поверхностях и границах раздела сред / под ред. В. М. Аграновича, Д. Л. Миллса. — М.: Наука, 1985.
6. *Либенсон М.Н.* Поверхностные электромагнитные волны оптического диапазона // Соросовский образовательный журнал. — 1996. — № 10. — С. 92–98.
7. *Либенсон М.Н.* Поверхностные электромагнитные волны в оптике // Соросовский образовательный журнал. — 1996. — № 11. — С. 103–110.
8. *Александров А.Ф., Рухадзе А.А.* Лекции по электродинамике плазмopodobных сред. — М.: Издательство МГУ, 1999.
9. *Кингсеп А.С., Ложкин Г.Р., Ольхов О.А.* Основы физики. Курс общей физики. Т. 1. Механика, электричество и магнетизм, колебания и волны, волновая оптика. — М.: Физматлит, 2001.
10. *Брандт Н.Б., Кульбачинский В.А.* Квазичастицы в физике конденсированного состояния. — М.: Физматлит, 2007. — С. 433.

Рекомендованная литература

11. *Климов В.В.* Наноплазмоника. — М.: Физматлит, 2009.
12. *Есопоти Е.Н.* Surface plasmons in thin films // Phys. Rev. — 1969. — V. 182. — P. 539–554.
13. *Raether H.* Excitation of Plasmons and Interband Transitions by Electrons. — Berlin: Springer–Verlag, 1980.
14. *Zayats A.V., Smolyaninov I.I., Maradudin A.A.* Nano-optics of surface plasmon polaritons // Phys. Rep. 2005. Т. 408. С. 131–314.
15. *Maier S.A.* Plasmonics: Fundamentals and Applications. — New York: Springer, 2007.
16. *Bozhevolnyi S.I.* Plasmonic nanoguides and circuits. — Singapore: Pan Stanford Publishing, 2008.

Содержание

1. Введение	3
2. Поверхностные электромагнитные волны на плоской поверхности раздела между двумя диэлектриками: условия существования, дисперсионное уравнение и основные свойства	4
3. Поверхностные электромагнитные волны на граничной поверхности металл—диэлектрик	12
4. Схемы возбуждения поверхностных плазмонов.....	17
5. Практическое использование поверхностных электромагнитных волн.....	19
5.1. Измерение коэффициента поглощения	20
5.2. Ближнепольная микроскопия.....	21
5.3. Лазерный пинцет	21
5.4. Терагерцевая электроника	21

Учебное издание

ЛЕЙМАН Владимир Георгиевич
АРСЕНИН Алексей Владимирович

**ПОВЕРХНОСТНЫЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ**

Учебно-методическое пособие
по курсу *Общая физика*

Редактор *О.П. Котова*. Корректор *Л.В. Себова*

Подписано в печать 02.11.2012. Формат 60 × 84¹/₁₆.
Усл. печ. л. 1,5. Уч.-изд. л. 1,4. Тираж 300 экз. Заказ № 279.

Федеральное государственное автономное образовательное
учреждение высшего профессионального образования
«Московский физико-технический институт (государственный университет)»
141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9
E-mail: rio@mail.mipt.ru

Отдел оперативной полиграфии «Физтех-полиграф»
141700, Московская обл., г. Долгопрудный, Институтский пер., 9
E-mail: polygraph@miptic.ru