

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ**СПИН И МАГНИТНЫЙ МОМЕНТ ЛЁГКОГО ГЕЛИЯ ( $\text{He}^3$ )**

Для определения магнитного момента  $\text{He}^3$  было точно измерено гиромагнитное отношение этого изотопа видоизменённым магнитным резонансным методом<sup>2</sup>. Было получено  $10 \text{ см}^3$  изотопически чистого  $\text{He}^3$ , как продукта радиоактивного распада трития ( $\text{H}^3$ ). Образец помещался внутри малой катушки, которая являлась одним из элементов радиочастотного моста. Катушка вместе с образцом помещалась между полюсами электромагнита так, что ось катушки была перпендикулярна к направлению поля. При этих условиях ядро со спином  $I$  может устанавливаться относительно поля  $2I \pm 1$  способом. Переходы между соседними состояниями индуцировались слабым переменным полем, создаваемым путём пропускания через катушку радиочастотного сигнала. С наибольшей вероятностью такие переходы происходят при резонансе между частотой слабого поля и частотой ларморовой прецессии. Условие резонанса

$$2\pi\nu = |\gamma| H \quad (1)$$

позволяет определить  $\gamma$  — отношение магнитного момента к механическому:

$$\gamma = \frac{\mu}{I\hbar}.$$

Из условия резонанса видно, что для определения  $\gamma$  нужно знать  $\nu$  и  $H$ . Так как  $\nu$  можно определить значительно точнее, нежели  $H$ , то целесообразно сравнивать  $\nu$  для исследуемого ядра с таковым для определённого стандартного ядра при одной и той же напряжённости поля  $H$ . Если в качестве стандартного ядра выбрать ядро лёгкого водорода, то при одном и том же  $H$  из условия (1) получается

$$\frac{\gamma}{\gamma(\text{H}^1)} = \frac{\nu}{\nu(\text{H}^1)},$$

откуда, зная  $\gamma(\text{H}^1)$ , можно вычислить искомое  $\gamma$ . Точные измерения привели автора<sup>1</sup> к следующей величине отношения:

$$\frac{\gamma(\text{He}^3)}{\gamma(\text{H}^1)} = 0,7617866 \pm 0,0000012.$$

Отсюда, при учёте поправки на диамагнетизм, получается

$$\frac{|\gamma(\text{He}^3)|}{|\gamma\text{P}|} = 0,76815.$$

Величина магнитного момента ядра  $\text{He}^3$  в ядерных магнетонах получается из этого отношения, если воспользоваться точным значе-

нием  $^3 \mu_p = 2,79353$  и предположить, что спин ядра  $\text{He}^3$  равен  $1/2$ . Это даёт

$$\mu(\text{He}^3) = (-) 2,79353.$$

Знак — поставлен в скобки, так как он, ещё не оправдан.

Хотя значение спина ядра  $\text{He}^3$ , равное  $1/2$  — наиболее правдоподобно, оно нуждается в непосредственном экспериментальном подтверждении. С целью такого подтверждения было изучено <sup>4</sup> чередование интенсивностей <sup>5</sup> в молекулярном спектре  $\text{He}_2^3$ . Образец, содержащий 88%  $\text{He}^3$ , возбуждался к свечению в гейслеровой трубке слабым конденсированным зарядом. Спектр исследовался в первом порядке 21-футовой решётки. Для детальных измерений была выбрана полоса у  $6400\text{Å}$ . Ротационные линии этой полосы обнаруживают отчётливое чередование интенсивностей. Фотометрические измерения в *P*-ветви указанной полосы дали для отношения интенсивностей 2,8:1. Полуколичественные определения в других полосах дали отношение 3:1. Теоретические значения для случаев спинов  $1/2$ , 1 и  $3/2$ , как известно таковы 3:1, 2:1 и 1,67 соответственно. Таким образом, можно определённо утверждать, что спин ядра  $\text{He}^3$  равен  $1/2$ , так же как и спин ядра  $\text{H}^3$ .

В случае молекулы обычного гелия  $\text{He}_2^4$  в полосе  $6400\text{Å}$  отсутствуют (в ветвях *P* и *R*) линии, соответствующие нечётным значениям ротационного квантового числа *K*, так как спин ядра  $\text{He}^4$  равен нулю и  $\text{He}^4$  подчиняется статистике Бозе. Напротив, в той же полосе  $\text{He}_2^3$  линии, соответствующие нечётным *K*, — наиболее интенсивны, откуда следует что  $\text{He}_2^3$  подчиняется статистике Ферми, как и следовало ожидать для ядра, состоящего из нечётного числа нуклеонов.

Э. Ш.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. H. L. Anderson, Phys. Rev. **76**, 1460 (1949).
2. См., например, Я. Г. Дорфман, Магнитные свойства атомного ядра. Гостехиздат, 1948, стр. 143—206; Дж. Келлог и С. Милман, УФН **34**, 72 (1948).
3. H. Taub and P. Kush, Phys. Rev. **75**, 1481 (1949).
4. A. E. Douglas and G. Herzberg, Phys. Rev. **76**, 1529 (1949).
5. См. С. Э. Фриш, Спектроскопическое определение ядерных моментов. Гостехиздат, 1948, стр. 105.

#### НАБЛЮДЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ПАР МЕЗОТРОНОВ\*)

Исследование свойств «полутяжёлых» частиц, входящих в состав космических лучей, является одной из наиболее актуальных задач современной физики. В частности, большой интерес представляет вопрос об образовании мезотронов и об их взаимных превращениях.

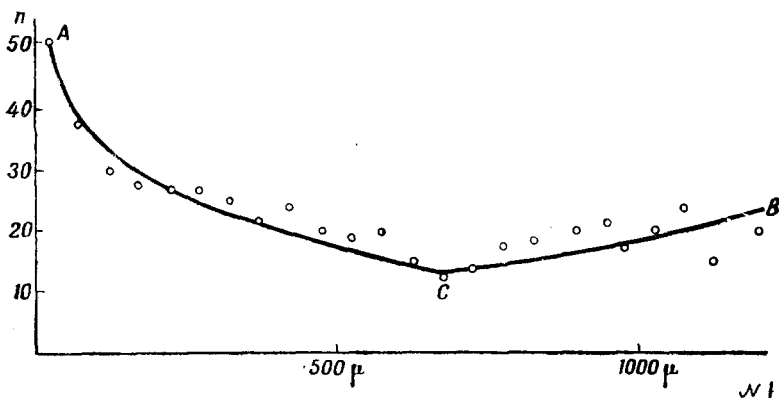
В реферируемой работе А. П. Жданова и П. И. Лукирского, публикуемой впервые, сообщается о наблюдении мезотронной пары.

Авторы исследовали следы мезотронов в толстослойных фотопластинках, подвергнутых действию космических лучей на высоте 6000 м над уровнем моря. Было обнаружено два следа, представляю-

\*) А. П. Жданов и П. И. Лукирский, ДАН СССР **69**, 785 (1949).

ших особый интерес благодаря специфическому распределению зёрен в них: число зёрен, проявленных на единице пути, закономерно убывает по направлению от обоих концов к середине. Это ясно иллюстрируется графиком, представленным на рисунке. На графике по оси абсцисс отложено расстояние от одного из концов трека (общая длина трека, составляла 1274  $\mu$ , и он был разбит на 26 участков по 49  $\mu$  каждый), а по оси ординат—число зёрен  $n$ , проявленных на данном участке. (Число зёрен на конце  $A$  больше, чем на конце  $B$ , потому что последний находится на границе эмульсии и образовавшая след частица выходит на воздух, тогда как конец  $A$  находится в эмульсии.) Аналогичный график построен и для второго следа.

Поскольку число зёрен на единицу пути возрастает с уменьшением скорости частицы, мы должны заключить, что в обоих случаях



из точки  $C$  выходят две частицы в противоположных направлениях. Исследование числа зёрен на единице пути, а также характерные изгибы следа, вызванные многократным рассеянием, приводят к выводу, что эти частицы являются мезотронами. Таким образом, мы имеем здесь образование мезотронной пары.

Очень важно, что угол между направлениями мезотронов составляет почти  $180^\circ$ . Это означает, что мезотронам не был передан сколь-нибудь заметный импульс. Следовательно, частица, ответственная за создание пары, является нейтральной. В самом деле, заряженная частица с малым импульсом непременно была бы обнаружена на фотопластинке, а между тем третьего следа там нет.

Таким образом, мезотронная пара могла быть создана фотоном, тяжёлой нейтральной частицей, или нейтральным мезотроном. Однако «фотонная» гипотеза исключается, ибо, как легко подсчитать, основываясь на законах сохранения, импульс такого фотона должен был бы в 10 раз превышать импульс каждого из мезотронов, чего, по мнению авторов, быть не может.

Отпадает и предположение о том, что пара мезотронов была образована при столкновении с ядром тяжёлой нейтральной частицы (нейтрона). В самом деле, при этом оба мезотрона должны были бы двигаться в направлении, близком к направлению движения нейтрона.

Следовательно, остаётся предположить, что пара мезотронов образовалась за счёт собственной массы очень медленной нейтральной частицы.

Предполагая, что наблюдаемые заряженные мезотроны принадлежат к обычному, хорошо известному типу, и масса их равна  $200 m_e$  ( $m_e$  — масса электрона), авторы получают для массы нейтрального мезотрона:  $M \sim 416 m_e$  (учитывалась ещё небольшая кинетическая энергия мезотронов).

Впервые обнаруженное в реферируемой работе образование мезотронной пары нейтральным мезотроном представляет чрезвычайно большой принципиальный интерес как для физики космических лучей, так и для теории ядерных сил.

*В. Авербах*

## МЕЗОНЫ КОСМИЧЕСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ВБЛИЗИ УРОВНЯ МОРЯ

До сих пор не имеется достаточно надёжных и точных измерений интенсивности электронной компоненты, особенно на малых высотах, что представляет значительный интерес с точки зрения существования и происхождения неравновесной её части. Для этой цели Краусхаром<sup>1</sup> были проведены измерения абсолютной интенсивности, энергетического спектра и углового распределения медленных мезонов на высотах 260 м (Нью-Йорк) и 3240 м (Эхо Лейк). Указанные данные вполне достаточны для решения поставленной задачи, ибо существуют, с одной стороны, надёжные данные об интенсивности всего ионизирующего излучения и отдельно жёсткой его компоненты<sup>2</sup>, и достаточно точные методы вычисления интенсивности равновесной мягкой компоненты (с учётом электронов распада и  $\delta$ -электронов от мезонов), с другой стороны. Производя количественные исследования двумя различными методами (метод запаздывающих совпадений и метод «телескопа» с дополнительной антисовпадающей группой счётчиков вниз) в разных конфигурациях опыта, автор получает весьма полезные сведения о медленных мезонах как с точки зрения методики исследования, так и с резульативной точки зрения.

Приведём здесь следующие наиболее существенные результаты:

1) Число остановившихся мезонов, пересчитанное (путём экстраполяции высотного хода) на уровень моря, под фильтром толщиной  $105 \text{ г/см}^2$  воздушного эквивалента\*) составляет  $8,0 \cdot 10^{-6} \text{ з}^{-1} \text{ сек}^{-1}$ , в том числе для вертикального потока  $5,5 \cdot 10^{-6} \text{ стерад}^{-1} \text{ з}^{-1} \text{ сек}^{-1}$ .

2) Угловое распределение медленных (с пробегами от 15 до  $90 \text{ г/см}^2$ ) мезонов на высотах 260 и 3240 м хорошо описывается выражениями:

$$i_1(\theta) = i_1(0) \cos^{3,3}\theta \quad (H = 260 \text{ м}),$$

$$i_2(\theta) = i_2(0) \cos^{3,1}\theta \quad (H = 3240 \text{ м}).$$

На высоте 3240 м наблюдалось (в отличие от высоты 260 м) превышение результата, полученного методом «телескопа», над соответствующим результатом в методе запаздывающих совпадений, что указывает на наличие некоторой доли медленных протонов. Число этих протонов оценивается в 20% от соответствующего числа остановившихся мезонов или около  $4 \cdot 10^{-6} \text{ стерад}^{-1} \text{ з}^{-1} \text{ сек}^{-1}$ .

\*) Как показали соответствующие опыты автора, число остановившихся мезонов на данной высоте очень слабо зависит от толщины фильтра над установкой вплоть до толщин  $300 \text{ г/см}^2$ .

Обращаясь к задаче, сформулированной вначале, мы должны, вслед за автором, вычестить из полной интенсивности мягкой компоненты на уровне моря данные для числа медленных мезонов (проинтегрированные по соответствующему интервалу спектра).

Если сопоставить полученную разность с равновесной мягкой компонентой, вычисленной в предположении о передаче мезоном  $\frac{1}{3}$  своей энергии электронам распада<sup>3</sup>, то оказывается, что около 25% мягкой компоненты следует отнести за счёт какого-то дополнительного процесса генерации. Привлекая к рассмотрению также анализ угловой и высотной зависимости для всей мягкой компоненты, автор заключает, что таким процессом являются ядерные взаимодействия нуклеонов высокой энергии. Тем самым снова подтверждается высказанная недавно советскими авторами<sup>4</sup> концепция о создании всей неравновесной мягкой компоненты в атмосфере в электронно-ядерных ливнях.

В. А.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. W. L. Kraushaar, Phys. Rev. **76**, 1045—1058, (1949).
2. K. Greisen, Phys. Rev. **63**, 326 (1943).
3. Г. Б. Жданов и А. А. Хайдаров, ДАН **65**, 287 (1949).
4. Н. Г. Биргер, В. И. Векслер, Н. А. Доборотин и др., ЖЭТФ **19**, 826 (1949).

### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МЕДЛЕННЫХ НЕЙТРОНОВ В СВОБОДНОЙ АТМОСФЕРЕ

Как известно, нейтроны являются распадающимися частицами (распад  $n \rightarrow p + e$ ). Следовательно, они образуются в толще атмосферы Земли, а не попадают к нам из мирового пространства.

Известны следующие процессы, приводящие к образованию нейтронов в атмосфере:

1) Ядерные расщепления — «звёзды» — аналогичные тем, которые наблюдаются с помощью фотопластинок (нейтроны с энергиями от  $1 \text{ Мэв}$  до нескольких десятков  $\text{Мэв}$ ).

2) Поглощение отрицательных мезонов ядрами вещества<sup>1</sup> (нейтроны с энергиями такого же порядка).

3) Образование нейтронов в проникающих (электронно-ядерных) ливнях (нейтроны с энергиями от  $100 \text{ Мэв}$  и ниже)<sup>2</sup>.

Можно считать, что медленные нейтроны, регистрируемые нейтронными счётчиками (пропорциональный счётчик, наполненный  $\text{BF}_3$ ) — это в основном нейтроны, образовавшиеся при ядерных расщеплениях и заторможенные до малых энергий.

Это подтверждает одинаковая высотная зависимость интенсивности медленных нейтронов и числа ядерных расщеплений.

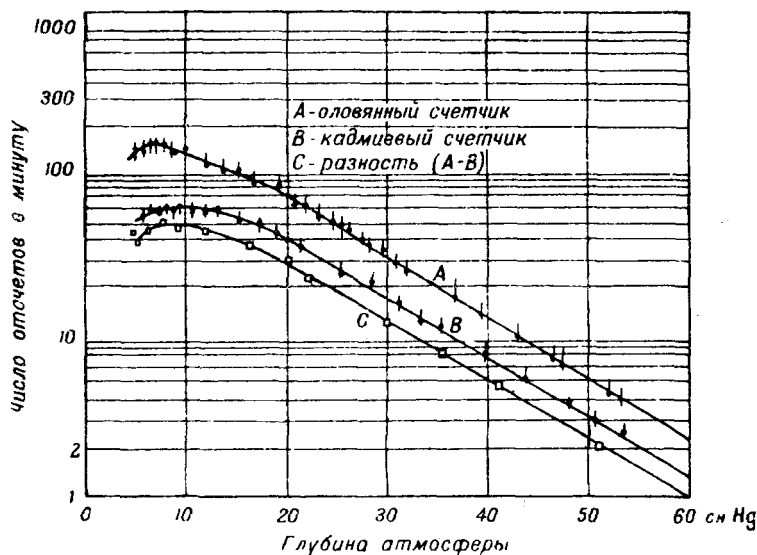
Эта зависимость описывается формулой

$$N = N_0 e^{-\frac{x}{\lambda}}$$

где  $N$  — интенсивность нейтронов,  $x$  — глубина атмосферы, выраженная в  $\text{г/см}^2$ ,  $\lambda \sim 160 \text{ г/см}^2$ .

Нейтроны, образованные в указанных выше процессах, тормозятся при соударениях с ядрами воздуха до тепловых скоростей. Параллельно с этим происходит поглощение нейтронов атомами воздуха, причём сечение поглощения имеет наибольшее значение при энергиях нейтро-

нов от 150 *кэв* и до нескольких десятых *эв* (область закона  $\sigma \sim \frac{1}{v}$  для сечения поглощения, где  $v$  — скорость нейтронов). Поэтому нейтроны поглощаются атомами воздуха раньше, чем успевают распасться. Вопросы поглощения, торможения и рассеяния были рассмотрены в 8.



В этой статье показано, что пространственное распределение медленных нейтронов можно представить формулой

$$N \sim x e^{-\frac{x}{2L}}$$

где  $L$  — средний диффузионный пробег нейтрона.

По данным авторов,  $L \sim 100$  г/см<sup>2</sup>.

Из этой формулы следует, что должен существовать максимум интенсивности медленных нейтронов при  $x = L$ , т. е. при  $x = 100$  г/см<sup>2</sup>. Это соответствует высоте 15 км над уровнем моря (давление 7,7 см Hg).

Формула выведена в предположении, что все нейтроны образуются вблизи поверхности атмосферы. Если считать, что нейтроны образуются во всей толще атмосферы, то максимум сдвинется в сторону больших глубин атмосферы (т. е. меньших высот).

Однако до последнего времени измерения интенсивности медленных нейтронов<sup>5</sup> давали возрастание интенсивности до высот порядка 30 км (давление 2 см Hg,  $x = 27$  г/см<sup>2</sup>).

Это серьезное противоречие между теорией и экспериментом следует, по видимому, объяснять несовершенством методики измерений (малая эффективность счёта медленных нейтронов счётчиком и малое время, в течение которого производились измерения на больших высотах).

В реферируемой работе<sup>4</sup> авторы, применяя более совершенные методы измерения, получили данные, согласующиеся с теорией.

Измерение интенсивности медленных нейтронов производилось с помощью двух пропорциональных счётчиков, наполненных  $\text{BF}_3$ , с содержанием ядер  $\text{B}^{10}$  до 96% (эффективность счёта медленных нейтронов 13%). Установка на шарах-зондах поднималась до высоты 20 км.

Счётчики были покрыты: один кадмиевой, другой оловянной крышкой (0,7 мм). Полученные результаты показаны на рисунке.

Кривая  $C$  даёт число тепловых нейтронов с энергией меньше 0,4 эв. (При таком устройстве исключаются отсчёты, обусловленные ливнями большой плотности и ядерными расщеплениями в стенках крышек и счётчиков.) На кривой  $C$  виден отчётливый максимум на высоте 15 км (8 см Нг).

В качестве контроля был произведён полёт, в котором наибольшая достигнутая высота составила 31 км (0,75 см Нг).

Значение максимума получилось при той же высоте — 15 км.

Значение интенсивности на максимальной высоте оказалось равным  $1/4$  её максимального значения. До высоты 12 км (18 см Нг) кри-

вая разности может быть представлена формулой  $N = Ne^{-\frac{x}{\lambda}}$ , где  $\lambda = 160$  г/см<sup>2</sup>, что согласуется с кривой высотной зависимости числа ядерных расщеплений, измеренных с помощью фотопластинок<sup>6</sup>.

Интересно отметить, что поток нейтронов, вычисленный по формуле, приведённой в работе<sup>3</sup>, оказался в  $1/6$  раза меньше потока протонов, определённого по данным фотопластинок<sup>6</sup>.

В данном случае, очевидно, сказывается резонансное поглощение быстрых нейтронов ядрами азота и кислорода.

Г. М. Гуро.

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. D. Sard, A. Ither, Conforto and M. F. Grouch, Phys. Rev. 74 (1), 97 (1948).
2. V. Tongiorgi, Phys. Rev. 76 (4), 517 (1949).
3. H. A. Bethe, S. A. Korf, G. Placzek, Phys. Rev. 57, 573 (1940).
4. R. Laudeburg and L. Jouan, Cosmic Radiation (Cosmic Research Colston Papers), стр. 35, London, 1949.
5. S. A. Korf and A. Cobas, Phys. Rev. 73, 1010 (1948).
6. Guer, Cosmic Radiation (Cosmic Research Colston Papers), стр. 29, London, 1949.

### ИССЛЕДОВАНИЕ ОСТАНОВИВШИХСЯ $\mu$ -МЕЗОНОВ МЕТОДОМ КРИСТАЛЛИЧЕСКОГО СЧЁТЧИКА \*)

Реферируемая работа представляет значительный интерес как первый опыт использования кристаллического счётчика для исследования космических лучей. При этом, помимо определённого заключения о средней величине энергии, выделяемой при захвате остановившихся отрицательных  $\mu$ -мезонов, авторы получают ряд методических результатов, характеризующих кристаллический счётчик и возможности его применения в схемах совпадений.

В качестве кристаллического счётчика применялся специально изготовленный и тщательно отобранный образец кристалла  $\text{AgCl}$  раз-

\*) H. G. Voorhies and J. C. Street, Phys. Rev. 76, 1100—1105 (1949).

мером  $75 \times 33 \times 6$  мм, помещённый в электрическое поле напряжённостью 2400 в/см. Для устранения ионной проводимости кристалл «телескопа» с антисовпадательными счётчиками отбирался случаи остановки мезонов в кристалле AgCl (или в латунных стенках вблизи него). Импульсы от «телескопа» запускали развёртку осциллографа только при условии некоторой заданной минимальной амплитуды (порога) импульсов от кристалла. Фотографируя на этой развёртке отдельные импульсы от кристалла, имевшие ширину 0,7 мксек, можно было изучать случаи запаздывания, связанные с распадом, измеряя эти запаздывания с точностью до 0,03 мксек.

Амплитудный спектр импульсов, даваемых кристаллическим счётчиком, изучался путём изменения величины порога как для быстрых мезонов (при выключенных антисовпадательных счётчиках), так и для остановившихся. В последнем случае из всех импульсов (так называемая группа А) выделялась специальная группа В, сопровождаемая запаздывающими импульсами и, следовательно, относящаяся заведомо к положительным остановившимся мезонам.

Показано, что форма амплитудного спектра импульсов определяется флуктуациями ионизационных потерь и угловым распределением мезонов, причём соответствующие количественные сопоставления позволяли вычислить чувствительность счётчика, составлявшую около 50 мкв на 1 Мэв энергии, выделенной за счёт ионизации в кристалле AgCl. Учитывая ту среднюю энергию (7 эв), которая затрачивается на перевод каждого  $\delta$ -электрона в зону проводимости, авторы вычисляют также средний пробег электрона проводимости в кристалле, равный всего 0,6 мм. Последнее означает, что амплитуда импульса практически не должна зависеть от локализации энерговыделения в кристалле.

Наконец, сравнивая число регистрируемых импульсов с потоком мезонов через кристалл, авторы показывают, что при пороге 200 мкв счётчик «чувствует» практически все релятивистские частицы.

Энерговыделение при захвате отрицательных мезонов изучалось путём сопоставления амплитудных спектров для указанных выше импульсов группы А и группы В. Оказалось, что и формы этих спектров, и средние амплитуды импульсов практически совпадают, причём количественные оценки показывают, что даже в самых крайних предположениях дополнительное энерговыделение, связанное с захватом  $\mu$ -мезона ядром, не превышает в среднем 3 Мэв. Те немногие случаи (15 из 300), когда энерговыделение превышало среднее значение (равное 12 Мэв) не менее чем на 18 Мэв, можно было целиком приписать остановившимся протонам. Полученный результат является новым доказательством того, что почти вся энергия покоя захваченного  $\mu$ -мезона немедленно уносится из ядра какой-то нейтральной частицей.

В. А.

## ПРИМЕНЕНИЕ СЧЁТЧИКА ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ СЛОЁВ МЕТАЛЛОВ

Известно, что число темновых разрядов счётчика (так называемый фон) зависит от выбора металла катода и от состояния его поверхности. Автор реферлируемой работы\*) воспользовался этой зависимостью для изучения проблем металлографии. Эта идея не является,

\*) I. Kram er, Z. Physik 125, № 11—12 (1949).



вообще говоря, новой. Уже в 1938 году советские учёные Павлова и Шальников (работы которых, кстати сказать, автор реферируемой работы не упоминает) исследовали зависимость фона счётчика квантов от температуры катода\*). На основании этих исследований упомянутые советские учёные смогли сделать ряд заключений относительно структуры поверхностного слоя алюминиевого катода. Что касается реферируемой работы, то в ней не даётся физического толкования полученных результатов. Интерес работы в том, что она конкретно указывает на целый ряд проблем металлографии, которые могут быть изучены с помощью счётчика.

В реферируемой работе автор, как в своё время Павлова и Шальников, пользовался счётчиком с подогревным катодом. Нагрев плоского катода острового счётчика производился нитью накаливания, температура катода измерялась термоэлементом. Импульсы счётчика подавались на электрометр или громкоговоритель и регистрировались визуально или на слух.

С помощью счётчика можно исследовать установление равновесия в поверхностном слое металла, когда это равновесие нарушено вследствие механической обработки этой поверхности. Используя свежеработанную металлическую пластинку в качестве катода счётчика, можно наблюдать за восстановлением равновесия в поверхностном слое: число импульсов в единицу времени, которое сначала, при нарушенном равновесии, весьма велико, уменьшается по мере восстановления равновесия. Характер получаемых кривых зависит в значительной мере от рода исследуемого металла, его температуры и метода обработки его поверхности.

Исследуя зависимость числа импульсов в единицу времени от температуры катода, можно значительно легче и надёжнее, чем раньше, определить критическую температуру аморфной фазы исследуемого металла.

Если тщательно отполировать или обработать другим соответствующим образом поверхность катода, то, по мере его нагревания, число импульсов в единицу времени начинает вдруг расти при достижении совершенно определённой температуры, которая совпадает с критической температурой аморфной фазы тонкого слоя исследуемого металла.

Это обстоятельство является, по мнению автора реферируемой работы, доказательством того предположения, что обработка поверхностного слоя металла приводит к образованию аморфной фазы в этом слое. Исследования со счётчиком показали, однако, что не всякая обработка металлической поверхности приводит к такому результату. Все полученные кривые подразделялись на две группы. Кривые первой группы указывали на постоянный рост числа импульсов в единицу времени при увеличении температуры. Кривые второй группы характеризовались тем, что до критической температуры число импульсов в единицу времени оставалось незначительным и постоянным, а за критической температурой оно скачком начинало расти. Поверхностный слой металлов, относящихся к этой группе, имеет ниже критической температуры устойчивую аморфную структуру. Кривые первой группы указывают на наличие в поверхностном слое как аморфной, так и кристаллической фаз, причём равновесие между ними неустойчиво при любой температуре. Так как доля, приходящая на аморфную фазу, может быть, в зависимости от метода обработки поверхностного слоя, самой различной, то и расположение кривых весьма различно. На рисунке изо-

---

\*) Павлова и Шальников, ЖЭТФ 8, 183 (1938).

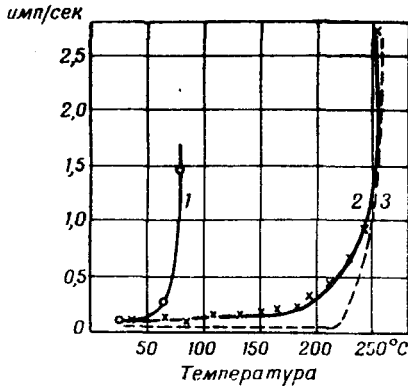
бражены, например, кривые, полученные с хромовыми пластинками, в поверхностном слое которых соотношение между фазами различно. Кривая 1 получена с пластинкой, поверхность которой обработана наждаком, кривая 2 получена с отполированной пластинкой, кривая 3 соответствует слою чистой аморфной фазы, полученному электролизом. На последней кривой резко обозначилась критическая температура аморфной фазы (между 200 и 250° С).

Аналогичным образом счётчик может быть применён для исследования перехода металла из одной кристаллической модификации в другую.

Произведённые исследования привели автора реферируемой работы к убеждению, что счётчик может быть с успехом применён при изучении всех тех металлографических процессов в поверхностных слоях, которые протекают экзотермически.

Наряду с указанными вопросами в реферируемой работе делается попытка использовать счётчик для исследования поведения металла при статических и динамических нагрузках.

*В. Бредель*



## НОВЫЙ СВЕТЯЩИЙСЯ СОСТАВ \*)

В реферируемой работе указан способ получения интересного светящегося состава.

Сульфат калия ( $K_2SO_4$ ) нагревают несколько минут в атмосфере, способствующей реакции восстановления. Степень чистоты сульфата калия роли не играет; нагревание может быть осуществлено газовой горелкой. Охлаждая  $K_2SO_4$ , можно получить несколько довольно крупных кусков затвердевшего расплава.

Если реакция восстановления протекала достаточно долго и не слишком бурно, то эти куски (иногда прозрачные как стекло), дают замечательную красную флюоресценцию при возбуждении длинноволновым ультрафиолетом. Облучение коротковолновым ультрафиолетом (например, линией Hg 2537Å) вызывает синюю флюоресценцию. Такое же синее свечение возбуждается электронами, скорость которых равна нескольким тысячам вольт. Яркая выраженная зависимость характера лучеиспускания от длины волны возбуждающего света может быть с успехом продемонстрирована большой аудитории.

В ходе реакции восстановления образуется сульфид калия, который, по всей вероятности, будучи внедрён в кристаллическую решётку сульфата калия, является ответственным за наблюдаемое свечение. Возможность влияния активизирующих металлов исключена: исследовался сульфат калия различной степени чистоты и различного происхождения, наблюдаемое свечение, однако, оставалось во всех случаях неизменным.

\*) Н. Gobrecht, Phys. Blätter № 2 (1949).

Было исследовано несколько веществ, родственных сульфату калия. Сульфид калия даёт при облучении длинноволновым ультрафиолетом такую же красную флюоресценцию, что и сульфат калия. Спектр флюоресценции бисульфита и бисульфата калия несколько отличен от спектра флюоресценции сульфата калия.

Если указанным способом обработать сульфат или сульфид натрия, то можно получить вещество, дающее при возбуждении длинноволновым ультрафиолетом жёлтое свечение. Отсюда можно заключить, что катион влияет на характер флюоресценции. Это обстоятельство выражено ещё более ярко у солей щёлочно-земельных металлов. Сульфат бария даёт после соответствующей обработки при возбуждении светом ртутной лампы беловато-жёлтое свечение, сульфат стронция — зелёное, сульфат кальция — синее.

Охлаждение до температуры жидкого воздуха не влияет на флюоресценцию. Спектр флюоресценции состоит из широкой сплошной полосы.

Реферируемая работа носит характер предварительного сообщения и в ней, к сожалению, не содержится указаний относительно числового значения выхода и продолжительности свечения. Отмечается лишь, что эти характеристики имеют меньшую величину, чем у обычных светящихся составов. Судя по тому, что автор реферируемой работы говорит о флюоресценции, продолжительность свечения невелика.

*В. Бредель*

## НАБЛЮДЕНИЕ СПИНОВОГО МОМЕНТА САНТИМЕТРОВЫХ ВОЛН

Пол века назад, в 1899 г., А. А. Садовский<sup>1</sup> показал, что циркулярно поляризованная электромагнитная волна должна обладать моментом количества движения относительно направления её распространения, вследствие чего тело, поглощающее такую волну или меняющее характер её поляризации, должно испытывать вращающий момент. Через десять лет Пойнтинг<sup>2</sup> уточнил теорию этого явления.

С квантовой точки зрения циркулярная поляризация электромагнитной волны означает, что спины всех фотонов, образующих эту волну, ориентированы в зависимости от направления поляризации либо по направлению их движения, либо навстречу ему. Поскольку спин фотона равен 1, постольку плотность потока продольной составляющей момента количества движения электромагнитной волны, т. е. продольная составляющая момента количества движения, проносимого электромагнитной волной в единицу времени через единичную площадку, нормальную к направлению её распространения, равна

$$\sigma_z = \pm j\hbar, \quad (1)$$

где  $j$  — плотность фотонного потока, а знак  $+$  или  $-$  выбирается в зависимости от направления поляризации.

Учитывая, что модуль вектора Умова-Пойнтинга

$$|\mathbf{S}| = j\hbar\omega, \quad (2)$$

где  $\omega$  — угловая частота, имеем:

$$\sigma_z = \pm \frac{|\mathbf{S}|}{\omega}, \quad (3)$$

что совпадает с выражением, получающимся в рамках классической электродинамики (см., например, 3).

Не представляет труда показать, что в случае эллиптически поляризованной волны в вакууме:

$$E_x = E_1 \cos \omega t, \quad E_y = E_2 \sin \omega t \quad (4)$$

плотность потока продольной компоненты момента количества движения

$$\sigma_z = \frac{1}{\omega} \sqrt{\frac{\epsilon_0}{\mu_0}} E_1 E_2. \quad (5)$$

При поглощении волны поглощающее тело, очевидно, будет испытывать вращающий момент

$$L = \sigma_z S, \quad (6)$$

где  $S$  — поперечное сечение поглощения волны телом. Если в результате прохождения электромагнитной волны через компенсатор меняется характер её поляризации, например, линейно поляризованная волна превращается в эллиптически поляризованную, то (пренебрегая отражением и поглощением волны в компенсаторе) компенсатор должен испытывать вращающий момент

$$L = (\sigma_{z\text{нач}} - \sigma_{z\text{кон}}) S, \quad (7)$$

где  $\sigma_{z\text{нач}}$  и  $\sigma_{z\text{кон}}$  — продольные составляющие плотности потока момента количества движения электромагнитной волны, соответственно, до и после прохождения ею компенсатора, а  $S$  — поперечное сечение компенсатора.

Экспериментальное наблюдение этого явления крайне затруднено вследствие исключительной малости  $\sigma_z$ . Так, для световых частот ( $\omega \approx 4 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ ) при интенсивности циркулярно поляризованного света, равной интенсивности прямых солнечных лучей, вращательный момент, испытываемый поглощающим экраном, отнесённый к единице площади экрана, составит около  $\sigma_z \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ дин/см}$ . Этим объясняется, что в течение весьма длительного времени все попытки обнаружить спиновый момент электромагнитной волны в макроскопическом опыте оставались безрезультатными и экспериментальные доказательства существования спина у фотонов ограничивались областью атомарных явлений, где явления обмена моментом количества движения между светом и веществом имеют первостепенное значение (например, в актах излучения и поглощения света атомом). Только в 1935 г. Бету<sup>4</sup> удалось экспериментально измерить вращательный момент, испытываемый двойкопреломляющей кварцевой пластинкой при прохождении через неё света.

Совершенно новые возможности в этом направлении возникли в результате развития микрорадиоволновой техники. Поскольку, согласно (3),  $\sigma_z$  обратно пропорционально частоте, постольку переход от световых волн к микрорадиоволновому диапазону ведёт к возрастанию эффекта на много порядков. Так, на сантиметровых волнах ( $\omega \approx 10^{10} \text{ сек}^{-1}$ ) при вполне доступной величине вектора Умова-Пойнтинга  $1 \text{ вт/см}^3$  составляет величину порядка  $10^{-3} \text{ дин/см}$ , что уже вполне поддается измерению.

Реферлируемая работа<sup>5</sup> и представляет собой попытку измерить спиновый момент количества движения электромагнитных волн сантиметрового диапазона.

Автор использовал излучение магнетрона, дававшего импульсы продолжительностью  $1 \text{ мксек}$  в количестве 1000 импульсов в секунду при

длине волны  $\lambda = 3,2 \text{ см}$  (9360 Мгц). Пиковая мощность составляла 50 квт; средняя мощность, соответственно, равнялась 50 вт. Линейно поляризованная волна, излучаемая магнетроном, направлялась сначала по прямоугольному волноводу, а затем попадала в вертикальный круглый волновод диаметром 25 мм, оканчивающийся на верхнем конце небольшим раструбом. Болюметрические измерения показали, что плотность потока энергии была постоянна на всём сечении и равна примерно  $1 \text{ вт/см}^2$ . Часть круглого волновода, могущая вращаться вокруг своей оси, была снабжена парафиновой пластинкой (показатель преломления  $n = 1,47$ ) толщиной в несколько миллиметров. Размеры пластинки были выбраны так, чтобы компонента волны, электрический вектор которой параллелен пластинке, отставала на четверть периода.

Если электрический вектор волны, бегущей в волноводе, был параллелен или перпендикулярен пластинке, то состояние поляризации волны оставалось неизменным, если же электрический вектор составлял с пластинкой некоторый угол, то пластинка обуславливала возникновение эллиптической поляризации (при угле  $45^\circ$  волна превращалась в циркулярно поляризованную).

Над раструбом помещалась стеклянная трубка с плоскопараллельным окошком. Внутри этой трубки, непосредственно над устьем раструба, на двух тонких шелковых нитях подвешивались сменные поглощающие или двоякопреломляющие экраны. Экраны были снабжены зеркальцами, на которые направлялся луч света. Поворот экрана мог регистрироваться по смещению светового зайчика на шкале, отстоящей на расстоянии 1 м от зеркальца. Стеклянная трубка вместе с подвешенными в ней экранами могла поворачиваться вокруг вертикальной оси, что позволяло менять ориентировку экрана относительно плоскости поляризации падающей волны. Авторы провели три серии опытов с тремя различными типами экранов.

В первом случае поглощающий экран состоял из двух плоских дисков диаметром 3 см. Нижний диск, изготовленный из слюды, был покрыт слоем смолы, содержащей графит. Верхний диск, отстоящий от нижнего на расстоянии  $\frac{\lambda}{4}$ , был изготовлен из алюминия.

Волна, падающая на такой экран, частично отражается от слюдяного диска, частично же проникает через него. Прощедшая волна в свою очередь отражается от алюминиевого диска, проходит через слюдяной и интерферирует с волной, отражённой от слюдяного диска. Так как разность хода между обеими отражёнными волнами равна  $\frac{\lambda}{2}$ , то волны взаимно гасят друг друга и представляется возможным отрегулировать систему таким образом, чтобы отражённое излучение полностью исчезало, т. е. экран полностью поглощал бы всю падающую на него энергию. Следовательно, согласно (6), такой экран должен испытывать вращающий момент  $L = \sigma_2 \cdot \Omega$ . Однако, если экран является идеально отражающим, то  $\sigma_2$  для падающей и отражённой волны одинаковы и  $L = 0$ .

Опыт показал, что, действительно, отражающий (например, алюминиевый) экран не испытывает под воздействием электромагнитной волны никакого измеримого вращательного момента — зайчик на шкале остаётся в покое. Точно так же не испытывает вращательного момента и описанный выше поглощающий экран, если падающая на него волна линейно поляризована. Однако, если волна, падающая на поглощающий экран, была циркулярно поляризована, то экран поворачивался, причём смещение зайчика по шкале составляло около 6 см (угол поворота около  $3^\circ, 5$ ).

В другой серии опытов экран состоял из двух квадратных листочков слюды размером  $3 \times 3$  см, расположенных один над другим на расстоянии  $\frac{\lambda}{8}$ . На каждом из листочков был укреплен ряд параллельных металлических проволочек диаметром 0,2 мм, причём листочки ориентировались так, что направления проволочек на верхнем и нижнем листочках были взаимно перпендикулярны. Волна, падающая на такой экран, разлагалась им на две линейно поляризованные компоненты. Одна из них, с электрическим вектором, параллельным проволочкам нижнего листочка, отражалась этим листочком назад. Другая компонента, поляризованная в перпендикулярном к первой направлении, проникла через нижний листочек, отражалась от верхнего и снова, пройдя через нижний, интерферировала с компонентой, отражённой от нижнего листочка. Так как разность хода между обеими отражёнными компонентами составляет  $\frac{\lambda}{4}$ , то циркулярно поляризованная волна, падающая на такой экран, превращается при отражении в линейно поляризованную, и наоборот, линейно поляризованная волна приобретает при отражении эллиптическую поляризацию.

Когда на такой экран направлялась циркулярно поляризованная волна, то экран поворачивался (вправо или влево, соответственно направлению поляризации волны), причём отклонение зайчика на шкале составляло около 8 см (угол поворота примерно  $4,5^\circ$ ), что, как указывает автор, соответствует удельному вращательному моменту порядка  $10^{-3}$  дин/см, ожидаемому на основании приведённой выше теоретической оценки.

В случае, если на экран падала линейно поляризованная волна, то эффект существенно зависел от направления поляризации. Когда плоскость поляризации была параллельна проволочкам одного из листочков, то характер поляризации при отражении не менялся и зайчик оставался на шкале неподвижным. Напротив, если плоскость поляризации была повернута относительно направления проволочек на угол  $45^\circ$ , то отражённая волна была поляризована циркулярно и экран поворачивался. Как направление поворота, так и его величина находились в согласии с теоретическими предсказаниями.

Третья серия опытов была произведена с экраном того же типа, что и предыдущая, но расстояние между листочками составляло четверть длины волны. Циркулярно поляризованная волна отражалась от такого экрана так же циркулярно поляризованной, но с обратным направлением поляризации. Опыт показал, что в соответствии с (7) поворот экрана был вдвое больше, чем в предыдущих опытах.

Автор подчёркивает, что наблюдавшиеся им отклонения зайчика были очень отчётливыми и постоянными, так что наличие момента количества движения у циркулярно поляризованной волны могло быть установлено вполне уверенно. При этом было получено полное качественное согласие с теорией. Однако количественно можно говорить только о совпадении по порядку величины, ибо, хотя механические измерения могли быть выполнены с достаточной точностью, само значение вектора Умова-Пойнтинга было несколько неопределённым. Кроме того, так как экраны имели размеры, близкие к длине волны, то диффракция, неоднородность в распределении плотности энергии и некоторый разброс фаз обуславливали дополнительные и, видимо, значительные погрешности. Не вызывает сомнений, что дальнейшие опыты в этом направлении позволят провести и количественное сопоставление теории с опытом.

Г. Розенберг

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Садовский, Acta et comm. Imp. Univ. Jureviensis 7, № 1—3 (1899); 8, № 1—2 (1900).
2. J. H. Rounting, Proc. Roy. Soc. 82, 560 (1909).
3. Д. Иваненко и А. Соколов, Классическая теория поля. Изд-во техн.-теор. лит-ры, 1949.
4. P. A. Beth, Phys. Rev. 48, 471 (1935), 50, 115 (1936).
5. N. Carrada, Nature 164, № 4177, 882 (1949).

### РАДИОИЗЛУЧЕНИЕ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ НА ЧАСТОТЕ 3000 Мгц

В ночь с 24 на 25 января 1949 г. в городе Саскатун (Канада) наблюдалось необычайное по величине и разнообразию форм полярное сияние (красное свечение неба отмечалось даже в Калифорнии и Британской Колумбии)<sup>1</sup>. Вначале оно выражалось в красноватом свечении неба, затем появилась красивая корона, зелёная в зените и переходящая в красные слои на восточном и западном краях. Несколько позднее наблюдались три яркие однородные дуги. В течение ночи одна форма сияния сменялась другой, причём среди них были формы как лучистой, так и нелучистой структуры. Аналогичные явления наблюдались и в ночь с 21 на 22 февраля.

Фотография солнечной поверхности, полученная в полдень 24 января, показала наличие огромной группы солнечных пятен. Эта группа пятен присутствовала и 21 февраля хотя и имела значительно меньшие размеры.

Короткие импульсы радиоизлучения, исходящие из области полярного сияния, были впервые замечены 24 января радиолокационной установкой, работавшей на волне 10 см<sup>3</sup>. Дальнейшие наблюдения на волне 10 см также обнаружили радиоизлучение, обусловленное полярным сиянием.

Для наблюдений был использован радиолокационный приёмник, снабжённый дополнительным устройством, регистрирующим частоту следования принимаемых импульсов. На антенне, принимавшей излучение из угла  $6,3 \cdot 10^{-3}$  стерадиана, была укреплена плёночная фотокамера, так что наблюдатель мог фотографировать участок неба, на который направлена антенна.

Проведённые наблюдения показывают, что радиоизлучение полярного сияния носит импульсный характер, причём длительность отдельных импульсов порядка 1 ÷ 5 микросекунд. Величина и частота следования импульсов меняются в широких пределах и, повидному, зависят от яркости и структуры сияния. Так, полярные сияния лучистой структуры более активны в отношении радиоизлучения, чем сияния нелучистой структуры.

Наблюдения радиоизлучения полярных сияний, как указывают авторы заметки, продолжаются с целью установления количественной зависимости интенсивности и характера радиоизлучения от типа и интенсивности полярного сияния, а также с целью выяснения механизма возникновения радиоизлучения.

Г. Гетманцев

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. W. Petrie, P. A. Forsyth, E. M. Conencky, Nature 163, 774 (1949).
2. P. A. Forsyth, W. Petrie, B. W. Currie, Nature 164, 453 (1949).

## НАГЛЯДНАЯ МОДЕЛЬ АТОМНОГО ЯДРА

Давно ощущается потребность в простой и наглядной модели атомного ядра, иллюстрирующей основные особенности его строения. Описываемая ниже модель в достаточной мере удовлетворяет этим требованиям и несомненно сможет быть использована с успехом на лекционных демонстрациях, в школах, на выставках и т. п.

Модель<sup>1</sup> состоит из стержневых магнитов («протонов»), плавающих вертикально (при помощи особых поплавков) в сосуде с водой и подобных же стержней мягкого железа («нейтронов»).

Идея использования магнитов для подобных целей не нова. Широко известна модель атома, в которой электроны изображаются вертикально плавающими магнитами с одинаково направленными моментами (см., например<sup>2</sup>); эти «электроны» взаимно отталкиваются и уплывают к краям сосуда. Если же под последним поместить электромагнит, то при включении тока подходящего знака все «электроны» группируются в ряд concentрических колец («орбит»), число которых определяется числом «электронов».

В предлагаемой модели ядра отталкивание одинаково направленных магнитов («протонов») уравнивается их притяжением к железным стержням («нейтронам»).

Модель позволяет воспроизвести следующие черты строения ядра:

1. Ядра состоят из протонов и нейтронов.

2. Протоны заряжены положительно и отталкиваются друг от друга с силой  $\sim r^{-2}$ .

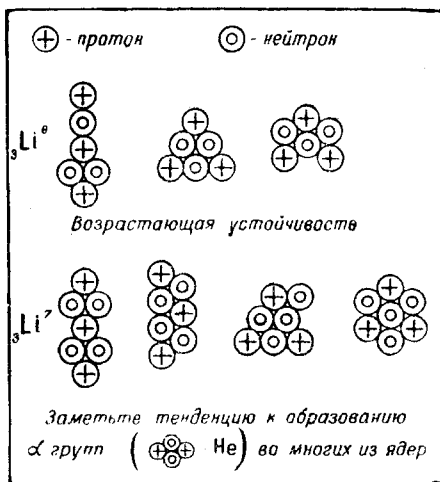
3. Нейтроны не заряжены и электрически не взаимодействуют.

4. Между протоном и нейтроном действует сила притяжения малой радиуса.

5. Эта сила обладает свойством насыщения, т. е. любой третий нуклеон притягивается к паре нуклеонов (например, протон — нейтрон) с силой, меньшей силы притяжения между этими последними двумя нуклеонами.

В рассматриваемой модели электростатическое отталкивание протонов изображается отталкиванием магнитов. Сила отталкивания, правда,  $\sim r^{-2}$  только на расстояниях, малых по сравнению с длиной магнита, на больших расстояниях отталкивание падает быстрее. Уменьшение скорости возрастания силы отталкивания на малых расстояниях можно, однако, качественно интерпретировать как влияние короткодействующей «ядерной силы» притяжения между протонами.

Стержни из мягкого железа («нейтроны») не имеют магнитных зарядов и поэтому не взаимодействуют между собой. Это соответствует отсутствию электростатического взаимодействия между нейтронами. Под действием же постоянного магнита индуцируется магнитный момент





противоположного знака. Этот момент обуславливает притяжение между железным стержнем и магнитом, т. е. силу «протон-нейтрон». Из-за зависимости магнитного момента железного стержня от величины индуцирующего поля эта сила притяжения падает с расстоянием быстрее, чем сила отталкивания магнитов. Это соответствует малому радиусу действия ядерной силы между протоном и нейтроном.

«Насыщение» силы притяжения между магнитом и стержнем было бы практически полным в случае их соприкосновения, так как почти все силовые линии магнита прошли бы через железо. Чтобы насыщение было неполное, как это должно быть в ядре (иначе ядра, более сложные, чем дейтероны, не могли бы существовать), диаметр поплавок выбирается достаточно большим.

Существенные недостатки такой модели очевидны: в ней не находят своего отражения ядерные силы взаимодействия между двумя протонами и между двумя нейтронами. Если первый недостаток несколько «смягчается» замедлением роста силы отталкивания магнитов на малых расстояниях (вступает в действие «ядерная сила» притяжения «протонов»), то между «нейтронами», наоборот, действует только сила отталкивания, которая по идее не имеет «электрического» происхождения. Другими словами, в модели «ядерная сила нейтрон-нейтрон» скорее проявляется в виде отталкивания.

С другой стороны, модель позволяет демонстрировать ряд ядерных явлений.

Так, благодаря трению между стержнями возможны различные устойчивые конфигурации «протонов» и «нейтронов».

Некоторые из этих «изомерных» состояний для «лития» показаны на рисунке. Наиболее устойчивыми оказываются конфигурации с круговым расположением «нуклеонов».

Легко осуществить «ядерные расщепления» при бомбардировке быстрыми «частицами».

Так, если быстро вдвинуть «протон» в «ядро  ${}^7_3\text{Li}$ » или «дейтерон» в «ядро  ${}^6_3\text{Li}$ », то образуется «составное ядро  ${}^8_4\text{Be}$ », которое приблизительно в 10% случаев распадается на две « $\alpha$ -частицы». Это вполне соответствует классическим опытам Кокрофта и Уолтона:



Труднее всего поддаются расщеплению те ядра лития, которые обладают круговым распределением нуклеонов.

При увеличении числа нуклеонов устойчивость ядра при бомбардировке уменьшается. Для ядер с массовыми числами  $A = 40-50$ ; наблюдались случаи «деления» на несколько ядер, содержавших 10 или больше нуклеонов, и на несколько одиночных нуклеонов.

Поскольку на модели не осуществляется процессов, аналогичных  $\beta$ -распаду или  $K$ -захвату, то при данном  $A$  число устойчивых сочетаний нейтронов и протонов в модели значительно больше действительно наблюдаемого числа. По этой причине, повидимому, и не удается осуществлять деления ядра путём бомбардировки медленными «нейтронами», хотя можно любое ядро расщепить быстрыми «нейтронами» (или любыми другими предметами достаточной энергии).

*Л. Белл*

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. C. Milner, *Nucleonics* 4, 56 (1949).
2. У. Брегг, О природе вещей, стр. 26. Гос. технико-теоретическое издательство, 1932 г.