

концентрацией электронов ($n=5 \cdot 10^{19} \div 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$) в сильно легированных фосфором пленках поликристаллического кремния толщиной $\sim 0,4$ мкм и размером кристаллита $\sim 0,2$ мкм, имеет три спектральные области. В области $\lambda \approx 3,5 \div 6$ мкм наблюдается неселективное поглощение на свободных носителях, удовлетворяющее степенному закону $\alpha \sim \lambda^S$, где $S=2,0 \div 2,5$. При меньших длинах волн ($2,0 \div 3,5$ мкм) проявляется поглощение, обусловленное переходами между соседними в k -пространстве минимумами S -зоны. В области $\lambda=6 \div 25$ мкм наблюдается отклонение от степенного закона и насыщение зависимости коэффициента поглощения от длины волны, обусловленное малым значением подвижности электронов в мелкодисперсном сильно легированном поликристаллическом кремнии.

1. Таруп Я. Основы технологии сверхбольших интегральных схем. М., 1985.
2. Баринов В. В., Косых М. А. // Зарубежная электронная техника. 1984. №3. С.3.
3. Mishima Y., Hirose V., Osaka Y. // J. Appl. Phys. 1980. V.51. №2. P.1157.
4. Borisenko V.E., Gribkovskii V.V., Labunov V.A. et all // Phys. Stat. Sol. (a). 1983. V.75. №1. P.117.
5. Самуйлов В. А. // Исследования в области спектроскопии и квантовой электроники: Тез. докл. VI Респ. конфер. мол. ученых. Вильнюс, 1983. С.57.
6. Гроссе П. Свободные электроны в твердых телах. М., 1982.
7. Самуйлов В. А., Стельмах В. Ф., Яновский А. М. // II Всесоюзная конференция по физике и технологии тонких пленок (проблемные вопросы): Тез. докл. Иваново-Франковск, 1984. Ч.1. С.168.
8. Zubbert G., Burkey B. C., Mosor F., Trabka E. Q. // J. Appl. Phys. 1981. V.52. №11. P.6870.
9. Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. М., 1976.
10. Уханов Ю. И. Оптические свойства полупроводников. М., 1977.
11. Вавилов В. С. Действие излучения на полупроводники. М., 1963.
12. Solmi S., Severi M., Angelucci R., Baldi L., Bilendi B. // J. Electrochem. Soc. 1982. V.129. №8. P.1811.

Поступила в редакцию 13.02.97.

УДК 539.1.08

О.М.АНШАКОВ, Г.А.ФИЛЬ, В.А.ЧУДАКОВ

АНАЛИЗ СПЕКТРАЛЬНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛУБЕСКОНЕЧНОГО ИСТОЧНИКА С РАЗЛИЧНЫМИ ПРОФИЛЯМИ ЗАГЛУБЛЕНИЯ РАДИОНУКЛИДА ^{137}Cs

Express-analysis of radioactive contamination in soil at large territories is performed with the use of gamma-spectrometry method above the soil surface. The relations between the registered spectra and in-depth distribution parameters of source are of great importance in working out the appropriate apparatus. In this paper the above relations have been investigated by Monte Carlo simulation method. Using apriory information about the technogenous contamination character and measured intensivity ratio of in-medium scattered radiation and the non-scattered one, it is possible to determine the profile of the radionuclide in-depth distribution. Usage of this information improves reliability of express-analysis of the gamma-radionuclide content in soil.

При исследовании радиоактивных загрязнений на обширных площадях перспективным является использование дистанционных беспроботборных методов спектрометрии. Для определения условий проживания и хозяйственной деятельности людей на пострадавших от аварии на ЧАЭС территориях наиболее значимой является гамма-спектрометрия изотопа ^{137}Cs , распространяющегося на значительной части территории Беларуси, России и Украины.

При создании методик и аппаратуры экспрессного контроля содержания радионуклидов в почве важной задачей является установление зависимости регистрируемых гамма-спектров от профиля заглубления радиоактивного загрязнения. Эта информация необходима для решения обратной задачи гамма-съемки — определения по характеристикам получаемых спектров плотности поверхностного загрязнения почв.

В данной статье рассматриваются результаты анализа зависимости интенсивностей регистрируемого идеальным детектором прямого и n -кратного рассеянного гамма-излучения над поверхностью полубесконечного

источника, полученные путем имитационного моделирования переноса излучения по численному методу статистических испытаний (методу Монте-Карло). Комплекс моделирующих программ построен на основе системы EGS4 [1], представляющей собой основу для решения задач переноса излучений. Комплекс позволяет проводить на ЭВМ теоретический эксперимент по моделированию поля гамма-излучения над источником с желаемым химическим составом, формой и физическими характеристиками (плотность, влажность), различной геометрией эксперимента, а также с различными законами распределения радионуклида по толщине исследуемого слоя.

Расчет проводился для радионуклида ^{137}Cs с энергией квантов 0,662 МэВ для нескольких характерных профилей заглубления (пленка, линейно убывающее распределение, равномерное, экспоненциальное и обратное экспоненциальное). При моделировании приняты следующие функции описания характерных профилей:

$$\text{Пленка: } A(g) = \begin{cases} A_0, & \text{при } g = 0 \\ 0, & \text{при } g > 0 \end{cases} \quad (1)$$

$$\text{Равномерное: } A(g) = A_0, \text{ при } g \geq 0. \quad (2)$$

$$\text{Линейно убывающее: } A(g) = A_0(1 - g/h), 0 \leq g \leq h. \quad (3)$$

$$\text{Экспоненциальное: } A(g) = A_0 e^{-\alpha g} \text{ (при заданных параметрах } A_0=1, \alpha=0,1). \quad (4)$$

$$\text{Обратное экспоненциальное: } A(g) = A_0(1 - e^{-\alpha g}), \quad (5)$$

где A_0 — объемная активность нуклида на поверхности; α — параметр заглубления; g — расстояние от поверхности; h — толщина слоя заглубления.

В работе была использована модель абсолютно сухой почвы с плотностью 1,2 г/см³ и адекватным реальному объекту элементным составом. По исходным данным в системе EGS4 выработана определенная математическая модель ослабления потока гамма-квантов за счет преимущественно комптоновского взаимодействия в среде, которая в дальнейшем используется программой при розыгрыше истории жизни каждого кванта.

Моделировалась регистрация гамма-квантов идеальным спектрометрическим детектором, имеющим форму куба с ребром 4 см, размещенным на высоте 1 м над плоским полубесконечным источником. Каждая история разыгрывается до потери квантом энергии ниже 0,1 МэВ, до выхода за пределы рассматриваемой геометрии или до попадания в детектор. В последнем случае гамма-квант считается зарегистрированным. Для каждого профиля (2–5) расчет проводился при четырех значениях параметра заглубления с единичной плотностью загрязнения при локализации 95%-ной активности радионуклида в слое 5, 10, 15 и 20 см от поверхности. С целью повышения производительности расчетов (путем исключения точек вылета квантов с пренебрежимо малой вероятностью попадания в детектор) источник считается ограниченным окружностью с радиусом 10 м. Вылетающие кванты имеют равномерное распределение по поверхности круга, соответствующее конкретному профилю распределения по толщине слоя и равномерное угловое распределение. Для расчета каждого спектра разыграно по 5 млн историй жизни квантов. Статистическая погрешность определения интенсивностей рассеянного и прямого излучений, попавших в детектор, не превышает 5%.

В ходе вычислений система осуществляет накопление четырех отдельных спектров — прямого (нерассеянного) излучения, одно-, двух- и трехкратно рассеянного, а также их сумму. На рис. 1 приведен характерный вид спектров для случая экспоненциального распределения нуклида в слое толщиной 5 см.

В зависимости от энергии кванта, попадающего в детектор, каждый из них относится к одному из двухсот энергетических каналов в диапазоне 0..0,662 МэВ. На рис. 1 частота попадания квантов в каждый канал нормирована по числу разыгранных историй, т.е. по вертикальной оси отложена относительная интенсивность счета в каждом канале.

При подходе к определению информационных параметров полученных спектров в качестве исходного факта принята явная зависимость отношения интенсивности рассеянного излучения к интенсивности прямого от изменения формы и параметров заглубления источника [2].

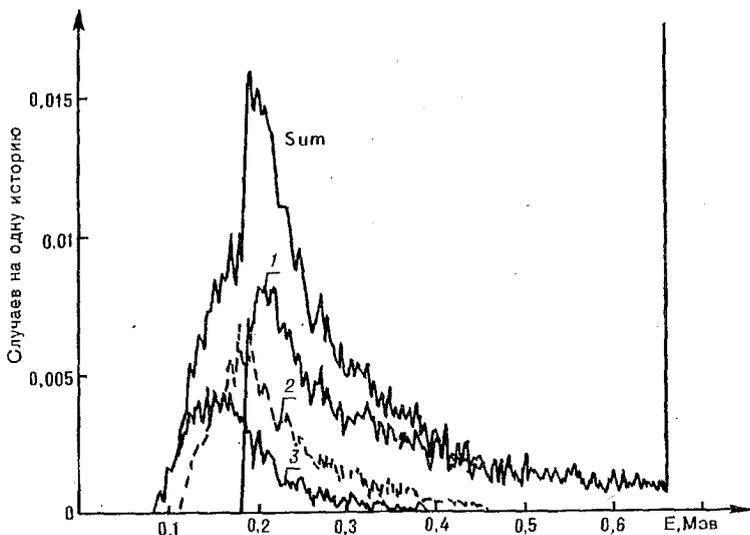


Рис.1. Расчётные гамма-спектры ^{137}Cs для случая экспоненциального распределения нуклида в слое 5 см:

1 – спектр однократного рассеяния; 2 – двукратного; 3 – трехкратного; Sum – их сумма

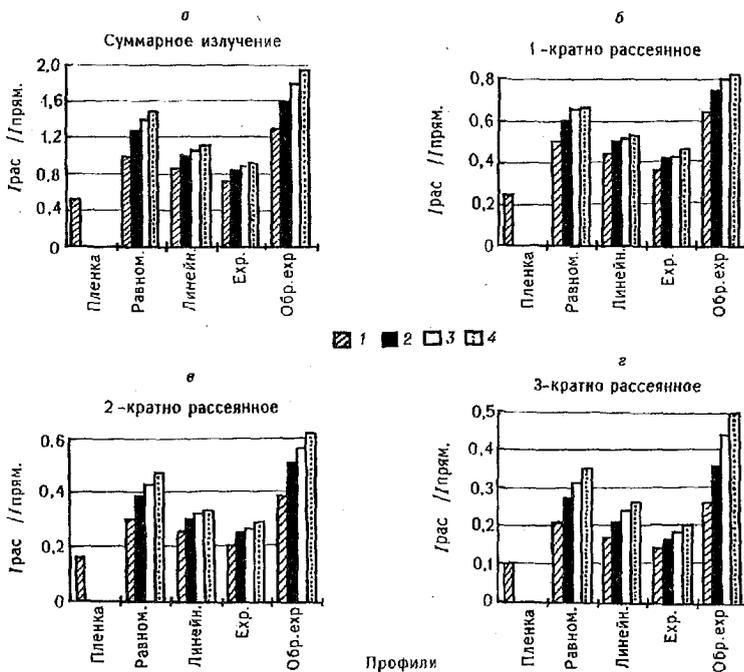


Рис.2. Изменение значения $I_{\text{расс}}/I_{\text{прям.}}$ для различных профилей и глубин залегания:

1 – 5, 2 – 10, 3 – 15, 4 – 20 см

Из диаграмм на рис.2 видно, как отношение интенсивностей рассеянного (первых трех порядков) и прямого излучения меняется при изменении формы и параметра заглупления нуклида. Картины изменения этого отношения сходны для рассеяний всех трех порядков (см. рис.2 б, в и г). Из их анализа следует, что если известна толщина слоя заглупления радионуклида, то форма профиля определяется практически однозначно. Аналогично при неизвестной толщине слоя, но известной форме профиля, по значению $I_{\text{расс}}/I_{\text{прям.}}$ можно определить степень заглупления. Вопрос решается не столь однозначно (за исключением обратного экспоненциального распределения), если неизвестна ни толщина слоя, ни форма заглупления (рис.3).

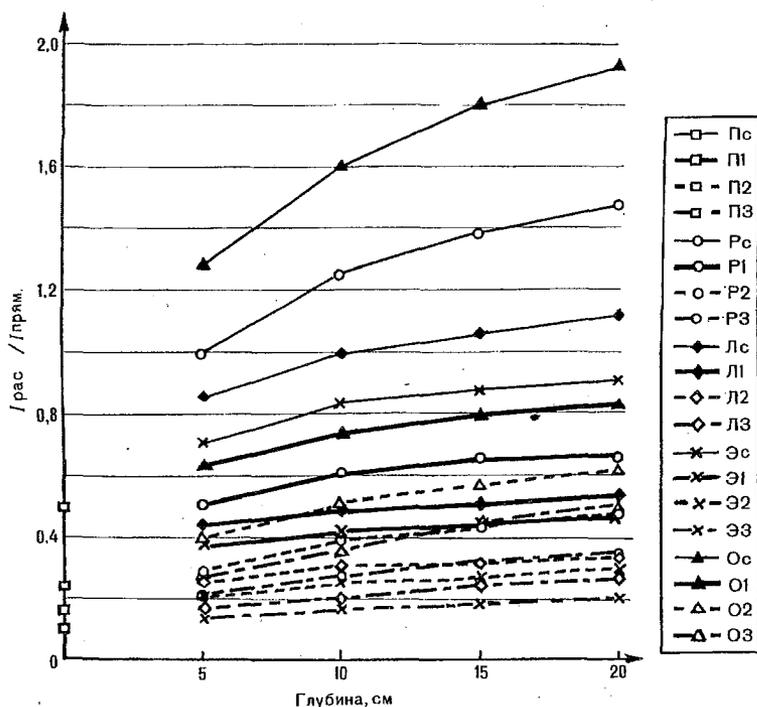


Рис.3. Семейство графиков значения $I_{\text{рас.}}/I_{\text{прям.}}$ для каждого профиля в зависимости от толщины слоя. Здесь обозначение Пс соответствует суммарной интенсивности рассеянного излучения первых трех порядков для пленочного распределения нуклида; П1 — однократное рассеяние для пленки, П2 — двукратное, П3 — трехкратное; аналогично Рс, Р1, Р2 и Р3 соответствующие случаи для равномерного распределения; Лс, Л1, Л2 и Л3 — для линейного; Эс, Э1, Э2 и Э3 — для экспоненциального; Ос, О1, О2 и О3 — для обратного экспоненциального

Следует заметить, что не все рассмотренные профили встречаются в реальных условиях. В частности, равномерное и линейное распределения, как правило, не возможны для техногенных выпадений. Равномерное распределение характерно только для естественных радионуклидов, пленочное — для свежих выпадений. Практическую значимость имеют главным образом экспоненциальное распределение, соответствующее “старым” выпадениям, и обратное экспоненциальное, соответствующее культивированным загрязненным почвам. При этом обратная экспонента встречается только на глубине 15 см и более (глубина переворачивания слоя при вспашке). Оба этих случая хорошо различаются (см. рис.2 и 3).

Совпадение характера изменения $I_{\text{рас.}}/I_{\text{прям.}}$ для рассеянного излучения всех трех порядков позволяет сделать вывод о том, что при создании спектрометрической аппаратуры для наземной гамма-съемки нет необходимости выделять рассеяния определенных порядков. Достаточно обеспечить разделение прямого и рассеянного излучений в диапазоне энергии 0,1..0,662 МэВ (для ^{137}Cs). Это сравнительно просто достигается при использовании стандартных сцинтилляционных детекторов, которые могут иметь большой рабочий объем, что гарантирует необходимую статистическую обеспеченность экспрессных измерений. Следовательно, нет необходимости использовать дорогостоящие и сложные в эксплуатации полупроводниковые детекторы.

На основе априорных сведений о характере техногенных загрязнений и данных инструментальных измерений значения $I_{\text{рас.}}/I_{\text{прям.}}$ в большинстве практических случаев возможно определение профиля и глубины залегания радионуклидов. Дополнительное использование этой информации позволяет повысить достоверность экспрессного дистанционного определения запаса гамма-излучающих радионуклидов в почвах.

1. Ford R.L., Nelson W.R. The EGS Code System: Computer Programs for the Monte Carlo Simulation of Electromagnetic Cascade Showers (Version 3). Stanford Linear Accelerator Center Report Number SLAC-210 (1978).

2. Ремаев В.В., Кузьменко В.А., Гончаров К.С., Быков В.Т. // Атомная энергия. Т.74. Вып.1. Янв. 1993.

Поступила в редакцию 02.09.97.

УДК 621.396

П.Д. КУХАРЧИК, Д.В. СИДОРОВИЧ

ВЫБОР ОПТИМАЛЬНОГО КРИТЕРИЯ ПРИ ИССЛЕДОВАНИИ ТРЕХМЕРНОЙ АНТЕННОЙ РЕШЕТКИ

In this contribution we have used an approximate ML procedure for estimation of wave parameters taking into account polarization of the waves. A strategy for maximization of the loglikelihood function has been outlined and the proposed algorithm has been successfully applied to simulated and real seismic data. Summarizing, parametric methods are very attractive for applications because of the possibility to develop physically motivated models and because of the availability of a handable estimation procedure with statistically desirable properties.

В настоящее время интенсивно ведутся работы по оптимальной и адаптивной обработке сигналов в антенных решетках, чувствительных к поляризации волн. Это обусловлено как важностью приложений в сейсмологии и радиолокации, так и прогрессом электроники, позволившим реализовать адаптивные системы. В работах [1,2,3] отмечено, что трехмерные антенные решетки, чувствительные к поляризации волн, могут с успехом применяться в шумовой обстановке, которая зачастую находится в непрерывном изменении. Но при этом возникают следующие проблемы: во-первых, введение дополнительных параметров предоставляет новую информацию о сигналах; во-вторых, увеличивается сложность алгоритма обработки сигналов в антенной решетке. Компромиссное решение в этом случае можно получить, исследуя среднеквадратичную ошибку оценивающего устройства максимального правдоподобия. Целью данной работы является изучение абсолютно нижней границы средней квадратичной ошибки, достижимой в трехмерных антенных решетках, чувствительных к поляризации волн. Для наглядности используется метод концентрических эллипсов [4,5].

Пусть θ — единственный неизвестный параметр. Устройство, определяющее его значение, является оптимальным, когда оно максимизирует функцию правдоподобия $P(x/\theta)$. Обычно указанная задача сводится к решению уравнения

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \log P(x/\theta) = 0. \quad (1)$$

Ясно, что это уравнение имеет много решений, из которых одно обеспечивает глобальный максимум.

Когда оценивается несколько параметров (т.е. θ — вектор), то задача сводится к решению системы уравнений, аналогичных (1). В работе [1] показано, что оптимальное оценивающее устройство, реализующее максимум функции правдоподобия, базируется на двух важных свойствах:

- 1) оценка является асимптотически несмещенной;
- 2) оценка является асимптотически эффективной.

Используя этот факт, можно записать элементы информационной матрицы Фишера в виде

$$J_{ij}(\theta) = -E \left[\frac{\partial^2}{\partial \theta_i \partial \theta_j} \ln P(x/\theta) \right]. \quad (2)$$

Так как в нашем случае вектор измерения x — гауссов с ковариационной матрицей C , то формула (2) принимает относительно простой вид

$$J_{ik}(\theta) = \sum_{j=1}^J \left[\operatorname{tr} \left(\frac{\partial C_x(\omega_j, \theta(\omega_j))}{\partial \theta_i} C_x(\omega_j, \theta(\omega_j))^{-1} \frac{\partial C_x(\omega_j, \theta(\omega_j))}{\partial \theta_k} C_x(\omega_j, \theta(\omega_j))^{-1} \right) \right]. \quad (3)$$