

Как видно из рисунка, в первом случае, когда энергия электрона невелика и равна 10^{-4} эВ, распределение $\cos\theta$, по предложенной нами модели практически совпадает с угловым распределением по модели Конуэлл-Вайскопфа, а во втором случае, с угловым распределением по модели Брукса-Херринга. Это очевидно, поскольку модель исключения третьего тела должна связывать два подхода как в случае расчета интенсивностей рассеяния, так и в случае моделирования состояния электрона после акта рассеяния на ионе заряженной примеси.

Таким образом, предложенный в статье подход позволяет значительно упростить процедуру розыгрыша углового распределения при моделировании процессов рассеяния электронов на ионизированной примеси методом Монте-Карло по модели Ридли.

Литература

1. Моделирование кинетических явлений в полупроводниках : Метод Монте-Карло / В. М. Иващенко, В. В. Митин. Киев : Наукова думка, 1990. 192с.
2. Борздов, В. М. Моделирование методом Монте-Карло приборных структур интегральной электроники / В. М. Борздов, О. Г. Жевняк, Ф. Ф. Комаров, В. О. Галенчик. Минск : БГУ, 2007.
3. Ридли, Б. Квантовые процессы в полупроводниках. М. : Мир. 1986.
4. *Speransky, D. S.* Monte Carlo simulation of ionized impurity scattering process in bulk silicon, NDTCS'08.
5. The Monte Carlo Method for Semiconductor Device Simulation / C. Jacobon, P. Lugly. Edited by S. Selberherr. Springer-Verlag, Wien-New York, 1989.
6. *Bude, J.* Monte Carlo Device Simulation: Full Band and Beyond. Edited by Karl Hess. Kluwer Academic Publishers, Boston/Dordrecht/London.
7. *Jacoboni, C.* The Monte-Carlo method for the solution of charge transport in semiconductors with application to covalent materials / C. Jacoboni, L. Reggiani // Rev. Mod. Phys. 1983. Vol. 55. No. 3. P. 645-705.
8. Ionized impurity scattering in Monte Carlo calculations / T. G. Van de Roer, F. R. Widdershoven // J. Appl. Phys. 1986. Vol. 59. No. 3. P. 813-815.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ РАДИОВОЛН СВЧ ДИАПАЗОНА НА НЕОДНОРОДНОСТЯХ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ЭКСПЕРИМЕНТЕ ПО РАДИОЗАТМЕННОМУ ПРОСВЕЧИВАНИЮ НА ТРАССЕ СПУТНИК - СПУТНИК

А. А. Спиридонов, В. А. Саечников

Белорусский государственный университет, Минск, Беларусь

В последнее время дистанционные методы зондирования атмосферы и ионосферы Земли неразрывно связаны с экспериментами по

радиозатменному просвечиванию. Создание навигационных спутниковых систем ГЛОНАСС/GPS с квантовыми стабильностями излучаемых частот и использование новых перспективных методов определения параметров движения спутников позволило преодолеть технические проблемы метода радиозатменного зондирования.

Успешные эксперименты на станции Мир [1], на спутниках MICROLAB [1], CHAMP, ODIN [2] показали принципиальную возможность реализации этого метода на трассе навигационный спутник - низкоорбитальный спутник и использование полученных результатов для различных метеорологических исследований, проверки моделей климата, решении ряда геофизических задач. Вместе с тем в радиозатменных экспериментах, проводимых в околоземном пространстве, возникает ряд проблем, источником которых является неоднородные структуры сред распространения радиосигнала, влияющие на точность восстановления свойств этих сред.

Поэтому дальнейшее развитие радиозатменных методов, особенно для экспериментов на трассе спутник-спутник, предполагает необходимость исследования возможных ошибок восстановления и интерпретации данных. Моделирование и анализ влияния неоднородных структур в различных условиях на точность восстановления параметров атмосферы и ионосферы дает возможность оценить влияние различных источников, что невозможно в реальном эксперименте.

Атмосфера и ионосфера довольно часто содержит целые области, заполненные большим числом неоднородностей электронной плотности различных масштабов. Это характерно для экваториальных и полярных областей, особенно в ночные часы. Поэтому нецелесообразно реконструировать отдельные реализации этих возмущений, а ставить задачу восстановления статистических характеристик турбулентной случайно-неоднородной ионосферы. Статистические характеристики среды такие, как спектр флуктуаций электронной концентрации и ее пространственные корреляционные функции характеризуют структуру случайно-неоднородной ионосферы и позволяет изучить механизмы образования неоднородностей и их влияние на распространение радиосигналов.

Случайно-неоднородной ионосфера вызывает флуктуации радиосигналов, борьба с которыми является важнейшей проблемой для многих систем радиолокации, навигации и связи. Пространственное и временное разнесение со схемами кодирования сигналов позволяет ослабить влияние флуктуаций, однако для расчета таких схем необходима информация о статистических характеристиках

неоднородностей электронной плотности. Моделирование эксперимента по радиозатменному просвечиванию основано на решении уравнений распространяющейся в ионосфере волны для получения параметров сигнала, аналогичных наблюдаемым в эксперименте - амплитуды, фазы, интенсивности сигнала, доплеровского сдвига, угла рефракции. Моделирование позволяет учесть особенности распространения сигнала в случаях неоднородных структур, образования каустик.

На основе методов статистической томографии, используя одноточечную плотность вероятности флуктуаций интенсивности волнового поля, получим количественные характеристики, характеризующие каустическую структуру интенсивности волнового поля, и рассмотрим особенности образования этих структур волнового поля. Рассмотрим падение волнового пучка с эффективной шириной a из полупространства $x < 0$ на случайно - неоднородную среду с крупномасштабными трехмерными неоднородностями. При рассеянии волны на малые углы можно использовать параболическое уравнение [1]:

$$dX u(X, R) = 2k a_R u(X, R) + y s(X, R) u(X, R). \quad (1)$$

с начальным условием в плоскости приемника для волнового пучка:

$$u_0^{(R)} = u_0 e^{x p j - 202^j}. \quad (2)$$

Если ввести амплитуду и фазу волнового поля в уравнении (1) по формуле

$$u(X, R) = A(X, R) e^{iS(X, R)}, \quad (3)$$

то уравнение для интенсивности волнового поля $I(X, R) = u(x, R)u(X, R)$ можно записать в виде

$$- I(X, R) + - vR \{V_{R s}(X, R) I(X, R)\} = 0 \quad (4)$$

с начальным условием в плоскости приемника

$$I(0, R) = I_0(R). \quad (5)$$

Реализации поля интенсивности должны иметь кластерный характер, который проявляется в виде каустических структур. В работе рассмотрено численное решение (4) и проведен анализ поведения удельной средней общей площади областей, ограниченных линиями уровня интенсивности, удельной средней мощности поля, заключенной в этих областях, в зависимости от параметра рассеяния u :

$$Y = k^3 D8(0)/2X. \quad (6)$$

где $D_s(r) = 2J[1 - \cos(X \cdot \Gamma)]\Phi_e(x)d^3X$ - структурная функция флуктуаций диэлектрической проницаемости среды; k - волновое число; l_0 - характерный для данной среды масштаб флуктуаций диэлектрической проницаемости.

В области слабых флуктуации интенсивности ограничивается значениями параметра $y < 1$ и в этом случае на основе метода плавных возмущений получено, что интенсивность волнового поля имеет логнормальный характер и описывается выражением [1]:

$$P(I) = \left(\frac{I}{I_0} \right)^{-1} \exp \left(-\frac{(\ln I)^2}{2\sigma^2} \right) \quad (7)$$

с параметрами $\sigma^2 = \ln(1 + \sigma_T^2)$ $\xi = \ln \langle I \rangle / (1 + \sigma_T^2)^{1/2}$

Знание плотности вероятностей (7) позволяет получить количественные характеристики таких кластерных образований: удельной средней общей площади областей в плоскости $\{R\}$, ограниченных линиями уровня, где $I(x, R) > I$, $(s(x, I))$ и удельной средней мощности поля, заключенной в этих областях $(v(x, I))$.

Характер пространственного изменения кластерной структуры при изменении параметра $y(x)$ существенно зависит от фиксируемого уровня интенсивности I (рис. 1, а, б). В наиболее интересном случае $I > 1$ в начальной плоскости $(v(0, I)) = 0$ и $(s(0, I)) = 0$. С ростом $y(x)$ образуются небольшие кластерные области где $I(x, R) > I$, практически сохраняющиеся на некоторых расстояниях и интенсивно втягивающие в себя значительную часть общей мощности. С увеличением $y(x)$ площади этих областей уменьшаются, а содержащаяся в них мощность увеличивается, что соответствует увеличению средней мощности внутри этих областей. Эти процессы связаны с фокусировкой и дефокусировкой излучения отдельными участками среды и образованием кластерной структуры в поперечной плоскости приемника.

В области сильных флуктуации интенсивности выражение для плотности вероятностей имеет вид модели К - распределения [1].

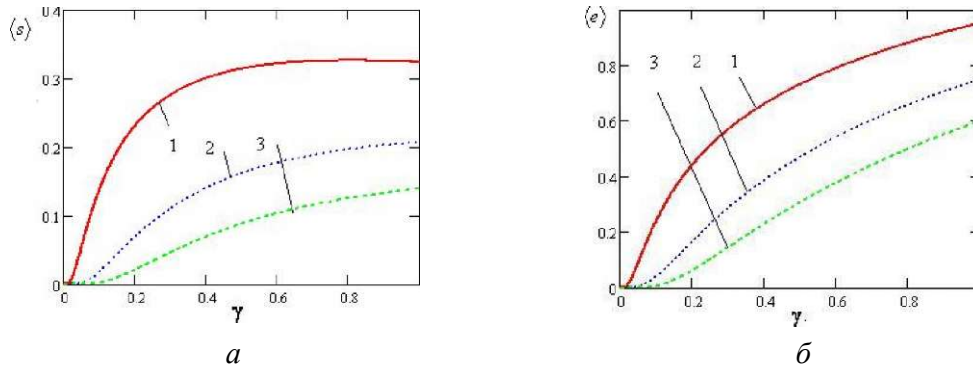


Рис. 1. Зависимость средней удельной площади $\langle s(x, I)$ и мощности $\langle e(x, I) \rangle$ от параметра рассеяния γ
 1 - $I=1,5$; 2 - $I=2$; 3 - $I=2,5$

На рис. 2 а, б приведены графики $\langle e(x, I) \rangle$ и $\langle s(x, I) \rangle$ в зависимости от параметра γ' (х). Кластерная структура проявляется в меньшей мере, чем при слабых флуктуациях, средняя удельная площадь уменьшается с увеличением γ' , хотя содержащаяся в них мощность также увеличивается.

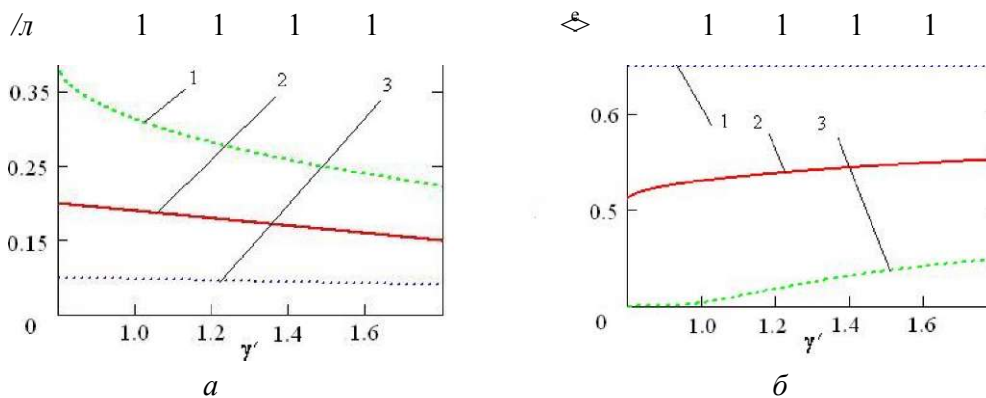


Рис. 2. Зависимость средней удельной площади $\langle s(x, I) \rangle$ и мощности $\langle e(x, I) \rangle$ от параметра γ'
 1 - $I=1,5$; 2 - $I=2$; 3 - $I=2,5$

Литература

1. Кляцкин, В. И. Стохастические уравнения глазами физика (Основные идеи, точные результаты и асимптотические приближения). М. : Наука, 2001.