РАДИОТЕХНИКА И ЭЛЕКТРОНИКА, 2022, том 67, № 6, с. 541–545

ЭЛЕКТРОДИНАМИКА И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

УДК 621.391.2

О НЕКОТОРЫХ КАНОНИЧЕСКИХ ПРЕДСТАВЛЕНИЯХ РАДИОМЕТРИЧЕСКИХ ЗАДАЧ

© 2022 г. В. В. Климов*

Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
пл. Введенского, 1, Фрязино Московской, обл., 141190 Российская Федерация

**E-mail: klimov47@list.ru*

Поступила в редакцию 28.05.2019 г.
После доработки 15.10.2021 г.
Принята к публикации 25.12.2021 г.

Рассмотрен и обоснован новый подход к построению комплекса математических и программных средств для экологического мониторинга окружающей среды на основе многоканальной регистрации радиометрической информации и ее анализа и качественной интерпретации. Для решения прямой и обратной задачи получены простые аналитические соотношения, связывающие основные радиофизические параметры с параметрами среды. Подробно рассмотрен случай однородной среды с оценкой диапазона рабочих частот, а также случаи среды с экспоненциальным и полиномиальным поглощением.

DOI: 10.31857/S0033849422060110

В исследовании природных ресурсов Земли важную роль играют дистанционные методы измерения физических характеристик, основное преимущество которых по сравнению с контактными измерениями заключается в высокой скорости регистрации данных. Наряду с оптическими в последнее время все более широкое применение находят радиометрические методы исследования, которые позволяют получать не только поверхностные характеристики Земного покрова, но также и глубинные характеристики покрова [1, 2]. Такие характеристики позволяют, например, следить за влажностью почвы сельскохозяйственных полей, обнаруживать очаги пожаров, возникающие в торфяных образованиях, и решить ряд других народно-хозяйственных задач.

В измерениях, производимых с помощью радиометров различных диапазонов, устанавливаемых на борту самолета или искусственного спутника Земли, широко используется соотношение, связывающее радиояркостную температуру $T_{яi}$ на рабочей частоте ν_i с термодинамическими и электрофизическими характеристиками среды [3, 6]:

$$T_{яi} = ae\int_0^\infty T(h)\gamma_i(h)\exp\left[-\int_0^h \gamma_i(h')dh'\right]dh = -ae_i\int_0^\infty T(h)dF_i(h)\kappa, \quad (1)$$

где h – глубина проникновения электромагнитной волны в поглощающую среду; $\gamma_i(h)$ – коэффициент поглощения энергии радиосигнала ($\gamma_i(h) > 0$); ae_i – излучательная способность среды; $T(h)$ – термодинамическая температура среды.

Соотношение (1) позволяет по $T(h)$ и $\gamma_i(h)$ находить значение $T_{яi}$ (прямая задача) и по $T_{яi}$ находить $T(h)$ и $\gamma_i(h)$ (обратная задача). Поиск аналитических соотношений, связывающих радиояркостную температуру среды с ее термодинамическими и электрофизическими характеристиками, является актуальным как для решения прямой, так и обратной радиометрических задач.

Приводимые ниже соотношения являются относительно простыми формулами, включающими в себя значения $T(h)$ и $\gamma_i(h)$ и их производных в точке $h = 0$. Опыт работы, проведенной автором по вычислению радиояркостных температур чистой атмосферы и паров воды в диапазоне волн 0.7...2.0 мм, показал эффективность вычислений на основе таких соотношений. Так, применение этих соотношений позволило сократить объем вычислений по сравнению с прямым просчетом в среднем в пять раз. Приведем фрагмент алгоритма, соответствующий вычислению радиояркостной температуры по предлагаемому методу:

```
for i: =1 step 1 until BB do begin x:=0;
for i1:=j step 1 until HH do begin
h:=(W[i1+1,1] – W[i1,1])/5; dT:=(W[i1+1,4] – W[i1,4]/5;
```

d3:=(i,i1+1) – G(I, i1))/5; GH:=G(i, i1) – d3/2; TH:=W[i1, 4] – dT/2;

<u>for</u> j1:=1 <u>step</u> 1 <u>until</u> 5 <u>do</u> <u>begin</u>

GH:=GH+d3; TH:=TH+dT;

x:=x+TH·(1 – exp(-GH·H))·exp(–x1);

x1:=x1+GH·H <u>end</u> <u>end</u>; G3[i]:=x <u>end</u>; вывод (G3).

Здесь i – номер частоты, $i1$ – номер высоты, j – текущая высота наблюдения, $G3$ – значение радиояркостной температуры, $W[i1, 1]$ – заданная моделью атмосферы высота, $W[i1, 4]$ – заданная моделью атмосферы температура.

Перейдем к обобщению этого алгоритма. Отметим, что

$$F_i(h) = \exp\left[\int_0^h \gamma_i(x)dx\right], \tag{2}$$

$$F_i(0) = 1, \quad F_i(\infty) = 0. \tag{3}$$

Для удобства дальнейшего рассмотрения введем следующие обозначения:

$$P_{1,i}(h) = T(h); \quad P_{2,i} = \frac{T'(h)}{\gamma_i(h)};\ldots; \quad P_{k,i}(h) = \frac{P'_{k-1,i}(h)}{\gamma_i(h)}. \tag{4}$$

Представление яркостной температуры дает следующая лемма.

Лемма 1. Пусть функции $T(h)$ и $\gamma_i(h)$ таковы, что

$$\int_0^\infty P'_{N,i}(h)F_i(h)dh = \delta_{Ni}, \tag{5}$$

тогда

$$T_{яi} = ae_i\sum_{k=1}^{N} P_{k,i}(0) + ae_i\delta_{Ni}, \tag{6}$$

где $P_{k,i}(0)$ – значение $P_{k,i}(h)$ при $h = 0$.

Доказательство. Интегрируя (1) по частям и учитывая (3) получим

$$T_{яi} = ae_iT_0 + \left[\int_0^\infty T'(h)F_i(h)dh\right], \tag{7}$$

где $T_0 = T(0)$ – температура поверхности.

Таким образом, имеем

$$T_{яi} = ae(T_0 + \delta_{1i}) = ae_i(P_{1,i}(0) + \delta_{1i}).$$

Разделив и умножив подынтегральное выражение (7) на $\gamma_i(h)$ и интегрируя полученное выражение, получим

$$T_{яi} = ae_i \times \left[T_0 + \frac{T'_0}{\gamma_i(0)} + \int_0^\infty \frac{T''(h)\gamma_i(h) - \gamma'_i(h)T'(h)}{\gamma_i^2(h)}F_i(h)dh\right] = ae_i\left[P_{1,i}(0) + P_{2,i}(0) + \int_0^\infty P'_{2i}(h)F_i(h)dh\right]. \tag{8}$$

Таким образом, имеем

$$T_{яi} = ae_i\left[P_{1,i}(0) + P_{2,i}(0) + \delta_{2,i}\right].$$

Разделив и умножив подынтегральное выражение (8) на $\gamma_i(h)$ и интегрируя полученное выражение, получим

$$T_{яi} = ae_i\left[P_{1,i}(0) + P_{2,i}(0) + P_{3,i}(0) + \int_0^\infty P'_{3,i}(h)F_i(h)dh\right],$$

где

$$P'_{3,i}(h) = \frac{T'''(h)\gamma_i^2(h) - 3T'''(h)\gamma_i(h)\gamma'_i(h) - T'(h)\gamma_i(h)\gamma''_i(h) + 3T'(h)\gamma_i^{12}(h)}{\gamma_i^4(h)}.$$

Покажем, что при любом N справедливо

$$T_{яi} = ae_i\left[\sum_{k=1}^{N} P_{k,i}(0) + \int_0^\infty P'_{N,i}(h)F_i(h)dh\right]. \tag{9}$$

Для $N = 1, 2, 3$ справедливость (9) доказана. Пусть утверждение справедливо для $N = l$, докажем его для $N = l + 1$. Имеем

$$T_{яi} = \left[\sum_{k=1}^{l} P_{k,i}(0) + \int_0^\infty P'_{l,i}(h)F_i(h)dh\right]. \tag{10}$$

Учитывая, что $P_{l+1,i}(h) = P'_{l,i}(h)\big/\gamma_i(h)$, получим

$$\int_0^\infty P'_{l,i}(h)F_i(h)dh = \int_0^\infty \frac{P_{e,i}(h)}{\gamma_i(h)}F_i(h)\gamma_i(h)dh = -\int_0^\infty P_{l+1,i}(h)dF_i(h) \tag{11}$$

и, интегрируя (11) по частям, получим

$$\int_0^\infty P'_{l,i}(h)F_i(h)dh = P_{l+1,i}(0) + \int_0^\infty P'_{l,i}(h)F_i(h)dh. \tag{12}$$

Подставляя (12) в разложение (10), получим требуемый результат.

Лемма 2. Пусть $P_{N+1,i}(h) = \delta_{N,i}\varphi_{N,i}(h)$, тогда соотношение (5) выполняется по крайней мере для следующих функций:

$$\varphi_{N,i}(h) \equiv 1, \tag{13}$$

$$\varphi_{N,i}(h) = \frac{\gamma_i^2(h) - \gamma_i'(h)}{\gamma_i(h)\gamma_i(0)}, \tag{14}$$

$$\varphi_{N,i}(h) = -(k+1)F_i^k(h). \tag{15}$$

Доказательство. Пусть справедливо (13), тогда, используя (4), получим

$$\int_0^\infty P_{l,i}'(h)F_i(h)dh = \int_0^\infty P_{N+1,i}(h)\gamma_i(h)F_i(h)dh =$$

$$= \int_0^\infty \delta_{N,i}\varphi_{N,i}(h)\gamma_i(h)F_i(h)dh =$$

$$= \delta_{N,i}\int_0^\infty \gamma_i(h)F_i(h)dh = -\delta_{N,i}\int_0^\infty dF_i(h) = \delta_{N,i}.$$

Пусть справедливо (14). Поскольку

$$F_i''(h) = \left[\gamma_i^2(h) - \gamma_i'(h)\right]F_i(h),$$

то

$$\int_0^\infty P_{N+1,i}(h)\gamma_i(h)F_i(h)dh = \frac{\delta_{N,i}}{\gamma_i(0)}\times$$

$$\times\int_0^\infty \left[\gamma_i^2(h) - \gamma_i'(h)\right]F_i(h)dh =$$

$$= \frac{\delta_{N,i}}{\gamma_i(0)}\int_0^\infty F_i''(h)dh = \frac{\delta_{N,i}}{\gamma_i(0)}F_i'(h)\Big|_0^\infty =$$

$$= -\frac{\gamma_i(h)\delta_{N,i}}{\gamma_i(0)}F_i\ (h)\Big|_0^\infty = \delta_{N,i}.$$

В предпоследнем равенстве использовалось $F_i(h) = \gamma_i(h)F_i(h)$. Пусть выполняется (15), тогда

$$\int_0^\infty P_{N+1,i}(h)\gamma_i(h)F_i(h)dh =$$

$$= -\delta_{N,i}(k+1)\int_0^\infty F_i^k(h)dF_i(h) = \delta_{N,i}.$$

Рассмотрим теперь несколько примеров вычисления радиояркостной температуры для различных видов $\gamma_i(h)$. В случае однородной среды, т.е. когда $\gamma_i(h) \equiv \gamma_i(0) = \gamma_i > 0$, используя соотношение (4) и лемму 1, получим

$$T_{яi} = ae_i\sum_{k=1}^{N} T^{(k-1)}(0)\big/\gamma_i^{k-1} + ae_i\delta_{N,i}. \tag{16}$$

Лемма 3. Пусть $\varphi_{N,i}(h) \equiv 1$, тогда

$$T_{яi} = ae_i\sum_{k=1}^{N}\sum_{t=k-1}^{N}\frac{t!}{(t-k+1)!}B_{ti}\Lambda_i^{t-k+1}(0) + \delta_{N,i}ae_i, \tag{17}$$

где $\Lambda_i(h)$ – первообразная функция для $\gamma_i(h)$, $B_{N,i} = \delta_{N,i}/N!$, B_{ti} – некоторые константы при $t = 0, 1,..., N-1$.

Пусть

$$\gamma_i(h) = \sum_{l=0}^{n} C_{il}h^l,$$

тогда

$$\Lambda_i(h) = \sum_{l=0}^{n} C_{il} + \frac{h^{l+1}}{l+1} + C_i,$$

где C_i – некоторая константа, и по лемме 3 получим

$$T_{яi} = ae_i\sum_{k=1}^{N}\sum_{t=k-1}^{N}\frac{B_{ti}t!}{(t-k+1)!}C_i^{t-k+1} + \delta_{N,i}ae_i. \tag{18}$$

Рассмотрим случай, когда $\gamma_i(h) = \exp(a_ih)$, при этом

$$\Lambda_i(h) = \frac{\exp(a_ih)}{a_i} + C_i,$$

где C_i – некоторая константа. Находясь в условии леммы 3, получим

$$T_{яi} = ae_i\sum_{k=1}^{N}\sum_{t=k-1}^{N}\frac{B_{ti}t!}{(t-k+1)!}\left(\frac{1}{a_i} + C_i\right)^{t-k+1} + \delta_{N,i}ae_i. \tag{19}$$

И, наконец, если

$$\gamma_i(h) = \exp(a_ih)\sum_{k=0}^{n} C_{ik}h^k,$$

то

$$\Lambda_i(h) = \exp(a_ih)\times$$
$$\times\sum_{k=0}^{n}\left[\frac{h^k}{a_i} + \sum_{p=1}^{k}\frac{(-1)^p k!}{(k-p)!a_i^{p+1}}h^{k-p}\right]C_{ik} + C_i. \tag{20}$$

Находясь в условии леммы 3, получим

$$T_{яi} = ae\sum_{k=1}^{N}\sum_{t=k-1}^{N}\frac{B_{ti}t!}{(t-k+1)!}\left[\sum_{l=0}^{n}\frac{(-1)^l}{a_i^{l+1}}l!C_{il} + C_i\right], \tag{21}$$

где C_i – некоторая константа.

Представление термодинамической температуры дает следующая лемма.

Лемма 4. Пусть $P_{N+1,l}(h) = \delta_{N,i}(h)$, тогда

$$T(h) = \sum_{k=0}^{N-1} B_{ki}\Lambda_i^k(h) + \delta_{N,i}\Phi_{N+1,i}(h), \tag{22}$$

где $\Lambda_i(h)$ – первообразная функция для $\gamma_i(h)$, $\Phi_{N+1,i}(h)$ – первообразная функция для $[\gamma_i(h)\Phi_{N,i}(h)]$, ..., $\Phi_{0,i}(h) = \varphi_{N,i}(h)$, $B_{k,i}$ – некоторая константа.

Доказательство. Из соотношений (4) следует, что

$$P'_{N,i}(h) = \delta_{N,i}\varphi_{N,i}(h)\varphi_i(h). \quad (23)$$

Интегрируя (23), находим

$$P_{N,i}(h) = \int \delta_{N,i}(h)\varphi_{N,i}(h)dh = \delta_{N,i}(h)\varphi_{1,i}(h) + B_{1i}. \quad (24)$$

Подставляя (24) в (4), получим дифференциальное уравнение

$$P'_{N-1,i}(h) = \gamma_i(h)(\delta_{N,i}\Phi_{1,i}(h) + B_{1i}),$$

решение которого имеет вид

$$P_{N-1,i}(h) = \delta_{N,i}\Phi_{2,i}(h) + B_{1i}\Lambda_i(h) + B_{0i}.$$

Повторяя эту процедуру ($N-1$) раз, получим разложение (22).

Лемма 5. Если $\varphi_{N,i}(h) \equiv 1$, то

$$P_{k,i}(h) = \sum_{t=k-1}^{N} \frac{t!}{(t-k+1)!} B_{ti}\Lambda_i^{t-k+1}(h), \quad (25)$$

где $\Lambda_i(h)$ – первообразная функция для $\gamma_i(h)$, $B_{Ni} = \delta_{N,i}/N!$, B_{ti} – некоторые константы при $t = 0, 1, \ldots, N-1$.

Доказательство. В силу сделанных предположений

$$\Phi_{N+1,i}(h) = \frac{\Lambda_i^N}{N!}$$

и значит, по лемме 4 имеем

$$T(h) = \sum_{k=0}^{N-1} B_{ki}\Lambda_i^k(h) + \delta_{Ni}\frac{\Lambda_i^N(h)}{N!}. \quad (26)$$

При $k = 1$ разложение (25) очевидно, при $k = 2$ имеем

$$P_{2,i} = \frac{T'(h)}{\gamma_i(h)} = \frac{1}{\gamma_i(h)}\sum_{t=1}^{N} tB_{ti}\Lambda_i^{t-1}(h)\Lambda'_i(h) = \sum_{t=1}^{N} tB_{ti}\Lambda_i^{t-1}(h).$$

Предполагая, что (25) справедливо для $k = l$, докажем его для $k = l + 1$. Имеем

$$P_{l+1,i}(h) = \frac{P'_{li}(h)}{\gamma_i(h)} = \frac{1}{\gamma_i(h)}\sum_{t=1}^{N}\frac{B_{ti}t!(t-l+1)}{(t-l+1)!}\Lambda_i^{t-l}(h)\Lambda'_i(h) = \sum_{t=l}^{N}\frac{t!}{(t=l)!}B_{ti}\Lambda_i^{t-l}(h).$$

Таким образом, справедливость (25) доказана.

Теперь справедливость леммы 3 не вызывает сомнений. Действительно, если в выражение (6) подставить $P_{k,i}(h)$, вычисленное по формуле (25) при $h = 0$, то полученное выражение даст нам формулу (17).

Рассмотрим более подробно случай, когда $\varphi_{N,i}(h) \equiv 1$. В этом случае термодинамическая температура запишется в виде (26). Пусть $\gamma_i(h) = \gamma_{1i}h + \gamma_{0i}$, тогда

$$\Lambda_i(h) = \frac{\gamma_{1i}h^2}{2} + \gamma_{0i}h + C_i.$$

Будем искать $T(h)$ в виде $T(h) = \sum_{i=0}^{\infty} T_i h^i$. Приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях, получим при $N = 1$:

$$T_0 = B_{0i} + \delta_{1i}C_i, \quad T_1 = \delta_{1i}\gamma_{0i}, \quad T_2 = \frac{\delta_{1i}}{2}\gamma_{1i}, \quad T_3 = T_4 = \ldots = 0. \quad (27)$$

Как следует из (27), произвольным образом можно задавать только T_0. Приравнивая коэффициенты при одинаковых степенях при $N = 2$, получим

$$T_0 = B_{0i} + B_{1i}C_i + \frac{\delta_{2,i}}{2}C_i^2, \quad T_1 = B_{1i}\gamma_{0i} + \frac{\delta_{2,i}}{2}C_i\gamma_{0i},$$
$$T_2 = B_{1i}\gamma_{1i} + \frac{\delta_{2,i}}{2}\gamma_{0i}^2 + \frac{\delta_{2,i}}{4}C_i\gamma_{1i}, \quad (28)$$
$$T_3 = \frac{\delta_{2,i}\gamma_{0i}\gamma_{1i}}{4}, \quad T_4 = \frac{\delta_{2,i}\gamma_{1i}^2}{8}, \quad T_5 = T_6 = \ldots = 0.$$

Как это следует из формул (28), коэффициенты T_0 и T_1 можно задавать произвольно. Таким образом, увеличивая N, мы можем варьировать коэффициенты T_i при больших значениях индекса i.

Если

$$\delta_i(h) = \sum_{l=0}^{n} C_{il}h^l,$$

то по лемме 4 имеем

$$T(h) = \sum_{k=0}^{N} B_{ki}\left[\sum_{l=0}^{n} C_{il}\frac{h^{l+1}}{(l+1)} + C_i\right]^k,$$

где $B_{ki} = \delta_{N,i}/N!, C_i, B_{ki}$ – некоторые константы при $k = 0, 1, \ldots, N-1$.

В случае $\gamma_i(h) = \exp(a_ih)$ термодинамическая температура будет равна

$$T(h) = \sum_{k=0}^{N} B_{ki}\left[\frac{\exp(a_ih)}{a_i} + C_i\right]^k.$$

Если

$$\gamma_i(h) = \exp(a_ih)\sum_{k=0}^{n} C_{ik}h^k,$$

то

$$T(h) = \sum_{k=0}^{N-1} B_{ki} \exp(ka_i h) Q_{nk}(h),$$

где $Q_{nk}(h)$ – многочлен степени $(n \times k)$.

Для многих практических ситуаций достаточная степень точности расчета обеспечивается при $N = 3$ или когда

$$T_{яi} = ae_i \left[\sum_{k=1}^{3} P_{k,i}(0) + \delta_{3,1} \right] = \\ = ae_i \left[T_0 + \frac{T_0'}{\gamma_{0i}} \left(1 - \frac{\gamma_{0i}'}{\gamma_{0i}^2} \right) + \frac{T_0''}{\gamma_{0i}^2} + \delta_{3,1} \right]. \quad (29)$$

Из этого соотношения, в частности, следует, что в коротковолновой части спектра коэффициент поглощения реальных сред достаточно большой и значение радиояркостной температуры определяется в основном температурой на поверхности. С увеличением длины волны уменьшается поглощение среды и становится существенным вклад второго и третьего члена в разложении (29). При этом для частоты ν_1, для которой $\gamma_j' = \gamma_j^2(0)$, происходит смена знака второго члена. Это обстоятельство свидетельствует о взаимности появления локального экстремума в спектре радиояркостной температуры, что, в частности, подтверждается рядом натурных экспериментов, выполненных с торфяными образованиями с борта самолета [4, 5].

Для иллюстрации возможности использования полученных выше соотношений при решении обратных задач будем считать, что функции $\gamma_i(h)$ заданы и требуется определить термодинамический профиль по известным значениям $T_{яi}(i = \overline{1,\ldots,k})$.

При сделанных предположениях в соответствии с (6) образуется система линейных уравнений вида

$$T_{яi} = ae_i \sum_{k=1}^{N} A_{ik} T^{(k-1)}(0) + ae_i \delta_{N,i}, \quad (30)$$

где A_{ik} определяется соотношениями (4) через значения $\gamma_i(0), \gamma_i'(0), \ldots, \gamma_i^{(N-1)}(0)$. Если при каждом i можно пренебречь членом $ae_i\delta_{N,i}$, то указанная система решается относительно $T(0)$, $T'(0)$,..., $T^{(N-1)}(0)$ обычными методами. Если при некоторых i членом $ae_i\delta_{N,i}$ пренебречь нельзя, то система решается относительно $T(0), T'(0), \ldots, T^{(N-1)}(0)$, $\delta_{N,1}, \delta_{N,2}, \ldots, \delta_{N,i_m}$ после присоединения к системе (30) необходимого числа уравнений с пренебрежимым членом $ae_i\delta_{N,i}$.

Рассмотрим случай однородной среды $(\gamma_i(h) \equiv \gamma_i(0) = \gamma_i)$. В этом случае система (30) запишется в виде

$$T_{яi} = ae_i \sum_{k=1}^{N} \frac{T^{(k-1)}(0)}{\gamma_i^{k-1}} + ae_i \delta_{N,i}. \quad (31)$$

Предположим, что членами $ae_i\delta_{N,i}$ можно пренебречь. Пусть $i = 1, 2, \ldots, N$ и W_N – определитель системы (31) относительно $T(0)$, $T'(0)$,..., $T^{(N-1)}(0)$, тогда

$$W_N = \begin{Vmatrix} ae_i & \frac{ae_1}{\gamma_1} & \frac{ae_1}{\gamma_1^2} & \frac{ae_1}{\gamma_1^{N-1}} \\ :::: & :::: & :::: & :::: \\ ae_N & \frac{ae_N}{\gamma_N} & \ldots & \frac{ae_N}{\gamma_N^{N-1}} \end{Vmatrix}.$$

Нетрудно заметить, что

$$W_N = D_N \prod_{i=1}^{N} ae_i,$$

где D_N – определитель Вандермонда, и, значит,

$$W_N = \prod_{i=1}^{N} ae_i \prod_{p>k}^{N} \frac{\gamma_p - \gamma_k}{\gamma_p \gamma_k}.$$

Таким образом, если $\gamma_p \neq \gamma_k$ ни при каких $p > k$, то $W_N \neq 0$ и система уравнений (31) имеет единственное решение при любой левой части. Значит, частоты следует выбирать из диапазона, на котором функция $\gamma_1 = \gamma(\nu_1)$ монотонна.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена в рамках Государственного задания.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Арманд Н.А., Башаринов А.Е., Шутко А.И.* // Изв. вузов СССР. Радиофизика. 1977. Т. 20. № 6. С. 809.
2. *Арманд Н.А., Крапивин В.Ф., Мкртчян Ф.А.* Методы обработки данных радиофизического исследования окружающей среды. М: Наука, 1987.
3. *Башаринов А.Е., Тучков Л.Т., Поляков В.М., Ананов Н.И.* Измерение радиотепловых и плазменных излучений в СВЧ-диапазоне. М.: Сов. радио, 1968.
4. *Бородин Л.Ф., Миронов А.С.* // Экологические системы и приборы. 2009. № 11. С. 15.
5. *Крапивин В.Ф., Бородин Л.Ф., Миронов А.С. и др.* // Экологические системы и приборы. 2009. № 11. С. 28.
6. *Тучков Л.Т.* Естественные шумовые излучения в радиоканалах. М.: Сов. радио, 1968.