

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

539.122

**АСТРОФИЗИЧЕСКИЕ ВЕРХНИЕ ПРЕДЕЛЫ НА МАССУ
ПОКОЯ ФОТОНА****Г. В. Чибисов**

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	551
2. Влияние массы фотона на дисперсию магнитозвуковых волн	552
3. Полная плотность материи и масса покоя фотона	553
4. Устойчивость галактик и масса покоя фотона	554
5. Предельное ограничение	554
Цитированная литература	555

1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема массы покоя фотона представляет несомненный интерес как для фундаментальной физики, так и с точки зрения прикладных вопросов электродинамики.

В настоящее время практически все физики, по крайней мере 99% из них, считают, что масса покоя фотона точно равна нулю. Вместе с тем все согласны в том, что решающее слово в таком важном вопросе принадлежит эксперименту. Все выполненные эксперименты по определению массы покоя фотона дали лишь верхние пределы на величину массы. Это значит, что масса покоя фотона должна быть меньше полученной в эксперименте верхнего предела и, в частности, может быть равной нулю. Экспериментальные возможности в земных условиях, по-видимому, уже в значительной мере исчерпаны, поэтому в последнее время наметилась тенденция использования астрофизических данных для дальнейшего уменьшения величины верхнего предела на массу покоя фотона. Цель данной заметки — дать краткий обзор основных идей и результатов таких исследований.

Наилучший верхний предел на массу покоя фотона m , полученный в земных условиях (по измерениям формы магнитного поля Земли), составляет $m \lesssim 4 \cdot 10^{-48}$ см¹. Для комптоновской длины волны фотона, если это дает $\lambda_c \gtrsim 6 \cdot 10^{10}$ см, т. е. комптоновская длина волны фотона, если она вообще существует, является вполне макроскопической величиной, большей размеров Солнца! Уже приведенный выше верхний предел ограничивает массу фотона весьма малыми значениями, на 20 порядков меньшими массы электрона. Возникает естественный вопрос, в чем же состоит причина неослабевающего интереса к проблеме массы покоя фотона? Поясним это на примере статического магнитного поля. Если вычислить тензор энергии-импульса в макроскопической электродинамике с отлич-

ной от нуля массой фотона, то окажется, что полное магнитное давление P_m состоит из давления $P_B = B^2/8\pi$ поля \mathbf{B} и дополнительного давления $P_A = \mu^2 A^2/8\pi$ векторного потенциала \mathbf{A} , где $\mu = 2\pi/\lambda_C$ — комptonовское волновое число фотона^{2, 3}. Если магнитное поле \mathbf{B} меняется на характерном масштабе l , то в силу определения $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$ имеем оценку $A \sim (l/2\pi) B$. С учетом этой оценки сравнение магнитного давления и давления векторного потенциала показывает, что эффект электродинамики с конечной массой фотона — давление векторного потенциала — проявляется в масштабах l , больших комptonовской длины λ_C . Таким образом, комptonовская длина волны фотона представляет собой своего рода фундаментальную длину в электродинамике, поскольку в масштабах, больших λ_C , уравнения Максвелла должны быть заменены уравнениями Прока⁴. Своеобразие этой фундаментальной длины состоит в том, что она определяет область применимости теории со стороны больших масштабов, а не со стороны малых, как комptonовская длина волны электрона $\lambda_C, e = 2 \cdot 10^{-10} \text{ см}$ ⁵ для классической электродинамики. После этих вводных замечаний мы переходим к рассмотрению конкретных работ.

2. ВЛИЯНИЕ МАССЫ ФОТОНА НА ДИСПЕРСИЮ МАГНИТОЗВУКОВЫХ ВОЛН

Дисперсионное соотношение между частотой ω и волновым числом k для звука, распространяющегося в плазме с магнитным полем, имеет следующий вид:

$$\omega^2 = k^2 u^2,$$

где квадрат скорости звука u является величиной порядка отношения полного давления в среде к ее плотности ρ . Полное давление складывается из теплового давления плазмы P_T , давления магнитного поля $P_B = B^2/8\pi$ и давления векторного потенциала $P_A = \mu^2 A^2/8\pi$ в электродинамике с ненулевой массой покоя фотона. В результате имеем оценку $u^2 \sim (P_T + P_B + P_A)/\rho$. Для звуковой волны соотношение $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$ дает $A \sim B/k$, что позволяет написать зависимость ω от k и от μ в явном виде: $\omega^2 = k^2 u_0^2 + \mu^2 v_0^2$, где $u_0^2 \sim (P_T + P_B)/\rho$ и $v_0^2 \sim B^2/8\pi\rho$. Отсюда сразу же видно, что, в отличие от максвелловской электродинамики при $\mu \neq 0$, в дисперсионном уравнении появляется член, не зависящий от k . Следствием этого является существование критической частоты $\omega_{cr}^2 \sim \mu^2 B^2/8\pi\rho$ такой, что при $\omega < \omega_{cr}$ уже нет периодических решений, т. е. невозможно распространение магнитного звука. На этом, собственно, и основано применение дисперсионных соотношений для установления верхних пределов на массу фотона⁶. Чтобы получить хороший верхний предел, надо только найти такую физическую или астрофизическую ситуацию, когда частота магнитного звука достаточно мала. Таких работ выполнено несколько^{1, 6, 7-10}. Остановимся подробнее на недавней работе¹⁰, в которой получен наиболее сильный среди упомянутых работ верхний предел. В работе¹⁰ исследовалось распространение так называемых виспов (жгутов) в Крабовидной туманности. Они расходятся от некоторого центра, совпадающего с положением пульсара в Крабе. Бегущая волна поджигает магнитное поле, в результате усиливается синхротронное излучение, что и проявляется на фотопластинках в виде известной картины виспов. Судя по наблюдаемой хорошей корреляции между флуктуациями плотности плазмы и магнитного поля, а также по другим косвенным подтверждениям, эти виспы действительно являются магнитозвуковыми волнами. Анализ многочисленных фотографий Крабовидной туманности, сделанных за последние почти 20 лет, позволяет получить численные

значения необходимых параметров. Так, частота виспов очень низкая: $\omega \sim 10^{-6} \text{ сек}^{-1}$, что соответствует появлению нескольких виспов в год. В результате было получено следующее ограничение на массу покоя фотона:

$$m \lesssim 10^{-53} \text{ г}, \quad \lambda_c \lesssim 2 \cdot 10^{16} \text{ см.} \quad (1)$$

Это примерно на четыре порядка лучше верхнего предела, полученного в земных условиях.

У данного метода есть один «подводный камень», что заставляет несколько сомневаться в результате. Дело в том, что каждый висп, видимый на фотографии, может быть не отдельным «горбом» низкочастотной волны, а всего лишь плавной огибающей модулированной высокочастотной волны. Высокочастотные колебания не видны на фотографиях из-за ограниченной разрешающей силы телескопов. Если это было бы так, то фактический верхний предел был бы существенно хуже (1). Авторы¹⁰ такую возможность рассматривают, но считают ее маловероятной по следующей причине. С одной стороны, чтобы модуляция волны не размывалась из-за дисперсии, а сама высокочастотная волна не затухала слишком быстро, ее частота должна быть меньше гирочастоты частиц ($\sim 1 \text{ гц}$), т. е. гораздо меньше частоты вращения пульсара (30 гц). С другой стороны, неизвестно никаких движений в системе, которые могли бы возбуждать мощную волну с частотой, меньшей 1 гц, кроме движения самих виспов с $\omega \sim 10^{-6} \text{ сек}^{-1}$.

3. ПОЛНАЯ ПЛОТНОСТЬ МАТЕРИИ И МАССА ПОКОЯ ФОТОНА

Мы уже говорили о том, что в электродинамике с ненулевой массой покоя фотона тензор энергии-импульса отличается от максвелловского выражения на величину порядка $\mu^2 A^2/8\pi$. Это относится как к давлению, так и к плотности энергии. В частности, для случая статического магнитного поля плотность энергии ε составляет^{2, 3}

$$\varepsilon = \frac{B^2 + \mu^2 A^2}{8\pi}. \quad (2)$$

Наличие в ε добавки, пропорциональной μ^2 , было использовано в работе¹¹ для получения верхнего предела на массу покоя фотона. Авторы¹¹ рассуждали следующим образом. Известно, что наша Галактика обладает магнитным полем $B \sim 2 \cdot 10^{-6} \text{ гс}$ с характерным масштабом однородности $l \sim 300 \text{ пс}$. В соответствии с соотношением $\mathbf{V} = \text{rot } \mathbf{A}$ вклад в плотность ε_A составит $\varepsilon_A \sim \mu^2 B^2 l^2/8\pi$. С другой стороны, известно, что полные массы галактик и соответствующие им полные плотности материи ρ_{tot} могут быть определены по гравитационным эффектам: или по скорости их дифференциального вращения, или по орбитальной скорости галактик, если они входят в двойные системы. Определенные таким образом массы галактик превышают сумму масс наблюдаемых звезд не более чем на порядок, и масса нашей Галактики заведомо меньше $10^{12} M_{\odot}$. Очевидно, что вклад в массу, обусловленный ненулевой массой покоя фотона, не может превышать полной массы Галактики. Это условие приводит к неравенству $\mu^2 \lesssim 8\pi \rho_{\text{tot}} c^2/B^2 l^2$, которое после подстановки численных значений дает¹¹

$$\mu \lesssim 3 \cdot 10^{-14} \text{ см}^{-1}, \quad m \lesssim 10^{-51} \text{ г.} \quad (3)$$

Приведенные выше рассуждения, казалось бы, не вызывают никаких сомнений. Однако оказывается, что в них все же не учтено одно важное обстоятельство, радикально меняющее выводы работы¹¹. Дело в том, что когда речь идет о релятивистской материи, такой, как электромагнит-

ное поле, для корректного вычисления создаваемого ею гравитационного поля φ надо пользоваться уравнениями общей теории относительности. Для слабых полей $|\varphi| \ll c^2$ имеем ⁵

$$\Delta\varphi = 8\pi Gc^{-2} \left(T_0^0 - \frac{1}{2} T \right), \quad (4)$$

где T_0^0 и $T \equiv T_i^i$ — соответственно плотность энергии и след тензора энергии-импульса T_i^k . В случае обычной «пылевидной» материи единственным отличным от нуля компонентом T_i^k является T_0^0 , так что $T_0^0 = T = \rho c^2$ и (4) переходит в обычное уравнение Пуассона $\Delta\varphi = 4\pi G\rho$. В электродинамике с ненулевой массой фотона ^{2, 3}

$$T_i^k = (T_i^k)_0 + \frac{\mu^2}{4\pi} \left(A_i A^k - \frac{1}{2} \delta_i^k A_l A^l \right), \quad (5)$$

где $(T_i^k)_0$ — соответствующее максвелловское выражение, зависящее только от напряженностей \mathbf{B} и \mathbf{E} . Подставляя (5) в (4), легко убедиться в том, что в случае статического магнитного поля ($\mathbf{E} = 0$, $A_0 = 0$) произвольной конфигурации правая часть (4) не зависит явно от величины массы фотона! Поэтому определяемая по дифференциальному вращению масса Галактики заведомо не может содержать вклада от эффектов, связанных с ненулевой массой фотона. В результате основная идея работы ¹¹ оказывается неправильной.

4. УСТОЙЧИВОСТЬ ГАЛАКТИК И МАССА ПОКОЯ ФОТОНА

Давление векторного потенциала $P_A \sim \mu^2 A^2/8\pi$, о котором уже шла речь выше, могло бы проявляться при анализе баланса сил в различных равновесных системах, содержащих магнитное поле, например, в галактиках. Следуя ¹², рассмотрим условия равновесия замагниченного межзвездного газа. Из теоремы вириала ¹³, записанной с учетом эффектов электродинамики с ненулевой массой покоя фотона, вытекает, что давление векторного потенциала способствует в среднем сжатию газа. Поэтому в равновесной системе силы теплового давления, давления магнитного поля и центробежной силы должны превосходить силы, возникающие под действием давления векторного потенциала. Этот критерий был применен в работе ¹² для анализа равновесия газа в Магеллановых Облаках. Поскольку плотность энергии магнитного поля $B^2/8\pi$ в Магеллановых Облаках превосходит плотности тепловой и механической энергии ¹⁴, то критерий равновесия фактически сводится к неравенству $\mu^2 A^2 \ll B$. С учетом соотношения $\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A}$ это дает $\mu \ll l^{-1}$, где l — характерный размер области, занятой замагниченным газом. Для Малого Магелланового Облака $l \sim 3 \text{ кпс}$, и это неравенство дает

$$m \ll 3 \cdot 10^{-60} \text{ г}, \quad \lambda_C \gg 6 \cdot 10^{22} \text{ см} \quad (6)$$

— лучший из известных на сегодняшний день верхних пределов на массу покоя фотона.

5. ПРЕДЕЛЬНОЕ ОГРАНИЧЕНИЕ

Выше было приведено несколько верхних пределов, полученных различными методами. Лучшие из них показывают, что масса фотона по крайней мере на 32 порядка меньше массы электрона. Возникает естественный вопрос, неужели необходимо продолжать до бесконечности последовательность этих верхних пределов, чтобы убедиться в том, что масса покоя фотона равна нулю? Оказывается, нет. Дело в том, что во

Вселенной существует предельное расстояние, называемое горизонтом, вплоть до которого мы можем получать информацию. Существование горизонта обусловлено конечностью максимальной скорости распространения сигналов (c) и возраста Вселенной (t). Размер горизонта составляет $ct \sim 10^{28}$ см. Поскольку специфические эффекты в электродинамике с ненулевой массой фотона могли бы проявляться лишь на расстояниях, больших или порядка комптоновской длины λ_c , то из самого факта наличия предельного информационного радиуса следует, что неравенство $\lambda_c > ct$ было бы эквивалентно положительному ответу на вопрос о равенстве нулю массы фотона, поскольку ненулевая масса, удовлетворяющая этому неравенству, практически никак себя не проявляла бы.

В столь короткой статье мы не имеем возможности рассмотреть все работы, опубликованные за последнее время (см., например, ^{15, 16}). Отметим лишь, что наиболее радикальное улучшение верхнего предела на массу покоя фотона могло бы быть достигнуто в ближайшем будущем в случае обнаружения однородного метagalактического магнитного поля. Это дало бы $\lambda_c \geq 10^{24} - 10^{25}$ см. ¹².

Автор благодарен В. Л. Гинзбургу за внимание к данной работе.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. S. Goldhaber, M. M. Nieto, Rev. Mod. Phys. 43, 277 (1971).
И. Ю. Кобзарев, Л. Б. Окунь, УФН 95, 131 (1968).
2. L. de Broglie, Mécanique Ondulatoire du Photon et Théorie Quantique des Champs, 2^{re} ed., Paris, Gauthier-Villars, 1957, p. 62.
3. L. Bass, E. Schrödinger, Proc. Roy. Soc. A232, 1 (1955).
4. A. Proca, R. Ac. Sci. 190, 1377 (1930).
5. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Теория поля, М., «Наука», 1971.
6. М. А. Гинзбург, Астрон. ж. 40, 703 (1963).
М. А. Гинзбург, Астрон. ж. 51, 218 (1974).
7. V. L. Patel, Phys. Lett. 14, 105 (1965).
8. I. V. Holweg, Phys. Rev. Lett. 32, 961 (1974).
9. L. J. Lonzevotti, Geophys. Res. Lett. 1, 229 (1974).
10. A. Barnes, J. D. Scargle, Phys. Rev. Lett. 35, 1117 (1975).
11. J. C. Vurne, R. R. Burman, Nature 253, 27 (1975).
12. М. Рейнгаardt, Г. В. Чибисов, Астрон. ж. 54(4)(1977).
13. Г. В. Чибисов, Письма Астрон. ж. 3 (1) (1977).
14. Th. Schmidt, Astron. and Astrophys. 6, 294 (1970).
15. L. Davis, Jr., A. S. Goldhaber, M. M. Nieto, Preprint, 1975.
16. J. C. Vurne, R. R. Burman, J. Phys. A6, L12 (1973).