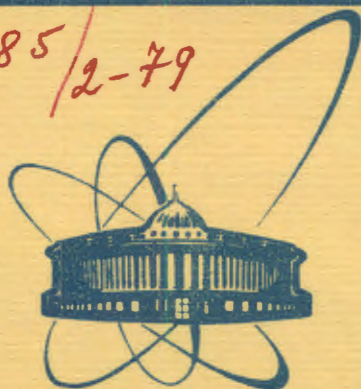


2785/2-79



ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

16/кн-79

3-895

Д2 - 12289

В.П.Зрелов

ОБ ОДНОЙ ГИПОТЕТИЧЕСКОЙ ВОЗМОЖНОСТИ
ПОИСКА МОНОПОЛЯ ДИРАКА

1979

Д2 - 12289

В.П.Зрелов

ОБ ОДНОЙ ГИПОТЕТИЧЕСКОЙ ВОЗМОЖНОСТИ
ПОИСКА МОНОПОЛЯ ДИРАКА

Направлено в ЖЭТФ

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Зрелов В.П.

Д2 - 12289

Об одной гипотетической возможности поиска монополя Дирака

В настоящей работе для магнитных зарядов g вводятся обособленные уравнения Максвелла, в которых $\text{div } \vec{B} = 4\pi\rho_m$, а $\text{div } \vec{D} = 0$, т.е. уравнения, описывающие электромагнитные явления в мире, построенном только из магнитной материи ("мир g "). Постулируется, что магнитная материя состоит из атомов, подобных атому Бора, а постоянная тонкой структуры универсальна для нашего мира ("мира e ") и "мира g ", т.е. $\frac{e^2}{h_e c} = \frac{g^2}{h_g c} = \alpha$.

Вследствие чего при $e \neq g$ постоянные Планка h_g и h_e миров g и e неодинаковы ($h_g \neq h_e$). При связи между g и e , предсказанной Дираком ($g = \frac{e}{2\alpha}$), получено соотношение между h_g и h_e в виде $h_g = \frac{n^2}{4\alpha^2} h_e$. Обсуждаются возможные проявления магнитной материи в Космосе и в опытах на ускорителях.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1979

Zrelov V.P.

Д2 - 12289

On a Hypothetical Possibility of the Search for Dirac's Monopole

The present investigation for the magnetic charges "g" introduces the independent equations of Maxwell where $\text{div } \vec{B} = 4\pi\rho_m$ and $\text{div } \vec{D} = 0$, i.e. the equations describing electromagnetic phenomena in the world consisting of only magnetic matter (the "g" world). It is postulated that magnetic matter should consist of atoms similar to Bohr's ones, and the fine structure constant should be universal for our world (the world "e") and the world "g", i.e. $\frac{e^2}{h_e c} = \frac{g^2}{h_g c} = \alpha$. As a result, with $e \neq g$, the Planck constants h_g and h_e of the "g" and "e" worlds are not equal ($h_g \neq h_e$). With the relationship of "g" and "e" predicted by Dirac ($g = e\alpha/2$) it is possible to obtain the relation for h_g and h_e as $h_g = \frac{n^2}{4\alpha^2} h_e$. Some possible displays of magnetic matter in space and at accelerators are discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1979

1. ВВЕДЕНИЕ

С момента предсказания Дираком^{1/} возможного существования в природе магнитных зарядов прошло около 50 лет. За этот период проведены многочисленные экспериментальные исследования по поиску монополя Дирака различными методами как в космических лучах, так и на крупнейших ускорителях мира, завершившиеся пока отрицательным результатом*. С современным состоянием проблемы как в области теоретических, так и экспериментальных исследований можно ознакомиться по библиографиям Стевенса^{2/}, Кэрригэна^{3/}, а также монографии Стражева и Томильчика^{4/}.

Причину экспериментальных неудач обнаружения магнитного заряда Ньюмейер и Трефил^{5/} видят в том, что сильное электромагнитное взаимодействие монополя и антимонполя, рожденных в реакции типа $p + p \rightarrow p + p + g + \bar{g}$, не только сильно понижает сечение рождения свободных магнитных зарядов, но и приводит к их аннигиляции с испусканием значительного числа жестких γ -квантов.

На основе гипотезы, излагаемой ниже, предсказывается, что при аннигиляции пары монополь-антимонполь возникают γ -кванты особой природы /кванты, характеризующиеся существенно большей постоянной Планка: $h_g = 1,88 \cdot 10^4 h_e$, где h_e - обычная постоянная Планка/.

* Если не считать дискуссионной работы Прайса и др. (Price P.B. et al. Phys.Rev.Lett., 1975, v.35, No.8, p.487).

2. УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА ДЛЯ МАГНИТНОЙ МАТЕРИИ

Дирак^{1/} впервые ввел магнитный заряд g в уравнения Максвелла с целью придать им полную симметрию в отношении полей \vec{E} и \vec{H} , записав их в виде *

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } \vec{H} &= \frac{4\pi}{c} \vec{j}_e + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \\ \text{div } \vec{D} &= 4\pi \rho_e, \\ \text{rot } \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} - \frac{4\pi}{c} \vec{j}_m, \\ \text{div } \vec{B} &= 4\pi \rho_m. \end{aligned} \right\} /1/$$

Последовательное решение уравнений /1/ при условии $\text{div } \vec{B} \neq 0$ потребовало введения дополнительного фиктивного магнитного поля \vec{H}_f ($\text{rot } \vec{A} = \vec{H} + \vec{H}_f$), которое трактуется, как бесконечный соленоид - "нить Дирака", по которой к месту нахождения магнитного заряда g подводится магнитный поток для компенсации кулоновского магнитного поля монополя $H = \frac{g\vec{r}}{r^3}$. Рассмотрение динамики движения электрона в поле такого источника магнитного поля при наложении "вето Дирака" /электрон никогда не попадает на "нить Дирака"/ приводит к квантовому условию

$$g = \frac{e}{2\alpha} n, \quad /2/$$

где $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c}$ - постоянная тонкой структуры, а $n = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$

Однако такой путь введения магнитного заряда - не единственный. Если во Вселенной, действительно, существует магнитная материя /"мир g "/, то, на наш взгляд, для "мира g " нужно вводить свои уравнения Максвелла с $\text{div } \vec{B} \neq 0$, в которых отсутствует электрический заряд ($\text{div } \vec{D} = 0$), т.е.

*Знак минус перед \vec{j}_m в этих уравнениях следует из условия сохранения магнитного заряда $\frac{\partial \rho_m}{\partial t} = -\text{div } \vec{j}_m$.

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } \vec{E}' &= \frac{4\pi}{c} \vec{j}_m + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}'}{\partial t}, \\ \text{div } \vec{B}' &= 4\pi \rho_m, \\ \text{rot } \vec{H}' &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}'}{\partial t}, \\ \text{div } \vec{D}' &= 0, \end{aligned} \right\} /3/$$

где ρ_m - плотность магнитного заряда.

Эти уравнения полностью симметричны обычным уравнениям Максвелла, описывающим электромагнитные процессы в нашем мире /"мир e "/:

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } \vec{H} &= \frac{4\pi}{c} \vec{j}_e + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \\ \text{div } \vec{D} &= 4\pi \rho_e, \\ \text{rot } \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \\ \text{div } \vec{B} &= 0. \end{aligned} \right\} /4/$$

Возьмем теперь равные потоки электромагнитной энергии в "мире e " и "мире g ":

$$\vec{S}_e = \vec{S}_g, \quad /5/$$

где $\vec{S}_e = \frac{c}{4\pi} [\vec{E}, \vec{H}]$, а $\vec{S}_g = \frac{c}{4\pi} [\vec{H}', \vec{E}']$, и сопоставим эти потоки числу квантов N_e и N_g с одинаковой частотой ν в "мирах e и g ".

Для нашего мира /"мира e "/ мы знаем, как это делается:

$$N_e = \frac{S_e}{\hbar_e \nu}, \quad /6/$$

где \hbar_e - постоянная Планка для нашего мира.

Для магнитного мира - "мира g " постулируем, что он состоит из магнитных атомов /т.е. из атомов, состоящих из частиц, несущих только магнитные заряды/, которые имеют планетарную структуру, полностью подобную структуре атома Бора /за исключением того, что условия квантования магнитных атомов

записываются через другую постоянную Планка - h_g , не равную обычной постоянной Планка "мира" e - h_e , т.е. $h_g \neq h_e$ /*.

В этом случае число магнитных квантов, соответствующих потоку энергии S_g , будет равно

$$N_g = \frac{S_g}{h_g \nu} \quad /7/$$

В силу постулата $h_g \neq h_e$ $N_e \neq N_g$ /при $S_e = S_g$ /. Чему же равно h_g ?

Поскольку мы уже ввели в рассмотрение "магнитную материю", "магнитные атомы" /подобные атому Бора/, сделаем еще один шаг - примем, что постоянная тонкой структуры для "магнитного атома" такая же, как и для нашего мира, т.е.

$$\frac{g^2}{h_g c} = \frac{e^2}{h_e c}, \quad \text{или} \quad a_g = a_e, \quad /8/$$

где g - магнитный заряд, e - электрический заряд, $h_g = \frac{h_e}{2\pi}$, $h_e = \frac{h_e}{2\pi}$, c - скорость света в вакууме

Из условия /8/ следует, что соотношение между h_g и h_e будет определяться отношением $\left\{\frac{g}{e}\right\}^2$. Путем введения магнитного заряда в обычные уравнения Максвелла Дирак вывел соотношение /2/ между g и e , подставляя которое в равенство /8/, получим:

$$h_g = \frac{n^2}{4} \frac{h_e}{a^2} \quad /9/$$

*Заметим, что еще Дирак (Dirac P.A.M., 1963, v.208, No. 5, p.45-53) склонялся к мысли, что из трех величин, e , h , и c , входящих в постоянную тонкой структуры, скорее всего, h не является фундаментальной постоянной /на это обратил мое внимание Я.Ружичка/.

При $n=2$, $g = e/a$ /швингеровский заряд/*

$$h_g = \frac{h_e}{a^2} \approx 1,88 \cdot 10^4 h_e \quad /10/$$

В свете развиваемого в настоящей статье подхода к магнитной материи теорию Дирака /1/ следует рассматривать как способ сопоставления величин зарядов e и g .

Действительно, "наблюдатель" в мире магнитной материи, для которой справедливы уравнения /3/, также симметризует их в отношении полей \vec{E}' и \vec{H}' путем введения в них электрического заряда e и получит следующую систему уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \text{rot } \vec{E}' &= \frac{4\pi}{c} \vec{j}_m + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}'}{\partial t}, \\ \text{div } \vec{D}' &= 4\pi \rho_e, \\ \text{rot } \vec{H}' &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}'}{\partial t} - \frac{4\pi}{c} \vec{j}_e, \\ \text{div } \vec{B}' &= 4\pi \rho_m. \end{aligned} \right\} /11/$$

При решении системы уравнений /11/ с $\text{div } \vec{D}' \neq 0$ по аналогии с решением системы /1/ необходимо будет ввести фиктивное электрическое поле \vec{E}_f $\text{rot } \vec{C} = \vec{E} + \vec{E}_f$, где \vec{C} - векторный потенциал, которое следует трактовать, как бесконечный электрический соленоид - "электрическую нить", по которой к месту нахождения электрического заряда подводится электрический поток \vec{E}_f для компенсации кулоновского электрического поля заряда e $\vec{E} = e\vec{r}/r^3$. Вводя далее запрет на падение магнитного заряда на "электрическую нить", следуя рассуждениям Дирака, можно снова прийти к условию квантования /2/ с той лишь разницей, что h_e заменено на h_g :

$$e g = \frac{n}{2} h_g c \quad /12/$$

Таким образом, "наблюдатель" в "мире g ", зная свою постоянную тонкой структуры a_g , получит, что при $n=2$ $e = g/a_g$ т.е. при $a_g \approx 1/137$ $e \approx 137 g$.

*Ниже везде используется это соотношение между h_g и h_e .

3. ВОДОРОДОПОДОБНЫЙ МАГНИТНЫЙ АТОМ /ВПМА/

Если магнитные атомы представляют собой полное подобие атома Бора /вокруг положительного ядра магнитного атома с зарядом Kg^+ обращается отрицательный магнитный заряд g^- с массой m_{g^-} /, то частоты квантов, испускаемых таким атомом при переходах заряда g^- с одной стабильной орбиты на другую, будут определяться формулой

$$\nu = \frac{m_{g^-} c^2 K^2}{2h_g} \alpha_g^2 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right), \quad /13/$$

где α_g - постоянная тонкой структуры, а n_1 и n_2 - главные квантовые числа / $n_2 = n_1 + n_i$, где $n_i = 1, 2, 3$ и т.д./.

При заряде ядра $K=1$ магнитного атома мы будем иметь водородоподобный магнитный атом /ВПМА/. Частоты квантов, испускаемых таким ВПМА, будут совпадать со всеми сериями обычного атома водорода при условии

$$\frac{m_{g^-} c^2}{h_g} = \frac{m_e c^2}{h_e}, \quad /14/$$

где $m_{g^-} c^2$ и $m_e c^2$ - соответственно энергии покоя монополя и электрона, из /14/ также следует, что

$$m_{g^-} = \frac{h_g}{h_e} m_e. \quad /15/$$

Используя соотношение /9/ для h_g/h_e и подставляя его в /15/, получим

$$m_{g^-} = m_e \frac{n^2}{4\alpha^2}. \quad /16/$$

При

$$n = 1 \quad m_{g^-} \approx 2,4 \text{ ГэВ}; \quad /17/$$

$$n = 2 \quad m_{g^-} \approx 9,6 \text{ ГэВ}.$$

Эти оценки, естественно, совпадают с "каноническими" массами монополя, полученными на основе приравнивания классического радиуса электрона радиусу монополя /см., например, /8/ /.

Разумеется, если не придерживаться условия совпадения частот квантов, излучаемых атомами Бора и ВПМА, то массы магнитных зарядов m_{g^-} могут и отличаться от вышеприведенных оценок /17/.

Мы оценили массу отрицательного магнитного заряда, находящегося на орбите ВПМА, т.е. "легкого монополя". Какова же масса положительного заряженного ядра M_{g^+} водородоподобного магнитного атома?

Если принять, что

$$\frac{M_{g^+}}{m_{g^-}} = \frac{m_p}{m_e}, \quad /18/$$

где m_p и m_e - соответственно массы протона и электрона, то масса магнитного нуклона $M_{g^+} = m_{g^-} \frac{m_p}{m_e} \approx 17,6 \text{ ТэВ}$ /при $m_{g^-} c^2 = 9,6 \text{ ГэВ}$ /. Такая масса магнитного нуклона близка к массе монополя, вычисленной в рамках модели Полякова-Хоофта /7,8/.

Заметим, что такая модель магнитного водородоподобного атома, построенного из монополя Дирака и монополя Полякова-Хоофта, недавно уже привлекалась /9/ для объяснения необычных характеристик магнитного заряда, зарегистрированного Прайсом и др. /10/.

Размеры водородоподобного магнитного атома будут определяться радиусом первой орбиты МВПА, т.е. величиной

$$r_g = \frac{g^2}{m_{g^-} c^2 \alpha_g^2}, \quad /19/$$

а отношение r_g к радиусу атома Бора "мира e^- " - величиной

$$\frac{r_g}{r_e} = \frac{m_e c^2}{m_{g^-} c^2 \alpha_g^2}. \quad /20/$$

При $m_{g^-} c^2 \approx 9,6 \text{ ГэВ}$ $r_g/r_e \approx 1$.

Энергия связи легкого монополя в ВПМА с его ядром /или энергия ионизации ВПМА/ будет определяться магнитной постоянной Ридберга

$$R_g = \frac{m_g c^2}{2} a^2. \quad /21/$$

При $m_g c^2 \approx 9,6 \text{ ГэВ}$ $R_g \approx 256 \text{ кэВ}$.

Энергетический спектр тяжелых фотонов серии Лаймана / $n=1$ / водородоподобного магнитного атома при соблюдении условия /14/ и $m_g c^2 = 9,6 \text{ ГэВ}$ будет начинаться с энергии $(h_g \nu)_{\max} \approx 250 \text{ кэВ}$, а серия Пашена / $n=3$ / - с энергии $(h_g \nu)_{\min} \approx 28 \text{ кэВ}$.

Таким образом, МВПА при частотах фотонов, соответствующих нашему оптическому спектру, будет испускать магнитные оптические кванты в энергетической шкале, соответствующей рентгеновскому диапазону $\sim /28-250/ \text{ кэВ}$.

Если в "магнитном мире g " по аналогии с нашим миром, кроме ВПМА, имеются и другие атомы, у которых ядра имеют заряд K_g+ , где $K > 1$. т.е. набор этих атомов представляет собой своего рода периодическую систему магнитных атомов/, то максимальная энергия тяжелого кванта, которую могут испускать такие атомы при их возбуждении, согласно /11/ будет

$$E_{\max}^{Y_g} \approx (h_g \nu)_{\max} \cdot K^2. \quad /22/$$

При максимальном заряде магнитного ядра $K=100$ $E_{\max}^{Y_g} \approx 2,5 \text{ ГэВ}$ /такова энергия кванта магнитного атома, соответствующая частоте рентгеновских квантов нашего "мира e " /.

4. ВОЗМОЖНЫЕ ПРОЯВЛЕНИЯ МАГНИТНОЙ МАТЕРИИ В КОСМОСЕ И В ОПЫТАХ НА УСКОРИТЕЛЯХ

1/ Рентгеновское излучение в Космосе

Выше мы определили, что энергетический спектр тяжелых квантов МВПА при частотах, соответствующих нашему оптическому диапазону, занимает область от ~ 28 до $\sim 250 \text{ кэВ}$. Таким образом, магнитная материя, построенная из магнитных

атомов, испускает тяжелые кванты только с энергией, соответствующей рентгеновской и более жесткой части спектра. Поэтому возникает естественный вопрос: не проявляет ли себя магнитная материя в таких глобальных явлениях, как необычное излучение в Космосе?

В недавно вышедшей книге Шкловского /11/ приводятся подробные сведения о необычайно мощных источниках рентгеновского излучения, обнаруженных впервые в 1969 году американской патрульной службой "Вела" по контролю за соглашением о запрещении ядерных испытаний в атмосфере. Спектр этого загадочного рентгеновского излучения как раз находится в интересующем нас диапазоне от 10 до 250 кэВ, а поток составляет $\sim 10^{-4} \text{ эрг/см}^2 \text{ с}$.

В настоящее время установлено, что источником этого излучения являются центры так называемых шаровых звездных скоплений. Пиковая мощность этого излучения составляет $\sim 3 \cdot 10^{38} \text{ эрг/с}$, что сравнимо, как отмечает Шкловский, с болометрической светимостью всего шарового скопления, насчитывающего несколько сотен тысяч звезд. Небезынтересно в связи с этим отметить, что если умножить энергию, излучаемую Солнцем, $W_{\odot} \sim 3,8 \cdot 10^{33} \text{ эрг/с}$ на отношение постоянных Планка $\frac{h_g}{h_e} = \frac{1}{a^2} \approx 2 \cdot 10^4$, то получится энергия $W = \frac{W_{\odot}}{a^2} \approx 8 \cdot 10^{37} \text{ эрг/с}$,

близкая к вышеприведенной пиковой мощности рентгеновских источников.

В свете развиваемой здесь идеи напрашивается вывод: не является ли мощное импульсное рентгеновское излучение шаровых скоплений "оптическим" излучением магнитной материи?

Прямым доказательством такого утверждения являлось бы измерение его постоянной Планка, например, по эффекту Комптона.

2/ Особенности комптон-эффекта квантов с постоянной

$$\text{Планка } h_g = h_e / a^2$$

Изменение длины волны рентгеновских квантов /с обычной постоянной Планка h_e / при рассеянии на свободном электроны равно

$$\Delta \lambda = \frac{h_e}{m_e c} (1 - \cos \theta), \quad /23/$$

где m_e - масса покоя электрона, c - скорость света, θ - угол между направлениями падающего и рассеянного квантов. Максимальное изменение длины волны при рассеянии кванта назад ($\theta = \pi$) составляет $(\Delta\lambda)_{\max} \approx 0,0484 \text{ \AA}$.

При рассеянии излучения с постоянной Планка $h_g = \frac{h_e}{a^2}$ на электроне изменение энергии таких квантов увеличивается в отношении $h_g/h_e = 1/a^2$, т.е. максимальное изменение длины волны $(\Delta\lambda)_{\max} = 0,0484 \cdot 1,88 \cdot 10^4 \text{ \AA} \sim 900 \text{ \AA}$. Соответствующее максимальное изменение энергии кванта $\Delta(h_g\nu)$ составит

$$\Delta(h_g\nu)_{\max} = 2 \frac{(h_g\nu)^2}{m_e c^2} \quad /24/$$

3/ Вспышки света, наблюдавшиеся американскими космонавтами

Известно,^{12/} что во время полетов на Луну при выполнении программы "Аполлон" американские космонавты регулярно наблюдали сильные вспышки белого цвета, возникающие в глазах с частотой приблизительно 1-2 в минуту. Эти вспышки уже получили объяснение и, по-видимому, экспериментальное подтверждение на основе притяжения излучения Вавилова-Черенкова от релятивистских ядер. По нашему мнению, такой же эффект должно вызывать и "оптическое" излучение магнитной материи.

Пусть, действительно, необычное рентгеновское излучение, о котором мы говорили в п. 1 этого раздела, является таковым. Его поток в околоземном пространстве составляет $\sim 10^{-4} \text{ эрг/см}^2 \text{ с}$. При средней энергии квантов этого излучения $h_g\nu \sim 0,1 \text{ МэВ}$ это соответствует $\sim 6 \cdot 10^2 \text{ квантов/см}^2 \text{ с}$. Если эти кванты имеют оптическую частоту, т.е. если их длина волны существенно превосходит размеры атомов, то они будут испытывать когерентное рассеяние^{13/} на электронах, полное сечение которого $\sigma \sim \sigma_0 Z^2$, где σ_0 - сечение томсоновского рассеяния на электро-не, а Z - атомный номер.

Расчеты показывают, что при оболочке из алюминия толщиной 1,5 см поток необычных квантов за обшивкой корабля составит $\sim 4,5 \cdot 10^{-5}$ от приведенного выше. При площади человеческого глаза $\sim 2,5 \text{ см}^2$ в него попадает около 4 таких квантов в минуту, что хорошо совпадает с наблюдениями американских космонав-

тов*. С вероятностью 95% такой квант испытает когерентное рассеяние на электронах глазной жидкости. Согласно формуле /24/ квант со средней энергией $h_g\nu \approx 0,1 \text{ МэВ}$ передает энергию $\Delta(h_g\nu) = 40 \text{ кэВ}$ электронам, которые на частоте первичного кванта $\nu = 1,3 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ испустят кванты /с обычной постоянной Планка h_e / общим числом $\frac{\Delta(h_g\nu)}{h_e\nu} \approx 10^4 \text{ квантов}$. Такая вспышка света превышает порог зрительного ощущения на 2-3 порядка.

4/ Возможное проявление необычных квантов в опытах на ускорителях

На основе идеи Трефила и Ньюмейера^{15/} в поиске магнитных зарядов по γ -квантам высоких энергий от аннигиляции пар $e\bar{e}$, рожденных в соударениях быстрых частиц с нуклонами, уже проведен ряд экспериментов^{16-21/} на ускорителях высоких энергий. Однако эти опыты были поставлены так, что в них регистрировались лишь случаи множественного образования жестких γ -квантов.

В соответствии с настоящей гипотезой, во-первых, следует отметить, что все аннигиляционные кванты имеют существенно большую постоянную Планка, а поэтому взаимодействовать будут не обычным образом /хотя бы потому, что они не могут быть поглощены обычными атомами/.

На наш взгляд, значительный интерес представляет мягкая часть спектра необычных фотонов, возникающая как тормозное излучение монополия /пары монополю-антимонполю/.

Расчеты с привлечением формул, приведенных в книге^{21/} показывают, что число тормозных квантов с постоянной Планка в диапазоне частот от $\nu_1 = 2 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ до $\nu_2 = 10^{16} \text{ с}^{-1}$ примерно равно 25**. При средней их энергии $h_g\nu \sim 0,5 \text{ МэВ}$ это составляет $\sim 0,05\%$ от полной массы монополия $2m_g - c^2 = 20 \text{ ГэВ}$.

* Как сообщалось^{14/} за исключением Н.Н. Рукавишников, никто из советских космонавтов не наблюдал подобных вспышек. Это, однако, по-видимому, можно объяснить более толстой обшивкой корабля "Союз" и станции "Салют".

** Эта оценка сильно зависит от того, насколько частота ν_1 близка к частоте $\nu_0 = \frac{2g^2}{8a_0 h_g}$, где боровский радиус $a_0 = \frac{r_0}{a^2}$ в данном случае $\nu_1 - \nu_0 \approx 10^{-10} \nu_0$.

Такие кванты с $\bar{\nu} \approx 6 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ при взаимодействии со средой за счет многократного когерентного рассеяния могут перейти в область частот видимого спектра и при регистрации, например на цветной фотопленке, должны вызвать заметное одноцветное потемнение, т.к. энергия кванта $\hbar \omega$ с постоянной $\hbar \omega \approx 1,9 \cdot 10^4 \text{ эВ}$ и $\nu \approx 10^{15} \text{ с}^{-1} / \hbar \omega = 1,2 \cdot 10^{-7} \text{ эрг}$ эквивалентна $\approx 2 \cdot 10^4$ квантов с обычной постоянной Планка \hbar .

ЛИТЕРАТУРА

1. Dirac P.A.M. *Proc. Roy. Soc.*, 1931, A133, p. 60; *Phys. Rev.*, 1948, 74, p. 817.
2. Stevens D.M. *Magnetic Monopoles: An Updated bibliography*, Virginia Polytechnical Institute, VPI-EPP- 73-5, 1973.
3. Carrigan R.A. Jr., *Magnetic Monopole Bibliography*, 1973-76, *Fermitab-77/42*, 1977.
4. Стражев В.Н., Томильчик Л.М. *Электродинамика с магнитным зарядом*. Изд. "Наука и техника", Минск, 1975.
5. Newmeyer J.L., Trefil J.S. *Phys. Rev. Lett.*, 1971, v. 26, No. 24, p. 1509-1512; *Phys. Lett.*, 1972, v. 38B, No. 7, p. 524-526.
6. Amaldi E. *Old and New Problems in Elementary Particles*. Academic Press, New York, 1968.
7. Поляков А.М. *Письма в ЖЭТФ*, 1974, т. 20, вып. 6, с. 430-433.
8. Hooft G. *Nucl. Phys.*, 1974, B79, p. 276.
9. Falik D., Opher R. *Phys. Rev.*, 1978, D117, No. 3, p. 923.
10. Price P.B. et al. *Phys. Rev. Lett.*, 1975, 35, p. 487.
11. Шкловский П.С. *Звезды. Их рождение, жизнь, и смерть*. Изд. "Наука", М., 1977, с. 363-367.
12. Fazio G.G., Jelley J.V., Charman W.N. *Nature*, 1970, 228, p. 260-264.
13. Джексон Дж. *Классическая электродинамика*. Изд. "Мир", М., 1965, с. 541-542.
14. Смиренный Л. *Журнал "Наука и жизнь"*, 1973, № 9, с. 87-90.
15. Ruderman M.A., Zwanziger D. *Phys. Rev. Lett.*, 1969, 22, p. 146.
16. Collins G.B. et al. *Phys. Rev.*, 1973, D8, p. 982.
17. Yuan L.C.L. et al. *AIP Conf. Proc.*, 1973, p. 12.
18. Burke D.L. et al. *Phys. Lett.*, 1975, B60, p. 113.
19. Dell G.F. et al. *Nuovo Cim. Lett.*, 1976, 15, p. 269.
20. Stevens D.M. et al. *Phys. Rev.*, 1976, D14, p. 2207.
21. Джексон Дж. *Классическая электродинамика*. Изд. "Мир", М., 1965, с. 581-583.

Рукопись поступила в издательский отдел