

О связи низкочастотных спектров нетепловых радиоисточников с физическими характеристиками космической среды. I. * (Обзор)

С. Я. Брауде, А. В. Мень

Радиоастрономический институт Национальной Академии наук Украины,
Украина, 310002, Харьков, ул. Краснознаменная, 4

Статья поступила в редакцию 10 июня 1998 г.

Исследуются различные физические процессы, приводящие к отклонению спектров космических радиоисточников от степенного закона, свойственного синхротронному механизму генерации. В случае однокомпонентных радиоисточников эти эффекты приводят к так называемым спектрам II типа. В случае двухкомпонентных источников могут наблюдаться спектры III и IV типов. Рассматривается как прямая задача, когда спектры излучения определяются при известных параметрах среды, так и обратная, когда по измеренным спектрам находят такие характеристики космической среды как электронная температура, мера эмиссии (электронная концентрация) и напряженность космического магнитного поля.

Досліджуються різні фізичні процеси, які приводять до відхилення спектрів випромінювання космічних радіоджерел від степенного закону, властивого синхротронному механізму генерації. У випадку однокомпонентних радіоджерел ці ефекти приводять до так званих спектрів II типу. У випадку двохкомпонентних джерел можуть спостерігатися спектри III та IV типів. Розглядається як пряма задача, коли спектри випромінювання визначаються при відомих параметрах середовища, так і зворотна, коли по вимірених спектрах знаходять такі характеристики космічного середовища як електронна температура, міра емісії (електронна концентрація) та напруженість космічного магнітного поля.

Введение

Спектры космических дискретных радиоисточников зависят от физических процессов, протекающих в них и в среде, в которой распространяется излучение. Как известно [1-3], существует четыре типа спектров радиоисточников. Так как в нетепловых радиоисточниках основным процессом, обеспечивающим их излучение, является синхротронный механизм генерации, то наиболее часто наблюдаются свойственные этому механизму спектры степенного типа $S \sim \nu^{-\alpha}$ (S – спектральная плотность излучения, ν – частота, α – спектральный индекс). Это первый тип спектров – линейный в системе координат $\log S - \log \nu$. Такие спектры встречаются примерно у 70 % нетепловых космических радиоисточников. Второй тип – это спектры с отрицательной кривизной. “Линейные” (в логарифмическом масштабе) на высоких частотах, при понижении частоты они достигают максимума, и при дальнейшем уменьшении частоты спектральная плотность излучения монотонно падает. Источников с этим типом спектра наблюдается до 20 % от общего числа. Деформация “линейных” частотных характеристик может быть

связана с различными физическими процессами, протекающими как в самом источнике, так и в окружающей космической среде. Среди них следует прежде всего отметить реабсорбцию, поглощение излучения в космической плазме как в самом источнике, так и на пути распространения радиоволн, а также эффект Разина-Цытовича, связанный с тем, что показатель преломления в среде с электронной плазмой меньше единицы.

Спектры третьего типа обладают положительной кривизной, при этом на низких частотах спектральная плотность излучения с понижением частоты возрастает быстрее, чем на высоких частотах. Спектры этого типа обычно связаны со сложной структурой источника, который состоит из нескольких компонентов с различными спектральными индексами. Такие спектры встречаются примерно у 8 % космических радиоисточников.

Спектры четвертого типа имеют знакопеременную кривизну и связаны с причинами, приводящими как ко второму, так и к третьему типам спектров. Эти спектры наблюдаются весьма редко, не более чем в 2 % от общего числа случаев.

В данной статье проводится анализ физических процессов, приводящих к спектрам второго,

* Данная статья является I частью обзора, посвященного указанным вопросам.

третьего и четвертого типов, а также исследуется возможность определения параметров космической среды по результатам спектральных измерений.

Первая часть статьи содержит расчетные соотношения. В первом разделе этой части рассматривается идеализированная модель однородного и изотропного однокомпонентного радиоисточника, в котором возможны указанные выше физические процессы, приводящие к спектрам второго типа.

Рассматривается как прямая задача, когда по данным параметрам космической среды определяются спектры излучения, так и обратная задача, когда по результатам спектральных измерений определяются физические характеристики среды.

Второй раздел первой части посвящен двухкомпонентной модели идеализированного радиоисточника. Рассматривается прямая и обратная задачи для случая, когда одна из деталей двухкомпонентного источника, не разрешенного на низких частотах радиотелескопом, подвержена воздействию одного из рассмотренных физических механизмов.

Во второй части работы будет исследован ряд космических радиоисточников со спектрами, измеренными вплоть до самых низких частот, на основании чего удастся установить влияние конкретного физического процесса и провести оценки некоторых параметров космической среды.

Раздел 1. Расчетные соотношения для однокомпонентной модели

1.1. Учет эффекта реабсорбции

В нетепловом космическом радиоисточнике, в котором наблюдается эффект самопоглощения радиоизлучения (реабсорбция), спектральную зависимость $S(\nu)$ можно представить в виде [2]

$$S(\nu) = a\nu^{5/2} (1 - e^{-\tau(\nu)}), \quad (1.1)$$

где $\tau(\nu)$ – оптическая толщина на частоте ν

$$\tau(\nu) = \int_L \chi(l) dl = b\theta\nu^{\frac{\gamma+4}{2}}. \quad (1.2)$$

Здесь a и b – не зависящие от частоты постоянные, θ – угловой размер источника, $\chi(l)$ – удельный коэффициент поглощения вдоль направления распространения излучения, $\gamma=2\alpha+1$, L – толщина поглощающего слоя. Из (1.1) следует, что частотный спектр источника имеет максимум $S(\nu_0)=S_m$ на час-

тоте $\nu=\nu_0$, на которой угловой размер θ_0 в секундах угловой дуги равен [2]

$$\theta_0 = S_0^{1/2} \nu_0^{-5/4} H_{\perp}^{1/4} (1 - e^{-\tau_0})^{-1/2} (1+z)^{1/4}. \quad (1.3)$$

Здесь S_m – максимальный поток, Ян; H_{\perp} – поперечная к направлению движения релятивистских электронов составляющая космического магнитного поля, мкЭ; z – красное смещение источника; τ_0 – оптическая толщина на частоте ν_0 . Величина τ_0 может быть определена из условия экстремума для $S(\nu)$ [4]

$$e^{\tau_0} = 1 + \frac{\gamma+4}{5} \tau_0. \quad (1.4)$$

Полагая на высокой частоте $\nu_1 \gg \nu_0$ оптическую толщину $\tau_1 \ll 1$, получаем

$$\frac{S_1(\nu)}{S_m} = \left(\frac{\nu_1}{\nu_0}\right)^{5/2} \frac{\tau_1}{1 - e^{-\tau_0}}; \quad \frac{\tau_1}{\tau_0} = \left(\frac{\nu_1}{\nu_0}\right)^{\frac{\gamma+4}{2}}. \quad (1.5)$$

Если предположить, что угловой размер источника не зависит от частоты, как это имеет место для компактных объектов, в которых наблюдается реабсорбция, на основании (1.3) и (1.5) можно определить ν_0 и S_m [5]:

$$\nu_0 = \left[\frac{S_1 \nu_1^{\alpha} H_{\perp}^{1/2} (1+z)^{1/2}}{\tau_0 \theta_0^2} \right]^{\frac{2}{2\alpha+5}}, \quad (1.6)$$

$$S_m = S_1 \left(\frac{\nu_1}{\nu_0}\right)^{\alpha} \frac{1 - e^{-\tau_0}}{\tau_0}. \quad (1.7)$$

В этом случае нормированный спектр во всех диапазонах определяется как

$$\frac{S(\nu)}{S_m} = \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{5/2} \frac{1 - e^{-\tau_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-\alpha-5/2}}}{1 - e^{-\tau_0}}. \quad (1.8)$$

Соотношения (1.4), (1.6)-(1.8) позволяют определить в интервале частот, где наблюдения еще не велись, частоту ν_0 , максимальный поток излучения S_m и частотную характеристику $S(\nu)$ у дискретных космических радиоисточников с реабсорбцией по данным измерений на высоких частотах $\nu \gg \nu_0$ их угловой структуры и спектра. При этом должны быть известны красное смещение z и поперечный компонент магнитного поля H_{\perp} , обычно приводи-

мые в высокочастотных каталогах радиоисточников. С другой стороны, если из спектральных измерений известны ν_0 и S_m , с помощью приведенных соотношений можно установить наличие эффекта реабсорбции в данном источнике и определить H_{\perp} либо θ , сопоставив с данными, полученными другими методами. Отметим, что на высоких частотах $\nu \gg \nu_0$ величина $S_1 \nu_1^\alpha$, входящая в (1.6), не зависит от частоты

$$S_1 \nu_1^\alpha = S_i \nu_i^\alpha, \quad (1.9)$$

т. е. измерение плотности потока излучения S_i может проводиться на любой частоте ν_i в пределах степенного участка спектра излучения.

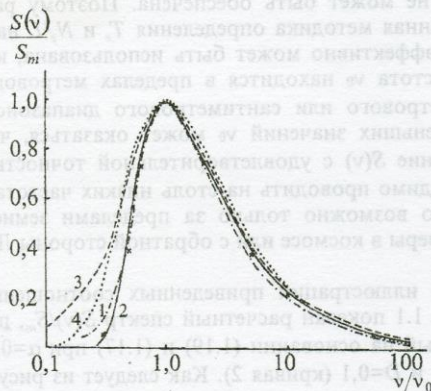


Рис. 1.1. Нормированные спектры $S(\nu)/S_m$ одиночного космического радиоисточника:

- 1 – при учете реабсорбции для случая $\alpha = 0,8$, $\tau_0 = 0,52$;
- 2 – при учете затухания в плазме на трассе распространения для случая $\alpha = 0,8$, $\tau_0 = 0,38$, $D = 0,1$;
- 3 – при учете затухания в плазме самого радиоисточника для случая $\alpha = 0,8$, $\tau_0 = 0,89$, $D = 0,1$;
- 4 – при учете эффекта Ризина-Цытовича для случая $\alpha = 1$, $\beta = 1,01$;
- x – расчет $S(\nu)/S_m$ при учете реабсорбции в источнике и затухания на трассе распространения для случая $\alpha = 0,8$, $\tau_{01} = 0,4$, $\tau_{02} = 0,09$

Для иллюстрации полученных соотношений на рис. 1.1 приведен расчетный спектр $S(\nu)/S_m$, определенный на основании (1.8) и (1.4) при $\alpha = 0,8$ и $\tau_0 = 0,52$ (кривая 1). Как следует из рисунка, получен спектр II типа с зависимостью $S(\nu)$ от частоты на низких частотах $\sim \nu^{5/2}$ и на высоких $\sim \nu^{-0,8}$.

1.2. Учет эффекта поглощения излучения в космической плазме, находящейся на пути распространения радиоволн

В этом случае спектральная плотность излучения в общем виде определяется как [1]

$$S(\nu) = a \nu^{-\alpha} e^{-\tau(\nu)}, \quad (1.10)$$

где a – постоянная, не зависящая от частоты, а $\tau(\nu)$ – оптическая толщина, равная согласно [6]

$$\tau(\nu) = \frac{A(B - \ln \nu)}{\nu^2}. \quad (1.11)$$

Здесь

$$A = \frac{9,8 \cdot 10^{-3} N_e^2 L}{T_e^{3/2}}, \quad B = 17,7 + 1,5 \ln T_e, \quad (1.12)$$

T_e – электронная температура, К; N_e – электронная плотность плазмы, см^{-3} ; L – протяженность области, заполненной плазмой, см; ν – частота, Гц.

Как следует из (1.10), спектр $S(\nu)$ имеет максимум $S(\nu_0) = S_m$ на частоте ν_0 , который можно определить, полагая $\frac{dS}{d\nu} = 0$. Из условия экстремума следует [7]

$$\alpha = 2\tau_0 + \frac{A}{\nu_0^2}. \quad (1.13)$$

При известных A и B величины τ_0 , ν_0 и S_m определяются из соотношений

$$\frac{2\tau_0}{\alpha - 2\tau_0} = 2B - \ln \frac{A}{\alpha - 2\tau_0}, \quad (1.14)$$

$$\nu_0 = \sqrt{\frac{A}{\alpha - 2\tau_0}}, \quad S_m = S_1 \left(\frac{\nu_1}{\nu_0} \right)^\alpha e^{-\tau_0}, \quad (1.15)$$

где S_1 , как и выше, спектральная плотность радиоизлучения на частоте $\nu_1 \gg \nu_0$, при которой справедливо соотношение (1.9).

Если $\frac{A}{\nu_0^2} \ll \alpha$, $\tau_0 \approx \frac{\alpha}{2}$. В общем случае, на произвольной частоте, оптическая толщина в соответствии с (1.11) равна

$$\tau(\nu) = \tau_0 \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right)^2 \left(1 + D \ln \frac{\nu_0}{\nu} \right), \quad (1.16)$$

где

$$\tau_0 = \frac{\alpha}{2+D}, \quad D = \frac{1}{B - \ln v_0}. \quad (1.17)$$

На основании (1.10) зависимость нормированной спектральной плотности излучения радиоисточника от частоты имеет вид:

$$\frac{S(v)}{S_m} = \left(\frac{v_0}{v}\right)^\alpha e^{\tau_0 - \tau}, \quad (1.18)$$

или, с учетом (1.16), (1.17),

$$\ln \frac{S(v)}{S_m} = \alpha \ln \frac{v_0}{v} + \frac{\alpha}{2+D} \left[1 - \left(\frac{v_0}{v}\right)^2 \left(1 + D \ln \frac{v_0}{v}\right) \right]. \quad (1.19)$$

До сих пор рассматривалась прямая задача: по известным параметрам космической среды рассчитать спектральную характеристику излучения радиоисточника. Проведем расчеты для решения обратной задачи: по данным частотных измерений найти характеризующие космическую плазму величины A и B , т. е. электронную температуру T_e и меру эмиссии $N_e^2 L$. Величина A определяется на основании (1.13) и (1.17)

$$A = \alpha v_0^2 \frac{D}{2+D}. \quad (1.20)$$

Величину D , а следовательно и B , можно определить из (1.19), сопоставляя экспериментальную зависимость $S(v)$ с расчетными данными. Однако на практике проще находить D согласно (1.17) по величине τ_0 . Для этого следует "линейно" (в логарифмическом масштабе) экстраполировать частотную характеристику из области высоких частот к частоте v_0 и определить τ_0 в виде

$$\tau_0 = \ln \frac{S_{m_1}}{S_m}, \quad (1.21)$$

где S_{m_1} — экстраполированное значение спектральной плотности излучения на частоте v_0 . В этом случае величина B находится на основании (1.17)

$$B = \ln v_0 + \frac{\ln(S_{m_1}/S_m)}{\alpha - 2 \ln(S_{m_1}/S_m)}. \quad (1.22)$$

Приведенные соотношения позволяют при известных параметрах среды и данных измерений на СВЧ, когда известны величины α , S_1 , v_1 , опреде-

лить при помощи (1.14) и (1.15) τ_0 , v_0 и S_m , а также спектральную плотность излучения $S(v)$ на любой частоте в соответствии с (1.19). С другой стороны, по результатам спектральных измерений при известных $S(v)$, S_m , v_0 и α можно вычислить на основании (1.19) D , согласно (1.17) B (электронную температуру T_e) и меру эмиссии $N_e^2 L$ по величине A на основании соотношения (1.20).

Следует, однако, отметить некоторые особенности, связанные с измерениями температуры T_e . Обычно поглощение при свободно-свободных переходах происходит в облаках НП или СП, температура в которых изменяется в широких пределах от 20 до 10 000 К [2,7]. Так как при таких T_e и $v_0 = 10 \div 100$ МГц величина $D \ll 2$, из анализа соотношения (1.19) следует, что определение D целесообразно вести при $v \ll v_0$. В противном случае измерение $S(v)/S_m$ необходимо проводить с такой высокой точностью, которая в настоящее время не может быть обеспечена. Поэтому рассмотренная методика определения T_e и $N_e^2 L$ наиболее эффективно может быть использована, когда частота v_0 находится в пределах метрового, дециметрового или сантиметрового диапазонов. Для меньших значений v_0 может оказаться, что измерение $S(v)$ с удовлетворительной точностью необходимо проводить на столь низких частотах, что это возможно только за пределами земной ионосферы в космосе или с обратной стороны Луны.

Для иллюстрации приведенных соотношений на рис. 1.1 показан расчетный спектр $S(v)/S_m$, полученный на основании (1.19) и (1.17) при $\alpha=0,8$, $\tau_0=0,38$ и $D=0,1$ (кривая 2). Как следует из рисунка, наблюдается спектр II типа, подобный 1-ой кривой, отличающийся от нее только более быстрым убыванием спектральной плотности излучения с понижением частоты при $v < v_0$.

1.3. Учет влияния поглощающей плазмы в нетепловом источнике

Если тепловая плазма находится в радиоисточниках, где имеются релятивистские электроны, движущиеся в космических магнитных полях, обеспечивая синхротронное излучение, то спектры таких объектов также могут иметь отрицательную кривизну [3]. Если синхротронное излучение и поглощение в ионизированной среде "равномерно перемешаны", то спектральная плотность потока излучения $S(v)$ будет иметь вид [3]

$$S(v) = a v^{-\alpha} \frac{1 - e^{-\tau(v)}}{\tau(v)}, \quad (1.23)$$

где a — не зависящая от частоты постоянная, а $\tau(v)$ — оптическая толщина, определяемая (1.11).

Из условия экстремума для $S(v)$ следует [9]

$$\tau_0 \cdot f(\alpha, \tau_0) = 2\tau_0 + \frac{A}{v_0^2}, \quad (1.24)$$

$$f(\alpha, \tau_0) = \frac{\alpha(1 - e^{-\tau_0})}{1 - e^{-\tau_0} - \tau_0 e^{-\tau_0}} = 2 + D, \quad (1.25)$$

где D определяется (1.17). В этом случае τ_0 , v_0 , S_m находятся из соотношений

$$[f(\alpha, \tau_0) - 2] \left\{ B - \frac{1}{2} \ln \left[\frac{A}{\tau_0} \frac{1}{f(\alpha, \tau_0) - 2} \right] \right\} = 1, \quad (1.26)$$

$$v_0 = \sqrt{\frac{A}{\tau_0} \frac{1}{f(\alpha, \tau_0) - 2}}, \quad (1.27)$$

$$S_m = S_1 \left(\frac{v_0}{v_1} \right)^{2-\alpha} \frac{(1 - e^{-\tau_0}) \left(1 + D \ln \frac{v_0}{v_1} \right)}{1 - e^{-\tau_0 (v_0/v_1)^2 (1 + D \ln \frac{v_0}{v_1})}}. \quad (1.28)$$

Здесь, как и раньше, $S_1(v_1)$ – спектральная плотность излучения, измеренная на частоте $v_1 \gg v_0$, где величина $\tau(v_1) \rightarrow 0$. Величина τ в рассматриваемом случае находится из (1.16) и, если $\tau_0 \ll 1$, соотношения (1.24)-(1.27) совпадают с (1.13), (1.17), (1.14) и (1.15), соответственно.

С учетом (1.16) и (1.23) нормированный спектр $S(v)/S_m$ определяется как

$$\frac{S(v)}{S_m} = \left(\frac{v}{v_0} \right)^{2-\alpha} \frac{1}{1 + D \ln \frac{v_0}{v}} \frac{1 - e^{-\tau_0 \left(\frac{v_0}{v} \right)^2 \left(1 + D \ln \frac{v_0}{v} \right)}}{1 - e^{-\tau_0}}. \quad (1.29)$$

Величина τ_0 на основании (1.23) находится как

$$\frac{\tau_0}{1 - e^{-\tau_0}} = \frac{S_m}{S_m}, \quad (1.30)$$

где S_m – “линейно” экстраполированное с высоких частот значение потока излучения на частоте v_0 .

Соотношения (1.25) либо (1.29) позволяют в принципе находить величину D и, следовательно, электронную температуру T_e на основании спектральных измерений, причем определение $S(v)$, как и раньше, следует вести при $v < v_0$. Мера эмиссии может быть найдена на основании (1.24) и (1.25)

$$A = \tau_0 v_0^2 D. \quad (1.31)$$

При наличии данных высокочастотных измерений и известных параметрах космической плазмы соотношения (1.26)-(1.29) позволяют рассчитать спектр в любом интервале частот, в том числе на частотах, где измерения не проводились.

Для иллюстрации полученных соотношений на рис. 1.1 приведен рассчитанный в соответствии с (1.29) спектр для случая $\alpha = 0,8$, $\tau_0 = 0,89$ согласно (1.25) и $D=0,1$ (кривая 3). Как следует из рисунка, полученный в этом случае спектр на частотах $v > v_0$ практически совпадает с предыдущими случаями, однако на частотах $v < v_0$ наблюдается значительно более медленное падение спектральной плотности излучения при понижении частоты.

1.4. Учет эффекта реабсорбции и поглощения излучения в космической плазме, находящейся на пути распространения радиоволн

Рассмотрим однокомпонентный космический радиоисточник, на спектральную характеристику которого одновременно влияют два эффекта – реабсорбция и поглощение излучения в космической плазме, находящейся на пути распространения радиоволн. В этом случае спектр $S(v)$ изменяется с частотой как

$$S(v) = \alpha v^{5/2} (1 - e^{-\tau_1}) e^{-\tau_2}, \quad (1.32)$$

где τ_1 и τ_2 – оптические толщины, определяемые (1.2) и (1.11) соответственно, α – не зависящая от частоты постоянная. Если в результирующем спектре наблюдается максимум на частоте v_0 , то из условия экстремума в этом случае следует соотношение [9]:

$$1 - \frac{\gamma + 4}{5} \tau_{01} + \frac{2}{5} (2 + D) \tau_{02} = 0, \quad (1.33)$$

устанавливающее связь между τ_{01} и τ_{02} при данных γ и D . Здесь D определяется выражением (1.17), а τ_{01} и τ_{02} соответствующие оптические толщины на частоте v_0 .

В частном случае при $\tau_{02} = 0$ это выражение совпадает с (1.4), а при $\tau_{01} = 0$ – с (1.13). В случае, если соотношение (1.33) не выполняется, максимум на частотной характеристике радиоисточника наблюдаться не будет. Заметим, что при реальных значениях γ и D экстремум будет иметь место при небольших значениях τ_{01} и τ_{02} ($\tau_{01,2} < 1$), причем с увеличением τ_{01} величина τ_{02} уменьшается и наоборот. Для иллюстрации в таблице 1.1 при-

ведены значения τ_{0_1} и τ_{0_2} , при которых условие (1.33) соблюдается при $\gamma = 2,6$ ($\alpha = 0,8$) и $D = 0,1$ *

Таблица 1.1

τ_{0_1}	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,53
τ_{0_2}	0,38	0,302	0,228	0,156	0,087	0,02	0

Зависимость частоты ν_0 в МГц от электронной температуры T_e в градусах Кельвина, соответствующая этому случаю, имеет вид

$$\ln \nu_0 = 17,7 - \frac{1}{D} + 1,5 \ln T_e,$$

где ν_0 выражается в МГц.

Величины $\tau_1(\nu)$ и τ_{0_1} , $\tau_2(\nu)$ и τ_{0_2} связаны соотношениями (1.5) и (1.16) соответственно. Спектр излучения при наличии на нем максимума S_m определяется согласно (1.32) как

$$\frac{S(\nu)}{S_m} = \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\frac{5}{2}} \frac{\left[1 - e^{-\tau_{0_1} \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^2}\right]^{\frac{\gamma+4}{2}} e^{-\tau_{0_2} \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^2 (1-D \ln \frac{\nu}{\nu_0})}}{(1 - e^{-\tau_{0_1}}) e^{-\tau_{0_2}}} \quad (1.34)$$

В приведенное выражение входят величины τ_{0_1} и τ_{0_2} , для определения которых кроме соотношения (1.33) необходимо знать высокочастотный спектр источника вплоть до частоты ν_0 . Экстраполируя линейно в логарифмическом масштабе $\lg S - \lg \nu$ высокочастотный спектр к частоте ν_0 , находим величину $K = S_m / S_{m_1}$:

$$K = \frac{(1 - e^{-\tau_{0_1}}) e^{-\tau_{0_2}}}{\tau_{0_1} (1 - \tau_{0_2})}, \quad (1.35)$$

где S_{m_1} – величина спектра на частоте ν_0 , найденная по экстраполированной спектральной зависимости.

Совместное решение (1.33) и (1.35) определяет τ_{0_1} и τ_{0_2} при известных γ , D и K , после чего может быть рассчитан спектр $S(\nu)$ на любой частоте ν .

Результаты расчета спектра $S(\nu)/S_m$ в соответствии с (1.34) приведены на рис. 1.1 специальными значками (x) для случая $\alpha = 0,8$, $D = 0,1$ и согласно (1.33) $\tau_{0_1} = 0,4$ и $\tau_{0_2} = 0,09$. Как следует из рисунка,

* Заметим, что по определению D – величина положительная и обычно заключена в пределах $0 < D < 0,6$ при $T_e > 10$ К и $\nu_0 < 100$ МГц.

при указанных параметрах на частотах $\nu > \nu_0$ эти данные располагаются между кривыми 1 и 2, а на частотах $\nu < \nu_0$ практически совпадают с кривой 2.

1.5. Учет эффекта Разина-Цытовича

Еще одним физическим механизмом, приводящим к спектральным характеристикам с отрицательной кривизной, является эффект Разина-Цытовича. Как известно [10,11], он связан с тем, что коэффициент преломления в плазме космического радиосточника отличен от единицы. Из-за этого фазовая скорость излучения превышает скорость движения космических электронов, что, в свою очередь, уменьшает направленность синхротронного излучения и тем самым ослабляет его интенсивность.

Если электроны движутся в магнитном поле в однородной разреженной плазме, коэффициент преломления которой

$$n = \sqrt{1 - \frac{e^2 N_e}{\pi m \nu^2}}, \quad (1.36)$$

где e и m – заряд и масса электрона соответственно; N_e – плотность плазмы, то в случае, когда $1 - n^2 \ll 1$, $\nu_H / \nu \ll 1$ и $\nu_L / \nu \ll 1$, плотность потока излучения будет [1,10,12]

$$S(f) \sim f^{-\alpha} \int_0^{\infty} x^{\frac{3\alpha-1}{2}} \eta^{-\frac{1}{3}} F(\eta) dx. \quad (1.37)$$

Здесь: ν_H – гирочастота ($\nu_H = eH_{\perp} / 2\pi mc$), ν_L – ленгмюровская частота ($\nu_L = \sqrt{e^2 N_e / \pi m}$), c – скорость света, H_{\perp} – величина перпендикулярной к лучу зрения составляющей космического магнитного поля,

$$\eta = \left(x + \frac{\zeta}{\sqrt{x}}\right)^{3/2}, \quad F(\eta) = \eta \int_{\eta}^{\infty} K_{5/3}(y) dy, \quad (1.38)$$

где $K_{5/3}(y)$ – функция Макдональда, $\zeta = \frac{4}{3} \frac{1}{f}$ и f – нормированная частота, равная

$$f = \frac{\nu}{ecN_e / H_{\perp}} = \frac{\nu}{14,4 N_e / H_{\perp}}. \quad (1.39)$$

Как и ранее, для определения параметров космической среды N_e, H_{\perp} в источнике, воспользуемся измерениями спектра на частотах ν_0 и ν_1 , где ν_0 – частота, соответствующая максимуму плотности излучения S_m

$$\frac{S(f)}{S_m} = \left(\frac{f}{f_0}\right)^{-\alpha} \frac{\int_0^{\infty} x^{\frac{3\alpha-1}{2}} \eta^{-\frac{1}{3}} F(\eta) dx}{\int_0^{\infty} x^{\frac{3\alpha-1}{2}} \eta_0^{-\frac{1}{3}} F(\eta_0) dx} \quad (1.40)$$

Здесь f_0 – нормированная частота, соответствующая ν_0 .

Если параметры среды известны, приведенное выражение позволяет определить спектр, в противном случае – по результатам спектральных измерений при наличии максимума $S(f)$ может быть в принципе найдено отношение N_e/H_{\perp} .

Поскольку интегралы, входящие в (1.37) и (1.40), не вычисляются в явном виде, для определения $S(f)/S_m$ возможно только их численное вычисление. Однако для приближенных расчетов можно воспользоваться аппроксимацией зависимости $S(f)$ более простой функцией так, чтобы определенные при этом значения спектральных плотностей не отличались от точных значений более чем на 5–10%. В качестве такой функции была выбрана следующая:

$$S(f) \approx f^{-\alpha} e^{-\xi f^{-\beta}} \quad (1.41)$$

Результаты расчета для этой функции при трех значениях α нанесены различными значками на рис. 1.2, где приведены также кривые – результат точного расчета в соответствии с (1.37) и (1.38) [10]. Как следует из рисунка, результаты расчета по формуле (1.41) при широких пределах изменения спектрального индекса α (от 1/3 до 1,5), как правило, не отличаются от точных зависимостей более чем на 10%, за исключением очень низких частот $f < 0,5 \div 0,7$. Воспользовавшись (1.41), из условия экстремума для $S(f)$ находим постоянную ξ :

$$\xi = \frac{\alpha}{\beta} f_0^{\beta} \quad (1.42)$$

Значения параметров β и ξ для данных, приведенных на рис. 1.2, даны в таблице 1.2.

Воспользовавшись (1.41), определяем отношение $S(f)/S_m$:

$$\frac{S(f)}{S_m} = \left(\frac{f}{f_0}\right)^{-\alpha} e^{-\xi f_0^{-\beta} \left[1 - \left(\frac{f}{f_0}\right)^{-\beta}\right]} \quad (1.43)$$

и, переходя к ненормированной частоте и логарифмируя это выражение с учетом (1.42), получаем

$$\ln \frac{S(\nu)}{S_m} = \alpha \ln \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right) + \frac{\alpha}{\beta} \left[1 - \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^{\beta}\right] \quad (1.44)$$

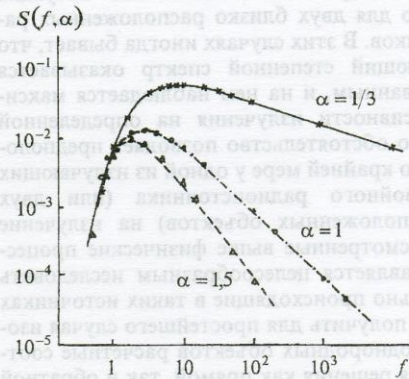


Рис. 1.2. Зависимость $S(f, \alpha)$ при эффекте Разина-Цытовича для различных значений спектрального индекса α . Кривые – результат точного расчета [10]. Значки – результат приближенного расчета в соответствии с (1.41) (\times – для $\alpha = 1/3$, \circ – для $\alpha = 1$, Δ – для $\alpha = 1,5$)

Таблица 1.2

α	1/3	1	1,5
β	0,97	1,01	1,28
ξ	3,22	2,59	2,58

Сопоставляя экспериментально определенный спектр космического радиоисточника с этим выражением, можно в принципе установить, имеет ли место эффект Разина-Цытовича, и найти величины β, ξ и, согласно (1.42), f_0 . Отношение плотности космических электронов к поперечному магнитному полю в источнике при этом определяется как

$$\frac{N_e}{H_{\perp}} = \frac{1}{14,4} \frac{\nu_0}{f_0} \quad (1.45)$$

Результаты расчета спектра в соответствии с (1.44) приведены на рис. 1.1 пунктирной кривой 4 для случая $\alpha = 1$ и $\beta = 1,01$. Согласно рисунку, на частотах $\nu > \nu_0$ эта зависимость практически совпадает с остальными. Самое заметное различие между всеми кривыми наблюдается на частотах $\nu < \nu_0$, особенно при существенном понижении частоты, где пунктирная кривая проходит между кривыми 3 и 1.

Раздел II. Расчетные соотношения для двухкомпонентной модели

У многих космических радиоисточников, в частности у квазаров, часто наблюдаются два интенсивно излучающих компонента, расположенных столь близко, что их не удается разрешить на низких частотах и можно измерить только общий поток радиоизлучения. Аналогичная ситуация имеет место для двух близко расположенных радиоисточников. В этих случаях иногда бывает, что результирующий степенной спектр оказывается деформированным, и на нем наблюдается максимум интенсивности излучения на определенной частоте. Это обстоятельство позволяет предположить, что по крайней мере у одной из излучающих деталей двойного радиоисточника (или двух близко расположенных объектов) на излучение влияют рассмотренные выше физические процессы. Представляется целесообразным исследовать более детально происходящие в таких источниках процессы и получить для простейшего случая изотропных и однородных объектов расчетные соотношения для решения как прямой, так и обратной задачи.

2.1. Два неразрешенных радиоисточника, излучение одного из которых проходит через поглощающую плазму

Предположим, что размеры слоя поглощающей плазмы, расположенной перед одним из источников, достаточно большие, чтобы можно было не учитывать краевые эффекты. В то же время этот слой должен быть расположен достаточно далеко от другого источника, чтобы не экранировать его излучение. В этом случае результирующий спектр может быть представлен в виде [1,2]

$$S(\nu) = a\nu^{-\alpha_1} + b\nu^{-\alpha_2}e^{-\tau(\nu)}, \quad (2.1)$$

где a, b – постоянные, не зависящие от частоты; α_1 и α_2 – спектральные индексы двух близко расположенных (неразрешенных) радиоисточников; $\tau(\nu)$ – оптическая толщина, определяемая (1.11), (1.12).

Обозначив $m(\nu) = \frac{a}{b} \nu^{\alpha_2 - \alpha_1}$, получим

$$S(\nu) = b\nu^{-\alpha_2} \left[m(\nu) + e^{-\tau(\nu)} \right]. \quad (2.2)$$

Здесь $m(\nu) \cdot e^{\tau(\nu)}$ в общем случае представляет собой отношение интенсивности части излучения, не испытывающего поглощения в космической плазме, к остальной части излучения объекта. Как следует из (2.2), при определенных условиях зависимость $S(\nu)$ может иметь максимум излучения S_m на

частоте ν_0 . Из условия экстремума $dS/d\nu=0$ можно определить связь между m_0 и τ_0 на частоте ν_0 [13]:

$$m_0 = \left[\frac{\tau_0(2+D) - \alpha_2}{\alpha_1} \right] e^{-\tau_0}. \quad (2.3)$$

Здесь $m_0 = m(\nu_0) = \frac{a}{b} \nu_0^{\alpha_2 - \alpha_1}$, $\tau_0 = \tau(\nu_0)$, а D определяется выражением (1.17). Так как $m_0 > 0$ по определению, из (2.3) следует, что экстремум на спектре $S(\nu)$ будет наблюдаться лишь при условии

$$\tau_0 > \frac{\alpha_2}{2+D}. \quad (2.4)$$

Если условие (2.4) не выполняется, экстремума на результирующем спектре двух радиоисточников не будет. Как следует из (2.3), m_0 , изменяясь в зависимости от τ_0 , достигает максимума m_{0_0} при $\tau = \tau_{0_0}$:

$$\tau_{0_0} = 1 + \frac{\alpha_2}{2+D}, \quad m_{0_0} = \frac{2+D}{\alpha_1} e^{-\left(1 + \frac{\alpha_2}{2+D}\right)}. \quad (2.5)$$

Так как для реально существующей в космосе поглощающей плазмы, состоящей из ионизованного водорода или углерода, как указывалось, величина $D \ll 2$, она мало влияет на величины τ_{0_0} и m_{0_0} .

Нормированный спектр $S(\nu)/S_m$ на основании (2.2) может быть представлен в виде

$$\frac{S(\nu)}{S_m} = \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-\alpha_2} \frac{m(\nu) + e^{-\tau(\nu)}}{m_0 + e^{-\tau_0}}, \quad (2.6)$$

или, учитывая, что

$$\frac{m(\nu)}{m_0} = \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\alpha_2 - \alpha_1}, \quad (2.7)$$

а $\frac{\tau(\nu)}{\tau_0}$ определяется (1.16),

$$\frac{S(\nu)}{S_m} = \frac{\left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-\alpha_1} \left[\frac{\tau_0(2+D) - \alpha_2}{\alpha_1} \right] + \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{-\alpha_2} e^{-\tau_0 \left[\left(1 + D \ln \frac{\nu_0}{\nu}\right) \left(\frac{\nu_0}{\nu} \right) - 1 \right]}}{\tau_0(2+D) - \alpha_2 + 1}. \quad (2.8)$$

Выражение (2.8) позволяет при известных α_1 , α_2 , S_m , ν_0 , D и τ_0 рассчитать результирующий спектр $S(\nu)$ объекта, состоящего из двух неразрешенных радиоисточников, либо с помощью спектральных измерений, определяя $S(\nu)$ на какой-нибудь частоте ν и зная α_1 , α_2 , S_m , ν_0 и D , найти величину оптической толщины τ_0 на частоте ν_0 и, следовательно, согласно (1.16) величину $\tau(\nu)$ на любой частоте.

Величину τ_0 , как и ранее, можно найти также путем измерения отношения потока излучения S_m на частоте ν_0 к "линейно" (в логарифмическом масштабе) экстраполированному от высоких частот к этой же частоте ν_0 потоку S_{m_1} :

$$K = \frac{S_m}{S_{m_1}} = \frac{m_0 + e^{-\tau_0}}{m_0 + 1} \quad (2.9)$$

Учитывая (2.3), получим

$$K = \frac{\tau_0(2+D) - \alpha_2 + \alpha_1}{\tau_0(2+D) - \alpha_2 + \alpha_1 e^{\tau_0}}, \quad (2.10)$$

что позволяет, зная K , α_1, α_2 и D , найти величину τ_0 .

При этом величина m_0 на основании (2.9) равна

$$m_0 = \frac{K - e^{-\tau_0}}{1 - K} \quad (2.11)$$

Спектральные зависимости отдельно для каждого из двух радиоисточников, исходя из (2.2), (2.7) и (1.16), определяются выражениями

$$\frac{S_1(\nu)}{S_m} = \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-\alpha_1} \frac{[\tau_0(2+D) - \alpha_2] \alpha_1^{-1}}{[\tau_0(2+D) - \alpha_2] \alpha_1^{-1} + 1}, \quad (2.12)$$

$$\frac{S_2(\nu)}{S_m} = \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-\alpha_2} \frac{e^{-\tau_0 \left[\left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^2 \left(1 + D \ln \frac{\nu_0}{\nu}\right) - 1 \right]}}{[\tau_0(2+D) - \alpha_2] \alpha_1^{-1} + 1} \quad (2.13)$$

Эти соотношения позволяют в принципе решать как прямую, так и обратную задачу, и в этом смысле информация, получаемая для двойного неразрешенного радиоисточника, такая же, как и для однокомпонентного. Кроме этого, удается получить дополнительную информацию, связанную с эффектом "частотного разрешения", т. е. определить плотность потоков радиоизлучения отдельно для каждого из двух радиоисточников или компонентов, неразрешенных на низких частотах.

Следует однако отметить, что во все приведенные соотношения входят величины спектральных индексов α_1 и α_2 , т. е. предполагается, что на высоких частотах ($\nu \gg \nu_0$) двойной радиоисточник разрешен. Этого не требуется в случае двухкомпонентного неразрешенного источника, когда спектральные индексы компонентов, как правило, равны или различаются незначительно ($\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$), что, в частности, характерно для квазаров, часто состоящих из двух компонентов. Тогда все приведенные соотношения упрощаются и радиоисточник предполагается неразрешенным во всех диапазонах частот.

При этом $m(\nu) = m_0 = a/b$ и соотношения (2.3), (2.4) и (2.5) приводятся к виду

$$m_0 = \left[\frac{\tau_0(2+D)}{\alpha} - 1 \right] e^{-\tau_0}, \quad (2.14)$$

$$\tau_0 > \frac{\alpha}{2+D}, \quad (2.15)$$

$$\tau_0 = 1 + \frac{\alpha}{2+D}, \quad m_0 = \frac{2+D}{\alpha} e^{-\left(1 + \frac{\alpha}{2+D}\right)}. \quad (2.16)$$

Для спектра вместо (2.8) получаем выражение

$$\frac{S(\nu)}{S_m} = \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-\alpha} \left\{ 1 - \frac{\alpha}{\tau_0(2+D)} \left[1 - e^{-\tau_0 \left[\left(1 + D \ln \frac{\nu_0}{\nu}\right) \frac{\nu_0^2}{\nu^2} - 1 \right]} \right] \right\}. \quad (2.17)$$

Выражение (2.17), как и (2.10), позволяет на основании спектральных измерений при известном D найти оптическую толщину τ_0 на частоте ν_0 , соответствующей максимуму излучения S_m . Однако, в отличие от рассмотренного выше общего случая $\alpha_1 \neq \alpha_2$, здесь измерения существенно упрощаются, так как можно ограничиться измерением только результирующей (суммарной) спектральной характеристики, не определяя на высоких частотах ($\nu \gg \nu_0$) раздельно спектры компонентов.

Другой способ нахождения τ_0 , как и в общем случае, основан на измерении величины K . Согласно (2.9)

$$K = \frac{S_m}{S_{m_1}} = \frac{m_0 + e^{-\tau_0}}{m_0 + 1}, \quad (2.18)$$

и, учитывая (2.14),

$$K = \frac{1}{1 + \alpha \frac{e^{\tau_0} - 1}{\tau_0(2+D)}} \quad (2.19)$$

На основании (2.17) и (2.19) можно определить величину τ_0 по результатам измерений $S(\nu)$, S_m , ν_0 и α :

$$\frac{S(\nu)}{S_m} = \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^\alpha \left\{ 1 - \frac{e^{-\tau_0 \left[1 + \left(\frac{\alpha e^{\tau_0} - 1}{\tau_0 K^{-1} - 1} - 2 \right) \ln \frac{\nu_0}{\nu} \right] \frac{\nu_0^2}{\nu^2} - 1}}{(e^{\tau_0} - 1)(K^{-1} - 1)^{-1}} \right\}. \quad (2.20)$$

Для уменьшения влияния погрешности измерения потоков на величину τ_0 частоту ν желательно выбирать значительно ниже ν_0 . При $\nu_0/\nu \gg 1$ и

$$\tau_0 \left\{ 1 + \left(\frac{\alpha e^{\tau_0} - 1}{\tau_0 K^{-1} - 1} - 2 \right) \ln \frac{\nu_0}{\nu} \right] \frac{\nu_0^2}{\nu^2} - 1 \right\} \gg 1$$

выражение (2.20) приводится к виду

$$\frac{S(\nu)}{S_m} = \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^\alpha \frac{e^{\tau_0} - K^{-1}}{e^{\tau_0} - 1}. \quad (2.21)$$

При этом рассчитывается величина τ_0 везде за исключением "запрещенной области" $1 < e^{\tau_0} < \frac{1}{K}$.

Исходя из (2.21), (2.19), (2.18),

$$\tau_0 \approx \ln \left[\frac{\frac{1}{K} - \frac{S(\nu)}{S_m} \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^\alpha}{1 - \frac{S(\nu)}{S_m} \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^\alpha} \right], \quad (2.22)$$

$$D = \frac{\alpha e^{\tau_0} - 1}{\tau_0 K^{-1} - 1} - 2, \quad (2.23)$$

$$m_0 = \frac{K - e^{-\tau_0}}{1 - K}, \quad (2.24)$$

где $e^{-\tau_0} < K < 1$.

Согласно (2.12) и (2.13)

$$\frac{S_1(\nu)}{S_m} = \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-\alpha} \left(1 - \frac{\alpha}{\tau_0(2+D)} \right), \quad (2.25)$$

$$\frac{S_2(\nu)}{S_m} = \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-\alpha} \frac{e^{-\tau_0 \left[\left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^2 (1 + D \ln \frac{\nu_0}{\nu}) - 1 \right]}}{\tau_0(2+D)\alpha^{-1}}. \quad (2.26)$$

Эти соотношения на основании измерений результирующего спектра неразрешенного двойного или двухкомпонентного радиоисточника позволяют определить все необходимые параметры и, следовательно, найти величины B и A , т. е. электронную температуру T_e и меру эмиссии ME слоя поглощающей плазмы:

$$B = \ln \nu_0 + 1/D, \quad A = \tau_0 \nu_0^2 D, \quad (2.27)$$

и согласно (1.12)

$$T_e = \exp \frac{2}{3} (B - 17,7), \quad ME = N_e^2 L = \frac{AT_e^{3/2}}{9,8 \cdot 10^{-3}}. \quad (2.28)$$

Для иллюстрации полученных выражений на рис. 2.1. приведены зависимости m_0 и K от величины τ_0 , рассчитанные на основании (2.3) и (2.10) при $D=0,1$, $\alpha_1=1,2$ и $\alpha_2=0,6$. Как видно из рисунка

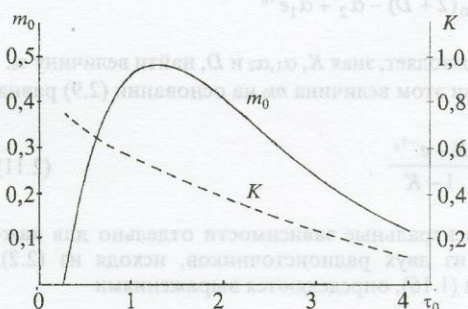


Рис. 2.1. Зависимость m_0 и K от величины оптической толщины τ_0 при $D=0,1$, $\alpha_1=1,2$, $\alpha_2=0,6$ при затухании излучения одного из компонентов в космической плазме на трассе распространения радиоволн

при $m > 0$ минимальная величина τ_0 , при которой на спектре $S(\nu)$ будет наблюдаться экстремум, равна согласно (2.4) 0,286, а максимальная величина $m_0 = 0,484$ соответствует $\tau_0 = 1,286$. Зависимость K от τ_0 согласно (2.10) монотонно убывает с ростом τ_0 . Зависимости $S(\nu)/S_m$, рассчитанные согласно (2.8) для $\alpha_1 = 1,2$, $\alpha_2 = 0,6$, $D = 0,1$ при $\tau_0 = 0,4$ и $m_0 = 0,134$ (1), $\tau_0 = 0,7$ и $m_0 = 0,36$ (2), $\tau_0 = 1$ и $m_0 = 0,46$ (3), $\tau_0 = 2,26$ и $m_0 = 0,36$ (4), приведены на рис. 2.2. Как следует из рисунка, во всех случаях (кроме кривой 3) результирующий спектр неразрешенного двойного радиоисточника следует отнести к IV типу, третья же кривая соответствует переходной форме от спектра IV типа к спектру III типа. При

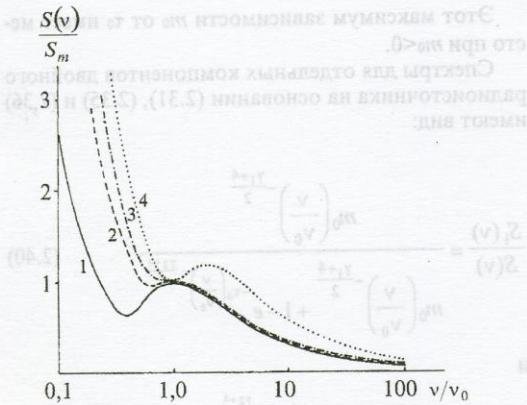


Рис. 2.2. Нормированные результирующие спектры неразрешенного двойного или двухкомпонентного радиоисточника при затухании излучения одной из деталей объекта в космической плазме на трассе распространения радиоволн при $\alpha_1=1,2$, $\alpha_2=0,6$, $D=0,1$:
 1 - $\tau_0=0,4$, $m_0=0,134$; 2 - $\tau_0=0,7$, $m_0=0,36$;
 3 - $\tau_0=1$, $m_0=0,46$; 4 - $\tau_0=2,26$, $m_0=0,36$

$\tau_{0\text{min}} < \tau_0 < \tau_{0_0}$ с ростом τ_0 глубина минимума спектральной зависимости на частотах $v < v_0$ уменьшается, что объясняется ростом m_0 с τ_0 , т. е. возрастанием вклада в общее излучение той детали двойного объекта, которая не испытывает затухания в слое космической плазмы. С уменьшением τ_0 величина m_0 падает и основной вклад в спектр обеспечивается уже другой деталью, излучение которой затухает в плазме, что приводит к искривлению спектральной зависимости. Во всех случаях в указанном интервале изменения τ_0 максимум спектральных зависимостей зафиксирован на частоте v_0 , т. е. условие (2.3) соответствует экстремуму в максимуме $S(v)$. При $\tau_0 \rightarrow \tau_{0_0}$ минимум зависимости $S(v)$ вырождается, в этом случае спектральная плотность излучения с понижением частоты $v < v_0$ монотонно возрастает. При $\infty > \tau > \tau_{0_0}$ спектр $S(v)$ вновь искривляется, но при всех τ_0 в этом интервале на частоте v_0 зафиксирован уже минимум $S(v)$, т. е. условие (2.3) теперь соответствует экстремуму в минимуме $S(v)$. Теперь с ростом τ_0 возрастает максимум спектральной характеристики и увеличивается соответствующая ему частота $v_{0_1} > v_0$. Спектры отдельно для деталей неразрешенного двойного объекта $S_1(v)/S_m$ и $S_2(v)/S_m$ приведены на рис. 2.3. Как следует из этого рисунка, спектры 1-ой детали во всех случаях степенные (кривые 1,3,5 и 7) – I типа. Спектры 2-ой детали (кривые 2,4,6,8) – II типа с четко выраженным максимумом излучения на соответствующих частотах $v > v_0$, причем с рос-

том τ_0 этот максимум монотонно смещается в область все более высоких частот.

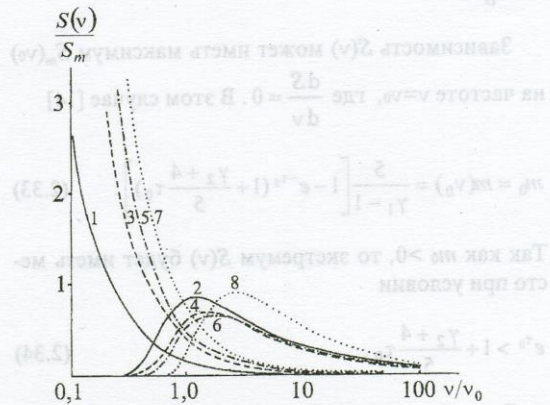


Рис. 2.3. Нормированные спектры $S_1(v)/S_m$ и $S_2(v)/S_m$ отдельно для обеих деталей неразрешенного двойного или двухкомпонентного радиоисточника при затухании излучения одного из компонентов в космической плазме на трассе распространения радиоволн
 $S_1(v)/S_m$: 1 - при $\tau_0=0,4$, $m_0=0,134$; 3 - при $\tau_0=0,7$, $m_0=0,36$; 5 - при $\tau_0=1$, $m_0=0,46$; 7 - при $\tau_0=2,26$, $m_0=0,36$
 $S_2(v)/S_m$: 2,4,6,8 - при таких же значениях τ_0 и m_0 , соответственно

В заключение отметим, что в случае двухкомпонентного радиоисточника ($\alpha_1=\alpha_2$), неразрешенного ни на высоких, ни на низких частотах, согласно (2.25) и (2.26) возможно “частотное разрешение” спектров, для чего необходимы только измерения результирующего спектра на высоких частотах.

2.2. Неразрешенный двойной источник в случае, когда излучение одного из источников испытывает реабсорбцию

В этом случае результирующая спектральная плотность излучения определяется суммой двух спектральных зависимостей [1,2]

$$S(v) = av^{-(\gamma_1-1)/2} + bv^{5/2}(1 - e^{-\tau(v)}), \quad \tau = qv^{-(\gamma_2+4)/2}. \quad (2.29)$$

Здесь a, b, q – постоянные, не зависящие от частоты,

$$\gamma_1=2\alpha_1+1, \quad \gamma_2=2\alpha_2+1, \quad (2.30)$$

где α_1 и α_2 спектральные индексы отдельных источников.

Выражение (2.29) можно представить в виде

$$S(\nu) = b\nu^{5/2}(m + 1 - e^{-\tau(\nu)}), \quad (2.31)$$

$$m = \frac{a}{b} \nu^{-(\gamma_1+4)/2}. \quad (2.32)$$

Зависимость $S(\nu)$ может иметь максимум $S_m(\nu_0)$ на частоте $\nu = \nu_0$, где $\frac{dS}{d\nu} = 0$. В этом случае [14]

$$m_0 = m(\nu_0) = \frac{5}{\gamma_1 - 1} \left[1 - e^{-\tau_0} \left(1 + \frac{\gamma_2 + 4}{5} \tau_0 \right) \right]. \quad (2.33)$$

Так как $m_0 > 0$, то экстремум $S(\nu)$ будет иметь место при условии

$$e^{\tau_0} > 1 + \frac{\gamma_2 + 4}{5} \tau_0. \quad (2.34)$$

В случае, когда угловой размер радиоисточника с реабсорбцией не зависит от частоты, на основании (2.29)

$$\tau = \tau_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\frac{\gamma_2 + 4}{2}}, \quad (2.35)$$

и согласно (2.32)

$$m = m_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\frac{\gamma_1 + 4}{2}}. \quad (2.36)$$

Результующий спектр излучения в общем случае, исходя из (2.31), (2.35) и (2.36), может быть представлен в виде

$$\frac{S(\nu)}{S_m} = \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\frac{5}{2}} \frac{m_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\frac{\gamma_1 + 4}{2}} + 1 - e^{-\tau_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\frac{\gamma_2 + 4}{2}}}}{m_0 + 1 - e^{-\tau_0}}, \quad (2.37)$$

где m_0 определяется выражением (2.33). Зависимость этой величины от τ_0 имеет максимум при $\tau_0 = \tau_{0_0}$, где максимальная величина $m_{0_{\max}} = m_{0_0}$:

$$\tau_{0_0} = 1 - \frac{5}{\gamma_2 + 4}, \quad (2.38)$$

$$m_{0_0} = \frac{5}{\gamma_1 - 1} \left(1 - \frac{\gamma_2 + 4}{5} e^{-\frac{\gamma_2 - 1}{\gamma_2 + 4}} \right), \quad (2.39)$$

Этот максимум зависимости m_0 от τ_0 имеет место при $m_0 < 0$.

Спектры для отдельных компонентов двойного радиоисточника на основании (2.31), (2.35) и (2.36) имеют вид:

$$\frac{S_1(\nu)}{S(\nu)} = \frac{m_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\frac{\gamma_1 + 4}{2}}}{m_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\frac{\gamma_1 + 4}{2}} + 1 - e^{-\tau_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\frac{\gamma_2 + 4}{2}}}} \quad (2.40)$$

и

$$\frac{S_2(\nu)}{S(\nu)} = \frac{1 - e^{-\tau_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\frac{\gamma_2 + 4}{2}}}}{m_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\frac{\gamma_1 + 4}{2}} + 1 - e^{-\tau_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\frac{\gamma_2 + 4}{2}}}}, \quad (2.41)$$

или, с учетом (2.37),

$$\frac{S_1(\nu)}{S_m} = \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\frac{5}{2}} \frac{m_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\frac{\gamma_1 + 4}{2}}}{m_0 + 1 - e^{-\tau_0}}, \quad (2.42)$$

$$\frac{S_2(\nu)}{S_m} = \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\frac{5}{2}} \frac{1 - e^{-\tau_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0} \right)^{\frac{\gamma_2 + 4}{2}}}}{m_0 + 1 - e^{-\tau_0}}. \quad (2.43)$$

В приведенных соотношениях имеются величины τ_0 и m_0 , которые могут быть определены путем совместного решения уравнений (2.33) и (2.37) или (2.33) и (2.42), (2.43). Другой способ нахождения этих величин с помощью спектральной зависимости основан на величине $K = \frac{S_m}{S_{m_1}}$, где S_{m_1} — спек-

тральная плотность излучения, определенная по экстраполированному линейно (в логарифмическом масштабе) спектру из области высоких частот к частоте ν_0 .

Согласно (2.29)

$$K = \frac{m_0 + 1 - e^{-\tau_0}}{m_0 + \tau_0}, \quad (2.44)$$

при этом m_0 и τ_0 находятся совместным решением (2.33) и (2.44). Величина $S_2(\nu)$ имеет максимум на частоте ν_{0_1} , где $S_2(\nu_{0_1}) = S_{m_2}$. Согласно (2.43)

$$\frac{S_{m_2}}{S_m} = \left(\frac{v_{01}}{v_0} \right)^2 \frac{1 - e^{-\tau_0 \left(\frac{v_{01}}{v_0} \right)^{\gamma_2 + 4}}}{m_0 + 1 - e^{-\tau_0}}. \quad (2.45)$$

Частота v_{01} , соответствующая максимальной интенсивности излучения S_{m_2} , спектра радиоисточника $S_2(v)$, в котором наблюдается реабсорбция, может быть рассчитана, как и раньше, по результатам только высокочастотных измерений спектра $S_2(v)$ при $v_2 \gg v_{01}$, если известны H_1 и θ .

На основании соотношений (1.3)-(1.5) можно получить выражения аналогичные (1.6), (1.7), заменяя в них τ_0 на τ_{01} , которое определяется (1.4), где γ заменяется величиной γ_2 .

Как следует из приведенного, для расчетов на основании соотношений (2.37)-(2.43) в общем случае при $\gamma_1 \neq \gamma_2$ необходимы спектральные измерения на высоких частотах $v \gg v_0$ отдельно для каждого из радиоисточников или компонентов двойного объекта, и только в частном случае $\gamma_1 \approx \gamma_2$ можно ограничиться измерением на частотах $v \geq v_0$ результирующего спектра неразрешенного двойного объекта.

Для иллюстрации полученных соотношений на рис. 2.4 приведена зависимость m_0 от τ_0 , рассчитанная согласно (2.33) для двух случаев: $\gamma_1 = 3,4$, $\gamma_2 = 2,6$ (кривая 1) и $\gamma_1 = 2,6$, $\gamma_2 = 3,4$ (кривая 2). Как следует из рисунка, при малых τ_0 величина m_0 отрицательна. Это означает, что в данном случае на зависимости $S(v)$ нет экстремума. При $\tau_0 > \tau_{0min}$, определяемого соотношением (2.34), наблюдается примерно линейный рост m_0 с увеличением τ_0 до $\tau_0 = 2,5$, после чего с дальнейшим ростом τ_0 $m_0 \rightarrow \frac{5}{\gamma_1 - 1}$ (2,08 в первом случае и 3,125 во втором). Пример зависимости K от τ_0 , рассчитанной согласно (2.44) для $\gamma_1 = 3,4$ и $\gamma_2 = 2,6$, приведен на этом же рисунке (зависимость 3).

Спектры $S(v)/S_m$, полученные на основании (2.37), приведены на рис. 2.5 для значений $\tau_0 = 0,6$ (кривая 1), $\tau_0 = 1$ (кривая 2), $\tau_0 = 2,2$ (кривая 3) и $\tau_0 = 5$ (кривая 4). Как следует из рисунка, во всех случаях наблюдается спектр IV типа. При малых значениях τ_0 ($\tau_{0min} < \tau_0 < 2 - \frac{5}{\gamma_2 + 4}$), на участке практически линейной зависимости m_0 от τ_0 , с ростом τ_0 глубина минимума $S(v)$ на частотах $v < v_0$ постепенно уменьшается, так как при этом увеличивается m_0 , т. е. вклад в результирующую интенсивность излучения радиоисточника или компонента, в котором не наблюдается реабсорбция. Этот участок зависимости (2.33) соответствует

условию экстремума на частоте v_0 для максимума зависимости $S(v)$. При приближении τ_0 к величине $2 - \frac{5}{\gamma_2 + 4}$ — это условие, при котором вторая производная зависимости m_0 от τ_0

$$\frac{d^2 m_0}{d\tau_0^2} = \frac{5}{\gamma_1 - 1} e^{-\tau_0} \left(\frac{\gamma_2 + 4}{2,5} - 1 - \frac{\gamma_2 + 4}{5} \tau_0 \right)$$

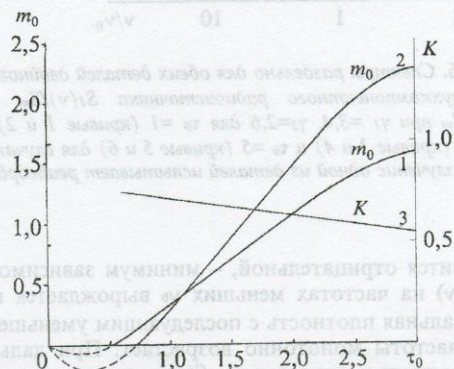


Рис. 2.4. Зависимость m_0 и K от τ_0 при $\gamma_1 = 3,4$, $\gamma_2 = 2,6$ (зависимости 1 и 3) и $\gamma_1 = 2,6$, $\gamma_2 = 3,4$ (зависимость 2) для случая, когда излучение одного из компонентов двойного радиоисточника испытывает реабсорбцию

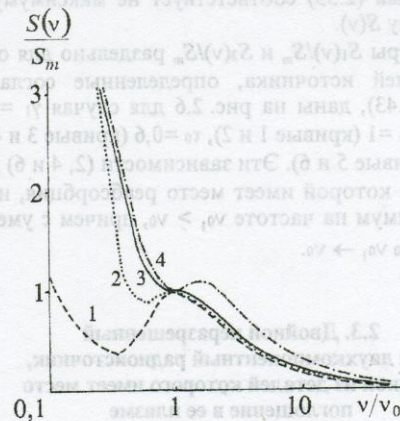


Рис. 2.5. Результирующие спектры двойного или двухкомпонентного радиоисточника при $\gamma_1 = 3,4$, $\gamma_2 = 2,6$ и $\tau_0 = 0,6$ (кривая 1), $\tau_0 = 1$ (кривая 2), $\tau_0 = 2,2$ (кривая 3) и $\tau_0 = 5$ (кривая 4) для случая, когда излучение одного из источников или компонентов испытывает реабсорбцию

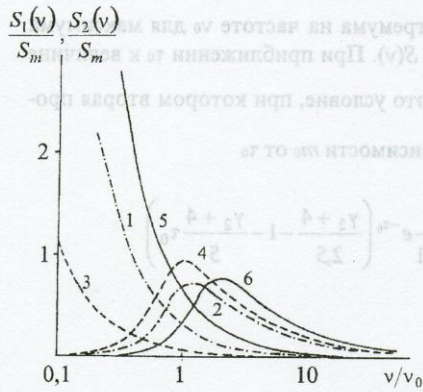


Рис. 2.6. Спектры раздельно для обеих деталей двойного или двухкомпонентного радиоисточника $S_1(v)/S_m$ и $S_2(v)/S_m$ при $\gamma_1=3,4$, $\gamma_2=2,6$ для $\tau_0=1$ (кривые 1 и 2), $\tau_0=0,6$ (кривые 3 и 4) и $\tau_0=5$ (кривые 5 и 6) для случая, когда излучение одной из деталей испытывает реабсорбцию

становится отрицательной, – минимум зависимости $S(v)$ на частотах меньших v_0 вырождается и спектральная плотность с последующим уменьшением частоты монотонно возрастает. При дальнейшем росте τ_0 зависимость $S(v)$ вновь искривляется за счет появления максимума излучения на частотах больших v_0 . С увеличением τ_0 в этой области величина максимума $S(v)$ возрастает, как и частота v_{01} , на которой этот максимум наблюдается. При этом на частоте v_0 зафиксирован минимум зависимости $S(v)$, т. е. в этом случае условие экстремума (2.33) соответствует не максимуму, а минимуму $S(v)$.

Спектры $S_1(v)/S_m$ и $S_2(v)/S_m$ раздельно для обеих деталей источника, определенные согласно (2.42), (2.43), даны на рис. 2.6 для случая $\gamma_1=3,4$, $\gamma_2=2,6$, $\tau_0=1$ (кривые 1 и 2), $\tau_0=0,6$ (кривые 3 и 4) и $\tau_0=5$ (кривые 5 и 6). Эти зависимости (2, 4 и 6) для детали, в которой имеет место реабсорбция, имеют максимум на частоте $v_{01} > v_0$, причем с уменьшением τ_0 $v_{01} \rightarrow v_0$.

2.3. Двойной неразрешенный или двухкомпонентный радиоисточник, в одной из деталей которого имеет место поглощение в ее плазме

В случае такой модели плотность потока излучения описывается выражением [1,2]

$$S(v) = av^{-\alpha_1} + bv^{-\alpha_2} \frac{1 - e^{-\tau(v)}}{\tau(v)}, \quad (2.46)$$

где a и b – постоянные, не зависящие от частоты, а $\tau(v)$ – оптическая толщина, определяемая соотношением (1.11). Обозначив величину

$$m(v) = \frac{a}{b} v^{\alpha_2 - \alpha_1},$$

получим

$$S(v) = bv^{-\alpha_2} \left[m(v) + \frac{1 - e^{-\tau(v)}}{\tau(v)} \right]. \quad (2.47)$$

Как следует из (2.47), зависимость $S(v)$ может иметь экстремум на частоте $v=v_0$ при выполнении следующего условия [14]

$$m_0 = -\frac{\alpha_2}{\alpha_1} \frac{1 - e^{-\tau_0}}{\tau_0} + \frac{2 + D}{\alpha_1} \left(\frac{1 - e^{-\tau_0}}{\tau_0} - e^{-\tau_0} \right). \quad (2.48)$$

Здесь $m_0 = m(v_0) = \frac{a}{b} v_0^{\alpha_2 - \alpha_1}$, $\tau_0 = \tau(v_0)$, а D рассчитывается с помощью соотношения (1.17). Так как величина m_0 может быть только положительной, то максимум на результирующей спектральной зависимости будет при

$$1 - \frac{\tau_0 e^{-\tau_0}}{1 - e^{-\tau_0}} > \frac{\alpha_2}{2 + D}. \quad (2.49)$$

Зависимость m_0 от τ_0 имеет максимум m_{00} при условии $\tau_0 = \tau_{00}$:

$$\frac{\tau_{00}^2}{e^{\tau_{00}} - \tau_{00} - 1} = 1 - \frac{\alpha_2}{2 + D}. \quad (2.50)$$

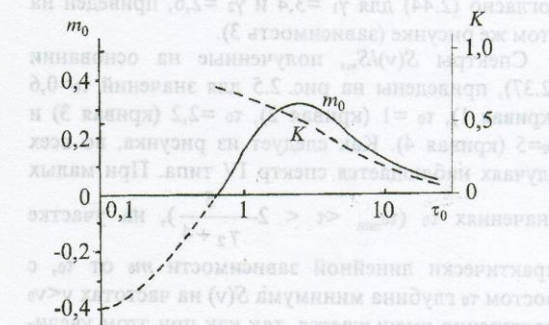


Рис. 2.7. Зависимость m_0 и K от τ_0 при $\alpha_1=1,2$, $\alpha_2=0,6$, $D=0,1$ для случая неразрешенного двойного или двухкомпонентного радиоисточника, в одной из деталей которого имеет место поглощение в ее плазме

Для иллюстрации на рис. 2.7 приведена расчетная зависимость m_0 (τ_0) для случая $\alpha_1 = 1,2$, $\alpha_2 = 0,6$, $D = 0,1$. Как следует из рисунка, минимальная величина $\tau_{0\min}$, при которой $m_0 = 0$, равна 0,65. При меньших τ_0 (штриховой участок зависимости) $m_0 < 0$, в этом случае на спектральной характеристике $S(\nu)$ экстремума нет. При условии (2.50) величина m_0 имеет максимум (на рис. 2.7 при $\tau_0 = 2,515$), после чего при дальнейшем увеличении τ_0 m_0 монотонно стремится к нулю. В отличие от предыдущего случая максимум зависимости m_0 от τ_0 имеет место при $m_0 > 0$. При этом одно и то же значение $m_0 < m_{00}$ соответствует двум значениям τ_0 . Можно показать, что возрастающая ветвь зависимости m_0 от τ_0 при $\tau_{0\min} < \tau_0 < \tau_{00}$ соответствует условию экстремума (2.48) для максимума зависимости $S(\nu)/S_m$, а падающая ветвь функции $m_0(\tau_0)$ при $\tau_0 < \tau_0 < \infty$ соответствует условию экстремума для минимума зависимости $S(\nu)/S_m$, наблюдаемому на более низких частотах, чем максимум. Эволюция зависимости $S(\nu)/S_m$ от величины τ_0 качественно такая же, как и в предыдущем случае, т. е. при $\tau_0 < \tau_{00}$ на частоте ν_0 зафиксирован максимум зависимости $S(\nu)/S_m$, а при $\tau_0 > \tau_{00}$ — минимум.

Согласно (2.47) спектр результирующего излучения двойного или двухкомпонентного радиоисточника, нормированный к максимальному уровню излучения S_m , равен

$$\frac{S(\nu)}{S_m} = \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-\alpha_2} \frac{m + \frac{1 - e^{-\tau}}{\tau}}{m_0 + \frac{1 - e^{-\tau_0}}{\tau_0}}, \quad (2.51)$$

или, учитывая зависимость m от m_0 (2.7) и τ от τ_0 (1.16),

$$\frac{S(\nu)}{S_m} = \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-\alpha_2} \left(m_0 + \frac{1 - e^{-\tau_0}}{\tau_0}\right)^{-1} \times \left[m_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\alpha_2 - \alpha_1} + \frac{1 - \exp\left(-\tau_0 \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^2 \left(1 + D \ln \frac{\nu_0}{\nu}\right)\right)}{\tau_0 \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^2 \left(1 + D \ln \frac{\nu_0}{\nu}\right)} \right]. \quad (2.52)$$

Для определения τ_0 и m_0 находим величину $K = S_m/S_{m_1}$, где S_{m_1} — интенсивность излучения

на частоте ν_0 , соответствующая линейно (в логарифмическом масштабе) экстраполированному с высоких частот спектру

$$K = \frac{m_0 + (1 - e^{-\tau_0})/\tau_0}{m_0 + 1}. \quad (2.53)$$

Зависимость K от τ_0 для случая $\alpha_1 = 1,2$, $\alpha_2 = 0,6$, $D = 0,1$ приведена штриховой кривой на рис. 2.7. Входящие в приведенные соотношения величины τ_0 и m_0 при спектральных измерениях на низких частотах $\nu \ll \nu_0$ могут быть найдены при знании D на основании (2.48) и (2.52). В противном случае они находятся путем совместного решения уравнений (2.48) и (2.53). В этом случае путем низкочастотных измерений $S(\nu)/S_m$ можно определить с помощью (2.52) величины D и A (1.31), а значит и электронную температуру, и меру эмиссии плазмы в объекте.

На основании (2.47) спектры $S_1(\nu)$ и $S_2(\nu)$ раздельно для двух компонентов соответственно равны

$$\frac{S_1(\nu)}{S(\nu)} = \frac{m_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\alpha_2 - \alpha_1} \tau_0 \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^2 \left(1 + D \ln \frac{\nu_0}{\nu}\right)}{m_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\alpha_2 - \alpha_1} \tau_0 \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^2 \left(1 + D \ln \frac{\nu_0}{\nu}\right) + 1 - e^{-\tau_0 \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^2 \left(1 + D \ln \frac{\nu_0}{\nu}\right)}}, \quad (2.54)$$

$$\frac{S_2(\nu)}{S(\nu)} = \frac{1 - e^{-\tau_0 \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^2 \left(1 + D \ln \frac{\nu_0}{\nu}\right)}}{m_0 \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{\alpha_2 - \alpha_1} \tau_0 \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^2 \left(1 + D \ln \frac{\nu_0}{\nu}\right) + 1 - e^{-\tau_0 \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^2 \left(1 + D \ln \frac{\nu_0}{\nu}\right)}}, \quad (2.55)$$

или, если нормировать их к максимальному потоку результирующего спектра S_m ,

$$\frac{S_1(\nu)}{S_m} = \frac{m_0 \left(\nu/\nu_0\right)^{-\alpha_1}}{m_0 + (1 - e^{-\tau_0})/\tau_0}, \quad (2.56)$$

$$\frac{S_2(\nu)}{S_m} = \left(\frac{\nu}{\nu_0}\right)^{-\alpha_2} \left(m_0 + \frac{1-e^{-\tau_0}}{\tau_0}\right)^{-1} \times \left[\frac{1 - \exp\left(-\tau_0 \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^2 \left(1 + D \ln \frac{\nu_0}{\nu}\right)\right)}{\tau_0 \left(\frac{\nu_0}{\nu}\right)^2 \left(1 + D \ln \frac{\nu_0}{\nu}\right)} \right] \quad (2.57)$$

При раздельном измерении спектров $S_1(\nu)$ и $S_2(\nu)$ на высоких частотах частота максимума ν_{01} зависимости $S_2(\nu)$ и максимальный поток на этой частоте S_{m_2} могут быть определены при известных физических характеристиках A и B с помощью соотношений (1.27) и (1.28), где $\nu_0 = \nu_{01}$, $S_m = S_{m_2}$, $\tau_0 = \tau_{01}$ (оптическая толщина на частоте ν_{01}) и $\alpha = \alpha_2$.

Результирующие спектры неразрешенного двойного объекта, рассчитанные согласно (2.52), приведены на рис. 2.8 для случая $\alpha_1 = 1,2$, $\alpha_2 = 0,6$, $D = 0,1$ при трех значениях τ_0 , равных 0,75 (кривая 1); 1,25 (кривая 2) и 22 (кривая 3) при соответствующих m_0 равных 0,05; 0,21 и 0,05. Как следует из рисунка, все зависимости – спектры IV типа, причем первые два при условии экстремума в максимуме, а третий – в минимуме $S(\nu)/S_m$. При условии экстремума в максимуме с ростом τ_0 , как и в предыдущем случае, глубина минимума на частотах $\nu < \nu_0$ с ростом τ_0 до τ_{00} уменьшается, что объясняется соответствующим увеличением m_0 , т. е. вклад в общее излучение той детали объекта, в которой нет затухания излучения в плазме.

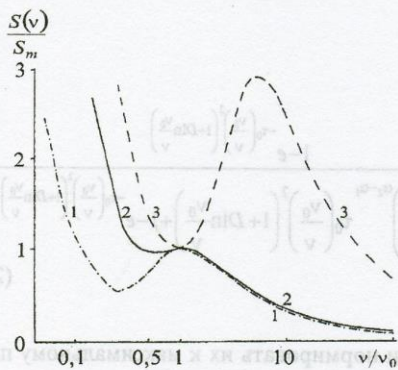


Рис. 2.8. Результирующие спектры $S(\nu)/S_m$ для случая неразрешенного двойного или двухкомпонентного радиоисточника, в одной из деталей которого имеет место поглощение в ее плазме, при $\alpha_1 = 1,2$, $\alpha_2 = 0,6$, $D = 0,1$: 1 – $\tau_0 = 0,75$, $m_0 = 0,05$; 2 – $\tau_0 = 1,25$, $m_0 = 0,21$ и 3 – $\tau_0 = 22$, $m_0 = 0,05$

Спектры, определенные согласно (2.56) и (2.57) раздельно для каждого источника или компонента, приведены на рис. 2.9: $\frac{S_1(\nu)}{S_m}$ – кривые 1, 3 и 5 и $\frac{S_2(\nu)}{S_m}$ – кривые 2, 4 и 6, причем α_1 , α_2 , D , τ_0 и m_0 те же, что и для рис. 2.8. При этом частота максимума ν_{01} для спектральной зависимости $S_2(\nu)/S_m$ в последнем случае (кривая 6) естественно значительно больше ν_0 (при условии экстремума $S(\nu)/S_m$ в минимуме).

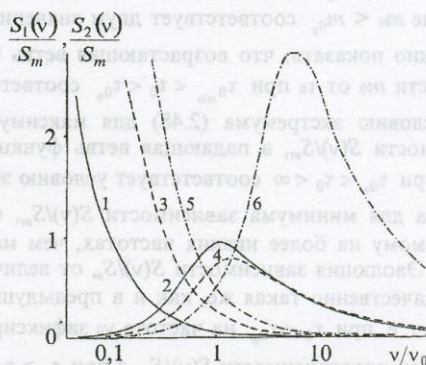


Рис. 2.9. Спектры раздельно для обеих деталей неразрешенного двойного или двухкомпонентного радиоисточника $S_1(\nu)/S_m$ и $S_2(\nu)/S_m$ при $\alpha_1 = 1,2$, $\alpha_2 = 0,6$, $D = 0,1$ для $\tau_0 = 0,75$, $m_0 = 0,05$ (кривые 1 и 2); $\tau_0 = 1,25$, $m_0 = 0,21$ (кривые 3 и 4) и $\tau_0 = 22$, $m_0 = 0,05$ (кривые 5 и 6) для случая, когда в одной из деталей объекта имеет место поглощение в ее плазме

2.4. Двухкомпонентный неразрешенный радиоисточник, в одной из деталей которого наблюдается эффект Разина-Цытовича

Используя аппроксимацию спектра $S(f)$ (1.41), приведенную в разделе 1.5, результирующий спектр неразрешенного двойного или двухкомпонентного радиоисточника, в одной из деталей которого имеет место эффект Разина-Цытовича, можно представить в виде

$$S(f) = af^{-\alpha_1} + bf^{-\alpha_2} e^{-\xi f^{-\beta}} \quad (2.58)$$

или, вводя величину

$$m(f) = \frac{a}{b} f^{\alpha_2 - \alpha_1}, \quad (2.59)$$

$$S(f) = bf^{-\alpha_2} [m(f) + e^{-\xi f^{-\beta}}]. \quad (2.60)$$

Здесь f – нормированная частота (1.39), a и b – постоянные, не зависящие от частоты. Выражение (2.60) имеет экстремум на частоте f_0 , где

$$m(f_0) = m_0 = \frac{a}{b} f_0^{\alpha_2 - \alpha_1}.$$

Из условия экстремума находим [14]

$$m_0 = \frac{\beta \xi f_0^{-\beta} - \alpha_2 e^{-\xi f_0^{-\beta}}}{\alpha_1}, \quad (2.61)$$

что при $m_0 = 0$ совпадает с (1.42):

$$\beta \xi f_0^{-\beta} = \alpha_2, \quad (2.62)$$

где β и ξ – постоянные, зависящие от спектрального индекса α_2 детали, в которой имеет место эффект Разина-Цытовича, приведенные в таблице 1.2; f_0 – частота экстремума спектральной зависимости этой детали. Учитывая (2.62), соотношение (2.61) можно привести к виду

$$m_0 = \frac{\alpha_2}{\alpha_1} \left[\left(\frac{f_0}{f_0} \right)^\beta - 1 \right] e^{-\frac{\alpha_2}{\beta}}, \quad (2.63)$$

откуда следует, что экстремум будет на зависимости $S(f)$ при $f_0/f_0 > 1$. Зависимость m_0 от f_0/f_0 имеет максимум при

$$\frac{f_0}{f_0} = \frac{v_0}{v_0} = \left(1 + \frac{\beta}{\alpha_2} \right)^{\frac{1}{\beta}}. \quad (2.64)$$

При этом максимальное значение m_0 , равно

$$m_0 = \frac{\beta}{\alpha_1} e^{-\left(1 + \frac{\beta}{\alpha_2} \right)^{\frac{1}{\beta}}}. \quad (2.65)$$

На основании (2.59) и (2.60), переходя к раз-
мерным частотам, получаем

$$S(v) = b v^{-\alpha_2} \left[m_0 \left(\frac{v}{v_0} \right)^{\alpha_2 - \alpha_1} + e^{-\frac{\alpha_2}{\beta} \left(\frac{v}{v_0} \right)^\beta} \left(\frac{v_0}{v_0} \right)^\beta \right]. \quad (2.66)$$

При этом спектры раздельно для обеих деталей неразрешенного двойного или двухкомпонентного радиоисточника, нормированные к результирующему спектру, имеют вид

$$\frac{S_1(v)}{S(v)} = \frac{m_0 \left(\frac{v}{v_0} \right)^{\alpha_2 - \alpha_1}}{m_0 \left(\frac{v}{v_0} \right)^{\alpha_2 - \alpha_1} + e^{-\frac{\alpha_2}{\beta} \left(\frac{v}{v_0} \right)^\beta} \left(\frac{v_0}{v_0} \right)^\beta}, \quad (2.67)$$

$$\frac{S_2(v)}{S(v)} = \frac{e^{-\frac{\alpha_2}{\beta} \left(\frac{v}{v_0} \right)^\beta} \left(\frac{v_0}{v_0} \right)^\beta}{m_0 \left(\frac{v}{v_0} \right)^{\alpha_2 - \alpha_1} + e^{-\frac{\alpha_2}{\beta} \left(\frac{v}{v_0} \right)^\beta} \left(\frac{v_0}{v_0} \right)^\beta},$$

или, если нормировать все зависимости на максимальную спектральную плотность результирующего спектра S_m на частоте v_0 :

$$\frac{S(v)}{S_m} = \frac{m_0 \left(\frac{v}{v_0} \right)^{-\alpha_1} + \left(\frac{v}{v_0} \right)^{-\alpha_2} e^{-\frac{\alpha_2}{\beta} \left(\frac{v}{v_0} \right)^\beta} \left(\frac{v_0}{v_0} \right)^\beta}{m_0 + e^{-\frac{\alpha_2}{\beta} \left(\frac{v_0}{v_0} \right)^\beta}},$$

$$\frac{S_1(v)}{S_m} = \frac{m_0 \left(\frac{v}{v_0} \right)^{-\alpha_1}}{m_0 + e^{-\frac{\alpha_2}{\beta} \left(\frac{v_0}{v_0} \right)^\beta}}, \quad (2.68)$$

$$\frac{S_2(v)}{S_m} = \frac{\left(\frac{v}{v_0} \right)^{-\alpha_2} e^{-\frac{\alpha_2}{\beta} \left(\frac{v}{v_0} \right)^\beta} \left(\frac{v_0}{v_0} \right)^\beta}{m_0 + e^{-\frac{\alpha_2}{\beta} \left(\frac{v_0}{v_0} \right)^\beta}}.$$

Для иллюстрации полученных соотношений на рис. 2.10 приведена зависимость m_0 от v_0/v_0 , рассчитанная в соответствии с (2.63) для трех случаев: 1 – $\alpha_1=1, \alpha_2=0,333, \beta=0,97$; 2 – $\alpha_1=1, \alpha_2=1,5, \beta=1,28$ и 3 – $\alpha_1=0,5, \alpha_2=0,333, \beta=0,97$. Как следует из рисунка, во всех случаях m_0 вначале растет с увеличением v_0/v_0 , затем наблюдается максимум при условии (2.64), после чего при дальнейшем увеличении v_0/v_0 m_0 монотонно падает.

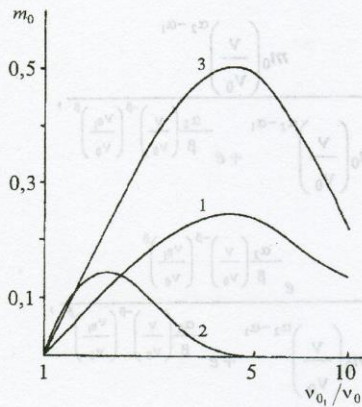


Рис. 2.10. Зависимость m_0 от отношения частот ν_0/ν_0 для случая, когда в одной из деталей двойного неразрешенного объекта имеет место эффект Ризина-Цытовича: 1 - $\alpha_1=1, \alpha_2=0,333, \beta=0,97$; 2 - $\alpha_1=1, \alpha_2=1,5, \beta=1,28$; 3 - $\alpha_1=0,5, \alpha_2=0,333, \beta=0,97$

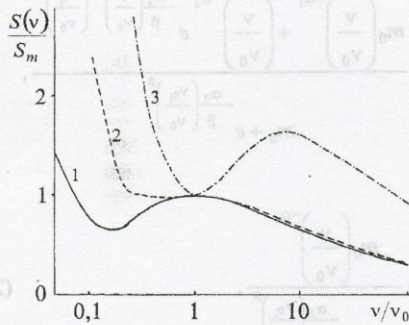


Рис. 2.11. Результирующие спектры $S(\nu)/S_m$ IV типа двойного неразрешенного объекта, в одной из деталей которого имеет место эффект Ризина-Цытовича, при $\alpha_1=1, \alpha_2=0,333, \beta=0,97$ для случаев $\nu_0/\nu_0=1,23, m_0=0,05$ (кривая 1); $\nu_0/\nu_0=2, m_0=0,16$ (кривая 2) и $\nu_0/\nu_0=8,32, m_0=0,16$ (кривая 3)

Результирующие спектры $S(\nu)/S_m$, определенные согласно (2.68), приведены на рис. 2.11 при $\alpha_1=1, \alpha_2=0,333, \beta=0,97$ для случаев $\nu_0/\nu_0=1,23, m_0=0,05$ (кривая 1); $\nu_0/\nu_0=2, m_0=0,16$ (кривая 2) и $\nu_0/\nu_0=8,32, m_0=0,16$ (кривая 3). Первые две зависимости соответствуют условию экстремума на частоте ν_0 в максимуме, а третья – в минимуме $S(\nu)/S_m$. Переход от зависимостей с экстремумом в максимуме к случаю экстремума в минимуме $S(\nu)/S_m$ происходит согласно (2.64) при $\frac{\nu_0}{\nu_0} > \left(1 + \frac{\beta}{\alpha_2}\right)^{1/\beta}$, т. е. для па-

дающей ветви зависимости m_0 от ν_0/ν_0 . Во всех случаях наблюдаются спектры IV типа, причем как и раньше с уменьшением m_0 минимум спектра

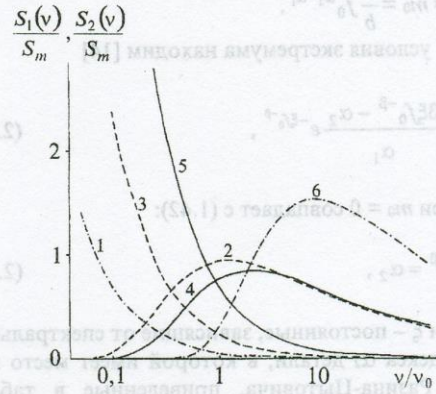


Рис. 2.12. Спектры отдельно для двух деталей двойного неразрешенного объекта $S_1(\nu)/S_m$ и $S_2(\nu)/S_m$, когда в одной из деталей имеет место эффект Ризина-Цытовича, при $\alpha_1=1, \alpha_2=0,333, \beta=0,97$ для $\nu_0/\nu_0=1,23, m_0=0,05$ (кривые 1 и 2); $\nu_0/\nu_0=2, m_0=0,16$ (кривые 3 и 4); $\nu_0/\nu_0=8,32, m_0=0,16$ (кривые 5 и 6)

на частотах $\nu < \nu_0$ оказывается более глубоким. Спектры отдельно для деталей радиоисточника $S_1(\nu)/S_m$ и $S_2(\nu)/S_m$, определенные согласно (2.68) при тех же значениях α_1, α_2 и β , что и на предыдущем рисунке, даны на рис. 2.12. Кривые 1, 3 и 5 – зависимости $S_1(\nu)/S_m$ для первого источника или компонента при $\nu_0/\nu_0=1,23, m_0=0,05$; $\nu_0/\nu_0=2, m_0=0,16$ и $\nu_0/\nu_0=8,32, m_0=0,16$ и кривые 2, 4 и 6 – зависимости $S_2(\nu)/S_m$ для второго источника или компонента при тех же значениях ν_0/ν_0 и m_0 , что и для первых трех кривых соответственно. Как следует из рис. 2.12, как и для рис. 2.6 и 2.9, первые три зависимости – это “линейные” (в логарифмическом масштабе $\lg \frac{S}{S_m} - \lg \frac{\nu}{\nu_0}$) спектры I типа,

вторые три зависимости – спектры II типа с отрицательной кривизной с максимальным излучением на частотах ν_0 , равных $1,23\nu_0, 2\nu_0$ и $8,32\nu_0$ соответственно.

Заключение

Из приведенного следует, что при различных физических процессах, протекающих в радиоисточниках или на трассе распространения, в однокомпонентных объектах могут иметь место спектры II типа с четко выраженным максимумом излучения на определенной частоте. Как показано в [15], чаще всего к таким спектрам приводит про-

цесс реабсорбции – самопоглощения радиоизлучения в самом радиоисточнике. В рассмотренных случаях на высоких частотах $\nu \gg \nu_0$ все спектры практически совпадают с обычным степенным спектром $S \sim \nu^{-\alpha}$. Различия между полученными спектрами наблюдаются, как и следовало ожидать, на низких частотах $\nu < \nu_0$, поэтому для установления, какой из физических механизмов приводит к наблюдаемому спектру, необходимы достаточно точные спектральные измерения вплоть до самых низких частот, на которых еще могут проводиться наблюдения с поверхности Земли.

У неразрешенных двойных или двухкомпонентных источников могут быть спектральные характеристики излучения IV или III типа, если в одной из деталей такого объекта имеет место какой-либо из рассмотренных в статье физических механизмов. Во всех случаях может быть проведено “частотное разрешение” такого объекта, т. е. определены раздельно спектры для обеих деталей радиоисточника. Для определения спектров в случае двухкомпонентного радиоисточника ($\gamma_1 = \gamma_2$) нужны только данные измерений результирующего спектра на высоких частотах. В общем случае неразрешенного двойного радиоисточника ($\gamma_1 \neq \gamma_2$) необходимы результаты раздельного измерения спектров обоих источников на высоких частотах. Низкочастотные спектры во всех случаях в принципе могут быть определены без измерений с помощью расчетов. В случае как однокомпонентных, так и двухкомпонентных объектов, сопоставляя экспериментальные спектральные зависимости II, III и IV типов с приведенными расчетами, можно сделать вывод, какой из физических процессов привел к наблюдаемым искажениям степенных спектров радиоисточников с синхронным механизмом излучения (прямая задача).

В ряде случаев, располагая спектральными измерениями как на высоких, так и на низких частотах, можно определить такие важные характеристики космических радиоисточников, как электронная температура T_e , мера эмиссии ME (электронная концентрация N_e), поперечная компонента космического магнитного поля H_{\perp} либо отношение N_e/H_{\perp} в случае эффекта Разина-Цытовича (обратная задача).

Литература

1. В. Л. Гинзбург, С. И. Сыроватский. Происхождение космических лучей. Москва, Изд. АН СССР, 1963, 384 с.
2. С. А. Каплан, С. Б. Пикельнер. Физика межзвездной среды. Москва, Наука, 1979, 591 с.
3. С. Я. Брауде, И. Н. Жук, О. М. Лебедева, А. В. Мень, Б. П. Рябов. Укр. физ. журн. 1969, 14, №11, с. 1761-1785.
4. С. Я. Брауде. Астрон. журн. 1965, 42, №6, с. 1150-1153.
5. С. Я. Брауде, А. В. Мень. Доклады АН Украины. 1994, №11, с. 80-84.
6. В. Л. Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. Москва, Физматгиз, 1960, 683 с.
7. С. Я. Брауде, А. В. Мень. Доклады АН Украины. 1995, №8, с. 65-69.
8. А. А. Коноваленко. Письма в АЖ. 1984, 10, №11, с. 846-853.
9. С. Я. Брауде, А. В. Мень. Кинематика и физика небесных тел. 1997, 13, №1, с. 74-81.
10. В. А. Разин. Изв. вузов. Радиофизика. 1960, 3, №4, с. 584-594.
11. В. А. Разин. Изв. вузов. Радиофизика. 1960, 3, №6, с. 921-936.
12. Е. В. Чаевский, С. Я. Брауде. Изв. вузов. Радиофизика. 1962, 5, №2, с. 211-215.
13. С. Я. Брауде, А. В. Мень. Кинематика и физика небесных тел. 1998, 14, №3, с. 195-202.
14. С. Я. Брауде, А. В. Мень. Кинематика и физика небесных тел. 1993, 14, №5, с. 376-388.
15. Н. А. Цвык. Радиофизика и радиоастрономия. 1997, 2, №2, с. 175-187.

On Relation of Low-Frequency Spectra for Non-Thermal Radio Sources with Physical Characteristics of Space Medium. I.

S. Ya. Braude, A. V. Megn

Various physical processes leading to deflection of space radio source spectra from the power law, peculiar to the synchrotronous generation mechanism, have been investigated. In the event of single-component radio sources these effects result in the so-called type-II spectra. For the two-component sources they may give type-III and -IV spectra. Discussed are both the direct problem, when the emission spectra are defined with the known medium parameters, and the inverse one, when such characteristics of space medium as electron temperature, emission value (electron concentration) and space magnetic field intensity are found for the measured spectral dependences.