



## СЦЕНАРИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН: НОВАЯ ВОЛНА

А. Б. Шварцбург<sup>1,2</sup>, д. ф.-м. н., alex-s-49@yandex.ru

<sup>1</sup>Объединенный институт высоких температур  
РАН (ОИВТ РАН), Москва

<sup>2</sup>Институт космических исследований РАН (ИКИ  
РАН), Москва

В основе традиционной физической модели описания распространения поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) лежит модель "резкой границы" – плоскости, разделяющей две однородные среды; из которых по крайней мере одна содержит плазму свободных носителей. Однако в случае распространения ПЭВ вдоль границы раздела "воздух – градиентный диэлектрик" возникает новая волна. За счет связанных колебаний электромагнитного поля и поляризации градиентной диэлектрической среды без свободных носителей ее свойства фундаментально отличаются от свойств известных волн, рожденных на "резкой границе". Обсуждается спектр новой поверхностной волны и распределение электрического поля в глубине градиентного диэлектрика.

Математика есть искусство называть разные предметы одним именем.

Д. В. Гиббс

### ЧТО ОБЩЕГО У ВОЗДУШНОГО ЗМЕЯ, СВИСТКА И СВЕЧИ?

В конце 1901 года Гульельми Маркони готовился к своему звездному часу – к передаче радиосигнала через Атлантику, из Англии в Канаду. Скептики предрекали провал – как может направленная радиоволна обогнуть гигантский бугор, образованный выпуклой водной поверхностью Земли между Англией и Канадой? Но Маркони, уже установивший загоризонтную радиосвязь между Букингемским дворцом и яхтой принца Уэльского, крейсеровавшей вблизи Лондона, был непреклонен: с четвертой попытки сигнал с его антенны – 200-метрового провода, поднятого вверх воздушным змеем, – был принят на другом берегу Атлантического Океана; всего три

## SEW SCENARIOS: A NEW WAVE

A. B. Shvartsburg<sup>1,2</sup>, Dr. of Sc. (Phys. & Math.),  
alex-s-49@yandex.ru

<sup>1</sup>Joint Institute for High Temperatures of RAS,

<sup>2</sup>Space Researches Institute of RAS

The traditional physical model describing the propagation of surface electromagnetic wave (SEW) is based on the concept of a "sharp boundary" separating two homogeneous media; herein, at least, one of these media possesses the free carriers. However the boundary between the air and the gradient dielectric without free carriers is shown to support the propagation of a new type of SEW. Owing to the coupled oscillations of electromagnetic field and polarization state of the gradient dielectric without free carriers the properties of this wave are distinguished drastically upon the well known properties of SEW travelling along the sharp dielectric boundary. Spectrum of this new SEW and the spatial distribution of its electric field in the depth of transition layer of gradient dielectric are considered.

Mathematics is the art of giving the same name to different things.

D. W. Gibbs

### WHAT DO A KITE, A WHISTLE AND A CANDLE HAVE IN COMMON?

At the end of 1901, Guglielmo Marconi was preparing for his star hour – the transmission of a radio signal across the Atlantic, from England to Canada. Skeptics predicted a failure: how can a directed radio wave circumnavigate a giant mound formed by the convex water surface of the Earth between England and Canada? But Marconi who had already established transhorizon radio communication between Buckingham Palace and the yacht of Prince of Wales, cruised near London, was adamant: at the fourth attempt the signal from his antenna – 200-meter wire, taken up in the air by a kite – was accepted on the other side of the Atlantic Ocean; only three dots (the letter "S" in Morse code) but it was the Triumph, it was the Beginning.

When blare of the trumpets went down, the first radio physicists had to acknowledge the existence of unusual electromagnetic waves running along the interface of the conducting medium (sea water is a good conductor!), enveloping this interface so that the wave fields are "pressed" to the interface surface.



точки, буква S в азбуке Морзе, – но это был Триумф, это было Начало.

Когда отгремели фанфары, первые радиопрофизики должны были признать существование необычных электромагнитных волн, бегущих вдоль границы проводящей среды (морская вода – хороший проводник!), огибающих эту границу так, что волновые поля "прижаты" к граничной поверхности. Полученные результаты быстро стали достоянием теоретиков, которые заметили, что нечто похожее уже было известно, правда, для волн другой природы – так называемых "волн шепчущей галереи". Этот эффект был знаком еще строителям средневековых замков: слова, тихо сказанные "в стену" в одном месте большого зала, можно было услышать, прижав ухо к стене зала вдали от нахождения говорящего. Знаменитый Рэлей, один из зачинателей волновой механики, не только вывел уравнения, описывающие распространение звука вдоль упругой поверхности, но и провел красивую демонстрацию этого эффекта в Соборе Святого Павла в Лондоне: дунув в свисток вблизи стены собора, он погасил свечу, прислоненную к стене вдали от источника звука. Как и в случае радиоволны, сигнал распространялся вдоль границы сред (воздух – стена), резко ослабевая при удалении от этой границы.

Сходство в открытиях, сделанных с помощью воздушного змея, свистка и свечи, привело к возникновению новой главы физики – физики поверхностных волн, локализованных вблизи границы двух сред. Новое понятие проникло и в квантовую механику: в 1932 году Игорь Евгеньевич Тамм показал, что в кристаллах существуют особые поверхностные состояния или поверхностные уровни электронов (уровни Тамма): волновые функции таких состояний, в отличие от волновых функций объемных элек-

The results obtained have quickly become the property of the theorists who noticed that something similar has already been known, however, for waves of a different nature, the so-called "whispering gallery waves". This effect was familiar to the builders of medieval castles: the words that were quietly said "into the wall" in one location of a large hall could be heard, pressing your ear against the wall of the hall away from the speaker. The famous Rayleigh, one of the founders of wave mechanics, had not only derived the equations describing the propagation of sound along the elastic surface, but also had performed a beautiful demonstration of this effect in the St. Paul's Cathedral in London: by blowing into the whistle near the walls of the cathedral, he extinguished the candle leaning against the wall away from the sound source. As in the case of a radio wave, the signal propagated along the interface of the media (air – wall), sharply weakening at a distance from this interface.

The similarity in the discoveries made with the help of a kite, a whistle and a candle led to the emergence of a new chapter in physics – the physics of surface waves localized near the interface of two media. The new concept also penetrated into quantum mechanics: in 1932, I. E. Tamm showed that there exist special surface states or surface levels of electrons in the crystals (Tamm levels): the wave functions of such states, in contrast to the wave functions of bulk electrons, attenuate near the surface of the crystal. The discovery of Tamm levels gave the concept of surface waves a generality, even versatility, the family of surface waves in different media began to expand rapidly: electromagnetic waves on the surface of a dielectric cylinder (Sommerfeld waves), and magnetic (magnetoelastic surface waves), and piezoelectric (Bleustein-Gulyaev waves). The abbreviation SEW has appeared – surface electromagnetic waves.

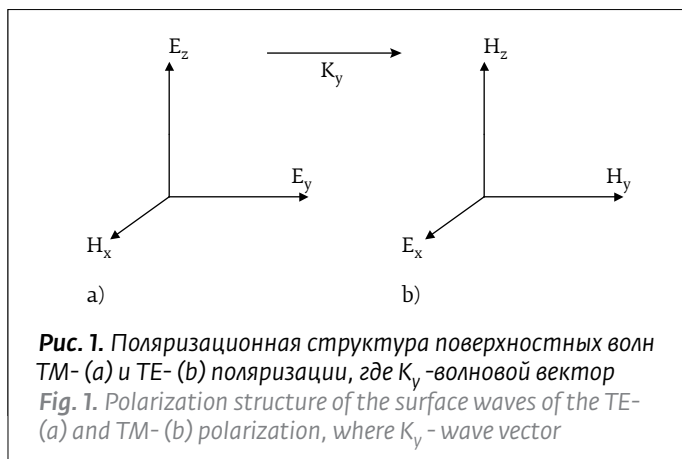
тронов, затухают вблизи поверхности кристалла. Открытие уровней Тамма придало концепции поверхностных волн общность, даже универсальность, семейство поверхностных волн в разных средах стало быстро разрастаться: в научный обиход входили электромагнитные волны и на поверхности диэлектрического цилиндра (волны Зоммерфельда), и магнетика (магнитоупругие поверхностные волны), и пьезоэлектрика (волны Гуляева – Блюстейна). Появилась и аббревиатура ПЭВ – поверхностные электромагнитные волны.

## ДВУМЕРНАЯ ОПТИКА ПЛОСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

При описании ПЭВ обычно используют модель "резкой границы" в виде геометрической поверхности, разделяющей две однородные среды с различными значениями электромагнитных параметров; при переходе через границу значения этих параметров изменяются скачком. Простая модель такой системы – плоская граница между немагнитной средой со свободными электронами (металл или полупроводник) и воздухом. Говоря, для определенности, про металл, можно отметить несколько известных свойств ПЭВ:

- 1а. Поле волны, бегущей в направлении  $y$  (рис. 1а), содержит компоненты  $E_z$ ,  $E_y$ ,  $H_x$  (ТМ поляризация); ТЕ поляризованная поверхностная волна в указанной системе невозможна;
- 2а. Поверхностная волна на границе раздела воздух-металл возможна при условии, что диэлектрическая проницаемость  $\epsilon(\omega) < -1$ ;
- 3а. При удалении от границы среды в обе стороны все компоненты волнового поля монотонно убывают по экспоненциальным законам;
- 4а. Спектр частот поверхностных волн  $\omega$  на границе раздела воздуха и металла с плазменной частотой  $\Omega_p$  ограничен сверху значением:  $\omega < \Omega_p / \sqrt{2}$ .
- 5а. Поглощение волны в среде определяется столкновениями свободных электронов с кристаллической решеткой.

Существенные черты этой модели связаны с наличием в металле твердотельной плазмы, вдоль границы которой распространяется поверхностная волна, и приближением очень тонкого переходного слоя плазма-воздух, толщина которого много меньше длины волны (резкая граница). Поверхностные волны, опи-



**Рис. 1.** Поляризационная структура поверхностных волн ТМ- (а) и ТЕ- (б) поляризации, где  $K_y$  - волновой вектор  
**Fig. 1.** Polarization structure of the surface waves of the TE- (a) and TM- (b) polarization, where  $K_y$  - wave vector

## TWO-DIMENSIONAL OPTICS OF FLAT SURFACES

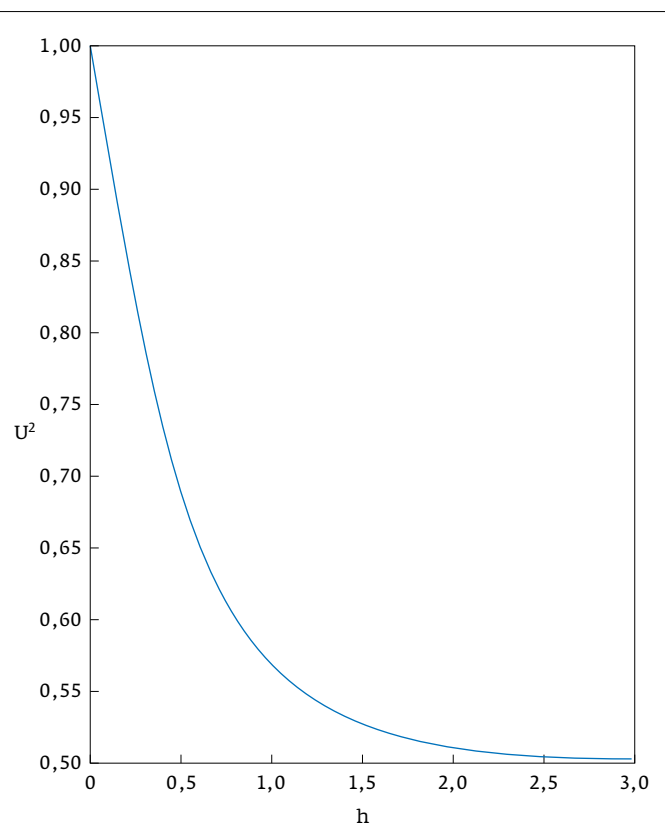
In describing the SEWs, the "sharp interface" model is usually used in the form of a geometric surface separating two homogeneous media with different values of electromagnetic parameters; when crossing the interface, the values of these parameters change abruptly. A simple model of this system is a flat interface between a non-magnetic medium with free electrons (metal or semiconductor) and air. Speaking, to be specific, about metal, we can note several well-known properties of SEWs:

- 1а. The field of the wave traveling in the direction  $y$  (Fig. 1 a), contains components  $E_z$ ,  $E_y$ ,  $H_x$  (TM polarization); the TE-polarized surface wave in this system is impossible;
- 2а. Surface wave at the air - metal interface is possible provided  $\epsilon(\omega) < -1$ ;
- 3а. When moving away from the interface of the medium in both directions, all the components of the wave field decrease monotonically according to exponential laws;
- 4а. Spectrum of surface wave frequencies  $\omega$  at the interface between air and metal with a plasma frequency  $\Omega_p$  is bounded above:  $\omega < \Omega_p / \sqrt{2}$ .
- 5а. The absorption of a wave in a medium is determined by collisions of free electrons with a crystalline lattice.

The essential features of this model are connected with the presence of a solid-state plasma in the metal, along the interface of which the surface wave propagates, and the approach of a very thin plasma-air transition layer with the thickness much smaller than the wavelength (sharp interface). Surface waves, described by this model, are used today in the development of light modulators, optical transistors, tunable sensors and many other electro-optical devices. Based on the concepts of coupled oscillations

санные этой моделью, используются сегодня при разработках модуляторов света, оптических транзисторов, перестраиваемых датчиков и многих других устройств электрооптики. На основе представлений о связанных колебаниях электромагнитного поля и твердотельной плазмы в оптоэлектронике сформировалось большое направление прикладной физики – плазмоника.

Второе дыхание в физику поверхностных волн пришло с появлением искусственных сред – метаматериалов. В отличие от плазмоники, использующей естественные среды, ниже пойдет речь о метаматериалах на основе диэлектриков, в которых нет свободных носителей [1]. Это новое направление в физике поверхностных волн, не связанное ни с твердотельной плазмой, ни с ее однородностью, ни с резкой границей среды, появилось благодаря успехам нанотехнологии, позволившим создавать оптически неоднородные диэлектрические пленки и покрытия, показатель преломления которых  $n$  распределен внутри этих сред по заданному закону; такие материалы называют градиентными покрытиями. Для изготовления градиентных покрытий разработано немало методик; наиболее часто применяется магнетронное напыление смеси компонент на прозрачную подложку. Так, для создания нанопленки, содержащей двуокиси кремния  $\text{SiO}_2$  и ниобия  $\text{Nb}_2\text{O}_3$ , используют одновременную работу двух магнетронов [2]: один напыляет  $\text{SiO}_2$ , а другой  $\text{Nb}_2\text{O}_3$ . Подложка перемещается между магнетронами, а темп ее движения определяет долю каждого напыленного вещества и зависящий от соотношения этих долей пространственный профиль показателя преломления  $n$ . В простейшем случае, когда значение  $n$  для диэлектрика зависит лишь от одной координаты  $z$ , перпендикулярной к его поверх-



**Рис. 2.** Нормализованные профили диэлектрической проницаемости  $U^2(z)$  в приповерхностном слое диэлектрика в зависимости от безразмерной глубины слоя  $h=z L^{-1}$ ;  $g = 2$   
**Fig. 2.** Normalized profiles of dielectric permeability  $U^2(z)$  at near-surface layer of dielectric depending on dimensionless layer depth  $h=z L^{-1}$ ;  $g = 2$

of the electromagnetic field and solid-state plasma in optoelectronics, a large direction of applied physics, plasmonics, has been established.

The second wind in the physics of surface waves came with the appearance of artificial media – metamaterials. In contrast to plasmonics, which uses natural media, below we will talk about

ности (плоскость  $z=0$ ), можно рассмотреть простую зависимость

$$n^2(z) = n_0^2 U^2(z);$$

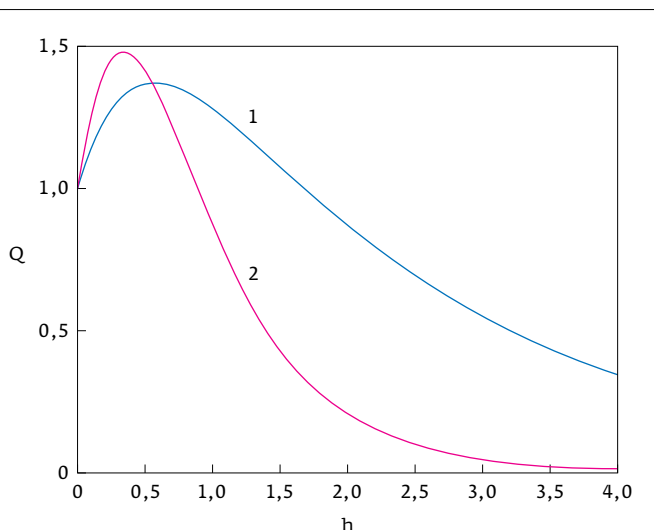
$$U^2(z) = 1 - g^{-1} + g^{-1} \exp\left(-\frac{z}{L}\right). \quad (1)$$

Здесь  $n_0$  – значение показателя преломления на границе  $z=0$ ; безразмерная величина  $g > 1$  и характерная длина  $L$  – свободные параметры модели (1); эти параметры определяют структуру волнового поля в градиентном диэлектрике; профиль  $U^2(z)$  (1), представленный на рис. 2, показывает падение показателя преломления от значения  $n_0$  на границе среды ( $U=1$ ) и его "насыщение" в глубине среды ( $z \gg L$ ):  $n^2(z \gg L) = n_0^2(1 - g^{-1})$ .

Поверхностная волна в переходном слое, показанном на рис. 1, описывается точными аналитическими решениями уравнений Максвелла [2].

Свойства этой новой волны фундаментально отличается от известных свойств волн на резкой границе, отмеченных выше в п. п. 1а – 5а. Чтобы подчеркнуть эти отличия, характеристики новой волны перечислены ниже в п. п. 1б – 5б; попарное сравнение пунктов 1а и 1б, 2а и 2б и т. д. подчеркивает противоположные тенденции соответствующих характеристик:

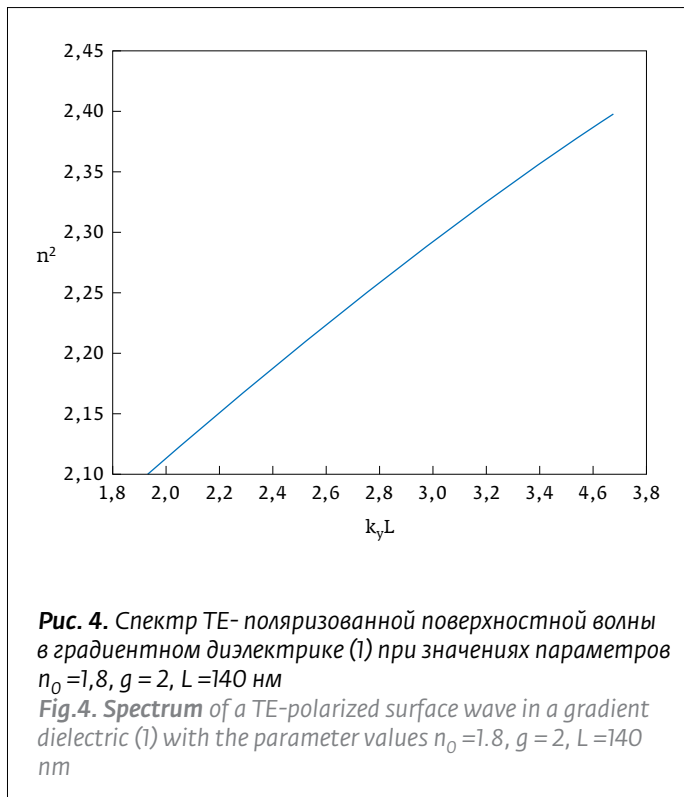
- 1б. Поле волны, бегущей в направлении  $y$  (рис. 1б), содержит компоненты  $H_z$ ,  $H_y$ ,  $E_x$  (ТЕ поляризация);
- 2б. Поверхностная волна на границе раздела воздух – диэлектрик возможна при условии  $n^2(z) > 0$ , т. е., волновое поле локализовано вблизи границы между прозрачными средами;
- 3б. При удалении от границы вглубь среды поперечные компоненты волнового поля  $E_x$  и  $H_z$  (рис. 1б) изменяются немонотонно (рис. 3): электрическая компонента  $E_x$  начинает расти, достигая максимума в точке  $z_m$  на расстоянии порядка характерного масштаба неоднородности  $L$ , и затем уменьшается; так же распределена и магнитная компонента  $H_z$ , пропорциональная  $E_x$ ; таким образом, поток энергии вдоль границы сред  $z=0$  достигает максимума не на самой границе, а внутри диэлектрика в точке  $z_m$ . Сравнение кривых 1 и 3 показывает, что рост частоты волны способствует усилению поля в максимуме распределения  $E_x$ . Продольная компонента



**Рис. 3.** Распределение электрического поля поверхностной волны  $E_x(z)$  в глубине градиентного диэлектрика (1) при значениях параметров  $n_0=2$ ,  $g=2$ ,  $L=150$  нм;  $Q = E_x(z) / E_x(0)$ , где  $E_x(0)$  – величина  $E_x$  на поверхности  $z=0$ ,  $h=z/L$  (кривые 1, 2 соответствуют длинам волн  $\lambda_1=750$  мкм и  $\lambda_2=500$  мкм)

**Fig. 3.** The distribution of the electric field of the surface wave  $E_x(z)$  in the depth of the gradient dielectric (1) at the values of the parameters  $n_0=2$ ,  $g=2$ ,  $L=150$  nm;  $Q = E_x(z) / E_x(0)$ , where  $E_x(0)$  is the magnitude of  $E_x$  on a surface  $z=0$ ,  $h=z/L$  (curves 1, 2 correspond to wavelengths  $\lambda_1=750 \mu$  and  $\lambda_2=500 \mu$ )

metamaterials based on dielectrics, where there are no free carriers [1]. This new trend in the physics of surface waves is neither associated with any solid-state plasma, nor with its uniformity, nor with a sharp interface of the medium, has appeared thanks to the success of nanotechnology, allowing you to create an optically inhomogeneous dielectric films and coatings with the refractive index  $n$  distributed within these media according to a given law; such materials are called gradient coatings. In order to manufacture gradient coatings, many techniques have been developed; the one most frequently used is magnetron sputtering of a mixture of components on a transparent substrate. Thus, to create a nanofilm containing silicon dioxide  $\text{SiO}_2$  and niobium  $\text{Nb}_2\text{O}_3$ , the simultaneous operation of two magnetrons is used [2]: one sputter  $\text{SiO}_2$ , and another  $\text{Nb}_2\text{O}_3$ . The substrate moves between the magnetrons, and the rate of its motion determines the fraction of each sputtered material and the spatial profile of the refractive index  $n$ , which depends on the ratio of these fractions. In the simplest case, when the value  $n$  for a dielectric depends only on one coordinate  $z$ , perpendicular to its surface (the plane  $z=0$ , one can consider a simple dependence



магнитного поля  $H_y$  в этой же точке  $z_m$  проходит через ноль и меняет направление.

Эти свойства подчеркивают отличия поляризационной и пространственной структуры поверхностной волны в градиентном диэлектрике от известных поверхностных волн в однородных металлах и полупроводниках; но еще более значимые отличия возникают при сравнении спектров этих волн (см. ниже). Строго

$$n^2(z) = n_0^2 U^2(z);$$

$$U^2(z) = 1 - g^{-1} + g^{-1} \exp\left(-\frac{z}{L}\right). \quad (1)$$

Here  $n_0$  is the value of the refractive index at the boundary  $z=0$ ; dimensionless quantity  $g>1$  and the characteristic length  $L$  are the free parameters of the model (1); these parameters determine the structure of the wave field in the gradient dielectric; profile  $U^2(z)$  (1) shown in Fig. 2, illustrates the decrease in the refractive index from the value  $n_0$  at the interface of the medium ( $U=1$ ) and its "saturation" in the depth of the environment ( $z \gg L$ ):  $n^2(z \gg L) = n_0^2(1 - g^{-1})$ .

The surface wave in the transition layer shown in Fig. 1, is described by exact analytic solutions of the Maxwell equations [2].

The properties of this new wave fundamentally differ from the known properties of waves on the sharp interface, noted above in p. 1a-5a. To emphasize these differences, the characteristics of a new wave are listed below in p. 1b - 5b; pairwise comparison of pp. 1a and 1b, 2a and 2b, etc. stresses on the opposite tendencies of the corresponding characteristics:

- 1b. The field of a wave traveling in the direction  $y$  (Fig. 1b), contains components  $H_z$ ,  $H_y$ ,  $E_x$  (TE polarization);
- 2b. The surface wave at the air - dielectric interface is possible under the condition  $n^2(z) > 0$ , i. e., the wave field is localized near the interface of the transparent media;
- 3b. When moving away from the boundary into the interior of the medium, the wave field transverse components  $E_x$  and  $H_z$  (Fig.1b) vary



говоря, учитывая сдвиг максимума поля, эту волну можно было бы назвать не поверхностной, а "подповерхностной", но, как учил еще в XIII веке британский логик Оккам, "не нужно без необходимости множить число сущностей".

### ВИДИМЫЕ ПЭВ – ОТ СИНИХ ДО КРАСНЫХ

Физической основой поверхностной волны в градиентном диэлектрике являются связанные колебания электромагнитного поля и поляризации диэлектрической среды; поскольку рассматривается диэлектрик без свободных электронов, то плазменная частота  $\Omega_p$  обращается в нуль, и ограничение спектра  $\omega < \Omega_p / \sqrt{2}$  (3а) отпадает. Отсюда следуют важные особенности новых ПЭВ:

4б. Поверхностные волны в среде (1) существуют в широком спектре частот, определяемом градиентными параметрами  $L$  и  $g$ .

Таким образом, подбирая технологически контролируемые параметры градиентного слоя  $L$  и  $g$ , можно обеспечить распространение поверхностных волн в широком диапазоне частот, включая – что важно! – и весь видимый участок спектра. Именно этот случай показан на рис. 4, иллюстрирующем при выбранном значении  $L=140$  нм зависимость показателя преломления поверхностных волн  $n(\lambda)$  в интервале цветов от красного ( $\lambda=0,75$  мкм) до синего ( $\lambda=0,38$  мкм). Оценивая фазовую скорость этих волн  $V_{ph}=c/n$ , где  $c$  – скорость света, можно найти из рис. 4 "досветовые" значения  $V_{ph}=0,6-0,7 c$ .

5б. Поглощение в диэлектрике без свободных носителей невелико, тангенс потерь составляет величину порядка  $10^{-3}$ .

Спектр на рис. 4 представлен в виде зависимости показателя преломления  $n$  от безразмерного параметра  $k_y L$ . При таком представлении этот спектр можно использовать и для анализа поверхностных волн в градиентных диэлектриках модели (1) с другими значениями характерной длины  $L$ . Так, выше отмечалось, что в случае  $L=140$  нм волне с  $k_y L=1,92$  ( $\lambda=0,75$  мкм) соответствует значение  $n=2,1$ ; это же значение  $n$  при большей длине  $L$ , например  $L=200$  нм, будет соответствовать большей длине волны  $\lambda=1,06$  мкм. Таким образом, спектр на рис. 4 можно использовать для анализа поверхностных волн не только видимого, но и ИК-диапазона.

Исследования нового семейства ПЭВ начались недавно. Такие быстрые "цветные" широкополосные ПЭВ могут найти интересные

nonmonotonically (Fig.3): the electric component  $E_x$  begins to grow, reaching a maximum at the point  $z_m$  at a distance of the order of the characteristic scale of the inhomogeneity  $L$ , and then decreases; the magnetic component  $H_z$ , proportional to  $E_x$  is similarly distributed; thus, the energy flow along the interface of the media  $z=0$  reaches its maximum not at the interface, but inside the dielectric at the point  $z_m$ . Comparison of curves 1 and 3 shows that the increase in the frequency of the wave contributes to the field enhancement at the distribution maximum  $E_x$ . The longitudinal component of the magnetic field  $H_y$  at the same point  $z_m$  passes through zero and changes direction.

These properties underline the differences in the polarization and spatial structure of the surface wave in the gradient dielectric from the known surface waves in homogeneous metals and semiconductors; but even more significant differences arise when the spectra of these waves are compared (see below). More specifically, considering the shift in the maximum of the field, this wave could be called not a surface wave, but a "subsurface" one, but as the British logic Ockham taught back in the 13<sup>th</sup> century, "entities are not to be multiplied without necessity".

### VISIBLE SEWS – FROM BLUE TO RED ONES

The physical basis of the surface wave in the gradient dielectric are coupled oscillations of the electromagnetic field and polarization of the dielectric medium; since a dielectric is considered without free electrons, the plasma frequency  $\Omega_p$  vanishes, and the restriction of the spectrum  $\omega < \Omega_p / \sqrt{2}$  (3a) disappears. This implies the important features of new SEWs:

4b. Surface waves in the medium (1) exist in a wide spectrum of frequencies, and are determined by the gradient parameters  $L$  and  $g$ .

Thus, selecting technologically controlled parameters of the gradient layer  $L$  and  $g$ , it is possible to ensure the propagation of surface waves in a wide range of frequencies, including (which is important!) the whole visible part of the spectrum. It is this case that is shown in Fig. 4, illustrating at the selected value of  $L=140$  nm, the refractive index of surface waves  $n(\lambda)$  in the range of colors from red ( $\lambda=0,75$   $\mu\text{m}$ ) to blue ( $\lambda=0,38$   $\mu\text{m}$ ). Estimating the phase velocity of these waves  $V_{ph}=c/n$ , where  $c$  is the speed of light, "sublight" values can be found from Fig. 4  $V_{ph}=0,6-0,7 c$ .

5b. Absorption in a dielectric without free carriers is small, the loss tangent is of the order of  $10^{-3}$ .

The spectrum in Fig. 4 is represented as a refractive index  $n$  from the dimensionless parameter  $k_y L$ . In



приложения в оптоэлектронике; более того – поверхностная волна с магнитной компонентой, перпендикулярной к границе раздела сред, представляет особый интерес для анализа магнитных микрообъектов. Однако первые примеры ПЭВ в градиентных диэлектрических наноструктурах ограничены волнами ТЕ – поляризации. Возникает естественный вопрос: может ли эта структура поддерживать распространение также и ТМ – поляризованных волн? Такая новая ветвь ПЭВ обеспечит дополнительные возможности управления световыми потоками, а ее интерференция с ТЕ поляризованной волной расширила бы перспективы смешения цветов на поверхности градиентного диэлектрика. Исследования продолжаются, вопрос открыт...

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Shvartsburg A. B., A. A. Maradudin.** Waves in Gradient Metamaterials // WSPC, Singapore, 2013.
2. **Shvartsburg A. B., Obod Yu. A., Kuzmichev A. I., Volpian O. D., Parkhomenko Yu. N.** Nanogradient All – Dielectric Films: Technology of Fabrication and the First Experiments // Optical Materials Express, 2014, 4, № 11, p.2250–2261.

this representation, the spectrum can be used for analysis of surface waves in gradient dielectric of model (1) with other values of the characteristic length  $L$ . Thus, it was noted above that in the case of  $L = 140$  nm, the wave with  $k_y L = 1.92$  ( $\lambda = 0.75 \mu$ ) corresponds to the value of  $n = 2.1$ ; the same value  $n$  at longer length of  $L$ , e. g.,  $L = 200$  nm will correspond to a longer wavelength  $\lambda = 1.06 \mu$ . Thus, the spectrum shown in Fig. 4 can be used for analysis surface waves both visible and IR range.

The studies of a new family of SEWs have been recently begun. Such fast color broadband SEWs can be of interest in optoelectronics; moreover, a surface wave with a magnetic component perpendicular to the interface of media, is of particular interest for the analysis of magnetic micro-objects. However, the first examples of SEWs in gradient dielectric nanostructures are limited to TE-polarization waves. The question naturally arises: whether this structure is also able to support the propagation of TM-polarized waves? This new SEW branch would provide additional light flows control capabilities, and its interference with the TE-polarized wave would enhance the prospects of mixing colors on the surface of the gradient dielectric. The studies are ongoing, the survey is open...