

II. Блазары (BLAZ) и их место среди других AGN.

• Разные виды BLAZ.

По своим радиосвойствам «блазары» (BLAZ) напоминают RG типа FRI (хотя иногда и FRII), но с гораздо более мощным радиоисточником в ядре, что связывают с направленностью их радиовыбросов под малыми углами к лучу зрения. Форма распределения энергии по спектру (Spectrum Energy Distribution – SED) у BLAZ имеет характерный «двугорбый» вид на плоскости $\log \nu f_\nu - \log \nu$ [49] (**рис. 9а, 9б**). По значениям частот, соответствующих горбам (ν_p) на SED, объекты типа BLAZ, согласно, например [50-53], можно разделить на несколько подтипов (**рис. 10**):

- 1) low BL Lac (LBL) с низкочастотным «горбом» на $\nu_{p1}=10^{13-14}$ Гц и высокочастотным – на $\nu_{p2}=10^{21-22}$ Гц; у этих объектов средние спектральные индексы: $\alpha_{x0}=0.76$, $\alpha_{rx}=0.85$, $\alpha_x < 2$ (α_{x0} - наклон спектра между рентгеном и оптикой, α_{rx} - между рентгеном и радио, α_x - в рентгене);
- 2) high BL Lac (HBL) с $\nu_{p1}=10^{16-17}$ Гц, $\nu_{p2}=10^{24-25}$ Гц, $\alpha_{r0}=0.35$, $\alpha_{rx}=0.56$, $\alpha_x > 2$;
- 3) very high BL Lac (VHBL) с $\nu_{p1} > 10^{17}$ Гц, $\nu_{p2} > 10^{25}$ Гц, $\alpha_x \approx 0.5$.

Обращает на себя внимание, что частоты «горбов» смещаются в сторону больших энергий по мере уменьшения радиосветимости BLAZ (**рис. 11** из работы [54]):

$$\log L_r = -(0.67 \pm 0.06) \log \nu_{p1} + (53.13 \pm 0.92)$$

или

$$\log L_r = (6.67 \pm 0.49) \alpha_{rx} + (38.24 \pm 0.37).$$

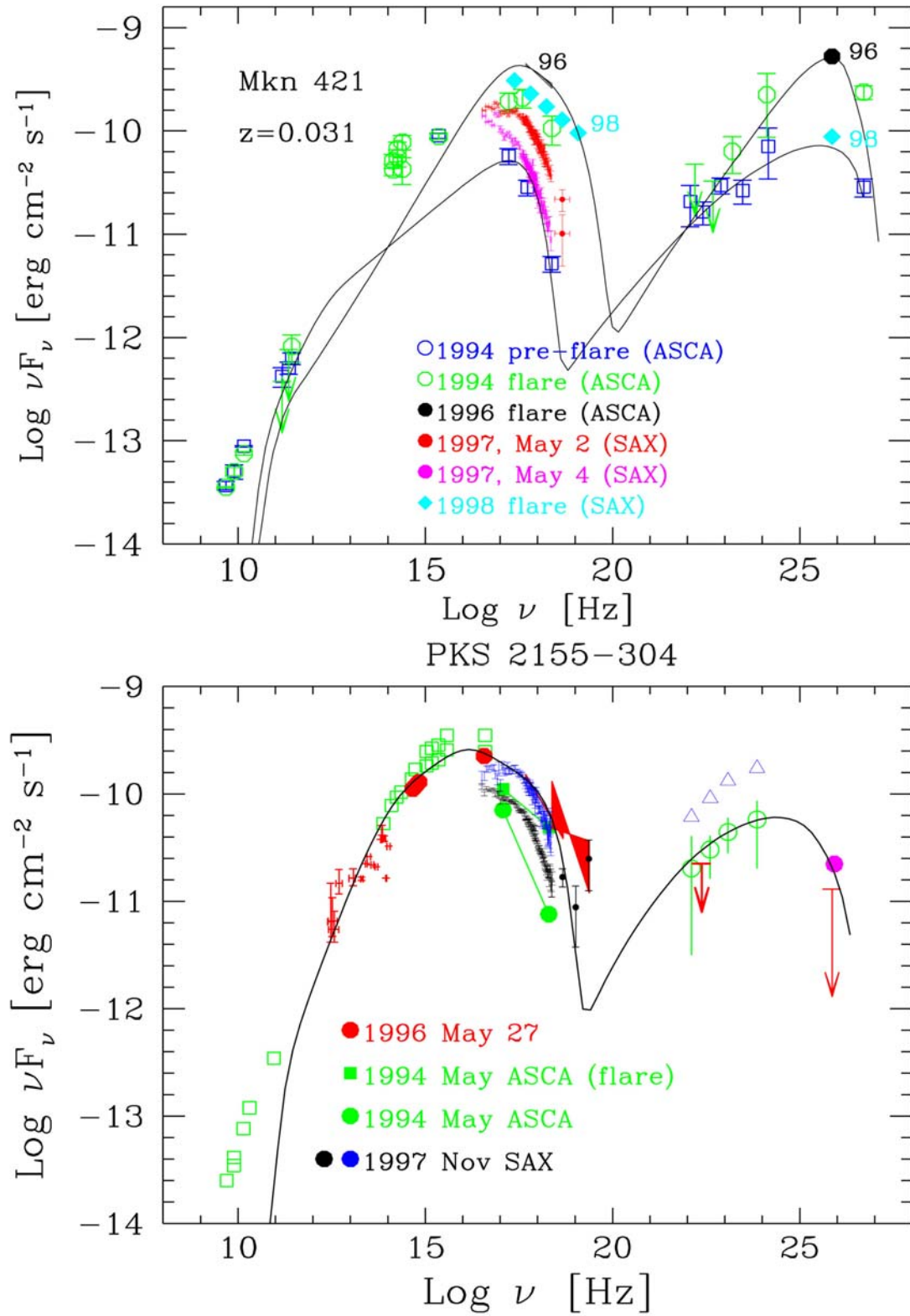


Рис. 9а. Распределение энергии по спектру (SED – spectrum energy distribution) для некоторых BLAZаров – Mkn 421 и PKS 2155-304 (из работы [53]).

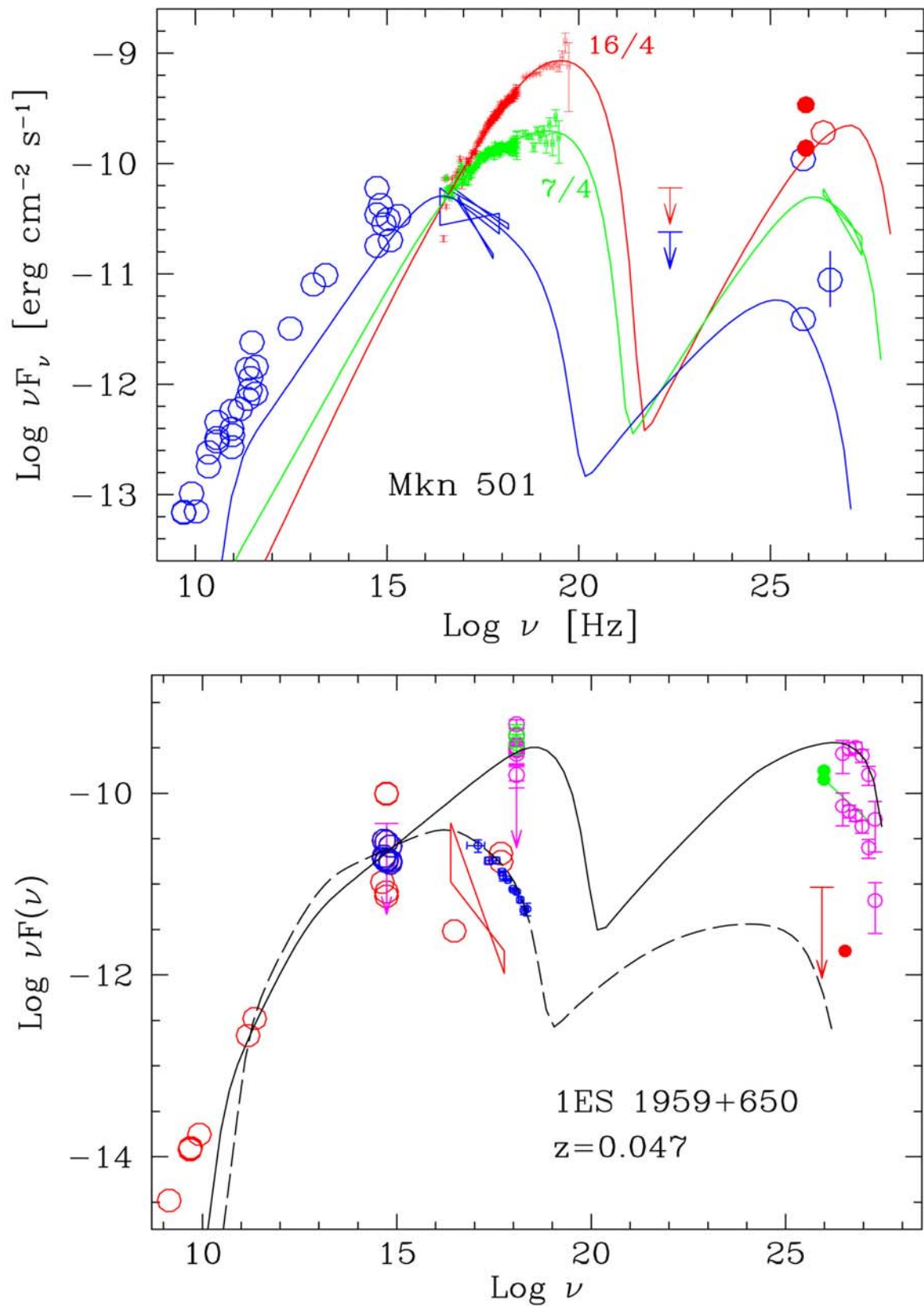


Рис. 9б. Распределение энергии по спектру (SED – spectrum energy distribution) для некоторых BLAZARов – Mkn 501 и 1ES 1959+650 (из работы [53]).

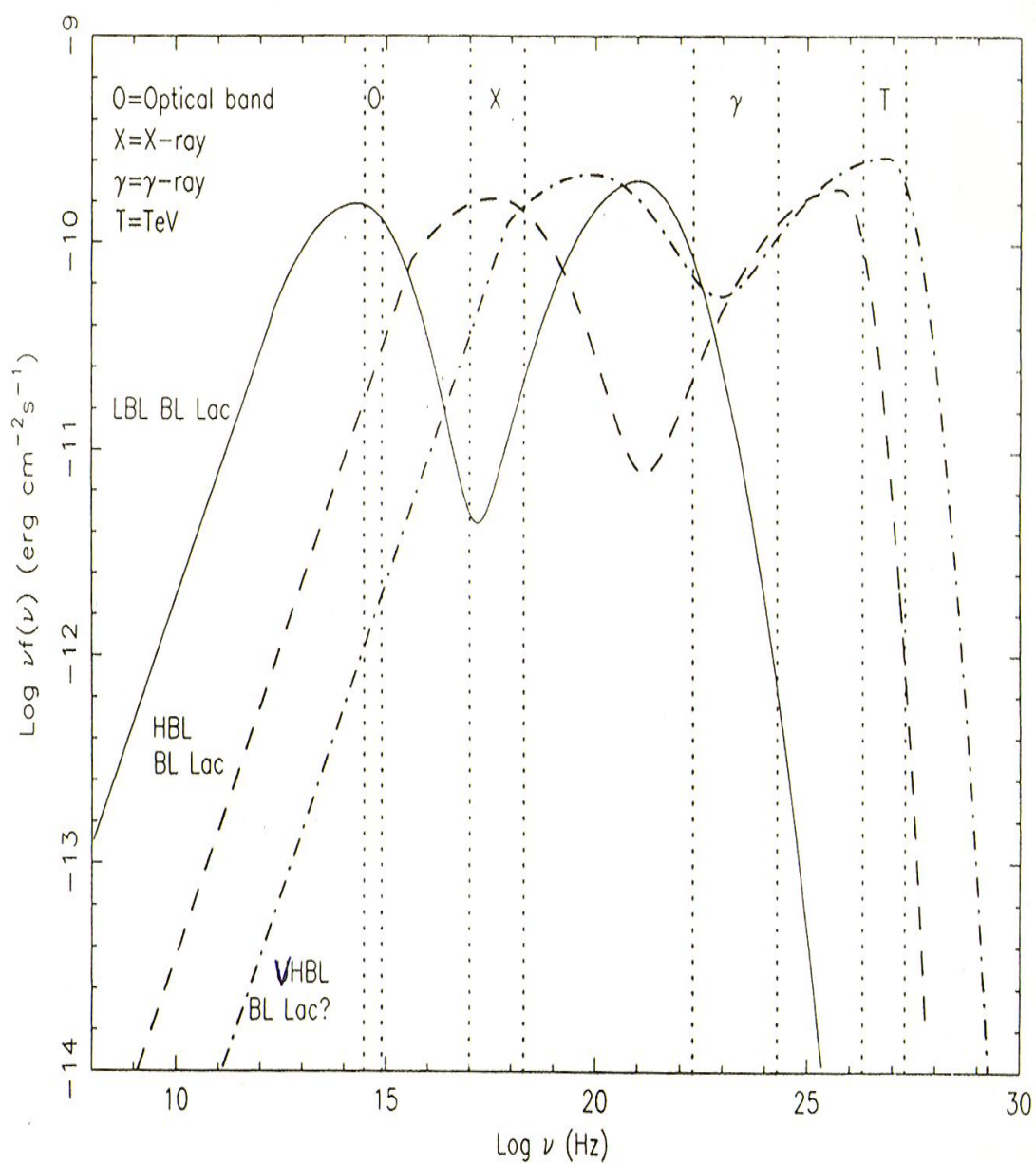


Рис. 10. Схематическое изображение SED для BLAZаров разных типов: LBL (low), HBL (high), VHBL (very high) (из работы [49]).

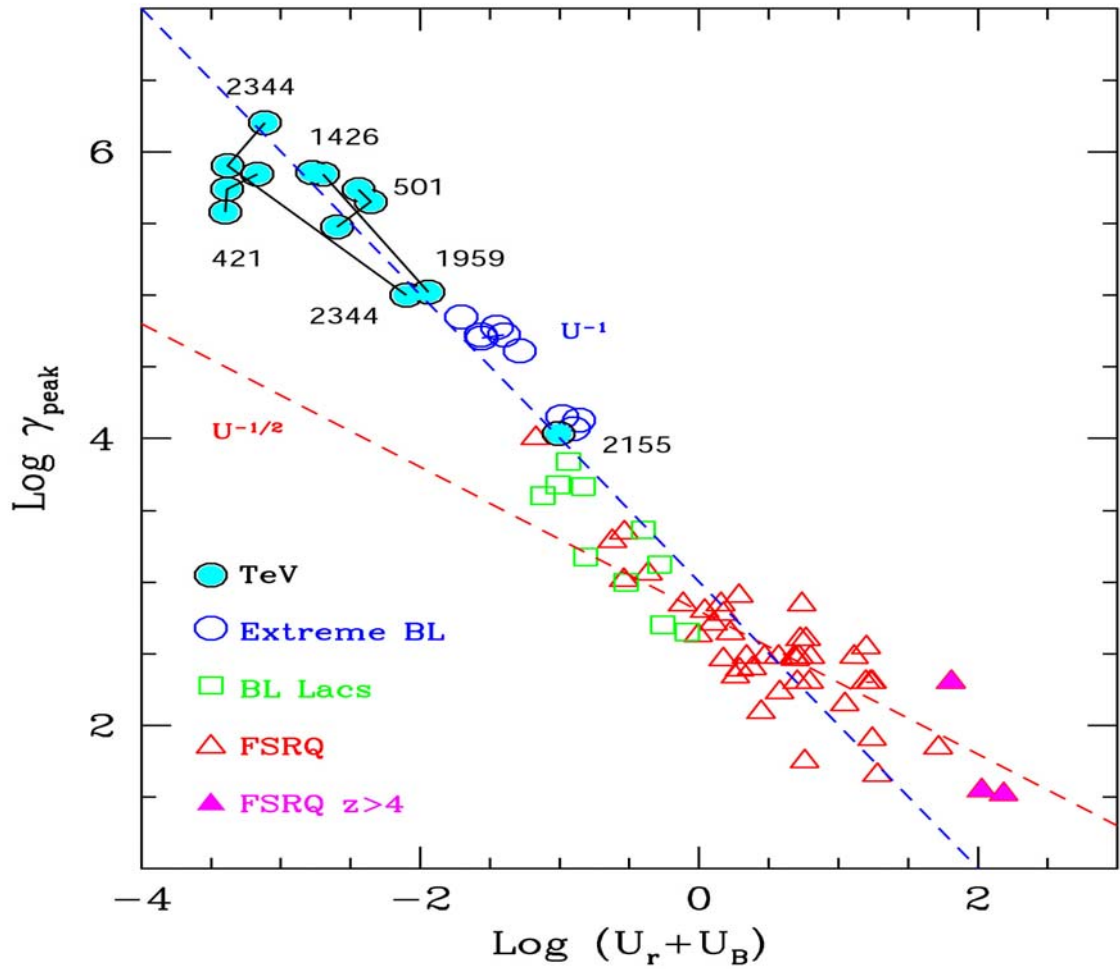


Рис. 11. Обратная зависимость между радиосветимостью (ν_p^2/c) и частотой первого (синхротронного) горба ν_{p1} (из работы [54]) аналогична зависимости, которую можно представить как зависимость типа $\log \gamma_p - \log(U_r + U_B)$, где γ_p – Лоренц-фактор излучающих на частоте ν_{p1} электронов, $(U_r + U_B)$ – полная (излучательная + магнитная) плотность энергии в излучающей области.

Интересно, что, согласно [55], функция масс ядер у BLAZ также имеет два горба на $M_{BH1} = 10^7 M_\odot$ для HBL и на $M_{BH2} = 10^8 M_\odot$ для LBL. Возможно, это свидетельствует о большем эволюционном времени для LBL.

К указанной выше «последовательности», куда входили только объекты типа BL Лас, можно добавить и QSS типа HPQ, т.е. радиокварзары с плоскими радиоспектрами (FSQ) и сильными линиями излучения в спектрах.

Низкочастотный «горб» у этих объектов приходится на радиодиапазон ($\nu_{pl}=10^{9-10}$ Гц). В некоторых объектах (это, как правило, RG типа FRI) частота первого «горба» смещается даже в субмиллиметровый диапазон (например, [56]). При этом

$$L_{\text{субмм}} \approx 50 L_{5 \text{ ГГц}}^c \approx L_{\text{гх}}^c \approx L_{\text{opt}}^c,$$

(где L^c - это светимость компактного ядерного источника) и есть корреляции между $F_{5 \text{ ГГц}}^c$ и $F_{\text{гх}}^c$, F_{opt}^c , что свидетельствует о нетепловой природе излучения ядер в этих диапазонах. Так что SED этих QSS напоминает SED LBL после коррекции на релятивистское уярчение, обусловленное выбросом излучающих частиц под малыми углами к лучу зрения.

Многие FSQ являются сильными источниками излучения в гамма-диапазоне, что свидетельствует о направленности их радиовыбросов под малыми углами к лучу зрения. Согласно данным работы [57], эти объекты, в свою очередь, подразделяются на MeV-BLZ (с крутыми γ -спектрами) и GeV-BLZ (с более пологими γ -спектрами). В работе [58] на основании данных рентгеновских обзоров объекты типа FSQ делят еще на HFSQ, у которых SED напоминает HBL, и на LFSQ - похожие по SED на LBL. В работе [59] среди FSQ выделяют «голубые» ($\alpha_x < 2$), похожие на HBL и «красные» ($\alpha_x > 2$), напоминающие по SED LBL. Отметим еще, что авторы работы [58] по выборке из 500 LBL и FSQ не находят хорошей связи между $L_{5 \text{ ГГц}}$ и ν_{pl} . Однако наличие такой связи, полученной в работах других авторов, объясняется неучетом эффекта доплеровского уярчения в радиодиапазоне. По мнению авторов [58], следует опираться на зависимость светимости в широких линиях излучения L_{BL} , которая связана со светимостью диска и в меньшей степени, чем L_{T} , подвержена релятивистским эффектам:

$$L_{\text{BL}} \sim \nu_{pl}^{0.51 \pm 0.11}.$$

В то же время нет зависимостей $L_{\text{BL}} - L_{\text{диск}}/L_{\text{tot}}$ и $\nu_{pl} - L_{\text{диск}}/L_{\text{tot}}$, однако есть хорошая зависимость $\alpha_{\text{то}} - \nu_{pl}$ (рис. 12).

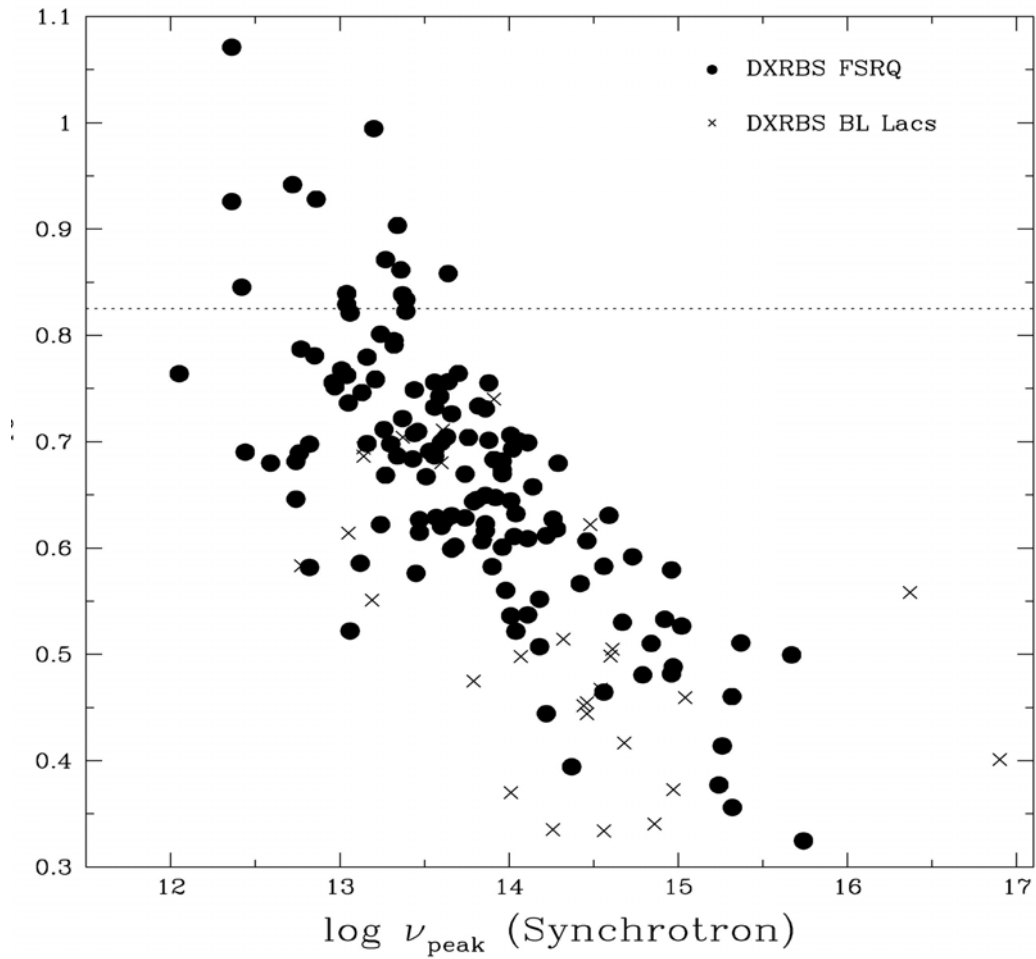


Рис. 12. Обратная зависимость для объектов типа BL Lac и радиокварзов с плоскими спектрами (FSRQ) между наклоном спектра optical-radio и первым синхротронным пиком (ν_{p1}) (из работы [58]).

Считается, что излучение в области 1-го пика ν_{p1} обусловлено синхротронным механизмом, а в области 2-го пика ν_{p2} — обратно-комптоновским рассеянием относительно мягких квантов (от аккреционного диска или излучаемых в нетепловом выбросе) на энергичных электронах горячей плазмы (в короне диска или в его центральной области): $\nu_{ok} = \nu_0 \gamma^2$, $\gamma = E_e / m_e c^2$. Правда, в ряде работ (например, [60]) высказывалась точка зрения, что оба пика на SED обусловлены одним синхротронным механизмом, но с участием не только электронов, но и протонов. Действительно, так как из теории синхротронного излучения известно, что $\nu_{max} \approx 3eE^2 B_{\perp} / 4\pi m^3 c^5 \sim m^{-3}$, то

первый горб ν_{p1} можно приписать излучению протонов, а второй ν_{p2} – электронов. И если они излучают в области одинаковых магнитных полей B_{\perp} , должно наблюдаться отношение $\nu_{p2}/\nu_{p1} \approx (m_p/m_e)^3 \approx 6 \times 10^9$, что не противоречит данным по объектам типа HBL и VHBL.

- **Последовательность BLAZ и её возможная природа.**

Природа «последовательности BLAZ» и причины, приводящие к переходам от одного типа (состояния) BLAZ к другому, пока не совсем ясны. Большинство авторов сходятся на том, что решающую роль в этом играет темп остывания релятивистских электронов, ответственных за синхротронное радиоизлучение, при обратнoкомптоновском рассеянии. В пользу такой точки зрения свидетельствует, к примеру, наблюдательная зависимость между лоренц-фактором ($\gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2}$) релятивистских электронов, ответственных за горб на ν_{p1} и плотностью энергии излучения в сопутствующей системе u_0 (эрг/см³) [61-62]. Для HBL эта зависимость имеет вид $\gamma_p \sim u_0^{-1}$, а для LBL $\gamma_p \sim u_0^{-1/2}$ (см. выше - **рис. 11**). Изменение вида этой зависимости при $\gamma_p \approx 10^3$ и $\log(u_0 = u_r + u_B) \approx 0$ свидетельствует, по-видимому, о 2х-ступенчатом процессе ускорения электронов: сначала в сильных радио BLZ (FSQ) до энергий, соответствующих $\gamma_p \approx 10^3$, а затем, по мере уменьшения u_0 , когда остывание электронов за счет ОК становится малоэффективным, уже до $\gamma_p \approx 10^6$.

Разные авторы в вопросе о природе величины u_0 придерживаются разного мнения [57-59, 63,64]: это или синхротронные кванты из области радиовыброса в модели самосинхрокомптона (SSC), или кванты, идущие от области формирования широких линий излучения в дисках [57, 65, 66], или кванты от оптически толстой области диска. В этих работах высказывалась точка зрения, что газо-пылевой тор вокруг MBH может при определенных углах экранировать область горячих электронов от более мягких квантов из удаленных областей диска. «Внешние» кванты, регулирующие темп остывания синхротронных электронов, используются и в моделях «внутренних ударных волн» (например, [67-69]), которые вводятся для

объяснения очень быстрой переменности в XR и γ R диапазонах, наблюдаемой у BLAZ.

Исходя из вышеизложенного, в работе [63] предлагается некоторая «ревизованная последовательность» для объектов типа BLAZ. В рамках этой гипотезы смена состояний BLAZ определяется двумя параметрами: темпом аккреции dm/dt и моментом вращения MBH , в зависимости от которых и происходит переход от FSQ к BL Lac и дальше к «мертвым» BL. У FSQ, по мнению авторов, $dm/dt = (dm/dt)_{Эдд}$, у BL Lac - в 100 раз слабее, а у «мертвых» BL – уже в 10^4 раз слабее. При этом максимальная энергия релятивистских частиц, соответственно:

$$10 \text{ GeV } (\gamma=10^5), 10 \text{ TeV } (\gamma=10^7) \text{ и } 10^{20} \text{ eV } (\gamma=10^{10}).$$

Здесь следует заметить, что выводы работы [63] о большем темпе аккреции $dm/dt \rightarrow (dm/dt)_{Эдд}$ у более сильных в радио FSQ кажутся нам сомнительными. Дело в том, что с уменьшением величины dm/dt до значения $(dm/dt)_{крит} \approx 0.01 (dm/dt)_{Эдд}$ должен изменяться режим аккреции, становясь все в большей степени адвекционным. При этом темп переработки гравитационной энергии (за счет турбулентной вязкости) в излучение оказывается недостаточным, и аккрецирующий поток выделяет основную долю своей энергии во внутренних областях диска (вблизи последней устойчивой орбиты на $r=3R_g$). При $dm/dt \approx 10^{-2} (dm/dt)_{Эдд}$ переходная область между «горячими» и «холодными» областями диска расположена на расстоянии $\sim (50-150)R_g$ [70], что примерно соответствует размеру области формирования широких линий излучения в спектрах AGN и QSO (подробнее см., например, [71]). Это вызывает разогрев и распухание внутренней части диска, которая оттекает во вне в виде сверхзвукового ветра (см., например, [72,73]). Такой ветер при наличии магнитных полей в околядерной плазме на некотором расстоянии от диска становится коллимированным (например, [74-76]), т.е. формируется радиовыброс.

В ряде работ в рамках стандартных моделей и аккреции (без привлечения неравновесных магнитных полей или эффекта Бленфорда-Знайка) делались попытки объяснения многообразия типов AGN (особенно с

точки зрения деления активных ядер на RQ и RL). При этом за меру «радиогромкости» принимается, как правило, отношение потоков в радио (нетепловое синхротронное излучение) и в рентгене (2-10 кэВ) – квазитепловое излучение от аккреционного диска. Например, в работе [77] по данным рентгеновского спутника «Chandra» об излучении низкосветимых AGN был сделан вывод о том, что при изменении режима аккреции от обычного к адвекционному (при $dm/dt < (dm/dt)_{\text{крит}}$) происходит уменьшение рентгеновской светимости от диска с одновременным усилением излучения в радиодиапазоне.

- **«Управляющие параметры», определяющие свойства/состояние AGN.**

Картина становится еще более сложной, если учитываются эффекты, связанные с вращением МВН и замагниченностью околоядерной плазмы и аккрецирующего вещества в диске. Оставляя в стороне вопрос о формировании вращающейся МВН (см., например, [78]), в ряде работ было показано, что закрученная вращающимся гравитационным полем керровской ВН плазма сама становится источником излучения. Это так называемый эффект Блендфорда-Знайка [79-81], при котором выделяется энергия, по порядку величины равная излучению вращающегося магнитного диполя

$$L_{\text{mg}} \sim B^2 \Omega^4 R^6 / c^3,$$

если линейную скорость вращения ΩR заменить на скорость света:

$$L_{\text{B-Z}} \sim B^2 (\Omega R)^4 R^2 / c^3 = c B^2 R^2.$$

Сам вращающийся замагниченный диск тоже может служить источником излучения и формировать в своей центральной области под воздействием электромагнитных сил «коаксиальный канал» с закрученным магнитным полем внутри, в котором будут ускоряться заряженные частицы (см., например, [82-84]).

Появились и численные расчеты – в рамках MHD – истечения из замагниченных дисков вблизи вращающихся МВН. Так, в работе [85] на основе 3х-мерного моделирования было показано, что в случае контр-

вращающегося (по отношению к вращению MBH) аккреционного замагниченного диска внутри трубчатого истекающего под действием газового давления потока на $r < 3R_g$ формируется мощный внутренний выброс, ускоряемый электромагнитными силами. Через него энергия от эргосферы керровской MBH передается наружу, а сама черная дыра тормозится. В случае совпадения направлений вращения MBH и диска гораздо более слабый выброс возникает за счет электромагнитных сил на $r > 3R_g$, т.е. вне основного потока газового истечения.

О важной роли относительного направления вращений MBH и замагниченного аккреционного диска говорится и в работе [86] на основании анализа свойств круговой поляризации в радиодиапазоне от некоторых AGN и микроквазаров. По мнению автора, если наблюдаемая круговая поляризация в радиодиапазоне является результатом фарадеевской конверсии из линейной синхротронной поляризации при распространении фотонов через винтовое магнитное поле в истекающей или аккрецирующей плазме, то наибольший эффект (т.е. наибольшая круговая поляризация) достигается в случае контр-вращения плазмы по отношению к вращению MBH. Причем этот вывод не зависит ни от состава (e^+/e^- или p/e^-) плазмы, ни от направления ее течения (от диска или к диску).

Итак, на примере блазаров можно видеть, что, в зависимости от величины и особенностей некоторых условий в этих объектах (величина и конфигурация магнитных полей в аккреционном потоке, темп аккреции, момент вращения MBH и его ориентация по отношению к моменту вращения аккреционного диска), могут изменяться их наблюдательные свойства (помимо зависимости от ориентации оси выброса по отношению к лучу зрения). То есть AGN могут изменять свое состояние, когда максимум в распределении энергии по спектру перемещается от радиодиапазона (FSQ) в оптический, рентгеновский и даже гамма (LBL, HBL, EBL). Таким образом, AGN могут из RL состояния переходить в RQ и, естественно, наоборот.

Относительную продолжительность нахождения AGN в том или ином состоянии, которое воспринимается нами как время жизни AGN разных

типов, в принципе, можно оценить по отношению их пространственных плотностей. Правда, при этом надо делать какие-то предположения о возможной рекуррентности в проявлении активности AGN. Как мы уже отмечали, по этому вопросу единой точки зрения у авторов нет [41-46]. Скорее всего, рекуррентность в AGN возможна, однако, на фоне постепенного затухания уровня активности по мере приближения к нашей эпохе. Это особенно ясно прослеживается на примере QSO, пространственная плотность которых резко падает при $z < 3$ (например, [87,88]). В случае рекуррентности феномена QSO такое резкое падение не должно наблюдаться. **Скорее всего, QSO - это очень бурная начальная фаза активности ядра в массивной галактике.** Со временем активность QSO будет затухать, хотя и возможны повторные всплески на фоне этого затухания. Время жизни AGN с активностью на уровне QSO вряд ли превосходит 10^7 лет (см., например, [89,90]). Кроме того, надо учитывать, что кроме рекуррентности возможно появление на малых z и истинно молодых AGN (в том числе, и QSO), которые могут быть AGN последующих поколений (по аналогии со звездами разных поколений) – например, [91,92].

Кое-какие оценки продолжительности фазы активности и фазы «молчания» AGN были получены на основе моделей аккреционных дисков вокруг MBH и учета разного рода неустойчивостей в них. Например, в работе [93] в рамках осесимметричного решения рассматривалась проблема развития тепловой неустойчивости. Было показано, что в диске возникают квазипериодические осцилляции, приводящие к рекуррентным увеличениям светимости в оптике и УФ с характерными временами между фазами активности

$$\Delta t = 2 \times 10^2 (M_{\text{BH}} / 10^6 M_{\odot})^2 \text{ лет.}$$

При этом квазитепловая светимость диска пропорциональна $(dm/dt)/(dm/dt)_{\text{Эдд}}$ и обратно пропорциональна времени, которое ядро данной массы проводит в активном состоянии.