

Сравнение выхода звездообразования при максимальной энергии фотонов 161, 242 и 322 Мэв приводит к выводу³, что средние по спектру сечения образования звезд фотонами равны $(7 \pm 1) 10^{-27}$ см² между 161 и 242 Мэв и $(8 \pm 1) 10^{-27}$ см² между 242 и 322 Мэв. Эти цифры согласуются с данными, приведенными в таблице III.

Анализ лучевого и энергетического распределения в звездах, образованных фотонами и π -мезонами, а также сопоставление полученных данных с результатами опытов по образованию π -мезонов фотонами высокой энергии привели авторов^{2, 3} к выводу, что значительная часть наблюдавшихся звезд образована мезонами, возникающими при взаимодействии γ -квантов с ядрами. Сечение образования мезонов тормозным излучением с максимальной энергией 322 Мэв оценивается для ядер серебра³ следующим образом:

$$\sigma_{\pi^+} \approx 0,7 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2, \sigma_{\pi^-} \approx 1,1 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2 \text{ и } \sigma_{\pi^0} \approx 4 \cdot 10^{-27} \text{ см}^2,$$

откуда $\Sigma\sigma_{\pi} \approx 5,8 \cdot 10^{-27}$ см². При этом автор³ указывает, что сечение процесса, при котором мезон погибает (с образованием звезды) в том же ядре, в котором он зарождается, может быть в несколько раз больше наблюдаемого сечения образования мезонов.

Г. И.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. S. Kikuchi, Phys. Rev. **80**, 492 (1950).
2. S. Kikuchi, Phys. Rev. **81**, 1060 (1951).
3. R. Miller, Phys. Rev. **82**, 260 (1951).

ПРОВЕРКА ВЫВОДОВ ТЕОРИИ ПОЗИТРОНА

В настоящее время внимание широкого круга физиков привлекает экспериментальная проверка выводов теории позитрона как качественная, так и, в особенности, точная, количественная.

Состояние вопроса уже освещалось в ряде обзоров¹ и оригинальных работ². В настоящее время, однако, появились некоторые новые краткие сообщения, представляющие большой интерес.

1. Весьма важна проверка точности совпадения численных значений e и m для электронов и позитронов.

Как известно, для заряда позитрона e^+ в настоящее время имеется значение $e^+ = 4,84 \pm 0,03 \cdot 10^{-10}$, что не особенно хорошо совпадает с $e^- = 4,8022 \cdot 10^{-10}$.

В реферируемой заметке³ обсуждается вопрос о совпадении значений m^+ и m^- .

Взяв наиболее достоверное значение комптоновской длины $\lambda_k = \frac{h}{mc}$, определенное обычными методами (т. е. для e^-) $\lambda_k = (2,426067 \pm 0,000032) \times 10^{-10}$ см, и сравнив его со значением, полученным им при измерении λ аннигиляции^{1,4} $\lambda_A = (2,4271 \pm 0,0010) \cdot 10^{-10}$ см, автор принимает во втором случае за m значение $\frac{1}{2}(m^- - m^+)$.

Отсюда он находит

$$\frac{m^- - m^+}{m^-} = 0,82 \cdot 10^{-4},$$

т. е. значение для массы позитрона несколько меньшее, чем для массы электрона (отсюда — разница в отношениях $\frac{e}{m}$ будет уже значительной!).

Тщательно взвесив возможную погрешность своих опытов, автор оценивает её как $+0,00012$; таким образом, по мнению автора, расхождение в значениях m в 8 раз превышает ошибку опыта.

Наиболее уязвимым местом своей методики автор считает градуировку γ -спектрометра по длинам волн.

Предполагаются более точные измерения. В работе¹⁰ производилось измерение λ аннигиляции, основанное на следующем принципе. γ -излучение Au^{198} (411 *кэв*) претерпевало конверсию на уровнях L_{III} атомов урана; с соответствующей длиной волны сравнивалась длина волны излучения, получаемого при конверсии излучения аннигиляции из Cu^{64} в том же уране (на K -уровне); эта длина волны должна по предсказанию теории отличаться от первой не более, чем на 0,001 её величины.

Для уточнения энергии излучения производилось сравнение линий, получаемых при конверсии Au^{198} , $U_{L_{III}}$ и Co^{60} , U_K , а также Au^{198} , U_K и Au^{198} , U_{L_I} .

Опыты дали для энергии аннигиляции величину $510,37 \pm 0,14$ *кэв*, тогда как теоретическое значение $m^- c^2 = 510,96 \pm 0,02$ *кэв*. Авторы высказывают предположение, что расхождение связано с тем, что $m^+ < m^-$ и отсюда находят $\frac{m^- - m^+}{m^-} = 23 \cdot 10^{-4}$, что почти в 30 раз превышает значение, полученное Дюмондом.

2. Как известно, теория предсказывает возможность бесквантовой, одно-, двух- и трёхквантовой аннигиляции.

Наиболее вероятная аннигиляция двухквантовая, которая обычно и наблюдается; бесквантовая аннигиляция весьма мало вероятна и достоверно не наблюдалась^{5,6}, получение одноквантовой в опытах Грэй и Торранта, видимо, недостоверно³. Трёхквантовая аннигиляция до сего времени не наблюдалась.

В реферируемой заметке⁷ описывается наблюдение трёхквантовой аннигиляции.

Вокруг источника (Cu^{64} из спектроскопически чистой меди, облучённой медленными нейтронами) симметрично располагались три кристаллических счётчика (нафталин—антрацен), включённые по схеме совпадений. Разрешающая способность схемы $5 \cdot 10^{-7}$. Источник был заключён в оболочку из Al , задерживающую все частицы кроме фотонов; экраны из Pb устранили совпадения из-за рассеянных частиц и т. п.

Опыты с поглощением исследуемого излучения показали, что оно мягче, чем обычное при двухквантовой аннигиляции (ожидается $\sim 0,33$ *Мэв* вместо 0,51 *Мэв*).

Отношение вероятностей двух- и трёхквантовой аннигиляции автор находит (в зависимости от предположений о чувствительностях счётчиков к излучениям 0,33 и 0,51 *Мэв*, отношение которых лежит, по мнению автора, в пределах от 1 до 1,18) лежащим в пределах от $(2,0 \pm 0,4) \cdot 10^3$ до $(3,3 \pm 0,7) \cdot 10^3$.

Это отношение неплохо согласуется с предсказаниями теории: от $2,35 \cdot 10^{28}$ до $3,7 \cdot 10^{29}$.

В. А. Кизель

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Хольнов, УФН **41**, 350 (1950).
2. Власов, Изв. АН, сер. физ. **14**, 337 (1950).
3. J. Du Mond, Phys. Rev. **81**, 468 (1951).

4. J. Du Mond, Lind, Watson, Phys. Rev. **75**, 1226 (1949).
5. Perrin, Comptes Rendus **197**, 1302 (1933).
6. Brunnings, Physica **1**, 966 (1934).
7. Rich, Phys. Rev. **81**, 140 (1951).
8. Лифшиц, ДАН **60**, 211 (1948).
9. Ore a. Powell, Phys. Rev. **75**, 1696 (1949).
10. Hedgran a. Lind, Phys. Rev. **82**, 126 (1951).

ОПЫТЫ ПО РАСПРОСТРАНЕНИЮ РАДИОВОЛН В АНИЗОТРОПНОЙ ИОНИЗОВАННОЙ СРЕДЕ

Распространение электромагнитных волн в ионизованной среде — одна из наиболее важных областей радиофизики, неизменно привлекающая внимание как теоретиков, так и экспериментаторов. Этому немало способствует и практическая важность данной проблемы, включающей в себя как частные случаи, например, вопросы распространения радиоволн в ионосфере, — проблему резонансных свойств электронной плазмы газового разряда и т. д. К настоящему времени разработана, в значительной мере трудами советских учёных, теория распространения радиоволн в ионосфере (см., например, ¹). В указанной связи понятно всё значение опытов, которые позволили бы изучать распространение электромагнитных волн в ионизованной среде в лабораторных условиях. Такой эксперимент был недавно осуществлён ².

В качестве ионизованной среды была выбрана плазма газового разряда (неон). Разряд происходил в трубке с подогревным катодом. Разрядное напряжение подавалось импульсами длительностью 5 сек. После такого импульса некоторое время выжидали, а затем в плазму разряда, где в это время уже шёл процесс денонизации, посылались радиоволны высокой частоты (также импульсами длительностью в 10 мксек). Разрядная трубка полностью заполняла собой объём одной из секций круглого волновода. Снаружи на волновод был намотан соленоид, создававший сильное магнитное поле. Таким образом исследовалось распространение радиоволн в присутствии магнитного поля, т. е. в анизотропной ионизованной среде.

Измерения производились для волны типа H_{11} при радиочастотах 4600, 4900, 5200 и 5500 Мгц (критическая частота волновода 4430 Мгц) и в диапазоне давлений неона от 0,5 до 100 мм рт. ст. В волноводе с плазмой измерялось распределение высокочастотного электрического поля, а также угол поворота плоскости поляризации (эффект Фарадея — магнитное вращение плоскости поляризации).

На рис. 1 показано распределение электрического поля по окружности волновода при частоте сигнала 5500 Мгц ($\lambda = 5,46$ см) и давлении газа 1 мм рт. ст. Максимальное значение разрядного напряжения 1050 в, разрядного тока 135 ма. По оси абсцисс отложена угловая координата θ . За $\theta = 0$ принято направление вектора E в отсутствии разряда. По оси ординат отложена величина ослабления вектора E в плазме по сравнению с его максимальным значением в отсутствии разряда E_0 макс. Для сравнения (пунктирная кривая) приведено распределение электрического поля в волноводе в отсутствие разряда.

На рис. 2 показана зависимость угла поворота плоскости поляризации от величины магнитного поля. Условия опыта те же, что и для рис. 1.

Основные результаты измерений:

1) В магнитном поле наблюдается поворот плоскости поляризации радиоволны на значительные углы — порядка 90° и более (на расстоянии в одну длину волны в волноводе), причём явление носит резко вы-