

О РАССЕЙАНИИ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ КАСКАДА НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТЬЮ ЛУНЫ ПРИ ВЫХОДЕ ИЗЛУЧЕНИЯ В ВАКУУМ

Г. А. Гусев, З. Г. Гусева

Рассмотрено рассеяние радиоизлучения почти горизонтального каскада неровной поверхностью Луны в борновском приближении при его выходе в вакуум. Рассмотрено точечное приближение для размера ливневого диска, при этом учитывается его эволюция вдоль трека. Поверхность Луны задавалась либо синусоидальной в направлениях, перпендикулярном и совпадающем со скоростью ливневого диска, либо произвольной формы в месте падения частицы. Учитывалось рассеяние, связанное с набегом фазы волны и с вариациями наклона нормали к неровной поверхности для различных лучей, формирующих суммарное поле рассеянной волны.

Ключевые слова: излучение Вавилова–Черенкова, рассеяние, граничная задача, ближняя зона, волновая зона Фраунгофера, угловое распределение, индикатриса рассеяния.

В контексте подготовки эксперимента ЛОРД (Лунный Орбитальный РадиоДетектор) [1] по регистрации космических частиц и нейтрино по радиоизлучению каскадов от них, развивающихся вблизи лунной поверхности, рассмотрено рассеяние радиоизлучения неровной поверхностью при его выходе из лунного реголита в вакуум. Эта работа использует приближённый подход, развитый в работах [2, 3]. В этом подходе существенно, что при почти горизонтальном падении космических лучей каскад развивается на малых по сравнению с длиной волны излучения глубинах. При этом существенно, что на границу двух сред падает не приходящее с большой глубины сформированное излучение с плоским волновым фронтом под определённым углом, а множество лучей ближнего поля под разными углами к поверхности, а излучение формируется в сферическую волну токами на поверхности уже в вакууме и принимается на больших расстояниях в

зоне Фраунгофера. В работе [3] было рассмотрено рассеяние излучения в таких условиях, когда для учёта неровности поверхности в решение для потенциала в вакууме, найденное в приближении фиксированного поля на границе снизу, к постоянной глубине каскада добавлялась осциллирующая функция, что эквивалентно замене плоской поверхности Луны некоторой волновой поверхностью. Поле в вакууме разбивалось на зеркальную и рассеянную компоненты, последняя находилась в борновском приближении [3]. При этом граничное условие записывалось для плоской границы, считая, что для пологих неровностей поправки отклонения нормали к поверхности относительно оси z будут малы. Поэтому в работе [3] диапазон неровностей поверхности ограничивался достаточно длинными неровностями (волнами). Рассеяние в таком приближении оказалось частично когерентным и потому сравнительно сильным.

В настоящей работе мы учитываем два механизма рассеяния: изменение фаз различных лучей, вызванное неровной поверхностью, и отклонения нормали к неровной поверхности для различных лучей относительно оси z , приводящие к дополнительному вкладу вариаций граничного условия для различных лучей по сравнению с плоской границей.

Следуя модели и подходу работы [3], мы рассматриваем электрическое поле $E_\omega(r)$ в вакууме на частоте ω , излучаемое горизонтальным каскадом в лунном реголите, когда плоскость $z = 0$ заменяется поверхностью $z = \Delta(x, y) = \Delta_0 f(x, y)$, $\Delta(x, y)$ есть малое возмущение поверхности, а функция $f(x, y)$ описывает неровности лунной поверхности.

$$E_\omega(r) = -k_0^2(2\pi)2\sqrt{2} \cos \theta \sqrt{1 - \sin^2 \theta} (\exp ik_0 r/r) \int \int \int d\xi \exp(-\xi^2/2) dx' dy' \times \\ \times (i\pi n h_0 \Delta(x', y') / (h_0^2 + (x' - \xi)^2 + y'^2) + \sin \theta \cos \varphi \partial \Delta / \partial x' + \sin \theta \sin \varphi \partial \Delta / \partial y') \times \\ \times \exp ik_0 (-x' \sin \theta \cos \varphi - y' \sin \theta \sin \varphi + \xi + n \sqrt{h_0^2 + (x' - \xi)^2 + y'^2}) / \sqrt{h_0^2 + (x' - \xi)^2 + y'^2}. \quad (1)$$

Здесь $E_\omega(r)$ – рассеянная волна, n – показатель преломления реголита, θ – угол между осью z и направлением на приёмник, φ – азимутальное направление на приёмник, отсчитываемое от направления каскада, k_0 – волновое число в вакууме и h_0 – глубина горизонтального каскада. Интегрирование по бесконечной плоскости ограничено областью на плоскости, достаточной для приближённого описания с точностью порядка 10%. Под интегралом в скобках первый член суммы, пропорциональный $\Delta(x, y)$, обусловлен набегом фазы каждого луча, а второй и третий, пропорциональные производным от $\Delta(x, y)$, связаны с изменением граничного условия из-за изменения наклона нормали к поверхности. Первый член даёт мнимую поправку, а два других – действительную поправку

к полю. Так что поправка от первого члена сдвинута по фазе относительно зеркальной компоненты на $\pi/2$, а от двух других поправка оказывается либо в фазе, либо в противофазе. Предполагается, что рассеянная волна существенно меньше зеркальной компоненты, так что мы ограничиваемся первым приближением теории возмущений.

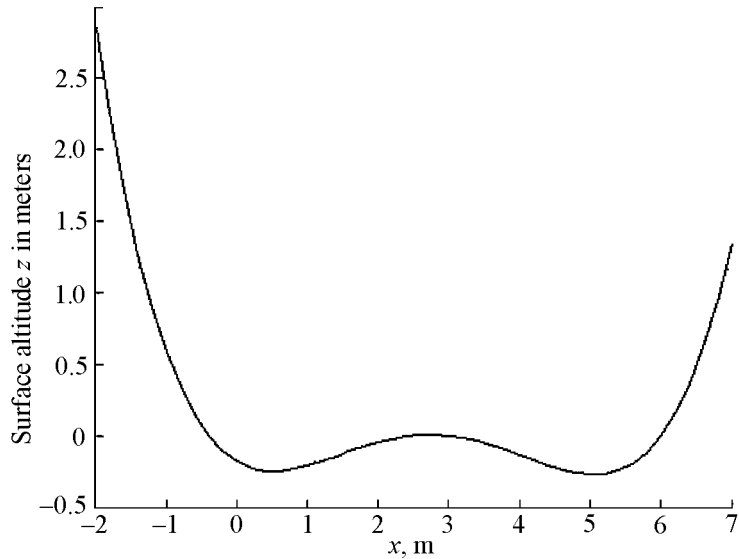


Рис. 1: Модельный профиль поверхности Луны вдоль оси x на ограниченном интервале $(-2, 7)$ при отсутствии возмущения вдоль оси y .

Как и в работе [3], тройной интеграл находится приближённо с помощью численного метода, с использованием стандартной программы языка MATLAB. В результате вычислений получаются угловые распределения амплитуды рассеянной волны по полярному углу (индикатриса рассеяния) для волнового возмущения, отвечающего максимальному рассеянию, когда характерная длина неровности l по обеим осям равна длине волны радиоизлучения

$$\Delta(x, y) = \Delta_0(\sin \pi x/l + \sin \pi y/l) \quad (2)$$

и возмущений граничной плоскости с профилем, зависящим только от x и характеризующимся двумя впадинами и возвышением посередине вида

$$\Delta(x, y) = \Delta_0(x + 0.4)(x - 2.5)(x - 3)(x - 6). \quad (3)$$

Здесь в формуле (2) l – характерный размер неровностей по оси x и по оси y , Δ_0 – их высота в вертикальном направлении. Соответствующий формуле (3) профиль поверхности вдоль оси x на ограниченном интервале $(-2, 7)$ представлен на рис. 1, при этом

вдоль оси y возмущение не вводится, а параметр $\Delta_0 = 0.01$, так что высота “холма” в центре профиля оказывается малой по сравнению с длиной волны 0.25 м, для волновых неровностей (2) $\Delta_0 = 0.2$. Крайя рассматриваемого возмущения (3) выходят за границы области применимости теории возмущений для рассеянной волны, но это сильно не сказывается на результате из-за малого вклада этих участков профиля в общее поле рассеянной волны. Центральная часть профиля является достаточно пологой, так что вариации наклона нормали оказываются небольшими и теория возмущений применима.

Здесь для волнового возмущения поверхности (2) и для возмущения (3) мы приведём результаты для азимутов наблюдения 0° и 180° относительно направления скорости каскада. Для обоих типов возмущений поверхности мы посчитаем по отдельности вклады от первого члена (вариации фазы) и суммы второго и третьего (вариации граничного условия). При этом вклад действительной добавки линеен по амплитуде возмущения, а мнимой добавки – квадратичен по амплитуде возмущения из-за сдвига по фазе на $\pi/2$ по отношению к зеркальной компоненте и её малости. Поэтому из результатов, представленных ниже, будет ясно, что вклад действительной части добавки часто преобладает, хотя численно действительная добавка рассеянной волны меньше.

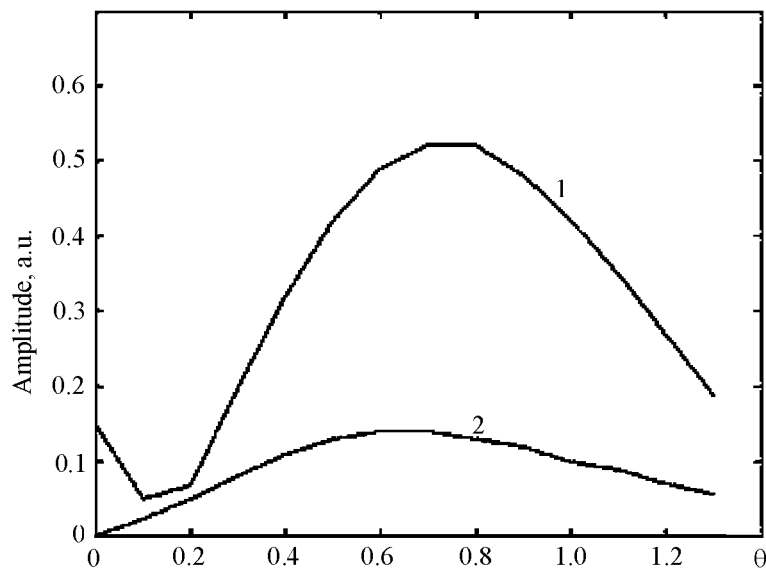


Рис. 2: Угловые распределения по полярному углу θ амплитуды рассеянной волны для волновых неровностей (2) с горизонтальным размером $l = 3$ м для азимута наблюдения 0° (кривая 1 представляет вклад набега фазы и кривая 2 – вклад вариации граничного условия).

На рис. 2 представлены угловые распределения по полярному углу θ амплитуды рассеянной волны для волновых неровностей (2) с горизонтальным размером $l = 3$ м для азимута наблюдения 0° (соответственно кривая 1 для вклада набега фазы и кривая 2 для вклада вариации направлений нормали к поверхности) для глубины каскада $h_0 = 1$ м на частоте $f = 100$ МГц.

Сравнение с результатами работы [3] показывает, что добавочный вклад вариации граничного условия (кривая 2 на рис. 2) в рассеяние увеличивает рассеяние, хотя и не сильно в этом случае.

На рис. 3 в тех же условиях даны кривые угловых распределений по полярному углу θ амплитуды рассеянной волны для волновой неровности (2) и азимута наблюдения 180° . Нумерация кривых соответствует таковой на рис. 2. Здесь также происходит значительное увеличение рассеяния за счёт кривой 2, особенно для больших углов θ , что отвечает сильному уширению индикатрисы рассеяния для азимута 180° .

На рис. 4 для азимута наблюдения 0° даны кривые угловых распределений по полярному углу θ амплитуды рассеянной волны для возмущения поверхности (3), которое

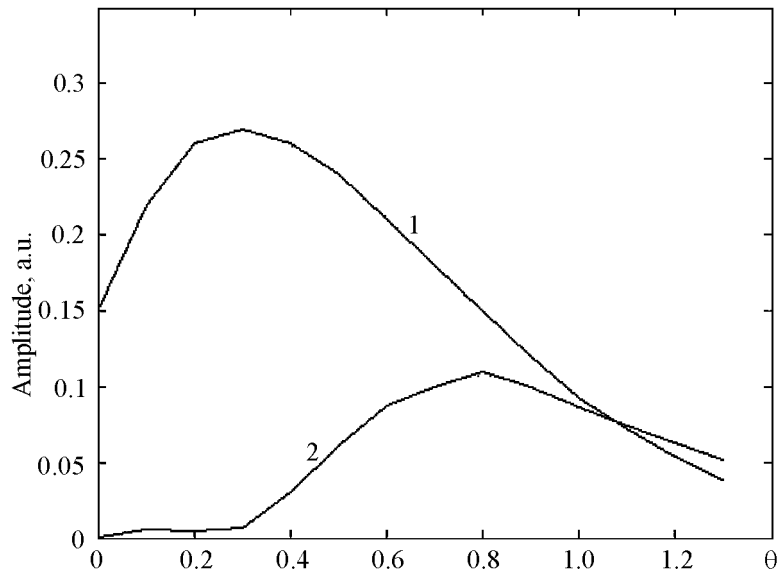


Рис. 3: Угловые распределения по полярному углу θ амплитуды рассеянной волны для волновых неровностей (2) с горизонтальным размером $l = 3$ м для азимута наблюдения 180° (кривая 1 представляет вклад набега фазы и кривая 2 — вклад вариации граничного условия).

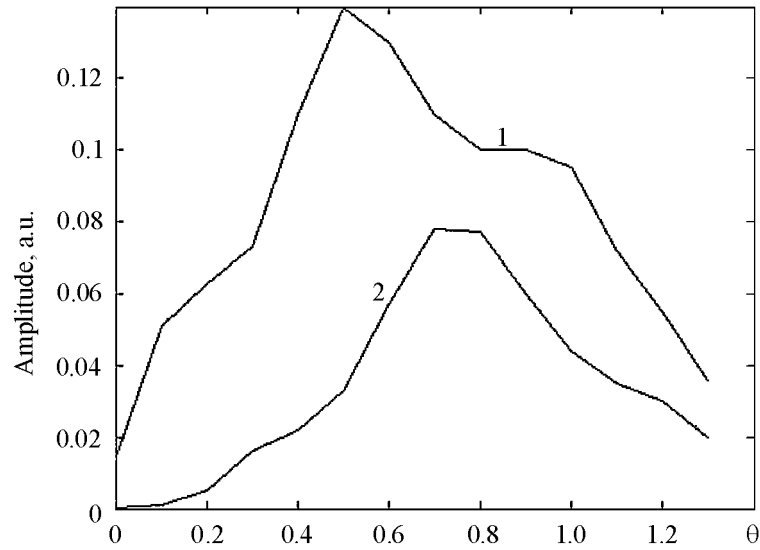


Рис. 4: Угловые распределения по полярному углу θ амплитуды рассеянной волны для неволновых неровностей (3) для азимута наблюдения 0° (кривая 1 представляет вклад набега фазы и кривая 2 – вклад вариации граничного условия).

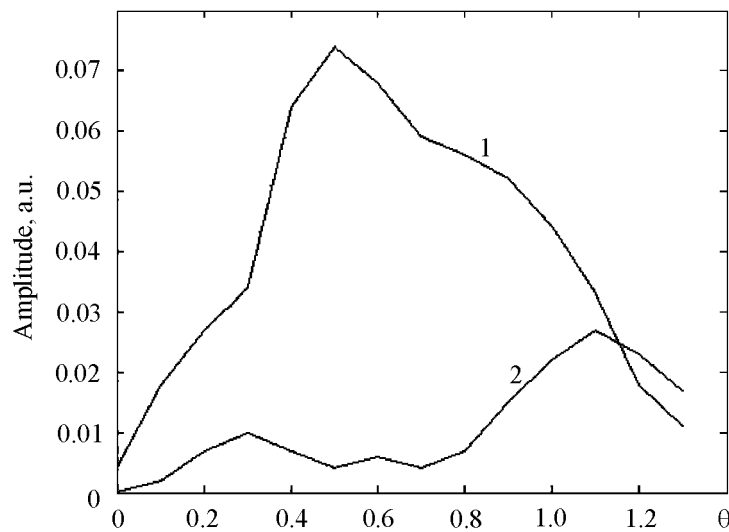


Рис. 5: Угловые распределения по полярному углу θ амплитуды рассеянной волны для неволновых неровностей (3) для азимута наблюдения 180° (кривая 1 представляет вклад набега фазы и кривая 2 – вклад вариации граничного условия).

отдалённо напоминает широкую траншею с волнистым профилем дна и достаточно крутыми высокими стенками. Нумерация кривых соответствует таковой на рис. 2. В этом

случае величина рассеяния падает по сравнению с неровностями волнового характера, чего и следовало ожидать.

На рис. 5 для азимута наблюдения 180° (излучение каскада назад) даны кривые угловых распределений по полярному углу θ амплитуды рассеянной волны также для возмущения поверхности (3). Нумерация кривых соответствует таковой на рис. 2. Здесь также прослеживается тенденция уширения индикатрисы рассеяния за счёт кривой 2.

Таким образом, более полное рассмотрение эффектов рассеяния по сравнению с работой [3] не приводит к существенно новым выводам, хотя сама величина рассеяния увеличивается вместе с расширением индикатрисы рассеяния. В то же время стоит отметить, что в рамках теории возмущений с ростом вертикального размера неровностей до 1 м рассеяние становится сильным, особенно в случае волновых неровностей. Количественно этот результат может заметно измениться при выходе за рамки теории возмущений.

Работа выполнена при частичной поддержке программой Президиума РАН “Физика нейтрино и нейтринная астрофизика”.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] Г. А. Гусев, Б. Н. Ломоносов, К. М. Пичхадзе и др., *Космические Исследования* **44**(1), 22 (2006).
- [2] Г. А. Гусев, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **38**(12), 12 (2011).
- [3] Г. А. Гусев, *Краткие сообщения по физике ФИАН* **38**(12), 30 (2011).
- [4] Е. Л. Фейнберг, *Распространение радиоволн вдоль земной поверхности* (М., Наука, Физматлит, 1999).

Поступила в редакцию 20 октября 2011 г.