

Аннотация

Обсуждается искажение спектра синхротронного излучения, принимаемого удалённым наблюдателем, связанное с неоднородностью магнитного поля. Показано, что в случае излучения одной частицы заметное отличие интегрального спектра от случая однородного магнитного поля имеет место лишь для времён наблюдений, значительно превышающих времена выхода наблюдателя из диаграммы направленности, и лишь только для субрелятивистских частиц, когда за время наблюдения излучение приходит из областей с существенно различным магнитным полем. При меньших временах наблюдения неоднородность поля приводит лишь к мелкомасштабным (меньшим или сравнимым по частоте с основной гирочастотой ω_B) искажениям, никак не проявляя себя в интегральном спектре. Для случая же ансамбля частиц, интересного для астрофизических приложений, отличие в интегральном спектре становится пренебрежимо малым.

Введение

Теория синхротронного излучения – это один из ключевых инструментов астрофизики, позволяющий судить о процессах, происходящих в космической плазме. Здесь можно вспомнить немало открытий, таких, например, как объяснение нетеплового (синхротронного) оптического излучения Крабовидной туманности [1]. Подробное изложение теории синхротронного излучения можно найти в статьях, обзорах и монографиях В.Л.Гинзбурга, например, [2].

Нельзя сказать, что не предпринимались попытки обобщить соответствующие выражения на случай неоднородного магнитного поля [3, 4]. При этом обычно оценки не выходили за рамки известных синхротронных формул, в которых параметры среды зависели от координат (см., например, [5]). Действительно, обратимся к наиболее простой геометрии неоднородного (а именно монопольного) крупномасштабного магнитного поля $\mathbf{B}(\mathbf{r}) = B_0(R^2/r^3)\mathbf{r}$ и рассмотрим излучающую частицу, ведущий центр которой движется вдоль оси z . В свою очередь, наблюдателя расположим на бесконечности под углом Θ к этой оси. В этом случае основная частота, определяющая спектр наблюдаемого излучения, в приближении $v = c$ приобретает вид

$$\omega_0^* = \frac{\omega_B R^2}{r^2(1 - \cos \chi \cos \Theta)}, \quad (1)$$

где χ есть питч-угол излучающей частицы, а R – характерный масштаб неоднородности магнитного поля такой, что $R \gg r_B$, где r_B – гирорадиус. При этом важнейшим новым элементом становится то, что благодаря сохранению поперечного адиабатического инварианта угол χ будет изменяться со временем, сохраняя, однако, произведение $r \sin \chi = \text{const}$.

В результате, как видно из соотношения (1), принимаемый сигнал перестает быть периодическим – расстояние между пиками излучения, как показано на Рис. 1, постепенно увеличивается. Более того, изменение питч-угла относительно угла наблюдения приводит еще к двум эффектам, а именно к изменению амплитуды и длительности всплесков. При этом также стоит учитывать, что наблюдатель будет попадать в диаграмму направленности лишь конечное время $t_{tot} \sim r/(\gamma c)$. Если же иметь в виду частоту излучения вдоль направления $\Theta = \chi$, то эта частота благодаря сохранению адиабатического инварианта в пределе $v \rightarrow c$ оказалась бы постоянной. Фактически, именно такая постановка и рассматривалась в монографии [4], в которой многие формулы (в том числе и выражение для $\mathbf{E}_n$) выписаны уже после замены $\Theta = \chi$ и $v = c$.

Казалось бы, все перечисленные выше факторы должны были приводить к существенному изменению наблюдаемого спектра синхротронного излучения. Однако, как будет показано ниже, неоднородность поля приводит лишь к мелкомасштабным искажениям, практически никак не проявляя себя в интегральном спектре.

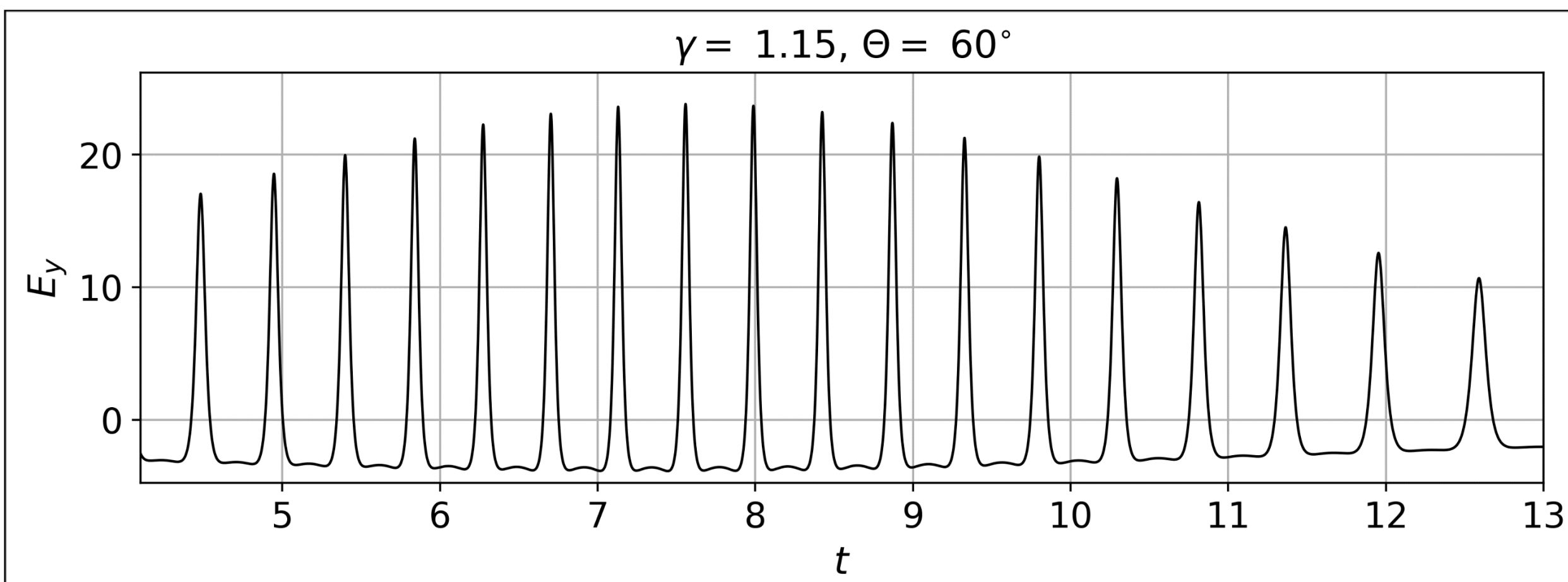


Рис. 1.: Электрическое поле, измеряемое наблюдателем, находящимся на бесконечности под углом Θ к оси z (в произвольных единицах). Параметры подобраны таким образом, чтобы изменения в ширине и частоте следования импульсов были заметны невооружённым взглядом.

Мелкомасштабные искажения

Поскольку одной из прикладных задач, приведших к необходимости рассмотреть коррекцию синхротронного излучения, связанную с неоднородностью магнитного поля, был вопрос о природе излучения центральных областей активных галактических ядер, а также истекающих из них релятивистских джетов, приведём здесь сразу несколько оценок, касающихся этого класса объектов. При этом мы будем использовать как параметры телескопа горизонта событий ЕНТ [6] (время накопления сигнала $t_{obs} = 8$ часов, частота наблюдения $\nu = 345$ ГГц), так и параметры программы MOJAVE [7] (время накопления сигнала $t_{obs} = 30$ минут, $\nu = 15.3$ ГГц). При этом получим для полного времени излучения отдельной частицы следующие оценки

$$t_{tot}^{ЕНТ} \approx \frac{r}{\gamma c} \approx 300 \left(\frac{r}{10^{14}} \right) \left(\frac{\gamma}{10} \right)^{-1} \text{ с},$$

$$t_{tot}^{MOJAVE} \approx \frac{r}{\gamma c} \approx 300 \left(\frac{r}{10^{16}} \right) \left(\frac{\gamma}{10^3} \right)^{-1} \text{ с},$$

где $\gamma \sim 10 - 10^2$ для ЕНТ и $\gamma \sim 10^2 - 10^5$ для MOJAVE.

Что же касается характерных длин r , то нам в дальнейшем будет удобно нормировать их на величину т.н. светового цилиндра $R_L = c/\Omega$, где Ω есть угловая скорость вращения (черной дыры, релятивистского джета). При этом световой цилиндр должен примерно в десять раз превышать размер черной дыры $r_g = 2GM/c^2$. Для источника М87 соответствующее значение $\Omega \approx 10^{-6} \text{ с}^{-1}$, которым мы будем пользоваться в дальнейшем. Соответственно, величину магнитного поля мы также будем нормировать на её значение на световом цилиндре $B_L = B(r = R_L)$, полагая $B_L = 10^2$ Гс.

С конечным временем наблюдения t_{obs} связано еще одно важное обстоятельство. Если за это время изменение частоты $\delta\omega$ достаточно мало, так что $\delta\omega t_{obs} \ll 1$, спектр излучения, полученный в предположении переменного магнитного поля, не может существенно исказиться. Обсуждаемые ниже изменения будут иметь место лишь в случае обратного неравенства $\delta\omega t_{obs} > 1$. При этом оценка, согласно (1) $\delta\omega_0 \approx \omega_0 \delta r/r$ и $\delta r \approx c t_{obs}$, даёт

$$\delta\omega t_{obs} \approx \frac{\omega_0 c}{r} \approx 2 \times 10^{13} \left(\frac{r}{10^{16} \text{ см}} \right)^{-1} \left(\frac{\nu}{100 \text{ ГГц}} \right) \left(\frac{t_{obs}}{1 \text{ час}} \right)^2.$$

То есть даже для $t_{obs} \sim 1$ с и $\nu = 1$ ГГц эта величина остается много больше единицы вплоть до расстояний $r > 10^{20}$ см. Таким образом, в реальных астрофизических условиях следовало бы ожидать существенного изменения спектра синхротронного излучения.

На Рис. 3 показаны спектры в постоянном и переменном полях для различных значений $\delta\omega t_{obs}$ при $\gamma = 10$ вблизи гармоник $n = 50$ (слева) и $n = 200$ (справа). Для каждой пары значений $\delta\omega t_{obs}$ они нормированы на максимум значения спектральной плотности энергии в постоянном поле. Во всех случаях время наблюдения t_{obs} было много меньше времени излучения t_{tot} . При этом частота ω_0 для постоянного поля выбиралась как полусумма соответствующих частот в переменном поле для начального и конечного времени наблюдений.

Как мы видим, при $\delta\omega t_{obs} < 1$ спектры в постоянном и переменном полях действительно мало отличаются друг от друга. Однако при увеличении времени наблюдения t_{obs} (а, значит, и величины $\delta\omega t_{obs} \propto t_{obs}^2$) ширины пиков должны теперь зависеть не от естественного уширения, а от реального изменения основной частоты. Поэтому в отличие от случая постоянного поля, когда увеличение времени наблюдения t_{obs} приводит к уменьшению естественных ширин $\Delta\omega$ (которые не зависят от номера гармоники n), в переменном поле ширины пиков, напротив, увеличиваются.

Однако, как оказалось, такое сильное отличие спектров в неоднородном и однородном магнитном поле касается лишь их тонкой структуры. Интегральный же поток энергии в каждой гармонике (т.е. в интервале частот $\omega_n - 0.5\omega_0 < \omega_n < \omega_n + 0.5\omega_0$ при выполнении условия $t_{obs} \ll t_{tot}$) во всех случаях с точностью до 1% совпадал с потоком энергии в этой же гармонике для постоянного магнитного поля.

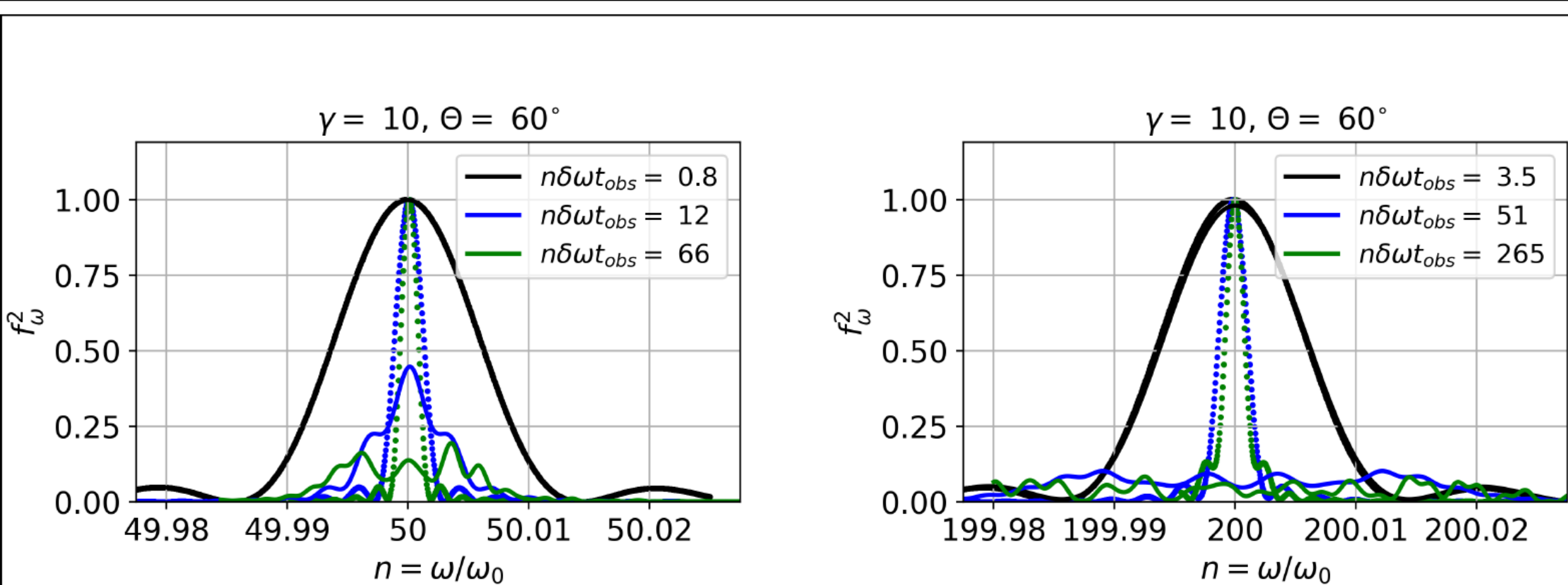


Рис. 2.: Спектры в постоянном (пунктирные линии) и переменном (сплошные линии) полях для различных значений $n\delta\omega t_{obs}$ при $\gamma = 10$ вблизи гармоник $n = 50$ (слева) и $n = 200$ (справа).

Искажения интегрального спектра

Для вычисления интегрального спектра можно также воспользоваться полностью численной процедурой, заключающейся в непосредственном вычислении $\mathbf{E}(t)$ и последующего Фурье-преобразования. Однако, данный метод является вычислительно затратным, и плохо применим для вычисления спектра на больших интервалах частот, что необходимо для исследования интегрального спектра. В связи с этим, появилась потребность в построении приближенного полуаналитического метода вычисления интегрального спектра.

В случае переменного магнитного поля, фурье-спектр вектор-потенциала, являясь уже не дискретным, будет определяться следующим выражением:

$$\mathbf{A}_\omega = \frac{e^{ikR_0}}{cR_0} \int_0^{t_{obs}} e^{i[\omega t - k\mathbf{r}(t)]} d\mathbf{r}.$$

Оказывается, что в приближении слабо неоднородного магнитного поля вычисление интеграла можно существенно упростить, сведя задачу к известному случаю постоянного магнитного поля. Действительно, в данном приближении движение частицы можно представить как набор витков, на масштабе которых изменением магнитного поля можно пренебречь. Тогда интегрирование по всему времени наблюдения можно заменить на сумму интегралов по «квазипериодам», в каждом из которых магнитное поле можно считать постоянным. Таким образом, выражение для итогового электрического поля сведется к сумме с формальной заменой номера гармоники n на отношение ω/ω_0^k и добавлением фазового множителя:

$$E_\omega(\Theta, r) = \sum_{k=k_{min}}^{k_{max}} e^{i\omega(t_k - r^k/c \cos \Theta)} E_\omega^k, \quad (2)$$

$$E_\omega^k = \frac{2e}{cr} \frac{\omega}{\omega_0^k} \frac{\omega_B^k \beta \sin \chi^k}{(1 - \beta \cos \chi^k \cos \Theta)^2} \left[l_1 J'_{\omega/\omega_0}(z_\omega^k) - i l_2 \frac{\cos \Theta - \beta \cos \chi^k}{\beta \sin \chi^k \sin \Theta} J_{\omega/\omega_0}(z_\omega^k) \right],$$

$$z_\omega^k = \frac{\omega}{\omega_0^k} \frac{\beta \sin \chi^k \sin \Theta}{1 - \beta \cos \chi^k \cos \Theta},$$

где индекс k нумерует витки, на которые разбивается движение частицы. Конкретная же геометрия магнитного поля будет в свою очередь определять зависимость всех изменяющихся в пространстве величин от индекса k , а также зависимость самого индекса k от времени.

Теперь получим критерий изменения интегрального спектра интенсивности. Действительно, как можно видеть из (2), спектр в переменном поле складывается из выражений, аналогичных случаю постоянного магнитного поля, однако с параметрами, меняющимися в некотором диапазоне. При этом отметим, что в наибольшей степени данные выражения зависят от питч-угла частицы χ_k , изменение которого на величину порядка $1/\gamma$ приводит к существенному изменению аргументов соответствующих функций Бесселя. Таким образом, при достаточно больших гамма-факторах в первом приближении можно не учитывать изменение амплитуды магнитного поля на траектории, а рассматривать только связанное с ним изменение питч-угла частицы. Тогда существенного изменения интегрального спектра синхротронного излучения можно ожидать при $\gamma \delta \chi \geq 1$, где $\delta \chi$ есть изменение питч-угла частицы за время наблюдения t_{obs} .

Так, на Рис. 5 представлены результаты для монопольного магнитного поля, где именно параметр $\gamma \delta \chi \approx \gamma t_{obs}/r$ определяет степень изменения интегрального спектра. В то же время в данном случае условие $\delta\omega t_{obs} > 1$ не является определяющим.

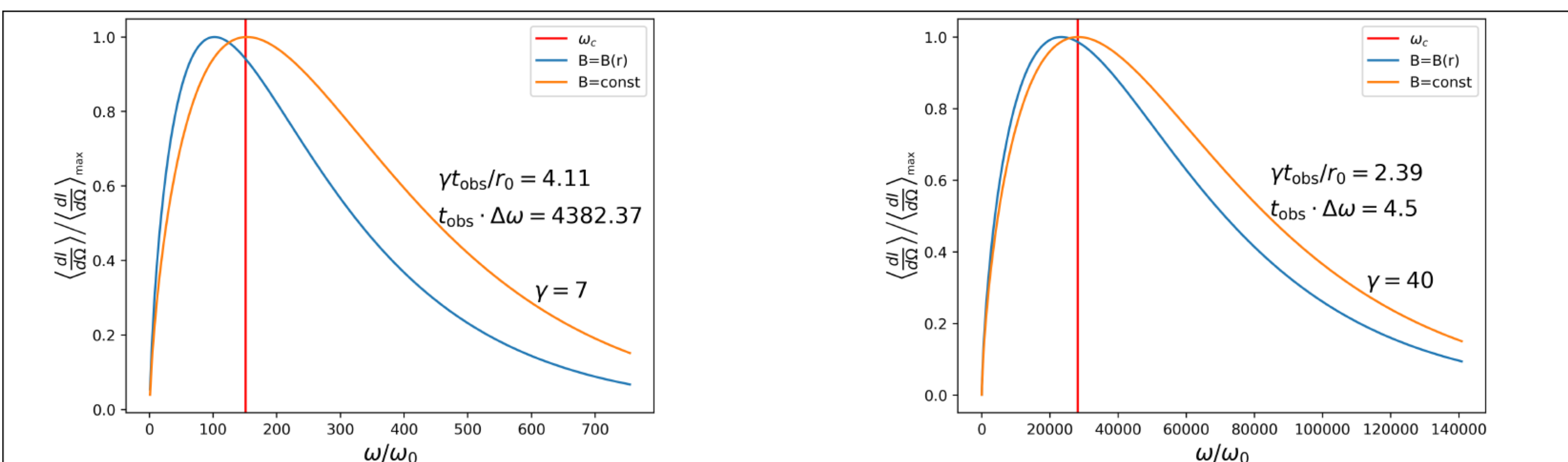


Рис. 3.: Сравнение интегральных синхротронных спектров для случаев монопольного и однородного магнитных полей для различных значений $\delta\omega t_{obs}$ для $\gamma = 7$ (слева) и $\gamma = 40$ (справа).

Заключение

Таким образом, как было показано выше, несмотря на выполнение условия $\delta\omega t_{obs} \gg 1$, неоднородность магнитного поля практически никак не проявляет себя в интегральном спектре излучения отдельной частицы. Заметное отличие интегрального спектра от случая однородного магнитного поля имеет место лишь для времен наблюдений, значительно превышающих времена выхода наблюдателя из диаграммы направленности, и лишь только для субрелятивистских частиц, когда за время наблюдения излучение приходит из областей с существенно различным магнитным полем. Для случая же ансамбля частиц, интересного для астрофизических приложений, отличие в интегральном спектре становится пренебрежимо малым.

Список литературы

- Шкловский И. С. М.: Наука (1976)
- Гинзбург В. Л. М.: Наука (1987)
- Lieu R., Axford W. I. ApJ, 447, 302 (1995)
- Medvedev M. V. ApJ, 540, 704 (2000)
- Ковалев Ю. А., Михайлуца В. П. Астрон. Журн., 57, 696 (1980)
- Akiyama K. et al. ApJ Letters, 875, L2 (2019)
- Lister M. L., et. al. ApJ, 874, 43 (2019)