

УДК 519.87

DOI: 10.18101/2304-5728-2018-3-94-102

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАТНОГО ОТРАЖЕНИЯ В ОДНОРОДНЫХ ГРАНИЧАЩИХ СРЕДАХ**© Ломухин Юрий Лупонович**

доктор физико-математических наук, профессор,
заведующий лабораторией радиозондирования природных сред,
Институт физического материаловедения СО РАН
Россия, 670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6
E-mail: lomukhin_yuriy@mail.ru

© Бутуханов Василий Петрович

кандидат технических наук, старший научный сотрудник,
Институт физического материаловедения СО РАН
Россия, 670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6
E-mail: vbut1951@gmail.com

© Атутов Евгений Борисович

кандидат физико-математических наук, научный сотрудник,
Институт физического материаловедения СО РАН
Россия, 670047, г. Улан-Удэ, ул. Сахьяновой, 6

Предложена математическая модель отражения и преломления, учитывающая эффект возбуждения встречных волн. Как известно, при облучении границы раздела в граничащих средах возбуждаются отраженная и преломленная волны. Авторами обнаружено, что наряду с указанными модами возбуждаются также волны с отрицательным углом преломления и обратные волны, распространяющиеся к внешнему источнику строго во встречном направлении к преломленной и падающей волнам. В работе впервые строится электродинамическая модель (в рамках классической электродинамики) обратного отражения в однородных граничащих средах, разделенных максимально ровной, в которой учитывается эффект возбуждения встречных волн. Проводится обобщение данной модели на случай неровных границ раздела. Установлено, что обратное (радиолокационное) отражение — это обращенные волны, а не частный случай рассеяния назад, как принято считать. Определены аналитические выражения для коэффициентов обратного отражения. Проведено сравнение теоретических и экспериментальных результатов, обнаружено хорошее согласие. Результаты работы вносят определенный вклад в электродинамику сплошных сред и имеет большое прикладное значение.

Ключевые слова: встречные волны; обращенные волны; обратное отражение; формулы Френеля; коэффициент обратного отражения; поляризация; тепловое излучение.

Введение

Создание математических моделей ранее неизвестных физических механизмов отражения и преломления, учитывающие эффект возбуждения встречных волн — задача весьма актуальная. На актуальность исследова-

ний в данной области указывает большое число отечественных и зарубежных публикаций, прежде всего по моделированию обратного отражения природных и искусственных сред. Существует многообразие эмпирических моделей обратного отражения [1, 2], тем не менее, они не дают физическую интерпретацию обратного отражения при наклонном падении на гладкую поверхность. Существующие интегральные методы определения коэффициентов обратного рассеяния импедансных сред не объясняют эффект усиления обратного отражения при скользких углах падения [3]. Все эти модели не учитывают в явлениях отражения и преломления возбуждение встречных волн.

На актуальность исследований по обратному отражению природных и искусственных сред указывают ежегодно проводящиеся всероссийские и международные научные конференции по проблемам радиозондирования, например, известные международному сообществу IGARSS.

В работе [4] впервые установлено, что при падении плоских волн на границу раздела двух граничащих сред наряду с отраженной и преломленной волнами возбуждаются встречные им моды. В результате отражения и преломления этих волн в средах распространяются дополнительные моды: волна с отрицательным углом преломления и обратная в сторону источника мода.

В данном сообщении, учитывая эффект возбуждения встречных волн и результаты работы [4], выводится уравнение обратной волны и строится математическая модель обратного отражения проводящих и диэлектрических сред.

1. Математическая модель обратного отражения

Пусть две полубесконечные, однородные, изотропные среды с $\varepsilon_1 = 1 - i\varepsilon_1''$, $\varepsilon_1'' \ll 1$ и $\varepsilon_2 = \varepsilon_2'(\omega) - i\varepsilon_2''(\omega)$, $\mu_1 = \mu_2 = 1$, разделены ровной границей (рис. 1). Из первой среды (свободного пространства) под углом φ_1 на границу раздела падает плоская гармоническая волна:

$$\mathbf{E}_1^{p,s}(\varphi_1) = \mathbf{E}_0^{p,s} \exp(-i(\mathbf{k}_1 \mathbf{r}) - \omega t).$$

Индексы p и s обозначают, соответственно, TM и TE моды. Линия AA' это след плоскости, перпендикулярной вектору \mathbf{k}_1 , т.е. волновой фронт. Далее множитель $\exp(i\omega t)$ опускаем.

В соответствии с теоремой погашения во второй среде возбуждается преломленная мода [5]:

$$\mathbf{E}_2^{p,s}(\varphi_1) = \mathbf{E}_1^{p,s}(\varphi_1) T_{12}^{p,s}(\varphi_1) \exp(-i(k_2 r_2)).$$

Здесь $T_{12}^{p,s}(\varphi_1)$ — коэффициент прохождения плоской волны из первой во вторую среду, k_2 — волновой вектор. На рис. 1 линия BB' — фронт волны.

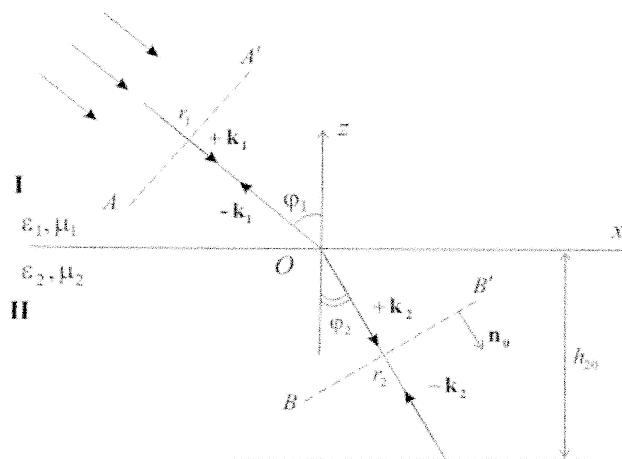


Рис. 1. Встречные волны в граничащих средах

Одновременно, как уже было сказано, возбуждается волна в направлении обратном к нормали фронта BB' . Поскольку её фронт тот же BB' , то она является строго встречной к $\mathbf{E}_2^{p,s}(\varphi_1)$, т.е. её волновым вектором является $-\mathbf{k}_2$. Отметим, что существование встречных волн в средах также с необходимостью следует из уравнений Максвелла, не нарушая однозначности их решения.

Встречная волна падает на границу раздела, тогда согласно законам отражения и преломления в первой среде распространяется волна строго в направлении $-\mathbf{k}_1$:

$$\mathbf{E}_4^{p,s}(\varphi_1) = \alpha^{p,s} \mathbf{E}_2^{p,s}(\varphi_1) T_{21}^{p,s}(\varphi_2) \exp(-i(k_1 r_1)) = \alpha^{p,s} \mathbf{E}_0^{p,s} \exp(-2i(k_1 r_1 + k_2 r_2)) \left(1 - (V_{12}^{p,s}(\varphi_1))^2\right). \quad (1)$$

Здесь учтено, что $V_{12}^{p,s}(\varphi_1) = -V_{21}^{p,s}(\varphi_2)$, поэтому $T_{12}^{p,s}(\varphi_1) T_{21}^{p,s}(\varphi_2) = 1 - (V_{12}^{p,s}(\varphi_1))^2$. В (1) $\left(1 - (V_{12}^{p,s}(\varphi_1))^2\right)$ — коэффициент излучения среды возбужденной проникающим полем, $V_{12}^{p,s}(\varphi_1)$, $V_{21}^{p,s}(\varphi_2)$ — коэффициенты отражения Френеля [5]. Множитель $\alpha^{p,s}$ введен для уточнения функции $\mathbf{E}_4^{p,s}(\varphi_1)$ Волна $\mathbf{E}_4^{p,s}(\varphi_1)$ и есть обратное отражение.

На некоторой глубине $h_{20}^{p,s}$ интенсивность волны $\mathbf{E}_2^{p,s}(0)$ сравнивается с интенсивностью теплового излучения; тогда обратное отражение с большой вероятностью становится некогерентным.

Таким образом, можно считать, что когерентное поле $\mathbf{E}_4^{p,s}(\varphi_1)$ излучается только слоем толщиной $h_{20}^{p,s}$, ограниченным свободным пространством, т.е. средой без вторичных источников. Тогда отраженное поле от данного слоя при нормальном падении плоской волны запишем в виде:

$$\mathbf{E}^{p,s}(0) = \mathbf{E}_0^{p,s} \exp(-2ik_1 r_1) \left(\frac{V_{12}^{p,s}(0)(1 - \exp(-2ik_2 h_{20}))}{1 - (V_{12}^{p,s}(0))^2 \exp(-2ik_2 h_{20})} + V_{12}^{p,s}(0) \right). \quad (2)$$

Первое слагаемое в (2) это известная формула Эйри [5], второе слагаемое введено из условия, что при $h_{20}^{p,s} = 0$ и $h_{20}^{p,s} \rightarrow \infty$ выражение (2) должно описывать отражение от полубесконечной среды.

Из условия равенства интенсивности теплового излучения и интенсивности преломленной волны определяем

$$h_{20}^{p,s} \approx |V_{12}^{p,s}|^2 / \text{Im}(k_2), \quad \text{Im}(k_2) = \frac{\omega}{c} \sqrt{\frac{1}{2} \sqrt{\varepsilon_2'^2 + \varepsilon_2''^2} - \varepsilon_2'}.$$

Границы раздела реальных сред всегда неровные, даже если их выравнять до атомно-молекулярной структуры. Поэтому в качестве коэффициентов Френеля используем представление $V_{ik}^{p,s}(\varphi_1, \Delta, T) = V_{ik}^{p,s}(\varphi_1, T) \exp(-2k_1^2 \Delta^2 \cos^2(\varphi_1))$ [6], здесь Δ — среднеквадратическое отклонение неровностей границы, распределенных по нормальному закону, T — термодинамическая температура среды, от которой зависит диэлектрическая проницаемость.

Выражение (1) перепишем в виде:

$$\mathbf{E}_4^{p,s}(\phi_1, \Delta, T) = a^{p,s} \mathbf{E}_0 \exp(-2i(k_1 r_1)) [1 + \alpha V_{12}^{p,s,2}(\phi_1, \Delta, T)] \times \exp(-2ik_2 h_2^{p,s}). \quad (3)$$

Введенные коэффициенты $\alpha^{p,s}$ и α определяем из условий:

1. При $\varphi_1 = 0$, (3) должно совпадать с (2);

2. При $\Delta = 0$, (3) должно быть равным нулю, но поскольку сред с абсолютно гладкой поверхностью не бывает мы можем считать, что гладкие поверхности это поверхности с минимальным значением $\Delta \rightarrow 0$, но $\Delta \neq 0$;

3. При $T = 0$ мы тоже должны положить $\mathbf{E}_4^{p,s}(\varphi_1, \Delta, 0) = 0$, так как в этом случае исчезает тепловое излучение, следовательно исчезает приповерхностный слой, в котором формируется обратное объемное когерентное отражение. Поскольку состояние сред с $T = 0$ практически недостижимо, приближенно будем считать, что коэффициенты Френеля не зави-

сят от температуры. Значения ε_1 и ε_2 будем вычислять при $T_0, T_0 \approx 300K$. Условия 1 и 2 выполняются, если в (3) положить

$$\left\{ \begin{array}{l} 1 + \alpha V_{12}^{p,s}(\varphi_1, 0, T_0) = 0 \\ a^{p,s} = \frac{V_{12}^{p,s}(0)}{\left(1 + \alpha \left(V_{12}^{p,s}(0)\right)^2\right) \exp(-2ik_2 h_{20}^{p,s})} \times \\ \left(1 + \frac{1 - \exp(-2ik_2 h_{20}^{p,s})}{1 - \left(V_{12}^{p,s}(0)\right)^2 \exp(-2ik_2 h_{20}^{p,s})}\right) \end{array} \right.$$

Отсюда следует $\alpha = -1/V_{12}^{p,s,2}(\varphi_1, 0, T_0)$. В случае металла $\alpha = -1$. Объясняется это тем, что в хорошо проводящей среде падающая волна практически не проникает в среду и обратное отражение носит поверхностный характер, т.е. описывается просто коэффициентами Френеля.

Для сравнения теоретических и экспериментальных данных необходимо (3) обобщить на случай точечного источника с направленным излучением (рис. 2). Представляя обратное поле точечного источника в неограниченной поглощающей среде в виде разложения по плоским обратным волнам (3), а также учитывая наличие диаграммы направленности антенны, получаем уравнение обратной волны при облучении поверхности раздела радиолокатором:

$$\mathbf{E}^{p,s}(\varphi_1) = \mathbf{E}_0^{p,s} \frac{\exp(-2ik_1 r_1)}{2H} W^{p,s}(\varphi_1, \Delta, T_0), \quad (4)$$

$$W^{p,s}(\varphi_1) = \left(1 - \alpha \left(V_{12}^{p,s}(\varphi_1, \Delta, T_0)\right)^2\right) \exp(-2ik_2 h_2^{p,s}) \times \cos(\varphi_1) F(\varphi_1),$$

$H = r_1 \cos(\varphi_1)$ — высота радара над поверхностью раздела.

Функция $F(\varphi_1) = 1 - \left(1 - \alpha^{p,s}\right) \exp\left(-\left(\frac{\varphi_1}{\beta}\right)^2\right)$ моделирует диаграмму

направленности, β — её ширина, $h_2^{p,s} = h_{20}^{p,s} \cos \varphi_2$.

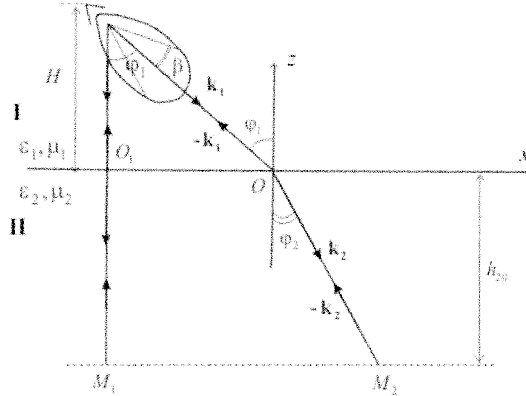


Рис. 2. Схема радиозондирования

Из (4) определяем формулы для коэффициентов обратного отражения:

$$\begin{aligned} \sigma_{VV}(\varphi_1, \Delta, T_0) &= W^P(\varphi_1, \Delta, T_0)W^P(\varphi_1, \Delta, T_0)^*, \\ \sigma_{HH}(\varphi_1, \Delta, T_0) &= W^S(\varphi_1, \Delta, T_0)W^S(\varphi_1, \Delta, T_0)^*, \\ \sigma_{VH}(\varphi_1, \Delta, T_0) &= \sigma_{HV}(\varphi_1, \Delta, T_0) = \sqrt{W^P(\varphi_1, \Delta, T_0)W^S(\varphi_1, \Delta, T_0)}P, \quad P = 1/6. \end{aligned} \quad (5)$$

На рис. 3 и 4 приведены расчетные по (5) и экспериментальные угловые зависимости $\sigma_{VV}(\varphi_1, \Delta, T_0)$ и $\sigma_{HH}(\varphi_1, \Delta, T_0)$ для случая алюминиевой и диэлектрической пластин при pp и ss поляризациях.

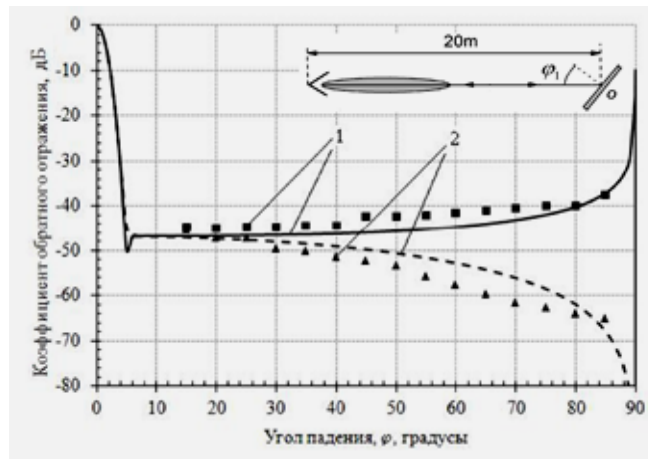


Рис. 3. Угловые зависимости коэффициентов обратного отражения алюминиевой пластины при $\Delta = 3,9$ мкм, где цифрами 1 и 2 обозначены экспериментальные и теоретические $\sigma_{VV}(\varphi_1, \Delta, T_0)$, $\sigma_{HH}(\varphi_1, \Delta, T_0)$, соответственно.

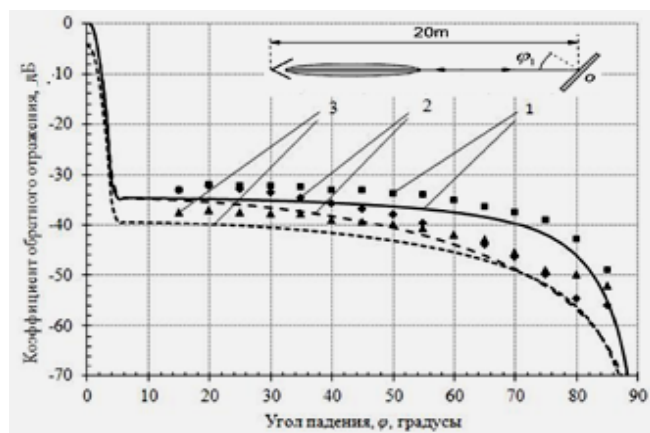


Рис. 4. Угловая зависимость коэффициента обратного отражения сухо-го диэлектрика при $\Delta = 4,6$ мкм, 1 — теоретические и экспериментальные значения коэффициента обратного отражения при p -поляризации,

$$\sigma_{VV}(\varphi_1, \Delta, T_0); 2 — \text{при } s\text{-поляризации, } \sigma_{HH}(\varphi_1, \Delta, T_0);$$

$$3 — \text{при } x\text{-поляризации, } \sigma_{VH}(\varphi_1, \Delta, T_0).$$

Расчеты и измерения выполнены при частоте излучения $f = 160$ ГГц. Экспериментальные данные взяты из [7]. В расчетах диэлектрическая проницаемость алюминиевой пластины вычислялась по формуле Друде, в случае диэлектрической пластины $\epsilon_2 = 12,14 - i1,65$. Толщины пластин больше $h_{20}^{p,s}$, а их площади больше, чем площадь облучения.

Расчет и эксперимент показывает, что в интервале углов падения от 10^0 до 85^0 обратное отражение диэлектрической пластины больше, чем у проводящей. Расчетные и экспериментальные значения коэффициентов обратного отражения находятся в хорошем согласии.

Заключение

Таким образом, из работы следует:

1. Обратное отражение — это волна встречная к преломленной, распространяющаяся из второй среды в первую по законам отражения и преломления;
2. Из (2) и (4) следует, что при $\varphi_1 < \beta$ имеем отражение с границы раздела и излучение из объема слоя глубиной $h_{20}^{p,s}$, при $\varphi_1 > \beta$ имеем только объемное обратное отражение;
3. Если вторая среда хорошо проводящая, то при $\varphi_1 < \beta$ амплитуда обратной волны уменьшается с ростом Δ , а при $\varphi_1 > \beta$ возрастает;

4. Из представленных результатов видно, что существует кросс поляризационное обратное отражение, хотя среды предполагаются однородными.

5. Обратная волна — это волна с обращенным волновым фронтом.

Литература

1. Oh Y., Sarabandi K., and Ulaby F. T. An empirical and an inversion technique for radar scattering from bare soil surfaces // IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 1992. Vol. 30. P. 370–381.
2. Adib Y. Nashashibi, K. Sarabandi, Fahad A. Al-Zaid, Sami Alhumaidi, An Empirical Model of Volume Scattering From Dry Sand-Covered Surfaces at Millimeter-Wave Frequencies// IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 06/2013; 51(6):3673-3682. DOI: 10.1109/TGRS.2012.2225630.
3. D. Miret, G. Soriano and Sailard M. Rigorous Simulations of Microwave Scattering From Finite Conductivity Two-Dimensional Sea Surface at Low Grazing Angles //IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing. 2014. Vol. 52, No. 6. Pp. 3150–3158.
4. Lomukhin Yu. L., Atutov E. B., Butukhanov V. P. Backward Reflection in the Fresnel Problem // IEEE Transaction on Antennas and Propagation. 2018. V. 66, No. 4. Pp. 1838–1845. DOI:10.1109/TAP.2018.2800643.
5. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 600 с.
6. Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. М.: Наука, 1972. 191 с.
7. DiGiovanni D. A., Gatesman A. J., Goyette T. M., and Giles R. H. Surface and Volumetric Backscattering Between 100 GHz and 1.6 THz // Proc. SPIE. 2014. Vol. 9078 90780A-15. Doi: 10.1117/12.2051772.

SIMULATION OF BACKWARD REFLECTION IN HOMOGENEOUS BOUNDARY MEDIA

Yury L. Lomukhin

Dr. Sci. (Phys. and Math.), Prof.,
Institute of Physical Material Science SB RAS
6, Sakhyanova St., Ulan-Ude, 670047 Russia
E-mail: lomukhin_yuriy@mail.ru

Vasily P. Butukhanov

Cand. Sci. (Engineering), Senior Researcher,
Institute of Physical Material Science SB RAS
6, Sakhyanova St., Ulan-Ude, 670047 Russia
E-mail: vbut1951@gmail.com

Evgeny B. Atutov

Cand. Sci. (Phys. and Math.), Researcher
Institute of Physical Material Science SB RAS
6, Sakhyanova St., Ulan-Ude, 67004, Russia

A mathematical model of reflection and refraction is proposed that takes into account the effect of excitation of counter propagating waves. The reflected and refracted waves are known to get excited upon irradiation of the interface in the neighboring media. The authors found that along with these modes, waves with a negative refraction angle and backward waves are also excited, propagating to the external source strictly in the opposite direction to the refracted and incident waves. In this work for the first time, an electrodynamic model (within the framework of classical electrodynamics) of inverse reflection in homogeneous boundary media separated by a maximally even one is constructed, which takes into account the effect of excitation of counter propagating waves. A generalization of this model is made for the case of uneven interfaces. It is established that the reverse (radar) reflection is an inverse wave, and not a special case of backward scattering, as it is commonly assumed. Analytic expressions for the coefficients of inverse reflection are determined. A comparison of the theoretical and experimental results has been made, and a good agreement has been found. The results of the work make a definite contribution to the electrodynamics of continuous media and has great practical importance.

Keywords: counter propagating waves; backward waves; backward reflection; Fresnel formulas; backward reflection coefficient; polarization; thermal radiation.

References

1. Oh Y., Sarabandi K., and Ulaby F. T. An Empirical and an Inversion Technique for Radar Scattering from Bare Soil Surfaces. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*. 1992. V. 30. Pp. 370-381.
2. Adib Y. Nashashibi, K. Sarabandi, Fahad A. Al-Zaid, Sami Alhu-maidi, An Empirical Model of Volume Scattering From Dry Sand-Covered Surfaces at Millimeter-Wave Frequencies. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*. 06/2013; 51(6):3673-3682. DOI: 10.1109/TGRS.2012.2225630.
3. D. Miret, G. Soriano and Sailard M. Rigorous Simulations of Microwave Scattering From Finite Conductivity Two-Dimensional Sea Surface at Low Grazing Angles. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*. 2014. V. 52, No. 6. Pp. 3150–3158.
4. Lomukhin Yu. L., Atutov E. B., Butukhanov V.P. Backward Reflection in the Fresnel Problem. *IEEE Transaction on Antennas and Propagation*. 2018. V. 66, No. 4. Pp. 1838–1845. DOI:10.1109/TAP.2018.2800643.
5. Born M., Volf E. *Osnovy optiki* [Fundamentals of Optics]. M.: Nauka Publ., 1973. 600 Scattering of waves on a statistically uneven surface p.
6. Bass F.G., Fuks I.M. *Rasseyanie voln na statisticheski nerovnoi poverkhnosti* [Scattering of Waves on a Statistically Uneven Surface]. Moscow: Nauka Publ., 1972. 191 p.
7. DiGiovanni D. A., Gatesman A. J., Goyette T. M., and Giles R. H. Surface and Volumetric Backscattering Between 100 GHz and 1.6 THz. *Proc. SPIE*. 2014. V. 9078 90780A-15.