



ТУННЕЛИРОВАНИЕ СВЕТА В ГРАДИЕНТНЫХ НАНОСТРУКТУРАХ: ПАРАДОКСЫ, ПЕРСПЕКТИВЫ, ПЕРВЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ

А.Шварцбург, д.ф. – м.н.,
Объединенный институт высоких температур РАН,
Институт космических исследований РАН, Москва

Туннелирование света в градиентных диэлектрических пленках не только открыло пути к созданию необычных оптических систем, но и позволило обобщить несколько ключевых понятий из учебников физики.

Математика есть искусство называть разные предметы одним именем.

Д.В.Гиббс

СИСТЕМЫ ПВО В ОПТИКЕ

Аббревиатура "ПВО" в оптике, в отличие от армейских уставов, означает "полное внутреннее отражение" – явление, знакомое из школьного курса физики: луч света, падающий наклонно из среды 1 с большим показателем преломления n_1 в среду 2 с меньшим показателем преломления n_2 , отразится обратно в среду 1, если угол падения больше так называемого критического угла γ . Величина этого угла определяется из соотношения показателей преломления сред 1 и 2. Историки физики отмечают, что этот удивительный эффект знал еще Иоганн Кеплер, который не только открыл три закона обращения планет, но, совершенствуя астрономические инструменты, не оставлял без внимания и оптику.

Прошло три века, и эффект ПВО вновь привлек внимание исследователей. Появилась электромагнитная теория света, в научный обиход вошли уравнения Максвелла и представления о световых волнах. Пользуясь новыми идеями, профессор Московского университета А.А.Эйхенвальд теоретически показал [1], что световое поле при ПВО на границе сред не обрывается: проникая в отражающую среду, оно экспоненциально затухает. Энергия проникающей волны монотонно уменьшается

LIGHT TUNNELING IN GRADIENT NANOSTRUCTURES: PARADOXES, PROSPECTS, FIRST APPLICATIONS

A.Shvartsburg

Joint Institute for High Temperatures of the Russian
Academy of Sciences, Moscow

Space Researches Institute of the Russian Academy of
Sciences, Moscow

Light tunneling in gradient dielectric films not only revealed the ways for the creation of unusual optical systems but also allowed the generalization of some key concepts from physics textbooks.

Mathematics is an art to call the different entities by one name.

J.W.Gibbs

TIR SYSTEMS IN OPTICS

The abbreviation "TIR" in optics, as opposed to the army regulations, means "the total internal reflection" – the phenomenon which is known from the school course in physics: light ray, which is obliquely incident from the medium 1 with higher refractive index n_1 to the medium 2 with lower refractive index n_2 , will be reflected back into the medium 1 if the incidence angle is higher than so-called critical angle γ . The value of this angle is determined on the basis of the ratio between refractive indices of the medium 1 and medium 2. Physics historians note that this amazing effect was known by Johannes Kepler who not only discovered three laws of planetary motion but also had great interest in optics improving the astronomical tools.

Three centuries has passed and the TIR effect drew attention of researchers again. Electromagnetic light theory has occurred, and Maxwell equations and concepts concerning the light waves have become scientific practice. Using the new ideas A.A.Eikhenwald, professor of the Moscow University, theoretically showed [1] that in case of TIR occurrence at the media interface the light field does not stop, penetrating into the reflecting medium it decays exponentially. The energy of penetrating wave monotonically decreases

на расстояниях порядка длины световой волны, и это затухание никак не связано с поглощением волны. Результат Эйхенвальда показал, что эффект имеет волновую природу и не может быть описан привычным языком геометрической оптики – световыми лучами. Этот вывод получил вскоре наглядное подтверждение в опыте Л.И.Мандельштама и П.Селени.

В этом опыте стеклянная призма погружалась нижней гранью в жидкость, в которой растворено флюоресцентное вещество (рис.1). Свет, падая через призму на границу жидкости под углом, большим критического, испытывает на границе эффект ПВО. Однако часть светового потока, проникая в тонкий слой приграничной жидкости, вызывает ее флюоресцентное свечение. Цвет флюоресценции отличается от цвета падающего излучения, а свечение пограничного слоя дает возможность наблюдать эффект. Этот опыт подтвердил и другое предсказание Эйхенвальда: световой поток, затухая, проникнул в жидкость на малую, но конечную глубину, соизмеримую с длиной волны, и, что было совсем неожиданно, – затухание не было связано с поглощением волны. Такое частичное проникновение света через непрозрачный барьер получило сокращенное название "НПВО" ("нарушенное ПВО").

"Журнал Российского физико-химического общества" напечатал работу Эйхенвальда в 1909 году. В те годы на фоне стремительного развития другой ветви электромагнетизма – радиотехники – концепция НПВО, уточняющая привычный закон преломления света, могла показаться изящной, но непрактичной теорией. Но "ничего нет практичней, чем хорошая теория!" – говорил американец Эдвард Кондон, один из пионеров спектроскопии. И точно: не прошло и двадцати лет, как теории НПВО настал свой черед.

Г. ГАМОВ: ОТ НПВО ВОЛН ДЕ БРОЙЛЯ К ТУННЕЛИРОВАНИЮ ЧАСТИЦ

"Второе дыхание" в теорию НПВО внес Г.А.Гамов. Двадцатитрехлетний выпускник Ленинградского университета, он был направлен, как сказали бы сегодня, на стажировку в Лейпциг и там, в группе самого молодого (26 лет!) профессора Германии В.Гейзенберга, взялся за "горячую" задачу, возникшую в лаборатории первооткрывателя атомного ядра Резерфорда: было известно, что излучение, возникающее при радиоактивном распаде атомных ядер урана,

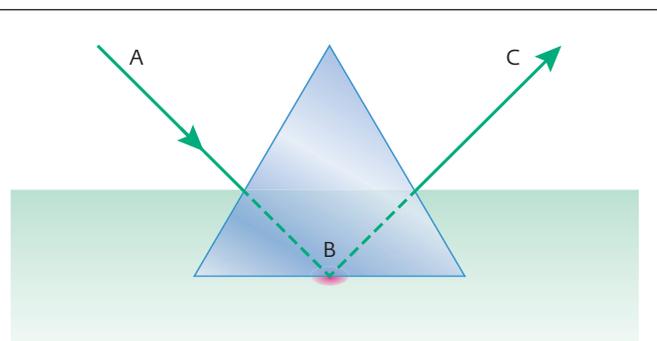


Рис.1. Опыт Мандельштама–Селени: луч света падает через боковую стенку призмы в направлении АВ на ее нижнюю грань, погруженную во флюоресцирующую жидкость, под углом, бóльшим, чем угол полного внутреннего отражения на границе призма – жидкость; ВС – отраженный луч. В тонком слое жидкости, прилегающем к нижней грани призмы, видно свечение флюоресценции, быстро ослабевающее в глубине жидкости

Fig. 1. Mandelstam-Seleni experiment: light ray is incident through the prism side wall in the direction AB to its lower border immersed into the fluoresecent liquid at the angle, which is higher than the angle of total internal reflection at the border "prism-liquid"; BC – reflected ray. The fluoresecence glow, which quickly decays in the liquid depth, is seen in the thin liquid layer which is adjacent to the prism lower border

at the distances of the order of light wavelength and this decay is not connected with the wave absorption in any way. Eichenwald results showed that the effect has wave nature and cannot be described in the common language of geometrical optics – on the basis of the light rays. This conclusion was soon graphically confirmed in the experiment of L. I. Mandelstam and P. Seleni.

In this experiment the lower bound of glass prism was immersed into the liquid in which the fluoresecent material has been dissolved (Fig. 1). The light incident through the prism on the liquid bound at the angle, which is higher than the critical angle, experiences TIR effect at the bound. However, the part of light flux penetrating into the thin layer of bound liquid causes its fluoresecent glow. The fluoresecence color differs from the light of incident radiation and the glow of bound layer gives opportunity to observe the effect. This experiment proved the other Eikhenwald prediction: during decay the light flux penetrated into the liquid at low but finite depth which is commensurable with the wavelength and, what is the most unexpected, the decay was not connected with the wave absorption. Such partial light penetration through the non-transparent barrier received the short name "FTIR" ("frustrated TIR").



содержит два типа частиц, которые Резерфорд назвал "альфа" и "бета". Известна была и природа этих излучений: в частности, в альфа - частице опознали ядро атома гелия, состоящее из двух нейтронов и двух протонов (название "протон" тоже предложил Резерфорд!). Однако в этой стройной картине появилось и темное пятнышко: покидая материнское ядро, альфа-частица должна была преодолеть потенциальный барьер, созданный ядерными силами притяжения. Расчеты показывали, что работа частицы по преодолению барьера оказывалась больше, чем энергия самой частицы. В который раз возник соблазн объявить о возможном нарушении закона сохранения энергии, на этот раз - в микромире...

В поисках решения Гамов обратил внимание на внешнее сходство недавно предложенного уравнения Шрёдингера, описывающего движение атомных объектов через потенциальный барьер, и волнового уравнения, описывающего прохождение света через слой непрозрачного материала. Представляя формально движение атомного объекта с помощью особого типа волн, так называемых волновых функций, можно было увидеть аналогию между проникновением альфа-частиц через потенциальный барьер и просачиванием электромагнитных волн через непрозрачный слой в режиме НПВО. Независимо от загадки альфа-распада, концепция полного внутреннего отражения "витала в воздухе", всплывая и в другом открытии, сделанном тоже в Англии еще в 1924 году, - отражении радиоволн, излученных наземным передатчиком, от слоя ионизованного газа, окружающего Землю на высоте 90-100 км (тогда еще не говорили про ионосферу, на слуху был "слой Хэвисайда"). От аналогии уравнений оставался один шаг до аналогии решений - и этот шаг был сделан: в 1928 году появилась формула Гамова [2], выражающая, в отличие от привычной механики, экспоненциально малую, но конечную вероятность пролета частицы сквозь барьер, иными словами - вероятность распада атомного ядра. Этот эффект не посягает на закон сохранения энергии: в определении импульса квантовой частицы p и координаты x всегда присутствуют "неопределенности" Δp и Δx , связанные с постоянной Планка \hbar фундаментальным "принципом неопределенности" Гейзенберга: $\Delta p \Delta x \geq \hbar/2$; при этом "неопределенность" импульса частицы, пролетающей через барьер, допускает "неопределенность" координаты за барьером.

The Russian Physical and Chemical Society Magazine published Eikhenwald paper in 1909. During those years against the background of swift development of the other branch of electromagnetism - radio engineering - the concept of FTIR, which defines the conventional law of light refraction more precisely, could appear to be refined but unpractical theory. But, "there is no more practical thing than good theory!" - said the American Edward Condon, one of spectroscopy pioneers. And indeed, twenty years have not passed and the turn of FTIR theory came.

G.GAMOV: FROM FTIR OF DE BROGLIE WAVES TO TUNNELING OF PARTICLES

The second wind in the theory of FTIR was given by G.A.Gamov. Twenty years old graduate of Leningrad University was sent to Leipzig for training, as we would say today, and there he started studying the "hot" task, which has arisen in the laboratory of Rutherford, the discoverer of atomic nucleus, in the group of the youngest (26 years old!) German professor W.Heisenberg: it was known that the radiation occurring during the radioactive decay of uranium atomic nuclei contains the particles of two types, which Rutherford called "alpha" and "beta". The nature of this radiation was also known; in particular, the nucleus of helium atom consisting of two neutrons and two protons (the name "proton" was also suggested by Rutherford!) was identified in alpha particle. However, the dark spot appeared in this harmonious picture: leaving the mother nucleus alpha particle had to break the potential barrier, which was created by the nuclear attraction forces. Calculations showed that the particle work concerning the barrier breakage appeared to be greater than the energy of the particle itself. And again the temptation to declare about the possible violation of energy conservation law has occurred, this time - in microworld...

While searching the solution Gamov paid attention to the outward similarity of recently suggested Schrödinger equation, which described the motion of atomic objects through the potential barrier, and wave equation, which described the light transmission through the layer of non-transparent material. Presenting formally the motion of atomic object with the help of the waves of special type, so-called wave functions, it was possible to see analogy between the penetration of alpha particles through the potential barrier and leakage of electromagnetic waves through the non-transparent layer during the performance of FTIR.

Работа Гамова ввела в язык физики новую фундаментальную концепцию – туннелирование, концепцию, общую для волновых полей различной физической природы. В процессах туннелирования волновые поля изменяются в пространстве аperiодически, ключевое понятие "длина волны" не возникает, а фаза волны не меняется. Более полувека эта концепция ассоциировалась с экспоненциально малым пропусканием потоков частиц и волн, туннелирующих через непрозрачные барьеры. Новая жизнь этой концепции, положившая конец привычной "малости", началась с появлением в оптике и электронике особого вида искусственных материалов, так называемых метаматериалов, и новых способов создания миниатюрных наноразмерных оптоэлектронных систем – так называемых нанотехнологий.

НЕЛОКАЛЬНАЯ НАНООПТИКА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИХ МЕТАМАТЕРИАЛОВ: КОГДА ФОРМУЛЫ ФРЕНЕЛЯ НЕ ОПИСЫВАЮТ ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА?

Нанооптика диэлектрических метаматериалов изучает взаимодействие света с тонкими наноразмерными пленками и покрытиями, состоящими из искусственных диэлектриков. Из этой сегодняшней "горячей" области в настоящей статье выделена лишь одна проблема, связанная с конкретным классом нанопленок, получаемых магнетронным напылением атомов тантала и кремния в атмосфере кислорода на кварцевую подложку. В процессе напыления подложка движется по определенному закону, контролирующему процентное содержание образующихся окислов Ta_2O_5 и SiO_2 в напыленных слоях; показатели преломления этих окислов различны, так что такое движение, управляемое компьютерной программой, автоматически обеспечивает заданное пространственное распределение показателя преломления в пленке и вызванные этой неоднородностью эффекты. В электродинамике говорят про нелокальные эффекты, когда отклик среды на электромагнитное поле в заданной точке зависит не только от поля в этой точке, но и от значений поля в некоторой области, окружающей эту точку. Появление градиентных прозрачных нанопленок, показатель преломления которых направленно модулируется в пространстве на расстояниях порядка λ или даже меньших, чем λ , привлекло внимание к сильным нелокальным эффектам в отражении, пропускании и дисперсии волн в градиентных

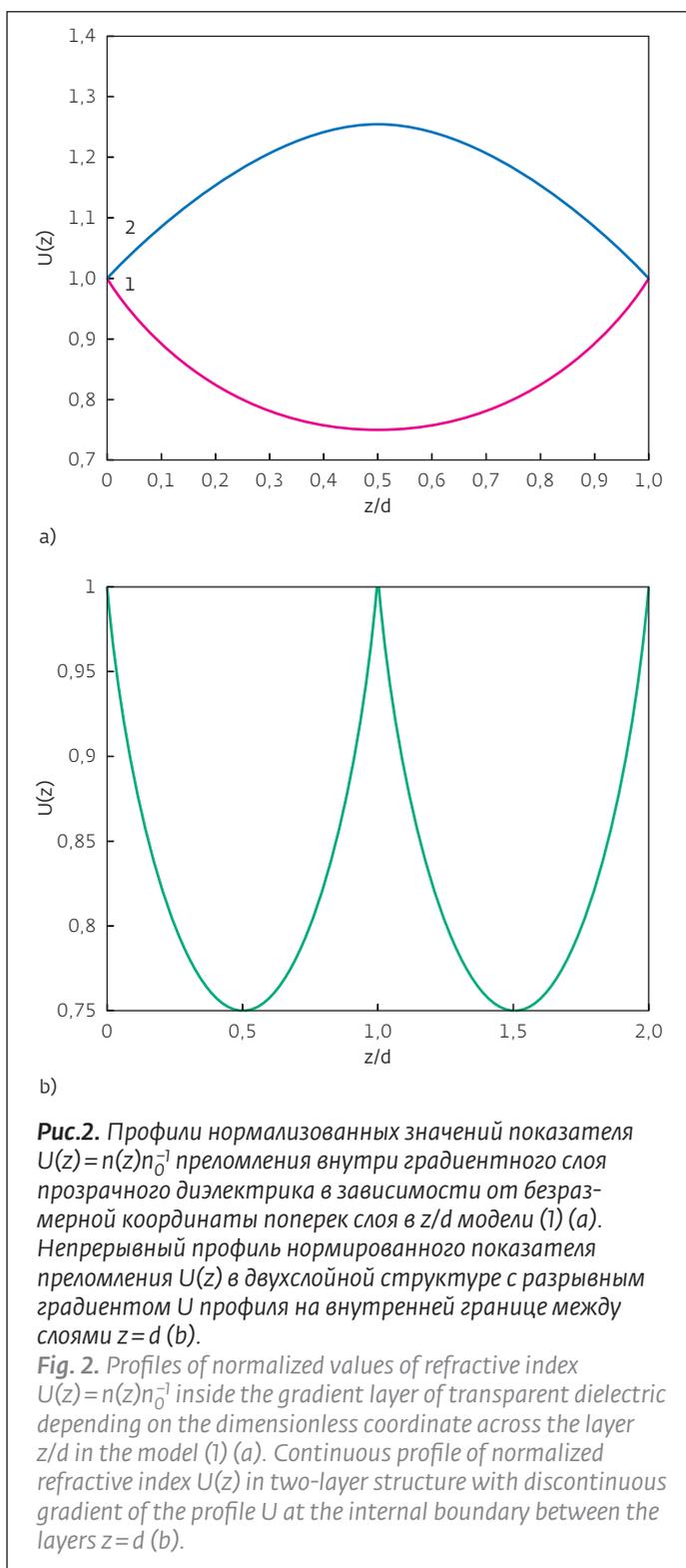
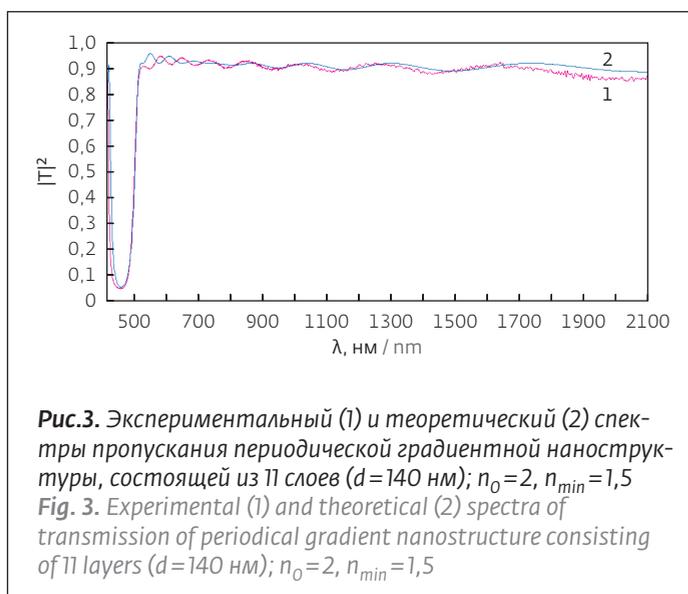


Рис.2. Профили нормализованных значений показателя $U(z) = n(z)n_0^{-1}$ преломления внутри градиентного слоя прозрачного диэлектрика в зависимости от безразмерной координаты поперек слоя в z/d модели (1) (а). Непрерывный профиль нормированного показателя преломления $U(z)$ в двухслойной структуре с разрывным градиентом U профиля на внутренней границе между слоями $z = d$ (б).

Fig. 2. Profiles of normalized values of refractive index $U(z) = n(z)n_0^{-1}$ inside the gradient layer of transparent dielectric depending on the dimensionless coordinate across the layer z/d in the model (1) (a). Continuous profile of normalized refractive index $U(z)$ in two-layer structure with discontinuous gradient of the profile U at the internal boundary between the layers $z = d$ (b).

Notwithstanding the mystery of alpha decay, the concept of the total internal reflection "was in the air" revealing itself in the other discovery, which was also made in England in 1924, – reflection of the radio waves emitted by ground transmitter from



прозрачных наноструктурах. Такие эффекты удобно проследить на простой одномерной задаче, когда показатель преломления плоской пленки n модулируется в направлении z , перпендикулярном к границам пленки: $n(z)=n_0U(z)$; здесь n_0 – значение n на поверхности пленки $z=0$, на которую падает свет, $U(z)$ – безразмерная функция, описывающая распределение показателя преломления (профиль n) внутри пленки. Пример такого распределения, заданного функцией

$$U(z)=\left(1+\frac{s_1z}{L_1}+\frac{s_2z^2}{L_2^2}\right)^{-1}; s_1=0,\pm 1; s_2=0,\pm 1; \quad (1)$$

показан на рис.2а; комбинации знаков $s_1=-1$, $s_2=+1$ и $s_1=+1$, $s_2=-1$ в (1) соответствуют выпуклому и вогнутому профилям [3]. Величины L_1 и L_2 , имеющие размерность длины, являются свободными параметрами модели 1 (рис.2), связанными с толщиной слоя d и максимумом (минимумом) профиля U_m . Часто используемую модель "профиля Рэлея" [4] $U(z)=(1+z/L)^{-1}$ можно считать частным случаем более гибкого распределения (1), соответствующем пределу $L_2 \rightarrow \infty$. Напыляя последовательно слои (1), можно получить периодическую градиентную наноструктуру, смежные слои которой показаны на рис.2б. Следует отметить, что технология напыления на движущуюся подложку позволяет получать разнообразные профили $U(z)$, но использование модели 1 (рис.2) особенно удобно, так как в рамках этой модели волновые поля в градиентных средах описываются точными аналитическими решениями, выраженными через элементарные функции.

the layer of ionized gas surrounding the Earth at the height of 90-100 km (at that time ionosphere was not spoken of, the familiar phrase was "Heaviside layer"). One step separated the analogy of equations from the analogy of solutions and this step was made: in 1928 Gamov formula occurred [2]; as opposed to the conventional mechanics, it expressed the exponentially small but finite probability of particle transit through the barrier, in other words, the probability of atomic nucleus decay. This effect does not infringe on the energy conservation law: in the determination of the pulse of quantum particle p and coordinate x there are always "uncertainties" Δp and Δx which are connected with the Planck's constant \hbar on the basis of the fundamental Heisenberg "uncertainty principle": $\Delta p \Delta x \geq \hbar/2$, where the "uncertainty" of pulse of the particle transiting through the barrier allows the "uncertainty" of the coordinate behind the barrier.

The work of Gamov introduced the new fundamental concept into the physics language – tunneling, the concept which is common for the wave fields of different physical nature. During the tunneling processes, the wave fields vary aperiodically in space, the key concept "wavelength" does not occur and the wave phase does not change. For more than half of century this concept was associated with exponentially small transmission of the fluxes of particles and waves tunneling through non-transparent barriers. The new life of this concept, which put the conventional "smallness" to an end, started with the occurrence of the special type of artificial materials, so-called metamaterials, and new methods of creation of miniature nano-sized optoelectronic systems, so-called nanotechnologies, in optics and electronics.

NONLOCAL NANO-OPTICS OF DIELECTRIC METAMATERIALS: WHEN FRESNEL FORMULAS DON'T DESCRIBE THE LIGHT REFLECTION?

Nano-optics of dielectric metamaterials studies the interaction of light with thin nano-sized films and coatings which consist of artificial dielectrics. Only one issue connected with the specific class of nanofilms, which can be obtained on the basis of the magnetron deposition of tantalum and silicon atoms in the oxygen atmosphere to the quartz substrate, is marked out from today's "hot" area in this article. During the deposition process, the substrate moves according to the certain law, which

Именно эта модель использовалась в московском ООО "Фотрон - Авто" в работах, связанных с напылением градиентных диэлектрических наноструктур, измерением и расчетом их спектров отражения и пропускания в видимом и ИК-диапазонах; при этом профиль (1) формировался переменным по толщине пленки ($d=140$ нм) соотношением содержания окислов Ta_2O_5 ($n=2,05$) и SiO_2 ($n=1,48$), так что значения n максимальны на поверхностях пленки ($n=n_0=2,05$) и минимальны в ее центральной плоскости ($n=n_{min}=1,48$) [5]. Для простоты здесь рассматриваются лишь случаи нормального падения излучения на границу $z=0$.

Спектр пропускания периодической наноструктуры $|T|^2$, содержащей 11 таких градиентных слоев, показан кривой 1 на рис.3. Этот спектр получен в эксперименте, однако вычислить величины $|T|^2$ с помощью привычных формул Френеля оказалось невозможно: эти формулы описывают прохождение света через однородную пластинку, характеризующуюся разрывами показателя преломления n на границах пластинки. Формулы Френеля были выведены для света почти двести лет тому назад; со временем появились аналоги этих выражений и для других волновых задач - например, для отражения волн от скачков импеданса в электромагнитных [6] и акустических [3] системах; эти формулы работают сегодня и при расчете нанооптических структур, основанных на чередовании однородных слоев с высокими и низкими значениями показателя преломления n , испытывающими разрывы на границах слоев. В отличие от этого, профиль n на границах градиентных пленок, составляющих исследуемую наноструктуру, непрерывен (см. рис.2а), но градиент этого профиля на границах слоев испытывает разрыв. Чтобы найти отражение и пропускание таких структур, потребовалось построить обобщение формул Френеля для прозрачных градиентных сред. Теоретический анализ этой задачи на основе точных аналитических решений уравнений Максвелла для профиля n (1), справедливых для любой длины волны, показал, что наряду с разрывами показателя преломления есть еще два эффекта, рассмотренных ниже, характерных для неоднородных сред и формирующих спектры пропускания градиентной "многослойки".

1. Отражение от разрыва градиента в непрерывном профиле $n(z)$. Кривая 2 на рис.3 представляет спектр пропускания $|T|^2$, рассчитанный

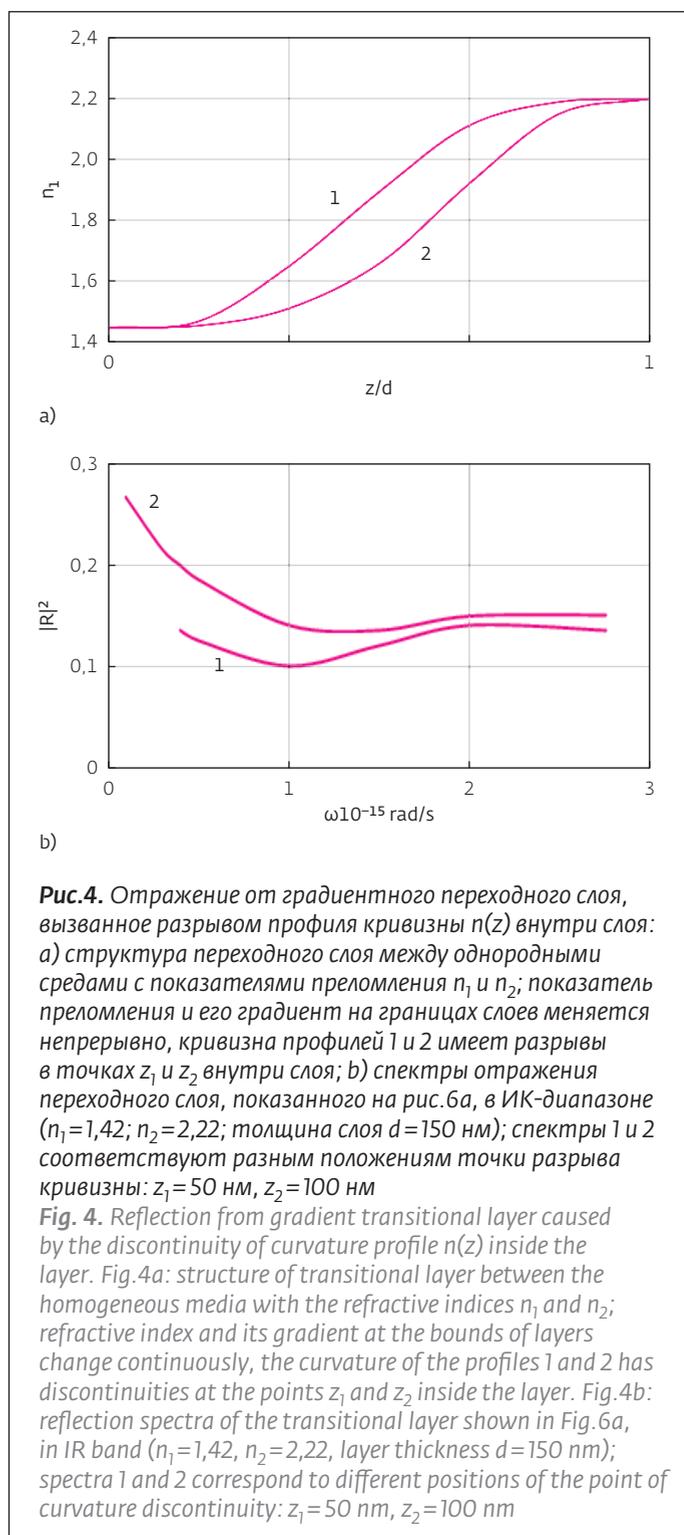


Рис.4. Отражение от градиентного переходного слоя, вызванное разрывом профиля кривизны $n(z)$ внутри слоя: а) структура переходного слоя между однородными средами с показателями преломления n_1 и n_2 ; показатель преломления и его градиент на границах слоев меняется непрерывно, кривизна профилей 1 и 2 имеет разрывы в точках z_1 и z_2 внутри слоя; б) спектры отражения переходного слоя, показанного на рис.6а, в ИК-диапазоне ($n_1=1,42$; $n_2=2,22$; толщина слоя $d=150$ нм); спектры 1 и 2 соответствуют разным положениям точки разрыва кривизны: $z_1=50$ нм, $z_2=100$ нм

Fig. 4. Reflection from gradient transitional layer caused by the discontinuity of curvature profile $n(z)$ inside the layer. Fig.4a: structure of transitional layer between the homogeneous media with the refractive indices n_1 and n_2 ; refractive index and its gradient at the bounds of layers change continuously, the curvature of the profiles 1 and 2 has discontinuities at the points z_1 and z_2 inside the layer. Fig.4b: reflection spectra of the transitional layer shown in Fig.6a, in IR band ($n_1=1,42$, $n_2=2,22$, layer thickness $d=150$ nm); spectra 1 and 2 correspond to different positions of the point of curvature discontinuity: $z_1=50$ nm, $z_2=100$ nm

controls the percentage of formed oxides Ta_2O_5 and SiO_2 in deposition layers; refractive indices of these oxides are different so that such motion, which is controlled by the computer program, automatically provides the spatial distribution of refractive index in the film and effects caused by this inhomogeneity.

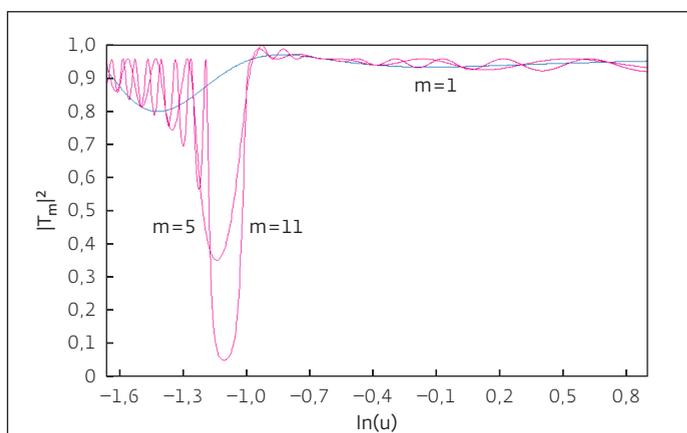


Рис.5. Численное моделирование спектров пропускания периодических наноструктур, состоящих из m одинаковых градиентных пленок (см. рис.2а); $|T_m|^2$ – коэффициент пропускания по энергии, $u = \Omega/\omega$ – нормированная частота, для иллюстрации широкополосных эффектов используется логарифмическая шкала $\ln(u)$. В области высоких частот ($\omega > \Omega$, $\ln u < 0$) проявляется сильная нелокальная дисперсия пропускания, величина $|T_m|^2$ зависит от толщины структуры; в области туннелирования ($\omega < \Omega$, $\ln u > 0$) дисперсия незначительна, а пропускание велико

Fig. 5. Numerical simulation of the spectra of transmission of periodical nanostructures consisting of analogous gradient films (see Fig. 2a); $|T_m|^2$ – transmission coefficient with respect to power, $u = \Omega/\omega$ – normalized frequency, for the illustration of wide-band effects the logarithmic scale $\ln(u)$ is used. In the area of high frequencies ($\omega > \Omega$, $\ln u < 0$) extreme nonlocal dispersion of transmission is shown, the value $|T_m|^2$ depends on the structure thickness; in the area of tunneling ($\omega < \Omega$, $\ln u > 0$) the dispersion is insignificant and transmission is great

с помощью найденных обобщенных формул Френеля для той же периодической наноструктуры, для которой экспериментально измерен спектр $|T|^2$ (кривая 1). Расхождение значений $|T|^2$ для кривых 1 и 2 не превышает 2-3%, и эта точность дает основания применить найденные результаты для "конструирования" спектров пропускания и иных градиентных наноструктур, предназначенных для работы в иных спектральных диапазонах, характеризующихся другим числом слоев m и другими размерами d . Анализ таких спектров открывает неожиданный эффект искусственной дисперсии градиентного слоя. Откладывая рассмотрение этого эффекта и его следствий далее, отметим сейчас еще один механизм отражения волн в неоднородном диэлектрике.

2. Отражение от разрыва кривизны в непрерывном плавном профиле $n(z)$. Эта ситуация

In electrodynamics it is spoken of the nonlocal effects when the medium response on the electromagnetic field at the given point depends not only on the field at this point but also on the field values in some area surrounding this point. The occurrence of gradient transparent nanofilms, the refractive index of which is smoothly modulated in space at the distances of the order λ or at the distances which are even smaller than λ , drew attention to the profound nonlocal effects in the reflection, transition and dispersion of waves in the gradient transparent nanostructures. Such effects are easily observed in simple one-dimensional task when the refractive index of flat film n is modulated in the direction z , which is perpendicular to the film bounds: $n(z) = n_0 U(z)$; where n_0 is the value n on the film surface $z = 0$ on which the light is incident, $U(z)$ is dimensionless function, which describes the distribution of refractive index (profile n) inside the film. Example of such distribution given by the function

$$U(z) = \left(1 + \frac{s_1 z}{L_1} + \frac{s_2 z^2}{L_2^2} \right)^{-1}; \quad s_1 = 0, \pm 1; \quad s_2 = 0, \pm 1; \quad (1)$$

is shown in Fig. 2a, combination of signs $s_1 = -1$, $s_2 = +1$ and $s_1 = +1$, $s_2 = -1$ in (1) corresponds to the convex and concave profiles [3]. Values L_1 and L_2 , which have length dimensionality, are free parameters of the model (1) connected with the layer thickness d and maximum (minimum) of the profile U_m . Often, used model of "Rayleigh profile" [4] $U(z) = (1 + z/L)^{-1}$ can be considered as the special case of more flexible distribution (1) corresponding to the threshold $L_2 \rightarrow \infty$. Sequentially depositing the layers (1) the periodic gradient nanostructure can be obtained; its adjacent layers are shown in Fig. 2b. It should be noted that the technology of deposition on the moving substrate allows obtaining the various profiles $U(z)$ but use of the model (1) is especially convenient because within the framework of this model the wave fields in gradient media are described on the basis of the exact analytical solutions expressed through the elementary functions. Specifically this model was used in "Fotron-Auto Ltd" Company (Moscow) during the works connected with the deposition of gradient dielectric nanostructures, measurement and estimation of their spectrums of reflection and transmission in the visible and IR bands; herewith, the profile (1) was formed as the variable profile with the film thickness ($d = 140$ nm) by the content ratio of oxides Ta_2O_5 ($n = 2,05$) and SiO_2 ($n = 1,48$), so that the values n are

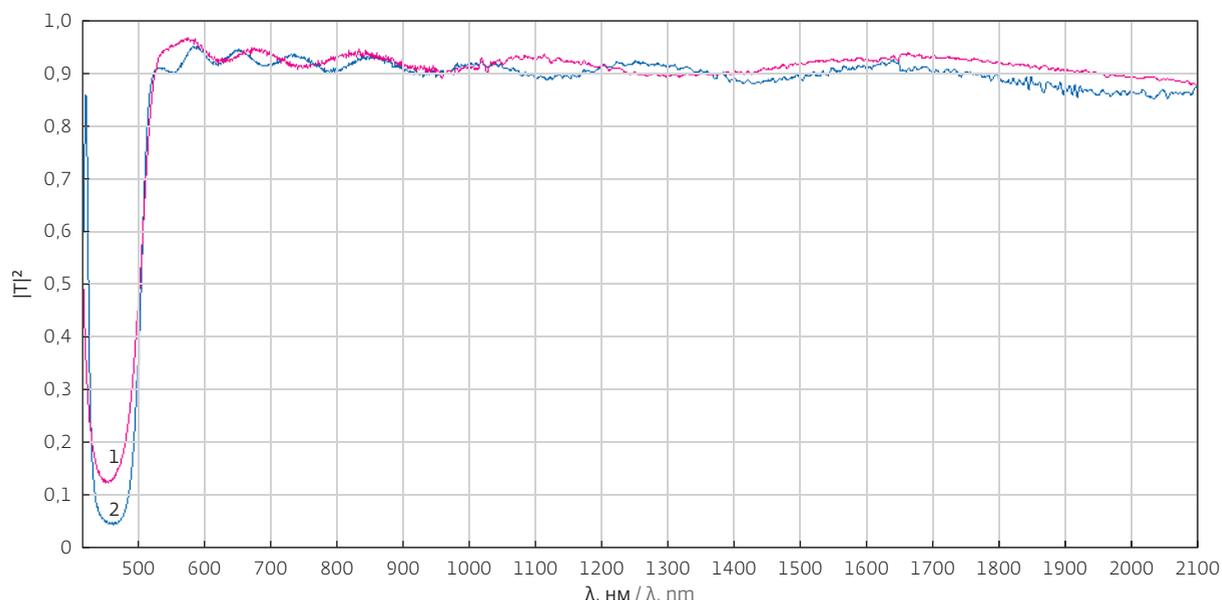


Рис.6. Спектры пропускания градиентных периодических наноструктур, содержащих 7 и 11 слоев ($n_0=2$, $n_{\min}=1,5$, $d=133$ нм), показаны кривыми 1 и 2 (эксперимент). Характерная частота Ω соответствует длине волны $\lambda_0=2\pi c/\Omega=1255$ нм; в области прозрачности ($\lambda < \lambda_0$) видна сильная искусственная дисперсия пропускания, в области туннелирования ($\lambda > \lambda_0$) формируется спектр пропускания в виде плато, слабо зависящего и от длины волны, и от толщины наноструктуры

Fig. 6. The transmission spectra of gradient periodical nanostructures containing 7 and 11 layers ($n_0=2$, $n_{\min}=1,5$, $d=133$ nm) are shown by the curves 1 and 2 (experiment). The typical frequency Ω corresponds to the wavelength $\lambda_0=2\pi c/\Omega=1255$ nm; in the area of transparency ($\lambda < \lambda_0$) the extreme artificial dispersion of transmission is evident, in the area of tunneling ($\lambda > \lambda_0$) the transmission spectrum in the form of plateau depending insignificantly upon the wavelength and nanostructure thickness is formed

показана на рис.4а, представляющем два разных распределения $n(z)$ в переходном слое между однородными средами с показателями преломления n_1 и n_2 . Оба распределения $n(z)$ на границах слоя непрерывны; градиенты этих распределений на границах слоя обращаются в нуль, совпадая с нулевым значением градиента $n(z)$ в однородном слое. Таким образом, на границах слоя нет ни разрывов показателя преломления n , ни разрыва градиентов n . Сами профили составлены из вогнутых и выпуклых дуг, представленных частями кривых, показанных на рис.1; эти дуги касаются внутри слоя гладко (градиент каждого профиля в точке касания дуг меняется непрерывно). Переход от вогнутой к выпуклой части гладкого профиля характеризуется разрывом кривизны профиля. Спектры отражений от профилей 1 и 2 (рис.4б) показывают заметную разницу, обусловленную дополнительным отражением в точке разрыва кривизны. Этот эффект создает физическую основу для неразрушающего контроля плавного распределения показателя преломления внутри переходного слоя.

maximal on the film surface ($n=n_0=2,05$) and minimal in its central plane ($n=n_{\min}=1,48$) [5]. For the simplicity, only cases of normal radiation incidence on the bound $z=0$ are considered here.

The spectrum of transmission of the periodical nanostructure $|T|^2$, which contains 11 such gradient layers, is shown by the curve 1 in Fig. 3. This spectrum was obtained during the experiment; however, it turned out to be impossible to calculate the values $|T|^2$ using the conventional Fresnel formulas: these formulas describe the light transmission through the homogeneous plate which is characterized by the discontinuities of the refractive index n on the plate bounds. Fresnel formulas were derived for the light almost two hundred years ago; with the lapse of time, the analogs of these expressions for other wave tasks have occurred – for example, for the reflection of waves from impedance discontinuities in electromagnetic [6] and acoustic [3] systems; these formulas work today even for the estimation of nano-optical structures based on the alternation of homogeneous layers with high and low values of

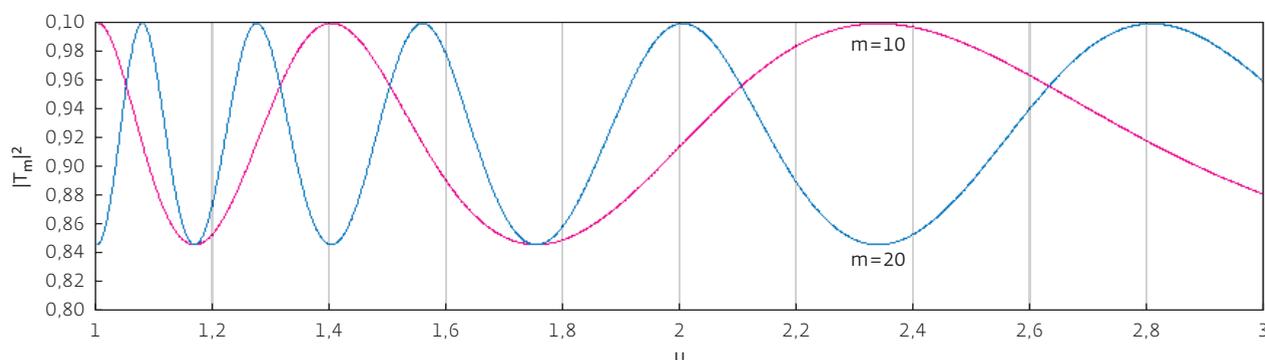


Рис.7. Спектр пропускания при безотражательном туннелировании света через периодические наноструктуры, содержащие m одинаковых градиентных пленок (см. рис.2а); для дискретного набора частот и возникает полная прозрачность в режиме туннелирования волн ($|T_m|^2=1$)

Fig. 7. Transmission spectrum for the reflectionless light tunneling through the periodical nanostructures containing m similar gradient films (see Fig. 2a); for the discrete set of frequencies u the total transparency under the conditions of wave tunneling ($|T_m|^2=1$) occurs

Эти результаты обусловлены сложной фазовой структурой интерферирующих прямых и обратных волн, обусловленной разрывами градиента и кривизны профиля $n(z)$ в градиентной пленке. Когда неоднородность в модели (1) исчезает ($L_1 \rightarrow \infty, L_2 \rightarrow \infty$), указанные механизмы отражения тоже исчезают, и полученные формулы [3] переходят в классические формулы Френеля.

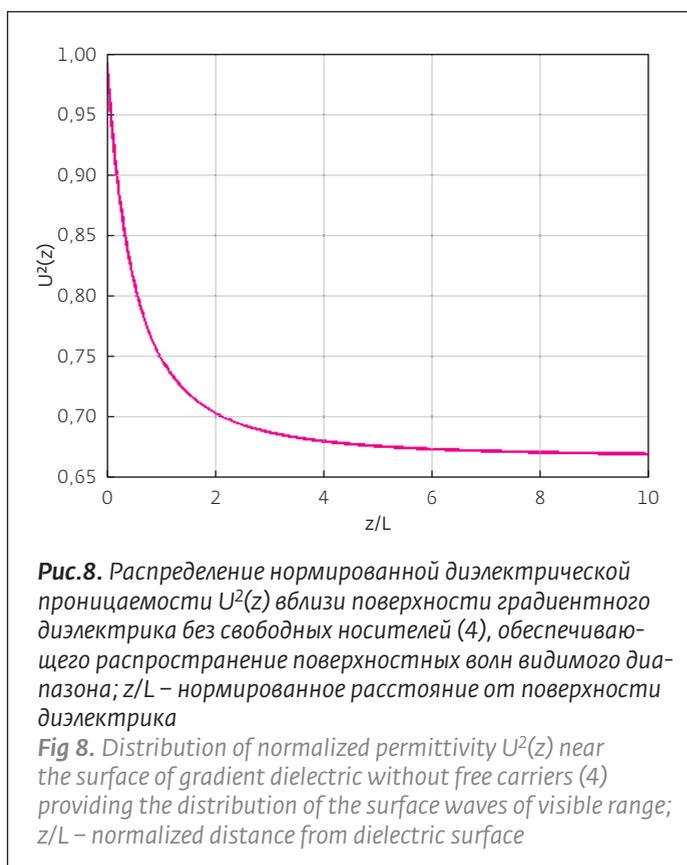
ГРАДИЕНТНЫЕ ФОТОННЫЕ БАРЬЕРЫ: ИСКУССТВЕННАЯ ДИСПЕРСИЯ И БЕЗОТРАЖАТЕЛЬНОЕ ТУННЕЛИРОВАНИЕ СВЕТА

Субволновую прозрачную пленку со специально созданным распределением показателя преломления n , контролирующем поток фотонов, образно называют "градиентный фотонный барьер". Важное свойство такого барьера - искусственная дисперсия: в отличие от естественной дисперсии, связанной с локальной зависимостью n от частоты волны ω , дисперсия градиентной среды является нелокальным эффектом, определяемым пространственным распределением n . Так, профиль $n(z)$, представленный кривой 1 на рис.2а, характеризуется плазмоподобной дисперсией: в плазме свободных носителей определена плазменная частота ω_p , разделяющая спектральные интервалы распространяющихся ($\omega > \omega_p$, волновые числа действительны) и туннелирующих ($\omega < \omega_p$, мнимые волновые числа) полей; эта частота зависит от плотности свободных носителей. Выше неоднократно подчеркивалось, что рассматриваемые здесь нанопленки созданы из диэлектриков без свободных

the refractive index n experiencing the discontinuities at layer bounds. As opposed to it, the profile n at the bounds of gradient films making the studied nanostructure is continuous (see Fig. 2a) but the gradient of this profile at layer bounds experiences the discontinuity. In order to find the reflection and transmission of such structures, it was required to construct the generalization of Fresnel formulas for the transparent gradient media. Theoretical analysis of this task on the basis of precise analytical solutions of Maxwell equations for the profile n (1), which are correct for any wavelength, showed that along with the discontinuities of refractive index there are two more effects which are typical for inhomogeneous media and form the spectra of gradient multi-layer transmission:

1. Reflection from the gradient discontinuity in the continuous profile $n(z)$. The curve 2 in Fig. 3 represents the transmission spectrum $|T|^2$ estimated with the help of discovered generalized Fresnel formulas for the same periodical nanostructure for which the spectrum $|T|^2$ (curve 1) was measured experimentally. Discrepancy of the values $|T|^2$ for the curves 1 and 2 does not exceed 2-3%, and this precision gives the reasons to apply obtained results for the "construction" of spectra of transmission and other gradient nanostructures which are designated for the operation in other spectral ranges characterized by the different number of layers m and other dimensions d . Analysis of such spectra reveals the unexpected effect of artificial dispersion of gradient layer. Saving the review of this effect and its consequences for later, one more





mechanism of wave reflection in inhomogeneous dielectric should be noted here.

2. Reflection from curvature discontinuity in the continuous profile $n(z)$. This situation is shown in Fig. 4a which represents two different distributions $n(z)$ in the transition layer between the homogeneous media with the refractive indices n_1 and n_2 . Both distributions $n(z)$ at the layer bounds are continuous; gradients of these distributions at the layer bounds vanish concurring with the zero value of gradient $n(z)$ in homogeneous layer. Thus, there are no discontinuities of the refractive index n and discontinuity of gradients n at the layer bounds. The profiles themselves consist of concave and convex arcs represented by the parts of the curves shown in Fig. 1; these arcs contact inside the layer smoothly (the gradient of each profile at the arc contact point changes continuously). Transition from the concave to the convex part of smooth profile is characterized by the discontinuity of profile curvature. The spectrums of reflection from the profiles 1 and 2 (Fig. 4b) show the noticeable difference which is stipulated by the additional reflection at the curvature discontinuity point. This effect forms the physical basis for the nondestructive inspection of graded distribution of refractive index inside the transitional layer.

носителей, так что для них плазменная частота не существует. Однако, для пленок без свободных носителей распределение n (рис.2а, кривая 1) определяет граничную частоту Ω :

$$\Omega = \frac{2c}{dn_m} \sqrt{1 - \frac{n_m}{n_0}}, \quad (2)$$

зависящую лишь от параметров распределения n_m, n_0 и d ; подобно плазменной частоте ω_p частота Ω разделяет спектральные интервалы, соответствующие действительным ($\omega > \Omega$) и мнимым ($\omega < \Omega$) значениям волновых чисел для полей внутри градиентного фотонного барьера. Чтобы "почувствовать" порядок величины Ω , отметим, что, например, для профилей, показанных на рис.3, частота Ω соответствует длине волны из ближнего ИК-диапазона: $\lambda_c = 2\pi c / \Omega = 1320$ нм. Частота Ω является характеристикой именно градиентного барьера: если неоднородность n ослабевает ($n_m \rightarrow n_0$), то и $\Omega \rightarrow 0$.

Пользуясь частотой Ω , удобно представить спектры пропускания периодических структур, содержащих m градиентных нанопленок (1), в виде обобщенной зависимости от безразмерного параметра $u = \Omega / \omega$, так что интервалу действительных (мнимых) волновых чисел

These results are stipulated by the complex phase structure of interfering forward and backward waves conditioned by the discontinuities of profile gradient and curvature $n(z)$ in gradient film. When the inhomogeneity of the model (1) disappears ($L_1 \rightarrow \infty, L_2 \rightarrow \infty$) the specified reflection mechanisms also disappear and obtained formulas [3] turn into the classic Fresnel formulas.

GRADIENT PHOTONIC BARRIERS: ARTIFICIAL DISPERSION AND REFLECTIONLESS LIGHT TUNNELING

The subwave transparent film with specifically formed distribution of the refractive index n , which controls the photon flux, is graphically called "gradient photon barrier". Important property of such barrier consists in the artificial dispersion: as opposed to the natural dispersion connected with the local dependence n from the wave frequency ω , the dispersion of gradient medium is nonlocal effect which is determined on the basis of the spatial distribution n . Thus, the profile $n(z)$, which is represented by the curve 1 in Fig. 2a, is characterized by plasma-like dispersion: the plasma frequency ω_p , which divides the spectral intervals of propagating ($\omega > \omega_p$, wave numbers are valid) and tunneling

соответствуют области $u < 1$ ($u > 1$). Расчеты таких спектров, представленные на рис.5, подтвердили ожидаемые эффекты искусственной дисперсии, показанные для одной наноструктуры на рис.4: в области высоких частот ($\omega > \Omega, \ln u < 0$) нелокальная дисперсия пропускания велика, а величина $|T_m|^2$ сильно меняется в зависимости от толщины структуры; в области низких частот ($\omega < \Omega, \ln u > 0$) – наоборот, дисперсия незначительна, а пропускание волн с мнимыми волновыми числами велико и почти постоянно. Спектры на рис.5 имеют "универсальный" характер: коэффициент пропускания $|T_m|^2$ через периодическую структуру с заданными параметрами m, n_0 и n_m для каждого значения сохраняет свою величину при любых частотах ω и толщинах пленок d , связанных условием

$$\frac{\omega d}{c} = \frac{1}{un_m} \sqrt{1 - \frac{n_m}{n_0}}. \quad (3)$$

На первый взгляд, эти результаты казались странными, особенно утверждение об эффективном переносе энергии волновыми полями с мнимыми волновыми числами, т.е., о переносе в режиме НПВО. Чтобы проверить этот эффект, исследователи Ю.А.Обод и О.Д.Вольпян из Московского НПО "Фотрон - Авто" поставили специальный эксперимент: измерялись спектры пропускания в видимом и ИК-диапазонах для двух различных периодических наноструктур, содержащих, соответственно, 7 и 11 градиентных нанопленок (рис.6). Измерения показали:

1. узкий глубокий провал и сильную частотную дисперсию пропускания видимого и ближнего ИК-диапазонов ($\lambda < \lambda_c = 1255$ нм);
2. широкополосное плато, соответствующее слабой дисперсии и высокому пропусканию в области $\lambda > \lambda_c$, где излучение распространяется через барьер в режиме НПВО и описывается полями с мнимыми волновыми числами;
3. что особенно интересно – отмеченное высокое пропускание в области НПВО почти не зависит от толщины фотонного барьера, т.е. от количества пленок m : разница в значениях $|T_7|^2$ и $|T_{11}|^2$, не превышает 2-3%.

Описанные эффекты обусловлены своеобразной интерференцией прямых и обратных туннелирующих волн, аperiodических в пространстве и гармонических во времени; свой вклад в интерференционную картину вносят обратные волны, отражающиеся от обеих границ

($\omega < \omega_p$, imaginary wave numbers) fields, is determined in the plasma of free carriers; this frequency depends on the density of free carriers. It was repeatedly emphasized above that nanofilms, which are considered here, are created from dielectrics without free carriers and so there is no plasma frequency for them. However, for the films without free carriers the distribution n (Fig. 2a, curve 1) determines the threshold frequency Ω :

$$\Omega = \frac{2c}{dn_m} \sqrt{1 - \frac{n_m}{n_0}}, \quad (2)$$

depending only on the distribution parameters n_m, n_0 and d ; similarly to the plasma frequency ω_p , the frequency Ω divides the spectral intervals which correspond to the valid ($\omega > \Omega$) and imaginary ($\omega < \Omega$) values of wave numbers for the fields inside the gradient photon barrier. In order to "feel" order of the value Ω it should be noted that, for example, for the profiles shown in Fig. 3 the frequency Ω corresponds to the length of the wave from near IR band: $\lambda_c = 2\pi c / \Omega = 1320$ nm. The frequency Ω is the characteristic of gradient barrier: if the inhomogeneity n decays ($n_m \rightarrow n_0$), then $\Omega \rightarrow 0$.

Using the frequency Ω it is convenient to represent the spectrums of transmission of periodical structures, which contain m gradient nanofilms (1), in the form of generalized dependency on the dimensionless parameter $u = \Omega / \omega$, so that the areas $u < 1$ ($u > 1$) correspond to the interval of valid (imaginary) wave numbers. Calculations of such spectrums given in Fig. 5 confirmed the expected effects of artificial dispersion, which are shown for one nanostructure in Fig. 4: in the area of high frequencies ($\omega > \Omega, \ln u < 0$) the nonlocal transmission dispersion is high and the value $|T_m|^2$ varies considerably depending on the structure thickness; in the area of low frequencies ($\omega < \Omega, \ln u > 0$) – on the contrary, the dispersion is insignificant and transmission of the wave with imaginary wave numbers is high and almost continuous. Spectrums in Fig. 5 have "universal" character: the coefficient of transmission $|T_m|^2$ through the periodical structure with the set parameters m, n_0 and n_m for each value u retains its value at any frequencies ω and film thicknesses d bound by the condition

$$\frac{\omega d}{c} = \frac{1}{un_m} \sqrt{1 - \frac{n_m}{n_0}}. \quad (3)$$

On the surface, these results seemed strange, especially the statement of efficient energy transfer



плоскопараллельной подложки, а коэффициент пропускания составляет в этом случае 92–95%. Если, в отличие от такого отражателя, использовать клиновидную подложку, где волны, отраженные от задней границы, не возвращаются в область интерференции, то в спектре пропускания возникают дискретные "окна прозрачности", где коэффициент пропускания в режиме НПВО достигает 100% (рис.7).

Эти результаты показывают принципиальные различия между эффективным переносом потоков излучения в градиентных структурах в режиме НПВО и экспоненциальным ослаблением этих потоков при туннелировании через однородные непрозрачные слои. В отличие от рассмотренного здесь простого случая нормального падения излучения на границу градиентного слоя, при наклонном падении излучения на такой слой условия возникновения режима НПВО существенно различаются для S- и P- поляризованных волн, а само рассмотрение значительно усложняется [6]. Для простоты ниже обсуждается еще один случай – распространение волн вдоль границы градиентного слоя.

by the wave fields with imaginary wave numbers, in other words, the statement of transfer under the conditions of FTIR. In order to check this effect the special experiment was carried out by Yu. A. Obod and O.D. Volpian – researchers from "Fotron – Auto Ltd" Company in Moscow: the transmission spectra in visible and IR ranges for two different periodical nanostructures containing 7 and 11 gradient nanofilms respectively (Fig. 6) were measured. The measurements showed:

- 1). narrow deep dip and extreme frequency dispersion of transmission of visible and near IR ranges ($\lambda < \lambda_c = 1255$ nm);
- 2). wide-band plateau corresponding to the weak dispersion and high transmission in the area $\lambda > \lambda_c$ where the radiation propagates through the barrier under the conditions of FTIR and is described by the fields with imaginary wave numbers;
- 3). what is especially interesting – the noted high transmission in the area of FTIR practically does not depend on the thickness of photon barrier, in other words, on the number of films m : difference in the values $|T_7|^2$ and $|T_{11}|^2$ does not exceed 2–3%.

ГРАДИЕНТНАЯ ОПТИКА ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН ВИДИМОГО И ИК-ДИАПАЗОНОВ

Концепцию поверхностных электромагнитных волн на границе проводящей среды ввел в научный обиход А.Зоммерфельд в 1899 году, а еще раньше похожую ситуацию для акустических волн на границе упругого твердого тела обсуждал Рэлей [4]. Распространение поверхностных электромагнитных волн (ПЭВ) вдоль резкой границы сред со свободными носителями – металлов, полупроводников и даже соленой воды – давно является предметом исследований в электронике, радиофизике и геофизике. Однако плавные изменения диэлектрической проницаемости среды в субволновом слое вблизи границы раздела диэлектриков без свободных носителей (градиентный приповерхностный слой, называемый иногда "метаповерхностью") могут полностью перестроить привычную картину ПЭВ, отменяя ряд запретов, ограничивающих условия существования ПЭВ.

В отличие от анализа полей, распространяющихся вдоль градиента n , здесь рассматриваются поля, распространяющиеся поперек градиента n , т.е. вдоль границ таких диэлектриков. Подчеркивая своеобразие таких полей, удобно сравнить их с поверхностными волнами на резкой границе раздела двух однородных сред со свободными носителями. Поляризация и спектр таких волн, бегущих в направлении y вдоль границы (плоскость $z=0$), хорошо известны [7]:

- существование поверхностной ТН волны на границе однородных сред возможно, если диэлектрические проницаемости этих сред удовлетворяют условию: $\epsilon_1 + \epsilon_2 < 0$; это означает, что хотя бы в одной из граничащих сред должно выполняться условие $\epsilon < 0$, характерное, например, для плазмы металла или диэлектрика со свободными носителями;
- волновое поле содержит компоненты H_y , H_z и E_x (ТН поляризация); ТЕ поляризованная поверхностная волна (компоненты H_y , H_z и E_x) натакой граничной поверхности невозможна;
- спектр частот поверхностных волн на границе раздела воздуха и плазмы с плазменной частотой ω_p ограничен сверху: $\omega < \omega_p / \sqrt{2}$.

Традиционной средой для возбуждения таких ТН волн является плазма свободных носителей в металлах и полупроводниках.

В отличие от этого, другое семейство ПЭВ может возникнуть в прозрачном градиентном

Described effects are stipulated by the peculiar interference of forward and backward tunneling waves which are aperiodic in space and harmonic in time; the backward waves reflecting from both borders of flat parallel substrate make contribution into the interference picture and the transmission coefficient is 92–95% in this case. If the wedge-shaped substrate, as opposed to such reflector, is used where the waves reflected from the back border do not return to the interference area the discrete "windows of transparency" occur in the transmission spectrum where the transmission coefficient under the conditions of FTIR reaches 100% (Fig. 7).

These results show the principal difference between the efficient transfer of radiation fluxes in gradient structures under the conditions of FTIR and exponential decay of these fluxes during tunneling through the homogeneous non-transparent layers. As opposed to the considered simple case of normal radiation incidence on the bound of gradient layer, in case of oblique radiation incidence on such layer the conditions for the occurrence of FTIR considerably vary for S- and P- polarized waves and the consideration becomes significantly complex [6]. For the simplicity, one more simple case – the propagation of waves along the bound of gradient layer is discussed below.

GRADIENT OPTICS OF SURFACE WAVES OF VISIBLE AND IR RANGES

The concept of surface electromagnetic waves at the bound of conducting medium was introduced into the scientific practice by A.Sommerfeld in 1899 and earlier the similar situation for acoustic waves at the bound of elastic solid was discussed by Rayleigh [4]. The propagation of surface electromagnetic waves (SEW) along the sharp bound of media with free carriers – metals, semiconductors and even salt water – has been the study subject in electronics, radio physics and geophysics for a long time already. However, the gradual changes of medium permittivity in the subwave layer near the bound of division of dielectrics without free carriers (gradient near-surface layer which is called sometimes "metasurphace") can completely reconstruct the conventional SEW picture cancelling a number of prohibitions which restrict the conditions of SEWs existence.

As opposed to the analysis of the fields propagating along the gradient n , the fields propagating across the gradient n or along the bounds of such dielectrics are considered here.

слое вблизи поверхности прозрачного диэлектрика без свободных носителей, диэлектрическая проницаемость которого убывает от поверхности вглубь среды, так что $\epsilon > 0, \text{grad} \epsilon < 0$.

Эти волны удобно рассматривать в рамках точно решаемой модели пространственного распределения показателя преломления диэлектрической среды, $n(z) = n_0 U(z)$:

$$U^2(z) = 1 - \frac{1}{g} + \frac{1}{g} \left(1 + \frac{z}{L} \right)^{-2}, \quad (4)$$

где L - произвольный пространственный масштаб, g - произвольный безразмерный параметр. Безразмерная функция $U(z)$ (рис.8) описывает "насыщение" $n(z)$ в глубине среды $z \gg L$:

$$n(z \gg L) = n_v = n_0 \sqrt{1 - \frac{1}{g}}. \quad (5)$$

Параметры среды L и g определяют граничную частоту Ω_c , зависящую от градиента n в приповерхностном слое:

$$\Omega_c = \frac{c\sqrt{g}}{2L}. \quad (6)$$

Вместе с условиями возбуждения ПЭВ частота Ω_c ограничивает спектральный интервал,

Emphasizing the peculiarity of such fields it is convenient to compare them with the surface waves at the sharp bound of division of two homogeneous media with free carriers. Polarization and spectrum of such waves travelling in the direction y along the bound (plane $z = 0$) are well known [7]:

- existence of the surface TH wave at the bound of homogeneous media is possible if the permittivity of these media meet the following condition: $\epsilon_1 + \epsilon_2 < 0$; it means that at least in one of bounding media the condition $\epsilon < 0$ must be met and this condition is typical for the metal or dielectric plasma with free carriers, for example;
- the wave field contains the components H_y, H_z and E_x (TH polarization); TE polarized surface wave (components H_y, H_z and E_x) on such bound surface is impossible;
- the spectrum of surface wave frequencies at the bound of divisions of air and plasma with the plasma frequency ω_p is limited from above: $\omega < \omega_p / \sqrt{2}$.

Traditional medium for the excitation of such TH waves is the plasma of free carriers in metals and semiconductors.

To the contrary the other family of SEWs can occur in the transparent gradient layer near the

в котором существуют рассматриваемые ПЭВ. В области низких частот $\omega \leq \Omega_c$ волновое поле распространяется вдоль границы диэлектрика $z=0$ и спадает в обе стороны от этой границы. Частота Ω_c в диэлектрике без свободных носителей напоминает частоту $\omega_p/\sqrt{2}$, ограничивающую спектр ПЭВ в электронной плазме; однако, в отличие от плазмы, граничная частота Ω_c , контролируемая технологией изготовления градиентного слоя, может быть создана в среде без свободных носителей в заранее заданном спектральном интервале.

Оптимизация параметров n_0 и характерной толщины приповерхностного слоя L позволит обеспечить формирование S-поляризованных поверхностных волн в узких спектральных интервалах в диэлектриках с фиксированными значениями показателя преломления n_v вдали от поверхности. Так, в диэлектрике, характеризуемом параметрами $n_v = 1,42$, $n_0 = 2$, $L = 50$ нм, спектральный интервал для указанных поверхностных волн существует в ближнем ИК-диапазоне, ограниченном частотами $\omega_1 = 2,13 \cdot 10^{15}$ рад/с ($\lambda_1 = 884,5$ нм) и $\omega_2 = 2,016 \cdot 10^{15}$ рад/с ($\lambda_2 = 935,5$ нм); ширина интервала $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ составляет 50,5 нм. Однако, при тех же значениях n_0 и n_v , уменьшение толщины слоя ($L = 30$ нм) ведет к формированию узкой спектральной полосы в видимом диапазоне $\omega_1 = 3,55 \cdot 10^{15}$ рад/с ($\lambda = 530,7$ нм) и $\omega_2 = 3,36 \cdot 10^{15}$ рад/с ($\lambda = 560,7$ нм), так что ширина интервала сужается до $\Delta\lambda = 30$ нм.

Для существования поверхностных TE волн на поверхности диэлектрика требуется переходный слой конечной толщины; при расширении этого слоя ($L \rightarrow \infty$) критическая частота (6) уменьшается до нуля, и рассматриваемая ветвь волнового спектра исчезает. Конечные значения L определяют характерные особенности таких TE волн на градиентной поверхности:

1. Критическая частота Ω_c (верхняя граница спектра поверхностных мод), определяемая профилем показателя преломления диэлектрика вблизи поверхности, характеризует искусственную дисперсию диэлектрика лишь в тонком приповерхностном слое.
2. Возможности выбора критической частоты, определяемые нелокальной дисперсией градиентного приповерхностного слоя, позволяют расширить спектр частот поверхностных TE волн как в коротковолновую, так и в длинноволновую части спектра.
3. Потери на затухание поверхностных TE волн можно оптимизировать, выбирая градиент-

surface of transparent dielectric without free carriers the permittivity of which decreases from the medium surface into the depth, so that $\epsilon > 0, \text{grad}\epsilon < 0$.

These waves can be easily considered within the framework of exactly solvable model of the spatial distribution of refractive index of dielectric medium, $n(z) = n_0 U(z)$:

$$U^2(z) = 1 - \frac{1}{g} + \frac{1}{g} \left(1 + \frac{z}{L} \right)^2, \quad (4)$$

where L is arbitrary spatial scale, g is arbitrary dimensionless parameter. Dimensionless function $U(z)$ (Fig. 8) describes the "saturation" $n(z)$ in the medium depth $z \gg L$:

$$n(z \gg L) = n_v = n_0 \sqrt{1 - \frac{1}{g}}. \quad (5)$$

Medium parameters L and g determine the threshold frequency Ω_c , which depends on the gradient n in the near-surface layer

$$\Omega_c = \frac{c\sqrt{g}}{2L}; \quad (6)$$

Along with the conditions of SEWs excitation, the frequency Ω_c limits the spectral interval in which the considered SEWs exist. In the area of low frequencies $\omega \leq \Omega_c$ the wave field propagates along the dielectric bound $z=0$ and decays on both sides from this bound. The frequency Ω_c in dielectric without free carriers reminds the frequency $\omega_p/\sqrt{2}$ limiting the SEW spectrum in electron plasma; however, as opposed to the plasma, the threshold frequency Ω_c , which is controlled by the method of gradient layer fabrication, can be created in the medium without free carriers in the previously set spectral interval.

Optimization of the parameters n_0 and typical thickness of near-surface layer L will allow the formation of S-polarized surface waves in narrow spectral intervals in the dielectrics with fixed values of refractive index n_v far from the surface. Thus, in the dielectric, which is characterized by the parameters $n_v = 1,42$, $n_0 = 2$, $L = 50$ нм, the spectral interval for specified surface waves exists in the near IR range, which is limited by the frequencies $\omega_1 = 2,13 \cdot 10^{15}$ рад/с ($\lambda_1 = 884,5$ нм) and $\omega_2 = 2,016 \cdot 10^{15}$ рад/с ($\lambda_2 = 935,5$ нм); the interval width $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ is 50.5 нм. However, with the same values n_0 and n_v the decrease of layer thickness ($L = 30$ нм) results in the formation of narrow spectral band in the visible range $\omega_1 = 3,55 \cdot 10^{15}$ рад/с ($\lambda = 530,7$ нм) and $\omega_2 = 3,36 \cdot 10^{15}$ рад/с ($\lambda = 560,7$ нм), so that the interval width becomes narrower to $\Delta\lambda = 30$ нм.



ный материал, полосы поглощения которого расположены вдали от используемых частот этих волн.

4. Выбор параметров распределения (3) позволяет ослабить затухание поверхностной волны на границе среда – воздух за счет "вытеснения" волнового поля из диссипативной среды в воздух.
5. Представляет интерес трехмерная периодическая структура, локализованная вблизи поверхности градиентного диэлектрика, которая может быть создана при интерференции двух поверхностных электромагнитных волн одной частоты ω . Толщина слоя, где локализована поверхностная ТЕ мода среднего ИК диапазона, составляет величину порядка 0,1-1 мкм и контролируется величиной $\text{grad}\epsilon$, определяемой технологией напыления поверхностного слоя.

Следует подчеркнуть, что в отличие от традиционного рассмотрения ПЭВ на поверхностях материалов со свободными носителями, указанные эффекты в градиентных диэлектриках без носителей существенно расширяют как спектральный диапазон существования ПЭВ, так

The transitional layer with finite thickness is required for the existence of surface TE waves on the dielectric surface; in case of widening of this layer ($L \rightarrow \infty$) the critical frequency (6) decreases to zero and the considered branch of wave spectrum disappears. The finite values L determine the typical peculiarities of such TE waves on the gradient surface:

1. The critical frequency Ω_c (the upper bound of the spectrum of surface modes) determined by the profile of refractive index of dielectric near the surface characterizes the artificial dielectric dispersion only in the thin near-surface layer.
2. Capabilities of selection of critical frequency determined by the nonlocal dispersion of near-surface layer make it possible to widen the spectrum of the frequencies of surface TE waves in short-wave and long-wave parts of the spectrum.
3. Loss connected with the decay of surface TE waves can be optimized by the selection of the gradient material, absorption bands of which are located far from used frequencies of these waves.



и круг материалов, перспективных для создания новых систем ПЭВ.

ОТ ТУННЕЛИРОВАНИЯ СВЕТА К ТУННЕЛИРОВАНИЮ ЗВУКА?

Характерные частоты Ω (2) и Ω_c (6) в диэлектрическом слое без свободных электронов напоминают плазменные частоты в металлах и полупроводниках, но – и в этом принципиальное отличие! – частоты Ω и Ω_c могут быть созданы в любой наперед заданной части спектра. Эта свобода выбора открывает возможности оптимизации параметров градиентных сред применительно к нужному частотному интервалу в разных частях спектра электромагнитного излучения – от света до радиоволн [8]. Более того, эффекты искусственной дисперсии для волн различной физической природы в градиентных средах зачастую описываются сходными решениями волновых уравнений, подтверждая вынесенные в эпиграф крылатые слова одного из отцов – основателей статистической физики Д.В.Гиббса. Свежим примером такого "прорастания" концепции искусственной нелокальной дисперсии между разными областями волновой физики является анализ акустической дисперсии твердого тела с контролируемыми распределениями плотности и упругих параметров. Такая дисперсия может привести к ряду эффектов "градиентной акустики", аналогичных эффектам градиентной оптики, и, в частности, к неожиданному эффекту туннелирования звука в неоднородных твердых материалах [3]. Эти разработки находятся сегодня в начале пути, представляя пока, как говорил известный киногерой, "информацию к размышлению".

ЛИТЕРАТУРА

1. Эйхенвальд А.А. – ЖРФХО, 1909, 41, 131.
2. Gamow G.A. – Z. Phys., 1928, 51, 204 .
3. Shvartsburg A.B., Maradudin A.A. Waves in Gradient Metamaterials. – WSPC, 2013.
4. Стретт Д.В. Теория Звука. – М., ГИТТЛ, 1955.
5. Shvartsburg A.B., Obod Yu.A., Kuzmichev A.I., Volpian O.D., Parkhomenko Yu.N. – Optical Materials Express, 2014, 4 (11), 2250.
6. Shvartsburg A.B., Kuzmiak V., Petite G. – Phys. Rev., 2007, E 76, 016603.
7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика Сплошных Сред – М.: Наука, 1992.
8. Shvartsburg A., Marklund M., Brodin G., Stenflo L. – Phys. Rev., 2008, E 78, 016601.

4. Selection of distribution parameters (3) allows decreasing the decay of surface wave at the bound "medium-air" at the expense of "displacement" of the wave field from the dissipative medium into air.
5. Three-dimensional periodical structure which is localized near the surface of gradient dielectric is of interest; it can be created by virtue of the interference of two surface electromagnetic waves with the same frequency ω . Thickness of the layer where the surface TE mode of medium-wave IR band is localized is about 0.1-1 μm and is controlled by the value $\text{grad}\epsilon$ determined on the basis of the technology of surface layer deposition. It should be emphasized that, as opposed to the traditional consideration of SEWs on the surfaces of the materials with free carriers, the specified effects in gradient dielectrics without carriers considerably widen the spectral range of SEW existence as well as circle of the materials which are prospective for the creation of new SEW systems.

FROM LIGHT TUNNELING TO SOUND TUNNELING?

The typical frequencies Ω (2) and Ω_c (6) in the dielectric layer without free electrons remind plasma frequencies in metals and semiconductors but (and this is the fundamental difference!) the frequencies Ω and Ω_c can be formed in any previously set spectral range. This freedom of choice reveals the opportunities to optimize the parameters of gradient media in respect to the needed frequency interval in different parts of the spectrum of electromagnetic radiation – from light to radio waves [8]. Furthermore, the effects of artificial dispersion for the waves with different physical nature in gradient media are often described by the similar solutions of wave equations confirming the explicit expression of one of founders of the statistical physics, J.W.Gibbs, which is used in epigraph. The fresh example of such "percolation" of the concept of artificial nonlocal dispersion between different areas of wave physics is the analysis of acoustic dispersion of the solid body with controlled distributions of density and elastic parameters. Such dispersion can result in a number of the effects of "gradient acoustics" which are analogous to the effects of gradient optics and, in particular, in the unexpected effect of sound tunneling in inhomogeneous solid materials [3]. Nowadays, these developments are in the beginning of their way representing the "thought-provoking information", as well-known movie hero said.

