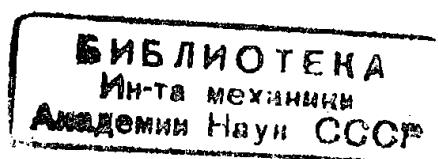


ЖУРНАЛ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

Том 26

Вып. 6



ИЮНЬ 1954 г.

СОДЕРЖАНИЕ

И. Г. Тамм, Ю. А. Гольфанд и В. Я. Файнберг. Полуфеноменологическая теория взаимодействия π -мезонов с пуклами. I	649
Г. М. Авакянц. К теории уравнений переноса в сильных электрических полях. II	668
М. Е. Герценштейн. Энергетические соотношения в пространственно-диспергирующих средах	680
Г. А. Смоленский и В. Х. Козловский. К термодинамической теории аитисегнетоэлектриков	684
И. А. Парфенович. Об определении энергетической глубины уровней захвата электронов в кристаллофосфорах	696
М. А. Ковнер. Колебательные спектры ароматических соединений. II. Расчет и интерпретация колебательных спектров толуола	704
У. А. Арифов, А. Х. Аюханов и С. В. Стародубцев. О методике исследования вторичной эмиссии при бомбардировке проводников ионами	714
С. В. Лебедев и С. Э. Хайкин. Аномалии электронной эмиссии вольфрама, нагреваемого импульсом тока большой плотности	723
С. Г. Гренишин. Спектральное поглощение в фотографических слоях	736
Б. Н. Есельсон. Некоторые свойства растворов He^1 в He^4 . III. Упругость пара	744

Письма в редакцию

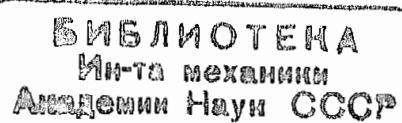
Г. А. Аскарьян. О влиянии пульсации мезонной оболочки пукла на вероятность взаимодействия частиц	751
Е. С. Фрадкин. О перенормировке в квантовой электродинамике	751
И. А. Вайсман. О расчетах ядерных магнитных моментов на основе связи $j-j$ между протонами и нейтронами	754
Ю. Н. Демков. Группа симметрии изотропного осциллятора	757
М. Е. Жаботинский. О флуктуациях в генераторе с инерционной нелинейностью	758
В. М. Клечковский. О первых электронах с данным l в центральном атоме	760
А. М. Прохоров и А. И. Барчуков. Метод измерения коэффициентов поглощения в микроволновой радиоспектроскопии	761
А. Л. Картужанский. Влияние ионной проводимости на отклонения от закона взаимозаместимости для фотографических слоев	763
Алфавитный указатель т. 26 «ЖЭТФ» за 1954 г.	765

Главный редактор *Н. Н. АНДРЕЕВ*

Зам. главного редактора *М. М. СУЩИНСКИЙ*

Редакция

Н. А. КАПЦОВ, В. П. ПЕШКОВ, Д. В. СКОВЕЛЫЦЫН,
Н. Н. СОБОЛЕВ, М. М. СУЩИНСКИЙ, И. Е. ТАММ,
Я. П. ТЕРЛЕЦКИЙ, Е. Л. ФЕЙНБЕРГ



ПОЛУФЕНОМЕНОЛОГИЧЕСКАЯ ТЕОРИЯ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ π -МЕЗОНОВ С НУКЛОНАМИ. I

РАССЕЯНИЕ π -МЕЗОНОВ НУКЛОНАМИ

И. Е. Тамм, Ю. А. Гольфанд и В. Я. Файнберг

В основу полуфеноменологической теории взаимодействия π -мезонов с нуклонами положено предположение о существовании у нуклона (помимо основного состояния) возбужденного («изобарного») состояния, обычный и изотопический спины которого равны $\frac{3}{2}$. Теория строится релятивистски инвариантно. В настоящей статье рассмотрена задача о рассеянии π -мезонов нуклонами с учетом затухания. При надлежащем выборе входящих в теорию четырех свободных параметров удается достичь удовлетворительного согласия с экспериментальными данными как по угловому распределению рассеянных π -мезонов, так и по зависимости полного сечения от энергии во всем исследованном интервале энергий.

1. Введение и краткое резюме

Создание последовательной теории взаимодействия нуклонов и мезонов, исходящей из минимально возможного числа допущений, является важнейшей задачей современной теоретической физики. Однако решение этой задачи наталкивается на чрезвычайно большие трудности, одна из причин которых заключается в том, что теория возмущений, лежащая в основе электродинамики, оказалась не применимой к мезодинамике.

Так как построение последовательной теории может потребовать очень значительного времени, то, наряду с поисками такой теории, представляется желательным также и построение полуфеноменологической теории взаимодействия нуклонов и мезонов. Теория такого рода может непосредственно опереться на обширные опытные данные, полученные в последнее время при изучении рассеяния π -мезонов на нуклонах, фоторождения π -мезонов и т. д. Систематизация и обобщение этих данных могут не только помочь рациональной постановке экспериментальных исследований, но и облегчить задачу построения более последовательной теории.

Наиболее яркая особенность взаимодействия мезонов¹ и фотонов с нуклонами, выявившаяся в последнее время, состоит в том, что это взаимодействие изменяется с энергией немонотонным образом. Так, сечение фоторождения нейтральных π -мезонов на протонах имеет вполне отчетливый, хотя и широкий максимум резонансного типа при энергии фотонов порядка 250 MeV (в системе центра тяжести). В сечении рассеяния π -мезонов на протонах тоже, хотя и гораздо менее отчетливо, намечается максимум приблизительно при той же полной энергии мезонов (кинетическая энергия + энергия покоя).

¹ В дальнейшем под термином «мезон» всегда надо понимать π -мезон.

Анализ данных по фоторождению и по рассеянию мезонов, в частности фазовый анализ углового распределения рассеянных мезонов [1, 2], полностью подтвердил гипотезу об инвариантности по отношению к знаку заряда взаимодействия мезонов с нуклонами, впервые возникшую в теории ядерных сил. Вместе с тем этот анализ показал, что наибольший вклад в рассеяние (а также и в фоторождение) мезонов вносят те состояния системы нуклон + мезон, полный изотопический спин которых I равен $3/2$, а полный механический спин J равен ² либо $3/2$, либо $1/2$.

Известно, что из так называемой теории сильной связи вытекает существование возбужденных или изобарных состояний нуклонов, первое из которых характеризуется как-раз нужными значениями спинов $I = J = 3/2$. Таким образом эта теория позволяет объяснить некоторые качественные особенности наблюдаемых явлений, в том числе резонансный характер зависимости сечений от энергии. Однако в количественном отношении теория сильной связи, так же как и теория возмущений, совершенно не применима к действительности.

Ввиду всего изложенного мы обратились к построению полуфеноменологической теории следующего характера. Постулируется, что нуклон может находиться не только в обычном состоянии, характеризуемом спинами $I = J = 1/2$ и массой M , но также в изобарном состоянии со спинами ³ $I = J = 3/2$ и массой $M_1 = M + \Delta$. Значение энергии возбуждения Δ не выводится из каких-либо теоретических соображений, а подбирается так, чтобы по возможности удовлетворить опытным данным. Взаимодействие нуклонов с мезонами характеризуется тремя константами: константой псевдовекторного взаимодействия g/μ (где μ — масса мезона), константой псевдоскалярного взаимодействия $g' = sg$ (где s — число) и константой g_1 , определяющей вероятность таких процессов поглощения или излучения мезонов, при которых нуклон переходит из невозбужденного состояния в изобарное, или обратно. Таким образом всего в теорию входят четыре свободных параметра: Δ , g , s и g_1 .

Мы подбираем значения этих параметров так, чтобы по возможности наилучшим образом удовлетворить опытным данным по рассеянию мезонов протонами. Эти данные достаточно обширны: измерены полные сечения рассеяния π^+ - и π^- -мезонов с кинетической энергией от нескольких десятков MeV до 135 MeV (π^+) и до 212 MeV (π^-) [3], а также своеобразное угловое распределение рассеянных мезонов (в том числе и нейтральных, образующихся при перезарядке на протонах) при энергиях от 40 до 192 MeV [2, 4]. Все эти экспериментальные данные, как нам представляется, достаточно хорошо описываются предлагаемой теорией при надлежащем подборе указанных четырех констант ⁴.

Теория эта излагается в разделах 2—6. В разделе 2 обосновывается сделанный нами выбор лагранжиана взаимодействия нуклонов с мезонным полем. Не только мезоны, но и нуклоны трактуются нами строго релятивистски, что существенно сужает произвол в формулировке основных уравнений и оказывает весьма заметное количественное влияние на сечение рассеяния мезонов даже при сравнительно малых энергиях (~ 50 MeV).

² Как известно, фазовый анализ имеющихся экспериментальных данных по рассеянию допускает два различных решения, соответствующих преобладанию состояний либо с $J = 3/2$, либо с $J = 1/2$.

³ В настоящее время нами рассматривается также вариант $I = 3/2$ и $J = 1/2$.

⁴ Примечание при корректуре. В последнее время появились данные по рассеянию мезонов больших энергий, которые оказались в хорошем согласии с теорией вплоть до энергий порядка 400 MeV (см. раздел 5).

Свойства входящих в лагранжиан матриц изотопического спина системы мезон + нуклон кратко изложены в *Приложении А*. В разделе 3 вычисляются матричные элементы рассеяния мезона на нуклоне во втором порядке ($\sim g^2$ и g_1^2). Так как наша теория является полуфеноменологической, мы вправе ограничиться только этими членами и вовсе не принимать во внимание высших приближений, влияние которых согласно основной идее теории учитывается введением в нее изобарного состояния нуклона. Сечения рассеяния вычисляются в разделе 4 с учетом затухания падающей волны и выражаются через фазы гармонических волн. При этом используется ортогональная и нормированная система инвариантных угловых функций, свойства которых для удобства читателя изложены в *Приложении Б*. Наконец, в разделе 5 производится сравнение теории с опытными данными по рассеянию, а также с данными по распаду мезоводородного атома. Выясняется, что наилучшее согласие получается при следующих значениях параметров⁵: $\Delta = 2,1 \mu$, причем либо $s = 2,3$, $g^2 = 0,20$ и $g_1^2 = 0,13$, либо $s = 2,0$, $g^2 = 0,10$ и $g_1^2 = 0,12$. Точность имеющихся экспериментальных данных не позволяет отдать явное предпочтение одной из этих систем значений.

В отдельной статье мы рассмотрим вопрос о применении нашей теории к определению ядерных сил между нуклонами. Не приходится сомневаться в том, что на не слишком малых расстояниях между нуклонами эти силы обусловливаются обменом π -мезонами. Так как этот обмен сводится к сочетаниям тех же актов излучения и поглощения мезонов, к которым сводится и рассеяние мезонов нуклонами, то всякая, хотя бы и феноменологическая теория, которая правильно описывает это рассеяние, должна дать возможность без каких-либо новых допущений определить и силы взаимодействия между нуклонами, находящимися на не слишком малых расстояниях друг от друга⁶.

В рамках предлагаемой теории в настоящее время нами рассчитываются ядерные силы, процессы фоторождения мезонов на нуклонах и рассеяния света на нуклонах.

Когда все основные результаты, изложенные в настоящей статье, были уже нами получены, нам стала известна работа [5]. Все исходные положения нашей работы и указанной работы [5] совершенно идентичны. Существенные же отличия состоят в следующем.

Во-первых, авторы работы [5] приближенно учитывают затухание падающей волны только в одном (резонансном) члене формулы, выражающей сечение рассеяния мезонов, тогда как мы последовательно учитываем затухание во всех членах этой формулы, что существенно видоизменяет значение сечения при больших энергиях.

Во-вторых, в работе [5] при вычислении рассеяния учитывается либо только псевдоскалярная, либо только псевдовекторная связь нуклонов с мезонами. Правда, при этом авторы приходят к заключению, что для правильного описания результатов эксперимента необходимо учесть обе связи одновременно (как это делаем мы), но обещают это сделать лишь в следующей статье⁷.

⁵ Всюду, где не оговорено противное, мы пользуемся системой единиц, в которых $\hbar = c = 1$.

⁶ Нетрудно убедиться, что если теория правильно описывает рассеяние мезонов вплоть до энергии мезонов ϵ (в системе центра масс), то она должна позволить определить взаимодействие нуклонов вплоть до расстояний между ними порядка $r_0 = (\epsilon_0^2 - \mu^2)^{-1/2}$, если только на этих расстояниях не начинают уже сказываться поля мезонов более тяжелых, чем π -мезоны.

⁷ Необходимость учитывать обе связи одновременно наиболее непосредственным образом вытекает из анализа данных по распаду мезоводородного атома (см. раздел 5).

В-третьих, авторы [5] вовсе не касаются вопроса об ядерных силах и возможности определения их из данных по рассеянию.

Наконец, в-четвертых, они вычисляют фоторождение мезонов (опять-таки недостаточно последовательно учитывая затухание) и показывают, что учет изобарных состояний позволяет качественно объяснить зависимость сечения фоторождения от энергии фотонов; подробного количественного сравнения теории с опытом они не проводят.

2. Лагранжиан нуклона, взаимодействующего с мезонным полем

Условимся пользоваться обозначениями Фейнмана [6], добавив для ясности знак \wedge над выражениями типа

$$\hat{a} = \gamma_\mu a_\mu, \quad (2.1)$$

где a_μ — произвольный вектор, $\gamma_4 = \beta$, $\gamma_i = \beta a_i$. Всюду, если не оговорено противного, греческие индексы пробегают значения 1, 2, 3, 4, а латинские только 1, 2, 3. Напомним также, что

$$(ab) = a_\mu b_\mu = a_4 b_4 - a_i b_i, \quad (2.2)$$

$$i\hat{\nabla} = \hat{p} = i\beta \frac{\partial}{\partial t} + i\beta a_i \frac{\partial}{\partial x_i}$$

и что $x_4 = t$.

Волновая функция нуклона, являющегося частицей с (механическим) спином $1/2$, есть биспинор ψ_σ . Волновая функция изобары, т. е. частицы с (механическим) спином $3/2$, есть спин-вектор $B_{\sigma, \nu}$, где ν — векторный индекс, а σ — спиновый.

Чтобы написать лагранжиан для частицы со спином $3/2$, вводим согласно [7] вспомогательный биспинор D_σ . Функция Лагранжа свободного движения нуклона в невозбужденном и в изобарном состояниях имеет вид

$$\mathcal{L}_0 = \psi^+ (i\hat{\nabla} - M) \psi - B_\mu^+ (i\hat{\nabla} - M_1) B_\mu + i \left(B_\mu^+ \frac{\partial D}{\partial x_\mu} - \frac{\partial D^+}{\partial x_\mu} B_\mu \right) - \frac{3}{2} i D^+ \hat{\nabla} D - 3M_1 D^+ D, \quad (2.3)$$

где $M_1 = M + \Delta$ есть масса изобары. В этом уравнении, как и всюду в дальнейшем, мы опустили спиновые индексы у волновых функций ψ , D и B_μ .

Как известно, спин-вектор B_μ подчинен дополнительному условию

$$\hat{B} = \gamma_\mu B_\mu = 0, \quad (2.4)$$

которое должно быть учтено при варьировании функции Лагранжа. Напомним, что из уравнений свободного движения частицы со спином $3/2$, получающихся при варьировании \mathcal{L}_0 , следует что

$$D = 0, \quad \partial B_\mu / \partial x_\mu = 0. \quad (2.5)$$

При введении взаимодействия мы будем исходить из постулата об инвариантности уравнений движения по отношению к вращениям изотопического пространства (зарядово-независимое взаимодействие).

В силу этого постулата функция Лагранжа, описывающая взаимодействие нуклона с мезонным полем, не связанное с возбуждением изобар, должна иметь вид:

$$\mathcal{L}_1 = \frac{ig\sqrt{4\pi}}{\mu} \psi^+ \sum \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} \{ (\tau_r^+ b_r^+(q_\mu) - \tau_r b_r(q_\mu)) \gamma_5 \hat{q} + s_\mu (\tau_r^+ b_r^+(q_\mu) + \tau_r b_r(q_\mu)) \gamma_5 \} \psi, \quad (2.6)$$

где

$$b_r(q_\mu) = a_r(q_\mu) e^{-i(qx)}.$$

Здесь g/μ — константа псевдовекторного, а sg — константа псевдоскалярного взаимодействия нуклона с мезонным полем, μ — масса π -мезона⁸, q — четырехмерный импульс мезона, а ε — его энергия, так что $\varepsilon = q_4$, τ_r — матрицы изотопического спина, $a_r(q_\mu)$ и $a_r^+(q_\mu)$ — соответственно операторы исчезновения и рождения мезонов с импульсом q_μ и сорта r . Индекс r служит для различия π^+ , π^- и π^0 -мезонов (см. Приложение А).

Переходим к той части лагранжиана \mathcal{L}_2 , которая связывает изобарные состояния с невозбужденными нуклонными состояниями. Ввиду условия (2.4) инвариантную комбинацию волновых функций ψ и B_μ можно составить только с привлечением вектора q_μ (псевдовекторная связь). При этом нужно сделать определенное допущение о четности величины $\psi^+ B_\mu q_\nu$: если она является скаляром, то, ввиду псевдоскалярности мезона, в лагранжиане должна войти матрица γ_5 ; если же она псевдоскаляр, то γ_5 в лагранжиане \mathcal{L}_2 отсутствует. В нерелятивистском приближении (т. е. при $M \rightarrow \infty$ и $M_1 \rightarrow \infty$) выражение $\psi^+ \gamma_5 (Bq)$ обращается в нуль (если ψ и B_μ удовлетворяют уравнениям свободного движения с положительной энергией), тогда как выражение $\psi^+ (Bq)$ конечно. Ввиду того, что, как показывает опыт, вероятность возбуждения изобарного состояния мезонами велика даже при энергиях, много меньших, чем M , мы остановимся на второй возможности. Это допущение вполне соответствует трактовке изобары, как системы «нуклон + π -мезон». Оно приводит к следующему виду лагранжиана:

$$\mathcal{L}_2 = \frac{ig_1\sqrt{4\pi}}{\mu} \sum \{ \psi^+ (S_r^+ b_r^+(q_\mu) - S_r b_r(q_\mu)) (qB) + (B^+ q) (S_r^+ b_r^+(q_\mu) - S_r b_r(q_\mu)) \psi \}. \quad (2.7)$$

В этом выражении g_1 означает третью по счету константу взаимодействия, а S_r и S_r^+ — матрицы в изотопическом пространстве, переводящие невозбужденные состояния в изобарные, и обратно. Вид этих матриц определен в *Приложении А*:

Следует отметить, что (2.7) не является самым общим возможным видом лагранжиана, связывающего невозбужденные и изобарные состояния нуклона. К \mathcal{L}_2 можно еще добавить член \mathcal{L}_2' типа члена \mathcal{L}_1 :

$$\mathcal{L}_2' = \frac{ig_1\sqrt{4\pi}}{\mu} \psi^+ \sum \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} \{ (S_r^+ b_r^+(q_\mu) - S_r b_r(q_\mu)) \hat{q} + s'_\mu (S_r^+ b_r^+(q_\mu) + S_r b_r(q_\mu)) \} D + \text{компл. сопр.} \quad (2.8)$$

⁸ Разницей масс нейтрального и заряженного мезонов мы пренебрегаем и учтем ее только при рассмотрении распада мезонодородного атома.

с двумя новыми константами g'_1 и s' . Учет \mathcal{L}'_2 вносит чисто релятивистскую поправку в рассеяние. Чтобы не увеличивать числа свободных параметров теории, мы членов \mathcal{L}'_2 учитывать не будем, хотя и не исключено, что дальнейшее уточнение эксперимента приведет к необходимости ввести в рассмотрение и эти члены⁹.

Помимо \mathcal{L}_1 и \mathcal{L}_2 , в лагранжиан должен входить еще член \mathcal{L}_3 , билинейный в функциях B_μ и B_μ^+ и описывающий взаимодействие изобары с мезонным полем, не связанное с переходом изобары в невозбужденное нуклонное состояние. Однако от этого члена \mathcal{L}_3 зависят только те элементы матрицы рассеяния, которые соответствуют «комбинационному» рассеянию мезонов, после которого первоначально невозбужденный нуклон остается в изобарном состоянии (с последующим излучением второго мезона при распаде изобары).

Нижний предел кинетической энергии падающего мезона, при которой может осуществляться комбинационное рассеяние, равен $\mu (1 + \frac{3\mu}{2M})$, т. е. ~ 170 MeV в лабораторной системе. Однако сечения комбинационного и обычного рассеяний сравнимы между собой лишь при энергиях порядка Δ в системе центра масс или 470 MeV в лабораторной системе, о чем свидетельствуют некоторые экспериментальные данные. Поскольку нас интересует область меньших энергий, мы в этой статье член \mathcal{L}_3 рассматривать не будем, т. е. положим, что лагранжиан равен

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2. \quad (2.9)$$

3. Матричные элементы рассеяния

Варьируя лагранжиан (2.9) с учетом условия (2.4), получаем уравнения движения нуклона¹⁰:

$$\begin{aligned} (\hat{p} - M) \psi &= P, \\ (\hat{p} - M_1) B_\mu - \frac{1}{2} \gamma_\mu (pB) - p_\mu D + \frac{1}{4} \gamma_\mu \hat{p} D &= R_\mu, \\ \frac{3}{2} (\hat{p} + 2M_1) D - (pB) &= 0, \end{aligned} \quad (3.1)$$

где мы в соответствии с (2.2) заменили $i\nabla$ на \hat{p} и где введены следующие обозначения:

$$\begin{aligned} P &= -\frac{ig\sqrt{4\pi}}{\mu} \gamma_5 \sum \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} \{ (\tau_r^+ b_r^+ - \tau_r b_r) \hat{q} + s\mu (\tau_r^+ b_r^+ + \tau_r b_r) \} \psi - \\ &\quad - \frac{ig_1\sqrt{4\pi}}{\mu} \sum \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} (S_r^+ b_r^+ - S_r b_r) (qB), \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$R_\mu = \frac{ig_1\sqrt{4\pi}}{\mu} \sum \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} (S_r^+ b_r^+ - S_r b_r) (q_\mu - \frac{1}{4} \gamma_\mu \hat{q}) \psi. \quad (3.3)$$

⁹ В работе [5] выбран лагранжиан, соответствующий сумме \mathcal{L}_2 и \mathcal{L}'_2 при $g'_1 = -\frac{3}{2}g_1$, $s' = 0$.

¹⁰ Волновые функции ψ , B_μ и D являются, конечно, функциями не только от координат нуклона (например, его импульса и проекции его спинов), но также и от чисел мезонов различных импульсов и различного заряда, имеющихся в описываемом этими функциями состояниях системы.

Обозначим совокупность волновых функций ψ , B_μ и D через Φ :

$$\Phi_0 = \psi, \quad \Phi_\mu = B_\mu \quad (\mu = 1, 2, 3, 4), \quad \Phi_5 = D, \quad (3.4)$$

и запишем уравнения (3.1) в форме

$$\sum_{\beta=0}^5 L_{\alpha\beta} \Phi_\beta = \sum_{\beta=0}^5 A_{\alpha\beta} \Phi_\beta, \quad (3.5)$$

где $L_{\alpha\beta}$ — дифференциальный оператор, соответствующий свободному движению нуклона, а $A_{\alpha\beta}$ — оператор, характеризующий взаимодействие нуклона с мезонным полем. Оператор $K = L^{-1}$, обратный оператору L системы уравнений (3.1), был получен одним из нас [8]; в обозначениях настоящей статьи его отличные от нуля элементы записываются так:

$$\begin{aligned} K_{00} &= (\hat{p} - M)^{-1}; \\ K_{\mu\nu} &= (\hat{p} - M_1)^{-1} \left\{ \delta_{\mu\nu} - \frac{1}{6M_1^2} (\gamma_\mu \hat{p} + 2p_\mu + 3\gamma_\mu M_1) p_\nu \right\} \quad (\mu, \nu = 1, 2, 3, 4); \\ K_{\mu 5} &= \frac{1}{12M_1^2} (\hat{p} - M_1)^{-1} \{ \gamma_\mu p^2 + \gamma_\mu M_1 \hat{p} + 2p_\mu \hat{p} - 4p_\mu M_1 \}; \\ K_{5\mu} &= -\frac{p_\mu}{3M_1^2}; \quad K_{55} = \frac{1}{6M_1^2} (\hat{p} - 2M_1). \end{aligned} \quad (3.6)$$

Ввиду трудностей, связанных с применением метода Гамильтона к решению уравнений для частиц с высшими спинами, матричный элемент второго порядка вычисляется по методу Фейнмана при помощи обратного оператора и имеет вид [8]

$$U = \Phi_{\alpha, \text{нач}}^+ A_{\alpha\beta} K_{\beta\gamma} A_{\gamma\delta} \Phi_{\delta, \text{нач}}, \quad (3.7)$$

где $\Phi_{\text{нач}}$ и $\Phi_{\text{кон}}$ — начальная и конечная волновые функции ($\Phi^+ = \Phi^* \Phi$). Для рассеяния мезонов на невозбужденном нуклоне (после которого нуклон продолжает оставаться невозбужденным) выражение (3.7) сводится к

$$U = \Phi_{\text{кон}}^+ A_{0\beta} K_{\beta\gamma} A_{\gamma 0} \Phi_{\text{кон}}. \quad (3.8)$$

Пусть падающий мезон принадлежит к сорту r_0 , а его четырехмерный импульс равен $q_{0\mu}$, причем

$$q_0 = l_0, \quad q_{04} = \epsilon_0 = \sqrt{\mu^2 + l_0^2}. \quad (3.9)$$

Соответственно величины для рассеянного мезона обозначим через $r_1, q'_\mu, l_1, \epsilon_1$. Мы будем вести вычисления в системе центра масс, поэтому четырехмерные начальный и конечный импульсы нуклона будут выражаться так:

$$\begin{aligned} p_0 &= -l_0, \quad p_{04} = E_0 = \sqrt{M^2 + l_0^2}, \\ p_1 &= -l_1, \quad p'_4 = E_1 = \sqrt{M^2 + l_1^2}. \end{aligned} \quad (3.10)$$

Закон сохранения 4-импульса $p_\mu^0 + q_\mu^0 = p'_\mu + q'_\mu$ в данном случае сводится к равенствам

$$\epsilon_0 = \epsilon_1 = \epsilon, \quad E_0 = E_1 = E, \quad |l_0| = |l_1| = |l|. \quad (3.11)$$

Матричному элементу рассеяния во втором порядке соответствуют четыре диаграммы, изображенные на рис. 1, где двойная черта отвечает нуклону в изобарном состоянии.

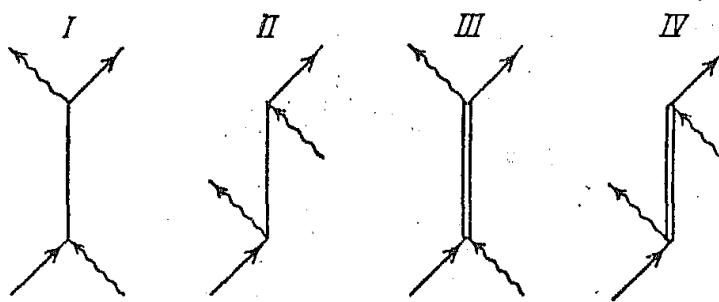


Рис. 1

Соответственно этому матричный элемент перехода U распадается на четыре слагаемых. Если волновую функцию нуклона ψ представить в виде произведения функции φ координат и механического спина на функцию χ изотопического спина

$$\psi = \chi \varphi, \quad (3.12)$$

то U можно записать так:

$$U = \chi_{\text{кон}}^+ \{ \tau_{r_1}^+ \tau_{r_0}^- A - \tau_{r_0}^- \tau_{r_1}^+ B + S_{r_1}^+ S_{r_0}^- C - S_{r_0}^- S_{r_1}^+ D \} \chi_{\text{нач}}, \quad (3.13)$$

причем

$$\begin{aligned} A &= -\frac{2\pi g^2}{\mu^2 V \varepsilon_1 \varepsilon_0} \varphi_{\text{кон}}^+ \gamma_5 (\hat{q}' + s\mu) (\hat{p}_0 + \hat{q}_0 - M)^{-1} \gamma_5 (\hat{q}^0 - s\mu) \varphi_{\text{нач}}, \\ B &= \frac{2\pi g^2}{\mu^2 V \varepsilon_1 \varepsilon_0} \varphi_{\text{кон}}^+ \gamma_5 (\hat{q}_0 - s\mu) (\hat{p}_0 - \hat{q}' - M)^{-1} \gamma_5 (\hat{q}' + s\mu) \varphi_{\text{нач}}, \\ C &= \frac{2\pi g_1^2}{\mu^2 V \varepsilon_1 \varepsilon_0} \varphi_{\text{кон}}^+ q'_\mu K_{\mu\nu} (p_0 + q_0) (q_\nu^0 - 1/4 \gamma_\nu q^0) \varphi_{\text{нач}}, \\ D &= -\frac{2\pi g_1^2}{\mu^2 V \varepsilon_1 \varepsilon_0} \varphi_{\text{кон}}^+ q_\mu^0 K_{\mu\nu} (p_0 - q') (q_\nu^0 - 1/4 \gamma_\nu q'_\nu) \varphi_{\text{нач}}. \end{aligned} \quad (3.14)$$

При вычислении выражений (3.14) нужно учесть, что как начальное, так и конечное состояния нуклона должны обладать положительной энергией. В результате довольно громоздких вычислений¹¹ получаем следующие значения величин A и C :

$$\begin{aligned} A &= \frac{\pi g^2}{\mu^2 \varepsilon E (M + E)} \left\{ \frac{l^2}{\omega} (2M + \omega + s\mu)^2 (\cos \theta + i \vec{\sigma} \cdot \vec{m}) + \frac{(\omega - s\mu)^2 (M + E)^2}{(2M + \omega)} \right\}, \\ C &= \frac{\pi g_1^2 (M + E)}{3\mu^2 \varepsilon E} \left\{ \frac{l^4 (3 \cos^2 \theta - 1 + 3i \vec{\sigma} \cdot \vec{m} \cos \theta)}{(M + E)^2 (2M + \omega + \Delta)} + \frac{l^2}{\omega - \Delta} (2 \cos \theta - i \vec{\sigma} \cdot \vec{m}) + \right. \\ &\quad \left. + (3M + 2\Delta + \omega) \frac{(4\varepsilon - \omega)^2}{8M_1^2} - \frac{l^2 (M + 2\Delta - \omega)}{8(M + E)^2 M_1^2} (\cos \theta + i \vec{\sigma} \cdot \vec{m}) \right\}. \end{aligned} \quad (3.15)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$\omega = E - M + \varepsilon, \quad \Delta = M_1 - M, \quad \vec{m} = (1/l^2) [\vec{l}_1 \vec{l}_0]; \quad (3.16)$$

θ — угол рассеяния мезона, т. е. угол между векторами \vec{l}_0 и \vec{l}_1 . Наконец, двурядные матрицы Паули $\vec{\sigma}$, входящие в (3.15), действуют

¹¹ При этих вычислениях удобно пользоваться формальным аппаратом, изложенным в статье [6] одного из нас. В особенности полезна ненумерованная формула в конце стр. 551.

на индекс α , отличающий состояния свободного движения нуклона положительной энергии, соответствующие различным направлениям его механического спина.

Выражения для величин B и D ввиду их громоздкости мы здесь не приводим. Коэффициенты разложения этих величин по ортогональным матрицам L_i (см. *Приложение B*) очень просто связаны с величинами b_i и d_i , приведенными в уравнениях (4.16) и (4.19).

Заметим что мы всюду считаем волновую функцию нуклона нормированной, как обычно: $\varphi^* \varphi = 1$.

4. Сечения рассеяния и фазы парциальных волн

Чтобы определить сечение рассеяния мезонов на нуклонах с учетом затухания падающей волны, мы будем исходить из интегрального уравнения Гайтлера [10], которое для нашего случая записывается в следующем виде:

$$F(\mathbf{n}, \xi; \mathbf{n}_0, \xi_0) = U(\mathbf{n}, \xi; \mathbf{n}_0, \xi_0) - i\eta \int d\Omega' U(\mathbf{n}, \xi; \mathbf{n}', \xi') F(\mathbf{n}', \xi'; \mathbf{n}_0, \xi_0). \quad (4.1)$$

Здесь $F(\mathbf{n}, \xi; \mathbf{n}_0, \xi_0)$ — амплитуда рассеянной волны; $U(\mathbf{n}, \xi; \mathbf{n}_0, \xi_0)$ — матричный элемент перехода, вычисленный в предыдущем разделе; \mathbf{n} и \mathbf{n}_0 — единичные векторы в направлениях импульсов \mathbf{l} и \mathbf{l}_0 рассеянного и падающего мезонов в системе центра тяжести; $d\Omega'$ — телесный угол, внутри которого лежит \mathbf{n}' ; ξ обозначает совокупность параметров, характеризующих сорт мезона r , его изотопический спин τ и спиновое состояние a нуклона; наконец

$$\eta = \frac{l^2}{8\pi^2} \frac{dt}{dW} \Big|_{t=t_0} = \frac{\epsilon E}{8\pi^2 (\epsilon + E)} \quad (|\mathbf{l}| = |\mathbf{l}_0|), \quad (4.2)$$

где W — полная энергия системы, причем при фиксированных значениях параметров ξ дифференциальный поперечник рассеяния равен

$$d\sigma = \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{\epsilon E}{\epsilon + E} \right)^2 |F(\mathbf{n}, \mathbf{n}_0)|^2 d\Omega. \quad (4.3)$$

Чтобы разрешить уравнение (4.1), воспользуемся тем фактом, что взаимодействие является инвариантным относительно вращений в изотопическом и координатном пространствах, и перейдем к такому представлению, в котором полные угловой и изотопический моменты системы диагональны. Для этой цели возьмем матричные элементы оператора F по собственным функциям полного изотопического момента I , принадлежащим заданному значению его проекции¹² I_3 :

$$(\Phi_{I_3}^I | F(\mathbf{n}, \xi, \mathbf{n}', \xi') | \Phi_{I_3}^I) = \delta_{II} \delta_{I_3 I_3} F_{aa'}^I(\mathbf{n}, \mathbf{n}'). \quad (4.4)$$

Разложим далее $F_{aa'}^I(\mathbf{n}, \mathbf{n}')$ по системе матриц относительно спиновых, переменных $L_{i,aa'}(\mathbf{n}, \mathbf{n}')$:

$$F_{aa'}^I(\mathbf{n}, \mathbf{n}') = \sum_i a_i^I L_{i,aa'}(\mathbf{n}, \mathbf{n}'). \quad (4.5)$$

¹² F^I не зависит от I_3 вследствие инвариантности взаимодействия относительно вращений в изотопическом пространстве.

Эти матрицы имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} L_i^+ (\mathbf{n}, \mathbf{n}') &= (l+1) P_l (\cos \theta) - i \vec{\sigma} [\mathbf{n}, \mathbf{n}'] P_l^1 (\cos \theta) \quad (J = l + \frac{1}{2}); \\ L_i^- (\mathbf{n}, \mathbf{n}') &= l P_l (\cos \theta) + i \vec{\sigma} [\mathbf{n}, \mathbf{n}'] P_l^1 (\cos \theta) \quad (J = l - \frac{1}{2}). \end{aligned} \quad (4.6)$$

При фиксированных \mathbf{n}' и α' матрицы $L_{l,\alpha'} (\mathbf{n}, \mathbf{n}')$ образуют полный ортогональный набор собственных функций полного углового момента системы \mathbf{J} . Эти матрицы удовлетворяют следующим условиям ортогональности и нормировки:

$$\int d\Omega' L_{l,\alpha\beta} (\mathbf{n}, \mathbf{n}') L_{j,\beta\gamma} (\mathbf{n}', \mathbf{n}_0) = 4\pi \delta_{ij} L_{\alpha\gamma} (\mathbf{n}, \mathbf{n}_0). \quad (4.7)$$

Свойства этих матриц изложены в *Приложении Б*.

Произведя аналогичное разложение величины $U(\mathbf{n}, \xi; \mathbf{n}', \xi')$, мы из уравнения (4.1) непосредственно получаем

$$a_i^I = \frac{S_i^I}{(1 + 4\pi\eta S_i^I)}, \quad (4.8)$$

где S_i^I — соответствующие коэффициенты разложения U по матрицам L_i .

При вычислении удобно воспользоваться следующей таблицей, где $\langle \tau_r^+ \tau_{r_0}^+ \rangle$ означает $\langle \Phi^I | \tau_r^+ \tau_{r_0}^+ | \Phi^I \rangle$:

I	$\langle \tau_r^+ \tau_{r_0}^+ \rangle$	$\langle \tau_{r_0}^+ \tau_r^+ \rangle$	$\langle S_i^+ S_{r_0}^+ \rangle$	$\langle S_{r_0}^+ S_i^+ \rangle$
$\frac{1}{2}$	$\frac{3}{2}$	$-\frac{1}{2}$	0	4
$\frac{3}{2}$	0	1	3	1

Получаем

$$\begin{aligned} U^{1/2} &= \frac{3}{2} A + \frac{1}{2} B - 4D, \\ U^{3/2} &= -B + 3C - D. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Введем обозначение

$$\operatorname{tg} \delta_i^I = -4\pi\eta S_i^I. \quad (4.10)$$

Учитывая формулы (4.2), (4.3), (4.8), (4.10) и производя суммирование по спинам конечного и усреднение по спинам начального состояния нуклона, получаем для дифференциального сечения рассеяния π -мезонов неполяризованными нуклонами при заданном I выражение

$$\frac{d\sigma^I}{d\Omega} = \frac{1}{2l^2} \operatorname{Sp} \left| \sum_i L_i \sin \delta_i^I \exp \{i\delta_i^I\} \right|^2. \quad (4.11)$$

Из сравнения этой формулы с формулой (3.16) работы [11] следует, что δ_i^I суть не что иное, как фазы парциальных волн, отвечающие определенным значениям изотопического спина I , полного углового момента J и орбитального момента l .

Рассмотрим сначала рассеяние π^+ -мезонов протонами. В этом случае начальное и конечное состояния системы являются собственными состояниями полного изотопического момента $I = \frac{3}{2}$. Поэтому выраже-

жение для дифференциального сечения рассеяния π^+ -мезонов протонами совпадает с (4.11) при $I = 3/2$.

Амплитуды упругого рассеяния π^- -мезонов на протоне и процесса перезарядки ($\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$) следующим образом выражаются через F' (см. [11], формула (2.16)):

$$F_{(-)} = \frac{1}{3} (F^{3/2} + 2F^{1/2}); \quad (4.12)$$

$$F_{(0)} = \frac{\sqrt{2}}{3} (F^{3/2} - F^{1/2}).$$

Отсюда для дифференциального сечения упругого рассеяния π^- -мезонов протонами и процесса перезарядки получаем

$$\frac{d\sigma_{(-)}}{d\Omega} = \frac{1}{18 F^2} \text{Sp} \left| \sum_i L_i (\sin \delta_i^{3/2} \exp \{i\delta_i^{3/2}\} + 2 \sin \delta_i^{1/2} \exp \{i\delta_i^{1/2}\}) \right|^2; \quad (4.13)$$

$$\frac{d\sigma_{(0)}}{d\Omega} = \frac{1}{9 F^2} \text{Sp} \left| \sum_i L_i (\sin \delta_i^{3/2} \exp \{i\delta_i^{3/2}\} - \sin \delta_i^{1/2} \exp \{i\delta_i^{1/2}\}) \right|^2.$$

Формулы (4.11) и (4.13) выражают сечения рассеяния π -мезонов на протонах через фазы $\delta_i^{1/2}$ и $\delta_i^{3/2}$ парциальных волн, соответствующих двум возможным значениям изотопического спина $I = 1/2$ и $I = 3/2$ системы мезон + нуклон.

Нам остается привести окончательные выражения для этих фаз. Исходя из уравнений (3.13) — (3.16) и (3.9), удобно представить выражения (4.10) в следующем виде:

$$\tan \delta_i^{3/2} = \frac{l(M+E)}{2\mu^2(M+\omega)} \left[g^2 b_i - g_1^2 \left(c_i - \frac{1}{3} d_i \right) \right]; \quad (4.14)$$

$$\tan \delta_i^{1/2} = - \frac{l(M+E)}{2\mu^2(M+\omega)} \left[\frac{1}{2} g^2 (3a_i + b_i) - \frac{4}{3} g_1^2 d_i \right].$$

Здесь величины a_i , b_i , c_i и d_i пропорциональны коэффициентам разложения величин A , B , C и D [см. уравнение (3.15)] по операторам L_i . Мы приведем здесь значения этих величин только для волн S , $P_{1/2}$ и $P_{3/2}$, т. е. при $i = 1, 2, 3$ соответственно:

$$a_1 = - \frac{(\omega - s\mu)^2}{(2M + \omega)}, \quad a_2 = - \frac{l^2 (2M + \omega + s\mu)^2}{\omega (M + E)^2}, \quad a_3 = 0; \quad (4.15)$$

$$b_1 = \frac{1}{(2\epsilon E - \mu^2)} \left\{ \omega s^2 \mu^2 + (\omega + 2s\mu) (2\epsilon^2 - \omega^2) - \frac{4M^2(\omega + \epsilon)}{(M + E)} + \right.$$

$$\left. + \frac{(x-1)(2M + s\mu)^2}{2(M + E)^2} [4\omega M^2 + 4(\omega - \epsilon)^2 M + \omega(\omega - 2\epsilon)^2] \right\}; \quad (4.16)$$

$$b_2 = \frac{l^2 (2s\mu - \omega)}{(M + E)^2} + \frac{(2M + s\mu)^2}{2} \left\{ \frac{\alpha x (2M + \omega)}{(M + E)^2} + \frac{(1-x)\omega}{l^2} \right\};$$

$$b_3 = (2M + s\mu)^2 \left[\frac{\omega(1-x)}{2l^2} - \frac{(2M + \omega)}{4\alpha(M + E)^2} \{3(1-x) + \alpha^2 x^2\} \right],$$

где положено

$$\alpha = \frac{2l^2}{2\epsilon E - \mu^2}, \quad x = \frac{1}{2\alpha} \text{In} \left(\frac{1+\alpha}{1-\alpha} \right); \quad (4.17)$$

$$c_1 = -\frac{(4\epsilon - \omega)^2}{8M_1^2} (3M + \omega + 2\Delta),$$

$$c_2 = \frac{l^2}{8M_1^2} (M + 2\Delta - \omega) \left(\frac{2M + \omega - 4\epsilon}{M + E} \right)^2, \quad c_3 = \frac{l^2}{\Delta - \omega}; \quad (4.18)$$

$$d_1 = \frac{2(y-1)}{q} P_0 + P_1 + 2(y-1) Q_0 + Q_1,$$

$$d_2 = \frac{(1-y)}{l^2} P_0 - P_2 - 2(y-1) \beta Q_0 - Q_2, \quad (4.19)$$

$$d_3 = \frac{(1-y)}{l^2} P_0 - P_2 + \frac{1}{\beta} [\beta^2 y - 3(y-1)] Q_0,$$

где положено

$$q = 2\Delta M + 2\epsilon E + \Delta^2 - \mu^2, \quad \xi = \Delta / M_1;$$

$$\beta = \frac{2l^2}{q}, \quad y = \frac{1}{2\beta} \ln \left(\frac{1+\beta}{1-\beta} \right); \quad (4.20)$$

$$P_0 = (\omega + \Delta) \left[M^2 - \frac{3}{4} (\Delta - \omega)^2 - (\Delta^2 - \mu^2) \left(1 + \frac{\xi}{2} - \frac{\xi^2}{4} + \frac{\mu^2}{4M_1^2} \right) \right] +$$

$$+ 3(\Delta^2 - \mu^2) \left[\Delta \left(1 - \frac{\xi}{4} \right) + \frac{\mu^2}{4M_1} \right],$$

$$P_2 = \frac{l^2}{12M_1^2} \left[5 - \frac{(\omega + 3\Delta)}{M_1} \right];$$

$$Q_0 = \frac{2}{(E+M)^2} \left[M_1 \left\{ (M + \omega)^2 + \frac{\Delta^2}{8} - \frac{5\omega\Delta}{4} + \frac{\omega^2}{8} - \frac{\mu^2}{2} \right\} + \right.$$

$$+ \frac{(\Delta + \omega)(\Delta^2 - \mu^2)}{4} + \frac{(3\Delta - \omega)}{16} \left\{ 3\omega(2\Delta - \omega) + \left[\Delta - \frac{(\Delta^2 + \mu^2)}{M_1} \right]^2 \right\} +$$

$$\left. + \frac{1}{16M_1} \{ 3\omega\Delta^3 - 5(\Delta^2 - \mu^2)^2 \} \right]; \quad (4.21)$$

$$Q_1 = \frac{l^4}{12M_1(E+M)^2} \left(7 + \frac{\omega - 5\Delta}{M_1} \right);$$

$$P_1 = \frac{1}{q} \left[p + \omega r + \frac{Ml^2(\epsilon + 4\omega)}{2(E+M)} - k(2\epsilon^2 - \omega^2) \right],$$

$$Q_2 = \frac{l^2}{q(E+M)^2} \left[(2M + \omega)((2M + \omega)^2 - 2\epsilon^2) + \right.$$

$$\left. + (2M + \omega) \left(\frac{3}{2}\epsilon M - r \right) + \frac{7}{2}\epsilon^2 M + p \right].$$

В последних двух формулах положено

$$k = \frac{3\Delta}{4} \left(1 + \frac{\xi^2 - \xi}{6} \right);$$

$$p = \epsilon^2 \Delta \left(7 - \frac{11}{2}\xi + \frac{3}{2}\xi^2 \right) + \frac{\mu^2}{2M_1} \left[\epsilon E (13 - 7\xi) - \frac{3\mu^2}{4} (11 - 5\xi) \right] -$$

$$- \frac{l^2 \epsilon^2}{2M_1} (5 - 3\xi); \quad (4.22)$$

$$r = \frac{\epsilon E}{2} \left(\xi + \frac{\xi^2}{2} - \frac{3\mu^2}{M_1^2} \right) - \epsilon^2 \left(1 + \xi - \frac{\xi^2}{2} - \frac{l^2}{2M_1^2} \right) - \frac{3}{2}\epsilon\omega +$$

$$+ \frac{\mu^2}{4} \left(11 - \xi - \frac{5}{2}\xi^2 + \frac{9}{2}\frac{\mu^2}{M_1^2} \right).$$

5. Сравнение теории с опытом

Экспериментальное изучение рассеяния π -мезонов, генерированных на ускорителях, позволило за последние $1\frac{1}{2}$ —2 года определить основные характеристики рассеяния их на протонах в довольно большом интервале энергий. Полные сечения рассеяния промерены для π^+ -мезонов с энергиями от 37 до 135 MeV и для π^- -мезонов от 37 до 217 MeV [8]. Угловое распределение измерено для π^+ -мезонов при энергиях 40, 58, 78, 110, 135 MeV, а для π^- -мезонов при энергиях 120 и 144 MeV¹³ [2, 4]¹⁴.

Для количественного согласования теории с опытом в нашем распоряжении имеются четыре свободных параметра g , g_1 , s и Δ . При выборе оптимальных значений этих параметров мы не прибегали к весьма трудоемким количественным критериям (типа метода наименьших квадратов), а ограничивались методом проб и интерполяций, стремясь при этом возможно лучше удовлетворить всей совокупности опытных данных.

Подробный численный анализ привел нас к следующим двум системам значений параметров¹⁵:

$$\text{I. } \Delta = 2,1; s = 2,3; g^2 = 0,10; g_1^2 = 0,12. \quad (5.1)$$

$$\text{II. } \Delta = 2,25; s = 2,0; g^2 = 0,20; g_1^2 = 0,13. \quad (5.2)$$

На рис. 2 и 3 нанесены экспериментальные данные о полных и дифференциальных сечениях рассеяния мезонов и теоретически рассчитанные значения этих сечений для обеих систем значений параметров. Из приведенных графиков видно, что наша теория неплохо согласуется с опытом во всем диапазоне измерений. Вместе с тем ясно, что существенно уточнить значение параметров Δ , s , g^2 , g_1^2 и, в частности, надежно установить, какая из двух систем значений этих параметров ближе всего к оптимальной¹⁶, можно будет только на основе более полных и точных экспериментальных данных, которые пока нельзя считать окончательными.

Необходимо добавить несколько замечаний о том, как производилось вычисление теоретических кривых, нанесенных на рис. 2 и 3.

Во-первых, при вычислении сечений мы учитывали фазы парциальных волн, соответствующих только S - и P -состояниям и пренебрегали всеми остальными фазами. В рассмотренном нами диапазоне энергий это пренебрежение вполне законно. Так, например, численные оценки, проведенные для энергии 135 MeV, показали, что вклад D -волн в дифференциальные сечения рассеяния не превышает 3—4%. При отбрасывании всех парциальных волн, соответствующих $l \geq 2$, выражения для дифференциальных сечений приобретают простой вид

$$d\sigma_\lambda / d\Omega = a_\lambda + b_\lambda \cos \theta + c_\lambda \cos^2 \theta, \quad (5.3)$$

¹³ Говоря об энергии мезона, мы имеем в виду его кинетическую энергию в лабораторной системе координат.

¹⁴ Примечание при корректуре. После того как эта работа была сдана в печать, появились новые экспериментальные данные по рассеянию мезонов для энергий вплоть до 1,5 BeV^[14]. Эти данные до 400 MeV нанесены на рис. 2 и 3 и, как видно из рисунков, хорошо согласуются с предсказаниями теории. При энергиях, больших 400 MeV, существенную роль начинают играть процессы неупругого рассеяния с образованием нескольких мезонов. В настоящее время ведутся расчеты таких процессов, причем уже получено качественное согласие с опытом.

¹⁵ При этом мы принимали массу мезона равной 276 m_e .

¹⁶ Промежуточные между указанными в (5.1), (5.2) значения параметров g^2 и g_1^2 согласуются с опытом хуже, чем указанные.

где индекс λ пробегает значения $+$, $-$, 0 , что соответствует упругому рассеянию π^+ - и π^- -мезонов и рассеянию π^- -мезонов с перезарядкой. Выражения коэффициентов a , b , c через фазы парциальных волн см. в [11].

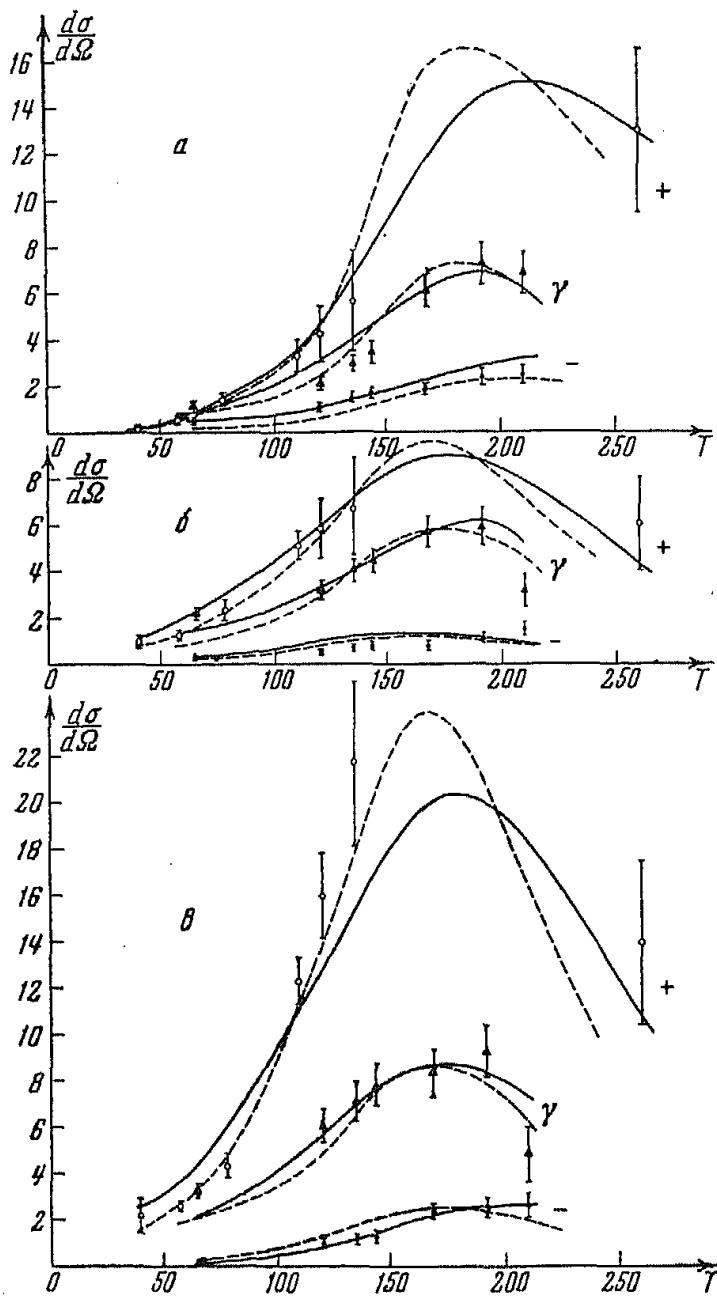


Рис. 2. Угловое распределение рассеяния π -мезонов для процессов: $\pi^+ \rightarrow \pi^+ (+)$; $\pi^- \rightarrow \pi^- (-)$; $\pi^- \rightarrow \pi^0 \rightarrow 2\gamma (\gamma)$. По оси абсцисс отложена кинетическая энергия падающих мезонов T (МэВ) в лабораторной системе отсчета; по оси ординат — дифференциальное сечение ($d\sigma/d\Omega$) (10^{-27} см 2 /страд.) в системе центра масс. Кривые построены для следующих значений угла рассеяния: a — $\theta = 56^\circ$, b — $\theta = 104^\circ$, c — $\theta = 145^\circ$. Пунктирные линии соответствуют значениям параметров: $\Delta = 2,1 \mu$, $s = 2,3$, $g^2 = 0,10$, $g_1^2 = 0,12$; сплошные линии $\Delta = 2,25 \mu$, $s = 2,0$, $g^2 = 0,20$, $g_1^2 = 0,13$.

Во-вторых, необходимо отметить некоторую особенность рассеяния с перезарядкой:



Так как π^0 -мезон, возникший при переразрядке, распадается на два γ -кванта за время $\sim 10^{-14}$ сек., то в эксперименте наблюдаются не

рассеянные π^0 -мезоны, а γ -кванты распада. Иными словами, вместо углового распределения процесса (5.4) эксперимент дает угловое распределение для процесса

$$\pi^- + p \rightarrow 2\gamma + n. \quad (5.5)$$

По угловому распределению этого процесса можно теоретически восстановить дифференциальное сечение процесса (5.4), а именно, сечение процесса (5.5) выражается в форме, аналогичной (5.3):

$$d\sigma_\gamma / d\Omega = a_\gamma + b_\gamma \cos \theta + c_\gamma \cos^2 \theta, \quad (5.6)$$

причем, как показали Ферми и др. [2], коэффициенты $a_\gamma, b_\gamma, c_\gamma$ связаны простыми соотношениями с коэффициентами a_0, b_0, c_0 .

В соответствии с (5.3) для полных сечений рассеяния π^+ - и π^- -мезонов (включая рассеяние с перезарядкой) мы пользовались выражениями

$$\sigma_+ = 4\pi (a_+ + \frac{1}{3}c_+); \quad (5.7)$$

$$\sigma_- = 4\pi (a_- + a_0 + \frac{1}{3}c_- + \frac{1}{3}c_0).$$

Теоретические кривые на приведенных выше графиках были вычислены по формулам (5.3), (5.6) и (5.7), причем фазы парциальных волн вычислялись по формулам (4.14).

В заключение произведем сравнение результатов теории с экспериментальными данными для процесса перезарядки в области малых энергий. Как показано в [12], экспериментальные данные по K -захвату π^- -мезона в водороде, а также экстраполяция данных по фоторождению π^- -мезонов в области малых энергий, позволяют оценить вероятность K -захвата π^- -мезона с образованием π^0 -мезона. Грубая оценка приводит к значениям вероятности R порядка 10^{15} сек.⁻¹.

Теоретический расчет вероятности этого процесса приводит к формуле

$$R = 19,6 \cdot 10^{-27} \left(\frac{8\pi}{9} \right) \left(\frac{3g^2 s}{M} \right)^2 \left(\frac{v_0}{\pi b^3} \right),$$

где v_0 — скорость π^0 -мезона, равная $8 \cdot 10^6$ см/сек., а $b = 2,2 \cdot 10^{-11}$ см — радиус орбиты мезоводородного атома. Подстановка в эту формулу численных значений дает

$$R = 0,46 \cdot 10^{15} \text{ сек.}^{-1} \text{ и } 0,14 \cdot 10^{15} \text{ сек.}^{-1},$$

соответственно для первого и второго вариантов (5.1) и (5.2) значений параметров g^2 и s , что по порядку величины согласуется с приведенной выше оценкой.

В заключение мы хотим выразить глубокую признательность заценную помочь, оказанную нам при выполнении этой работы Л. В. Парижской, а также В. П. Силину и Ю. К. Хохлову.

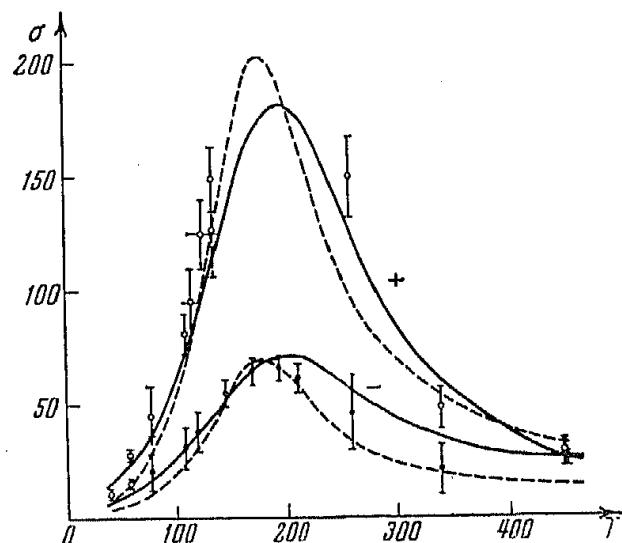


Рис. 3. Зависимость полного сечения рассеяния π -мезонов σ (10^{-27} см^2) от энергии; (+) — сечение $\pi^+ \rightarrow \pi^+$ рассеяния, (—) — суммарное сечение процессов $\pi^- \rightarrow \pi^-$ и $\pi^- \rightarrow \pi^0$. Остальные обозначения те же, что и на рис. 2

ПРИЛОЖЕНИЕ А

Матрицы в изотопическом пространстве

ψ -функция частицы, могущей находиться в состояниях с изотопическим спином $1/2$ и $3/2$, рассматриваемая как вектор в изотопическом пространстве, должна обладать шестью компонентами:

$$\Phi = \begin{pmatrix} \Phi_{I_3}^{1/2} \\ \Phi_{I_3}^{3/2} \end{pmatrix}, \quad (A.1)$$

где $\Phi_{I_3}^{1/2}$ и $\Phi_{I_3}^{3/2}$ — функции частицы, находящейся в состоянии с изотопическим спином $1/2$ и $3/2$ соответственно, причем $\Phi_{I_3}^{1/2}$ имеет две компоненты ($I_3 = \pm 1/2$), а $\Phi_{I_3}^{3/2}$ — четыре компоненты ($I_3 = \pm 1/2, \pm 3/2$).

Оператор полного изотопического момента такой частицы равен

$$\mathbf{I} = \begin{pmatrix} \vec{\tau} \\ \mathbf{T} \end{pmatrix}, \quad (A.2)$$

где $\vec{\tau}$ и \mathbf{T} — операторы изотопического спина соответственно в невозбужденном ($I = 1/2$) и возбужденном ($I = 3/2$) состояниях. Проекции этих векторов могут быть представлены в следующем виде:

$$\begin{aligned} \tau_1 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \tau_2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0-i \\ i & 0 \end{pmatrix}; \quad \tau_3 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}; \\ T_1 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{3} & 0 & 0 \\ \sqrt{3} & 0 & 2 & 0 \\ 0 & 2 & 0 & \sqrt{3} \\ 0 & 0 & \sqrt{3} & 0 \end{pmatrix}; \quad T_2 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 0 & -i\sqrt{3} & 0 & 0 \\ i\sqrt{3} & 0 & 2i & 0 \\ 0 & 2i & 0 & -i\sqrt{3} \\ 0 & 0 & i\sqrt{3} & 0 \end{pmatrix}; \\ T_3 &= \frac{1}{2} \begin{pmatrix} 3 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -3 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (A.3)$$

Необходимо также построить векторный оператор, описывающий переходы из состояний $\Phi_{I_3}^{1/2}$ в состояние $\Phi_{I_3}^{3/2}$, и обратно. Если потребовать, чтобы этот оператор, будучи эрмитовым, был вектором в изотопическом пространстве (т. е. надлежащим образом преобразовывался при вращении этого пространства), то вид его определяется однозначно с точностью до постоянного множителя [13]. Мы обозначим его через \mathbf{S} и положим

$$\begin{aligned} S_1 &= \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{3} & 0 & -1 & 0 \\ \hline \sqrt{3} & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & -\sqrt{3} \\ -1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -\sqrt{3} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}; \quad S_2 = \begin{pmatrix} 0 & i\sqrt{3} & 0 & i & 0 \\ \hline -i\sqrt{3} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -i & 0 & 0 & 0 \\ -i & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -i\sqrt{3} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}; \\ S_3 &= 2 \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 & 0 \\ \hline 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \\ 1 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (A.4)$$

Волновую функцию π -мезона также можно рассматривать как вектор в изотопическом пространстве. При этом компоненты этого вектора следующим образом связаны с волновыми функциями φ и φ_0 заряженного и нейтрального мезонов

$$\varphi_1 = \frac{\varphi + \varphi^*}{\sqrt{2}}, \quad \varphi_2 = \frac{i(\varphi - \varphi^*)}{\sqrt{2}}, \quad \varphi_3 = \varphi_0. \quad (\text{A. 5})$$

Из векторов $\vec{\tau}$, \vec{T} , \vec{S} и $\vec{\varphi}$ можно построить всего три независимых вещественных инварианта, линейных относительно φ_i , а именно¹⁷:

$$\eta_1 = (\vec{\tau} \vec{\varphi}), \quad \eta_2 = (\vec{S} \vec{\varphi}), \quad \eta_3 = (\vec{T} \vec{\varphi}). \quad (\text{A. 6})$$

Если теперь выразить функции φ и φ_0 мезонного поля через операторы рождения и исчезновения мезонов a^+ и a , то для η_1 и η_2 получим следующие выражения:

$$\eta_1 = \sum \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} \{ \tau_r a_r \exp[-iq_\mu x_\mu] + \tau_r^+ a_r^+ \exp[iq_\mu x_\mu] \}; \quad (\text{A. 7})$$

$$\eta_2 = \sum \frac{1}{\sqrt{2\varepsilon}} \{ S_r a_r \exp[-iq_\mu x_\mu] + S_r^+ a_r^+ \exp[iq_\mu x_\mu] \}.$$

Здесь индекс r пробегает значения $+$, $-$ и 0 , операторы a_r^+ и a_r означают соответственно рождение (или исчезновение) положительных, отрицательных и нейтральных мезонов¹⁸, а матрицы τ_r и S_r имеют следующий вид:

$$\tau_+ = \frac{\tau_1 + i\tau_2}{2} = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix}; \quad \tau_- = \frac{\tau_1 - i\tau_2}{2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}; \quad \tau_0 = \frac{\tau_3}{\sqrt{2}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}, \quad (\text{A. 8})$$

$$S_+ = \frac{S_1 + iS_2}{2}; \quad S_- = \frac{S_1 - iS_2}{2}; \quad S_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} S_3.$$

Выражения для T_\pm и T_0 не используются в настоящей работе.

ПРИЛОЖЕНИЕ Б

Инвариантные функции спина и углов

Рассмотрим операторы в двумерном спиновом пространстве, зависящие от направления двух единичных (полярных) векторов \mathbf{n}_1 и \mathbf{n}_2 и инвариантные относительно вращения и отражения системы отсчета. Ввиду того что спиновый вектор аксиален, операторы эти должны иметь вид

$$L = F(\cos \theta) + (\vec{\sigma}[\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2]) f(\cos \theta), \quad (\text{Б. 1})$$

где F и f — произвольные функции косинуса угла θ между векторами \mathbf{n}_1 и \mathbf{n}_2 . Введя единичный эрмитов оператор

$$h = \frac{(\vec{\sigma}[\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2])}{\sin \theta}, \quad h = h^+, \quad h^2 = 1, \quad (\text{Б. 2})$$

¹⁷ Заметим, что векторы τ_i , t_i и S_i взаимно ортогональны.

¹⁸ Мы для простоты не выписываем индекс q_μ у операторов a^+ и a .

можно записать (Б. 1) в форме

$$L = F(\cos \theta) + h \sin \theta f(\cos \theta). \quad (\text{Б. 3})$$

Допустим на время, что вектор \mathbf{n}_2 фиксирован и направлен по оси z . В этом предположении L является функцией углов θ и φ , определяющих направление вектора \mathbf{n}_1 , причем

$$h = \begin{vmatrix} 0 & ie^{-i\varphi} \\ -i\varphi^{i\varphi} & 0 \end{vmatrix}. \quad (\text{Б. 4})$$

На те же переменные θ и φ и на спиновый индекс действует оператор $M = \mathbf{m} + \frac{1}{2}\vec{\sigma}$ полного момента количества движения частицы со спином $\frac{1}{2}$ (\mathbf{m} есть оператор орбитального момента частицы). Рассмотрим систему операторов L_i , относящихся к типу (Б. 3) и являющихся вместе с тем собственными функциями оператора M^2 :

$$M^2 L_i = j_i(j_i + 1) L_i. \quad (\text{Б. 5})$$

Можно показать, что эта система сводится к совокупности взаимно ортогональных операторов следующих двух классов:

$$L_l^+ = (l + 1) P_l^0(\cos \theta) - ih P_l^1(\cos \theta), \quad j = l + \frac{1}{2}, \quad l = 0, 1, 2, \dots; \\ L_l^- = l P_l^1(\cos \theta) + ih P_l^0(\cos \theta), \quad j = l - \frac{1}{2}, \quad l = 1, 2, \dots, \quad (\text{Б. 6})$$

где P_l^0 и P_l^1 — обыкновенные и присоединенные не нормированные полиномы Лежандра, а l и j равны соответственно орбитальному и полному моменту количества движения частицы. Мы выпишем здесь явные выражения для функций, соответствующих S - и P -состояниям:

$$S_{1/2}, \quad L = 1; \quad P_{1/2}, \quad L = \cos \theta + ih \sin \theta; \quad P_{3/2}, \quad L = 2 \cos \theta - ih \sin \theta. \quad (\text{Б. 7})$$

Если теперь отказаться от допущения, что вектор фиксирован и совпадает с осью z , то все приведенные формулы останутся в силе для операторов $L_i(\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2)$, за исключением выражения (Б. 4), вместо которого надо пользоваться более общим выражением (Б. 2). Существенно, что операторы (Б. 6) взаимно ортогональны и нормированы, в том смысле, что они удовлетворяют уравнениям (4.7).

Для доказательства этих утверждений разложим операторы $L_i(\mathbf{n}_1, \mathbf{n}_2)$ по сферическим функциям со спином [13]

$$g_m^{l, l+1/2}(\theta, \varphi) = \begin{pmatrix} \sqrt{\frac{l+m+1/2}{2l+1}} Y_l^{m+1/2}(\theta, \varphi) \\ \sqrt{\frac{l-m+1/2}{2l+1}} Y_l^{m-1/2}(\theta, \varphi) \end{pmatrix}; \\ g_m^{l, l-1/2}(\theta, \varphi) = \begin{pmatrix} -\sqrt{\frac{l-m+1/2}{2l+1}} Y_l^{m-1/2}(\theta, \varphi) \\ \sqrt{\frac{l+m+1/2}{2l+1}} Y_l^{m+1/2}(\theta, \varphi) \end{pmatrix}.$$

В результате получаем

$$L_l^+ = 4\pi \sum_{m=-l}^{l+1/2} g_m^{l, l+1/2}(\mathbf{n}_1) g_m^{*l, l+1/2}(\mathbf{n}_2), \quad (\text{Б. 8})$$

$$L_l^- = 4\pi \sum_{m=-l}^{l-1/2} g_m^{l, l-1/2}(\mathbf{n}_1) g_m^{*l, l-1/2}(\mathbf{n}_2).$$

Условие ортогональности (4.7) следует из представления (Б. 8) и ортогональности сферических функций со спином $g_m^{l, l+1/2}$.

Заметим, что из (4.7) и (Б. 6) следует, что коэффициенты S_l разложения произвольного оператора $U_{\alpha\beta}(\mathbf{n}, \mathbf{n}')$ по системе операторов L_l :

$$U(\mathbf{n}, \mathbf{n}') = \sum S_l L_l(\mathbf{n}, \mathbf{n}'), \quad (\text{Б. 9})$$

равны

$$S_l^{l+1/2} = \frac{1}{4\pi(l+1)P_l(1)} \int d\Omega' L_l^+(\mathbf{n}, \mathbf{n}') U(\mathbf{n}', \mathbf{n}), \quad (\text{Б. 10})$$

$$S_l^{l-1/2} = \frac{1}{4\pi l P_l(1)} \int d\Omega' L_l^-(\mathbf{n}, \mathbf{n}') U(\mathbf{n}', \mathbf{n}).$$

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 января 1954 г.

Литература

- [1] B. T. Field. Phys. Rev., **89**, 330, 1953. N. Jarmie, G. W. Reppa, R. S. White. Phys. Rev., **91**, 1023, 1953.—[2] P. L. Anderson, E. Fermi, R. Martin, a. D. E. Nagle. Phys. Rev., **86**, 793, 1952; **91**, 155, 1953.—[3] E. Fermi и др. Phys. Rev., **85**, 934, 1952; **86**, 413, 1952.—[4] G. P. Perry a. C. E. Angel. Phys. Rev., **91**, 1289, 1953. D. Bodansky, A. Sachsa, S. J. Steinberger. Phys. Rev., **90**, 996, 1953. E. Fermi и др., Phys. Rev., **92**, 161, 1953.—[5] S. Minami, T. Nakano, K. Nishijima, H. Okonogi a. E. Yamada. Progr. Theor. Phys., **8**, 531, 1952.—[6] R. Feinman. Phys. Rev., **76**, 749, 769, 1949.—[7] M. Fierz a. W. Pauli. Proc. Roy. Soc., **173**, 211, 1939. В. Л. Гинзбург. ЖЭТФ, **12**, 425, 1942.—[8] В. Я. Файнберг. ЖЭТФ, **25**, 644, 1953.—[9] И. Е. Тамм. ZS. f. Phys., **62**, 545, 1930.—[10] W. Heitler. Proc. Cambr. Phil. Soc., **37**, 291, 1941.—[11] В. П. Силин и В. Я. Файнберг. Усп. физ. наук, **50**, 325, 1953.—[12] E. Fermi a. H. L. Anderson. Phys. Rev., **86**, 794, 1952.—[13] И. М. Гельфанд и З. Я. Шапиро. Усп. матем. наук, **7**, 3, 1952.—[14] L. C. L. Yuana, S. J. Steinberger. Phys. Rev., **92**, 1578, 1953. R. L. Cool, L. Madansky a. O. Picconu. Phys. Rev., **93**, 250, 1954. W. B. Fowler и др. Phys. Rev., **92**, 832, 1953.

К ТЕОРИИ УРАВНЕНИЙ ПЕРЕНОСА В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ. II

Г. М. Авакъянц

При помощи уравнений для потоков тепла и электричества в форме, позволяющей учесть разогревание электронного (дырочного) газа во внешнем электрическом поле (см. [1]), получены общие формулы для термомагнитных эффектов и эффекта Кикоина — Носкова. На примере одного вида функции распределения для электронов (дырок) в сильном электрическом поле выяснены некоторые особенности явлений переноса тепла и электричества в полупроводниках в сильных электрических полях.

1. Термомагнитные явления

Все термомагнитные явления протекают при отсутствии тока через полупроводник (по оси x). Однако для того, чтобы вызвать разогревание электронного газа, не нарушая известных условий протекания указанных явлений (см. [1]), следует пропустить электрический ток в направлении, совпадающем с направлением внешнего магнитного поля (по оси z).

Рассмотрим сначала поперечные эффекты, которые в приближении, принятом в [1] (при слабых магнитных полях), пропорциональны первой степени напряженности внешнего магнитного поля.

1) Поперечный эффект Нернста — Эттингсгаузена

В этом случае в полупроводнике имеется градиент температуры вдоль направления оси x . При помещении полупроводника в магнитное поле появляется градиент потенциала в направлении оси y . Явление протекает при следующих условиях:

$$j_x = 0; j_y = 0; Q_y = 0. \quad (1.1)$$

Уравнение $Q_y = 0$ [см. [1], формулы (4.1) и (4.9)] принимает в нашем случае следующий вид:

$$Q_y = 0 = \frac{1}{2m'e} \frac{(n/2) + 2}{(n/2) + 1} \frac{\chi^{n+1}}{\chi^{n-1}} j_y - (k_e + k_p) \frac{\partial T}{\partial y} - \\ - \frac{1}{2m'e} \frac{(n/2) + 2}{(n/2) + 1} \frac{\chi^{n+1}}{\chi^{n-1}} r_n^{(2)} \sigma S_x^{2n} \Omega + r_n^{(2)} \frac{\sigma}{2m'e} S_x^{2n+2} \Omega. \quad (1.2)$$

Используя условие $j_y = 0$ [см. [1] (4.8)], определяем из (1.2) $\partial T / \partial y$:

$$- (k_e + k_p) \frac{\partial T}{\partial y} = - \frac{r_n^{(2)} \sigma}{2m'e} \Omega \left\{ S_x^{2n+2} - \frac{(n/2) + 2}{(n/2) + 1} \frac{\chi^{n+1}}{\chi^{n-1}} S_x^{2n} \right\}. \quad (1.3)$$

Вычисляя градиент потенциала вдоль направления x из условия $j_x = 0$, находим

$$- \frac{\partial \Phi}{\partial x} = r_n^{(1)} \frac{\partial}{\partial T} (\chi^{n+1}, \ln N) \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (1.4)$$

Подставляя это выражение в S_x^{2n} и S_x^{2n+2} , после некоторых преобразований получаем для $\partial T/\partial y$ следующую формулу:

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{\sigma^2 R_{\text{из}} B}{2(m'e)^2(2n+1)\chi^{2n-2}(k_e+k_p)} \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial T} (\chi^{2n+2}, \ln N) - \frac{n+3/2}{(n/2)+1} \frac{\chi^{2n}}{\chi^{n-1}} \times \right. \right. \\ \times \frac{\partial}{\partial T} (\chi^{n+1}, \ln N) \left. \right] - \frac{(n/2)+2}{(n/2)+1} \frac{\chi^{n+1}}{\chi^{n-1}} \left[\frac{\partial}{\partial T} (\chi^{2n}, \ln N) - \right. \\ \left. \left. - \frac{n+1/2}{(n/2)+1} \frac{\chi^{2n-2}}{\chi^{n-1}} \frac{\partial}{\partial T} (\chi^{n+1}, \ln N) \right] \right\} \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (1.5)$$

Градиент потенциала вдоль оси y определяем из уравнения $j_y = 0$, подставляя в него вместо $\partial T/\partial y$ выражения (1.5). Имеем

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{\sigma R_{\text{из}} B}{m'e(2n+1)\chi^{2n-2}} \left\{ \frac{\partial}{\partial T} (\chi^{2n}, \ln N) - \frac{n+1/2}{(n/2)+1} \frac{\chi^{2n-2}}{\chi^{n-1}} \frac{\partial}{\partial T} (\chi^{n+1}, \ln N) - \right. \\ - \frac{\sigma}{2(m'e)^2(n+2)} \frac{(\partial/\partial T)(\chi^{n+1}, \ln N)}{(k_e+k_p)\chi^{n-1}} \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial T} (\chi^{2n-2}, \ln N) - \frac{n+3/2}{(n/2)+1} \frac{\chi^{2n}}{\chi^{n-1}} \times \right. \right. \\ \times \frac{\partial}{\partial T} (\chi^{n+1}, \ln N) \left. \right] - \left[\frac{\partial}{\partial T} (\chi^{2n}, \ln N) - \frac{n+1/2}{(n/2)+1} \frac{\chi^{2n-2}}{\chi^{n-1}} \frac{\partial}{\partial T} (\chi^{n+1}, \ln N) \right] \times \\ \times \left. \left. \frac{(n/2)+2}{(n/2)+1} \frac{\chi^{n+1}}{\chi^{n-1}} \right\} \right\} \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (1.6)$$

Если эффект Нернста — Эттингсгаузена изучается в таких условиях, что равен нулю не поток тепла Q_y , в направлении оси y , а градиент температуры в этом направлении, т. е. если вместо условий (1.1) мы имеем

$$j_x = 0, j_y = 0; \partial T/\partial y = 0, \quad (1.7)$$

то из уравнения $j_y = 0$ получаем

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{R_{\text{из}} \sigma B}{2m'e(n+1/2)\chi^{2n-2}} \left[\frac{\partial}{\partial T} (\chi^{2n}, \ln N) - \right. \\ \left. - \frac{n+1/2}{(n/2)+1} \frac{\chi^{2n-2}}{\chi^{n-1}} \frac{\partial}{\partial T} (\chi^{n+1}, \ln N) \right] \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (1.8)$$

В случае максвелловского распределения и отсутствия разогревания формула (1.5) принимает вид [3]:

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{[(n+1)/2]^2 + 3/2}{(n/2)+2} \frac{k_e}{k_e+k_p} R_{\text{из}} \sigma B \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (1.9)$$

а формулы (1.6) и (1.8) соответственно переходят в

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = R_{\text{из}} \sigma B = \frac{k}{e} \left\{ \frac{n-1}{2} - \left(T \frac{\partial \ln N}{\partial T} + \frac{n+1}{2} \right) \frac{[(n+1)/2]^2 + 3/2}{(n/2)+2} - \frac{k_e}{k_e+k_p} \right\} \frac{\partial T}{\partial x} \quad (1.10)$$

и

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{n-1}{2} \frac{k}{e} R_{\text{из}} \sigma B \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (1.11)$$

В [3] (формула (30)) перед $(n-1)/2$ множитель k/e отсутствует.

2) Эффект Риги — Ледюка

Эффект состоит в том, что при внесении полупроводника, вдоль которого по оси x имеется градиент температуры, в магнитное поле (по оси z) в нем появляется поперечный градиент температуры (вдоль оси y).

Явление характеризуется следующими условиями:

$$j_x = 0, Q_y = 0; \frac{\partial \phi}{\partial y} = 0. \quad (1.12)$$

Из условия $Q_y = 0$ и $\frac{\partial \phi}{\partial y} = 0$ находим

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{(uN/2m') r_n^{(2)} \Omega S_x^{2n+2}}{(uN/2m') r_n^{(1)} (\partial/\partial T) (\chi^{n+3}, \ln N) + k_p}. \quad (1.13)$$

Замечая, что

$$S_x^{2n+2} = -em' (2n+3) \chi^{2n} E_x + \frac{\partial}{\partial T} (\chi^{2n+2}, \ln N) \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (1.14)$$

и исключая из (1.14) E_x при помощи уравнения $j_x = 0$ (это уравнение пишется в данном приближении без членов, зависящих от магнитного поля), окончательно находим

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{(\partial/\partial T) (\chi^{2n+2}, \ln N) - [n+3/2]/[(n/2)+1] (\chi^{2n}/\chi^{n-1}) (\partial/\partial T) (\chi^{n+1}, \ln N)}{(\sigma/2 (m'e)^2) [(\partial/\partial T) (\chi^{n+3}, \ln N)]/[(n+2)\chi^{n-1}] + k_p} \times \frac{\sigma^2 R_{\text{из}} B}{2 (m'e)^2 \chi^{2n-2} (2n+1)} \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (1.15)$$

Опыт можно поставить при иных начальных условиях, нежели (1.12), а именно полагать равным нулю не градиент потенциала в направлении оси y , а ток j_y . В этом случае вместо (1.12) мы будем иметь

$$j_x = 0, Q_y = 0, j_y = 0. \quad (1.16)$$

Градиент температуры вдоль оси y в этом случае нами уже был вычислен в пункте 1 и представляется формулой (1.5).

В случае максвелловского распределения и отсутствия разогревания формула (1.15) принимает вид (см. также [3]):

$$\frac{\partial T}{\partial y} = \frac{n+1}{2} \frac{n+3/2}{(n/2)+2} \frac{k_e R_{\text{из}} \sigma B}{k_p + k_e [T (\partial \ln N / \partial T) + (n+3)/2]} \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (1.15')$$

3) Продольный эффект Нериста — Эттингсгаузена

Явление состоит в том, что при помещении полупроводника, вдоль которого (по оси x) имеется градиент температуры, в поперечное магнитное поле (по оси z) появляется добавочный градиент потенциала в направлении оси x . Явление характеризуется следующими условиями:

$$j_x = 0, \frac{\partial T}{\partial y} = 0, j_y = 0 \quad (1.17)$$

либо

$$j_x = 0, j_y = 0, Q_y = 0. \quad (1.18)$$

И в том, и в другом случае эффект является квадратичным относительно напряженности внешнего магнитного поля B . Первонач-

чальный градиент потенциала $\partial\varphi/\partial x$ вдоль оси x определяется из условия $j_x^0 = 0$, где j_x^0 — ток вдоль оси x в отсутствие магнитного поля, так что

$$\frac{\partial\varphi}{\partial x_0} = -r_n^{(1)} \frac{\partial}{\partial T}(\chi^{n+1}, \ln N) \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (1.19)$$

Градиент поля $\partial\varphi/\partial x$ при помещении полупроводника в магнитное поле вновь определяется из условия $j_x = 0$, которое, однако, пишется с точностью до членов, пропорциональных B^2 , включительно. В этом случае, согласно (2.15) [1], имеем

$$j_x = 0 = r_n^{(1)} S_x^{n+1} + r_n^{(2)} S_y^{2n} \Omega - r_n^{(3)} S_x^{3n-1} \Omega^2. \quad (1.20)$$

Если $\partial T/\partial y = 0$, то из уравнения $j_y = 0$ легко находим $\partial\varphi/\partial y$ (с точностью до членов, пропорциональных B , включительно)

$$\frac{\partial\varphi}{\partial y} = r_n^{(2)} S_x^{2n} \Omega. \quad (1.21)$$

Подставляя (1.21) в S_y^{2n} , находим

$$S_y^{2n} = em' (2n+1) r_n^{(2)} \chi^{2n-2} S_x^{2n} \Omega \quad (1.22)$$

Учитывая (1.21) и (1.22), из (1.20), окончательно находим

$$\begin{aligned} \frac{\partial\varphi}{\partial x} - \frac{\partial\varphi}{\partial x_0} &= \left\{ \frac{\chi^{n-2}}{[\chi^{2n-2}]^2} \frac{(n/2)+1}{2(n+1/2)^2} \left[\frac{\partial}{\partial T}(\chi^{3n-1}, \ln N) - \right. \right. \\ &- \frac{3n}{n+2} \frac{\chi^{3n-3}}{\chi^{n-1}} \frac{\partial}{\partial T}(\chi^{n+1}, \ln N) \left. \right] - ((2n+1)[\chi^{2n-2}])^{-1} \times \\ &\times \left[\frac{\partial}{\partial T}(\chi^{2n}, \ln N) - \frac{n+1/2}{(n/2)+1} \frac{\chi^{2n-2}}{\chi^{n-1}} \frac{\partial}{\partial T}(\chi^{n+1}, \ln N) \right] \left. \right\} \frac{(\sigma R_{\text{из}} B)^2}{m'e} \frac{\partial T}{\partial x}. \end{aligned} \quad (1.23)$$

Если принять вместо условий (1.17) условия (1.18), то, проводя выкладки аналогично тому, как это было сделано выше, но не полагая $\partial T/\partial y$ равным нулю, получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial\varphi}{\partial x} - \frac{\partial\varphi}{\partial x_0} &= \left[\frac{n+1/2}{(n/2)+1} \frac{\chi^{2n-2}}{\chi^{n-1}} \frac{\partial}{\partial T}(\chi^{n+1}, \ln N) - \frac{\partial}{\partial T}(\chi^{2n}, \ln N) \right] \times \\ &\times \frac{\sigma R_{\text{из}} B}{m'e \chi^{2n-2} (2n+1)} \frac{\partial T}{\partial y} + \left\{ \frac{(n/2)+1}{2(n+1/2)^2} \frac{\chi^{n-1}}{[\chi^{2n-2}]^2} \left[\frac{\partial}{\partial T}(\chi^{3n-1}, \ln N) - \right. \right. \\ &- \frac{3n}{n+2} \frac{\chi^{3n-1}}{\chi^{n-1}} \frac{\partial}{\partial T}(\chi^{n+1}, \ln N) \left. \right] - (([\chi^{2n-2}] (2n+1))^{-1} \left[\frac{\partial}{\partial T}(\chi^{2n}, \ln N) - \right. \\ &\left. \left. - \frac{n+1/2}{(n/2)+1} \frac{\chi^{2n-2}}{\chi^{n-1}} \frac{\partial}{\partial T}(\chi^{n+1}, \ln N) \right] \right\} \frac{(\sigma R_{\text{из}} B)^2}{m'e} \frac{\partial T}{\partial x}. \end{aligned} \quad (1.24)$$

$\partial T/\partial y$ вычисляется из формулы $Q_y = 0$, причем получается, как и следовало ожидать, выражение, тождественное с (1.5), поскольку мы имеем в нашем случае условия, тождественные с условиями, на основании которых была получена формула (1.5).

В случае максвелловского распределения и отсутствия разогревания формула (1.24) переходит в (см. также [3])

$$\begin{aligned} \frac{\partial\varphi}{\partial x} - \frac{\partial\varphi}{\partial x_0} &= \\ &= \frac{n-1}{2} \frac{k}{e} (R_{\text{из}} \sigma B)^2 \left\{ 2 \frac{b_n}{a_n^2} - 1 - \frac{k_e}{k_e + k_p} \frac{[(n+1)/2]^2 + 3/2}{(n/2)+2} \right\} \frac{\partial T}{\partial x}. \end{aligned} \quad (1.24')$$

Если $\partial T/\partial y = 0$, то член с $k_e/(k_e + k_p)$ в фигурных скобках (1.24') следует отбросить.

4) Эффект Маджи — Риги — Ледюка

Явление состоит в изменении теплопроводности полупроводника в магнитном поле и является квадратичным относительно величины B . Эффект можно изучать при двух различного вида условиях: можно принять либо

$$j_x = 0, j_y = 0, Q_y = 0, \quad (1.25)$$

либо

$$j_x = 0, \partial\varphi/\partial y = 0, \partial T/\partial y = 0. \quad (1.26)$$

Прежде всего заметим, что в стсутствие магнитного поля и тока поток тепла Q_x^0 вдоль оси x равен

$$Q_x^0 = -(k_e + k_p) \partial T / \partial x. \quad (1.27)$$

Выражение для потока тепла Q_x вдоль оси x при наличии магнитного поля с точностью до членов, пропорциональных B , включительно, имеет вид:

$$Q_x = - \frac{uN}{2m'e} \{ r_n^{(1)} S_x^{n+3} + r_n^{(2)} S_y^{2n+2} \Omega - r_n^{(3)} S_x^{3n+1} \Omega^2 \}. \quad (1.28)$$

Тогда, учитывая (1.25), (1.27), а также формулу (3.8) работы [1], для изменения потока тепла $\Delta Q_x = Q_x - Q_x^0$ имеем

$$\begin{aligned} \Delta Q_x = & \frac{\sigma}{2m'e} r_n^{(2)} \Omega \left[-S_y^{2n+2} + \frac{(n/2) + 2}{(n/2) + 1} \frac{\chi^{n+1}}{\chi^{n-1}} S_y^{2n} \right] + \\ & + \frac{\sigma}{2m'e} r_n^{(3)} \Omega^2 \left[S_x^{3n+1} - \frac{(n/2) + 2}{(n/2) + 1} \frac{\chi^{n+1}}{\chi^{n-1}} S_x^{3n-1} \right]. \end{aligned} \quad (1.29)$$

Если принять условия (1.25), то из уравнения $Q_y = 0$ находим $\partial T/\partial y$, а из $j_x = 0$ и $j_y = 0$ соответственно $\partial\varphi/\partial x_0$ (в нулевом приближении) и $\partial\varphi/\partial y$ в первом приближении, т. е. с точностью до членов, пропорциональных B включительно. Подставляя найденные значения $\partial\varphi/\partial x_0$ и $\partial\varphi/\partial y$ в (1.29), окончательно находим

$$\begin{aligned} \Delta Q_x = & \frac{\sigma (\sigma R_{\text{нз}} B)^2}{2 (m'e) (2n + 1) \chi^{2n-2}} \times \\ & \times \left\{ \frac{(n/2) + 2}{(n/2) + 1} \frac{\chi^{n+1}}{\chi^{n-1}} \left[\frac{\partial}{\partial T} (\chi^{2n}, \ln N) - \frac{n + 1/2}{(n/2) + 1} \frac{\chi^{2n-2}}{\chi^{n-1}} \frac{\partial}{\partial T} (\chi^{n+1}, \ln N) \right] - \right. \\ & - \frac{n + 3/2}{n + 1/2} \frac{\chi^{2n}}{\chi^{2n-2}} \left[\frac{\partial}{\partial T} (\chi^{2n}, \ln N) - \frac{n + 1/2}{(n/2) + 1} \frac{\chi^{2n-2}}{\chi^{n-1}} \frac{\partial}{\partial T} (\chi^{n+1}, \ln N) \right] + \\ & + \frac{(n/2) + 1}{n + 1/2} \frac{\chi^{n-1}}{\chi^{2n-2}} \left[\frac{\partial}{\partial T} (\chi^{3n+1}, \ln N) - \frac{(3n/2) + 1}{(n/2) + 1} \frac{\chi^{3n-1}}{\chi^{n-1}} \frac{\partial}{\partial T} (\chi^{n+1}, \ln N) \right] - \\ & - \frac{(n/2) + 2}{n + 1/2} \frac{\chi^{n+1}}{\chi^{2n-2}} \left[\frac{\partial}{\partial T} (\chi^{3n-1}, \ln N) - \frac{3n}{n + 2} \frac{\chi^{3n-3}}{\chi^{n-1}} \frac{\partial}{\partial T} (\chi^{n+1}, \ln N) \right] \left. \right\} \frac{\partial T}{\partial x} - \\ & - \frac{\sigma^2 R_{\text{нз}} B}{2 (m'e) (2n + 1) \chi^{2n-2}} \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial T} (\chi^{2n+2}, \ln N) - \frac{n + 3/2}{(n/2) + 1} \frac{\chi^{2n}}{\chi^{n-1}} \frac{\partial}{\partial T} (\chi^{n+1}, \ln N) \right] - \right. \\ & - \frac{(n/2) + 2}{(n/2) + 1} \frac{\chi^{n+1}}{\chi^{n-1}} \left[\frac{\partial}{\partial T} (\chi^{2n}, \ln N) - \frac{n + 1/2}{(n/2) + 1} \frac{\chi^{2n-2}}{\chi^{n-1}} \frac{\partial}{\partial T} (\chi^{n+1}, \ln N) \right] \left. \right\} \frac{\partial T}{\partial y}, \end{aligned} \quad (1.30)$$

причем $\partial T / \partial y$ вновь дается формулой (1.5). Если принять условия (1.26), то формула для ΔQ_x будет отличаться от (1.29) отсутствием членов с S_y^{2n} и S_y^{2n+2} , ибо S_y^{2n} и S_y^{2n+2} обращаются в нуль при $\partial T / \partial y = \partial \varphi / \partial y = 0$. Окончательно вместо (1.30) мы получим

$$\begin{aligned} \Delta Q_x = & \frac{\sigma (R_{\text{из}} B)^2 (n+2) \chi^{n-1}}{2 (m'e)^2 (2n+1)^2 [\chi^{2n-2}]^2} \times \\ & \times \left\{ \left[\frac{\partial}{\partial T} (\chi^{3n+1}, \ln N) - \frac{(3n/2)+1}{(n/2)+1} \frac{\chi^{3n-1}}{\chi^{n-1}} \frac{\partial}{\partial T} (\chi^{n+1}, \ln N) \right] - \right. \\ & \left. - \frac{(n/2)+2}{(n/2)+1} \frac{\chi^{n+1}}{\chi^{n-1}} \left[\frac{\partial}{\partial T} (\chi^{3n-1}, \ln N) - \frac{3n}{n+2} \frac{\chi^{3n-3}}{\chi^{n-1}} \frac{\partial}{\partial T} (\chi^{n+1}, \ln N) \right] \right\} \frac{\partial T}{\partial x}. \end{aligned} \quad (1.31)$$

В случае максвелловского распределения и отсутствия разогревания (1.30) и (1.31) переходят соответственно в

$$\begin{aligned} \Delta Q_x = & k_e \frac{(R_{\text{из}} \sigma B)^2}{(n/2)+2} \left\{ (n^2 - n + 2) \frac{b_n}{a_n^2} - \left(\frac{n-1}{2} \right)^2 - \right. \\ & \left. - \frac{[(n+1)/2]^2 + 3/2}{(n/2)+2} \frac{k_e}{k_e + k_p} \right\} \frac{\partial T}{\partial x}; \end{aligned} \quad (1.30')$$

$$\Delta Q_x = k_e (R_{\text{из}} \sigma B)^2 \frac{n^2 - n + 2}{(n/2)+2} \frac{b_n}{a_n^2} \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (1.31')$$

В формуле (34) работы [3], соответствующей нашей (1.30'), в фигурных скобках член $\left[\left(\frac{n+1}{2} \right)^2 + \frac{3}{2} \right]$ стоит в первой степени, вместо правильного значения $\left[\left(\frac{n+1}{2} \right)^2 + \frac{3}{2} \right]^2$.

2. Эффекты в случае биполярной проводимости полупроводника

При наличии в полупроводнике подвижных носителей зарядов обоих знаков (электроны и дырки) следует ввести функцию распределения также для второго типа подвижных зарядов. При отсутствии взаимодействия между носителями зарядов различных знаков для их функций распределения будут иметь место уравнения типа (2.3) и (2.4) работы [1], которые приведут к уравнениям для потока тепла и электричества, аналогичным (2.14) и (2.15) той же работы [1]. В изученных выше явлениях наличие носителей обоих знаков в большинстве случаев уменьшает эффект (и заметно в том случае, когда количество носителей обоих знаков приблизительно одинаково). Это связано с тем обстоятельством, что в магнитном поле дырки и электроны отклоняются в противоположные стороны.

Наличие носителей обоих знаков при преобладающем количестве одного какого-либо знака может оказаться существенным, если имеет место нарушение равновесия в системе. Такое положение как раз имеет место в случае возникновения э.д.с. в полупроводнике, подверженном освещению. В этом случае при наложении магнитного поля может возникнуть ряд явлений. Рассмотрим одно хорошо известное из них: эффект Кикоина — Носкова.

1) Фотомагнитный эффект Кикоина — Носкова

Это явление состоит в появлении поперечной разности потенциалов (по оси y) в освещенном полупроводнике (свет падает по направлению

оси x) при наложении на полупроводник поперечного магнитного поля (по оси z).

Пусть в отсутствие освещения полупроводник обладает проводимостью одного типа (электронной или дырочной). Обозначим через ν темновую концентрацию носителей заряда, через $\nu' = \nu + \eta N$ обозначим их концентрацию при освещении, где N — концентрация носителей зарядов другого знака (возникающих при освещении), η — коэффициент, равный единице, если стационарное число дополнительных электронов и дырок одинаково. Принимая во внимание отсутствие градиента температуры в рассматриваемом случае для потоков электричества j_1 и j_2 , обусловленных соответственно носителями зарядов первого и второго типа, имеем

$$j_1 = -e_1 u_1 (\nu + \eta N) r_{n1}^{(1)} (-e m'_1 (n_1 + 2) \chi_1^{n_1-1} \mathbf{E} + \nabla (\chi_1^{n_1+1}, \ln (\nu + \eta N)) - e_1 u_1 (\nu + \eta N) r_{n1}^{(2)} [-e_1 m'_1 (2n_1 + 1) \chi_1^{2n_1+2} \mathbf{E} + \nabla (\chi_1^{2n_1}, \ln (\nu + \eta N)), \vec{\Omega}], \quad (2.1)$$

$$j_2 = -e_2 u_2 N r_{n2}^{(1)} (-e_2 m'_2 (n_2 + 2) \chi_2^{n_2-1} \mathbf{E} + \nabla (\chi_2^{n_2+1}, \ln N)) - e_2 u_2 N r_{n2}^{(2)} [-e_2 m'_2 (2n_2 + 1) \chi_2^{2n_2+2} \mathbf{E} + \nabla (\chi_2^{2n_2}, \ln N), \vec{\Omega}]. \quad (2.2)$$

Если полный ток в направлении оси x отсутствует, то это дает

$$j_x = j_{1x} + j_{2x} = 0. \quad (2.3)$$

Из (2.3) находим градиент потенциала в направлении оси x

$$E_x = \frac{\left(\frac{u}{m' (n + 2)} \frac{\chi^{n+1}}{\chi^{n-1}} \right)_1 \eta + \left(\frac{u}{m' (n + 2)} \frac{\chi^{n+1}}{\chi^{n-1}} \right)_2 \frac{\partial N}{\partial x}}{e_1 u_1 (\nu + \eta N) + e_2 u_2 N}. \quad (2.4)$$

Выпишем теперь выражение для тока вдоль оси y

$$j_y = j_{1y} + j_{2y} = \\ = [e_1 u_1 (\nu + \eta N) + e_2 u_2 N] E_y + (\eta e_1 u_1 r_{n1}^{(2)} \chi_1^{2n_1} + e_2 u_2 r_{n2}^{(2)} \chi_2^{2n_2}) \frac{\partial N}{\partial x} \Omega - \\ - [e_1^2 u_1 m'_1 r_{n1}^{(2)} (\nu + \eta N) (2n_1 + 1) \chi_1^{2n_1-2} + e_2^2 u_2 m'_2 N (2n_2 + 1) \chi_2^{2n_2-2}] E_x \Omega. \quad (2.5)$$

Полагая теперь j_y равным нулю и учитывая (2.4), мы для градиента поля в направлении оси y получаем из (2.5) следующее выражение (одновременно принимаем неравенства $N, \eta N \ll \nu$):

$$\frac{\partial \varphi}{\partial y} = \frac{u_1 R_{из1}}{m'_1} \left[\left(\frac{\chi^{2n} \eta}{(2n + 1) \chi^{2n-2}} \right)_1 - \left(\frac{\chi^{n+1} \eta}{(n + 1) \chi^{n-1}} \right)_2 \right] \frac{\partial N}{\partial x} B + \\ + \left[\frac{1}{\sigma_1} \left(\frac{u \sigma R_{из}}{m' (2n + 1)} \frac{\chi^{2n}}{\chi^{2n-2}} \right)_2 - R_{из1} \left(\frac{u \chi^{n+1}}{m' (n + 2) \chi^{n-1}} \right)_2 \right] \frac{\partial N}{\partial x} B. \quad (2.6)$$

Можно найти из (2.5) ток короткого замыкания (по оси y), если положить $E_y = 0$ и проинтегрировать j_y по x от 0 до ∞ ; имеем

$$(I_{к.з.})_y = \int_0^\infty j_y dx = \frac{u_1 \sigma_1 R_{из1}}{m'_1} \left[\left(\frac{\chi^{2n} \eta}{(2n + 1) \chi^{2n-2}} \right)_1 - \left(\frac{\chi^{n+1} \eta}{(n + 1) \chi^{n-1}} \right)_1 \right] N(0) B - \\ - \left[\left(\frac{u \sigma R_{из}}{m' (2n + 1)} \frac{\chi^{2n}}{\chi^{2n-2}} \right)_2 - \sigma_1 R_{из1} \left(\frac{u \chi^{n+1}}{m' (n + 2) \chi^{n-1}} \right)_2 \right] N(0) B. \quad (2.7)$$

$\sigma_{1,2}$ и $R_{n_{1,2}}$ — соответственно проводимость и коэффициент Холла для носителей заряда первого и второго типа в зависимости от того, содержат ли σ и R индекс 1 или 2. Подстрочные индексы 1 или 2 при круглых скобках означают, что все величины, стоящие в скобках, относятся либо к носителям заряда первого типа, либо к носителям заряда второго типа. Произведение $\sigma R_{n_{1,2}}$, как легко видеть, концентрации носителей зарядов не содержит.

Впервые фотомагнитный эффект в полупроводниках рассмотрел Лашкарев [4].

В случае максвелловского распределения и отсутствия разогревания формулы (2.6) и (2.7) переходят соответственно в

$$\frac{\partial \phi}{\partial y} = \frac{kT}{e_2} u_2 \frac{a_{n1}}{v} \left(1 - \frac{a_{n2}}{a_{n1}} \frac{u_2}{u_1} \right) B \frac{\partial N}{\partial x} \quad (2.6')$$

и

$$(I_{k,3.})_y = kT R_{n_{1,2}} \sigma_1 B u_2 \left(1 - \frac{a_{n2}}{a_{n1}} \frac{u_2}{u_1} \right) N(0) \quad (2.7')$$

(см. также [3]).

3. Некоторые замечания и результаты

Полученные нами формулы являются слишком общими, чтобы из них можно было сделать какие-либо заключения о величине рассмотренных явлений в случае разогревания электронного газа в полупроводнике. Необходимо найти функцию распределения для разогретого электронного газа, с тем чтобы при помощи нее вычислить входящие в наши окончательные формулы моменты χ^v .

Функция f_0 определяется из системы уравнений (2.3) и (2.4) работы [1]. Решение этой системы в общем виде крайне затруднительно, однако в этом и нет необходимости. Дело в том, что при достаточно больших размерах полупроводника и при достаточно малых градиентах температуры, концентрации и поля вдоль всех трех направлений x , y и z (что обычно и имеет место) в уравнениях (2.3) и (2.4) работы [1] можно пренебречь производными функций распределения по координатам. Далее, поскольку мы в наших выкладках ограничивались слабыми магнитными полями, то для определения моментов χ^v достаточно найти f_0 для случая, когда магнитное поле равно нулю. Итак, для того чтобы вычислить моменты χ^v , достаточно найти f_0 из следующей системы уравнений (мы рассматриваем всегда стационарное состояние):

$$\rho(n'f_0 - n'_0 f^0) + \frac{1}{p^2} \frac{\partial}{\partial p} (p^2 j_p) = 0, \quad (3.1)$$

$$e\mathbf{E} \frac{\partial f_0}{\partial p} + \frac{v}{e} \mathbf{f}_1 = 0. \quad (3.2)$$

Пренебрегая теперь в (3.1) членом с ρ , который довольно мал, и принимая во внимание, что в отсутствие ударной ионизации и возбуждения атомов полупроводника электронами поток j_p в импульсном пространстве равен нулю, мы приходим к следующей системе уравнений для f_0 и \mathbf{f}_1 :

$$-\left(\frac{m'w^2}{l} p \frac{\partial f_0}{\partial p} + \frac{p^3 w^2}{l k T} f_0 \right) + \frac{e}{3} (\mathbf{E} \mathbf{f}_1) = 0, \quad (3.3)$$

$$e\mathbf{E} \frac{\partial f_0}{\partial p} + \frac{v}{e} \mathbf{f}_1 = 0. \quad (3.4)$$

Решение этой системы уже не представляет трудностей. Оно было выполнено впервые Давыдовым [2]. Мы выпишем приближенное выражение f_0 для случая, когда электронный газ является сильно

разогретым, т. е. когда выполняется неравенство (1.1) работы [1]. Имеем

$$f_0(p) = \frac{2(2-n)N}{4\pi\Gamma[3/2(2-n)]} (A_n)^{3/2(2-n)} \exp[-A_n p^{2(2-n)}], \quad (3.5)$$

где

$$A_n = \frac{3(m')^{-(n-1)}w^2}{2(2-n)(eEl_n)^2 kT} \quad (3.6)$$

и $\Gamma(x)$ — гамма-функция. Функция распределения (3.5) может быть нормирована лишь в том случае, если показатель степени импульса в выражении для длины свободного пробега меняется в пределах

$$-2 < n < 2. \quad (3.7)$$

В случае $n \geq 2$ невозможность нормировки обусловлена неограниченным ростом энергии электронов во внешнем электрическом поле. В естественных условиях такой рост в действительности иметь места не будет либо потому, что с ростом энергии станет заметным процесс ударной ионизации, поникающий среднюю энергию электронов, либо станут существенными рассеяния такого вида, которые приводят к более медленному росту свободного пробега с ростом импульса. Что касается невозможности нормировать f_0 при $n \leq -2$, то это происходит из-за неточности выражения (3.5) для f_0 ; (3.5), как мы уже указали, правильно только при выполнении неравенства (1.1) работы [1]. При $n \leq -2$, кроме того, сама функция f_0 перестает быть конечной. Точное решение в этом случае уравнений (3.3) и (3.4) может быть нормировано.

Подставляя (3.5) в (2.17) [1], мы найдем для моментов χ^u следующее выражение:

$$\chi^u = \Gamma\left(\frac{u+3}{2(2-n)}\right)(m')^u / \Gamma\left(\frac{3}{2(2-n)}\right) [B_n]^{u/2(2-n)} \quad (3.8)$$

где

$$B_n = 3(m')^{3-2n}w^2 / 2(eEl_n)^2 kT (2-n). \quad (3.9)$$

Из (3.8) видно, что моменты χ^u с $u \leq -3$ расходятся; отсюда следует, что наши заключения о явлениях, рассмотренных выше, которые можно сделать, исходя из выражения (3.8) для χ^u , будут справедливы, пока n меняется в следующих пределах:

$$0 \leq n < 2, \quad (3.10)$$

ибо минимальное значение u в наших выкладках (при отрицательном n) равно¹ $3n - 3$.

Прежде чем перейти к заключениям о свойствах эффектов переноса тепла и электричества в полупроводниках в случае сильного разогревания электронного газа, сделаем еще два замечания.

Во-первых, в формулах для эффектов, где по оси x течет первичный электрический ток (сюда относятся эффекты Томсона, переноса тепла электронами, Нернста, Эттингсгаузена, Холла и изменения сопротивления в магнитном поле) под производной по температуре $\partial/\partial T$ от моментов χ^u следует подразумевать следующий оператор:

$$L(T, E) = \frac{\partial}{\partial T} - E \frac{\partial \ln u N / \partial T}{1 + E \partial \ln u / \partial E} \frac{\partial}{\partial E}. \quad (3.11)$$

¹ См. примечания ² и ³ работы [1].

В самом деле, как видно из (3.8), момент χ^u зависит от электрического поля E . Если электрический ток j , пропускаемый через образец полупроводника, поддерживается все время постоянным (как это обычно предполагается), то при наличии градиента температуры должно оставаться постоянным произведение

$$j = euNE. \quad (3.12)$$

Отсюда следует, что в этом случае поле E не будет постоянным на протяжении образца, поскольку на протяжении образца из-за градиента температуры непостоянны N и u (и, вообще говоря, — функция температуры и напряженности поля). Стало быть, под $\partial / \partial T$ нужно понимать (в силу зависимости χ^u от E , а E от температуры) $(\partial / \partial T) + + (dE / dT)(\partial / \partial E)$. Величина же dE / dT определяется из (3.12) путем дифференцирования обеих частей равенства по T . Окончательно приходим к формуле (3.11). В (3.12) в правой части должны стоять еще члены, пропорциональные ∇N и Ω . Эти члены отброшены нами как малые по сравнению с первым. Они привели бы к поправкам более высокого порядка, чем рассматриваемые нами величины.

Во-вторых, как известно, при контакте полупроводника с металлическим электродом в приконтактной области распределение концентрации носителей заряда не является однородным, в связи с этим в этой области имеет место и электрическое поле значительной величины. Дополнительные поля и градиенты температуры, возникающие при явлениях переноса тепла и электричества, могут быть вычислены без учета приконтактных явлений лишь при достаточно большой длине полупроводника по оси x . Как показано в [4], при небольшой разнице в концентрации электронов вблизи контакта N и вдали от него, т. е. при

$$|N - N_0| \ll N_0, \quad (3.13)$$

условием возможности пренебрежения дополнительными падениями потенциала и градиентов температуры, приходящихся на приконтактную область, является выполнение неравенств

$$1 / \kappa L \ll 1, \quad j / \kappa^2 k T N_0 L \ll 1. \quad (3.14)$$

Здесь L — длина полупроводника, κ^{-1} — длина дебаевского радиуса экранирования.

Перейдем теперь к анализу явлений переноса тепла и электричества в случае сильного разогревания электронного газа полупроводника. Для этого следует, прежде всего, в окончательные формулы, описывающие то или иное из явлений переноса, подставить вместо моментов χ^u их выражения из формулы (3.8). Мы не будем приводить получающихся при этом формул (это будет сделано в другом месте), а ограничимся приведением нескольких основных результатов. Напомним, что в случае термомагнитных эффектов, термоэлектричества и эффекта Кикоина — Носкова первичного тока не существует, а, следовательно, разогревание может иметь место, если дополнительно пропускать ток через полупроводник. В наших выкладках мы считали, что такой ток течет в полупроводнике по направлению оси z . При численных оценках мы будем пренебрегать в сумме, где в качестве слагаемого входит коэффициент теплопроводности решетки k_p , всеми членами, кроме k_p . Кроме того, члены, содержащие в знаменателе k_p , будут считаться малыми по сравнению с членами, не содержащими k_p в знаменателе. После подстановки (3.8) в окончательные формулы и замены E на j по формуле (3.12) можно заметить следующее.

I. Отношение электронной составляющей теплопроводности к проводимости, k_e/σ оказывается пропорциональным в случае сильного разогрева электронного газа в полупроводнике четвертой степени тока, протекающего через полупроводник, т. е.

$$k_e/\sigma \sim j^4. \quad (3.14')$$

II. Коэффициент, стоящий при $(j\nabla T)$ в формуле, определяющей тепло Томсона, пропорционален второй степени тока

$$q_{\text{Томс}} \sim j^2; \quad (3.15)$$

III. Коэффициент термоэ.д.с. оказывается пропорциональным второй степени тока (по оси z)

$$\alpha \sim j^2; \quad (3.16)$$

точно так же зависит от тока и сама термоэ.д.с.

$$V_{\text{тердс}} (j_x = 0) \sim j^2. \quad (3.17)$$

IV. Коэффициент Холла при выполнении неравенства (1.1) [1] не зависит от тока, т. е.

$$R_{\text{из}} \sim j^0. \quad (3.18)$$

V. Коэффициент, стоящий перед $R_{\text{из}}\sigma B j_x$ в формуле, определяющей эттингсгаузен-эффект (поперечный градиент температуры) (формула (4.12) работы [1]), пропорционален j^2 , т. е.

$$\partial T / \partial y \sim j^2. \quad (3.19)$$

VI. Коэффициент в формуле для относительного изменения сопротивления в магнитном поле, стоящий при $(R_{\text{из}}\sigma B)^2$, в случае сильного разогревания электронного газа от тока не зависит:

$$\Delta\sigma / \sigma \sim j^0. \quad (3.20)$$

VII. Коэффициент, стоящий при $(R_{\text{из}}\sigma B)^2 j_x$ в формуле для эффекта Нернста (продольный градиент температуры), пропорционален j^2 :

$$\Delta\partial T / \partial x \sim j^2. \quad (3.21)$$

VIII. Коэффициент, стоящий при $R_{\text{из}}\sigma B \partial T / \partial x$ в формуле для поперечного термомагнитного эффекта Нернста — Эттингсгаузена (поперечная разность потенциала), пропорционален j^2 :

$$\partial\varphi / \partial y \sim j^2. \quad (3.22)$$

IX. Коэффициент, стоящий при $R_{\text{из}}\sigma^2 B \partial T / \partial x$ в формуле для термомагнитного эффекта Риги — Ледюка (поперечная разность температур), пропорционален j^4 :

$$\partial T / \partial y \sim j^4. \quad (3.23)$$

X. Коэффициент, стоящий при $(R_{\text{из}}\sigma B)^2 \partial T / \partial x$ в формуле для термомагнитного продольного эффекта Нернста — Эттингсгаузена, пропорционален j^2 :

$$\Delta\partial\varphi / \partial x \sim j^2. \quad (3.24)$$

XI. Коэффициент, стоящий при $(R_{\text{из}}\sigma B)^2 \sigma \partial T / \partial x$ в формуле для термомагнитного эффекта Маджи — Риги — Ледюка (изменение тепло-

проводности в магнитном поле), пропорционален j^4 :

$$\Delta Q_x \sim j^4. \quad (3.25)$$

XII. Коэффициент, стоящий при $u_1 \sigma_1 R_{iz1} B$ в формуле для эффекта Кикоина — Носкова (ток короткого замыкания), пропорционален j^2 :

$$(I_{k,z})_u \sim j^2. \quad (3.26)$$

Также пропорционален j^2 коэффициент при $u_1 R_{iz1} B \partial N / \partial x$ в формуле для поперечной разности потенциалов в эффекте Кикоина — Носкова

$$\partial \varphi / \partial y \sim j^2. \quad (3.27)$$

Следует указать, что все перечисленные коэффициенты пропорциональны также концентрации электронов (или дырок) в полупроводнике в степени, равной по величине и обратной по знаку степени тока, дополнительно к зависимости от N , вытекающей из-за наличия членов типа $(\partial / \partial T)(\chi^v, \ln N)$.

Выводы

1. Коэффициенты в формулах, описывающих явления переноса тепла и электричества в полупроводниках в случае сильного разогревания электронного (дырочного) газа, оказываются функциями плотности протекающего тока j и концентрации носителей зарядов N .

2. Все коэффициенты оказываются четными функциями j , причем встречаются всего лишь три степени тока: j^0, j^2, j^4 . Точно так же они оказываются четными функциями относительно N , если отвлечься от зависимости от N в членах, содержащих выражения типа $(\partial / \partial T)(\chi^v, \ln N)$. При этом встречаются всего три степени концентраций: N^0, N^{-2}, N^{-4} .

3. Показатель степени тока j или концентрации N , встречающийся в формулах для перечисленных коэффициентов, не зависит от показателя степени импульса n в формуле для зависимости длины свободного пробега от импульса: $l = l_n p^n$.

Пока остается не выясненным, в какой степени этот результат является универсальным; в частности, неясно, сохранится ли он при сохранении соотношения $l = l_n p^n$, если учесть ударную ионизацию или если отказаться от квадратичной зависимости импульса электрона от его энергии.

4. Несмотря на то, что коэффициент Холла и коэффициент при $(\sigma R_{iz} B)^2$ в выражении для $\Delta \sigma / \sigma$ в случае выполнения неравенства (1.1) [1] не являются функциями тока, тем не менее в общем случае и они являются функциями тока, ибо их значения в сильных полях отличаются от значений в слабых.

5. Что касается порядка величины рассмотренных эффектов, то в зависимости главным образом от величины отношения j / N , а также от значения σ и других параметров, величина эффектов в сильных полях может быть как меньше, так и больше их величины в отсутствие разогревания. Количественная сторона изученных эффектов подробнее будет рассмотрена в другом месте.

Физико-технический институт
Академии наук Узбекской ССР

Поступила в редакцию
13 июня 1953 г.

Литература

- [1] Г. М. Авакянц. ЖЭТФ, 26, 562, 1954. — [2] Б. И. Давыдов. ЖЭТФ, 7, 1069, 1937. — [3] К. Б. Толлыго. Тр. Ин-та физики АН УССР, 3, 52, 1952. — [4] В. Е. Лашкаров. ЖЭТФ, 18, 193, 1948.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ СООТНОШЕНИЯ В ПРОСТРАНСТВЕННО-ДИСПЕРГИРУЮЩИХ СРЕДАХ

М. Е. Герценштейн

Результаты Рытова [1] обобщены на случай пространственной дисперсии, когда $d\varepsilon/dk \neq 0$. Показано, что в этом случае скорость распространения энергии совпадает с групповой.

Как известно, если индуцируемые электромагнитным полем токи и заряды зависят от вызывающего их поля линейно, то электрические свойства среды полностью описываются ее диэлектрической и магнитной проницаемостями ε и μ . При этом векторы D и H , E и B , описывающие электромагнитное поле, связаны между собой линейными соотношениями:

$$\begin{Bmatrix} D \\ H \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \varepsilon & 0 \\ 0 & \tilde{\mu} \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} E \\ B \end{Bmatrix}, \quad (1)$$

где ε — трехмерный тензор диэлектрической проницаемости и $\tilde{\mu} = \mu^{-1}$ — обратный трехмерный тензор магнитной проницаемости.

Введем, как обычно, четырехмерные обозначения для координат и волнового вектора:

$$\begin{aligned} x^i &= \{x^\alpha, ct\}, & \alpha &= 1, 2, 3; \\ k_i &= \{k_\alpha, -(\omega/c)\}, & i &= 1, 2, 3, 4, \end{aligned} \quad (2)$$

причем, как и в основной работе Рытова [1], мы применяли действительное представление: $x^4 = ct$; $k_4 = -\omega/c$.

Поле описывается двумя 4-тензорами второго ранга

$$\{H, D\} = \{H^{lm}\}; \quad \{B, E\} = \{F_{ls}\}, \quad (3)$$

связанных между собой линейно

$$H^{lm} = \varepsilon^{lmis} F_{is}. \quad (4)$$

Соотношения между 4-тензором четвертого ранга ε^{lmis} , который мы будем называть DM -тензором, и трехмерными тензорами ε и $\tilde{\mu}$ приведены в работе [1].

Все реальные среды обладают дисперсией

$$\varepsilon = \varepsilon(\omega); \quad \tilde{\mu} = \tilde{\mu}(\omega); \quad \varepsilon^{lmis} = \varepsilon^{lmis}(\omega), \quad (5)$$

причем, как правило, показатель преломления среды n отличен от единицы, $n = \sqrt{\varepsilon/\tilde{\mu}}$; следовательно, $\varepsilon \neq \tilde{\mu}$. Преобразуя формулу (1) к движущейся системе координат, получим

$$\begin{Bmatrix} D' \\ H' \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \varepsilon' & \delta' \\ \gamma' & \tilde{\mu}' \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} E' \\ B' \end{Bmatrix}. \quad (6)$$

В общем случае трехмерные тензоры δ , γ отличны от нуля. Равенство $\delta \neq 0$ означает, что индуцируемые в среде токи вызываются не только электрическим полем E , но и магнитным B . Так как при наличии дисперсии в исходной системе координат DM -тензор явно зависит от частоты, то в новой системе координат DM -тензор явно зависит также и от пространственных компонент волнового вектора k_α

$$\epsilon^{lmjs} = \epsilon^{lmjs}(k_l); \quad i = 1, 2, 3, 4, \quad (7)$$

т. е. имеет место пространственная дисперсия [2]:

$$\partial \epsilon / \partial \mathbf{k} \neq 0.$$

Это обстоятельство соответствует тому физическому факту, что индуцируемые в среде токи зависят от пространственной структуры поля. Пространственная дисперсия имеет место во всех системах координат, кроме той, в которой заряженные частицы среды неподвижны. Если мы возьмем электронную плазму, то различные электроны имеют различную скорость теплового движения, и, следовательно, системы координат, где пространственная дисперсия отсутствует, не существует вовсе [2]. Выражения для тензора энергии-импульса для случая обычной дисперсии, когда $\partial \epsilon / \partial \omega \neq 0$, а $\partial \epsilon / \partial \mathbf{k} = 0$, были найдены Рытовым [1]. В настоящей работе мы обобщим их на случай пространственной дисперсии.

Уравнения электродинамики в рациональных единицах будут

$$\frac{\partial H^{lm}}{\partial x^m} = \frac{1}{c} j^l; \quad (8)$$

$$\frac{\partial F_{ls}}{\partial x^m} + \frac{\partial F_{sm}}{\partial x^l} + \frac{\partial F_{ml}}{\partial x^s} = 0, \quad (9)$$

где j^l — 4-вектор возбуждающих полей токов.

Так как рассматриваются волны вдали от области возбуждения, то следует положить $j^l = 0$. Тензоры H^{lm} и F_{ls} связаны между собой линейно

$$H^{lm} = \epsilon^{lmjs}(k_l) F_{js}. \quad (10)$$

Заметим, что к системе уравнений (9) — (10) может быть приведено произвольное классическое линейное обобщение электродинамики. Это справедливо как для теорий, содержащих высшие производные, так и для теорий нелокализованных полей. Функция Лагранжа, из которой уравнения (9) — (10) получаются применением вариационного принципа, может и не существовать.

Из (9) следует, что существует вектор-потенциал A_s , определенный с точностью до градиента произвольной функции

$$F_{ls} = \frac{\partial A_l}{\partial x^s} - \frac{\partial A_s}{\partial x^l}, \quad (11)$$

следовательно, содержащий только три существенные компоненты (поле в каждой точке имеет три степени свободы).

Мы будем считать, что обмен энергией между волной и средой отсутствует и DM -тензор является самосопряженным

$$\epsilon^{lmis} = \overline{\epsilon}^{islm} \quad (12)$$

(черта сверху обозначает комплексное сопряжение). Таким образом мы пренебрегаем как активными потерями вследствие соударений,

так и возможностью самовозбуждения [3]. Для однородной среды система уравнений (8) — (10) допускает решения в виде плоских волн:

$$H^{lm} = H^{0lm} \exp \{i(k_s x^s)\}; \quad F_{js} = F_{js}^0 \exp \{i(k_m x^m)\}. \quad (13)$$

Индекс нуль у амплитуд в дальнейшем мы выписывать не будем. В силу сделанных нами предположений (12) все компоненты волнового 4-вектора для распространяющихся волн будут вещественными: $k_s = \bar{k}_s$. Уравнения поля будут

$$\begin{aligned} H^{lm} k_m &= 0; \\ k_m F_{ls} + k_l F_{sm} + k_s F_{ml} &= 0; \end{aligned} \quad (14)$$

отсюда легко получить, что

$$\bar{H}^{lm} F_{lm} = 0, \quad \mathbf{E} \bar{\mathbf{D}} = \bar{\mathbf{H}} \mathbf{B}. \quad (15)$$

Заметим, что равенство (15) справедливо только для одной бегущей плоской волны и нарушается при суперпозиции нескольких волн. Из условий совместности системы уравнений (10), (14) получаем закон дисперсии

$$\omega = \omega_n(k_\alpha) = \omega_n(\mathbf{k}), \quad (16)$$

причем имеется не менее трех ветвей решений. В простейшем случае электронной плазмы имеются две поперечные волны различной поляризации и продольная волна, для которой $H^{lm} = 0$.

Следуя Рытову [1], получаем 12 соотношений

$$\bar{F}_{sl} H^{lm} \frac{\partial k_m}{\partial k_\alpha} + \frac{k_s}{2} H^{lm} \frac{\partial \bar{F}_{lm}}{\partial k_\alpha} = 0, \quad (17)$$

где $s = 1, 2, 3, 4$; $\alpha = 1, 2, 3$. При $s = 4$ получаем уравнения движения энергии, $s = 1, 2, 3$ — движения импульса. Вещественная часть формулы (17) описывает усредненный за период поток энергии и импульса; мнимая часть — превращения реактивной компоненты энергии и импульса [4].

Для вещественной части имеем

$$\frac{\bar{F}_{sl} H^{lm} + F_{sl} \bar{H}^{lm}}{2} \frac{\partial k_m}{\partial k_\alpha} - \frac{k_s}{4} \bar{F}_{lm} F_{pq} \left(\frac{\partial \epsilon^{lmpq}}{\partial \omega} \right)_{k_\alpha} \left(\frac{d\omega}{dk_\alpha} \right) - \frac{k_s}{4} \bar{F}_{lm} F_{pq} \left(\frac{\partial \epsilon^{lmpq}}{\partial k_\alpha} \right)_\omega = 0. \quad (18)$$

Естественно потребовать, чтобы скорость переноса энергии равнялась групповой скорости

$$\mathbf{S} = w \mathbf{u}, \quad (19)$$

где \mathbf{S} — вектор Умова потока энергии, w — плотность энергии, $\mathbf{u} = d\omega / dk$ — групповая скорость. Равным образом, скорость переноса импульса должна совпадать с групповой скоростью

$$\theta_\beta^\alpha = -g_\beta u^\alpha, \quad (20)$$

где θ_β^α — трехмерный тензор натяжений, \mathbf{g} — вектор потока импульса.

В отличие от результатов работы [1], формула (18) содержит добавочные слагаемые, обусловленные пространственной дисперсией

$$\zeta_s^\alpha = -\frac{k_s}{4} \bar{F}_{lm} F_{pq} \left(\frac{\partial \epsilon^{lmpq}}{\partial k_\alpha} \right)_\omega, \quad \alpha = 1, 2, 3. \quad (21)$$

Производная берется по пространственной компоненте волнового вектора k_α , от которого DM -тензор зависит явно. Поэтому изменяются выражения для потока энергии и тензора напряжений, в то время как выражения для плотности энергии и потока импульса совпадают с приведенными в работе [1]. Полагая $s = 4$, получаем для поправки к потоку энергии, вызванной наличием пространственной дисперсии

$$\Delta S^\alpha = -c^\alpha_{\text{т}} = -\frac{\omega}{4} \bar{F}_{lm} F_{pq} \left(\frac{\partial \varepsilon^{lmpq}}{\partial k_\alpha} \right)_\omega \quad (22)$$

и аналогично для добавочных членов тензора напряжений

$$\Delta \theta^\alpha_\beta = \zeta^\alpha_\beta = -\frac{k_\beta}{4} \bar{F}_{lm} F_{pq} \left(\frac{\partial \varepsilon^{lmpq}}{\partial k_\alpha} \right)_\omega. \quad (23)$$

Усредненный по времени тензор энергии импульса может быть записан в четырехмерной форме:

$$T_s^m = \frac{\bar{F}_{sl} H^{lm} + F_{sl} \bar{H}^{lm}}{2} - \frac{k_s}{4} F_{ln} F_{pq} \frac{\partial \varepsilon^{lnpq}}{\partial k_m}, \quad (24)$$

откуда видна его релятивистская инвариантность. Уравнения (18) могут быть записаны в виде

$$T_s^m \frac{\partial k_m}{\partial k_\alpha} = 0. \quad (25)$$

В случае электронной плазмы, когда тепловая скорость электронов значительно меньше скорости света, формула (22) допускает наглядное истолкование. Для поперечных волн в плазме имеем [2]:

$$\tilde{\mu} = 1, \quad \gamma = \delta \approx 0, \quad \varepsilon = 1 - \frac{e^2}{m} N \frac{1}{\omega} \int \frac{f(v) dv}{\omega - kv}, \quad (26)$$

и обусловленный пространственной дисперсией поток энергии равен

$$\Delta S = N \int \frac{m}{4} \left| \frac{(e/m) E}{\omega - kv} \right|^2 v f(v) dv. \quad (27)$$

Легко видеть, что $\frac{m}{4} \left| \frac{(e/m) E}{\omega - kv} \right|^2$ есть среднее за период значение колебательной кинетической энергии электрона [2], следовательно, ΔS описывает перенос энергии колебаниями движущихся электронов.

Таким образом для любой пространственно-диспергирующей среды справедлива теорема Рытова [1], выражаящаяся соотношениями (19), (20), — скорость переноса энергии и импульса распространяющейся волной совпадает с групповой скоростью. Эта теорема справедлива для любых линейных обобщений электродинамики.

Автор выражает свою признательность В. В. Потемкину за обсуждение работы.

Поступила в редакцию
15 октября 1952 г.

Литература

- [1] С. М. Рытов. ЖЭТФ, 17, 930, 1947.—[2] М. Е. Герценштейн. ЖЭТФ, 22, 303, 1952.—[3] М. Е. Герценштейн. ЖЭТФ, 23, 669, 1952.—[4] Дж. А. Стреттон. Теория электромагнетизма, Гостехиздат, 1948.

К ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ АНТИСЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ

Г. А. Смоленский и В. Х. Козловский

Рассмотрены фазовые переходы из антисегнетоэлектрического состояния в паразелектрическое и сегнетоэлектрическое.

В сегнетоэлектрических кристаллах со структурой типа перовскита, например, в титанате бария, титанате свинца и других, центральные ионы, находящиеся в кислородных октаэдрах, смещаются в пределах домена в одном направлении. Не исключена возможность такого самоизвестного расположения ионов в кристаллах, при котором центральные ионы в соседних рядах смещаются антипараллельно (рис. 1)¹.

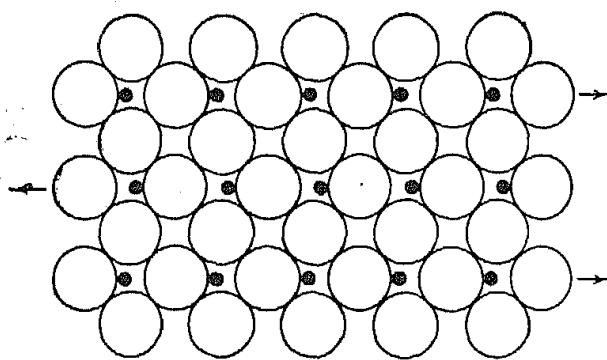


Рис. 1. Расположение ионов в антисегнетоэлектрике. ● — центральные ионы, O — ионы кислорода

фазовый переход из антисегнетоэлектрического состояния в несегнетоэлектрическое. В настоящей статье рассмотрены как фазовый переход из антисегнетоэлектрического состояния в сегнетоэлектрическое, так и фазовый переход из антисегнетоэлектрического состояния в несегнетоэлектрическое, которое в дальнейшем будем называть также паразелектрическим. Второй переход рассмотрен с учетом анизотропии и деформаций, причем исследовался только

У такого однодоменного кристалла суммарная спонтанная поляризация равна нулю. Эти кристаллы называются антисегнетоэлектрическими.

Разработка термодинамической теории антисегнетоэлектриков была предпринята в [1]. Для этих целей использовалась термодинамическая теория Ландау для метамагнетиков [2]. Однако в [1] был рассмотрен одномерный случай без учета анизотропии и деформаций, причем исследовался только

1. Фазовый переход в кристаллах из антисегнетоэлектрического состояния в паразелектрическое

а) Фазовый переход II рода

Вначале рассмотрим фазовый переход II рода. Разлагая термодинамический потенциал Φ монокристалла в ряд по составляющим векторам поляризации P_{ai} и P_{bi} и компонентам тензора деформаций u_{ij} и ограничиваясь членами не выше четвертой степени, получаем

¹ Возможно антипараллельное расположение диполей, обусловленное смещением ионов, образующих элементарную ячейку, однако в этом случае суммарная спонтанная поляризация будет, как правило, отлична от нуля.

$$\begin{aligned}
\Phi = \Phi_0 + & \frac{1}{2} c_{11} (u_{xx}^2 + u_{yy}^2 + u_{zz}^2) + c_{12} (u_{xx} u_{yy} + u_{xx} u_{zz} + u_{yy} u_{zz}) + \\
+ & \frac{1}{2} c_{44} (u_{xy}^2 + u_{xz}^2 + u_{yz}^2) + \alpha_1 (P_{ax}^2 + P_{bx}^2 + P_{ay}^2 + P_{by}^2 + P_{az}^2 + P_{bz}^2) + \\
& + 2\alpha_2 (P_{ax} P_{bx} + P_{ay} P_{by} + P_{az} P_{bz}) + \\
& + \frac{1}{2} \beta_1 (P_{ax}^4 + P_{bx}^4 + P_{ay}^4 + P_{by}^4 + P_{az}^4 + P_{bz}^4) + \\
& + \beta_2 (P_{ax}^2 P_{bx}^2 + P_{ay}^2 P_{by}^2 + P_{az}^2 P_{bz}^2) + \\
+ & \frac{1}{2} \beta_3 (P_{ax}^2 P_{ay}^2 + P_{ax}^2 P_{az}^2 + P_{ay}^2 P_{az}^2 + P_{bx}^2 P_{by}^2 + P_{bx}^2 P_{bz}^2 + P_{by}^2 P_{bz}^2) + \\
+ & \beta_4 (P_{ax}^2 P_{by}^2 + P_{ax}^2 P_{bz}^2 + P_{ay}^2 P_{bx}^2 + P_{ay}^2 P_{bz}^2 + P_{az}^2 P_{bx}^2 + P_{az}^2 P_{by}^2) + \\
+ & \frac{1}{2} \beta_5 [P_{ax} P_{bx} (P_{ax}^2 + P_{bx}^2) + P_{ay} P_{by} (P_{ay}^2 + P_{by}^2) + P_{az} P_{bz} (P_{az}^2 + P_{bz}^2)] + \\
+ & \beta_6 [(P_{ax}^2 + P_{bx}^2) (P_{ay} P_{by} + P_{az} P_{bz}) + (P_{ay}^2 + P_{by}^2) (P_{ax} P_{bx} + P_{az} P_{bz}) + \\
& + (P_{az}^2 + P_{bz}^2) (P_{ax} P_{bx} + P_{ay} P_{by})] + \\
+ & \beta_7 (P_{ax} P_{bx} P_{ay} P_{by} + P_{ax} P_{bx} P_{az} P_{bz} + P_{ay} P_{by} P_{az} P_{bz}) + \\
& + \frac{1}{2} q_{11} [u_{xx} (P_{ax}^2 + P_{bx}^2) + u_{yy} (P_{ay}^2 + P_{by}^2) + u_{zz} (P_{az}^2 + P_{bz}^2)] + \\
& + q'_{11} (u_{xx} P_{ax} P_{bx} + u_{yy} P_{ay} P_{by} + u_{zz} P_{az} P_{bz}) + \\
+ & \frac{1}{2} q_{12} [u_{xx} (P_{ay}^2 + P_{by}^2 + P_{az}^2 + P_{bz}^2) + u_{yy} (P_{ax}^2 + P_{bx}^2 + P_{az}^2 + P_{bz}^2) + \\
& + u_{zz} (P_{ax}^2 + P_{bx}^2 + P_{ay}^2 + P_{by}^2)] + q'_{12} [u_{xx} (P_{ay} P_{by} + P_{az} P_{bz}) + \\
& + u_{yy} (P_{ax} P_{bx} + P_{az} P_{bz}) + u_{zz} (P_{ax} P_{bx} + P_{ay} P_{by})] + \\
& + q_{44} [u_{xy} (P_{ax} P_{ay} + P_{bx} P_{by}) + u_{xz} (P_{ax} P_{az} + P_{bx} P_{bz}) + \\
& + u_{yz} (P_{ay} P_{az} + P_{by} P_{bz})] + q'_{44} [u_{xy} (P_{ax} P_{by} + P_{bx} P_{ay}) + \\
& + u_{xz} (P_{ax} P_{bz} + P_{bx} P_{az}) + u_{yz} (P_{ay} P_{bz} + P_{by} P_{az})] - \\
& - [E_x (P_{ax} + P_{bx}) + E_y (P_{ay} + P_{by}) + E_z (P_{az} + P_{bz})], \quad (1.1)
\end{aligned}$$

где Φ_0 — термодинамический потенциал при отсутствии поляризации и деформаций, c_{ij} — упругие константы, E_i — составляющие вектора напряженности электрического поля, q_{ij} — электрострикционные константы, α_i и β_i — коэффициенты, причем c_{ij} , q_{ij} , α_i , β_i зависят от температуры.

Спонтанная поляризация P_{a0} равна сумме дипольных моментов элементарных ячеек в единице объема, направленных в одну сторону, а спонтанная поляризация P_{b0} — сумме дипольных моментов, направленных в противоположную сторону.

Интересующие нас решения могут быть получены из следующей системы уравнений:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial [\Phi + E (P_a + P_b)]}{\partial P_{ai}} &= E_i, \\
\frac{\partial [\Phi + E (P_a + P_b)]}{\partial P_{bi}} &= E_i, \quad (1.2)
\end{aligned}$$

$$\partial \Phi / \partial u_{ij} = -\sigma_{ij},$$

где σ_{ij} — компоненты тензора упругих напряжений.

Вначале рассмотрим случай, когда механические напряжения и электрические поля отсутствуют, а спонтанные поляризации направлены вдоль одной из тетрагональных осей кристалла, т. е.

$$\sigma_{ij} = E_i = 0, P_{ax} = P_{ay} = P_{bx} = P_{by} = 0, P_{bz} = -P_{az}. \quad (1.3)$$

Из (1.1) — (1.3) определяем спонтанные деформации u_{xx0} , u_{yy0} и u_{zz0} и спонтанную поляризацию:

$$u_{xx0} = u_{yy0} = \vartheta'_{31} P_{az0}^2, \quad u_{zz0} = \vartheta'_{33} P_{az0}^2, \quad (1.4)$$

где

$$\vartheta'_{31} = \frac{(q_{11} - q'_{11})c_{12} - (q_{12} - q'_{12})c_{11}}{(c_{11} - c_{12})(c_{11} + 2c_{12})}, \quad (1.5)$$

$$\vartheta'_{33} = \frac{2(q_{12} - q'_{12})c_{12} - (q_{11} - q'_{11})(c_{11} + c_{12})}{(c_{11} - c_{12})(c_{11} + 2c_{12})},$$

$$P_{az0}^2 = \frac{\alpha_1 - \alpha_2}{\beta_1 + \beta_2 - \beta_5 - \vartheta'}. \quad (1.6)$$

Здесь

$$\vartheta' = -[1/2(q_{11} - q'_{11})\vartheta'_{33} + (q_{12} - q'_{12})\vartheta'_{31}]. \quad (1.7)$$

Таким образом в антисегнетоэлектрике возникают спонтанные деформации, и, следовательно, в точке фазового перехода, как и в сегнетоэлектрике, должны происходить изменения в структуре.

Теперь рассмотрим случай, когда вдоль оси z приложено достаточно слабое поле ($E_z \neq 0$, $E_x = E_y = 0$) и все $\sigma_{ij} = 0$. Тогда из (1.1) и (1.2) при $T < \Theta$ имеем

$$u_{xx} = u_{xx0} + u_{xxi} = \vartheta'_{31} P_{az0}^2, \quad (1.8)$$

$$u_{zz} = u_{zz0} + u_{zzi} = \vartheta'_{33} P_{az0}^2,$$

где u_{xxi} — индуцированные деформации.

Учитывая (1.4) и (1.8), находим, что

$$u_{xxi} = u_{yyi} = u_{zzi} = 0.$$

Отсюда следует, что пьезоэффект в антисегнетоэлектриках отсутствует. В [1] отсутствие пьезоэффекта обосновывается наличием центра симметрии.

Далее из (1.1) и (1.2) можно определить диэлектрическую проницаемость при $T < \Theta$

$$\epsilon_z = 4\pi \left[\alpha_1 + \alpha_2 - \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)(3\beta_1 - \beta_2 - \vartheta')}{(\beta_1 + \beta_2 - \beta_5 - \vartheta')} \right]^{-1}. \quad (1.9)$$

В точке Кюри ($T = \Theta$) $P_{a0} = P_{b0} = 0$ и, следовательно, $\alpha_1 = \alpha_2$ и $\epsilon_z = 2\pi/\alpha_1$.

При $T > \Theta$

$$\epsilon_z = 4\pi (\alpha_1 + \alpha_2)^{-1} \quad (1.10)$$

и в точке Кюри $\epsilon_z = 2\pi/\alpha_1$.

Таким образом в антисегнетоэлектриках, как это было отмечено в [1], диэлектрическая проницаемость не претерпевает разрыва непрерывности в точке Кюри. Этим они отличаются от сегнетоэлектриков. В антисегнетоэлектриках величина диэлектрической проницаемости в окрестности точки Кюри может и не достигать больших значений.

При фазовых переходах II рода величины P_{a0}^2 вблизи точки Кюри изменяются по линейному закону в зависимости от температуры. Отсюда из (1.6) следует, что

$$\alpha_1 - \alpha_2 = \alpha'_\Theta (\Theta - T). \quad (1.11)$$

Тогда из (1.9), (1.10) и (1.11) получим при $T < \Theta$

$$\varepsilon_z = 4\pi [2\alpha_2 - \alpha'_\Theta (1 - k)(\Theta - T)]^{-1} \quad (1.12)$$

и при $T > \Theta$

$$\varepsilon_z = 4\pi [2\alpha_2 - \alpha'_\Theta (T - \Theta)]^{-1}. \quad (1.13)$$

Здесь

$$k = (3\beta_1 - \beta_2 - \vartheta') / (\beta_1 - \beta_2 - \beta_5 - \vartheta').$$

Так же, как и в сегнетоэлектриках, можно подсчитать для антисегнетоэлектриков величину скачка теплоемкости в точке Кюри. Известно, что

$$\Delta C_p = -\Theta [\partial^2 (\Phi - \Phi_0) / \partial T^2]_p. \quad (1.14)$$

Подставив значение $\Phi - \Phi_0$ из (1.1) в (1.14), учитывая (1.3), находим

$$\Delta C_\Theta = \frac{2\Theta(\alpha'_\Theta)^2 (\beta_{1\Theta} + \beta_{2\Theta} - 3\beta_{5\Theta} - 2q'_{11}\vartheta'_{33} - 4q'_{12}\vartheta'_{31})}{(\beta_{1\Theta} + \beta_{2\Theta} - \beta_{5\Theta} - \vartheta')^2}. \quad (1.15)$$

Выше было показано, что у антисегнетоэлектрика отсутствует обратный пьезоэффект, т. е. индуцированные деформации, пропорциональные напряженности электрического поля, равны нулю. Легко показать, что у антисегнетоэлектрика также отсутствует прямой пьезоэффект.

Пусть все $E_i = 0$ и $\sigma_{ij} = 0$, кроме σ_{zz} ; тогда из (1.1), (1.2) и (1.4) получаем

$$\begin{aligned} u_{xx} = u_{yy} &= \vartheta'_{31} P_{az0}^2 + \frac{c_{12}}{(c_{11} - c_{12})(c_{11} + 2c_{12})} \sigma_{zz}, \\ u_{zz} &= \vartheta'_{33} P_{az0}^2 - \frac{c_{11} + c_{12}}{(c_{11} - c_{12})(c_{11} + 2c_{12})} \sigma_{zz}. \end{aligned} \quad (1.16)$$

$$\begin{aligned} u_{xzu} = u_{yyu} &= \frac{c_{12}}{(c_{11} - c_{12})(c_{11} + 2c_{12})} \sigma_{zz}, \\ u_{zzu} &= -\frac{c_{11} + c_{12}}{(c_{11} - c_{12})(c_{11} + 2c_{12})} \sigma_{zz} \end{aligned} \quad (1.17)$$

и

$$P_{azu} = P_{byu} = 0.$$

Отсюда непосредственно следует, что точка Кюри антисегнетоэлектрика в принятом приближении не зависит от давления.

Таким образом показано отсутствие пьезоэффекта и наличие спонтанных деформаций в антисегнетоэлектрике, поникающих симметрию решетки². Кроме того, определены спонтанные поляризации P_{a0} (P_{b0}), скачок теплоемкости и диэлектрическая проницаемость вблизи точки Кюри более строго, чем в [1].

б) Фазовый переход I рода

Рассмотрим теперь фазовый переход I рода. В этом случае в разложении термодинамического потенциала необходимо учитывать члены, пропорциональные шестой степени поляризации. Число членов при этом значительно возрастает по сравнению с (1.1). Однако если ограничимся рассмотрением одномерного случая (одна антисегнетоэлектрическая ось), то число членов в разложении Φ не столь велико:

² Аналогичные результаты были получены недавно в [8] для кристаллов тетрагональной структуры, причем было использовано разложение термодинамического потенциала в ряд по индукциям и напряжениям.

$$\begin{aligned}\Phi = \Phi_0 + \alpha_1 (P_a^2 + P_b^2) + 2\alpha_2 P_a P_b + \frac{1}{2} \beta_1 (P_a^4 + P_b^4) + \beta_2 P_a^2 P_b^2 + \\ + \frac{1}{2} \beta_3 P_a P_b (P_a^2 + P_b^2) + \gamma_1 (P_a^6 + P_b^6) + 2\gamma_2 P_a^3 P_b^3 + \\ + \gamma_3 P_a^2 P_b^2 (P_a^2 + P_b^2) + \gamma_4 P_a P_b (P_a^4 + P_b^4) - E (P_a + P_b). \quad (1.18)\end{aligned}$$

В выражении (1.18) учтены все инварианты, чего не было сделано в [1].

Из условия $(\partial\Phi / \partial P_a)_{E=0} = 0$ и равенства термодинамических потенциалов в сегнетоэлектрической и паразелектрической областях в точке перехода при использовании (1.18) имеем

$$P_{a0}^2 = -4(\alpha_1 - \alpha_2)(\beta_1 + \beta_2 - \beta_3)^{-1}, \quad (1.19)$$

$$P_{a0}^4 = (\alpha_1 - \alpha_2)(\gamma_1 - \gamma_2 + \gamma_3 - \gamma_4)^{-1}; \quad (1.20)$$

отсюда

$$16(\alpha_1 - \alpha_2)(\gamma_1 - \gamma_2 + \gamma_3 - \gamma_4) = (\beta_1 + \beta_2 - \beta_3)^2. \quad (1.21)$$

Если воспользоваться условиями $\partial [\Phi + E (P_a + P_b)] / \partial P_a = E$ и $\partial [\Phi + E (P_a + P_b)] / \partial P_b = E$, из (1.18) получаем при $T < \Theta$

$$\epsilon \approx 4\pi(\alpha_1 + \alpha_2 + k_1)^{-1}; \quad (1.22)$$

здесь

$$k_1 = \frac{(\alpha_1 - \alpha_2)[(\beta_1 + \beta_2 - \beta_3)(15\gamma_1 + 3\gamma_2 - \gamma_3 - 5\gamma_4) - 4(3\beta_1 - \beta_2)(\gamma_1 - \gamma_2 + \gamma_3 - \gamma_4)]}{(\beta_1 + \beta_2 - \beta_3)(\gamma_1 - \gamma_2 + \gamma_3 - \gamma_4)};$$

при $T > \Theta$

$$\epsilon \approx 4\pi(\alpha_1 + \alpha_2)^{-1}. \quad (1.23)$$

Скачок диэлектрической проницаемости в точке Кюри определяется из (1.22) и (1.23)

$$\Delta\epsilon = 4\pi k_1 [(\alpha_1 + \alpha_2)(\alpha_1 + \alpha_2 + k_1)]^{-1}. \quad (1.24)$$

Таким образом рассмотрены фазовые переходы в кристаллах из антисегнетоэлектрического состояния в паразелектрическое. Однако, по всей вероятности, возможны не только переходы из антисегнетоэлектрического в паразелектрическое, но и переход из антисегнетоэлектрического состояния в сегнетоэлектрическое.

2. Фазовые переходы в кристаллах, в которых возможны антисегнетоэлектрическое, сегнетоэлектрическое и паразелектрическое состояния (в отсутствие внешнего поля)

Рассмотрим одномерный случай (одна ось спонтанной ориентации диполей). Разлагая термодинамический потенциал Φ в ряд по поляризации P_{a0} и P_{b0} , ограничиваясь членами не выше четвертой степени, имеем³

$$\Phi = \Phi_0 + \alpha_1 (P_{a0}^2 + P_{b0}^2) + 2\alpha_2 P_{a0} P_{b0} + \frac{\beta}{2} (P_{a0}^4 + P_{b0}^4). \quad (2.1)$$

Значения P_{a0} и P_{b0} находим из уравнений

$$\partial\Phi / \partial P_{a0} = 0 \text{ и } \partial\Phi / \partial P_{b0} = 0. \quad (2.2)$$

³ В дальнейшем для упрощения расчетов при рассмотрении одномерного случая будем учитывать только первые члены разложения, пропорциональные четвертым и шестым степеням поляризации.

Условия устойчивости решений системы (2.1) имеют вид

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial P_{a0}^2} > 0, \quad \frac{\partial^2 \Phi}{\partial P_{b0}^2} > 0 \quad \text{и} \quad \begin{vmatrix} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial P_{a0}^2} & \frac{\partial^2 \Phi}{\partial P_{b0} \partial P_{a0}} \\ \frac{\partial^2 \Phi}{\partial P_{a0} \partial P_{b0}} & \frac{\partial^2 \Phi}{\partial P_{b0}^2} \end{vmatrix} > 0. \quad (2.3)$$

Из (2.1) — (2.3) получаем:

1. Параэлектрическое состояние ($P_{a0} = P_{b0} = 0$)

$$\alpha_1 > 0, \quad -\alpha_1 < \alpha_2 < \alpha_1. \quad (2.4)$$

2. Сегнетоэлектрическое состояние ($P_{a0} = P_{b0}$)

$$P_{a0}^2 = -(\alpha_1 + \alpha_2)/\beta, \quad \alpha_1 + \alpha_2 < 0, \quad \alpha_1 + 2\alpha_2 < 0. \quad (2.5)$$

3. Антисегнетоэлектрическое состояние ($P_{a0} = -P_{b0}$)

$$P_{a0}^2 = -(\alpha_1 - \alpha_2)/\beta, \quad -\alpha_1 + \alpha_2 > 0, \quad -\alpha_1 + 2\alpha_2 > 0. \quad (2.6)$$

Полагая, что переход из сегнетоэлектрического и антисегнетоэлектрического состояния в параэлектрическое является фазовым переходом II рода ($\beta > 0$) и учитывая, что $P_{a0}^2 > 0$, окончательно находим условия устойчивости для всех трех состояний

$$1) \quad \alpha_1 > 0, \quad -\alpha_1 < \alpha_2 < \alpha_1. \quad (2.7)$$

В сегнетоэлектрическом и антисегнетоэлектрическом состояниях коэффициент α_1 может быть любого знака. Рассмотрим вначале случай, когда $\alpha_1 > 0$. Тогда

$$2a) \quad \alpha_2 < -\alpha_1, \quad (2.8)$$

$$3a) \quad \alpha_2 > \alpha_1. \quad (2.9)$$

Если $\alpha_1 < 0$, то имеем

$$2b) \quad \alpha_2 < -\alpha_1/2, \quad (2.10)$$

$$3b) \quad \alpha_2 > \alpha_1/2. \quad (2.11)$$

Легко видеть, что в первом случае ($\alpha_1 > 0$) невозможен непосредственный переход из сегнетоэлектрического состояния в антисегнетоэлектрическое при $E = 0$, во втором случае ($\alpha_1 < 0$) этот переход возможен. Исследуем этот переход. Как следует из (2.10) и (2.11), при $\alpha_1/2 < \alpha_2 < -\alpha_1/2$ устойчивы оба состояния (сегнетоэлектрическое и антисегнетоэлектрическое). Однако одно из них является метастабильным. В этом легко убедиться, сравнивая их термодинамические потенциалы. Из (2.1), (2.5) и (2.6) находим

$$\Phi_{\text{сегн}} = \Phi_0 - [(\alpha_1 + \alpha_2)^2 / \beta],$$

$$\Phi_{\text{антисегн}} = \Phi_0 - [(\alpha_1 - \alpha_2)^2 / \beta].$$

Таким образом, когда $0 > \alpha_2 > \alpha_1/2$, сегнетоэлектрическая фаза является стабильной ($\Phi_{\text{сегн}} < \Phi_{\text{антисегн}}$). Когда $0 < \alpha_2 < -\alpha_1/2$, сегнетоэлектрическая фаза — метастабильна.

Поскольку α_1 и α_2 зависят от температуры и давления, то при их изменении будет изменяться соотношение между α_1 и α_2 , и тогда возможны фазовые переходы. Пусть кристалл находится в сегнетоэлектрическом состоянии, причем $\alpha_2 < 0$, и пусть температура и давление изменяются таким образом, что разность $\alpha_2 - \alpha_1$ возрастает.

При переходе через точку $\alpha_2 = 0$ состояние будет оставаться сегнетоэлектрическим вплоть до точки $\alpha_2 = -\alpha_1/2$, так как для перехода в более устойчивое антисегнетоэлектрическое состояние система должна преодолеть потенциальный барьер. В точке $\alpha_2 = -\alpha_1/2$ произойдет переход I рода. Суммарная спонтанная поляризация станет равной нулю. На рис. 2 и 3 показана зависимость P_{a0} , P_{b0} и полной поляризации $P_{a0} + P_{b0}$ от α_2 , т. е., в конечном счете, при постоянном давлении от температуры. На рис. 4 изображены зависимости P_{a0} и P_{b0} для случая, когда $\alpha_1 > 0$.

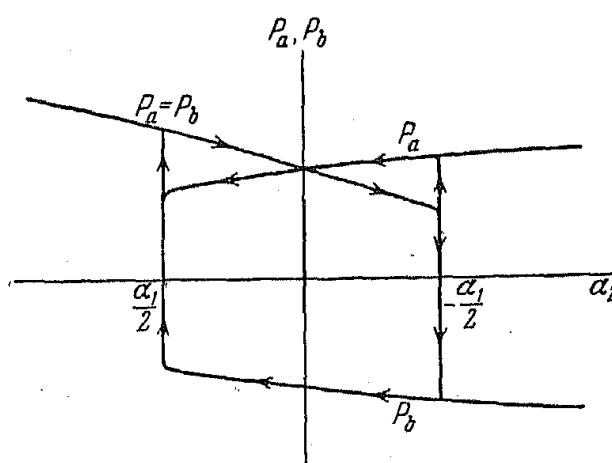


Рис. 2. Зависимость поляризаций P_{a0} и P_{b0} от α_2 при $\beta > 0$ и $\alpha_1 < 0$

тить, что при $\alpha_2 = -\alpha_1/2$ происходит скачкообразное увеличение спонтанных поляризаций P_{a0} и P_{b0} от $V - \alpha_1/2\beta$ до $V - 3\alpha_1/2\beta$. Эти

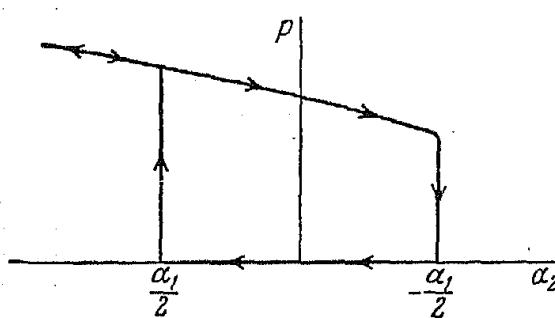


Рис. 3. Зависимость полной поляризации P от α_2 при $\beta > 0$ и $\alpha_1 < 0$

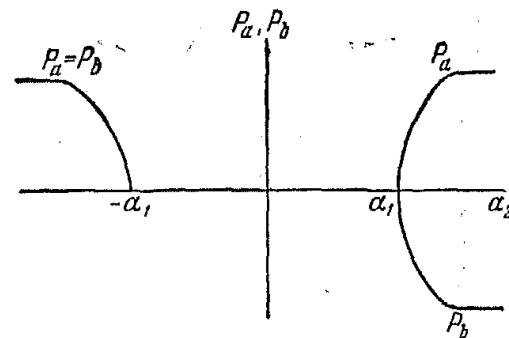


Рис. 4. Зависимость поляризации P_{a0} и P_{b0} от α_2 при $\beta > 0$ и $\alpha_1 > 0$

переходы, конечно, сопровождаются спонтанными деформациями (электрострикцией).

3. Фазовый переход в кристаллах из антисегнетоэлектрического состояния в сегнетоэлектрическое в присутствии электрического поля

Теперь исследуем поведение рассматриваемой системы в электрическом поле, когда ее термодинамический потенциал имеет вид

$$\Phi = \Phi_0 + \alpha_1 (P_a^2 + P_b^2) + 2\alpha_2 P_a P_b + \frac{\beta}{2} (P_a^4 + P_b^4) - E(P_a + P_b). \quad (3.1)$$

Отсюда, используя (1.2), находим

$$E = 2(\alpha_1 P_a + \alpha_2 P_b + \beta P_a^3), \quad (3.2a)$$

$$E = 2(\alpha_1 P_b + \alpha_2 P_a + \beta P_b^3). \quad (3.2b)$$

Сначала рассмотрим слабые поля. Тогда, полагая, что $P_a = P_{a0} + P_{an}$, где P_{an} — индуцированная поляризация, и пренебрегая ввиду ее малости P_{an}^2 , получаем из (3.2) следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} E &= 2 [(\alpha_1 + 3\beta P_{a0}^2) P_{an} + \alpha_2 P_{bn}], \\ E &= 2 [(\alpha_1 + 3\beta P_{b0}^2) P_{bn} + \alpha_2 P_{an}]. \end{aligned} \quad (3.3)$$

Отсюда, учитывая, что в антисегнетоэлектрическом состоянии

$$P_{a0}^2 = P_{b0}^2 = -(\alpha_1 - \alpha_2)/\beta,$$

находим

$$\epsilon_{\text{антисегн}} \approx 2\pi / (2\alpha_2 - \alpha_1). \quad (3.4)$$

В сегнетоэлектрическом состоянии $P_{a0}^2 = P_{b0}^2 = -(\alpha_1 + \alpha_2)/\beta$ и из (3.3) получаем

$$\epsilon_{\text{сегн}} = -2\pi / (\alpha_1 + \alpha_2). \quad (3.5)$$

Из (3.4) и (3.5) определяем диэлектрическую проницаемость в критических точках:

при $\alpha_2 = -\alpha_1/2$, $\epsilon_{\text{антисегн}} = -\pi/\alpha_1$ и $\epsilon_{\text{сегн}} = -4\pi/\alpha_1$;

при $\alpha_2 = \alpha_1/2$, $\epsilon_{\text{антисегн}} = \infty$ и $\epsilon_{\text{сегн}} = -4\pi/3\alpha_1$.

Таким образом при переходе из сегнетоэлектрического состояния в антисегнетоэлектрическое при $\alpha_2 = -\alpha_1/2$ происходит уменьшение диэлектрической проницаемости в четыре раза. При переходе из антисегнетоэлектрического состояния в сегнетоэлектрическое диэлектрическая проницаемость также претерпевает разрыв непрерывности и обращается в точке перехода в бесконечность⁴. Для наглядности зависимость ϵ от α_2 показана на рис. 5.

Далее, рассмотрим поведение в сильных полях кристалла, термодинамический потенциал которого описывается (3.1). Уравнения (3.2) в координатах P_a и P_b представляют собой семейства кривых с параметром E . Исходные значения P_a и P_b находятся по точкам пересечения кривых обоих семейств с определенным значением E . Обозначим точки пересечения этих кривых через λ , μ и ν (рис. 6). При соответствующем изменении поля точки μ и ν могут сближаться до слияния. При дальнейшем изменении поля точки слияния исчезают. Кристалл скачкообразно переходит из состояния $\mu - \nu$ в состояние λ . Определим критические поля, соответствующие этим переходам, и исследуем зависимость поляризации антисегнетоэлектрика от напряженности поля.

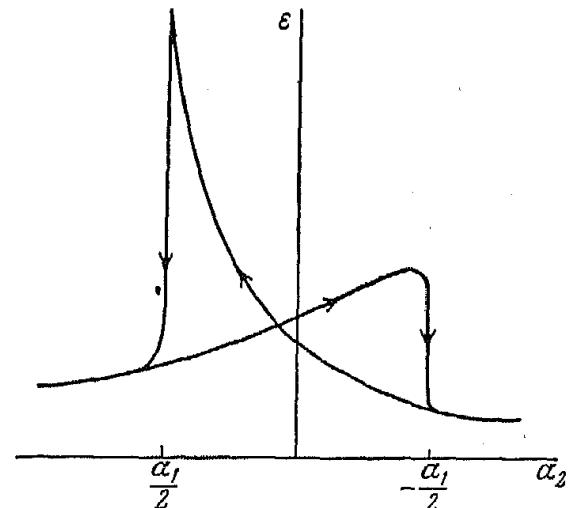


Рис. 5. Зависимость диэлектрической проницаемости от α_2 при $\beta > 0$ и $\alpha_1 < 0$

⁴ При этом предполагается, что нет причин, обусловливающих переход из одного состояния в другое не на границе.

Пусть внешнее поле направлено параллельно вектору поляризации \mathbf{P}_a . При увеличении напряженности поля P_a увеличивается, а P_b уменьшается до тех пор, пока в точке A вектор поляризации \mathbf{P}_b не повернется скачком в направлении поля (рис. 7). При этой напряженности поля кристалл из антисегнетоэлектрического состояния перейдет в сегнетоэлектрическое (конечно, этот переход может осуществляться,

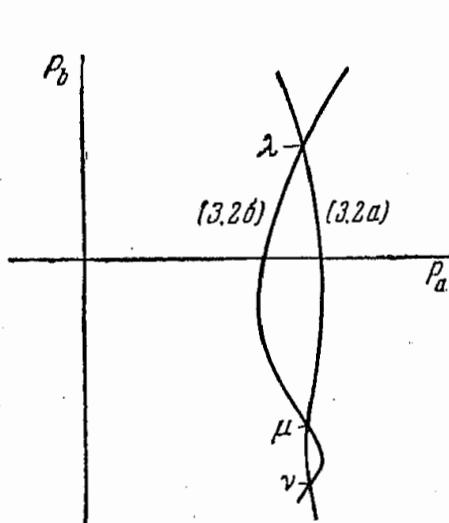


Рис. 6. Графическое представление уравнения (3.2) в координатах P_a и P_b

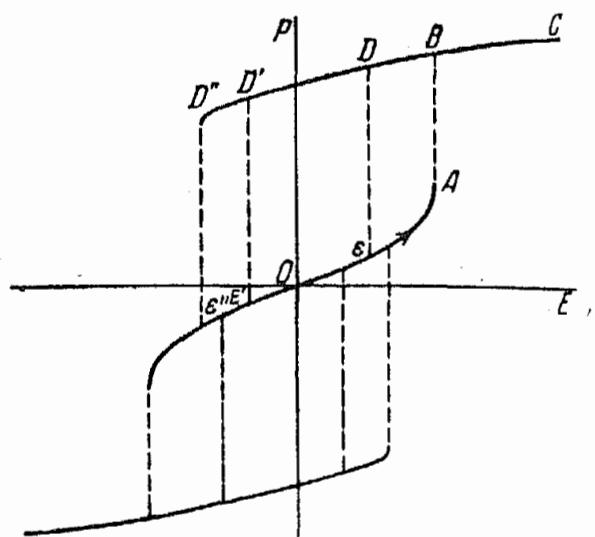


Рис. 7. Петля гистерезиса антисегнетоэлектрика

если до этого не произойдет пробой кристалла). При дальнейшем увеличении напряженности поля поляризация увеличивается по кривой BC . С уменьшением поля поляризация будет изменяться по кривым CBD , CBD' или CBD'' , причем на этих участках $P_a = P_b$. В точках D , D' или D'' произойдет изменение направления вектора \mathbf{P}_b на 180° , кристалл снова перейдет в антисегнетоэлектрическое состояние. Аналогичную зависимость поляризации от напряженности поля получаем при изменении направления приложенного поля. Таким образом имеем своеобразную петлю гистерезиса (рис. 7).

Критические поля, при которых кристалл из антисегнетоэлектрического состояния переходит в сегнетоэлектрическое, и обратно, соответствует, как уже указывалось ранее, совпадению точек μ и ν (рис. 6). Из условия касания кривых (3.2) имеем

$$(P_a P_b)^2 + \frac{\alpha_1}{3\beta} (P_a^2 + P_b^2) + \frac{\alpha_1^2 - \alpha_2^2}{9\beta^2} = 0. \quad (3.6)$$

Отсюда, используя (3.2), можно найти координаты точек A , B и D (D' , D''). Однако вначале путем почлененного вычитания и сложения заменим систему уравнений (3.2) ей эквивалентной:

$$(P_a - P_b) [\alpha_1 - \alpha_2 + \beta (P_a^2 + P_b^2 + P_a P_b)] = 0, \quad (3.7a)$$

$$(P_a + P_b) [\alpha_1 + \alpha_2 + \beta (P_a^2 + P_b^2 - P_a P_b)] = E. \quad (3.7b)$$

Из (3.7a) находим

$$P_a = P_b, \quad (3.8a)$$

$$P_a^2 + P_b^2 + P_a P_b = -(\alpha_1 - \alpha_2) / \beta. \quad (3.8b)$$

Для сегнетоэлектрической области ($P_a + P_b = P$ и $P_a = P_b$) из (3.7б) получаем

$$P^3 + 4 \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{\beta} P - 4 \frac{E}{\beta} = 0. \quad (3.9)$$

Для определения величины $P_a P_b$ в антисегнетоэлектрической области исключим величину $P_a^2 + P_b^2$ в (3.7б) и (3.8б). Тогда имеем

$$(P_a P_b)^3 - \frac{\alpha_1 + \alpha_2}{\beta} (P_a P_b)^2 - \alpha_2 \frac{\alpha_2 - 2\alpha_1}{\beta^2} P_a P_b + \alpha_2^2 \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{\beta^3} - \frac{E^2}{4\beta^3} = 0. \quad (3.10)$$

Определим координаты точки A . Величины P_a , P_b и E , характеризующие точку A , удовлетворяют (3.8б), (3.10) и (3.6). Подставив значение $P_a^2 + P_b^2$ из (3.6) в (3.8б), находим

$$(P_a P_b)^2 - \frac{\alpha_1}{3\beta} P_a P_b - \frac{2\alpha_1^2 - 3\alpha_1 \alpha_2 + \alpha_2^2}{9\beta^2} = 0. \quad (3.11)$$

Уравнение (3.11) имеет два решения:

$$1) P_a P_b = -(\alpha_1 - \alpha_2) / 3\beta, \quad (3.12a)$$

$$2) P_a P_b = (2\alpha_1 - \alpha_2) / 3\beta. \quad (3.12b)$$

Выбираем второе решение, так как в точке A , $P_a P_b < 0$ и $\alpha_2 > \alpha_1 / 2$. Складывая (3.12б) и (3.8б), получаем

$$P_A = (P_a + P_b)_A = \sqrt{(2\alpha_2 - \alpha_1) / 3\beta}. \quad (3.13)$$

Критическую напряженность поля в точке A определяем, подставив (3.12б) в (3.10)

$$E_A = (4/3 \sqrt{3\beta}) (2\alpha_2 - \alpha_1)^{1/2}. \quad (3.14)$$

Прежде чем перейти к определению координат точек B и D , исследуем наклон кривой OA в точках O и A . Для этого из (3.2а) и (3.2б) находим выражения для $\frac{dP_a}{dE}$, $\frac{dP_b}{dE}$ и $\frac{dP}{dE} = \frac{d(P_a + P_b)}{dE}$:

$$\frac{dP_a}{dE} = \frac{1}{2} \frac{3\beta P_b^2 + \alpha_1 - \alpha_2}{(3\beta P_a^2 + \alpha_1)(3\beta P_b^2 + \alpha_1) - \alpha_2^2},$$

$$\frac{dP_b}{dE} = \frac{1}{2} \frac{3\beta P_a^2 + \alpha_1 - \alpha_2}{(3\beta P_a^2 + \alpha_1)(3\beta P_b^2 + \alpha_1) - \alpha_2^2}.$$

Отсюда, используя (3.8б), получаем для антисегнетоэлектрического состояния

$$\frac{dP}{dE} = \frac{1}{6\beta} \frac{[(\alpha_1 + \alpha_2) / 3\beta] - P_a P_b}{P_a^2 P_b^2 + (\alpha_1 / 3\beta)(P_a^2 + P_b^2) + (\alpha_1^2 - \alpha_2^2) / 9\beta^2}. \quad (3.15)$$

В точке O , $P_{a0} = -P_{b0} = \sqrt{-(\alpha_1 - \alpha_2) / \beta}$ и

$$dP/dE = 1/2 [1/(2\alpha_2 - \alpha_1)] > 0.$$

В точке A , как это следует из выражений (3.15), (3.12б) и (3.6), $dP/dE = \infty$.

Таким образом, в отличие от сегнетоэлектриков, полная диэлектрическая проницаемость антисегнетоэлектриков будет увеличиваться при увеличении напряженности поля.

В точке B , $E_B = E_A$. Поляризацию P_B найдем из (3.9) и (3.14):

$$P_B = \frac{2}{\sqrt[3]{3\beta}} \left[\sqrt[3]{(2\alpha_2 - \alpha_1)^{1/2}} + 3\sqrt[3]{\alpha_2(\alpha_1^2 + \alpha_2^2 - \alpha_1\alpha_2)} + \right. \\ \left. + \sqrt[3]{(2\alpha_2 - \alpha_1)^{1/2}} - 3\sqrt[3]{\alpha_2(\alpha_1^2 + \alpha_2^2 - \alpha_1\alpha_2)} \right]. \quad (3.16)$$

Поляризация в точке B примерно в четыре раза больше поляризации в точке A .

Рассмотрим точки D , D' или D'' . Критическая напряженность и поляризация найдутся из (3.8а), (3.9) и (3.6). Подставляя в (3.6) $P_a = P_b = 1/2 P$, получаем биквадратное уравнение для определения P_D :

$$P_D^4 + \frac{8\alpha_1}{3\beta} P_D^2 + \frac{16}{9} \frac{\alpha_1^2 - \alpha_2^2}{\beta^2} = 0; \quad (3.17)$$

отсюда

$$P_D = 2\sqrt{-(\alpha_1 \pm \alpha_2)/3\beta}. \quad (3.18)$$

Таким образом находим два возможных решения:

$$1) P_D^I = 2\sqrt{(\alpha_2 - \alpha_1)/3\beta}, \quad 2) P_D^{II} = 2\sqrt{-(\alpha_1 + \alpha_2)/3\beta}. \quad (3.19)$$

Подставляя эти значения в (3.9), получаем две критические напряженности:

$$1) E_D^I = \frac{4}{3\sqrt[3]{3\beta}} (\alpha_1 + 2\alpha_2) \sqrt{\alpha_2 - \alpha_1}; \quad (3.20a)$$

$$2) E_D^{II} = \frac{4}{3\sqrt[3]{3\beta}} (\alpha_1 + \alpha_2) \sqrt{-\alpha_2 - \alpha_1}. \quad (3.20b)$$

Второе решение действительно лишь при $\alpha_2 \ll -\alpha_1$. При $\alpha_2 = 0$ оба решения совпадают. Исследуем, какое из этих решений устойчиво в точке D . Условия устойчивости, как следует из (2.2), имеют вид:

$$\alpha_1 + 3\beta P_a^2 > 0, \\ \alpha_1 + 3\beta P_b^2 > 0, \\ (\alpha_1 + 3\beta P_a^2)(\alpha_1 + 3\beta P_b^2) - \alpha_1^2 > 0. \quad (3.21)$$

Подставив в (3.21) значения $P_a^2 = P_b^2 = 1/4 P_D^2$ из (3.19), находим, что в точке D устойчиво первое решение, если $\alpha_2 > 0$, и второе, — если $\alpha_2 < 0$.

Ранее было показано, что в интервале $\alpha_1/2 < \alpha_2 < 0$ антисегнетоэлектрическое состояние является метастабильным. Поэтому, если в точке D кристалл находится в сегнетоэлектрическом состоянии, то он при $\alpha_2 < 0$ и дальше будет оставаться сегнетоэлектриком. Отсюда следует, что $\alpha_2 > 0$ и справедливо первое решение. В зависимости от соотношения α_1 и α_2 напряженность поля E_D может быть как больше нуля (точка D), так и меньше нуля (точки D' и D''). Ана-

логичные петли гистерезиса могут наблюдаться в полидоменном сегнетоэлектрике при антипараллельном расположении доменов. При $\alpha_2 \leq 0$ петля имеет форму, типичную для сегнетоэлектриков [4], т. е. в этом случае в сильных полях кристалл может находиться только в сегнетоэлектрическом состоянии.

Если рассмотреть в электрическом поле поведение системы, термодинамический потенциал которой при $E = 0$ описывается формулой (2.12), то можно легко определить диэлектрическую проницаемость в слабых полях вблизи точек перехода. При переходе I рода как из антисегнетоэлектрической области, так и из сегнетоэлектрической в параэлектрическую, диэлектрическая проницаемость увеличивается скачком в четыре раза. Впервые этот результат для сегнетоэлектрического перехода получил Гинзбург [5]. Правда, если в разложении термодинамического потенциала учесть члены более высоких степеней, чем P^6 , то изменение ϵ в точках перехода будет еще большим [3]. При переходе из сегнетоэлектрической области в антисегнетоэлектрическую и при переходе в обратном направлении ϵ также терпит разрыв непрерывности.

Таким образом в результате термодинамического рассмотрения фазовых переходов удалось установить ряд закономерностей для антисегнетоэлектриков. Безусловно, дальнейшее развитие термодинамической теории и создание молекулярной теории антисегнетоэлектриков позволят расширить наши представления об этих кристаллах. В связи с этим следует отметить, что недавно была сделана попытка разработать теорию антисегнетоэлектриков на основе модели диполей, могущих вращаться в узлах решетки [6]. Однако при использовании модели вращающихся диполей не могут быть объяснены как сегнетоэлектрическое, так и антисегнетоэлектрическое состояния. Это непосредственно можно усмотреть из расчетов Оизагера, который показал, что реактивное поле вращающейся молекулы не создает ориентирующего момента, чем исключается возможность спонтанной поляризации [7]. Возникновение спонтанной поляризации можно объяснить только смещением или перебросом ионов в кристаллах. Поэтому все выводы, сделанные в [6], следует проверить.

Институт химии силикатов
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
12 октября 1953 г.

Литература

- [1] C. Kittel. Phys. Rev., 82, 729, 1951. — [2] Л. Ландау. Sow. Phys., 4, 675, 1933. — [3] W. P. Mason. Phys. Rev., 88, 480, 1952. — [4] Г. А. Смоленский и В. Х. Козловский. Журн. техн. физики, 23, 445, 1953. — [5] В. Л. Гинзбург. ЖЭТФ, 15, 739, 1945. — [6] Y. Tagagi. Phys. Rev., 85, 315, 1952. — [7] Г. И. Скапави. Физика диэлектриков, ГИТТЛ, 1949.

ОБ ОПРЕДЕЛЕНИИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ГЛУБИНЫ УРОВНЕЙ ЗАХВАТА ЭЛЕКТРОНОВ В КРИСТАЛЛОФОСФОРАХ

И. А. Парфенович

Рассматриваются способы определения энергии ϵ термической активации центров запасающих световую энергию в кристаллофосфорах, основанные на использовании кривых термического высвечивания фосфоров. Приводится вывод формул, позволяющих определить ϵ по положению максимумов кривых температурного высвечивания. Проанализирован вопрос о факторах, влияющих на точность определения ϵ .

Нарушения в кристаллической решетке, а также присутствующие в ней посторонние атомы и ионы являются источником локальных уровней захвата электронов в кристаллофосфорах. В процессе возбуждения фосфора электроны, попадающие в зону проводимости, захватываются этими уровнями, вследствие чего они и называются уровнями захвата. Электроны, локализованные на уровнях захвата, запасают энергию, которая может быть отдана в виде люминесценции. Светосумма, содержащаяся в фосфоре, в ряде случаев может быть освобождена термически в итоге равномерного нагревания фосфора. Яркость фосфора при этом изменяется, проходя через один или несколько максимумов. Этот метод извлечения светосуммы получил название температурного высвечивания, а кривые, изображающие зависимость яркости от температуры, называются кривыми температурного высвечивания. Каждый из пиков кривой температурного высвечивания соответствует определенной системе уровней захвата. Таким образом наличие нескольких пиков на кривой температурного высвечивания указывает на присутствие в фосфоре ряда систем уровней захвата.

Кривые температурного высвечивания были получены в работе [1] еще в 1930 г. Автор этой работы воспользовался ими для исследования щелочно-галоидных солей. Широкое развитие метод температурного высвечивания получил благодаря работам советских физиков. Вначале он был применен Бриллиантовым и Моргенштерн [2], Кацем и Соломонюком [3] для определения различных видов локальных уровней в кристаллах, подвергнутых действию рентгеновских лучей. Антонов-Романовский, Левшин, Моргенштерн и Трапезникова [4] с успехом применили этот метод для исследования энергетического спектра локальных уровней и изучения свойств этих уровней в двухактиваторных щелочно-земельных фосфорах. Дьяченко [5] использовал метод температурного высвечивания при изучении люминесценции неактивированных рентгенизованных щелочно-галоидных кристаллов. Применению этого метода для определения глубины залегания уровней захвата фосфоров посвящена работа [6].

Положение максимумов на кривой температурного высвечивания связано с глубиной залегания уровней захвата: чем выше температура T_m , при которой лежит максимум данной кривой, тем более глубоким уровням этот максимум соответствует. В некоторых простейших случаях может быть довольно легко установлено соотношение между глубиной залегания уровня энергии ϵ и T_m . Авторы [6]

рассмотрели вопрос о глубине уровней захвата для того случая, когда освобожденный с уровня электрон не испытывает повторных прилипаний, а, попав в зону проводимости, прямо направляется к ионизированному центру свечения. Если предположить, что в люминесценции участвуют электроны с уровнем захвата только одной глубины, то кинетическое уравнение электронных процессов запишется в таком виде:

$$dn/dt = -pn, \quad (1)$$

где n — концентрация ионизованных центров свечения, а p — относительная к единице времени вероятность перехода электрона с уровнем захвата в зону проводимости. Так как при температурном высвечивании электроны с уровнем захвата освобождаются за счет тепловой энергии решетки, то p определяется из следующего соотношения:

$$p = p_0 e^{-\epsilon/kT}, \quad (2)$$

где ϵ — глубина уровня захвата, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура и p_0 — величина, пропорциональная частоте эффективных соударений, способных освобождать электроны с уровнем захвата; p_0 незначительно изменяется с температурой и в первом приближении может рассматриваться как величина, постоянная для данного фосфора.

Обозначим скорость нагревания фосфора через β , тогда

$$dT = \beta dt. \quad (3)$$

Интегрируя (1) с учетом (2) и (3), получим

$$n = n_0 \exp \left\{ -\frac{p_0}{\beta} \int_{T_0}^T e^{-\epsilon/kT} dT \right\}. \quad (4)$$

Так как интенсивность свечения $I = pn$, то, заменяя в этой формуле p и n соответствующими выражениями (2) и (4), окончательно получим

$$I = p_0 n_0 e^{-\epsilon/kT} \exp \left\{ -\frac{p_0}{\beta} \int_{T_0}^T e^{-\epsilon/kT} dT \right\}. \quad (5)$$

Это и есть уравнение кривой температурного высвечивания, полученное в предположении наличия одной глубины и без учета повторных прилипаний электронов.

При нагревании фосфора вероятность освобождения электронов с уровнем захвата p растет, вследствие чего увеличивается интенсивность свечения. При температуре T_m интенсивность достигает максимального значения. Дальнейшее повышение температуры ведет к падению интенсивности вследствие уменьшения общего числа локализованных электронов. Авторы работы [6] считают, что интенсивность свечения достигает максимального значения при температуре, несколько более низкой, чем та, при которой вероятность освобождения электрона с уровнем захвата становится равной единице. Учитывая это, а также то обстоятельство, что T_m несколько изменяется со скоростью нагревания, они приходят к следующему соотношению:

$$p_0 \exp \left\{ -\frac{\epsilon}{kT_m [1 + f(p_0, \beta)]} \right\} = 1. \quad (6)$$

Предполагается, что $f(p_0, \beta)$ имеет значение, много меньшее единицы.

Из (6) следует, что

$$\varepsilon = \ln p_0 [1 + f(p_0, \beta)] kT_m. \quad (7)$$

Выражение (7) представляет собой искомое соотношение между ε и T_m . Для данного фосфора и при данной скорости нагревания квадратная скобка имеет постоянное значение, а поэтому можно считать, что при постоянной скорости нагревания ε пропорционально T_m и записать

$$\varepsilon = a k T_m, \quad (8)$$

где a рассматривается как величина постоянная. Воспользоваться формулой (8) для определения ε можно лишь в том случае, если известно a . Опираясь на опытные данные [7], полученные при исследовании люминесценции KCl—Tl-фосфора, авторы работы [6] установили, что при $\beta \approx 2^\circ\text{C}$ в секунду a имеет значение, близкое к 25. Это значение они считают возможным использовать также для определения ε и у других фосфоров.

Таким образом мы видим, что формула (8) получена на основе опытных данных и что при практическом ее использовании опираются на результаты, полученные для одного фосфора KCl—Tl. Но к соотношению между ε и T_m можно прийти и другим путем, строго математически. Действительно, как уже отмечалось, функция $I(T)$ имеет максимум. Исследуя (5) на экстремум, находим, что максимального значения I достигает при $T = T_m$, удовлетворяющей следующему соотношению:

$$\varepsilon = k T_m \ln (k p_0 T_m^2 / \beta \varepsilon). \quad (9)$$

Преобразуем эту формулу к виду

$$\frac{\varepsilon}{k T_m} = \ln \frac{p_0 T_m}{\beta} - \ln \frac{\varepsilon}{k T_m}. \quad (10)$$

Из опытных данных следует, что $\ln(\varepsilon/k T_m)$ составляет 10—12% от $\varepsilon/k T_m$. Следовательно, можно написать с точностью до 12%, что

$$\varepsilon = k T_m \ln \frac{p_0 T_m}{\beta}. \quad (11)$$

Заменяя ε в правой части уравнения (10) выражением (11), получим

$$\varepsilon = \left(\ln \frac{p_0 T_m}{\beta} - \ln \ln \frac{p_0 T_m}{\beta} \right) k T_m. \quad (12)$$

Формула (12) справедлива с точностью до 1—2%, что является вполне достаточным, так как эта погрешность, как мы увидим ниже, не выходит за пределы ошибок, допускаемых при экспериментальном определении $\ln p_0$. Из формулы (12) видно, что множитель в виде скобки $\left(\ln \frac{p_0 T_m}{\beta} - \ln \ln \frac{p_0 T_m}{\beta} \right)$, стоящий при $k T_m$, который мы в дальнейшем, как и в (8), будем обозначать a , зависит от p_0 , β и T_m . В отличие от (7), теперь a явно выражено через эти величины, и численное значение a может быть найдено, если будут определены p_0 , β и T_m . Определение β и T_m не представляет затруднений. T_m может быть легко измерено с погрешностью меньше 1%. Хотя при определении β и может быть допущена большая ошибка, но это на точности определения a скажется мало, так как обычно β равно нескольким единицам, а следовательно, на два с лишним порядка меньше T_m и значительно меньше p_0 . Таким образом точность, с которой находится величина a

в основном определяется точностью, с которой известно p_0 , а точнее, $\ln p_0$. Для нахождения p_0 можно прибегнуть к методу высовечивания фосфора при различных скоростях нагревания. Действительно, обозначив через β' скорость нагревания в одном опыте и через T_m' положение максимума интенсивности свечения при этой скорости и соответственно через β'' и T_m'' те же величины для второго опыта, в котором применяется другая скорость нагревания, можно написать, как это видно из (9),

$$T_m' \ln \frac{k p_0 T_m'^2}{\beta' \varepsilon} = T_m'' \ln \frac{k p_0 T_m''^2}{\beta'' \varepsilon},$$

откуда следует, что

$$\ln p_0 = \ln \frac{\varepsilon}{k} + 2 \frac{T_m'' \ln T_m'' - T_m' \ln T_m'}{T_m' - T_m''} + \frac{T_m' \ln \beta' - T_m'' \ln \beta''}{T_m' - T_m''}. \quad (13)$$

Пользуясь формулой (13), можно определить $\ln p_0$. Таким образом задача о нахождении глубины залегания уровня захвата может быть решена исчерпывающе, так как все величины, входящие в формулу (12), определяются из опыта для каждого фосфора.

Необходимо иметь в виду, что формула (12) получена в результате расчета, произведенного по мономолекулярной схеме. При выводе ее предполагалось наличие электронов на уровнях одной глубины, и повторные прилипания электронов не учитывались, т. е. она справедлива для тех случаев, когда эффективное сечение уровней активатора σ_1 значительно превосходит эффективное сечение уровней захвата σ_2 . Формула (12) должна быть справедлива, как следует из теоретических данных Антонова-Романовского [8], и в тех случаях, когда имеют место повторные прилипания, т. е., когда неравенство $\sigma_1 \gg \sigma_2$ не соблюдается, но при условии наличия значительного числа электронов на глубоких уровнях, не принимающих непосредственного участия в рассматриваемом свечении. Отсюда следует, что если кривая температурного высовечивания обладает рядом максимумов, и на самых глубоких уровнях запасена значительная светосумма, то по формуле (12) может быть рассчитана глубина всех уровней, за исключением самых глубоких.

В тех случаях, когда электроны имеются только на самых глубоких уровнях и имеют место повторные прилипания электронов, рассмотренная теория уже неприменима. Как следует из теории Адировича [9], в общем случае при любом соотношении между σ_1 и σ_2 кинетическое уравнение может быть записано в следующем виде:

$$\frac{dn}{dt} = - \frac{\sigma_1 p n^2}{\sigma_1 n + \sigma_2 (v_1 - n)}. \quad (14)$$

Здесь v_1 — полная концентрация мест на уровнях захвата, а остальные обозначения прежние. Интегрирование (14) в общем случае приводит к уравнению, выражающему зависимость n от t в неявном виде. В частном случае, когда $\sigma_1 = \sigma_2$, n может быть выражено явно. При этом условии (14) перепишется в таком виде:

$$\frac{dn}{dt} = - \frac{p}{v_1} n^2. \quad (15)$$

Уравнение (15) соответствует простой бимолекулярной схеме. Антонов-Романовский [8] показал, что расчет кривых температурного высовечивания для ряда фосфоров, свечение которых затухает по гиперболическому закону, может быть проведен в рамках этой схемы.

Интегрирование (15) с учетом (2) и (13) приводит к следующим результатам:

$$n = \left[\frac{1}{n_0} + \frac{p_0}{\nu_1 \beta} \int_{T_0}^T e^{-\varepsilon/kT} dT \right]^{-1}$$

и

$$I = \frac{p_0}{\nu_1} e^{-\varepsilon/kT} / \left(\frac{1}{n_0} + \frac{p_0}{\nu_1 \beta} \int_{T_0}^T e^{-\varepsilon/kT} dT \right)^2, \quad (16)$$

так как теперь

$$I = (p/\nu_1) n^2. \quad (17)$$

Посмотрим, как в рамках этой теории решается вопрос о соотношении между ε и T_m . Теперь уравнением кривой температурного выравнивания является (16). Дифференцирование (16) и приравнивание dI/dT нулю приводит нас к следующему результату:

$$\frac{\varepsilon}{kT_m} = \ln \frac{2p_0 n_0 T_m}{\beta \nu_1} - \ln \frac{\varepsilon}{kT_m}. \quad (18)$$

По соображениям, изложенным ранее, можно написать

$$\varepsilon \approx kT_m \ln \frac{2p_0 n_0 T_m}{\beta \nu_1},$$

$$\varepsilon = \left(\ln \frac{2p_0 n_0 T_m}{\beta \nu_1} - \ln \ln \frac{2p_0 n_0 T_m}{\beta \nu_1} \right) kT_m. \quad (19)$$

Теперь множитель при kT_m зависит не только от p_0 , β и T_m , как в (12), но и от n_0/ν_1 . Это указывает, в соответствии с опытными данными, на зависимость T_m от степени заполнения уровней захвата или, другими словами, от величины начальной светосуммы, запасенной в фосфоре. Так как эта величина неизвестна, то в общем случае формулу (19) нельзя воспользоваться для определения ε . Но если бы удалось возбудить фосфор до такого состояния, когда все глубокие уровни окажутся заполненными, т. е. когда n_0 сделается равным ν_1 , то в этом случае формулу (19) можно будет переписать так:

$$\varepsilon = \left(\ln \frac{2p_0 T_m}{\beta} - \ln \ln \frac{2p_0 T_m}{\beta} \right) kT_m, \quad (20)$$

и мы опять приходим к формуле

$$\varepsilon = a k T_m,$$

где

$$a = \ln \frac{2p_0 T_m}{\beta} - \ln \ln \frac{2p_0 T_m}{\beta}.$$

Следовательно и простая бимолекулярная теория приводит к соотношению, подобному (12). Необходимо иметь в виду, что формула (20) строго справедлива только при $n_0 = \nu_1$.

Антонов-Романовский [10] считает, что высвечивающее действие возбуждающих лучей является основным препятствием к достижению условия $n_0 = \nu_1$. Анализ экспериментальных данных, относящихся к фосфору SrS-Eu-Sm, привел его к выводу, что наиболее глубокие уровни могут быть заполнены не более чем на 5%. Если это справедливо и для других фосфоров, свечение которых затухает по гиперболическому закону, то формула (20) будет верна с точностью до 20%. Она даст значение ε , заниженное на эту величину.

Полученные результаты показывают, что глубина залегания уровней захвата может быть определена по положению максимумов кривых температурного высвечивания. Необходимо отметить, что кривые температурного высвечивания могут претерпеть значительные изменения вследствие температурного гашения. На это обращается внимание и в^[11]. Очень наглядным примером проявления температурного гашения служит фосфор NaCl—Cu созначительным содержанием активатора, возбужденный рентгеновскими лучами^[12]. Тушение в данном случае приводит к полному исчезновению наиболее высокотемпературного пика. Отметим, что метод определения ϵ по положению максимумов кривых температурного высвечивания не является единственным. Антонов-Романовский^[8] показал, что в том случае, когда кривые температурного высвечивания состоят из одного пика, ϵ может быть определено тремя независимыми способами. Первый из них основан на экспериментальном определении зависимости p от T . Проанализировав экспериментальные данные, полученные из кривых температурного высвечивания для фосфора ZnS—Cu, Антонов-Романовский установил, что между интенсивностью свечения I и величиной запасенной в фосфоре светосуммы n имеет место соотношение (17). Пользуясь этим соотношением, можно, измерив I и n , по кривым температурного высвечивания определить p для разных температур в пределах температурного интервала, охватываемого кривой температурного высвечивания. Изобразив графически зависимость $\ln p$ от $1/T$ и убедившись в том, что она является линейной, определяют ϵ по тангенсу угла наклона прямой, уравнением которой, как следует из (2), является

$$\ln p = \ln p_0 - (\epsilon/kT).$$

Очевидно, что этот способ определения ϵ может быть применен и в том случае, когда между I и n существует зависимость, отличная от (17).

Второй способ основан на том, что в начальной стадии термического высвечивания справедливо неравенство

$$\frac{1}{n_0} \geq \frac{p_0}{v_1 \beta} \int_{T_0}^T e^{-\epsilon/kT} dT,$$

и, следовательно, уравнение (16) для начала восходящей ветви кривой температурного высвечивания может быть записано в виде

$$I = \frac{p_0 n_0^2}{v_1} e^{-\epsilon/kT}, \quad (21)$$

$$\ln I = \ln \frac{p_0 n_0^2}{v_1} - \frac{\epsilon}{kT}.$$

Таким образом, изобразив зависимость I от $1/T$ по данным опыта в полулогарифмических координатах и убедившись в том, что экспериментальные точки ложатся на прямую, можно по тангенсу угла наклона прямой определить ϵ . Найденное по этому способу ϵ для ZnS—Cu-фосфора оказалось в весьма хорошем согласии со значением ϵ , определенным по первому способу. Заметим, что характер зависимости I от T в начальной стадии, как это следует из (5), будет таким же и в том случае, когда рекомбинационный процесс протекает по мономолекулярной схеме. Действительно, в начале температурного высвечивания

$$\frac{p_0}{\beta} \int_{T_0}^T e^{-\epsilon/kT} dT \ll \frac{\epsilon}{kT},$$

а поэтому для начальной стадии можно написать

$$I = p_0 n_0 e^{-\epsilon/kT}.$$

Этот результат в отношении зависимости I от T совпадает с тем, который выражен соотношением (21).

Третий способ основан на использовании нисходящей ветви кривой температурного высвечивания. Как следует из (15), уравнение нисходящей ветви этой кривой может быть записано в виде

$$I = \frac{\beta}{p_0 C} e^{\epsilon/kT}, \quad (22)$$

где $C = \text{const.}$

Как показывает выражение (22), теперь, как и во втором случае, используя графический метод, можно определить ϵ . Три способа Антонова-Романовского отличаются тем, что их применение не связано с необходимостью определения p_0 и β . Они могут быть применены при любой степени заполнения уровней электронами. Эти обстоятельства весьма существенны, так как, как мы видели, определение p_0 сопряжено с большой ошибкой. Вместе с тем необходимо отметить, что и последние три способа могут давать значительную ошибку, величина которой в большой степени будет зависеть от того, насколько хорошо экспериментальные точки в полулогарифмических координатах ложатся на прямые. Одним из существенных источников ошибок является наличие искажения пика, вызванное температурным гашением. Температурное гашение влечет за собою более крутой спад нисходящей ветви, чем это следует из уравнения (22), и, следовательно, определенное этим способом ϵ окажется больше истинного. Менее чувствительным по отношению к температурному гашению является способ определения ϵ по положению максимума интенсивности свечения. Тем не менее не считаться с температурным гашением и здесь нельзя. В одних случаях оно может повести за собою смещение максимума в сторону более низких температур; в других, как это мы видим на примере $\text{NaCl}-\text{Си-фосфора}$, привести к полному исчезновению высокотемпературного пика.

В итоге анализа вопроса об определении глубины залегания уровней захвата мы приходим к выводу, что глубина всех уровней, за исключением самых глубоких, которым соответствует последний пик на кривой температурного высвечивания, может быть определена по положению максимумов этой кривой. При этом используется формула (12), по которой и вычисляется ϵ . Входящее в эту формулу выражение $\ln p_0$ должно быть определено для каждого фосфора в отдельности. Глубина самых глубоких уровней может быть определена по способу Антонова-Романовского. Возможно также использование и метода, основанного на определении T_m . Но для глубоких уровней этот метод следует применять с осторожностью. Для правильного решения вопроса в этом случае необходимо предварительно выявить характер кинетики процесса, убедиться в отсутствии влияния температурного гашения на положение максимумов кривой термического высвечивания. Только при соблюдении этих условий можно считать результаты, полученные различными способами, равноценными в отношении точности. Что касается точности определения ϵ , то, как показывает анализ ошибок, максимальная погрешность этих определений составляет приблизительно 20%.

Литература

- [1] F. Urbach. Wien. Ber., IIa, 139, 353, 363, 1930. — [2] Н. А. Бриллиантов и З. Л. Моргенштерн. ЖЭТФ, 8, 401, 1938. — [3] М. Л. Кац и Р. Е. Соловьев. ДАН СССР, 24, 682, 1939. — [4] В. В. Антонов-Романовский, В. Л. Левшин, З. Л. Моргенштерн и З. А. Трапезникова. ДАН СССР, 54, 19, 1946; ЖЭТФ, 17, 949, 1947; Изв. АН СССР, серия физич., 13, 75, 1949. — [5] М. Н. Дьяченко. ЖЭТФ, 10, 288, 1940. — [6] J. T. Randall и M. H. F. Wilkins. Proc. Roy. Soc. A, 184, 366, 1945. — [7] W. Bünge и W. Flechsig. ZS. f. Phys., 67, 42, 1931. — [8] В. В. Антонов-Романовский. Изв. АН СССР, серия физич., 10, 477, 1946. — [9] Э. И. Адирович. Некоторые вопросы теории люминесценции кристаллов. ГИТЛ, 1951. — [10] В. В. Антонов-Романовский. Изв. АН СССР, серия физич., 15, 637, 1951. — [11] M. Schön. Naturwiss., 38, 235, 1951. — [12] И. А. Парфиянович. ЖЭТФ, 21, 314, 1951.

КОЛЕБАТЕЛЬНЫЕ СПЕКТРЫ АРОМАТИЧЕСКИХ СОЕДИНЕНИЙ. II

РАСЧЕТ И ИНТЕРПРЕТАЦИЯ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СПЕКТРОВ ТОЛУОЛА

M. A. Kovner

Выполнен расчет частот симметричных колебаний толуола и предложена полная интерпретация фундаментальных и составных частот колебаний и обертонов, наблюденных в спектрах комбинационного рассеяния и инфракрасных спектрах толуола.

1. Краткий обзор экспериментального материала

Спектр комбинационного рассеяния и инфракрасный спектр толуола исследовались неоднократно. Спектры комбинационного рассеяния, полученные до 1941 г., приводятся в [1] (38 частот). Далее, неполные сведения по спектру комбинационного рассеяния приведены в работе [2] (6 частот). В 1950 г. авторами работы [3] частоты в спектре комбинационного рассеяния толуола были измерены заново с большой точностью (32 частоты). Численные значения частот в [1] и [3] практически совпадают. Однако авторы [3] не подтвердили наличие приведенных в [1] частот 294, 977, 993, 1189, 1278, 1301, 1445, 1623 см⁻¹. Вместе с тем в [3] были найдены новые линии 2737 и 2954 см⁻¹. В работе [4] приводятся результаты изучения спектров комбинационного рассеяния дейтеротолуолов. Однако в этой работе для каждой молекулы дается не более 17 частот. Наконец, исследование спектра комбинационного рассеяния толуола было выполнено автором работы [5], который нашел 23 частоты, причем за небольшими исключениями, обсужденными ниже, последние совпадают с частотами, найденными в [3]. Из нашего краткого обзора следует, что данные различных авторов отличаются как по числу линий, так и по значениям отдельных частот спектра комбинационного рассеяния толуола.

Исследование инфракрасного спектра толуола следует признать вообще неполным. Так, в [6] приводятся значения 10 частот в области 6—16 μ. Правда, эти частоты почти полностью совпадают с соответствующими частотами спектра комбинационного рассеяния, найденными в [3]. В работе [2] также даны значения только 10 частот инфракрасного спектра. Наконец, авторы работы [7] установили в инфракрасном спектре толуола наличие четырех максимумов поглощения в области 5—6 μ и подчеркнули важность этих линий для аналитических целей. Эти авторы отметили также необходимость теоретического рассмотрения всей проблемы нормальных колебаний замещенных бензолов, а следовательно, в частности, и толуола. К аналогичному выводу можно прийти также на основании всего изложенного выше.

Попытка расчета некоторых частот колебаний толуола была предпринята в работе [4]. Однако в этой работе для молекулы толуола была принята слишком грубая модель систе-

из семи атомов углерода с массами 15, 13, 12. Очевидно, что такая модель не может привести ни к правильному значению числа частот, ни к сколько-нибудь разумной классификации частот по симметрии. Кроме того, при рассмотрении интерпретации спектра, предложенной в [4], трудно установить, что разумеется под «классом A_1'' — колебания симметрии A' группы C_s или колебания симметрии A_1 группы C_{2v} одноатомно замещенного бензола.

В настоящей работе мы предприняли систематический расчет частот симметричных колебаний $A' C_s$ толуола на основе выполненного в предыдущей работе [8] расчета частот плоских колебаний монодейтеробензола.

2. Предварительная классификация колебаний и координаты симметрии

Из таблицы характеров группы C_s [9] следует, что из 39 колебаний молекулы толуола 26 симметричны (A') и 13 антисимметричны (A'') относительно плоскости бензольного кольца, являющейся плоскостью симметрии. Обозначения 36 естественных колебательных координат представлены на рисунке. Из этих координат можно образовать 36 координат точной симметрии группы C_s :

$$A': Q_1, Q_2, Q_3, Q_4, Q_5, Q_6, Q_0;$$

$$\beta_1, \beta_2, \beta_3, \beta_4, \beta_5, \beta_6, \beta_7, \beta_8, \beta_9, \beta_{10}, \beta_{11}, \beta_{12}, \beta_{c1} + \beta_{c2}, \beta_{c3};$$

$$\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3, \gamma_4, \gamma_5, \gamma_6;$$

$$\alpha_{13} + \alpha_{23}, \alpha_{12}$$

$$q_1, q_2, q_3, q_5, q_6, q_{11} + q_{22}, q_{33}.$$

Между 36 координатами A' имеется 10 дополнительных соотношений: 9, аналогичных существующим для бензола, и соотношение $\beta_{c1} + \beta_{c2} + \beta_{c3} + \alpha_{12} + \alpha_{13} + \alpha_{23} = 0$ [9].

Антисимметричные колебания должны описываться следующими координатами симметрии:

$A'': \xi$ — крутильное колебание группы CH_3 относительно оси $\text{C} - \text{C}$; $\rho_1, \rho_2, \rho_3, \rho_5, \rho_6, \rho_0$ — изгибы связей $\text{C} - \text{H}$ кольца и связи $\text{C} - \text{C}$; $x_1, x_2, x_3, x_4, x_5, x_6$ — координаты, характеризующие выход связей $\text{C} - \text{C}$ кольца из плоскости двух соседних связей; $\beta_{c1} - \beta_{c2}$, $\alpha_{13} - \alpha_{23}$, $q_{11} - q_{22}$ — антисимметричные координаты группы CH_3 .

Между 6 координатами A'' типа x имеются 3 дополнительных соотношения. Последние нас в дальнейшем интересовать не будут.

Решение задачи в значительной мере облегчается введением вместо координат точной симметрии координат приближенной симметрии, обеспечивающих неполную диагонализацию матриц коэффициентов кинематического, динамического и полного взаимодействий и позволяющих непосредственно воспользоваться результатами расчета частот $\text{C}_6\text{H}_5\text{D}$ [8], а также дающих возможность сравнения частот $\text{C}_6\text{H}_5\text{D}$ и $\text{C}_6\text{H}_5\text{CH}_3$. Такие координаты вводятся на основании приближенной симметрии групп атомов $\text{C}_6\text{H}_5\text{C}$ (C_{2v}) и CH_3 (C_{3v}), причем первые совпадают с координатами симметрии $\text{C}_6\text{H}_5\text{D}$ (C_{2v}), а 9 координат приближенной симметрии для группы CH_3 даны в [9].

3. Составление векового уравнения

Кинематические коэффициенты бензола были вычислены в [8], а группы CH_3 табулированы в [9]. Приводим здесь лишь некоторые

Таблица 1

Некоторые кинематические коэффициенты естественных координат толуола (см. рис. 1)

	Q_0	β_5	β_6	β_7	β_{c1}	β_{c2}	β_{c3}	α_{12}	α_{13}	α_{23}	q_{11}	q_{22}	q_{33}	Q_3	Q_4	γ_3	γ_4
Q_0	0,181	0,062	-0,062	-0,062	-0,085	-0,085	0,085	0,085	0,085	0,085	-0,030	-0,030	-0,030	-0,045	-0,062	-0,062	0,123
β_5	1,273	-0,172	-0,003	0,012	-0,024	0,012	-0,024	0	0	0	0	0	0	-0,078	-0,062	-0,140	-0,028
β_6					-0,113	-0,068	-0,068	0,136	-0,085	0,043	0,043	0,030	0,030	0,060	0,055	0,117	0,165
β_7					0,252	0,068	0,068	-0,136	0,085	-0,043	-0,043	-0,030	-0,030	0,060	0,117	-0,055	0,003
β_{c1}						0,252	0,068	-0,136	0,085	-0,043	-0,043	-0,030	-0,030	0,060	0,028	-0,028	-0,139
β_{c2}							1,224	0,009	-0,009	-0,518	-0,518	-0,206	-0,206	0,060	0,073	0,073	0,012
β_{c3}								1,224	0,009	-0,518	-0,518	-0,206	-0,206	0,060	0,073	0,073	0

коэффициенты, необходимые для расчета частот толуола (табл. 1 и рис. 1)¹. Сравнение частот колебаний монодетеробензола и толуола позволяет прийти к выводу, что большинство частот кольца изменяется незначительно. Все же появляются и некоторые новые частоты (см. ниже). Очевидно, что возможны два предположения:

1) силовое поле кольца претерпевает некоторые изменения при замещении $D \rightarrow CH_3$;

2) силовое поле кольца остается практически неизменным, а наблюдающиеся различия в частотах обусловлены исключительно изменением кинематических коэффициентов.

Справедливость любого из этих предположений может быть установлена лишь на основании расчета. Мы вначале исходили из первого предположения. Однако оно оказалось излишним. Для получения удовлетворительного совпадения вычисленных частот с наблюдеными (в пределах точности, вообще доступной для данного метода расчета) оказалось возможным использование силовых постоянных [8] (2) и силовых постоянных табл. 40 работы [9], вычисленных для группы CH_3 на основании спектра этана. Силовые постоянные пар координат β_{ca} , β_6 и β_{cs} , β_7 мы положили равными соответственно 0,12 и -0,02, а β_{ct} , β_5 , β_{ci} , β_8 ; α_{1h} , β_6 ; α_{1h} , β_7 ; q_{11} , β_6 ; q_{11} , β_7 ; β_{ci} , γ_3 ; β_{ci} , γ_5 ; β_{ci} , γ_4 ; β_{ci} , Q_3 ; β_{ci} , Q_4 равными нулю по аналогии с расчетом этана [9]. Взаимодействие между фенильной и метильной группами передается через связь C—C и прилежащие к этой связи углы и в общем невелико в сравнении с взаимодействиями внутри этих групп.

Перемножая матрицы кинематических коэффициентов и силовых постоянных, мы получили вековое уравнение. Упрощение последнего достигается путем нового преобразования координат по формулам типа (8.17) – (8.20) работы [9], в результате которого в вековом уравнении значительно возрастает число нулей. Именно эти последние координаты указаны в табл. 2 как линейные комбинации естественных координат. После этого

¹ В № 7 табл. 21 в [9] имеется опечатка: $\beta_{10} - 1/3\sigma - \sigma^3 = +0,009$.

преобразования и некоторых пренебрежений небольшими коэффициентами полного взаимодействия вековое уравнение было решено по методу последовательной диагонализации [9].

В табл. 2 даны вычисленные нами частоты $C_6H_5CH_3$, наблюденные различными авторами частоты $C_6H_5CH_3$, а также для сравнения наблюденные и вычисленные частоты C_6H_6 и C_6H_5D , уже табулированные в работе [8]. При этом в табл. 2 помещены лишь частоты $C_6H_5CH_3$, которые мы относим к фундаментальным, а остальные наблюденные частоты обсуждены особо. В табл. 3 даны частоты неплоских колебаний C_6H_6 , C_6H_5D и антисимметричных колебаний $A'' C_6H_5CH_3$, подвергнутые в данной работе лишь качественному рассмотрению.

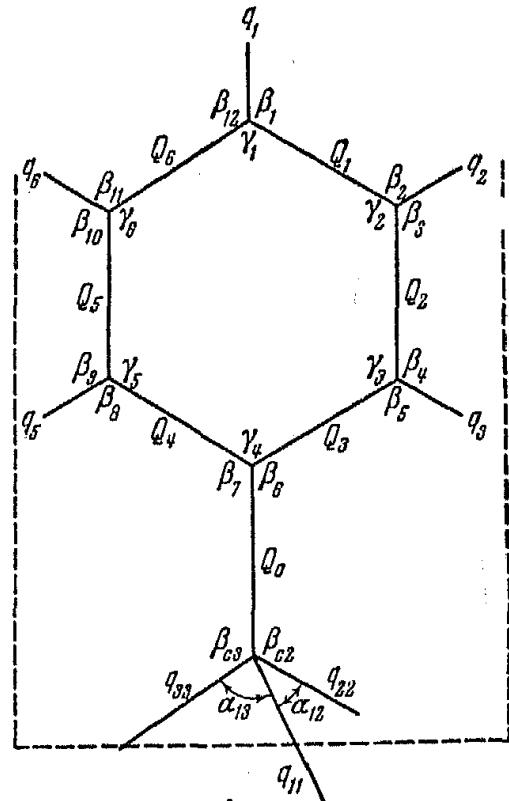
4. Обсуждение результатов

Симметричные колебания (табл. 2)

№ 1 и 7. Линии 992 и 980 являются интенсивными². Следовало бы ожидать появления линии близкой частоты в спектре толуола. Слабая линия 993 [1] не может быть отнесена к этой частоте, так как при переходе от C_6H_5D к $C_6H_5CH_3$ невырожденная частота должна понижаться. Расчет приводит к значению 812. Однако линия 812 слишком слабая, и поэтому отнесение ее к фундаментальной сомнительно. В действительности, по нашему мнению, имеет место следующее: в бензоле частоты 992 и 1010 принадлежат к разным типам симметрии и не взаимодействуют. При последовательном понижении симметрии в результате взаимодействия частот увеличивается их отталкивание, что непосредственно видно из таблицы. Таким образом аналогом линии 992 бензола следует считать интенсивную линию 786.

№ 3 и 15. При снятии вырождения происходит расщепление частоты 606 $E_g^+ C_6H_6$ на две. В случае C_6H_5D снятие вырождения остается почти незаметным. Величина расщепления возрастает по мере увеличения массы заместителя и достигает в толуоле 102 см^{-1} . Линия 623 деполяризована, но это не противоречит отнесению ее к колебаниям A' толуола, так как она соответствует деполяризованной линии 606 $E_g^+ C_6H_6$.

№ 6. Эта частота представляет особый интерес. Она соответствует колебанию связи $C - D$ в C_6H_5D и должна являться частотой колебания связи $C - C$. Обширный экспериментальный материал [9] свидетельствует о том, что эта частота обычно принимает значения порядка 990—1160. При таком допущении линия 1211 никак не могла бы быть интерпретирована. Второе допущение могло бы заключаться в том, что в толуоле значительно повышается силовая постоянная связи $C - C$.



² Используемые здесь сведения об интенсивностях содержатся в цитируемых работах [1, 3, 5—7].

Таблица 2

Наблюденные и вычисленные частоты плоских колебаний C_6H_6 , C_6H_5D и симметричных колебаний $C_6H_5CH_3$

№ по пор. Комбинац. рассеян. и инфракрас- сные [⁴]	C_6H_6			C_6H_5D			$C_6H_5CH_3 (A')$		
	Комбинац. рассеян. и инфракрас- сные [⁴]	Выч. [⁶]	Выч. [⁶]	Комбинац. рассеян. [³]	Инфракрас- сные [²]	Инфракрас- сные [²]	Комбинац. рассеян. [³]	Комбинац. рассеян. [⁴]	Выч. Выч.
1	992	A_{1g}	990	A_1	986	786	786	781	812
2	3062	A_{1g}	3062	A_1	3062	3067	—	—	3060
3	606	$E_g^+ I$	600	A_1	605	524	524	—	$\gamma_1 + \gamma_4$
4	1178	$E_g^+ I$	1170	A_1	1165	1177	1181	1172	507
5	1596	$E_g^+ I$	1589	A_1	1576	1604	1605	—	1166
6	3047	$E_g^+ I$	3049	A_1	2285	1208	1211	—	$\beta_4 + \beta_9 + \beta_3 + \beta_{10}$
7	1010	B_{1u}	1008	A_1	993	1004	1004	1003	$\gamma_1 + Q_6 - Q_3 - Q_4$
8	3060	B_{1u}	3059	A_1	3056	3054	3054	—	3057
9	1037	$E_u^- II$	1024	A_1	1020	1030	1031	1027	$q_3 + q_5 + q_2 + q_6$
10	1485	$E_u^- II$	1480	A_1	1479	1502	1504	1497	1494
11	3080	$E_u^- II$	3074	A_1	3064	—	—	—	3066
12	1037	$E_u^- I$	1024	B_1	1047	1090	—	1071	1054

Таблица 2 (продолжение)

№ по пор.	C ₆ H ₆			C ₆ H ₆ D			C ₆ H ₅ CH ₃ (A')			Координаты приближенной симметрии	
	Комбинац. рассеян. и инфракрас- ные [n]	Выч. [e]	Комбинац. рассеян. и инфракрас- ные [n]	Выч. [e]	Комбинац. рассеян. [1]	Комбинац. рассеян. [1]	Инфракрас- ные [e]	Инфракрас- ные [e]	Комбинац. рассеян. [e]	Выч.	
13	4485	E_u^- 1	1480	1450	B_1	1446	1433	1439	—	—	$\beta_1 - \beta_{12}$
44	3080	E_u^- 1	3074	3079	B_1	3075	—	—	—	—	$q_3 - q_5 + q_2 - q_6$
45	606	E_g^+ II	600	603	B_1	601	623	623	—	—	$\gamma_3 - \gamma_5 + \gamma_6 - \gamma_2$
46	1478	E_g^+ II	1170	1158	B_1	1141	1155	1156	—	—	$\beta_5 - \beta_8 + \beta_2 - \beta_{11}$
47	1596	E_g^+ II	1589	1574	B_1	1585	1585	1586	—	—	1457
48	3047	E_g^+ II	3049	3041	B_1	3049	3034	3032	—	—	1590
49	1326	A_{2g}	1319	1292	B_1	1296	1278	—	—	—	1585
50	1110	B_{2u}	1099	858	B_1	849	216	217	—	—	3030
21	1648	B_{2u}	4655	1624	B_1	1642	1623	—	—	—	3049
22									1379	—	1648
23									2920	—	1378
24									—	—	2899
25									—	—	971
26									1472	—	1487
									2980	—	2976
									2979	2981	—
									—	—	$q_{11} + q_{22} + q_{33}$
									—	—	$\beta_{c3} - 1/2\beta_{c1} - 1/2\beta_{c2}$
									—	—	$\alpha_{12} - 1/2\alpha_{13} - 1/2\alpha_{23}$
									2976	—	$q_{33} - 1/2q_{11} - 1/2q_{22}$

Однако, как уже сказано выше, это допущение оказалось излишним. Нами было принято обычное значение $K_Q = 7,02$. Как показал при этом расчет, частота С—С повышается только благодаря взаимодействию с колебаниями кольца. Отсюда также видно, насколько неосновательны делаемые иногда вследствие изменения частоты выводы об изменении силового поля в молекуле. Как видно из [3], частоту ~ 1200 следует считать типичной для связи С—С многих алкилзамещенных бензолов.

№ 12. При снятии вырождения происходит расщепление линии 1037 бензола на линии 1031 и 1076. Однако дальнейшее повышение частоты при переходе от C_6H_5D к $C_6H_5CH_3$ мало вероятно. Поэтому значения 1085 и 1090 следует считать найденными с некоторым превышением. Учитывая еще, что все частоты строки № 12 вычислены нами с некоторой недооценкой, следует считать значение 1057—1070 наиболее вероятным для данной частоты.

№ 19. Эта частота неактивна как в спектре комбинационного рассеяния, так и в инфракрасном спектре бензола. Она обладает малой интенсивностью в случае C_6H_5D . Следует ожидать появления в спектре комбинационного рассеяния слабой линии с частотой ~ 1292 . Такая линия указана Кольраушем (1278 см^{-1}), и это значение частоты подтверждается нашим расчетом.

№ 20. В то время как почти все частоты C_6H_5D мало изменяются при переходе к толуолу, эта частота понижается резко. Из матрицы кинематических коэффициентов непосредственно видно, что частота колебаний углов β_6 и β_7 весьма чувствительна к массе заместителя X в C_6H_5X . В интерпретации частоты № 20 толуола наглядно видна роль нашего расчета, без которого к этой частоте можно было бы отнести линию 842, близкую к 858 C_6H_5D . В действительности 842 относится к антисимметричным колебаниям (см. ниже). Линию 217 можно было бы еще отнести к крутильному колебанию. Но в случае наличия оси симметрии третьего порядка [10] это колебание не может проявиться в спектре комбинационного рассеяния. С другой стороны, частота ~ 200 —250 вообще типична для углов ССС [10].

№ 21. Эта частота запрещена в спектрах комбинационного рассеяния и инфракрасном спектре бензола. Она остается неактивной в спектрах всех дейтеробензолов, для которых в работе [11] были даны лишь оценки. Поэтому частота ~ 1640 с трудом наблюдается и в спектре толуола. К ней можно отнести слабую линию 1623, приводимую Кольраушем.

№ 2, 8, 11. Из трех частот колебаний связей СН симметрии A_1 C_6H_5D в спектре комбинационного рассеяния наблюдены лишь две. Линия 3066 наблюдена в инфракрасном спектре [11]. В полном соответствии с этим в спектре комбинационного рассеяния толуола тоже наблюдены лишь две частоты, а по инфракрасному спектру толуола для этой области данные отсутствуют.

№ 14 и 18. В спектре комбинационного рассеяния толуола должны быть две частоты. Наблюдается лишь одна. Частота № 18 испытывает некоторое понижение. К сожалению, точность нашего расчета недостаточна для отображения этого изменения.

№ 23 и 26. Вычисленные частоты находятся в хорошем согласии с наблюденными и совпадают с частотами СН группы CH_3 в этане, спирте и др. [9].

№ 24. Вычисленная нами частота имеет обычный порядок частоты колебаний угла Н—С—С группы CH_3 . Но в спектрах комбинационного рассеяния многих алифатических соединений она отсутствует или является слабой ([9], стр. 404, 405, 471). Мы предполагаем, что

эта линия отсутствует в спектре комбинационного рассеяния толуола или сливается с линией № 5 табл. 3. Следует вообще отметить, что для толуола правила запрета и вырождения отсутствуют, в то время как число наблюденных частот, которые можно отнести к фундаментальным, меньше 39. Поэтому предположения об отсутствии или слиянии некоторых линий являются естественными.

№ 25. Вычисленная нами частота имеет обычный порядок частоты колебаний угла $H-C-H$. В спектрах комбинационного рассеяния большинства веществ, содержащих группы CH_3 , эта линия отсутствует или очень мало интенсивна, проявляясь главным образом в инфракрасном спектре [9]. Принимая это во внимание, легко понять данные строки № 25.

№ 4, 5, 9, 10, 13, 16, 17, 22. Интерпретация очевидна и непосредственно следует из табл. 2.

Антисимметричные колебания (табл. 3)

При составлении таблицы мы руководствовались соображениями об интенсивности линий в спектрах комбинационного рассеяния и

Таблица 3

Частоты неплоских колебаний C_6H_6 , C_6H_5D и антисимметричных колебаний $C_6H_5CH_3$

№	C_6H_6			C_6H_5D			$C_6H_5CH_3 (A'')$				Тип колебания	
	Комбинац. рассеян. [1]	Инфракрасные [11]	Выч. [11]	Комбинац. рассеян. [11]	Инфракрасные [11]	Выч. [11]	Комбинац. рассеян. [1]	Комбинац. рассеян. [3]	Инфракрасные [2]	Инфракрасные [6]		
1	849	E_g	849	—	850	A_2	—	843	842	—	843	838
2	849	E_g	849	—	779	B_2	775	—	730	729	—	735
3	405	E_u^+	—	—	—	A_2	—	405	414	—	—	—
4	405	E_u^+	—	—	380	B_2	380	—	344	346	—	342
5	—	E_u^+	—	970	—	A_2	—	970	977	—	974	—
6	—	E_u^+	—	970	922	B_2	922	—	897	895	—	904
7	—	B_{2g}^+	—	703	—	B_2	698	—	—	—	694	—
8	—	B_{2g}^+	985	—	990	B_2	995	995	993	—	—	—
9	671	A_{2u}	671	—	—	B_2	608	—	—	—	—	—
10								1445	—	—	—	—
11								—	—	—	—	—
12								3001	3002			

Антисимметричное колебание угла $H-C-H$
группы CH_3 (α)
Антисимметричное колебание угла $H-C-S$
группы CH_3 (β)
Антисимметричное валентное колебание $C-H$
группы CH_3

инфракрасном, а также характером изменения частот при переходе от C_6H_6 к C_6H_5D . Из таблицы следует, что при снятии вырождения частоты A_2 сохраняют значения, близкие к соответствующим значениям в спектре бензола, тогда как частоты B_2 испытывают заметное снижение.

Табл. 3 мы привели здесь лишь в целях полноты интерпретации и ее следует рассматривать как некоторый предварительный вариант.

отнесения, которое должно быть подтверждено расчетом. Как следует из расчета и из опытных данных, частоты колебаний метильной группы в общем сохраняют в толуоле значения, близкие к соответствующим значениям в алифатических соединениях. Поэтому частота линии № 11 должна находиться в пределах 1050—1100 ([⁹], стр. 404, 405). Она либо отсутствует в спектрах, либо совпадает с линией № 12 табл. 2.

Обертоны и составные частоты

Очевидно, что все частоты, не включенные в табл. 2 и 3 и наблюденные различными авторами, должны быть теперь интерпретированы как обертоны или составные частоты:

294 [¹] (00 ?) : 1504 — 1211;

814 — 806 [^{1,3,5}] : 1031 — 217 или 1504 — 1211 + 521;

1301 [¹] : 1085 + 216 или 786 + 521;

1321 [¹] — 1331 [³] : 2920 — 1586;

1730 [^{2,7}] : 1211 + 521;

1802 — 1807 [^{2,7}] : 1586 + 217;

1865 [⁷] : 2870 — 1004;

1942 [⁷] : 1156 + 786;

2737 [³] : 1586 + 1156;

2825 [⁵] : 1445 [¹] + 1380 ?

Это объяснение очень мало вероятно, так как при отвердевании толуола частота 2825 смещается до 2865, тогда как частота 1380 остается неизменной. Линия 2825 отмечена только в [⁵];

2870 [^{1,3}] : для этой линии мы даем объяснение, аналогичное предложенному Степановым ([⁹], т. I, стр. 512) для частот СН парафинов, а именно: частота № 23 (~2900) испытывает резонансное взаимодействие с обертоном частоты № 25, в результате которого происходит расщепление на две частоты: 2920 и 2870. Такое объяснение совместимо со значительной интенсивностью (равной 40, см. [³]) линии 2870;

2954 [³] : 1586 + 1380 = 2966 ?

3167 [³] — 3169 [¹] : 1582 × 2.

Предложенная в настоящей работе интерпретация спектров толуола почти полностью охватывает все экспериментальные данные. В свою очередь, она может послужить отправным моментом для изучения колебательных спектров других алкилбензолов.

В заключение автор приносит благодарность акад. Г. С. Ландсбергу. Автор благодарит также В. Т. Александрияна за интерес к данной работе и дискуссию.

Литература

- [1] К. Колльрауш. Спектры комбинационного рассеяния, ИИЛ, 1952, стр. 329.—
[2] A. R. Choppin, C. H. Smith. Journ. Amer. Chem. Soc., **70**, 2520, 1948.—
[3] Л. А. Бажулин, С. А. Ухолин, А. Л. Либерман, С. С. Новиков, Б. А. Казанский. Изв. АН СССР, ОХН, **5**, 501, 1950.—[4] C. H. Smith, A. R. Choppin, O. A. Nance. Journ. Amer. Chem. Soc., **72**, 3260, 1950.—
[5] A. R. Ray. Ind. Journ. Phys., **33**, 111, 1950.—[6] J. Lecomte. Le rayonnement infrarouge. Paris, II, 431, 1949.—[7] C. W. Young, R. B. Du Vall, N. Wright. Anal. Chem., **23**, 709, 1951.—[8] М. А. Ковнер. ЖЭТФ, **26**, 598, 1954.—
[9] М. В. Волькенштейн, М. А. Ельяшевич, Б. И. Степанов. Колебания молекул, ч. I, стр. 104, 401, ГИТТЛ, 1949.—[10] М. В. Волькенштейн, М. А. Ельяшевич, Б. И. Степанов. Колебания молекул, ч. II, стр. 356 и I табл. 83, ГИТТЛ, 1949.—[11] C. R. Bailey, C. K. Ingold, H. G. Poole, C. L. Wilson и др. Journ. Chem. Soc., 222—333, 1946.

О МЕТОДИКЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ВТОРИЧНОЙ ЭМИССИИ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ПРОВОДНИКОВ ИОНАМИ

У. А. Арифов, А. Х. Аюханов и С. В. Стародубцев

Рассмотрены недостатки существующих методов исследования вторичной эмиссии под действием удара ионов о мишень. Предлагаются осциллографические методы, позволяющие проводить измерения в чистых условиях опыта. Показано, что метод двойной модуляции позволяет отделить собственно вторичную эмиссию от сопутствующей поверхностной ионизации.

1. Введение

Обычный способ исследования явления вторичной эмиссии при ударе ионов состоит в том, что пучок ионов, полученный от какого-либо источника (газовый разряд, кунсмановский катод и т. п.) направляется на мишень. Вторичная электронная и ионная эмиссии измеряются при помощи гальванометрической схемы, позволяющей при надлежащем переключении раздельно оценивать токи первичных и вторичных ионов и вторичную электронную эмиссию.

Главная трудность исследования вторичной эмиссии заключается в получении чистой поверхности мишени. Действительно, известен способ обезгаживания и очищения поверхности металлов путем интенсивного нагревания. Однако в данном случае применение этого способа встречает такие препятствия, преодолеть которые, как нам кажется, до настоящего времени не удалось. Дело в том, что процесс измерения распределения вторичных частиц по энергиям требует при гальванометрическом измерении значительного времени, порядка нескольких часов и больше. Поэтому, если мишень очищена прокалкой, а затем охлаждена, то на ней за сравнительно короткое время, порядка не более 5—10 сек., образуются адсорбированные слои даже при наличии наилучших вакуумных условий. Если не приняты меры к устранению нейтральных атомов из пучка первичных ионов, это время может быть меньше в десятки и сотни раз. Поэтому в подавляющем большинстве опытов измерению подвергались не мишени, а неизвестные пленки, адсорбированные на данных мишениях. Следует заметить, что даже при идеальном вакууме и при полном очищении пучка от нейтральных частиц результаты будут искажаться адсорбцией ионов первичного пучка.

Казалось бы, что простым решением вопроса является поддержание мишени при температуре, достаточно высокой для десорбции адсорбированных пленок. Это мероприятие, могущее значительно улучшить условия опыта, обычно игнорировалось исследователями, повидимому, на основании следующих соображений. Если проводить бомбардировку накаленной мишени, то адсорбированные ионы щелочных элементов, которые обычно применялись исследователями, могут испаряться в виде ионов в результате поверхностной ионизации. Испарение положительных ионов с металлических поверхностей начинается уже при 900—1200° К. Эти ионы, не являясь по существу «вторичными», будут тем не менее зафиксированы гальванометрической схемой как «вторичные» частицы, что при-

ведет к значительным ошибкам в определении коэффициентов вторичной эмиссии. Повышение температуры мишени выше 1500° К обычно приводит к появлению настолько сильных собственных электронных и ионных эмиссий, что измерения вторичных процессов становятся невозможными.

Приведенные соображения указывают на необходимость разработки такой постановки опытов и производства измерений, при которых можно было бы, во-первых, проводить измерения за возможно короткое время с целью устранения адсорбции; во-вторых, желательно найти способ разделения истинно «вторичных» ионов, т. е. ионов, отлетающих от мишени в момент и вследствие удара первичного иона, от ионов, выбрасываемых с поверхности мишени тепловым движением атомов последней.

2. Возможности применения более совершенных методов измерения

Для уменьшения адсорбции на поверхности мишени посторонних атомов необходимо предъявлять строгие требования к вакууму и разделить ионный пучок, отделяя нейтральные атомы. Однако при этом всегда остается адсорбция ионов. Эта трудность принципиального характера, и полностью избавиться от нее невозможно. Тем не менее и этого типа адсорбцию можно свести к ничтожным величинам, для чего существуют три пути: можно уменьшать величину первичного тока, увеличить температуру мишени или, наконец, сокращать продолжительность воздействия ионного пучка на мишень.

Первый путь, дающий возможность избежать адсорбции ионов посредством работы с очень малыми первичными токами, при проверке опытом не дал положительных результатов. Мы установили, что при резком уменьшении рабочих токов большое значение приобретают токи «паразитной» проводимости, собственной электронной и ионной эмиссии при нагревании мишени, фотоэффект, наводки через емкостные связи и т. п. Выяснилось, что работать с первичными токами, меньшими 10^{-10} А, нецелесообразно.

Второй путь, связанный с уменьшением количества адсорбированных атомов (адатомов) на поверхности за счет повышения температуры мишени с принципиальной стороны не безупречен и в общем не желателен. Дело в том, что для выяснения характера явления желательно установить зависимости вторичных эффектов от температуры, как первичного фактора, тогда как обычно влияние температуры оказывается через посредство изменяющейся плотности адсорбированной пленки. В качестве примера такого неправильного истолкования роли температуры приведем одну из последних работ Еремеева [1], в которой утверждается, что с повышением температуры мишени коэффициент вторичной эмиссии электронов при ионной бомбардировке падает. Экспериментальный метод должен давать возможность изучать влияние температуры мишени на вторичную эмиссию при полностью очищенной поверхности.

Напротив, третий путь, при котором уменьшение влияния адсорбционных эффектов достигалось резким сокращением времени бомбардировки мишени, оказался не только более удобным в экспериментальном отношении, но и более совершенным с принципиальной стороны.

Нами были оценены возможности измерений вторичных процессов методами, использующими баллистические способы, амплитудные индикаторы и катодно-осциллографическую запись. Предварительные расчеты показали, что наилучшие результаты могут быть получены при применении катодных осциллографов, комбинируемых с генератором специальных импульсов.

3. Принципы применения осциллографических методов для измерения вторичной эмиссии под действием удара ионами

Обычный метод измерения вторичной эмиссии гальванометрическим способом ясен из схемы рис. 1. Пучок первичных ионов I_1 подается на мишень 2, помещенную в центре проводящего сосуда, близкого по форме к сфере. Между сферой и мишенью прикладывается электрическое поле от батареи 4, величину и направление которого можно изменять и измерять при помощи реостата 5, коммутатора 7 и вольтметра 6. Это электрическое поле тормозит частицы одного знака заряда и ускоряет частицы с противоположным зарядом. В результате при изменении разности потенциалов между электродами 2 и 3 происходит изменение токов, измеряемых гальванометрами в цепи мишени 9 и в цепи коллектора 8, в то время как показания гальванометра 10, измеряющего общий первичный ток, не меняются.

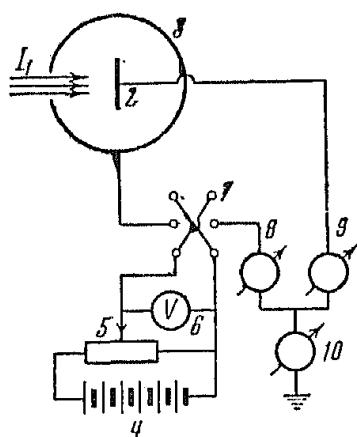


Рис. 1. Принципиальная электрическая схема гальванометрического метода измерения вторичных процессов

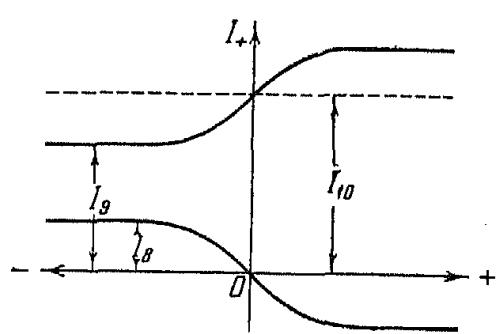


Рис. 2. Образцы вольтамперных характеристик вторичных частиц

Для получения так называемой интегральной картины распределения вторичных частиц по энергиям измеряют токи I_8 и I_9 как функцию разности потенциалов $V_{2,3}$ между электродами 2, 3 и строят графики, пример которых приведен на рис. 2. Контроль заключается в том, что алгебраическая сумма токов на мишень и на коллектор должна быть равна первичному току.

Практически измерения сводятся к тому, что после регулировки первичного пучка мишень очищается, а затем производятся одновременные отсчеты по вольтметру 6 и гальванометрам 8, 9 и 10. Операция измерений практически занимает несколько часов, так как перед снятием каждой точки приходится заново очищать мишень прокаливанием.

Процесс записи вторичных и первичных токов может быть ускорен и автоматизирован применением осциллографической схемы без принципиального изменения измерительной методики. Представим себе, что вместо гальванометра 8 или 9 подключен вход усилителя тока, соединенного с вертикальными пластинами осциллографа. Тогда отклонение электронного пучка осциллографа по вертикали будет пропорционально току I_8 или, соответственно, току I_9 . Если теперь производится вариация напряжения $V_{2,3}$, то изменения токов I_8 или I_9 будут соответствовать зависимости $I_8 = I_8(V_{2,3})$. При периодических изменениях $V_{2,3} = V_{2,3}(t)$, $I_8(t)$ будет также периодической функцией. Это дает возможность синхронизировать $I_8(t)$ «разверткой» осциллографа и получить неподвижную картину на его экране. Анализ этой картины в общем сложен и может

быть легко произведен лишь в том случае, когда напряжение V_2 , з меняется по тому же закону, что и напряжение на X -пластинах осциллографа. Так как в обычных осциллографах развертка линейная ($V_x = kt$), то если напряжение $V_{2,3}$ менять также линейно ($V_{2,3} = k_1 t$), на экране осциллографа будет возникать картина, подобная изображенной на рис. 2, конечно, с изменением масштабов вдоль осей X и Y .

Практическое осуществление осциллографической записи по этой методике может быть достигнуто при помощи схемы рис. 3. Здесь I_1 — первичный пучок, 2 — мишень, 3 — коллектор, 1 — генератор «пилюобразного» напряжения, 4 — линейный усилитель, 5 — осциллограф с линейной разверткой, R — сопротивление, шунтирующее емкостной вход усилителя. Однако для поддержания синхронности работы генераторов пилюобразного напряжения $V_{2,3}$ и генератора напряжения «развертки» в осциллографе 5 их лучше заменить одним источником периодического напряжения.

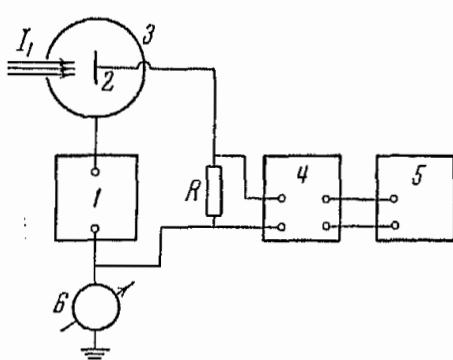


Рис. 3. Принципиальная электрическая схема осциллографического метода измерения вторичных процессов с самостоятельными источниками переменного напряжения для системы мишень — коллектор и горизонтальной развертки осциллографа

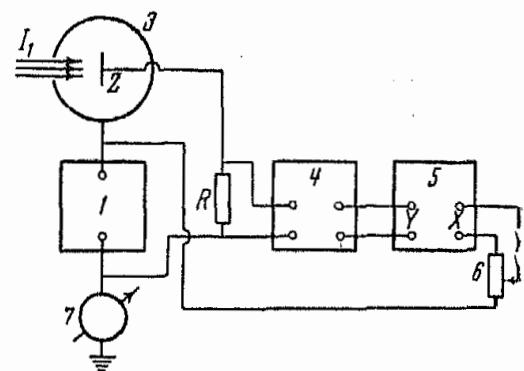


Рис. 4. Принципиальная электрическая схема осциллографического метода измерения вторичных процессов с общим источником переменного напряжения

Примененная нами схема работы измерительной части в этом случае изображена на рис. 4. Первичный пучок постоянной интенсивности контролировался гальванометром 7. Генератор периодически меняющегося напряжения 1 создавал переменную разность потенциалов между мишенью и коллектором $V_{2,3}$ и одновременно через потенциометрический делитель 6 задавал напряжение развертки на X -пластины осциллографа. Эта схема удобна тем, что в ней, независимо от того, какую форму имеют периодические импульсы от генератора 1, картина на осциллографе всегда в определенном масштабе воспроизводит кривую зависимости вторичного тока от задерживающей разности потенциалов. Действительно, если линейный усилитель 4 и схема осциллографа обеспечивают чувствительность k по оси Y , а потенциометр 6 транспонирует напряжение $V_{2,3}$ вдоль оси X , то $Y = kI(t)$ и $X = k_1 V_{2,3}(t_1)$. Но при синхронизации $t = t_1$ и $I = Y/k$, $V_{2,3}(t) = X/k_1$. Так как I и V связаны друг с другом кривой распределения

$$I = \varphi(V), \quad (1)$$

то X и Y связаны друг с другом соотношением:

$$\frac{Y}{k} = \varphi\left(\frac{X}{k_1}\right). \quad (2)$$

Таким образом кривая 2 на экране осциллографа воспроизводит в определенном масштабе зависимость (1) вторичного тока от разности потенциалов $V_{2,3}$ мишень — коллектор.

Так как при использовании схемы рис. 4 форма напряжения $V_{2,3} = V_{2,3}(t)$ не играет принципиальной роли, то допустимо использование в качестве генератора 1 источника переменного синусоидального тока достаточной частоты, генератора пилообразного напряжения и др. Однако следует иметь в виду, что только при напряжении, линейно меняющемся со временем («пилообразном»), пробег электронного пучка осциллографа вдоль оси X будет равномерным. Например, синусоидальное напряжение неудобно тем, что часть осциллограммы близ $X = 0$, соответствующая переходу от задерживающих к ускоряющим потенциалам, будет пробегаться с максимальной скоростью, и линия осциллограммы на участке перехода от ионных к электронным токам будет на фотографии слабой и плохо заметной.

Схема рис. 4 была проверена экспериментально. Для этого мы воспользовались прибором, описанным Арифовым и Аюхановым [2]. На рис. 5 (вклейка) представлена осциллограмма зависимости вторичных ионных токов (ординаты) от задерживающей разности потенциалов $V_{2,3}$ (абсциссы). Генератором переменного напряжения служил специальный источник пилообразного напряжения. В опыте использовалась частота 25 Гц. Нулевая линия (ось X) получалась путем выключения первичного тока и фотографирования прямой развертки на снимок. Общая экспозиция снимка 2 сек. Кривая относится к хорошо очищенному и обезгаженному танталу при температуре 1350° К, бомбардируемому ионами Rb.

На рис. 6 (вклейка) приведена фотография, на которой заснята аналогичная осциллограмма, полученная при бомбардировке холодной танталовой мишени, но покрытой адсорбированным слоем атомов рубидия, находящегося в равновесии с бомбардирующими пучком ионов рубидия.

Изложенный здесь осциллографический метод скоростного изучения кривых распределения по энергиям вторичных частиц позволяет ускорить процесс получения вольтамперных характеристик в несколько сот раз; он вносит элемент объективности в измерения и дает возможность получить результаты для неизменных условий на мишени. Тем не менее метод не является совершенным. Большим недостатком его является необходимость получать отдельно нулевую линию. Для того чтобы избежать неопределенности нулевой линии в осциллограммах, отделить инерционные процессы от безинерционных и, наконец, получить максимальную точность измерений, было применено модулирование не только напряжения $V_{2,3}$ (мишень — коллектор), но и первичного тока. Таким образом в нашей схеме измерений применяются две модуляции, и вторичный ток, записываемый на осциллограмме, является дважды модулированным — с частотой изменения коллекторного потенциала и с частотой прерывания первичного тока. Будем в дальнейшем именовать этот прием методом двойной модуляции.

4. Применение метода двойной модуляции к исследованию вторичной эмиссии при ударе положительными ионами [3]

Принципиальная схема применения метода двойной модуляции приведена на рис. 7. Пучок ионов, полученных поверхностной ионизацией на спирали 13, ускоряется батареей 8 и отделяется от нейтральных частиц внутри цилиндрического конденсатора 14. Вторичные частицы, возникающие при бомбардировке мишени 2, собираются коллектором 3. Модуляция интенсивности первичного ионного пучка достигается тем, что к обкладкам цилиндрического конденсатора 14 последовательно с постоянным напряжением, снимаемым с батареи 8 посредством потенциометра 7, подключается генератор П-образных импульсов 6, генерирующий прямые угольные импульсы с амплитудой в несколько десятков вольт. Переключатель 5 служит для полного прекращения доступа первичного пучка

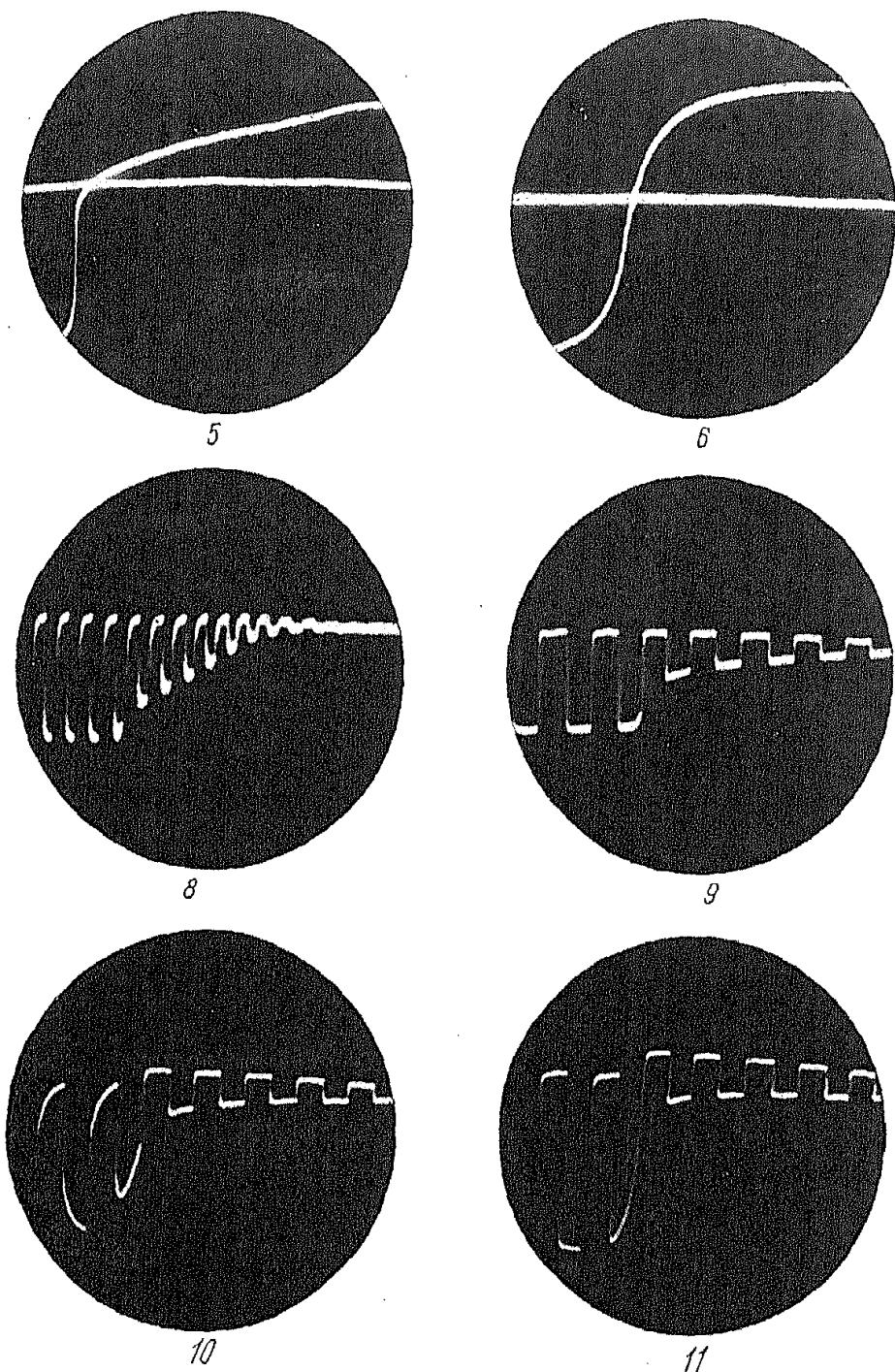


Рис. 5. Осциллограмма вольтамперной характеристики вторичной эмиссии чистой танталовой мишени, бомбардируемой ионами Rb при температуре 1350°К. Нулевая линия получена путем выключения первичного ионного пучка

Рис. 6. Осциллограмма вольтамперной характеристики вторичной эмиссии холодной (~300°К) танталовой мишени, покрытой адсорбированным слоем атомов Rb, находящимся в равновесии с бомбардирующими пучком ионов Rb

Рис. 8. Осциллограмма вольтамперной характеристики вторичной эмиссии с чистого холодного (~300°К) тантала, бомбардируемого положительными ионами Rb, с энергией 170 eV

Рис. 9. Осциллограмма вольтамперной характеристики вторичной эмиссии с чистого холодного (~300°К) вольфрама, бомбардируемого положительными ионами Rb с энергией 400 eV

Рис. 10. Осциллограмма вольтамперной характеристики вторичной эмиссии с чистого вольфрама, бомбардируемого положительными ионами Rb с энергией 400 eV, при температуре мишени $\approx 1100^{\circ}\text{K}$

Рис. 11. Осциллограмма вольтамперной характеристики вторичной эмиссии с чистого вольфрама, бомбардируемого положительными ионами Rb с энергией 400 eV, при температуре мишени 1350°K

на мишень. Напряжение между мишенью 2 и коллектором 3 периодически изменяется около некоторого постоянного значения, задаваемого батареей 15 через потенциометр R_2 . Периодическое изменение напряжения достигается использованием генератора пилообразного напряжения 10. Ток вторичной эмиссии подается на вход вертикального усилителя измерительного осциллографа 12. На горизонтальные пластины этого осциллографа подается развертывающее напряжение от генератора пилообразного напряжения 10, используемого одновременно для подачи напряжения между мишенью и коллектором. Частота генератора 6 выбирается по условиям опыта, тогда как частота генератора пилообразного напряжения поддерживается около 25 гц. Для получения на экране осциллографа устойчивого изображения необходимо подстраивать частоту генератора 6 и 10 так, чтобы частота генератора 6 была кратной частоте генератора 10.

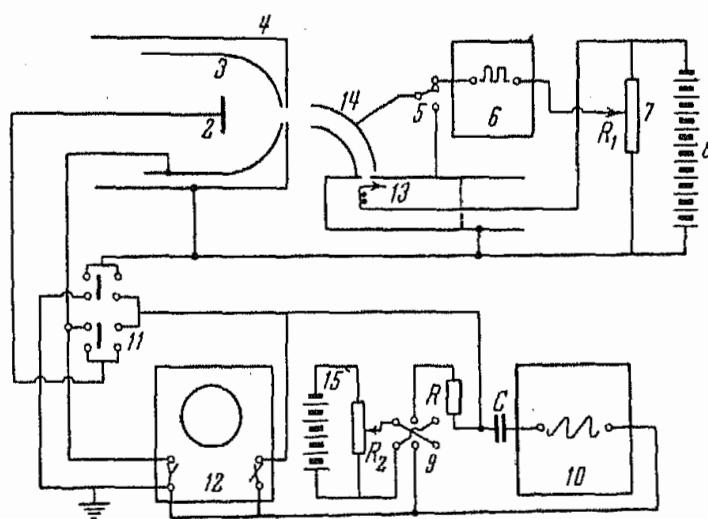


Рис. 7. Принципиальная электрическая схема установки для измерения вторичных процессов осциллографическим методом двойной модуляции

Рассмотрим вкратце принцип работы схемы в случае, когда частота генератора 6 в несколько десятков раз больше частоты генератора 10. Предположим вначале, что поверхность мишени холодная, но достаточно чистая, испарение адсорбированных ионов отсутствует, а процесс освобождения вторичных ионов и электронов безинерционен. Тогда характер осциллографической кривой, повидимому, будет следующим: основная линия будет повторять интегральную кривую распределения типа рис. 5, 6, как и в схеме без модуляции первичного тока, но при каждом прерывании тока напряжением П-импульса от генератора 6 ток будет падать до нуля, показывая положение нулевой линии в данный момент времени. Таким образом в этом случае, по сравнению со схемой рис. 3, 4, мы имеем то преимущество, что положение нулевой линии обозначается автоматически в процессе одного изменения напряжения $V_{2,3}$.

На рис. 8 приведен образец осциллограммы, полученной при бомбардировке чистой холодной танталовой мишени ионами рубидия. Нулевая линия совершенно отчетливо видна на фотографии.

Представим себе теперь, что бомбардируемая мишень не холодная, а, напротив, нагрета до некоторой температуры, при которой атомы щелочных элементов, адсорбированных на поверхности мишени, могут испаряться. Естественно предположить, что часть ионов щелочных элементов, если ими производится бомбардировка мишени, отскакивает от мишени безинерционно в виде нейтральных или заряженных частиц, тогда как другая их часть адсорбируется. Адатомы будут испаряться частично в виде ионов, частично в виде нейтральных атомов. Статистическое время жизни адатома будет определяться тепловой адсорбцией и температурой

рой мишени. Это время может меняться, в зависимости от температуры, от многих часов до долей микросекунд. Во всяком случае процесс испарения ионов из адсорбционного слоя занимает время, во много раз большее, чем однократное столкновение первичного иона с атомами мишени. Как это обстоятельство должно отразиться на форме осцилограмм?

Несомненно, что часть ионов, отлетающая со значительными энергиями и являющаяся безинерционной, при нагретой мишени будет синхронно повторять форму модуляции первичного пучка, т. е. будет давать прямоугольные зубцы на осцилограмме. Зато адсорбированные мишенью ионы, превратившиеся в адатомы, будут давать ионные токи и в момент отсутствия первичного пучка. Эти токи поверхностной ионизации будут экспоненциально падать, искажая прямоугольность зубцов модулированной осцилограммы. Кривая будет изменена различным образом при разных температурах мишени, и это может дать возможность отдельить безинерционно отлетающие вторичные частицы от «застрявших» ионов, испаряющихся в дальнейшем независимо от ионной бомбардировки мишени.

Если оставить пока в стороне вопрос о возможности глубокого проникновения ионов первичного пучка в мишень и считать, что бомбардирующий ион либо отскакивает с сохранением значительной энергии, либо адсорбируется на поверхности, можно предсказать теоретически изменение формы осцилограмм за счет поверхностной ионизации. Здесь вполне приложима теория переходных процессов, рассмотренная Стародубцевым [4] применительно к модулированным атомным пучкам.

Пусть в момент, когда снято напряжение генератора 6 , на мишень падает ток ионов силы I . Пусть β — вероятность превращения иона в адсорбированный атом, тогда скорость поступления щелочных атомов в адсорбционный слой будет

$$u = \beta \frac{I}{e}, \quad (3)$$

где e — заряд электрона. Адсорбция ионов приводит к созданию некоторого покрытия мишени n адатомами и возникновению процесса испарения ионов и нейтральных атомов с поверхности.

Вероятность испарения атомов и ионов может быть представлена как $W_0 = Ae^{-\lambda_0/kT}$ и $W_+ = Be^{-\lambda_+/kT}$, где A и B в первом приближении могут считаться не зависимыми от температуры T ; λ_0 и λ_+ — теплота испарения атомов и ионов, k — постоянная Больцмана. Для нестационарного процесса имеем

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\beta I}{e} - n(W_0 + W_+). \quad (4)$$

Это соотношение определяет изменение числа адатомов на поверхности. Решение (4) при начальных условиях $t = 0$, $n = n_0$ дает

$$n = n_0 \exp [-\alpha(T)t] + \frac{\beta I}{e\alpha(T)} \{1 - \exp [-\alpha(T)t]\}, \quad (5)$$

где

$$\alpha(T) = Ae^{-\lambda_0/kT} + Be^{-\lambda_+/kT}.$$

Ионный ток вторичной эмиссии, обязанный своим происхождением поверхностной ионизации, за ту часть полупериода генератора 6 , когда первичный пучок имеет доступ на мишень, выразится, таким образом, соотношением

$$(I_+)_1 = neBe^{-\lambda_+/kT} = neW_+. \quad (6)$$

или

$$(I_+)_1 = n_0 e B \exp [-a(T)t] \exp \left[-\frac{\lambda_+}{kT} \right] + \frac{\beta IB}{a(T)} \{1 - \exp [-a(T)t]\} \times \exp \left[-\frac{\lambda_+}{kT} \right]. \quad (7)$$

Переходя от теплот испарения к работе выхода поверхности φ и ионизационному потенциалу атомов V_i , получим

$$\frac{\beta IB \exp \left[-\frac{\lambda_+}{kT} \right]}{a(T)} = \beta I \frac{B}{A} \frac{\exp \left[(\varphi - V_i) \frac{e}{kT} \right]}{1 - \frac{B}{A} \exp \left[(\varphi - V_i) \frac{e}{kT} \right]} = (I_+)_\infty \quad (8)$$

Величина $(I_+)_\infty$ представляет собою ту часть первичного ионного тока, которая при непрерывном действии первичного ионного пучка реализуется в виде медленных ионов поверхностной ионизации, следящих с мишени. Используя соотношение (8), мы можем переписать выражение (7)

$$(I_+)_1 = (I_+)_\infty + [en_0 W_+ - (I_+)_\infty] \exp [-a(T)t]. \quad (9)$$

Эта составляющая вторичного тока возрастет в течение того полупериода генератора δ , когда первичный пучок достигает мишени, и примет к моменту времени $t = t_0/2$ (где t_0 — период генератора δ) значение

$$(I_+)'_1 = (I_+)_\infty + [en_0 W_+ - (I_+)_\infty] \exp \left[-\frac{a(T)t_0}{2} \right]. \quad (10)$$

При квазистационарном режиме это значение явится исходным для полупериода отсутствия первичного тока. На протяжении этого отрезка времени будет иметь место экспоненциальное падение тока по закону

$$(I_+)_1 = (I_+)'_1 \exp [-a(T)t]. \quad (11)$$

К моменту окончания рассматриваемого полупериода эта составляющая вторичного тока примет значение:

$$(I_+)^{''}_1 = (I_+)'_1 \exp \left[-\frac{a(T)t_0}{2} \right]. \quad (12)$$

Это значение вместе с тем является исходным для последующего полупериода, т. е. должно быть равно (9), если в нем положить $t = 0$. Отсюда можно определить величину $en_0 W_+$. Из (9), (10), (12) имеем

$$n_0 e W_+ = \left\{ (I_+)_\infty + [en_0 W_+ - (I_+)_\infty] \exp \left[-\frac{a(T)t_0}{2} \right] \right\} \exp \left[-\frac{a(T)t_0}{2} \right];$$

$$n_0 e W_+ = [en_0 W_+ - (I_+)_\infty] \exp [-a(T)t_0] + (I_+)_\infty \exp \left[-\frac{a(T)t_0}{2} \right]; \quad (13)$$

$$n_0 e W_+ = \frac{(I_+)_\infty \left\{ \exp \left[-\frac{a(T)t_0}{2} \right] - \exp [-a(T)t_0] \right\}}{1 - \exp [-a(T)t_0]} = t_0.$$

Величина t_0 представляет собою минимальное значение части тока вторичной эмиссии, обусловленной поверхностной ионизацией.

Таким образом при модулировании первичного ионного пучка прямоугольными импульсами в составе вторичной эмиссии будут составляющие токи поверхностной ионизации адсорбированных ионов, отличающиеся тем, что во времени они изменяются с периодом генератора 6, по отрезкам экспонент, а по энергиям составляют группу ионов с тепловыми скоростями.

Для того чтобы получить полную вторичную ионную эмиссию, к току $(I_+)_1$ поверхностной ионизации следует добавить ток собственно вторичной ионной эмиссии, отличающейся безинерционностью и значительными энергиями ионов,

$$I_{\text{втор}} = (I_+)_1 + kI, \quad (14)$$

где $k < 1$ — коэффициент, показывающий, какая часть первичных ионов I рассеивается в процессе удара первичных ионов о мишень, т. е. коэффициент вторичной ионно-ионной эмиссии.

Подтверждение существования двух групп ионов во вторичной эмиссии можно видеть на примере осциллограмм рис. 9—11, снятых при температурах вольфрамовой мишени, бомбардируемой ионами калия, равных 300, 1100 и 1350° К, когда частота генератора 6 только в несколько раз превышает частоту генератора 10. Из осциллограмм видно, что при низкой температуре имеет место только безинерционное образование вторичных ионов. При повышении температуры общий вторичный ток ионов растет, и одновременно появляется своеобразное запаздывание: ионные токи существуют и при выключении первичного пучка, меняясь по кривым, очень напоминающим экспоненты. При повышении температуры до 1350° К экспоненциальные части так круто падают со временем, что кривые снова превращаются в прямоугольные. Высота ординат кривых при этой температуре мишени большие, что отчетливо указывает на существование значительной группы вторичных частиц, образованных вследствие поверхностной ионизации.

Продолжительность получения одной кривой распределения и соответствующей нулевой линии занимает несколько сотых секунды, вместо нескольких часов при гальванометрическом способе измерений. Это обстоятельство открывает еще одну, качественно новую по сравнению с гальванометрическими измерениями, возможность. Используя схему рис. 7, можно проследить изменение кривых распределения вторичных частиц $I = \varphi(V_{2,3})$ по мере накопления на чистой, предварительно тщательно обезгаженной поверхности адсорбционного слоя.

В заключение авторы считают своим приятным долгом принести благодарность акад. П. И. Лукирскому за интерес к работе.

Физико-технический институт
Академии наук Узбекской ССР

Поступила в редакцию
30 октября 1953 г.

Литература

- [1] М. А. Еремеев. ДАН СССР, 79, 5, 1951.—[2] У. А. Арифов и А. Х. Аюханов. ДАН Узб. ССР, 4, 12, 1951.—[3] У. А. Арифов, А. Х. Аюханов, С. В. Стародубцев. ДАН Узб. ССР, 1, 12, 1953.—[4] С. В. Стародубцев. ЖЭТФ, 19, 215, 1949.

АНОМАЛИИ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ВОЛЬФРАМА, НАГРЕВАЕМОГО ИМПУЛЬСОМ ТОКА БОЛЬШОЙ ПЛОТНОСТИ

С. В. Лебедев и С. Э. Хайкин

Исследована электронная эмиссия вольфрама, нагреваемого импульсом тока большой плотности. Обнаружено, что при таком нагревании эмиссия превышает обычную эмиссию из вольфрама при температуре плавления.

1. Возникновение разряда у поверхности проволоки, нагреваемой в вакууме импульсом тока большой плотности

Опыты, описание которых дано в [1], показали, что под действием тока $\sim 10^7$ А/см² металл приходит в аномальное состояние. Этот вывод был сделан на основании результатов исследования объемных свойств металла — измерения зависимости его электропроводности от поступающей энергии.

В настоящей статье рассматриваются явления, происходящие у поверхности металлической проволоки, нагреваемой в вакууме импульсом тока $\sim 10^7$ А/см². Опыты проводились с вольфрамовыми и железными проволоками, которые приваривались к толстым вводам, впаянным в откачиваемый сосуд. Исследуемые проволоки включались в цепь конденсатора C , служившего источником тока, так же как в опытах [1]. При этом при помощи катодного осциллографа записывалось напряжение V_R , падающее на исследуемой проволоке, и напряжение V_r , падающее на эталонном сопротивлении r . Принципиальная схема установки для нагревания проволоки показана на рис. 1.

В [1] было показано, что по прошествии времени $t_1 - t_0 \approx 1-2$ мсек. после момента t_0 включения тока в наших опытах уже можно было не учитывать самоиндукции¹ проводников R и r , поэтому падающие на них напряжения могли быть записаны в виде

$$V_R(t) = i(t)R, \quad V_r(t) = i(t)r,$$

где $i(t)$ — ток, разряжающий конденсатор C ; R и r — величины сопротивления исследуемой проволоки и эталона.

На рис. 2 показана осциллограмма $V_R(t)$, полученная для вольфрамовой проволоки, нагреваемой в масле (кривая 1), и осциллограмма $V_R(t)$ для такой же проволоки в вакууме (кривая 1'). Ток $i(t)$ в обоих случаях был одинаков (амплитуда плотности тока в проволоке $j(\tau/4) = 12,4 \cdot 10^6$ А/см², период разряда $\tau = 12 \cdot 10^{-6}$ сек.). Кривые 2 и 2' на рис. 2 — осциллограммы $V_r(t) = i(t)r$. Как видно из сравнения кривых 1 и 1', напряжение V_R на проволоке, помещенной в вакуум, в момент t_p резко падает, тогда как для проволоки в масле падения V_R не на-

¹ Имеется в виду самоиндукция всего участка цепи между точками подключения осциллографа. В некоторых опытах вводы в откачиваемый сосуд были сделаны недостаточно короткими, и это увеличивало $t_1 - t_0$ в 1,5–2 раза.

блюдается. Это различие вида осциллограммы V_R обусловлено различием тока, протекающего по проволоке, так как свойства самого материала проволоки в масле и в вакууме, очевидно, одинаковы.

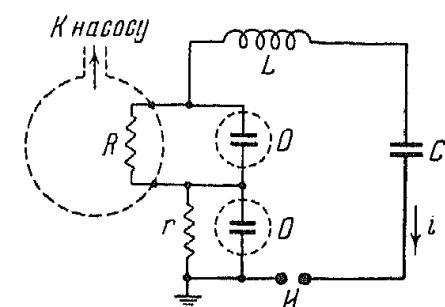


Рис. 1. Схема установки для нагревания проволоки. R — исследуемая проволока, r — эталон сопротивления, O — пластины осциллографа, C — конденсатор, L — катушка самоиндукции, $И$ — искровое реле

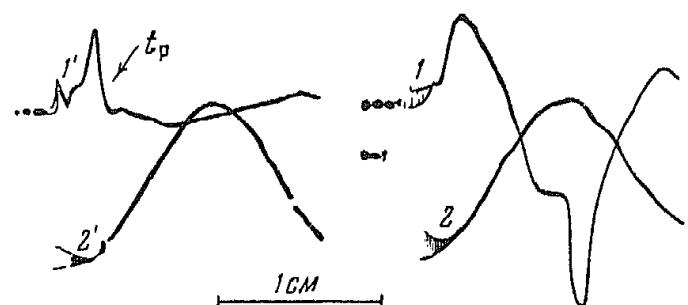


Рис. 2. Осциллограммы $V_R(t)$ и $V(t)$ вольфрамовой проволоки диаметром 0,06 мм, длиной $l=1$ см в масле (кривые 1 и 2) и в вакууме (кривые 1' и 2'). Чувствительность осциллографа получу R , $a_R=210$ В/мм и по лучу r , $a_r=34$ В/мм; масштаб времени $b=8 \cdot 10^{-7}$ сек./мм, $r=0,49\Omega$. Ток $j(\tau/4)=12,4 \cdot 10^8$ А/см², период разряда $\tau=12 \cdot 10^{-6}$ сек.

Падение напряжения V_R объясняется тем, что вдоль проволоки вспыхивает разряд. После возникновения этого разряда ток внутри проволоки составляет только некоторую часть от полного тока i ,

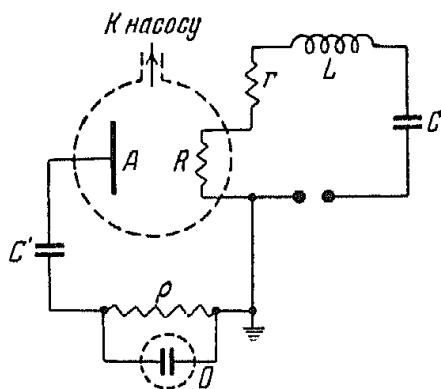


Рис. 3. Схема установки для измерения токов между исследуемой проволокой R и электродом A . O — обкладки осциллографа, r — эталон сопротивления, C' — конденсатор ($2\mu F$). C — источник тока I (I), r — эталон сопротивления, L — катушка самоиндукции. Для осциллограмм рис. 8 и 9 последовательно с r ставилось дополнительное постоянное сопротивление

протекающего через эталон r . Чтобы проверить это утверждение, в сосуд помещался электрод A (рис. 3), и производилось измерение тока I между исследуемой проволокой R и этим электродом. Разность потенциалов между электродами R и A задавалась от конденсатора C' , который заряжался перед началом опыта. Ток I определялся по осциллограмме напряжения $V_p(t) = \rho I(t)$, падающего на постоянном эталонном сопротивлении ρ . Если электрод A имел положительный потенциал φ_a относительно проволоки R , то во всех случаях, когда происходил спад V_R , в тот же момент t_p между электродами возникал ток $I_a \approx \varphi_a / \rho$. Когда на электрод A подавался отрицательный потенциал φ_a , то между R и A также появлялся ток $I_a \approx \varphi_a / \rho$, но момент его возникновения запаздывал по отношению к t_p . Это запаздывание увеличивалось при уменьшении φ_a и, как показал подсчет, по порядку величины соответствовало времени пролета ионами металла расстояния между электродами. На рис. 4 приведены осциллограммы $V_R = iR$ вольфрамовой проволоки в масле (кривая 1) и в вакууме (кривая 2), а также осциллограммы $V_{\rho a} = \rho I_a$ (кривая 3) и $V_{\rho n} = \rho I_n$ (кривая 4). Начала этих осциллограмм расположены на одной вертикали. На рис. 4 видно, что появление

тока I_a (отклонение кривой 3 вниз) происходит одновременно со спадом V_R в момент t_p , а момент появления тока I_u (отклонение кривой 4 вверх) смещен относительно t_p вправо. На кривых 3' и 4' это смещение больше, чем на кривых 3 и 4, так как разность потенциалов между A и R в случае 3' и 4' меньше, чем в случае 3 и 4 [кривые 1', 2', 3', 4' аналогичны кривым 1, 2, 3, 4, но получены при другой плотности тока $j(t)$ и при других φ].

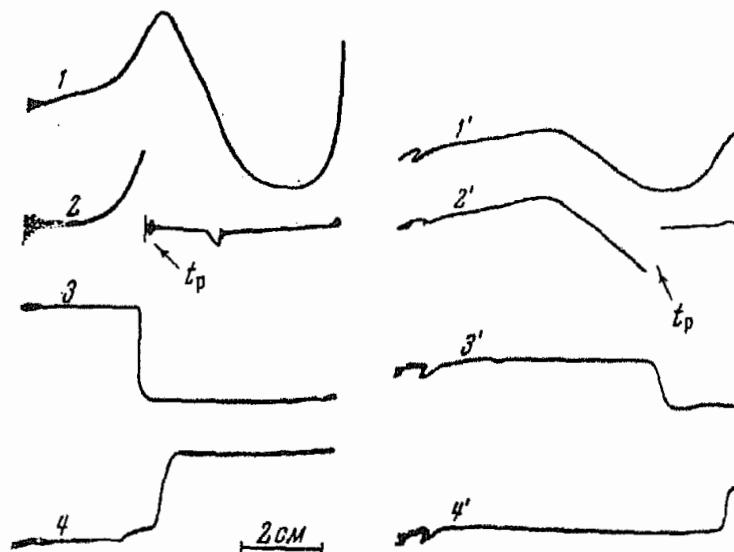


Рис. 4. Осциллограммы вольфрамовой проволоки диаметром 0,03 мм, $l=1$ см, 1 и 1'— $V_R(t) = R(t)i(t)$ — проволока в масле (взрывается); 2 и 2'— $V_R(t)$ — проволока в вакууме (остается целой); 3 и 3'— $V_{\phi_a}(t) = \rho I_a(t)$; 4 и 4'— $V_{\phi_u}(t) = \rho I_u(t)$. В случаях 1, 2, 3, 4 ток $j(\tau/4) = 14 \cdot 10^6$ А/см², $\varphi_a = 1600$ В, $\varphi_u = -1600$ В. В случаях 1', 2', 3', 4' ток $j(\tau/4) = 9 \cdot 10^6$ А/см², $\varphi_a = 720$ В, $\varphi_u = -720$ В. Чувствительность осциллографа $a = 55$ В/мм; $b = 1,47 \cdot 10^{-7}$ сек/мм; $\tau = 11,3 \cdot 10^{-6}$ сек

Характер зависимости времени запаздывания появления тока I_u относительно момента t_p от φ и от расстояния между электродами R и A показывает, что носителями этого тока в сосуде являются положительные ионы, которые появляются вблизи исследуемой проволоки в момент t_p . При положительном потенциале на электроде A носителями тока I_a , очевидно, являются электроны, освобождающиеся при образовании ионов или эмиттируемые нагревшейся проволокой. Появление в момент t_p большого количества ионов и электронов подтверждает заключение, что спад V_R связан с возникновением разряда вдоль проволоки. Поскольку токи I_u и I_a определяются величинами ρ и φ и могут быть весьма велики, то возможно, что разряд всыхивает не только вдоль проволоки, но также между проволокой и электродом A . В этом случае носителями каждого из токов I_a и I_u будут, очевидно, и электроны, и ионы.

Опыты показали, что момент зажигания разряда не изменяется при увеличении разности потенциалов между концами проволоки путем увеличения ее длины. Например, на рис. 5 приведены две осциллограммы $V_R(t)$, полученные при одинаковом токе $i(t)$ для железных проволок диаметром 0,05 мм, длиной 1 и 3 см. Проволоки были смонтированы на одинаковых ножках, как показано на рис. 5 слева. Величины $V_R(t_p)$ на осциллографах 1 и 2 различны. Увеличение давления в сосуде от $3 \cdot 10^{-6}$ до 10^{-4} мм рт. ст. никак не сказывается на появлении спада V_R . Таким образом значительные изменения вакуума и электрического поля у поверхности проволоки не оказывают заметного влияния на появление разряда. Появление разряда не определяется также мгновенным значением плотности тока, как это видно,

например, из рис. 6². В опыте 6, 1 падение V_R происходит при большом, а в опыте 6, 2 — при малом значении плотности тока $|j(t_p)| = V_r(t_p)/r$ для кривой 1' много больше, чем для кривой 2'; сопротивление эталона r и сечение проволоки q в обоих случаях одинаковы]. При уменьшении тока $j(t)$, которым производится нагревание проволоки, момент появления спада V_R закономерно изменяется.

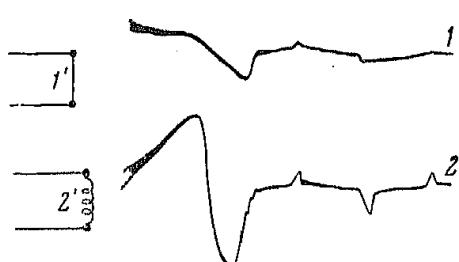


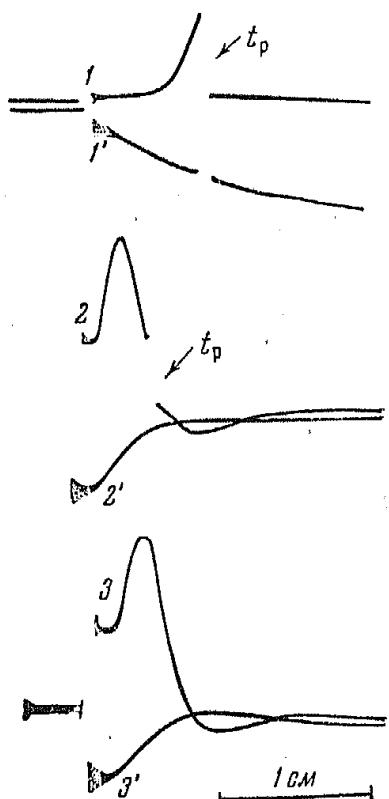
Рис. 5. Осциллограммы $V_R(t)$ железных проволок диаметром 0,05 мм. 1 — $l = 1$ см; 2 — $l = 3$ см; 1' и 2' — вид соответствующих проволок

в опыте 7, 2 она равна $11,4 \cdot 10^6$ и в опыте 7, 3 — $10 \cdot 10^6$ А/см². Уменьшение $j(\tau/4)$ приводит к увеличению времени $t_p - t_0$, которое согласно этим осциллограммам соответственно равно $3,1 \cdot 10^{-6}$, $5 \cdot 10^{-6}$ и $7,4 \cdot 10^{-6}$ сек. (масштаб времени осциллограммы 3 иной, чем осциллограммам 1 и 2). В опытах 5, 1 и 5, 2 ток $j(t)$ одинаков, одинаковы и времена $t_p - t_0$. Следовательно, появление разряда связано с изменением состояния проволоки в результате протекания по ней тока.

Об изменении состояния проволоки можно судить по изменению ее сопротивления. До момента возникновения разряда сопротивление проволоки может быть найдено по осциллограммам V_R и V_r .

$$R(t) = \frac{V_R(t)}{V_r(t)} r.$$

Рис. 6. Осциллограммы $V_R(t) = R(t)i(t)$ (кривые 1, 2, 3) и $V_r(t) = r'(t)$ (кривые 1', 2', 3') вольфрамовой проволоки диаметром 0,06 мм, $l = 1$ см, в вакууме. 1 — $j(t_p) \approx 9 \cdot 10^6$ А/см²; 2 — $j_{\max} = 9 \cdot 10^6$ А/см²; 3 — j_{\max} приблизительно на 5% меньше, чем для кривой 2; $\tau = 10^{-6}$ сек.



Измерения R показали, что при уменьшении плотности нагревающего тока $j(t)$ спад V_R наблюдается при большем значении сопротивления R . Например, сопротивление вольфрамовой проволоки $R(t_p)$, найденное по осциллограммам 1 и 1' рис. 7, соответствует температуре³ вольфрама около 2300°К, а $R(t_p)$, найденное по осциллограммам 1 и 1' рис. 6, в пределах точности измерения равно значению сопротивления при температуре плавления $R_{\text{пл}}^{\text{в}}$ ⁴. [В опыте 7, 1

² Имеется в виду опыт по нагреванию проволоки импульсом тока i , во время которого получена осциллограмма 1 рис. 6. В дальнейшем нумерация опытов совпадает с нумерацией соответствующих осциллограмм. В опытах 6 последовательно с R в контур (рис. 1) включалось дополнительное постоянное сопротивление.

³ В предположении, что зависимость сопротивления от температуры обычая.

⁴ В случае колебательного разряда конденсатора C с периодом $\tau \approx 10^{-6}$ сек. спад V_R при $R \approx R_{\text{пл}}^{\text{в}}$ наблюдается при $j(\tau/4) \leq 8 \cdot 10^6$ А/см².

$j(t_p) \approx 12 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$, а в опыте 6, $1 j(t_p) \approx 9 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$. Как видно из приведенных осциллограмм, среднее значение j за время $t_p - t_0$ в опыте 7, 1 больше, чем в опыте 6, 1.]

Зависимость величины $R(t_p)/R_{\text{пл}}^{\text{TB}}$ от плотности нагревающего тока показывает, что появление спада V_R определяется не только температурой металла, но и еще какими-то другими изменениями в проволоке. Естественно предположить, что зажигание разряда связано с выделением газа поверхностью металла в результате его нагревания. Однако такое предположение не согласуется со следующими фактами.

1. Изменение времени предварительного прокаливания проволоки под вакуумом от 2—3 до 20 мин. практически никак не сказывается на появлении спада V_R .

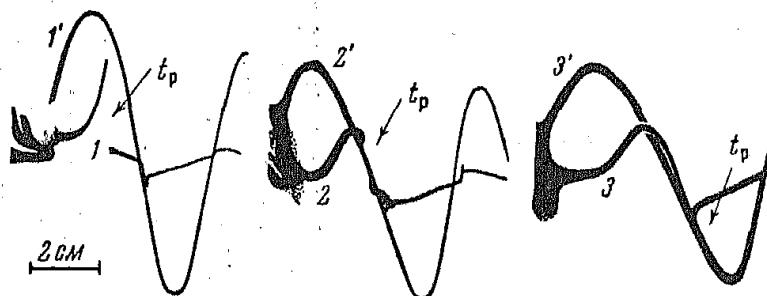


Рис. 7. Осциллограммы $V_R(t)$ (кривые 1, 2, 3) и $V_r(t)$ (кривые 1', 2', 3') вольфрамовой проволоки диаметром 0,057 мм, $l = 1$ см. Проволоки не разрушаются. Ток $j(\tau/4)$ для 1 равен $12,6 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$, для 2 — $11,4 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$ и для 3 — $10 \cdot 10^6 \text{ A/cm}^2$; период $\tau = 10^{-5}$ сек., $r = 3 \Omega$, $a = 25 \text{ V/mm}$. Для 1 и 2 $b = 2 \cdot 10^{-7}$ сек./мм, для 3 $b = 1,6 \cdot 10^{-7}$ сек./мм

2. В повторных опытах с одной и той же проволокой не наблюдается регулярного изменения величины $V_R(t_p)$, а следовательно, и момента t_p . Например, опыт 7, 1 был проведен с одним и тем же кусочком проволоки три раза, причем $V_R(t)$ получилось равным 615, 664 и 635 В.

3. При переходе к большим $j(t)$ разряд возникает при меньших $R/R_{\text{пл}}^{\text{TB}}$, а следовательно, и при меньшей температуре металла. Но в случае большей плотности тока нагревание протекает быстрее и количество газа, которое сможет выделиться проволокой за время нагревания до заданной температуры, должно быть меньше. Поэтому, если бы возникновение разряда было связано с выделением газа, то при увеличении j следовало бы ожидать появления спада V_R при более высокой, а не при более низкой температуре металла. Поскольку не обнаружено признаков, указывающих на связь появления разряда с выделением проволокой газа, остается предположить, что причина возникновения разряда определяется состоянием самого металла.

Заметим, что в тех случаях, когда спад V_R происходит при $R \approx R_{\text{пл}}^{\text{TB}}$, проволока всегда распадается на мелкие кусочки. В противоположность этому при больших $j(t)$, когда падение V_R наблюдается при $R < R_{\text{пл}}^{\text{TB}}$, после опыта вольфрамовая проволока в большинстве случаев остается целой, и с ней можно производить повторные опыты. Однако проволока выдерживает только несколько повторных опытов (3—10) и разрушается на коротком участке, обычно около одного из мест ее закрепления. Разрушение проволоки только в отдельных точках показывает, что оно происходит под воздействием шунтирующего разряда на ее поверхность, а не в результате выделения джоулева тепла.

2. Выяснение причин возникновения разряда у поверхности проволоки

Для выяснения причин, приводящих к зажиганию разряда вдоль проволоки, важно создать у ее поверхности такие условия, в которых разряд не может развиваться. Для этого длина исследуемой

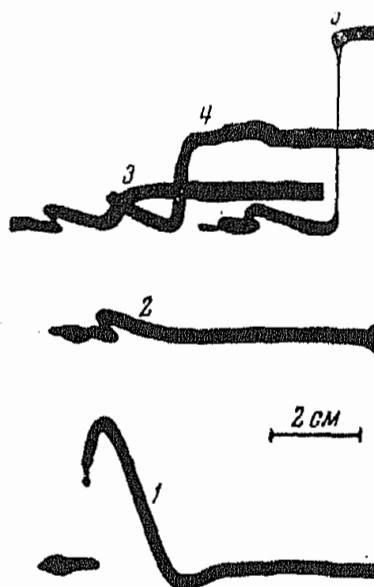


Рис. 8. Осциллограммы вольфрамовой проволоки диаметром 0,06 мм, $l = 0,35$ мм. Проволока не разрушается. $1 - 25$ В/мм, $b = 4,3 \cdot 10^{-7}$ сек./мм, $r = 3\Omega$, $\rho = 5 \cdot 10^8 \Omega$, $j_{\max} \approx 9 \cdot 10^6$ А/см²; $1 - V_r(t) = ri(t)$; $2 - V_{\rho\eta}(t) = \rho I_{\eta}(t)$ при $\varphi_{\eta} = -1000$ В; $3, 4, 5 - V_{\rho\eta} = \rho I_{\eta}(t)$ при $\varphi_{\eta} = 250, 500, 1000$ В

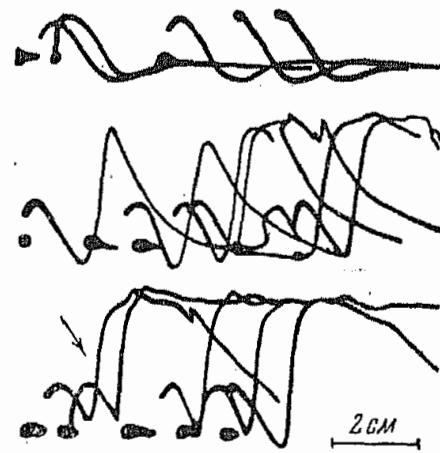
проводки была уменьшена до долей миллиметра и ток $i(t)$ подбирался таким, чтобы, начиная с момента t_p , падение напряжения на проволоке $V_R = Ri$ было ниже потенциала зажигания дуги. Таким образом исключалась возможность появления дуги вдоль проволоки. Чтобы помешать зажиганию дуги между проволокой R и электродом A при измерении токов I_{η} и I_{η} , в эту цепь ставилось большое сопротивление ρ (рис. 3). В отличие от результатов опытов с длинными проволоками и малыми ρ в указанных условиях возникает только ток I_{η} ($\varphi_{\eta} > 0$), а сравнимого с ним по величине тока I_{η} ($\varphi_{\eta} < 0$) не наблюдается.

На рис. 8 приведены осциллограммы, полученные для одного и того же кусочка вольфрамовой проволоки диаметром 0,06 мм, длиной 0,35 мм при одинаковом во всех случаях токе $i(t)$. Характер зависимости i от времени виден по осциллограмме $V_r(t) = ri(t)$ (кривая 1). На осциллограммах $V_{\rho\eta} = \rho I_{\eta}$ (кривые 3, 4, 5), снятых при $\varphi_{\eta} = 250, 500$ и 1000 В, видно появление тока $I_{\eta} \approx \varphi_{\eta}/\rho$ (отклонение линии вверх). На осциллограмме $V_{\rho\eta} = \rho I_{\eta}$ (кривая 2), снятой при $\varphi_{\eta} = -1000$ В, ток I_{η} должен был дать отклонение линии вниз. Отсутствие такого отклонения свидетельствует об отсутствии тока I_{η} , сравнимого с током I_{η} . (Искривление начала осциллограмм $V_{\rho\eta}$ и $V_{\rho\eta}$ получается в результате наводки от тока i на пластины осциллографа, замкнутые на большое сопротивление ρ . Осциллограммы 2, 3, 4, 5 сняты при $\rho = 5 \cdot 10^8 \Omega$, при $\rho \leq 100 \Omega$ эта помеха не возникает.)

Было проверено, что момент появления тока I_{η} в опытах 8 определяется плотностью нагревающего тока $j(t)$ так же, как в рассмотренных ранее опытах с длинными проволоками. На рис. 9 приведена серия осциллограмм $V_{\rho\eta}$, снятая при различных $j(t)$ для одного и того же кусочка вольфрамовой проволоки длиной 0,3 мм, диаметром 0,06 мм при $\rho = 10^4 \Omega$ и $\varphi_{\eta} = 800$ В. Изменение тока $j(t)$ в опыте 9 по сравнению с током в опытах 8 осуществлялось только путем изменения начального напряжения V_0 на конденсаторе C в пределах 10—12%. Все осциллограммы

нижнего ряда рис. 9 сняты при одном и том же V_0 , которое задавалось с точностью около 2%. Отклонение линий вверх на этих осциллограммах, отмеченное на первой кривой стрелкой, указывает на появление тока I_s . При уменьшении V_0 на 5% (средний ряд) появление тока I_s наблюдается несколько позднее⁵, чем на осциллограммах нижнего ряда. При уменьшении V_0 еще на 5% (верхний ряд) тока I_s вообще не заметно.

Рис. 9. Осциллограммы $V_{\rho\varphi}(t) = \rho I_s(t)$ вольфрамовой проволоки диаметром 0,06 мм, $l = 0,3$ мм, $\rho = 10^4 \Omega$, $\varphi_s = 800$ В. Ток $i(t)$ такой же, как и в опытах 8; $a = 25$ В/мм, $b = 5,2 \cdot 10^{-7}$ сек./мм



В случае замены короткой проволоки на длинную при неизменном $j(t)$, наряду с током I_s , наблюдается также ток I_n и спад V_R . Спад V_R виден, например, на осциллограмме 2 рис. 6. Осциллограммы 2 и 3 рис. 6 получены с длинной вольфрамовой проволокой ($l = 1$ см, диаметр 0,06 мм), нагреваемой приблизительно таким же током, как в опытах 8 и 9. Исчезновение спада V_R при переходе от кривых 2 к кривым 3 рис. 6 соответствует исчезновению тока I_s при переходе от нижнего или среднего ряда осциллограмм рис. 9 к верхнему ряду. Опыты показали, что в случае длинных проволок при этом токе $j(t)$ (см. кривую 2' рис. 6 и кривую 1 рис. 8), так же как в опытах 7, появление спада V_R и тока I_s происходит одновременно в момент t_p , а появление тока I_n запаздывает относительно t_p . Моменты появления тока I_s в опытах с длинными и короткими проволоками совпадают, т. е. ток I_s в случае коротких проволок появляется также в момент t_p .

Отсутствие тока I_n в случае коротких проволок и возникновение этого тока при переходе к длинным проволокам показывают, что появление ионов связано с достаточно большой длиной проволоки. В противоположность этому ток I_s появляется независимо от длины проволоки. Возникновение I_s указывает на появление около проволоки электронов. Однако из рассмотренных выше опытов нельзя сделать вывод, что носителями тока I_s являются только электроны. Действительно, отсутствие ионов до сих пор проверялось только при отрицательном потенциале на электроде A , т. е. только при отсутствии тока I_s . Но возможно, что при протекании тока I_s в сосуде происходит ионизация паров металла или остатков газа, в результате чего первоначальный электронный ток возрастает. Чтобы по величине I_s судить о количестве электронов, появляющихся около проволоки в момент t_p , нужно убедиться в отсутствии ионов в токе I_s . Для этого в сосуд помещались два электрода A_s и A_n , на которые одновременно подавались потенциалы разных знаков относительно проволоки (рис. 10). Отрицательный

⁵ Начало осциллограмм рис. 9 искривлено наводкой от тока i . На последней осциллограмме нижнего ряда нарастание $V_{\rho\varphi}$ начинается позднее, чем на предыдущих.

электрод должен был бы вытягивать ионы из области между проволокой и положительным электродом A_9 , если бы ионы там присутствовали. Токи I_9 и I_{11} измерялись по падению напряжения на эталонных сопротивлениях ρ_9 и ρ_{11} . С целью более надежного контроля за появлением ионов ток I_9 записывался при большей чувствительности, чем

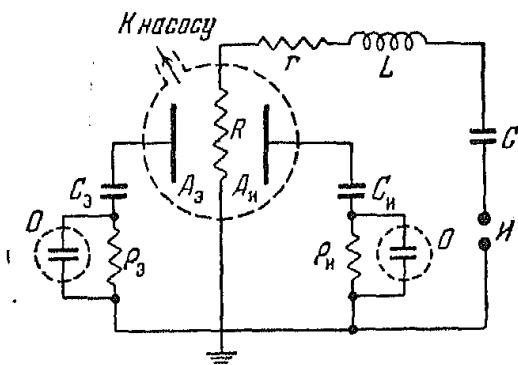
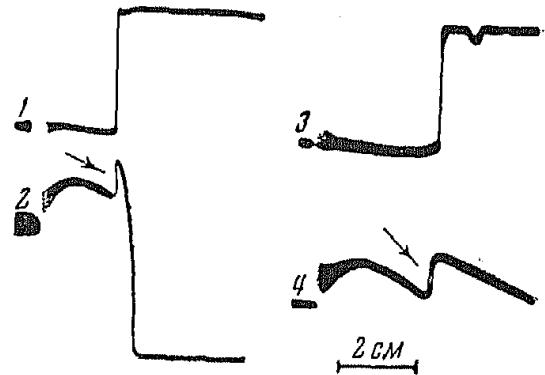


Рис. 10. Схема установки для одновременной записи токов между проволокой R и каждым из электродов A_9 и A_{11} . C_9 и C_{11} — конденсаторы емкостью по $2\mu\text{F}$; ρ_9 , ρ_{11} — эталонные сопротивления; O — пластины осциллографа; C — источник тока $i(t)$, L — катушка самоиндукции. В опытах 11, 12 и 13 последовательно с r включалось дополнительное постоянное сопротивление

ток I_9 , что достигалось увеличением ρ_{11} по сравнению с ρ_9 . Ток $i(t)$, нагревающий проволоку, оставался приблизительно таким же, как в опытах 8. При больших ρ начало осциллограмм V_9 было искажено помехой, вызванной током i . Кроме того, на осциллограммах $V_{\rho_{11}}$ появлялась еще одна помеха со стороны тока I_9 : в момент появления I_9 линия осциллограммы смещалась вверх. Это смещение отмечено стрелкой на кривых 2 и 4 рис. 11.

Рис. 11. Осциллограммы вольфрамовой проволоки диаметром 0,06 мм, $l = 0,2$ мм. Проволока не разрушается. $\varphi_9 = 750$ В, $\varphi_{11} = -750$ В; $\rho_{11} = 3 \cdot 10^5 \Omega$; $a = 25$ В/мм; $b = 2,9 \cdot 10^{-7}$ сек./мм. 1 и 2 — $V_{\rho_9}(t)$ и $V_{\rho_{11}}(t)$ при $\rho_9 = 50 \Omega$, 3 и 4 — $V_{\rho_9}(t)$ и $V_{\rho_{11}}(t)$ при $\rho_9 = 2,5 \cdot 10^3 \Omega$. Ток $i(t)$ приблизительно такой же, как в опытах 8



Опыты показали, что при малых ρ_9 ($\rho_9 < 100 \Omega$) в момент t_p между проволокой и каждым из электродов A_9 и A_{11} возникают токи I_9 и I_{11} , которые почти полностью разряжают оба конденсатора C_9 и C_{11} . Следовательно, при малых ρ_9 в сосуде всыхивает разряд. Этот случай иллюстрируются осциллограммами 1 и 2 рис. 11, которые были получены при $\rho_9 = 50 \Omega$, $\varphi_9 = 750$ В, $\rho_{11} = 3 \cdot 10^5 \Omega$, $\varphi_{11} = -750$ В. Ток I_9 отклоняет линию осциллограмм вверх, а ток I_{11} — вниз. При больших ρ_9 ($\rho_9 > 1000 \Omega$) тока I_{11} не наблюдается. Например, по осциллограммам 3 и 4 рис. 11, полученным при тех же ρ_9 , φ_9 и φ_{11} , что и осциллограммы 1 и 2 рис. 11, но при $\rho_9 = 2,5 \cdot 10^3 \Omega$, находим

$$I_9 \approx 0,3 \text{ A}; I_{11} < 3 \cdot 10^{-4} \text{ A}.$$

Отсутствие заметного тока I_{11} показывает, что в случае больших ρ_9 ток I_9 является практически чисто электронным током. Носителями I_9 в сосуде являются электроны, поступающие из проволоки. Действительно, если бы электроны появлялись в результате ионизации паров металла или остатков газа, то число ионов было бы такого же порядка величины, как и число электронов, и ток I_{11} не был бы

ничтожно малым сравнительно с током I_e . Таким образом мы приходим к выводу, что в момент t_p около проволоки появляется большое число электронов, эмиттируемых ее поверхностью.

Появление сильного тока I_e ($I_e \approx I_s$), свидетельствующего о появлении в сосуде разряда, в режиме опытов 8, 9, 11 наблюдается в двух случаях: при уменьшении сопротивления ρ_e и при увеличении длины проволоки. В первом случае разряд поджигается между проволокой R и электродом A_e (разность потенциалов между концами проволоки меньше потенциала зажигания разряда). Еще до вспышки разряда электроны, появляющиеся в большом числе около проволоки в момент t_p , создают ток I_s на положительный электрод A_e . Независимо от величины эмиссии сила тока I_s не может превышать величины Φ_e/ρ_e . Появление разряда при переходе от больших ρ_e к малым, очевидно, является следствием увеличения электронного тока I_s , так как изменение ρ_e не может ничего изменить, кроме величины I_s .

Причину появления разряда вдоль проволоки мы видим в следующем. Электроны, появляющиеся около проволоки, очевидно, будут двигаться под действием поля, существующего вдоль ее поверхности. Число этих электронов в момент t_p уже достаточно велико для зажигания дуги, что подтверждается появлением разряда между проволокой и электродом A_e в случае перехода от больших ρ_e к малым. При длинной проволоке разность потенциалов между ее концами больше потенциала зажигания дуги. Поэтому электронный ток вдоль проволоки, который к моменту t_p становится большим, поджигает дугу. Такое объяснение причин появления разряда обосновано экспериментами только для режима опытов 8, 9, 11, в котором к моменту t_p плотность тока в проволоке очень сильно падает. У нас не имеется прямых экспериментальных данных, позволяющих распространить это объяснение на другие режимы нагревания проволоки, при которых также наблюдается появление разряда. Однако естественно предположить, что причина возникновения разряда не изменяется при переходе от одного режима к другому. Это предположение кажется правдоподобным потому, что характерные особенности появления рассматриваемого разряда, описанные в разделе 1, во всех режимах одинаковы.

3. Величина тока эмиссии

Как было выяснено в разделе 2, причиной зажигания разряда между исследуемой проволокой и анодом A_e в режиме опытов 8, 9, 11 является ток I_s , который в случае малых ρ_e может достигать большой величины. Электронный ток I_s , измеренный по осциллограмме 3 рис. 11 и отнесенный к боковой поверхности проволоки S ($I_s/S \approx 800 \text{ A/cm}^2$), превышает плотность тока насыщения эмиссии из чистого вольфрама при температуре плавления ($\sim 480 \text{ A/cm}^2$). Так как разряда в сосуде в опыте 11, 3 не возникает, то очевидно, что нормальная эмиссия из чистого вольфрама даже при температуре плавления не поджигает разряда в условиях рассматриваемого опыта. Интересно выяснить, при какой величине чисто электронного тока I_s вспыхивает разряд между проволокой R и анодом, и может ли этот ток быть током обычной эмиссии из исследуемой проволоки⁶. Чтобы попытаться ответить на этот вопрос, были проведены опыты, аналогичные опытам 11, в которых ток I_s мог достигать большей величины благодаря уменьшению сопротивления ρ_e . Запись токов

⁶ Большую величину тока I_s в опыте 11, 3 можно попытаться объяснить случайными загрязнениями поверхности проволоки.

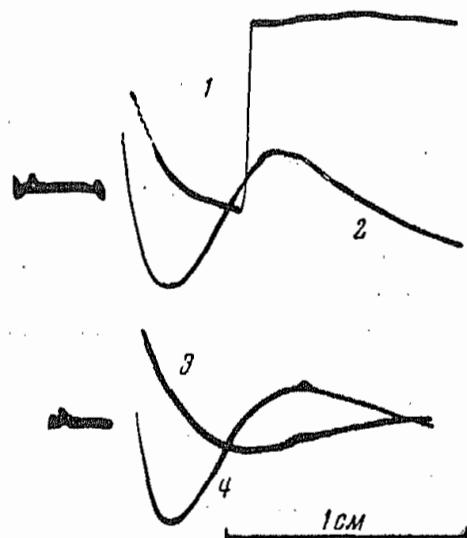
I_a и I_n производилась при помощи двухлучевого осциллографа одновременно с половиной каждого из двух сопротивлений ρ_a и ρ_n , показанных на рис. 10. Сопротивление ρ_n было во много раз больше, чем ρ_a , и поэтому чувствительность записи ионного тока была в ρ_n/ρ_a раз больше, чем электронного. Ток $i(t)$, нагревающий проволоку, оставался приблизительно таким же, как в опытах 8, 9, 11. На рис. 12

Рис. 12. Осциллограммы

$$V_{\rho_a}(t) = \frac{\rho_a}{2} I_a(t) \text{ (кривая 1) и}$$

$$V_{\rho_n}(t) = \frac{\rho_n}{2} I_n(t) \text{ (кривая 2);}$$

кривые 3 и 4 — соответствующие нулевые линии. $\rho_a = 200 \Omega$, $\varphi_a = 500 \text{ V}$. $\rho_n = 2 \times 10^6 \Omega$, $\varphi_n = -800 \text{ V}$, $a = 32 \text{ V/mm}$, $b = 1,7 \cdot 10^{-6} \text{ сек./мм}$ Вольфрамовая проволока диаметром 0,06мм, $l = 0,3 \text{ мм}$, Проволока не разрушается



приведены осциллограммы, полученные с вольфрамовой проволоки диаметром 0,06 мм, длиной $l = 0,3$ мм, при $\rho_n = 2 \cdot 10^6 \Omega$, $\varphi_n = -800 \text{ V}$; $\rho_a = 200 \Omega$ и $\varphi_a = 500 \text{ V}$. На осциллограмме V_{ρ_a} (кривая 1) видно резкое появление электронного тока I_a , тогда как осциллограмма V_{ρ_n} почти не отличается от нулевой линии (ток I_n должен был бы дать отклонение линии вниз). Нулевые линии осциллограмм отмечены номерами 3 и 4 (отклонение нулевой линии от прямой вызвано наводкой со стороны тока i). По осциллограммам рис. 12 находим $I_a = 2,5 \text{ A}$ ($I_a/S = 4400 \text{ A/cm}^2$) и $I_n < 3 \cdot 10^{-3} \text{ A}$. Иными словами, ток I_a в девять раз превышает обычное значение тока насыщения для вольфрама при температуре плавления. Поскольку ток I_n при этом по крайней мере в 800 раз меньше⁷ тока I_a , то ясно, что большая величина I_a не связана с появлением разряда.

Опыты показали, что в случае более длительного прокаливания электродов удается избежать зажигания разряда при еще более сильном электронном токе I_a . Иными словами величина электронного тока, при которой вспыхивает разряд между исследуемой проволокой и анодом, оказывается большей в случае более тщательно обезгаженных электродов.

На рис. 13 приведены осциллограммы, полученные при $\rho_a = 18,4 \Omega$ и $\rho_n = 20000 \Omega$, $\varphi_a = 480 \text{ V}$ и $\varphi_n = -1000 \text{ V}$ с вольфрамовой проволоки диаметром 0,06 мм, $l = 0,3$ мм после более тщательного обезгаживания электродов, чем в предыдущих опытах. Зависимость тока i от времени видна по осциллограммам $V_r(t) = ri(t)$ (кривые 3 и 4), причем кривая 3 записана при $r = 1 \Omega$, а кривая 4 — при $r = 0,49 \Omega$. Кривые 1 и 2 — осциллограммы $V_{\rho_a}(t)$ и $V_{\rho_n}(t)$, а кривые 1' и 2' — нулевые линии соответствующих осциллограмм.

⁷ При появлении тока I_a напряжение между проволокой R и анодом A_a сильно падает ($I_a \rho_a \approx \varphi_a$), тогда как напряжение между R и A_n практически не меняется ($I_n \rho_n \ll \varphi_n$). Поэтому условия для попадания ионов на электрод A_n весьма благоприятны.

На осциллограмме 1 видно постепенное нарастание напряжения $V_{\rho_9}(t) = (\rho_9/2)I_9(t)$ (отклонение линии вверх). В отличие от этого в предыдущих опытах, проделанных при таком же $j(t)$, но при больших ρ_9 , нарастание V_{ρ_9} выглядит скачкообразным (например, осциллограммы 3 рис. 11 и 1 рис. 12). Малая величина dV_{ρ_9}/dt в опыте 13, 1, по сравнению с опытом 12, 1, не может быть объяснена только различием ρ_9 . Подсчет показывает, что до момента t_2 , отмеченного стрелкой, dI_9/dt в опыте 13, 1 меньше, чем в опыте 12, 1. Это различие dI_9/dt объясняется следующими обстоятельствами. В опыте

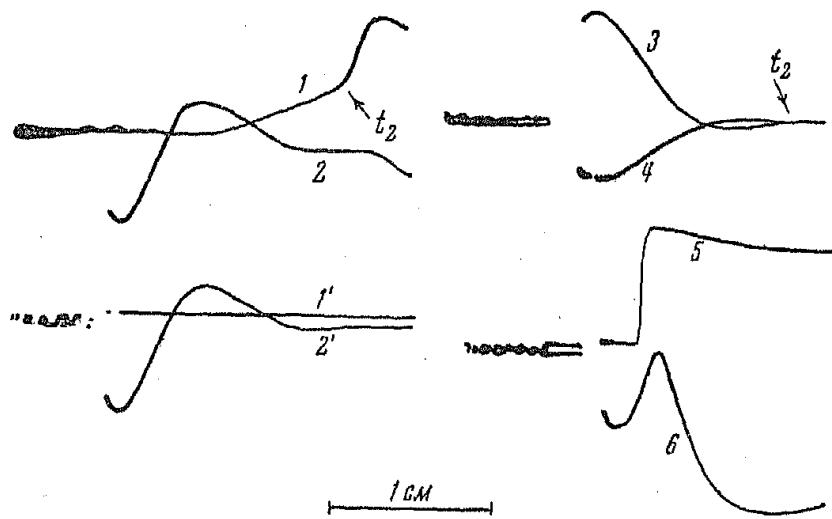


Рис. 13. Осциллограммы $V_{\rho_9}(t) = \frac{\rho_9}{2} I_9(t)$ (кривая 1) и $V_{\rho_H}(t) = \frac{\rho_H}{2} I_H(t)$ (кривая 2), 1 и 2'—соответствующие нулевые линии, 3 и 4—осциллограммы $V_r(t) = r i(t)$ для $r=1 \Omega$ и $r=0,49 \Omega$, 5 и 6—осциллограммы $V_{\rho_9}(t)$ и $V_{\rho_H}(t)$ для случая появления разряда, $\rho_9=18,4 \Omega$, $\rho_H=20,000 \Omega$, $\varphi_9=480$ В, $\varphi_H=-1000$ В; $a=35$ В/мм, $b=1,7 \cdot 10^{-6}$ сек./мм. Вольфрамовая проволока диаметром 0,06 мм, $l=0,3$ мм. Проволока не разрушается

13, 1 ток I_9 оказывается такого же порядка величины, как ток i , нагревающий в это время проволоку R . В проволоке R ток I_9 (т. е. ток контура R , A_9 , C_9 , ρ_9) вычитается из тока i (т. е. тока контура R , r , L , C , I) или прибавляется к нему, в связи с чем меняется режим нагревания металла (рис. 10). Как видно из сопоставления осциллограммы 1 рис. 13 с осциллограммами тока $i(t)$ (кривые 3 и 4 рис. 13), момент изменения dI_9/dt совпадает с моментом прохождения тока i через нуль ($t=t_2$), причем, судя по знаку начального заряда конденсатора C (источника тока i), до момента t_2 токи i и I_9 внутри проволоки R имеют противоположные направления. Следовательно, в опыте 13, 1 при $t_p < t < t_2$ нагревание проволоки происходит медленнее, чем при таком же токе $i(t)$ в случае больших ρ_9 , ограничивающих I_9 малой величиной φ_9/ρ_9 . После момента t_2 направление токов i и I_9 в проволоке совпадает, и скорость нагревания металла становится больше. Этим, повидимому, и объясняется медленное нарастание тока эмиссии до момента t_2 и увеличение dI_9/dt после этого момента⁸. Заметим, что характер нарастания токов I_9 и I_H

⁸ Нарастание анодного тока прекращается, когда он достигает величины $\varphi_9/\rho_9=26$ А.

в опыте 13, 1 резко отличается от нарастания этих токов при вспышке разряда. Осциллограммы $V_{\text{рз}}$ и $V_{\text{рн}}$ для случая возникновения разряда в сосуде приведены на рис. 13 под номерами 5 и 6⁹.

По осциллограммам 1 и 2 рис. 13 для момента t_2 находим $I_{\text{в}}/I_{\text{н}} > 2 \cdot 10^4$ и $I_{\text{в}}/I_{\text{пл}} \approx 40$, где $I_{\text{пл}}$ — ток насыщения, который должна была бы дать исследуемая проволока при температуре плавления в обычных условиях. Для более позднего момента времени, соответствующего самому концу линий осциллограмм 1 и 2 рис. 13, находим $I_{\text{в}}/I_{\text{н}} > 2,5 \cdot 10^3$ и $I_{\text{в}}/I_{\text{пл}} \approx 100$.

Этот пример показывает, что с неразрушающейся вольфрамовой проволоки удается получать¹⁰ импульсы практически чисто электронного тока, в 100 раз превышающего обычный ток насыщения эмиссии из вольфрама при температуре плавления.

Выводы

1. При нагревании вольфрамовых и железных проволок в вакууме импульсами тока $j \approx 10^7 \text{ А/см}^2$ у поверхности этих проволок вспыхивает разряд. Для выяснения причин этого явления были подобраны импульсы с такой зависимостью j от t , при которой разряд не зажигается на очень коротких вольфрамовых проволоках и зажигается на более длинных. При таких импульсах было установлено, что причиной зажигания разряда служит появление у поверхности проволоки большого числа электронов. Число ионов при этом ничтожно мало сравнительно с числом электронов. Следовательно, электроны появляются не в результате ионизации паров металла или остатков газа, а испускаются проволокой. Плотность тока эмиссии этих электронов с неразрушающейся вольфрамовой проволоки может в 100 раз превышать плотность тока насыщения из вольфрама при температуре плавления.

2. Характерные особенности изучаемого разряда оказываются одинаковыми при импульсах с различной зависимостью j от t . Поэтому естественно предположить, что причина зажигания разряда во всех этих случаях одна и та же, а именно эмиссия, большая по сравнению с обычной эмиссией из вольфрама при температуре плавления $I_{\text{пл}}$. Если это предположение верно, то появление разряда на вольфрамовых проволоках при $R < R_{\text{пл}}^{\text{TB}}$ свидетельствует о появлении аномально большой эмиссии при $R < R_{\text{пл}}^{\text{TB}}$. Величина этой эмиссии должна была бы на несколько порядков превышать обычное значение эмиссии при данном значении $R/R_{\text{пл}}^{\text{TB}}$ (например обычное значение эмиссии, соответствующее значению R , найденному по осциллограммам 1 и 1' рис. 7 для момента спада V_R , приблизительно в 10^4 раз меньше $I_{\text{пл}}$).

3. В случае замены вольфрамовых проволок железными, при неизменных прочих условиях опыта, изменяется только момент появления разряда, но все остальные характерные особенности разряда сохраняются. Поэтому естественно предположить, что в опытах с железными проволоками причиной зажигания разряда также является большая эмиссия.

⁹ В опыте 13, 5, 6 ток $i(t)$ увеличен сравнительно с током в опыте 13, 1, 2 путем увеличения примерно на 15% начального напряжения V_0 на конденсаторе C . В результате увеличения i в опыте 13, 5, 6 эмиссия достигает большого значения, когда V_R еще превышает потенциал зажигания дуги, и поэтому вдоль проволоки вспыхивает разряд.

¹⁰ В опытах 13, 1, 2 требовалось точно задавать величину начального напряжения V_0 на конденсаторе C . Колебания V_0 в пределах нескольких процентов снижали $I_{\text{в}}$ на порядок или приводило к разрушению проволоки R .

4. Соображения об аномальной эмиссии, изложенные в ил. 2 и 3 Выводов, не подтверждены прямыми экспериментальными данными. Однако результаты измерения анодного тока для неразрушающих вольфрамовых проволок, приведенные в ил. 1 Выводов, непосредственно показывают, что эмиссия достигает аномально большой величины. Аномально большая эмиссия свидетельствует об аномальном состоянии металла. Вывод, что металл приходит в аномальное состояние под действием импульса тока большой плотности, совпадает с выводом, сделанным в [1] на основании результатов измерения энергии и сопротивления проволоки.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 июля 1953 г.

Литература

- [1] С. В. Лебедев и С. Э. Хайкин. ЖЭТФ, 26, 629, 1954.

СПЕКТРАЛЬНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ФОТОГРАФИЧЕСКИХ СЛОЯХ

С. Г. Гренишин

Исследовались спектры поглощения коллоидных частиц металлического серебра, образованных под действием интенсивного света в несенсибилизированных фотографических слоях, а также спектры поглощения в слоях, обработанных раствором иодистого калия, и в эмульсионных слоях, подвергнутых второму созреванию. Показано, что в фотохимически окрашенных фотографических слоях появляется широкая полоса поглощения. Положение максимума этой полосы зависит от свойств фотографического слоя. В результате второго созревания в спектре поглощения возникает новая полоса, расположенная в видимой и в инфракрасной областях спектра.

Введение

Спектры поглощения кристаллов галоидного серебра исследовались многими авторами [1-3]. Собственное поглощение в этих кристаллах расположено в основном в ультрафиолетовой области спектра. При действии на кристалл ультрафиолетового излучения в видимой области спектра появляется новая полоса поглощения с максимумом $\lambda_{\text{макс}} = 620-700 \text{ м}\mu$ для AgBr и $\lambda_{\text{макс}} = 520-550 \text{ м}\mu$ для AgCl . Эта полоса поглощения приписывается коллоидным частицам металлического серебра [1].

За последнее время в фотохимически окрашенных кристаллах галоидного серебра был обнаружен ряд новых полос поглощения. Пуцейко и Мейклэр [4] показали, что в кристаллах галоидного серебра, подвергнутых действию ультрафиолетового излучения или нагреванию, появляется коротковолновая полоса поглощения, максимум которой расположен у $\lambda_{\text{макс}} = 430-450 \text{ м}\mu$ для AgBr и $\lambda_{\text{макс}} = 370-380 \text{ м}\mu$ для AgCl . Эти авторы считают, что обнаруженные ими полосы поглощения принадлежат центрам, аналогичным F -центрам в щелочно-галоидных кристаллах. Однако маловероятно, что эти полосы поглощения принадлежат F -центрам. Во-первых, из ряда экспериментальных работ [5, 6] следует, что в кристаллах галоидного серебра преобладают дефекты по Френкелю, т. е. образуются термическим путем междуузельные ионы серебра и вакантные катионные узлы. Во-вторых, полуширина этой полосы, в отличие от полосы F -центров в щелочно-галоидных кристаллах, не зависит от температуры [4].

Кириллов [7] установил, что спектр поглощения фотолитически образованных частиц серебра имеет весьма сложную структуру. Он состоит из ряда узких полос поглощения, которые наблюдаются не только в видимой области спектра, но и в ультрафиолетовой. По мнению Кириллова, поглощение в этих полосах обусловлено агрегатами из атомов серебра или отдельными атомами серебра, которые очень слабо связаны с решеткой кристалла. Эти полосы поглощения можно сопоставить с тонкой структурой полос поглощения в щелочно-галоидных кристаллах [8].

Спектры поглощения фотографических слоев изучались очень мало. Это объясняется тем, что в отличие от кристаллов галоидного серебра фотографические слои представляют собой сильно рассеивающие среды, и при этом разные слои рассеивают свет по-разному. Рассеяние света зависит от многих факторов, например, от толщины эмульсионного слоя, концентрации галоидного серебра в желатине, размеров эмульсионных

кристаллов и т. п. Определение поглощения в таких слоях весьма сложно из-за трудности отделения спектра рассеяния от спектра поглощения.

Однако, как об этом будет сказано ниже, эта трудность может быть в значительной степени преодолена.

Фотохимические процессы, имеющие место в кристаллах галоидного серебра, происходят и в эмульсионных кристаллах. Если под действием ультрафиолетового излучения в кристаллах появляется полоса поглощения коллоидных частиц, т. е. кристалл окрашивается, то аналогичное явление можно ожидать и в фотографических слоях. Однако следует заметить, что незасвеченный кристалл галоидного серебра может по своему спектральному поглощению отличаться от эмульсионных кристаллов до воздействия на них света, так как в последних в процессе синтеза эмульсии могут возникать как коллоидные частицы, так и «атомарное» серебро, обладающие определенным спектральным поглощением.

Целью данной работы является исследование спектров поглощения фотохимически окрашенных фотографических слоев, а также центров поглощения, возникающих в эмульсионных кристаллах в процессе синтеза эмульсии, которые играют существенную роль в фотографической чувствительности.

Методика измерений

При изучении спектров поглощения в фотографических слоях применялся дифференциальный метод. Сущность этого метода состоит в том, что поглощение фотографического слоя, подвернутого действию света, измеряется не по отношению к воздуху, а по отношению к такому же слою, но не подвернутому действию света. При этом мы измеряем не абсолютное поглощение, а разность поглощения освещенного и неосвещенного эмульсионных слоев. Таким образом можно считать, что спектр поглощения в слое после засветки будет принадлежать центрам окраски, ибо собственное поглощение и рассеяние в слое при измерении дифференциальным методом исключаются. Измеряемый фотографический слой располагался эмульсионной стороной вплотную к фотоэлементу, так что почти весь рассеянный свет в угле 2π мог быть учтен при измерениях, причем изучаемые образцы вырезались из одного небольшого кусочка исследуемого материала.

Измерения спектрального поглощения в фотографических слоях производились на кварцевом фотоэлектрическом спектрофотометре СФ-11. В кюветной части прибора для уменьшения влияния рассеяния света в фотографическом слое устанавливалась кварцевая линза ($f = 45$ мм). Она собирала на маленькой площади ($0,5$ мм \times 4 мм) исследуемого образца, установленного у фотоэлемента, выходящий из монохроматора широкий пучок. Лампа накаливания, установленная в приборе, питалась постоянным током от 6-вольтового кислотного аккумулятора большой емкости и работала с высокой стабильностью. При измерениях мы меняли выходную щель прибора в зависимости от длины волны в небольших пределах от 0,02 до 0,1 мм.

Опыты проводились на фабричных несенсибилизированных пластинах, а также на эмульсионных слоях, изготовленных в лаборатории.

Фотографические слои освещались перед спектрофотометрированием ртутно-кварцевой лампой ПРК-4. Лампа работала при силе тока 3,5 А. Освещение слоя всегда производилось после установления в лампе нормального разряда, который контролировался по постоянству измеряемой амперметром силы тока. Лампа ПРК-4 от фотографического материала находилась на расстоянии 40 см.

Результаты измерений

Засветка фотографических слоев при больших количествах освещения обычно приводит к появлению широкой полосы поглощения, простирающейся от 400 $\text{м}\mu$ до 1 μ . Положение максимума этой полосы зависит от

свойств фотографического слоя (рис. 1, 3). На несенсибилизированных слоях после их засветки никогда не удавалось получить двух полос поглощения, подобных наблюдавшимся при засветке кристаллов бромистого серебра (рис. 2)¹. По сравнению с кристаллами бромистого серебра фотографические слои обладают в сотни и тысячи раз большей чувствительностью к свету. Это обуславливается сильно развитой поверхностью эмульсионных кристаллов, а также коллоидными частицами, образованными в процессе синтеза эмульсии (так называемые центры светочувствительности), которые отсутствуют в кристаллах галоидного серебра до их засветки. Нам кажется, что появлению при освещении коротковолновой полосы поглощения (на краю полосы собственного поглощения) в обычных фотографических слоях препятствуют образованные в процессе созревания эмульсии центры светочувствительности. Появление этой полосы, повидимому, обусловлено образованием небольших агрегатов из атомов серебра, слабо связанных с решеткой кристалла. Более вероятно, что эти агрегаты образуются на поверхности кристалла или вдоль линий дислокаций. Центры светочувствительности, повидимому, способны в эмульсионных кристаллах захватить любой электрон, освободившийся под действием света, так как размеры кристалла соизмеримы с длиной свободного пробега электрона.

Если в эмульсионных кристаллах отсутствуют центры светочувствительности, то после засветки можно наблюдать коротковолновую полосу поглощения с максимумом у $\lambda_{\text{макс}} = 400-410 \text{ м}\mu$, сильно размытую в сторону больших длин волн. Примером этого служат мелкозернистые и малочувствительные пластиинки «Микрат» (рис. 3). Опыты [9] по действию хромовой кислоты на липмановские и другие мелкозернистые и малочувствительные эмульсионные слои показывают, что если скрытое изображение в этих слоях можно легко разрушить слабым раствором

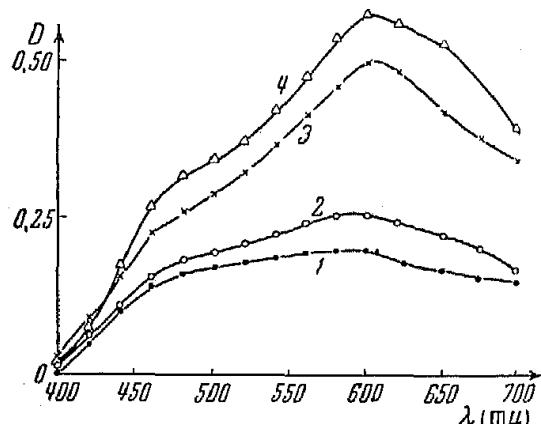


Рис. 1. Изменение спектра поглощения в несенсибилизированных эмульсиях (пластиинки «Приトン») в зависимости от времени освещения. Время освещения: 1 — 1 сек.; 2 — 10 сек., 3 — 5 мин., 4 — 30 мин.

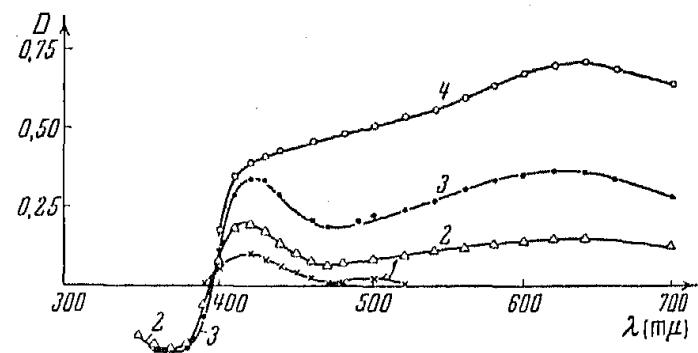


Рис. 2. Изменение спектра поглощения в зависимости от времени освещения (при постоянной освещенности) в AgBr. 1 — время освещения 1 сек., 2 — 2 мин., 3 и 4 — 1 ч. 30 м.

¹ Коротковолновая полоса поглощения (с $\lambda_{\text{макс}} = 430-450 \text{ м}\mu$ для AgBr и с $\lambda_{\text{макс}} = 380-390 \text{ м}\mu$ для AgCl) наблюдается не во всех фотохимически окрашенных кристаллах AgHal. Появление ее зависит от условия изготовления кристаллов.

хромовой кислоты в течение нескольких минут обработки, то чувствительность практически не уменьшается даже после длительной обработки концентрированным окислителем. Из указанных опытов следует, что в этих слоях отсутствуют центры светочувствительности, которые, как известно, сравнительно легко разрушаются хромовой кислотой и другими окислителями. Поэтому фотоэлектроны в таких эмульсионных кристаллах будут улавливаться мелкими нарушениями вдоль линий дислокаций и поверхностью, образуя при этом мелкие агрегаты из атомов серебра или отдельные атомы серебра.

Специально поставленными опытами было показано, что и у кристаллов бромистого серебра при больших количествах освещения две полосы поглощения вырождаются в одну, т. е. образованные в кристалле под действием света многочисленные коллоидные частицы металлического серебра препятствуют росту коротковолновой полосы поглощения с $\lambda_{\max} = 430-450 \text{ м}\mu$. Это иллюстрируется рис. 2, где показано изменение спектра поглощения в зависимости от времени освещения в кристаллических пленках. Данные пленки были получены методом кристаллизации расплавленного бромистого серебра между двумя стеклянными пластинками. Толщина кристаллической пленки была порядка 40 μ . Спектр поглощения засвеченного кристалла измерялся по отношению к незасвеченному. Из рис. 2 видно, что при малых временах освещения (порядка секунды) появляется только полоса поглощения с максимумом у 430 $\text{м}\mu$. С увеличением времени освещения эта полоса поглощения растет, но медленно; в то же время появляется полоса поглощения коллоидных частиц металлического серебра с максимумом у 650—670 $\text{м}\mu$, которая растет очень быстро. При больших количествах освещения полоса поглощения с $\lambda_{\max} = 430 \text{ м}\mu$ перекрывает полосой поглощения с $\lambda_{\max} = 650-670 \text{ м}\mu$. Существенно отметить, что одновременно с появлением полос поглощения в видимой области спектра наблюдается падение поглощения в более коротковолновой области спектра, начиная с $\lambda = 400 \text{ м}\mu$, вследствие чего кристалл становится более прозрачным. Это уменьшение поглощения, возможно, объясняется фотохимическим разложением части поглощающего в этой области бромистого серебра. В пользу такого объяснения говорит не только возникновение серебряных частиц, которые обуславливают поглощение в видимой области спектра, но и то обстоятельство, что увеличение прозрачности в области 300—400 $\text{м}\mu$ наблюдается тем отчетливее, чем тоньше исследуемый образец кристалла. При переходе от кристалла к кристаллу положение максимума коротковолновой полосы поглощения меняется в пределах 20—30 $\text{м}\mu$.

В наших условиях опыта как для кристаллов, так и для эмульсионных слоев положение максимума коллоидных частиц металлического серебра почти не зависело от времени освещения, хотя мы и меняли его в довольно широком интервале, от нескольких секунд до одного часа. Это иллюстрируется рис. 1 для несенсибилизированного фотографического слоя и рис. 2 — для кристаллов.

На рис. 3 приведены кривые поглощения нескольких несенсибилизированных слоев после пятиминутного облучения слоя светом от ртутьи.

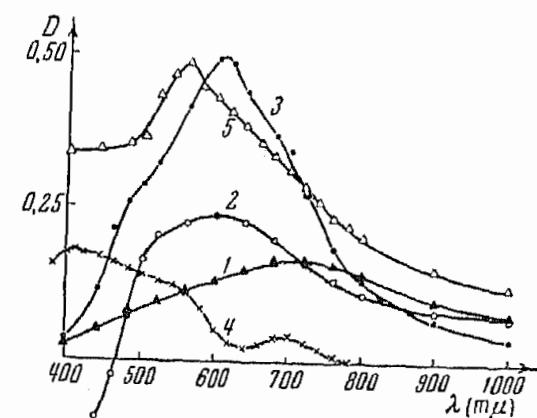


Рис. 3. Кривые поглощения после освещения для несенсибилизированных слоев (время освещения 5 мин.). Пластики: 1 — диапозитивные, 2 — ультрафиолетовые, 3 — „Принтоу“, 4 — „Микрат“, 5 — хлоросеребряные (время освещения 2 мин.)

лампы ПРК-4. Нам кажется, что несовпадение между собой максимумов поглощения коллоидных частиц металлического серебра, созданных светом в разных фотографических слоях, и несовпадение последних с максимумом поглощения коллоидных частиц в кристаллах бромистого серебра может обуславливаться, в первую очередь, теми примесями, которые образуются в эмульсионных кристаллах при их кристаллизации. Следовательно, в некоторой степени на положение максимума поглощения в фотографических слоях может влиять и процесс созревания. Поэтому было предпринято исследование влияния второго созревания на спектры поглощения фотографической эмульсии после ее засветки. Были приготовлены мелкозернистые бромосеребряные эмульсии, очень мало чувствительные к свету, с разными концентрациями галоидного серебра — 38, 43, 49, 57 %. Эмульсия каждой концентрации была разделена на части и подвергнута второму созреванию в течение времени от 0 до 4 час., при 60° С, а затем полита на стеклянные пластиинки тонким слоем (10—15 μ). В эмульсиях, подвергнутых второму созреванию, измерялось спектральное поглощение по отношению к таким же эмульсиям, но без второго созревания. Результаты измерения для эмульсий с концентрацией AgBr 38 % приведены на рис. 4, а их сенситометрические свойства в табл. 1.

Таблица 1

Время второго созревания	Отиносит. чувствит. к свету (в логарифм. един.)	Плотность вуали D_0	Коэффициент контрастности γ
0	0	0,07	2,7
15 мин.	0,32	0,10	3,5
30 "	0,35	0,13	3,6
1 час	0,38	0,15	3,5
2 "	0,43	0,19	3,7
4 "	0,45	0,25	3,7

Примечание. Чувствительность к свету без второго созревания условно принята за 1,0. Чувствительность определялась для плотности почернения $D = 1,0 + D_0$.

Из рис. 4 видно, что с увеличением времени второго созревания на кривой поглощения появляются два максимума: один максимум поглощения у $\lambda = 400$ м μ , другой у $\lambda = 800$ —900 м μ . Положение первого максимума смещено на 20—30 м μ в коротковолновую область спектра по сравнению с максимумом коротковолновой полосы поглощения фотографически окрашенных кристаллов бромистого серебра. Возникновение поглощения с максимумом у 400 м μ в процессе второго созревания может иметь двоякую природу. С одной стороны, это поглощение может быть обусловлено агрегатами из атомов серебра или отдельными атомами серебра, возникающими на поверхности или в микротрецинах эмульсионных кристаллов в результате нагревания эмульсии при втором созревании. С другой стороны, в процессе второго созревания возможна адсорбция сернистых соединений на поверхности эмульсионных кристаллов, которая может привести к «разрыхлению» решетки [10]. Вследствие этого край полосы собственного поглощения в эмульсии, подвергнутой второму созреванию, сместился в длинноволновую область спектра по-

сравнению с той же эмульсией, но не подвергнутой второму созреванию. Второй максимум мы приписали коллоидным частицам, образованным на поверхности эмульсионных кристаллов в результате взаимодействия последних с желатиной. При увеличении концентрации галоидного серебра в эмульсии при данном времени второго созревания наблюдается общий подъем кривой, и максимум поглощения, расположенный в длинноволновой области спектра, несколько смещается в сторону длинных волн. Однако положение этих максимумов и их высота, повидимому, может в некоторой степени зависеть также и от изменения размеров эмульсионных кристаллов, если такое изменение имеет место в процессе второго созревания.

Далее мы измерили спектр поглощения в этих слоях после освещения по отношению к таким же слоям, но не подвергнутым действию света. Результаты измерений приведены на рис. 5, из которого

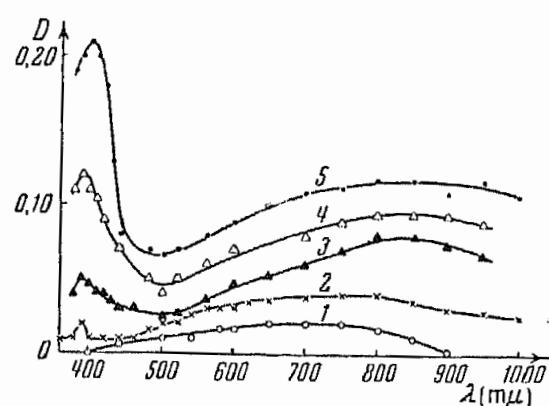


Рис. 4. Влияние второго созревания на спектр поглощения в незасвеченной фотографической эмульсии. Время созревания: 1 — 15 мин., 2 — 30 мин., 3 — 1 час, 4 — 2 часа, 5 — 4 часа

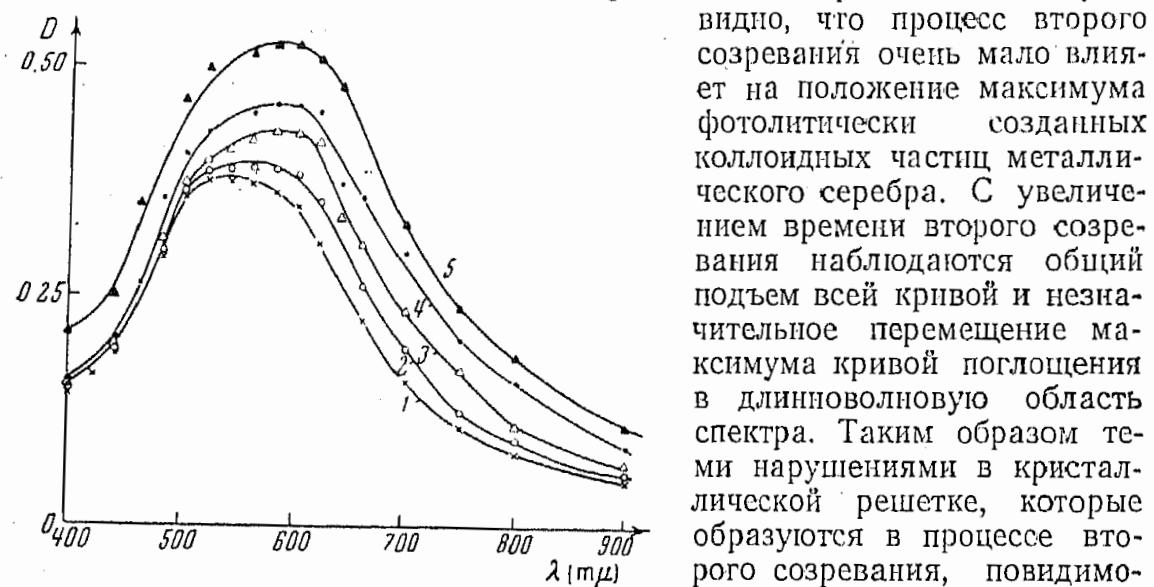


Рис. 5. Кривые поглощения после 20-минутного освещения лампой PRK-4 для эмульсий с разным временем созревания: 1 — без второго созревания, 2 — 30 мин., 3 — 1 час, 4 — 2 часа, 5 — 4 часа второго созревания

максимумом поглощения коллоидных частиц в кристаллах бромистого серебра.

В обычные бромосеребряные эмульсии, как известно, для повышения светочувствительности вводят несколько процентов иодистого серебра. Рентгеноструктурным анализом показано [11], что иодистое серебро в небольших количествах кристаллизуется с бромистым серебром в виде твердого раствора и расширяет его решетку. Можно предполагать, что примеси иодистого серебра в бромистом должны оказать влияние на положение максимума в спектре поглощения фотолитически образованных коллоидных частиц металлического серебра. Действительно, нами показано, что если создать иодистое серебро в эмульсионных кристаллах, например, путем купания фотографического слоя в растворе иоди-

дил, что процесс второго созревания очень мало влияет на положение максимума фотолитически созданных коллоидных частиц металлического серебра. С увеличением времени второго созревания наблюдаются общий подъем всей кривой и незначительное перемещение максимума кривой поглощения в длинноволновую область спектра. Таким образом теми нарушениями в кристаллической решетке, которые образуются в процессе второго созревания, повидимому, нельзя объяснить несовпадение максимума поглощения коллоидных частиц металлического серебра, созданных светом в разных фотографических слоях, с

стого калия, то максимум поглощения фотолитически образованного серебра под действием света перемещается в сторону коротких волн. Для этой цели мы выбрали диапозитивные пластиинки (Фабрики № 2) и обрабатывали их разное время (от 0 до 20 мин.) слабым раствором иоди-

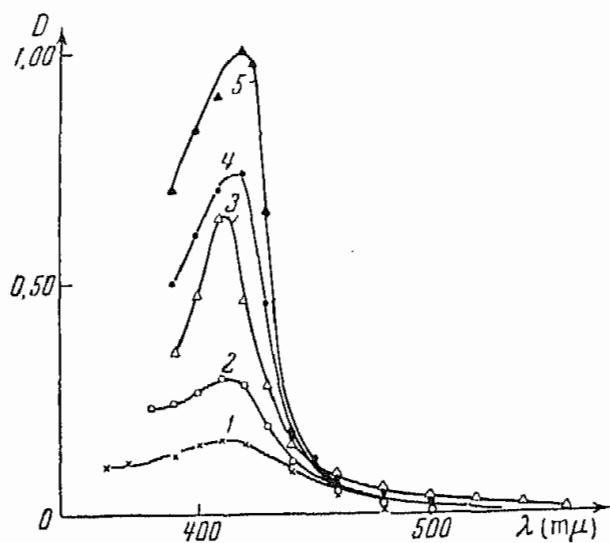


Рис. 6. Спектральное поглощение в диапозитивных пластиинках, обработанных раствором KJ. Время обработки: 1 — 15 сек., 2 — 30 сек., 3 — 2 мин., 4 — 10 мин., 5 — 20 мин.

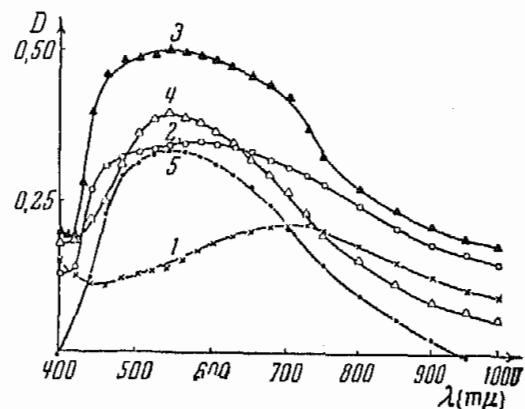


Рис. 7. Кривые поглощения после 5-минутного освещения для диапозитивных пластиинок, обработанных раствором KJ. 1 — без обработки; 2 — 20 сек., 3 — 2 мин., 4 — 10 мин., 5 — 20 мин.

стого калия (400 мг на литр дистиллированной воды). В результате такой обработки ионы брома частично замещаются ионами иода, что приводит к появлению иодистого серебра в эмульсионных кристаллах.

Таблица 2

Время купания (минуты)	Относит. чувств. (в логарифм. един.) для $D = 1,0 + D_0$	Коэффициент контрастности γ
0	0	3,0
0,5	0,47	2,3
2	0,28	2,1
10	0,16	2,1
20	-0,10	1,0

Далее было измерено поглощение в этих слоях после освещения лампой ПРК-4 по отношению к таким же слоям, но не подвергнутым действию света. Результаты измерений приведены на рис. 7, а сенситометрические данные пластиинок, обработанных раствором KJ, — в табл. 2.

Из приведенных на рис. 7 данных следует, что появление иодистого серебра в эмульсионных кристаллах сильно смещает максимум поглощения фотолитически образованных коллоидных частиц металлического серебра в сторону коротких длин волн, т. е. после засветки максимум поглощения в бромоидосеребряных эмульсиях будет располагаться в более коротковолновой области спектра, чем это наблюдается в кристаллах бромистого серебра. Следует заметить, что с увеличением времени

После обработки пластиинки тщательно промывались в проточной воде, а затем сушились при комнатной температуре. Оказалось, что в диапозитивных пластиинках после их купания в иодистом калии появляется дополнительное поглощение с максимумом у $\lambda = 400-410$ мкм по сравнению с такими же пластиинками, но не подвергнутыми действию раствора KJ, причем поглощение растет с увеличением времени купания (рис. 6). Дополнительное поглощение в пластиинках, обработанных раствором иодистого калия, вызвало ионами иода.

обработки слоя его фотографическая чувствительность, а также параллельно с ней и фотохимическая растут, достигают максимума и затем начинают падать. Из практики работы с эмульсиями также известно [12], что создание в твердой фазе бромосеребряных эмульсий небольшого количества иодистого серебра приводит к увеличению светочувствительности фотографического слоя. При больших же количествах иодистого серебра в эмульсионных кристаллах светочувствительность слоя начинает падать. Поэтому нам кажется, что существует параллелизм между чувствительностью бромонодистой эмульсии к свету и фотохимической активностью эмульсионных кристаллов.

Выводы

1. После интенсивного освещения в несенсибилизированных фотографических слоях появляется широкая полоса поглощения коллоидных частиц металлического серебра, простирающаяся от 400 м μ до 1 м μ . Положение максимума этой полосы зависит от свойств фотографического слоя.
2. В фотохимически окрашенных малочувствительных мелкозернистых пластинах типа «Микрат» наблюдается полоса поглощения с максимумом у 400—410 м μ с размытым длинноволновым краем.
3. В результате второго созревания в спектре поглощения малочувствительной мелкозернистой эмульсии появляется новая полоса поглощения с двумя максимумами у $\lambda = 400$ м μ и у $\lambda = 800$ —900 м μ . Процесс второго созревания не влияет на положение максимума фотолитически образованных коллоидных частиц металлического серебра.
4. Образование иодистого серебра в бромосеребряных эмульсионных кристаллах приводит к смещению максимума полосы поглощения коллоидных частиц серебра в сторону коротких длин волн.

Поступила в редакцию
2 сентября 1953 г.

Литература

- [1] М. В. Савостьянова. *Nature*, 126, 399, 1930. — [2] R. Hilsch и R. Pohl. *ZS. f. Phys.*, 64, 606, 1930. — [3] Б. А. Барщевский. *ДАН СССР*, 65, 25, 1949. — [4] Е. К. Пуцейко и П. В. Мейклэр. *ЖЭТФ*, 21, 341, 1951. — [5] H. D. Keith a. J. W. Mitchell. *Phil. Mag.*, 42, 1331, 1951. — [6] C. R. Begg. *Phys. Rev.*, 82, 422, 1951. — [7] Е. А. Кириллов. *Изв. АН СССР*, сер. физ., 12, 533, 1948. — [8] S. Petroff. *ZS. f. Phys.*, 127, 443, 1950. — [9] S. E. Sheppard, E. P. Wightman a. A. P. Trivelli. *Abt. Sci. Pub. Kod.*, 7, 118, 1923. — [10] К. В. Чибисов. *Усп. химии*, 22, 1226, 1953. — [11] R. Wilsey. *Abt. Sci. Pub. Kod.*, 9, 177, 1925. — [12] П. В. Козлов. *Технология фотокинопленки*, Изд-во «Искусство», т. II, 1937, стр. 123.

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА РАСТВОРОВ He^3 в He^4 .

III. УПРУГОСТЬ ПАРА

Б. Н. Есельсон

Измерена упругость пара растворов He^3 в He^4 в условиях, обес печивающих установление равновесия между жидкостью и паром. Данные, полученные для растворов с содержанием He^3 0,49; 1,00; 2,40; 4,23; 5,18 и 8,08%, позволяют сделать вывод о неидеальном поведении таких растворов.

1. Введение

Наряду с другими свойствами растворов He^3 в He^4 значительный интерес представляет связь между упругостью пара таких растворов и составом жидкой и газовой фаз. Наличие подобных данных позволило бы построить диаграмму состояния системы $\text{He}^3 - \text{He}^4$, знание которой необходимо для улучшения техники разделения изотопов гелия [1]. Кроме того, диаграмма состояния системы $\text{He}^3 - \text{He}^4$ с точки зрения всестороннего изучения растворов двух изотопов также представляет существенный интерес.

Измерению упругости пара растворов He^3 в He^4 и определению коэффициента распределения He^3 между жидкостью и паром посвящен ряд работ [2-12]. Однако до настоящего времени нет еще надежных данных ни относительно упругости пара, ни относительно коэффициента распределения. Это объясняется тем, что в большинстве опытов, посвященных измерению упругости пара растворов, использовалось небольшое количество смеси, так что не было уверенности в том, что концентрацию He^3 в жидкости можно считать равной концентрации He^3 в неохлажденном газе. Помимо этого, ни в одном эксперименте не контролировалось установление равновесия между паром и жидкостью, и не принимались меры для быстрого установления этого равновесия. Наконец, измерения упругости пара в области He II , повидимому, всегда искажаются из-за наличия эффекта пленки, причем эти искажения могут быть особенно велики, если не принимаются соответствующие меры предосторожности. В связи с этим данные, полученные до настоящего времени как в области He II , так и в области He I , большей частью неверны.

Не лучшее обстоит дело и с измерением коэффициента распределения. Попытки определить его путем отбора и анализа проб пара не увенчались успехом. Основная трудность, которую приходится здесь преодолевать, заключается в том, что в области He II газовая проба, несмотря на ряд мер, оказывается разбавленной He^4 из-за наличия эффекта переноса по пленке He II . Выше λ -точки полученные данные мало достоверны, так как при отборе пробы не контролировалось наличие равновесия между паром и жидкостью, которое в этой области температур устанавливается медленно.

Таким образом в настоящее время еще нет достаточно достоверных данных, при помощи которых можно было бы построить диаграмму

состояния системы He^3 — He^4 . В связи с этим были поставлены новые опыты по измерению упругости пара растворов, результаты которых излагаются в настоящей статье.

2. Прибор и метод измерений

Как показали предварительные опыты, правильное измерение упругости пара растворов He^3 в He^4 возможно только при соблюдении некоторых предосторожностей. Наиболее существенными здесь являются строгое постоянство температуры и установление равновесия между паром и жидкостью. Кроме того, чтобы концентрацию He^3 в жидкости можно было считать равной концентрации He^3 в неохлажденном газе, необходимо использовать по возможности большое количество жидкости, а объем газовой фазы свести до минимума. Наконец, ниже λ -точки существенную роль могут играть эффект ползания пленки He II , ее испарение и конденсация образовавшегося газа. Повышенное давление, возникающее при реконденсации, зависит от скорости переноса жидкого гелия по пленке, причем эта скорость значительно возрастает, если стенки прибора покрыты слоем твердых примесей^[13], т. е. если конденсировался грязный гелий. Таким образом газ перед конденсацией необходимо очищать от всех примесей.

Все эти соображения были учтены при конструировании прибора, схема которого представлена на рис. 1. Он состоит из двух стеклянных толстостенных капилляров a и b с диаметром отверстия 0,7 мм, переходящих внизу в тонкостенные шарики c и d диаметром 10 мм. Вверху к этим капиллярам припаявался масляный дифференциальный манометр M , которым определялась разность упругостей пара между раствором и He^4 . Вакуумные краны S_1 , S_2 , S_3 и S_4 позволяли производить конденсацию смеси в одном шарике, а He^4 —в другом, отсоединять на время конденсации манометр от шариков и присоединять его к ним после окончания конденсации. Кран S_5 служил для соединения обеих частей манометра, что облегчало откачуку прибора перед опытом. В каждом из шариков помещалась очень легкая железная вертушка, которая приводилась в колебательное движение при вертикальном перемещении постоянного магнита N . Последнее осуществлялось при помощи кривошипа K , вращаемого электромотором со скоростью 12 об/мин. Все это устройство предназначалось для перемешивания жидкости во время опыта, чем достигалось быстрое установление равновесия между паром и жидкостью. Нижняя часть прибора для защиты от теплоизлучения была окружена медным экраном P , в котором имелись две узкие щели для наблюдения за уровнем гелия в шариках c и d .

Опыт велся следующим образом. После тщательной откачки прибора закрывались все краны, и дьюар заполнялся жидким гелием. Затем температура жидкого гелия понижалась откачкой до $\sim 1,35^\circ\text{K}$, и производилась конденсация He^4 в одном шарике и смеси в другом. Предварительно оба газа проходили через змеевики, охлажденные жидким водородом, а смесь проходила еще дополнительно через змеевик, погруженный в жидкий гелий, имевший температуру $4,2^\circ\text{K}$.

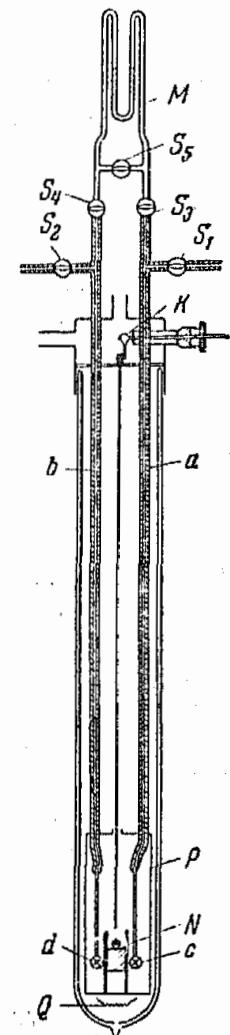


Рис. 1. Прибор для измерения упругости пара растворов He^3 в He^4

В результате такой процедуры все примеси вымерзали в змеевиках, и оба газа, совершенно чистые, поступали в прибор. В каждый из шариков конденсировалось около 400 см³ газа, так что они почти целиком заполнялись жидкостью.

После окончания конденсации манометр соединялся с шариками, и по достижении равновесия между паром и жидкостью при помощи катетометра измерялась разность высот уровней масла в нем, соответствующая разности упругостей пара (ΔP) раствора и He⁴. Наступление равновесия между паром и жидкостью определялось по отсутствию зависимости ΔP от времени. Указанное равновесие ниже λ -точки достигалось в течение 3—4 мин. даже без перемешивания жидкости. В области He I равновесие без перемешивания устанавливалось за время, измеряемое часами, а с перемешиванием — за 10—15 мин. Отсюда видно, что такое перемешивание, обычно применяющееся при опытах с растворами, является совершенно необходимым и при работе с растворами He³ в He⁴, в то время как некоторые авторы считают это излишним.

Отогревание гелия в дьюаре при помощи нагревателя Q давало возможность найти зависимость ΔP от температуры. При этом по достижении желаемой температуры давление в дьюаре в дальнейшем поддерживалось постоянным. Аналогичная зависимость определялась затем при понижении температуры.

Прибор был испытан при конденсации He⁴ в оба шарика. При этом ΔP как ниже, так и выше λ -точки было равно нулю, независимо от того, велось перемешивание жидкости или нет. Аналогичный результат был получен при наличии вертушки только в одном шарике. Отсюда следовало, что тепло, выделяющееся при колебании вертушек, столь мало, что не искажает сколько-нибудь заметно измеряемое ΔP . Так как объем прибора был мал (около 5 см³), то ошибки, связанные с обеднением раствора за счет перехода части He³ в газовую фазу, были невелики, при конденсации не менее определенного количества смеси. Это последнее специально определялось при изучении зависимости ΔP от количества сконденсированной смеси, причем оно при всех температурах, вплоть до 3,2°K, было меньше обычно конденсируемых 400 см³¹.

3. Результаты

При помощи описанного прибора определялась зависимость ΔP от температуры для растворов с содержанием He³ 0,49; 1,00; 2,40; 4,23; 5,18 и 8,08%. Полученные результаты представлены на рис. 2—5, причем на этих же рисунках пунктиром показана зависимость ΔP от температуры, вычисленная, исходя из предположения об идеальности растворов He³ в He⁴. В этом случае имеем

$$\Delta P = C_3^L (P_3^0 - P_4^0), \quad (1)$$

где C_3^L — концентрация He³ в жидкости, а P_3^0 и P_4^0 — упругости пара чистых He³ и He⁴ соответственно. Для растворов с приведенным содержанием He³, как это видно из рис. 2—5, имеет место увеличение ΔP по мере повышения температуры, причем в λ -точке для He⁴ наблюдается изменение знака кривизны и быстрый рост ΔP . Экспериментальные точки на всех кривых получены в результате прохождения всего температурного интервала как вверх, так и вниз. Отсутствие гистерезиса еще раз подтверждает то, что в течение всех экспериментов существовало равновесие между паром и жидкостью. Обращает

¹ Пользуюсь случаем поблагодарить С. А. Шигимагу за помощь при монтаже прибора и измерениях.

на себя внимание тот факт, что имеют место положительные и отрицательные отклонения кривой упругости пара от такой же кривой для идеального раствора, причем температура, при которой происходит пересечение экспериментальной кривой с кривой для идеального раствора, закономерно меняется с концентрацией. Это

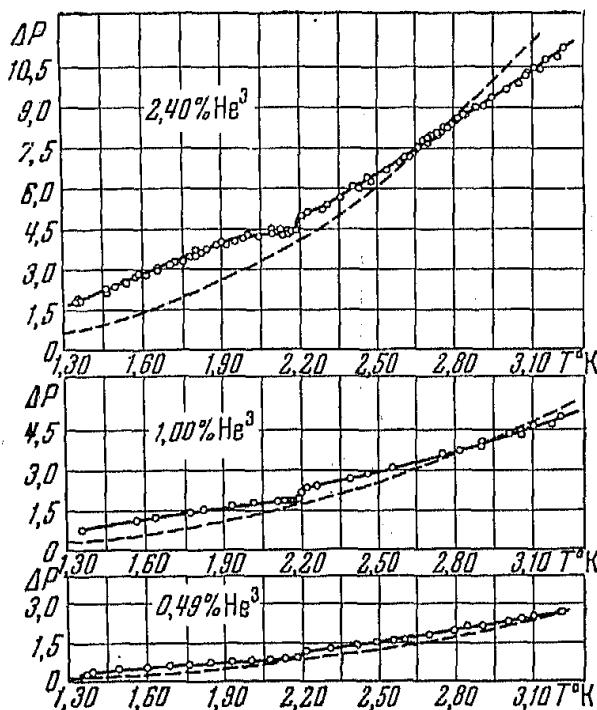


Рис. 2. Зависимость ΔP (мм рт. ст.) от температуры для растворов с концентрацией He^3 0,49; 1,00 и 2,40%

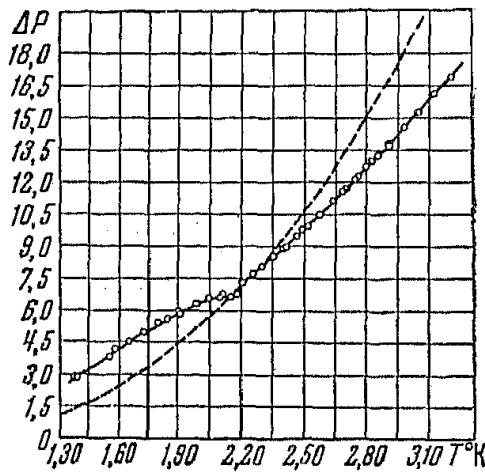


Рис. 3. Зависимость ΔP (мм рт. ст.) от температуры для раствора с концентрацией He^3 4,23%

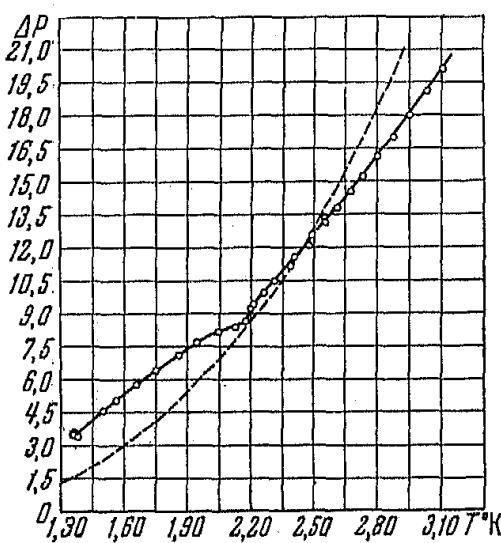


Рис. 4. Зависимость ΔP (мм рт. ст.) от температуры для раствора с концентрацией He^3 5,18%

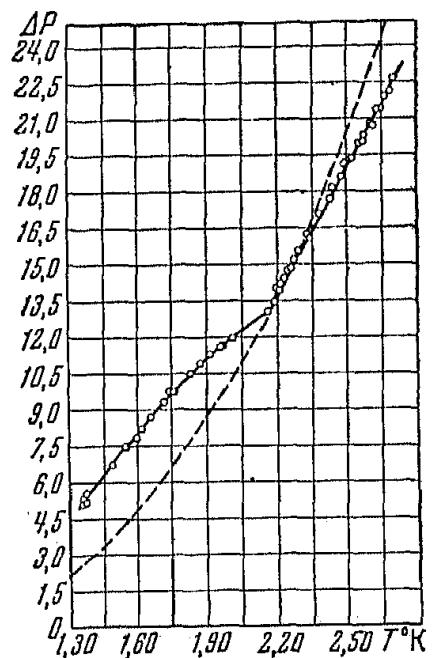


Рис. 5. Зависимость ΔP (мм рт. ст.) от температуры для раствора с концентрацией He^3 8,08%

отчетливо видно из рис. 6, на котором изображена зависимость температуры пересечения кривых от концентрации. Вертикальными линиями изображены ошибки в определении температуры пересечения кривых, являющиеся следствием ошибок в определении концентрации He^3 в неохлажденном газе.

На рис. 7 и 8 представлены изотермы давления пара растворов как функции состава жидкой фазы, полученные из предыдущих кривых.

Как и раньше, пунктиром изображена аналогичная зависимость для идеальных растворов. Указанные положительные и отрицательные отклонения от кривых для идеального раствора здесь отчетливо видны.

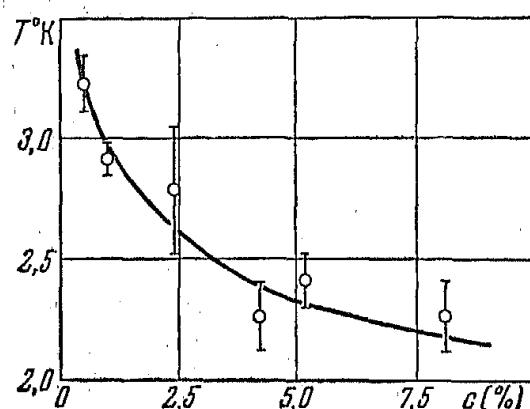


Рис. 6. Зависимость температуры пересечения экспериментальной и идеальной кривых от концентрации He^3 в растворе

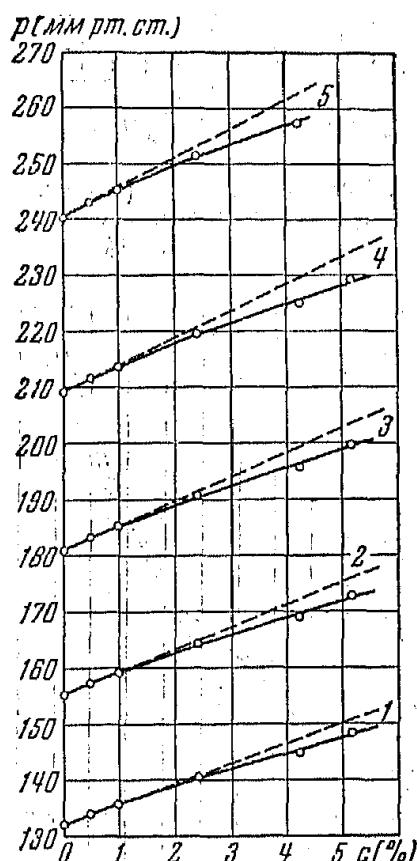


Рис. 7. Изотермы давления пара растворов He^3 в He^4 как функции состава жидкой фазы. 1—2,80°; 2—2,90°; 3—3,00°; 4—3,10°; 5—3,20° К

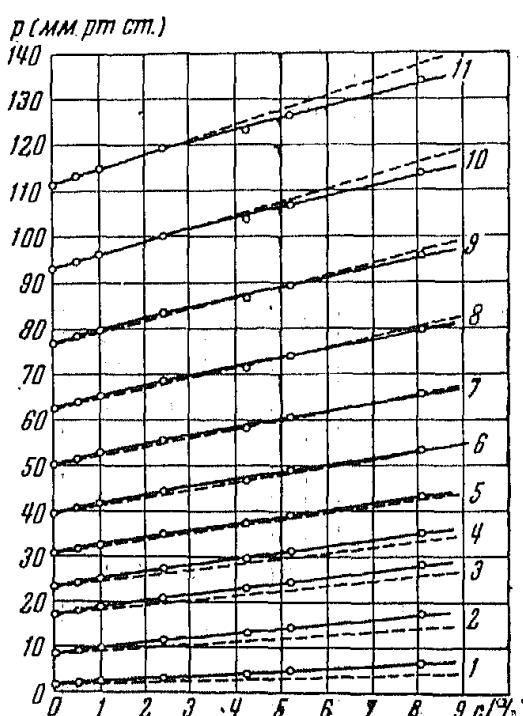


Рис. 8. Изотермы давления пара растворов He^3 в He^4 как функции состава жидкой фазы. 1—1,33°; 2—1,70°; 3—1,90°; 4—2,00°; 5—2,10°; 6—2,20°; 7—2,30°; 8—2,40°; 9—2,50°; 10—2,60°; 11—2,70° К

4. Обсуждение результатов

Полученные результаты дают возможность сделать вывод о том, что растворы He^3 в He^4 не являются идеальными растворами ни ниже, ни выше λ -точки. При этом, однако, надо иметь в виду следующее. Обычно под идеальным раствором подразумевается система, для ко-

торой имеет место аддитивность термодинамических величин (с точностью до энтропии смешения), а именно:

$$E = E_1 + E_2.$$

$$W = W_1 + W_2,$$

$$S = S_1 + S_2 + N_1 k \ln \frac{N_1}{N} + N_2 k \ln \frac{N_2}{N}, \quad (2)$$

$$\Phi = \Phi_1 + \Phi_2 + N_1 k T \ln \frac{N_1}{N} + N_2 k T \ln \frac{N_2}{N},$$

где E , W , S и Φ — соответственно энергия, тепловая функция, энтропия и термодинамический потенциал смеси, N — полное число частиц в смеси; те же величины со знаками 1 и 2 относятся к компонентам смеси.

Физической причиной, приводящей к этому, является предполагаемая эквивалентность взаимодействия между различными и одинаковыми частицами в том смысле, что перестановка частиц в растворе не меняет уровня энергии всей системы. При этом для идеальных растворов из рассмотренных выражений (2) следует выполнение законов Рауля и Генри. Для изотопов, как известно, из указанных предположений в классическом приближении следует отсутствие различия между упругостями пара этих изотопов [14]. Однако при учете квантовых эффектов с точностью до h^2 уже следует отличие в упругости пара для изотопов, в то время как соотношения (2), выражющие свойства идеальных растворов, продолжают оставаться справедливыми. При точных вычислениях (т. е. при учете следующих членов разложения по h) раствор изотопов не является идеальным в смысле выполнения исходных соотношений (2). В частности, для него не должны выполняться законы Рауля и Генри.

Таким образом, если принять в качестве определения идеальности растворов соотношения (2), то даже при выполнении предположения о равенстве силовых взаимодействий между разноименными и одноименными частицами раствор уже не будет идеальным в области сильных квантовых эффектов.

Полученные экспериментальные данные сравниваются в работе с данными для идеальных растворов (1). Наблюдаемые отклонения от этой идеальности характеризуют весьма интересные квантовые эффекты, имеющие место в растворах He^3 в He^4 . К сожалению, в настоящее время отсутствует теоретически вычисленная диаграмма p — s для растворов He^3 в He^4 , с которой, по существу, и следовало бы производить сравнение экспериментальных данных.

Отклонение от идеальности растворов He^3 в He^4 было обнаружено и другими авторами [3, 5, 6]. Однако вследствие того, что полученные ими данные значительно отличаются друг от друга, количественное сравнение результатов для области He I провести затруднительно. Такое отличие данных следует объяснить тем, что ни в одной из работ не контролировалось установление равновесия между паром и жидкостью. Что же касается данных, полученных для области He II , то можно думать, что они во всех работах в какой-то степени исказены эффектом пленки. На эту мысль наводит существенное изменение ΔP в λ -точке и зависимость ΔP от чистоты конденсируемого газа, обнаруженная при постановке описанных опытов. Повидимому, для измерения упругости пара в этой области температур следует использовать иную методику.

5. Выводы

1. В условиях, обеспечивающих равновесие между паром и жидкостью, измерена упругость пара растворов He^3 в He^4 при содержании He^3 до 8,08%.

2. Показано, что эти растворы не являются идеальными ни выше, ни ниже λ-точки.

3. Обнаружено, что для растворов He^3 в He^4 имеют место положительные и отрицательные отклонения кривой упругости пара от такой же кривой для идеального раствора.

В заключение пользуясь случаем поблагодарить Б. Г. Лазарева и Н. Е. Алексеевского за ценные советы, И. М. Лифшица и Е. С. Боровика за обсуждение полученных результатов.

Физико-технический институт
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
10 октября 1953 г.

Литература

- [1] Б. Н. Есельсон и Б. Г. Лазарев. ЖЭТФ, **20**, 742, 1950.—[2] H. A. Fairbank, C. A. Reynolds, C. T. Lane, B. B. McInteer, L. T. Aldrich a. A. O. Nier. Phys. Rev., **74**, 345, 1948.—[3] K. W. Taconis, J. J. M. Beenakker, A. O. Nier a. L. T. Aldrich. Physica, **15**, 733, 1949.—[4] Б. Н. Есельсон, Б. Г. Лазарев и Н. Е. Алексеевский. ЖЭТФ, **20**, 1055, 1950.—[5] B. Weinstock, D. W. Osborne a. B. M. Abraham. Phys. Rev., **77**, 400, 1950.—[6] J. G. Daunt a. C. V. Heer. Phys. Rev., **86**, 205, 1952.—[7] H. S. Sommers. Phys. Rev., **88**, 113, 1952.—[8] H. A. Fairbank, C. T. Lane, L. T. Aldrich a. A. O. Nier. Phys. Rev., **71**, 911, 1947.—[9] H. A. Fairbank, C. T. Lane, L. T. Aldrich a. A. O. Nier. Phys. Rev., **73**, 729, 1948.—[10] B. V. Rollin a. J. Hatton. Phys. Rev., **74**, 508, 1948.—[11] J. G. Daunt, R. E. Probst a. S. R. Smith. Phys. Rev., **74**, 495, 1948.—[12] C. T. Lane, H. A. Fairbank, L. T. Aldrich a. A. O. Nier. Phys. Rev., **75**, 46, 1949.—[13] B. Bowers a. K. Mendelsohn. Proc. Phys. Soc., A, **63**, 1318, 1950.—[14] Л. Ландау и Е. Лифшиц. Статистическая физика, 1951, стр. 298.

ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

О ВЛИЯНИИ ПУЛЬСАЦИИ МЕЗОННОЙ ОБОЛОЧКИ НУКЛОНА НА ВЕРОЯТНОСТЬ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЧАСТИЦ

Г. А. Аскарьян

Описание взаимодействия между нуклонами при помощи параметров статического мезонного поля, повидимому, окажется недостаточным при рассмотрении взаимодействия ультрарелятивистских нуклонов. При больших энергиях налетающих нуклонов должна проявиться «полупрозрачность» нуклона, связанная с пульсацией мезонной оболочки, окружающей «простой» нуклон. Следовательно, для вычисления результатов некоторых ультрарелятивистских процессов недостаточно знания статических средних размеров нуклона, и приходится проводить усреднение мгновенных сечений взаимодействия. Учет пульсации π -мезонного облака нуклона может поизнить теоретическое значение эффективного сечения взаимодействия нуклонов, приблизить его к экспериментально полученному и устранить таким образом один из главных доводов, приводимых иногда в пользу слабости взаимодействия π -мезона с π -мезоном. Сравнение с экспериментом дает возможность оценить относительные вероятности пребывания нуклона в простом и сложном состояниях: теоретическое сечение наложения двух пульсирующих дисков с максимальным радиусом $r_0 = h/\mu c$

$$\sigma_{nn}^{\text{теор}} = \pi \overline{[r_1(t) + r_2(t)]^2} = 2\pi \overline{[r^2(t) + r(t)^2]} = 2\pi r_0^2 w (1 + w),$$

где w — вероятность пребывания нуклона в сложных состояниях (т. е. в состояниях: «простой» нуклон + заряженный или нейтральный мезон); экспериментальные данные, полученные при изучении взаимодействия космических лучей с веществом, показывают, что полное сечение взаимодействия нуклона с нуклоном $\sigma_{nn}^{\text{теор}} \sim \sigma_0 = \pi r_0^2$ из сравнения получаем $w(1 + w) \sim 0.5$; $w \sim 35\%$. Этот результат согласуется со значением вероятности нахождения нуклона в состоянии «простой» нуклон + заряженный мезон $w_{\text{зар}} \sim 15 \div 20\% \sim 1/2 w$, оцениваемым из величины аномального магнитного момента нуклона. Правильная трактовка результатов опытов по μ - и π -мезонному зондированию нуклона может дать много интересных сведений о внутренних процессах в нуклоне. Современная экспериментальная физика вплотную подошла к возможности изучения «мезонного дыхания» нуклона.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
6 марта 1954 г.

О ПЕРЕНОРМИРОВКЕ В КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКЕ

Е. С. Фрадкин

В связи с плохой сходимостью ряда обычной теории возмущений при больших энергиях (в особенности, в мезодинамике) представляет интерес исследование уравнений для функции Грина, предложенных в [1] и [2]. Однако до сих пор не была эффективно проведена программа перенормировок для этих уравнений.

Цель настоящей заметки — дать такую формулировку уравнений для функции Грина, чтобы они содержали только перенормированные величины, выраженные

через экспериментальные значения заряда и массы электрона¹. Согласно [1] в квантовой электродинамике имеет место следующая система уравнений для функций Грина электрона G и фотона $D_{\mu\nu}$ (обозначения работы [3]):

$$\int \left\{ [\gamma_\mu (i\partial_\mu - e \langle A_\mu \rangle) - m] \delta(x-y) - \sum (x, y) \right\} G(y, x') d^4 y = \delta(x-x'); \quad (1)$$

$$\int \{ -\partial_y^2 \delta(x-y) \delta_{\mu\nu} + P_{\mu\nu}(x, y) \} D_{\nu\sigma}(x, y') d^4 y = \delta(x-x') \delta; \quad (2)$$

$$-\partial_y^2 \langle A_\mu(x) \rangle = \langle I_\mu(x) \rangle + ie \operatorname{Sp} \gamma_\mu G(x, x); \quad (3)$$

$$\sum (x, y) = \frac{e^2}{i} \int \gamma_\mu \delta(x-x_1) \delta(x-\xi) G(x_1, x_2) \Gamma_\nu(x_2, y, \xi_2) D_{\nu\mu}(\xi_1, \xi) d^4 x_1 d^4 \xi d^4 \xi_1 d^4 x_2; \quad (4)$$

$$P_{\mu\nu}(x, y) = \frac{e^2}{i} \operatorname{Sp} \left\{ \int \gamma_\mu \delta(x-x_1) \delta(x-\xi) G(x_1, x_2) \Gamma_\nu(x_2, \xi_1, y) G(\xi_1, \xi) d^4 x_1 d^4 \xi d^4 \xi_1 d^4 x_2 \right\}; \quad (5)$$

$$\Gamma_\mu(x, y, \xi) = -\frac{\delta G^{-1}(x, y)}{\delta e \langle A_\mu(\xi) \rangle} = \gamma_\mu \delta(x-\xi) \delta(x-y) + \frac{\delta \sum (x, y)}{\delta e \langle A_\mu(\xi) \rangle}. \quad (6)$$

В импульсном представлении эта система может быть записана в виде:

$$(p-m) G(p, p') - e \int \langle \hat{A}(p-k) \rangle G(k, p') d^4 k - \int \sum (p, k) G(k, p') d^4 k = \delta(p-p'); \quad (7)$$

$$\int \{ k^2 \delta(k-s) \delta_{\mu\nu} + P_{\mu\nu}(k, s) \} D_{\nu\sigma}(s, k') d^4 s = \delta(k-k') \delta_{\mu\nu}; \quad (8)$$

$$k^2 \langle A_\mu(k) \rangle = I_\mu(k) + \frac{\operatorname{Sp}}{(4\pi^2)^2} \left\{ \int \gamma_\mu G(p+k, p) d^4 p \right\}; \quad (9)$$

$$\sum(p, k) = \frac{e^2}{(4\pi^2)^2 i} \int \gamma_\mu G(p+s, s_1) \Gamma_\nu(s_1, k, s_2) D_{\nu\mu}(s_2, s) d^4 s d^4 s_1 d^4 s_2; \quad (10)$$

$$P_{\mu\nu}(p, k) = \frac{e^2}{(4\pi^2)^2 i} \operatorname{Sp} \left\{ \int \gamma_\mu G(p+s, s_1) \Gamma_\nu(s_1, s_2, k) G(s_2, s) d^4 s d^4 s_1 d^4 s_2 \right\}; \quad (11)$$

$$\Gamma_\mu(p, k, s) = \gamma_\mu \delta(p-k-s) + \frac{\delta \sum(p, k)}{\delta e \langle A_\mu(s) \rangle}; \quad (12)$$

$$d^4 k = dk_0 dk_1 dk_2 dk_3,$$

$$B(x_1 x_2 \dots x_n) = \frac{1}{(4\pi^2)^{2(n-1)}} \int B(p_1 p_2 \dots p_n) \times \exp \{ -ip_1 x_1 + ip_2 x_2 + \dots + ip_n x_n \} dp_1 \dots dp_n.$$

Для проведения программы перенормировки перейдем к новым переменным G' , $D'_{\mu\nu}$, Γ'_μ , A'_μ , I'_μ , e' , связанным с прежними переменными следующим образом:

$$G' = G / Z_2; \quad \Gamma'_\mu = Z_1 \Gamma_\mu; \quad I'_\mu = Z_3^{1/2} I_\mu; \quad (13)$$

$$D'_{\mu\nu} = D_{\mu\nu} / Z_3; \quad A'_\mu = A_\mu / Z_3^{1/2}; \quad e' = Z_1^{-1} Z_2 Z_3^{1/2} e.$$

Перенормировка сводится к выбору определенных значений для постоянных Z_2 , Z_3 , Z_1^{-1} и к введению вместо m и e экспериментально наблюдаемых значений этих величин. Это достигается наложением следующих требований на решения перенормированных уравнений при отсутствии внешних источников ($I=0$, $\eta=0$).

1. Функция Грина электрона G' должна иметь полюс первого порядка при импульсах $\hat{p} = m_9$ (где m_9 — экспериментальное значение массы электрона). Постоянная Z_2 подбирается так, чтобы из уравнения для G' следовало, что

$$G'(p) \rightarrow \frac{1}{\hat{p} - m_9} \quad \text{при } \hat{p} \rightarrow m_9; \quad (14)$$

¹ Перенормировка проводится здесь в самом общем виде, для того чтобы результаты можно было без труда переносить на мезодинамику. Можно показать, что в квантовой электродинамике из-за градиентной инвариантности рассмотрение можно существенно упростить.

2. Функция Грина фотонов имеет полюс при импульсах $k^2 = 0$; постоянная Z_3 выбирается так, чтобы из уравнения для D' вытекало, что

$$D'(k) \rightarrow \frac{1}{k^2} \quad \text{при } k^2 \rightarrow 0. \quad (15)$$

3. Из релятивистской инвариантности теории следует, что при $\hat{p}^0 = m_9$ величина $\Gamma'_\mu(p^0, p^0, 0)$ пропорциональна γ_μ . Постоянную Z_1^{-1} необходимо подобрать так, чтобы из уравнения для Γ' следовало, что

$$\Gamma'(p^0, p^0, 0) = \gamma_\mu. \quad (16)$$

Можно показать, что при учете указанных требований величина e' равна экспериментально наблюдаемому заряду ($e' = e_9$). Постоянные Z_2 , Z_3 , Z_1^{-1} и m выражаются через массовый \sum' и поляризационный $P'_{\mu\nu}$ операторы следующим образом:

$$\begin{aligned} Z_2 &= 1 + \frac{\gamma_\mu}{4} \frac{\partial \sum'(p)}{\partial p_\mu^0}; \quad Z_1^{-1} = 1 + \frac{1}{4} \gamma_\mu \frac{\delta \sum'(p_1, p_2)}{\delta e' \langle A'_\mu(k^0) \rangle} \Big|_{\hat{p}_1 = \hat{p}_2 = \hat{p}^0, k^0 = 0}; \\ Z_3 &= 1 - \frac{1}{2} \frac{\partial^2 P'_{\mu\nu}(k^0)}{\partial k_\mu^0 \partial k_\nu^0} \Big|_{(k^0)^2 = 0}; \quad m = m_9 - \frac{\sum'(p^0)}{Z_2}, \end{aligned} \quad (17)$$

где $\hat{p}^0 = m_9$, причем массовый \sum' и поляризационный $P'_{\mu\nu}$ операторы выражены через новые переменные (13) и берутся при $I = 0$ (см. ниже).

При помощи (7)–(12), учитывая (13)–(17), получаем для $D'_{\mu\nu}$, G' , Γ'_μ , A'_μ следующую систему перенормированных уравнений ²:

$$\begin{aligned} (\hat{p} - m_9) G'(p, p_1) &= \int \left\{ \sum'_1(p, k) + e_9 \int \left[\Gamma'_\mu(p, k, s) - \frac{\delta \sum'(p, k)}{\delta e_9 \langle A'_\mu(s) \rangle} \right] \langle A'_\mu(s) \rangle d^4 s \right\} \times \\ &\quad \times G'(k, p_1) d^4 k = \delta(p - p_1); \end{aligned} \quad (18)$$

$$\int [k^2 \delta_{\mu\sigma} \delta(k - s) + P'_{1\mu\sigma}(k, s)] D'_{\sigma\nu}(s, k_1) d^4 s = \delta(k - k_1) \delta_{\mu\nu}; \quad (19)$$

$$\Gamma'_\mu(p_1, p_2, p_3) = \gamma_\mu \delta(p_1 - p_2 - p_3) - \left[\frac{\delta \sum'(p_1, p_2)}{\delta e_9 \langle A'_\mu(p_s) \rangle} - \frac{\delta \sum'(p^0, p^0)}{\delta e_9 \langle A'_\mu(0) \rangle} \right]_{I=0}. \quad (20)$$

$$\begin{aligned} &\int \{ k^2 \delta(k - s) \delta_{\mu\nu} + P'_{1\mu\nu}(k, s) \} A'_\nu(s) d^4 s = \\ &= I'_\mu + i e_9 \frac{Sp}{(4\pi^2)^2} \left\{ \int \left[\Gamma'_\mu(k, s, s_1) - \frac{\delta \sum'(k, s)}{\delta e_9 \langle A'_\mu(s) \rangle} \right] \times \right. \\ &\quad \times \left. \left[G'(s, s_1) - e_9 \int \frac{\delta G'(s, s_1)}{\delta e_9 \langle A'(s_2) \rangle} \langle A'(s_2) \rangle d^4 s_2 \right] d^4 s d^4 s_1 \right\}; \end{aligned} \quad (21)$$

$$\sum'_1(p, k) = \sum'(p, k) - \left\{ \sum'(p^0) + (\hat{p} - m_9) \frac{\partial \sum'(p^0)}{\partial \hat{p}^0} \right\}_{I=0}; \quad (22)$$

$$P'_{1\mu\nu}(p, k) = P'_{\mu\nu}(p, k) - \left[P'_{\mu\nu}(k^0) + \hat{k}_\lambda \frac{\partial P'_{\mu\nu}(k^0)}{\partial k_\lambda^0} + \frac{1}{2} k_\lambda k_\sigma \frac{\partial^2 P'_{\mu\nu}(k^0)}{\partial k_\lambda^0 \partial k_\sigma^0} \right]_{I=0; (k^0)^2=0}. \quad (23)$$

² Из $P'_{1\mu\nu}$ мы вычитаем дополнительно первые два члена в квадратных скобках, так как из общих требований теории они должны равняться нулю, первый член — вследствие градиентной инвариантности, а второй — из-за релятивистской инвариантности теории.

$$\sum'(p, k) = \frac{e_9^2}{(4\pi^2)^2 i} \int \left[\Gamma_\mu'(p, s, -s_1) - \frac{\delta \sum'(p, s)}{\delta e_9 \langle A_\mu'(-s_1) \rangle} \right] \times \\ \times G'(s, s_2) \Gamma_\nu'(s_2, k, s_3) D_{\nu\mu}'(s_3, s_1) d^4 s d^4 s_1 d^4 s_2 d^4 s_3; \quad (24)$$

$$P'_{\mu\nu}(p, k) = \frac{e_9^2}{(4\pi^2)^2 i} \int \left[\Gamma_\mu'(p, s, s_1) - \frac{\delta \sum(p, s)}{\delta e_9 \langle A_\mu'(s_1) \rangle} \right] \times \\ \times G'(s, s_2) \Gamma_\nu'(s_2, s_3, k) G(s_3, s_1) d^4 s d^4 s_1 d^4 s_2 d^4 s_3; \quad (25)$$

причем

$$\frac{e_9^2}{(4\pi^2)^2 i} \text{Sp} \int \left[\Gamma_\mu'(k, s, s_1) - \frac{\delta \sum'(k, s)}{\delta e_9 \langle A_\mu'(s_1) \rangle} \right] \frac{\delta G'(s, s_1)}{\delta e_9 \langle A_\nu'(s_2) \rangle} d^4 s d^4 s_1 = P'_{\mu\nu}(k, s_2).$$

Заметим, что разность

$$\Gamma_\mu'(p, s, s_1) - \frac{\delta \sum'(p, s)}{\delta e_9 \langle A_\mu'(s_1) \rangle} = Z_1 \gamma_\mu \delta(p - s - s_1),$$

а, следовательно, при взятии функциональной производной по $\langle A_\mu' \rangle$ эта разность выносится как множитель.

Из системы уравнений (18)–(24) можно получить, в частности, бесконечную систему зацепляющихся перенормированных уравнений путем последовательного дифференцирования по $\langle A_\mu'(k) \rangle$ всех величин, входящих в эти уравнения, после чего полагается $I = 0$. Решая полученную при этом бесконечную систему уравнений методами теории возмущений, нетрудно убедиться, что в любом приближении полученные уравнения дают конечные перенормированные результаты, причем здесь эффективно проведено также исключение приводимых и перекрывающихся бесконечностей.

Полное исследование перенормированных уравнений является содержанием отдельной статьи.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
30 марта 1954 г.

Литература

- [1] J. Schwinger. Proc. Nat. Acad. Sci., 37, 452, 1951.—[2] Б. Иоффе, ДАН СССР, 95, 761, 1954.—[3] R. Feynman. Phys. Rev., 76, 749, 1949.

О РАСЧЕТАХ ЯДЕРНЫХ МАГНИТНЫХ МОМЕНТОВ НА ОСНОВЕ СВЯЗИ $j - j$ МЕЖДУ ПРОТОНАМИ И НЕЙТРОНАМИ

И. А. Вайсман

Одним из основных вопросов теории ядерного магнитного момента является вопрос о том, принимают ли непосредственное участие в образовании магнитного момента ядер с нечетным A как протоны, так и нейтроны, или же только идентичные нуклоны, имеющиеся в нечетном числе. Первую точку зрения защищают в настоящее время Мицushima и Умецава [1, 2]¹. Они предположили, что каждый протон или нейtron, находящийся вне замкнутой оболочки, обладает магнитным моментом в соответствии с граничными значениями [3] для l и j данной частицы, и что между находящимися вне замкнутых оболочек протонами, с одной стороны, и нейтронами — с другой, существует взаимодействие в виде связи $j - j$, под влиянием которой формируется магнитный момент ядра в целом. Ими рассматриваются главным образом два случая, а именно — когда массовое число ядра отличается от суммарного числа частиц в обеих его замкнутых оболочках на единицу и на три единицы (в последнем случае в расчетах авторов в состав разницы в три нуклона входят обычно как протоны, так и нейтроны).

¹ Взгляды этих авторов мы рассматриваем с теми уточнениями и дополнениями, какие сделаны в позднейшей работе [2].

При такого рода расчетах существенное значение имеет вопрос о том, из какой схемы оболочек эти расчеты исходят и какое содержание вкладывается в понятие оболочки. В работах авторов [1, 2] под оболочкой понимается совокупность «смежных» идентичных нуклонов с одинаковым орбитальным моментом и одинаковой ориентацией спина и орбитального момента (в дальнейшем для обозначения этого понятия мы применяем термин «суборбитальный терм», а в отношении совокупности нуклонов с одинаковым орбитальным моментом — термин «орбитальный терм»). Расчеты авторов, сделанные применительно к легким ядрам, исходят из следующей схемы:

$$(1s^{1/2})^2 (2p^{3/2})^4 (2p^{1/2})^2 (3d^{5/2})^6 (2s^{1/2})^2 (3d^{3/2})^4 ,$$

т. е. полное число частиц в обеих одновременно замкнутых «оболочках» принимается равным 4, 12, 16, 28, 32, 40 [2].

В отношении ядер, содержащих замкнутые «оболочки» ± 1 нуклон, данные авторов приведены в табл. 1. Так как нас интересует вопрос о том, следует ли предпочесть метод расчета, основанный на допущении связи $j = j$ между протонами и нейтронами, методу, заключающемуся в определении магнитных моментов отдельно для протонов и нейтронов (который мы условно будем называть обычным методом), то мы для сопоставления приводим также данные о магнитных моментах, получаемые при применении обычного метода².

Таблица 1

Символ	Z	N	A	По схеме и методу авторов [1, 2]		По схеме прямоугольной ямы		Экспериментальные значения μ
				Конфигурация	μ	Конфигурация	μ	
H	1	2	3	$(1s^{1/2})^{-1}$	2,79	$(1s^{1/2})^1$	2,79	2,98
He	2	4	3	$(1s^{1/2})^{-1}$	-1,91	$(1s^{1/2})^1$	-1,91	-2,13
B	5	6	11	$(2p^{3/2})^{-1}$	3,79	$(2p^{3/2})^{-1}$	—	2,69
C	6	7	13	$(2p^{1/2})^1$	0,64	$(2p^{1/2})^{-1}$	0,64	0,70
N	7	8	15	$(2p^{1/2})^{-1}$	-0,27	$(2p^{1/2})^{-1}$	-0,27	-0,28
O	8	9	17	$(3d^{5/2})^1$	-1,91	$(3d^{5/2})^1$	-1,91	-1,89
Al	13	14	27	$(3d^{5/2})^{-1}$	4,79	$(3d^{5/2})^{-1}$	—	3,64
Si	14	15	29	$(2s^{1/2})^1$	-1,91	$(3d^{3/2})^1$	—	-0,56
P	15	16	31	$(2s^{1/2})^{-1}$	2,79	$(3d^{3/2})^1$	—	1,13
S	16	17	33	$(3d^{3/2})^1$	1,44	$(3d^{3/2})^{-1}$	1,44	0,64
K	19	20	39	$(3d^{3/2})^{-1}$	0,12	$(2s^{1/2})^1$	(0,12)	0,39
K'	19	22	41	$(3d^{3/2})^{-1} (4f^{7/2})^2$	0,12	$(2s^{1/2})^1$	(0,12)	0,22

Как указывается в работах [1, 2], для ядер с замкнутыми оболочками ± 1 нуклон магнитный момент ядра при обоих методах должен совпадать с граничными значениями³. Таблица показывает, что это положение оправдывается лишь при условии, если иметь в виду не «оболочки» в том смысле, какой вкладывают в этот термин авторы, а орбитальные термы. Из таблицы видно, что в ряде случаев, когда нуклонная конфигурация содержит на один нуклон больше или меньше, чем замкнутый суборбитальный терм (обозначаемый в соответствии со схемой прямоугольной ямы), а именно — у ядер B¹¹, Al²⁷, Si²⁰ и P³¹, теоретические значения магнитных моментов существенно отличаются от экспериментальных. Это, разумеется, не случайное явление, и оно свидетельствует о том, что когда речь идет о границах между суборбитальными термами, то величина магнитных моментов, приведенных в таблице, подчиняется совершенно иным закономерностям, чем в том случае, когда рассматриваются границы между орбитальными термами.

Относительно ядер, содержащих замкнутые «оболочки» ± 3 нуклона, авторы сообщают следующие результаты своих расчетов, которые мы, как и ранее, приводим в сопоставлении с данными, вытекающими из схемы прямоугольной ямы (последние приводятся лишь для ядер, которые, согласно этой схеме, содержат замкнутый орбитальный терм ± 1 нуклон).

² При этом мы исходим как для протонных, так и для нейтронных конфигураций из предложенной Эльзассером схемы прямоугольной ямы (с которой для легких ядер совпадает также и исходная осцилляторная схема Майер). В этом случае в таблице показана теоретическая величина ядерного магнитного момента только для ядер, содержащих на один нуклон больше или меньше, чем замкнутый орбитальный терм. Для ядер K³⁹ и K⁴¹, в которых по схеме прямоугольной ямы в нечетной протонной конфигурации заполняется орбита $2s^{1/2}$, а фактический ядерный спин равен $3/2$, условно (в скобках) показано теоретическое граничное значение магнитного момента, соответствующее спину $3/2$. Все граничные значения приведены в таком виде, в каком они даны в работах [1, 2].

Таблица 2

Символ	Z	N	A	По схеме и методу авторов [1,2]		По схеме прямоугольной ямы		Экспериментальные значения μ
				Конфигурация	μ	Конфигурация	μ	
Li	3	4	7	$(2p^{3/2})^3$	3,07	$(2p^{3/2})^1$	3,79	3,26
Be	4	5	9	$(2p^{3/2})^{-3}$	-1,14	$(2p^{3/2})^{-1}$	—	-1,18
F	9	10	19	$(3d^{5/2})^3$	2,74	$(3d^{5/2})^1$	2,79	2,63
Mg	12	13	25	$(3d^{5/2})^{-3}$	-0,62	$(3d^{5/2})^{-1}$	—	-0,86
Cl	17	18	35	$(3d^{3/2})^3$	0,26	$(3d^{3/2})^{-1}$	0,12	0,82
Cl	17	20	37	$(3d^{3/2})^{-3}$	0,12	$(3d^{3/2})^{-1}$	0,12	0,68

В отношении ядер Cl^{35} и Cl^{37} теоретические расчеты по методу авторов дают результаты, столь же отличающиеся от экспериментальных значений, как и те, какие вытекают из применения обычного метода при схеме прямоугольной ямы. Для ядра F^{19} метод авторов дает такое же совпадение с экспериментальным значением, как и обычный метод. Особый интерес представляют моменты ядер Be^9 и Mg^{25} . Массовое число этих ядер отклоняется на три единицы от числа частиц в обоих заполненных суборбитальных термах, и при расчете их магнитных моментов авторы применяют такой же метод, как при отклонениях от границ орбитальных термов.

Выше мы видели, что при наличии замкнутого суборбитального терма ± 1 нуклон теоретические данные обычно не совпадают с экспериментальными. Если бы при отклонении числа нуклонов от границ замкнутых суборбитальных термов величина магнитных моментов подчинялась тем же закономерностям, как при отклонении от границ орбитальных термов, то эти закономерности при разнице в один нуклон должны были бы проявляться гораздо явственнее, чем при разнице в три нуклона. Поскольку, однако, в действительности этого не наблюдается даже при отклонении только на один нуклон, то тем меньше оснований ожидать, что это может наблюдаться при отклонении на три нуклона. И если в последнем случае авторы получили благоприятные результаты для ядер Be^9 и Mg^{25} , то считать эти результаты показательными в смысле правильности их метода, разумеется, невозможно.

В отношении тех ядер, для которых у авторов получаются благоприятные результаты, действуют на деле совершенно иные закономерности, чем те, существование которых они пытаются доказать. Это видно, в частности, из того, что почти такое же отклонение магнитного момента, как у ${}_4\text{Be}^9$, наблюдается у ${}_5\text{Be}^{11}$, хотя число нуклонов у бора меньше, чем в замкнутых суборбитальных термах, не на три, как у Be^9 , а на единицу. Такое сходство отклонений объясняется тем, что эти ядра являются полуузеркальными, т. е. одно из них содержит такое же нечетное число протонов, как другое — нейтронов. По той же причине у ${}_{12}\text{Mg}_{13}^{25}$ отклонение примерно такое же, как у ${}_{13}\text{Al}_{14}^{27}$, хотя число нуклонов по сравнению с замкнутыми суборбитальными термами у одного из этих ядер меньше на единицу, а у другого — на три. Таким образом из шести ядер, перечисленных в таблице, для трех (F , Cl^{35} , Cl^{37}) результаты применения метода авторов не лучше или не хуже, чем при «обычном» методе (в том числе для двух ядер хлора теоретические данные резко отличаются от экспериментальных), а для двух ядер (Be и Mg) эти результаты недоказательны.

Если поставить теперь вопрос, достаточны ли результаты расчетов [1, 2] для того, чтобы опровергнуть мнение ряда авторов ([4] и др.) о формировании магнитного момента отдельно в протонной и нейтронной системах, то на него можно с полной определенностью ответить отрицательно. В рассматриваемых работах есть та положительная сторона, что они исходят из существования нуклонных оболочек, но в смысле наличия связи $j-j$ между протонами и нейтронами правильность их методики нельзя считать доказанной.

В той мере, в какой отсюда можно делать выводы также и относительно ядерных спинов, работы [1, 2] не могут служить основанием для отрицания того допущения, что при формировании ядерного спина образуются результирующие угловые моменты в пределах каждой из двух нуклонных систем в отдельности, а спин ядра возникает путем связи результирующих угловых моментов протонной и нейтронной систем.

Поступило в редакцию
4 ноября 1953 г.

Литература

- [1] M. Mizushima, M. Umezawa. Phys. Rev., 83, 463, 1951; 85, 37, 1952; 86, 1055, 1952. — [2] M. Umezawa. Progr. Theor. Phys., 8, 509, 1952. — [3] Th. Schmidt. ZS.f. Phys., 106, 358, 1937. — [4] A. Schwawlow, C. Townes. Phys. Rev., 82, 268, 1951.

ГРУППА СИММЕТРИИ ИЗОТРОПНОГО ОСЦИЛЛЯТОРА

Ю. Н. Демков

Вырождение уровней энергии частицы в центральном поле по квантовому числу m обусловлено, как известно, сферической симметрией задачи. Математически эта симметрия выражается в том, что инфинитезимальные операторы группы вращения M_x, M_y, M_z коммутируют с оператором энергии H . Известны два центральных поля, в которых имеется добавочное вырождение уровней энергии и в которых эти уровни зависят только от одного квантового числа. Такими полями являются кулоново поле $U = -e^2/r$ и поле изотропного осциллятора $U = 1/2\mu\omega^2r^2$. Природа добавочного вырождения уровней энергии в кулоновом поле была исследована Фоком [1], причем оказалось, что это вырождение связано с четырехмерной группой вращений.

Найдем непрерывную группу, обуславливающую вырождение уровней в случае изотропного осциллятора. Если перейти к системе единиц, в которой $\hbar = m = \omega = 1$, то оператор энергии будет иметь вид $H = 1/2(p^2 + r^2)$. Рассмотрим оператор Φ_x , определенный следующим образом:

$$\varphi(x, y, z) = \Phi_x \psi(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-ixx'} \psi(x', y, z) dx'. \quad (1)$$

Этому оператору в классической механике соответствует касательное преобразование $x \rightarrow p_x, p_x \rightarrow -x$. Оператор H инвариантен относительно этого преобразования, и, соответственно, Φ_x коммутирует с H . Поскольку задача сферически симметрична, мы можем утверждать, что существует множество коммутирующих с H унитарных операторов Φ_{n0} , представляющих собой одномерное преобразование Фурье вдоль оси, определяемой ортом n^0 . Вместе с операторами группы вращений эти операторы, а также всевозможные их произведения образуют группу, относительно которой инвариантен наш оператор энергии. Назовем эту группу группой Φ . Инфинитезимальные операторы группы Φ петрудно найти. Всего их девять:

$$\begin{aligned} M_x &= yp_z - zp_y, & M_y &= zp_x - xp_z, & M_z &= xp_y - yp_x, \\ N_x &= p_yp_z + yz, & N_y &= p_zp_x + zx, & N_z &= p_xp_y + xy, \\ H_x &= p_x^2 + x^2, & H_y &= p_y^2 + y^2, & H_z &= p_z^2 + z^2. \end{aligned} \quad (2)$$

Можно заменить их одним тензорным оператором

$$f_{kl} = (p_k p_l + x_k x_l) + i(x_k p_l - x_l p_k) = (p_k + ix_k)(p_l - ix_l) + \delta_{kl} \quad (k, l = 1, 2, 3). \quad (3)$$

Действуя на собственную функцию оператора H $\psi_{n_1 n_2 n_3} = \psi_{n_1}(x) \psi_{n_2}(y) \psi_{n_3}(z)$, компонента f_{kl} увеличивает на единицу k -й значок функции и уменьшает на единицу l -й значок. Отсюда непосредственно следует, что вырождение уровней энергии в изотропном осцилляторе целиком обусловлено группой Φ , что и требовалось доказать.

Перестановочные соотношения компонент f_{kl} можно записать в общем виде

$$[f_{kl}, f_{mn}] = 2\delta_{nl}f_{kn} - 2\delta_{kn}f_{ml} \quad (k, l, m, n = 1, 2, 3). \quad (4)$$

Все эти рассуждения можно распространить на любую сферически симметричную систему, инвариантную относительно перестановки любой сопряженной пары координат и импульсов.

Общая симметрия координат и импульсов, описываемая группой Φ , довольно часто встречается в теории и имеет, повидимому, глубокие основания. Конкретной физической системой, обладающей такой симметрией, является система квантов света в пустоте.

Более подробное сообщение о результатах настоящей работы публикуется в журнале «Вестник Ленинградского университета».

Ленинградский государственный
университет

Поступило в редакцию
16 октября 1952 г.

Литература

- [1] В. А. Фок. ZS. f. Phys., 98, 145, 1935.

О ФЛУКТУАЦИЯХ В ГЕНЕРАТОРЕ С ИНЕРЦИОННОЙ НЕЛИНЕЙНОСТЬЮ

M. E. Жаботинский

Вопрос о поведении динамических систем под воздействием случайных возмущений возник уже давно [1]. Флуктуации в автоколебательных системах, стационарная амплитуда в которых определяется нелинейностью характеристики лампы, исследованы в работах Берштейна [2].

Здесь приведены результаты рассмотрения воздействия случайных возмущений на автоколебательную систему, стационарная амплитуда в которой определяется инерционной нелинейностью.

Уравнение системы с инерционной нелинейностью, действующей на крутизну лампы, может быть записано в виде

$$\ddot{x} + \omega_0^2 [RC - MS_0(1 - \alpha \tilde{|x|}^2)] \dot{x} + \omega_0^2 x = \omega_0^2 F(t), \quad (1)$$

где ω_0 , R , C — параметры колебательного контура с учетом активных и реактивных добавок, вносимых в контур остальной схемой генератора, M — величина обратной связи, S_0 — крутизна характеристики лампы, α — приведенная крутизна инерционной нелинейности, $F(t)$ — случайная сила. В этом расчете мы считаем, что постоянная времени инерционного элемента много больше времени установления колебательного контура. Случай, когда эти величины соизмеримы или время установления линейной части схемы больше постоянной времени инерционного элемента, что легко может быть осуществлено в схемах с кварцевыми резонаторами, будет рассмотрен отдельно.

Переходя в (1) к полярным координатам R , θ :

$$x = R \cos \theta, \quad \dot{x} = R \sin \theta, \quad (2)$$

и усредняя по θ динамические члены, получаем

$$\begin{aligned} \dot{R} &= -\omega_0^2 f(\tilde{R}^2) R + \omega_0^2 F(t) \sin \theta, \\ \dot{\theta} &= -\omega_0 + \frac{\omega_0^2}{R} F(t) \cos \theta, \end{aligned} \quad (3)$$

где введено обозначение $f(\tilde{R}^2) = RC - MS_0(1 - \alpha \tilde{R}^2)$.

Устойчивый предельный цикл определяется равенствами $f(\tilde{R}^2) = 0$, $\dot{\theta} = -\omega_0$. Отсюда получаем для стационарной амплитуды

$$R_0^2 = (MS_0 - RC) / \alpha MS_0 \quad (4)$$

и для стационарной частоты $\dot{\theta}_0 = -\omega_0$.

Для рассмотрения возмущений стационарного движения, возникающих вследствие влияния флуктуаций, введем $R = R_0 + Z$, $\theta = \theta_0 + \psi$. Тогда

$$\begin{aligned} \dot{Z} &= -\omega_0^2 f'(R_0^2) R_0 Z + \omega_0^2 F(t) \sin \theta, \\ \dot{\psi} &= (\omega_0^2 / R_0) F(t) \cos \theta. \end{aligned} \quad (5)$$

Исследование этих уравнений осуществлено путем перехода к уравнениям для плотности вероятности [2, 3].

Для флуктуаций фазы получился, как и в работах [2], диффузионный закон

$$\overline{(\psi - \psi_0)^2} = D\tau, \quad (6)$$

что естественно, так как в автоколебательной системе изменения фазы зависят только от внешних воздействий и не зависят от механизма установления амплитуды.

Для флуктуаций амплитуды при установившемся режиме имеем

$$\overline{Z^2} = DR_0^2 / 2A = \omega_0^4 b / 4A, \quad (7)$$

где

$$b = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \left[\int_0^{t+\Delta t} F(t) dt \right]^2 / \Delta t, \quad A = -2\omega_0^2 \alpha M S_0 R_0^2.$$

Выражение (7) существенно отличается от аналогичных выражений работ [2] для генератора без инерционной нелинейности, так как входящая в него величина A , характеризующая „прочность“ предельного цикла, отличается от соответствующей величины работ [2].

Из исследования процесса установления амплитуды в рассматриваемой системе получается выражение $Z = Z_0 \exp(At)$, т. е. величина $A = -2\omega_0^2 \alpha M S_0 R_0^2$ определяет как время установления амплитуды генератора, так и интенсивность флуктуаций амплитуды стационарных колебаний. Используя (4), получим

$$A = \frac{2\omega_0^2}{Q} \frac{\alpha R_0^2}{1 - \alpha R_0^2}, \quad (8)$$

где Q — добротность контура при учете реакции схемы на контур.

Как показано в работе [2], для обычных генераторов величина, эквивалентная A , равна $\omega_0^2 (RC - MS_0)$ и имеет порядок $0,1(2\omega_0/Q)$, что и определяет интенсивность флуктуаций амплитуды этих генераторов.

В нашем случае надлежащим подбором инерционной нелинейности эта величина может быть существенно увеличена, а флуктуации амплитуды соответственно уменьшены. Полученный результат можно пояснить следующим образом. В обычных генераторах как амплитуды стационарных колебаний, так и интенсивность флуктуаций амплитуды определяются величиной регенерации; следовательно, эти величины не могут, вообще говоря, изменяться независимо. В генераторах с инерционной нелинейностью можно обеспечить значительную регенерацию, т. е. малое время установления и малую интенсивность флуктуаций амплитуды, так как величина амплитуды стационарных колебаний в этих генераторах определяется инерционной нелинейностью. Для получения наилучших результатов следует увеличивать произведение $\alpha M S_0$.

Таким образом в случаях, когда необходимо обеспечить малую величину флуктуаций амплитуды генератора (например, при исследовании парамагнитного резонанса [4]), целесообразно применять генераторы с инерционной нелинейностью.

Отметим, что все системы с автоматическим регулированием амплитуды являются по существу системами с инерционной нелинейностью. Поэтому, например, обнаруженнное в [2] уменьшение флуктуаций амплитуды при замене фиксированного смещения гридликом так же, как и уменьшение этих флуктуаций при нагрузке контура детектором, повидимому, находит объяснение в вышеизложенном.

Автоколебательные системы, в которых одновременно играют существенную роль инерционная нелинейность и нелинейность характеристик ламп (т. е. системы с относительно большой амплитудой стационарных колебаний), требуют специального исследования.

Из выражений (7) и (8) следует, что флуктуации амплитуды пропорциональны добротности контура. Это же справедливо и для обычных генераторов (что, однако, не было отмечено в работах [2].) Поэтому, если малость флуктуаций амплитуды более существенна, чем стабильность частоты, можно несколько уменьшить эти флуктуации, применяя контуры с малой добротностью.

Автор выражает благодарность проф. Г. С. Горелику и проф. С. М. Рытову за обсуждение изложенной здесь работы.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
6 февраля 1954 г.

Литература

- [1] А. С. Понtryгин, А. А. Айдронов и А. А. Витт. ЖЭТФ, 3, 165, 1933.—[2] И. Л. Берштейн. ДАН СССР, 20, 11, 1938; Журн. техн. физики, 11, 305, 1941; Изв. АН СССР, сер. физ., 14, 145, 1950.—[3] М. А. Леонович. Статистическая физика, Гостехиздат, М., 1944.—[4] R. V. Pound a. W. D. Knight. Rev. Sci. Instr., 21, 219, 1950.

О ПЕРВЫХ ЭЛЕКТРОНАХ С ДАННЫМ l В НЕЙТРАЛЬНОМ АТОМЕ

B. M. Клечковский

На основе сформулированного ранее [1] правила, согласно которому заполнение электронных уровней в атомах с увеличением Z происходит последовательно от групп уровней с меньшим значением суммы главного и орбитального квантовых чисел k к группам уровней с большим значением $n+l$, а в пределах каждой $(n+l)$ -группы от подгрупп с большим l к подгруппам с меньшим l , было получено [2] следующее выражение для Z_l :

$$Z_l = \frac{1}{8}l(2l+1)(2l+2) + 1. \quad (1)$$

Здесь l — орбитальное квантовое число и Z_l — атомный номер элемента, в электронной оболочке нейтральных невозбужденных атомов которого должен появиться один электрон с данным l .

В [2] было отмечено то обстоятельство, что выражение (1) оказывается близким к выражениям Z_l , полученным на основе статистической теории Зоммерфельдом [3] и (с учетом обменной поправки) Иваненко и Ларином [4]:

согласно [3]

$$Z_l = 0,155(2l+1)^3, \quad (2)$$

согласно [4]

$$Z_l = \gamma(Z_l)(2l+1)^3; \quad \gamma(Z_l) = \frac{1}{6\pi}[0,02 \ln Z + 0,38]^{-3/2}. \quad (3)$$

Путем несложных преобразований уравнение (1) может быть приведено к следующему виду, при котором более отчетливо выступает его взаимоотношение с (2) и (3):

$$Z_l = \frac{1}{6}(2l+1)^3 + \frac{1}{6}(5-2l). \quad (4)$$

Это уравнение тождественно (1) и является, таким образом, следствием приведенного выше правила. Как видно из сопоставления (4) и (2), значения Z_l , отвечающие правилу последовательного заполнения $(n+l)$ -групп, отличаются от Z_l , вычисленных по уравнению Зоммерфельда, величиной коэффициента при $(2l+1)^3$ (равного 0,166... вместо 0,155) и дополнительным членом $(5-2l)/6$, благодаря которому вычисленные по (4) значения Z_l всегда целочисленны (табл. 1).

Таблица 1

l	Уравнение (2)		Уравнение (4)	
	$Z_l = 0,155(2l+1)^3$	$\frac{1}{6}(2l+1)^3$	$\frac{1}{6}(5-2l)$	$Z_l = \frac{1}{6}(2l+1)^3 + \frac{1}{6}(5-2l)$
0	0,155	0,166...	0,833...	1
1	4,185	4,5	0,5	5
2	19,375	20,833...	0,166...	21
3	53,165	57,166...	-0,166...	57

Вычисленные по (4) значения Z_l точно совпадают с фактическими для $l=0$, $l=1$ и $l=2$. В случае $l=3$ уравнение (4) дает $Z_l=57$. В действительности у лантана ($Z=57$) еще нет f -электронов; однако в электронной оболочке непосредственно следующего за лантаном церия ($Z=58$) появляется не один, а сразу два f -электрона. Поэтому, если Z_l определять как атомный номер элемента, в электронной оболочке нейтральных невозбужденных атомов которого должен появляться один электрон с данным l , то не только лантан, но, строго говоря, и церий не удовлетворяют этому определению.

Полное совпадение вычисленных и наблюдаемых значений Z может быть получено при несколько видоизмененной постановке задачи, а именно: пусть 2Z_l — атомный номер элемента, в электронной оболочке нейтрального невозбужденного атома которого должны находиться два электрона с данным l . Тогда из правила последовательного заполнения $(n+l)$ -групп вытекает [1], что ${}^2Z_l = Z_l + 1$, и, принимая во внимание (1) и (4),

$${}^2Z_l = \frac{1}{8}l(2l+1)(2l+2) + 2 \quad \text{или} \quad {}^2Z_l = \frac{1}{6}(2l+1)^3 + \frac{1}{6}(11-2l). \quad (5)$$

Вычисленные по (5) значения 2Z_l приведены в табл. 2.

Таблица 2

l	${}^1/{}_\infty (2l+1)^3$	${}^1/{}_\infty (11-2l)$	${}^2Z_l = {}^1/{}_\infty (2l+1)^3 +$ $+ {}^1/{}_\infty (11-2l)$	Элемент
0	0,466...	1,833...	2	He ($Z = 2$)
1	4,5	1,5	6	C ($Z = 6$)
2	20,833...	1,466...	22	Ti ($Z = 22$)
3	57,166...	0,833...	58	Ce ($Z = 58$)

В последнем справа столбце табл. 2 показан элемент, в электронной оболочке атомов которого появляются первые два электрона с данным l . Как видно, вычисленные по (5) значения 2Z_l во всех случаях совпадают с фактическими. Таким образом на основе правила последовательного заполнения ($l+1$)-групп могут быть получены выражения, позволяющие довольно точно отразить количественную сторону некоторых закономерностей, относящихся к изменению строения электронной оболочки атомов с увеличением Z .

Поступило в редакцию
5 января 1954 г.

Москва

Литература

- [1] В. М. Клечковский. ДАН СССР, 80, 603, 1951; ЖЭТФ, 23, 115, 1952.—
[2] В. М. Клечковский. ДАН СССР, 92, 923, 1953.—[3] А. Зоммерфельд. Волновая механика, т. II, ГТТИ, 1933, стр. 348.—[4] Д. Иваненко и С. Ларин. ДАН СССР, 88, 45, 1953.

МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПОГЛОЩЕНИЯ В МИКРОВОЛНОВОЙ РАДИОСПЕКТРОСКОПИИ

А. М. Прохоров и А. И. Барчуков

Несмотря на то, что в настоящее время радиоспектроскопия молекул получила широкое развитие, до сих пор в литературе нет описания или указания на достаточно точный метод измерения интенсивностей. В частности, указанный в литературе [1] метод измерения относительных интенсивностей имеет тот существенный недостаток, что он пригоден для небольшого диапазона частот 200—500 мгГц и дает ошибку до 20%.

Нами разработан метод непосредственного определения коэффициентов поглощения, что сразу снимает вопрос о диапазонности, а также дает большую точность, чем метод измерения относительных интенсивностей. Ниже мы даем описание этого метода, а также указание на наиболее существенные систематические ошибки, которые могут возникнуть при измерении интенсивностей.

Для измерения интенсивностей используется спектроскоп со штарковской модуляцией, причем измерение производится для линии при нулевом штарковском поле. Как известно, в спектроскопах со штарковской модуляцией имеет место периодический сдвиг частоты линии поглощения, что вызывает амплитудную модуляцию передаваемой микроволновой мощности.

Спектральный состав микроволнового излучения, падающего на кристалл, можно записать в виде

$$E = E_0 \left(1 + \sum_{n=1}^{\infty} m_n \cos n\Omega t \right) \cos \omega t,$$

где Ω — частота модуляции, ω — несущая частота, равная резонансной частоте поглощения для нулевого штарковского поля.

Максимальный коэффициент поглощения α_0 и индекс модуляции m_1 для первой боковой частоты связаны соотношением

$$\alpha_0 = a_4 m_1 / t_n, \quad (1)$$

где l_p — длина поглощающего пути, a — коэффициент, зависящий от формы штарковского модулирующего напряжения. Для формы напряжения, близкой к прямоугольной,

$$\frac{1}{a} = \frac{4}{\pi} \left[1 - \left(\frac{\pi \tau}{T} \right)^2 \right];$$

здесь τ — длительность фронта импульса, а T — период. Следовательно, задача измерения α_0 сводится к задаче измерения m_1 .

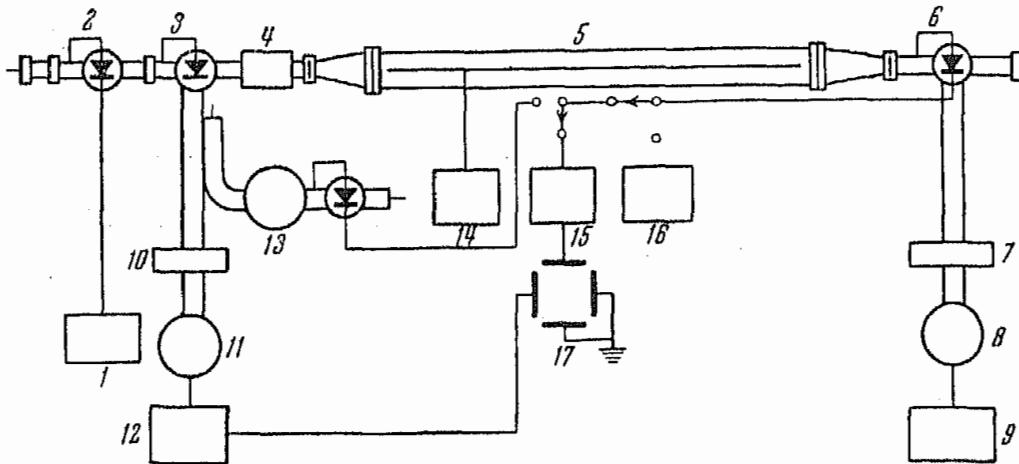


Рис. 1. Блок-схема радиоспектроскопа для измерения α . 1 — стандартный генератор 100 кГц; 2 — модулирующий кристалл; 3 — умножительная головка; 4, 7, 10 — аттенюаторы; 5 — поглощающая ячейка; 6 — приемная головка; 8, 11 — кlyстрон — гетеродин; 9, 12 — питание кlyстрона; 13 — волтметр; 14 — модулятор на 100 кГц; 15 — приемник на 100 кГц; 16 — приемник на 2,5 МГц; 17 — осциллограф

Средние коэффициенты поглощения $\sim 10^{-6} \text{ см}^{-1}$ дают очень малые индексы модуляции $\sim 10^{-2} \%$, и их непосредственное измерение затруднительно. Для измерения m_1 мы применили вспомогательную синусоидальную модуляцию частоты Ω с индексом модуляции m_Ω достаточно большой величины, а именно порядка 2—5%, измерение которого можно производить с достаточно высокой точностью.

Если величины сигналов на выходе приемного кристалла, связанные с линией поглощения и с вспомогательной модуляцией, обозначить через V_Ω и V_m соответственно, то величина m_1 определяется из соотношения

$$m_1 = m_\Omega (V_\Omega / V_m). \quad (2)$$

Из (1) и (2) имеем

$$\alpha_0 = \frac{4am_\Omega}{l_p} \frac{V_\Omega}{V_m}.$$

Для того чтобы величина α_0 соответствовала максимальному коэффициенту поглощения, необходимо, чтобы сдвиг штарковских компонент был значительно больше, чем ширина спектральной линии.

Кроме ошибок, которые получаются при измерении m_1 , V_Ω и V_m , могут возникнуть значительные систематические ошибки. При применении вспомогательной модуляции необходимо следить за тем, чтобы не возникало частотной модуляции кlyстрона, так как это приводит к неправильному значению m_1 . Более существенные ошибки, также имеющие место в методе измерения относительных интенсивностей, возникают из-за отражения волн в поглощающей волноводной ячейке. Это связано с тем, что длина поглощающего пути l_p не будет равна геометрической длине ячейки l_0 , а будет меняться в зависимости от значения коэффициентов отражения от концов ячейки. Если обозначить коэффициенты отражения от концов ячейки через k_1 и k_2 , то длина поглощающего пути l_p в зависимости от фазы отражения и длины ячейки l_0 может принимать следующие крайние значения:

$$l_p = l_0 \left[1 \pm \frac{|k_1||k_2| \exp(-\alpha_{ct}l)}{1 \pm |k_1||k_2| \exp(-\alpha_{ct}l)} \right],$$

где $\alpha_{ст}$ — коэффициент поглощения в стенах ячейки. Для того чтобы получить $I_n = I_0$, достаточно устранить отражение от одного из концов ячейки.

Проведенные нами эксперименты показали, что этот метод является эффективным для измерения α_0 и дает ошибку меньше 10%.

Физический институт им. П. И. Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
9 марта 1954 г.

Литература

- [1] Hughes. Ann. N. Y. Acad. Sci., 55, 872, 1952.

ВЛИЯНИЕ ИОННОЙ ПРОВОДИМОСТИ НА ОТКЛОНЕНИЯ ОТ ЗАКОНА ВЗАЙМОЗАМЕСТИМОСТИ ДЛЯ ФОТОГРАФИЧЕСКИХ СЛОЕВ

А. Л. Картузянский

Как известно [1,2], в области весьма коротких времен освещения фотографические слои подчиняются фотохимическому закону взаимозаместимости, что выражается в независимости светочувствительности от времени освещения. В то же время при больших временах освещения неизменно наблюдаются существенные отступления от указанного закона. Объяснение этого факта [3] основано на том, что процесс образования скрытого фотографического изображения состоит из двух стадий: а) электронной, т. е. освобождения светом электронов с последующим закреплением их на центрах чувствительности, и б) ионной, т. е. нейтрализации закрепившихся электронов ионами серебра с образованием атомов металлического серебра. Длительность первого процесса на несколько порядков меньше, чем второго, поэтому при кратковременном освещении процесс нейтрализации не успевает за процессом освобождения и закрепления электронов. Практически вся вторая стадия в условиях весьма кратковременной засветки происходит после окончания освещения, и тогда длительность засветки уже не оказывает влияния на эффективность последующих процессов и всего фотографического действия в целом.

Если это объяснение правильно, то время, начиная с которого выполняется закон взаимозаместимости, однозначно определяется ионной проводимостью галоидного серебра. Как было показано [4], время нейтрализации закрепившегося электрона дается формулой $t_n = \epsilon/2\pi\sigma$, где σ — удельная проводимость и ϵ — диэлектрическая постоянная. Наиболее достоверное значение σ для AgBr из ряда имеющихся значений составляет $\sim 10^{-7} \Omega^{-1} \text{ см}^{-1}$ или $\sim 10^5$ абс. единиц [4]. Принимая во внимание, что для AgBr $\epsilon = 13$, мы получим для времени нейтрализации величину порядка 10^{-5} сек. Это значение хорошо соответствует границе области выполнения закона взаимозаместимости, найденной экспериментально для бромосеребряных слоев [1,2].

Признав такое совпадение закономерным, мы должны ожидать существования обратной зависимости между изменением ионной проводимости и изменением границы области выполнения закона взаимозаместимости. Такую зависимость безусловно можно считать доказательством общей концепции двухступенчатого механизма образования скрытого изображения. До сих пор на опыте зависимость $\sigma/t_n = \text{const}$ была показана только для случая изменения температуры слоя во время освещения [1, 5]: изменение t_n хорошо соответствовало температурному ходу проводимости. Делалась также попытка [6], методически недостаточно совершенная, изменять ионную проводимость эмульсионных кристаллов фотографического слоя путем воздействия статического давления во время освещения. Хотя полученные при этом данные в общем свидетельствуют в пользу обратной зависимости между t_n и σ , но не столь определенно, чтобы считать их доказательными. Поэтому нам представлялось целесообразным предпринять еще одну попытку в этом направлении и проследить изменение

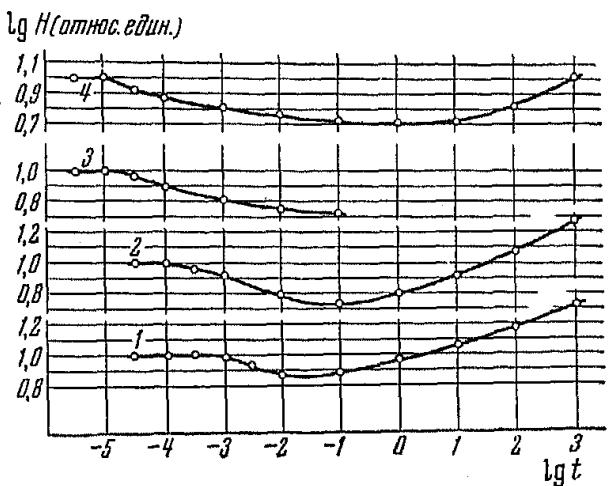


Рис. 1

положения границы области выполнения закона взаимозаместимости в зависимости от химического состава эмульсионных кристаллов и связанных с этим изменения их проводимости. Это и составляет содержание настоящего сообщения.

Пользуясь методикой, описанной ранее [2], мы исследовали отклонения от закона взаимозаместимости для четырех позитивных фотографических слоев: 1 — чистого хлоросеребряного слоя, 2 — хлоробромосеребряного слоя, содержащего 75% AgBr и 25% AgCl, 3 — хлоробромосеребряного слоя, содержащего 90% AgBr и 10% AgCl, 4 — чистого бромосеребряного слоя. В действительности эти слои содержали еще небольшое количество (< 1 мол. %) AgI; однако, как было нами специально проверено, это не оказывает влияния на положение границы области выполнения закона взаимозаместимости. На рис. 1 для всех четырех слоев приведены изоопаки, т. е. кривые, выражающие зависимость логарифма экспозиции, необходимой для получения определенной плотности почернения — в данном случае 1,0 на визуальную, — от логарифма времени освещения; как и ранее [2, 5], $\lg H$ выражался в относительных единицах. Выполнению закона взаимозаместимости, очевидно, соответствует прямая, параллельная оси абсцисс.

Кривые рис. 1 обнаруживают отчетливый сдвиг границы прямолинейного участка изоопаки в сторону больших времен освещения по мере увеличения содержания хлористого серебра в эмульсии; так как проводимость AgCl по литературным данным [7] примерно на один порядок меньше, чем AgBr, то такое изменение t_n вполне закономерно. Для более определенного количественного сопоставления значений t_n , получаемых на основании кривых рис. 1, с соответствующими значениями ионной проводимости мы специально приготовили по методу плавления соли между стеклянными пластинками [8] ряд монокристаллов галоидного серебра того же химического состава, что и эмульсии, и измерили их удельную проводимость. Отдельные кристаллы одного и того же состава, изготовленные в разное время, давали результаты, различавшиеся между собой в 2—3 раза; это можно объяснить большой ролью поверхности проводимости у столь тонких (70—100 μ) кристаллов [9]. Однако в пределах каждой серии кристаллов разного состава, изготовленных одновременно, изменение обнаруживалось закономерное и достаточно точно воспроизводимое изменение проводимости при изменении химического состава кристаллов, и это дает основание считать полученные таким путем данные заслуживающими доверия и произвести сопоставление их с данными, полученными фотографическим путем. В табл. 1 мы сопоставляем значения t_n , найденные из анализа кривых рис. 1 и из измерений σ по формуле $\epsilon/2\pi\sigma$, учитывая изменение ϵ от 13,0 для чистого AgBr до 12,2 для чистого AgCl.

Таблица 1

Состав кристаллов	$\sigma(\Omega^{-1} \text{см}^{-2})$	$\frac{\epsilon}{2\pi\sigma \cdot 9 \cdot 10^{11}}$ (сек.)	t_n (сек.) из рис. 1
100% AgCl	$5,5 \cdot 10^{-9}$	$4 \cdot 10^{-4}$	$6 \cdot 10^{-4}$
75% AgBr + 25% AgCl . . .	$4,5 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-4}$
90% AgBr + 10% AgCl . . .	$6,5 \cdot 10^{-8}$	$3,5 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$
100% AgBr	$7,0 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-5}$	$1 \cdot 10^{-5}$

Принимая во внимание существенную зависимость ионной проводимости от условий изготовления образца [9], вряд ли можно ожидать лучшего совпадения данных для кристаллов столь различного происхождения. В то же время закономерный характер изменения σ и t_n не подлежит сомнению, и наблюдаемое совпадение значений t_n для эмульсионных кристаллов и $\epsilon/2\pi\sigma$ для монокристаллов следует признать вполне удовлетворительным. Этим подтверждается роль ионной проводимости как фактора, определяющего соблюдение или нарушение закона взаимозаместимости для фотографических слоев в области кратковременных экспозиций.

Ленинград

Поступило в редакцию
22 февраля 1954 г.

Литература

- [1] W. F. Berg. Proc. Roy. Soc., A174, 559, 1940.—[2] А. Л. Картужанский и П. В. Мейклар. ЖЭТФ, 21, 532, 1951.—[3] Н. Мотт и Р. Гарри. Электронные процессы в ионных кристаллах, ИИЛ, 1950, гл. VII.—[4] П. В. Мейклар. Усп. физ. наук, 38, 43, 1949.—[5] А. Л. Картужанский и П. В. Мейклар. ЖЭТФ, 21, 693, 1951.—[6] Х. Бекштрем. Сб. «Физические основы фотографической чувствительности», ИИЛ, 1953, стр. 398.—[7] Е. Коши. С. Wagner. ZS. phys. Chem., B38, 295, 1937. W. Lehnfeldt. ZS. f. Phys., 85, 717, 1933.—[8] П. В. Мейклар. ЖЭТФ, 21, 42, 1951.—[9] I. Sharigra. J. M. Kolthoff. Journ. Chem. Phys., 15, 41, 1947.

АЛФАВИТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ ТОМА 26 ЗА 1954 г.

Вып. Стр.

Авакянц Г. М. К теории уравнений переноса в сильных электрических полях. I	5	562
Авакянц Г. М. К теории уравнений переноса в сильных электрических полях. II	6	668
Адирович Э. И. и Подгорецкий М. И. О взаимодействии микросистем с нулевыми колебаниями электромагнитного поля	2	150
Адирович Э. И. и Колотилова В. Г. К кинетике образования и релаксации неравновесных носителей тока при освещении полупроводника	3	281
Аленцев М. Н. и Черепнин А. А. Зависимость спектров поглощения и люминесценции фосфора ZnS—Си от концентрации меди	4	473
Альтшуллер С. А. К теории парамагнитного резонанса в редкоземельных металлах	4	439
Антонов-Романовский В. В. Определение коэффициента поглощения порошкообразных фосфоров	4	459
Арденне М. Новые измерения продолжительности свечения возбужденных атомов	3	362
Арифов У. А., Аюханов А. Х. и Стародубцев С. В. О методике исследования вторичной эмиссии при бомбардировке проводников ионами	6	714
Аскарьян Г. А. О влиянии пульсации мезонной оболочки нуклона на вероятность взаимодействия частиц	6	751
Аюханов А. Х. (см. Арифов У. А.)	6	714
Балыгин И. Е. Пробой малых воздушных промежутков	1	89
Барчуков А. И. (см. Прохоров А. М.)	6	761
Баскова К. А. и Горбачев В. М. Сравнительное исследование поглощения моноэнергетических позитронов и электронов в меди и кадмии	3	270
Биберман Л. М. и Ковнер И. А. К теории фотографического действия электронов	2	234
Бибилашвили М. Ф. (см. Чиковани Г. Е.)	4	505
Боровский И. Б. (см. Костарев А. И.)	3	377
Вайсман И. А. О расчетах ядерных магнитных моментов на основе связи $j-j$ между протонами и нейtronами	6	754
Вандакуров Ю. В. Дифракция электромагнитных волн, испускаемых произвольно ориентированным электрическим или магнитным диполем, на идеально проводящей полуплоскости	1	3
Вашакидзе И. Ш. и Чилашвили Г. А. Фотоэлектрическое расщепление ядра Li^6	2	254
Виленский И. М. О влиянии магнитного поля Земли на взаимодействие радиоволн в ионосфере	1	42
Галанин А. Д. О параметре разложения в псевдоскалярной мезонной теории с псевдоскалярной связью	4	417
Галанин А. Д. Некоторые замечания о расходимостях в теории псевдоскалярного мезона с псевдовекторной связью	4	423
Галанин М. Д. и Чижикова З. А. Выход фотolumинесценции некоторых органических кристаллов	5	624
Гариян Г. М. и Гольдман И. И. Спектры π - и μ -мезонов в космическом излучении	3	257
Гедеванишвили Л. Д. (см. Чиковани Г. Е.)	4	505
Генкин В. М. Изучение субмикроскопических объектов по размытию рентгеновского луча	2	224
Генкин Н. М. и Припорова Г. П. Исследование поперечного термомагнитного эффекта	3	323
Герценштейн М. Е. Самовозбуждение автоколебаний в газовом разряде при больших давлениях	1	57

Герценштейн М. Е. Энергетические соотношения в пространственно-дисперсирующих средах	6	680
Глаголева В. П. и Жданов Г. С. Структура сверхпроводников. VII. Рентгенографическое определение структуры Bi_3Ni	3	337
Гольданский В. И. и Жданов Г. Б. О черенковском излучении космических частиц в атмосфере	4	405
Гольдман И. И. (см. Гариян Г. М.)	3	257
Гольфанд Ю. А. (см. Тамм И. Е.)	6	649
Горбачев В. М. (см. Баскова К. А.)	3	270
Горный Н. Б. Вторичная электронная эмиссия для различных граней монокристаллов меди, покрытых монокристаллическими пленками окиси меди	1	79
Горный Н. Б. Вторичная электронная эмиссия для различных граней монокристаллов цинка, покрытых монокристаллическими пленками окиси цинка	1	88
Горный Н. Б. Исследование распределения вторичных электронов по энергиям с монокристаллов меди, покрытых монокристаллическими пленками окиси меди	3	327
Горный Н. Б. и Рахович Л. М. Электрическая схема для непосредственного нахождения функции распределения вторичных электронов по энергиям	4	454
Гренишин С. Г. Спектральное поглощение в фотографических слоях	6	736
Губанов А. И. Зонная теория одномерной модели жидкости	2	139
Демков Ю. Н. Группа симметрии изотропного осциллятора	6	757
Дейген М. Ф. Теория магнитных свойств металл-аммиачных растворов	3	293
Дейген М. Ф. Оптические свойства и электропроводность металл-аммиачных растворов	3	300
Дорман Л. И. Влияние метеорологических факторов на широтный эффект жесткой компоненты космических лучей и процесс генерации мезонов	4	504
Дорман Л. И., Кузьмин А. И., Тянутова Г. В., Фейнберг Е. Л. и Шаффер Ю. Г. Вариации интенсивности космических лучей и роль метеорологических факторов	5	537
Дусаев Н. М. (см. Кельман В. М.)	1	107
Дыкман И. М. Поляризующие экситоны в кристаллах типа KCl	3	307
Елисеев Г. П. Поправка к статье «О спектре масс частиц космического излучения на уровне моря»	1	128
Есельсон Б. Н. Некоторые свойства растворов He^3 в He^4 . III. Упругость пара	6	744
Жаботинский М. Е. О флуктуациях в генераторе с инерционной нелинейностью	6	758
Жданов Г. Б. (см. Гольданский В. И.)	4	405
Жданов Г. С. (см. Глаголева В. П.)	3	337
Иванов А. П. Интенсивность люминесценции порошков люминофоров	3	275
Ирхин Ю. П. (см. Ковнер М. А.)	3	317
Калабухов Н. П. Кратные центры и их роль во вторичных явлениях в кристаллах щелочно-галоидных солей	2	242
Каллистов О. В. (см. Фаттахов К. З.)	3	345
Каллистов О. В. (см. Цветков В. Н.)	3	351
Кармен К. Н. О природе сегнетоэлектричества в сегнетовой соли	3	370
Картужанский А. Л. Влияние ионной проводимости на отклонения от закона взаимозаместимости для фотографических слоев	6	763
Кельман В. М., Дусаев Н. М., Малкиэль Г. С. и Неводничий Н. Н. β -спектрометр с магнитной призмой и одной магнитной линзой	1	107
Керимов Б. К. (см. Соколов А. А.)	4	430
Кизель В. А. Изучение структуры поверхности жидкости методом отражения света	2	228
Клепиков Н. П. Излучение фотонов и электронно-позитронных пар в магнитном поле	1	19
Клечковский В. М. О первых электронах с данными l в нейтральном атоме	6	760
Клингер М. И. Исследование энергетического спектра электрона в ионном полупроводнике при наличии электрического и магнитного полей	2	159
Клингер М. И. Исследование полярионного полупроводника при наличии электрического и магнитного полей	2	168
Ковнер И. А. (см. Биберман Л. М.)	2	234
Ковнер М. А. и Ирхин Ю. П. К теории ультрафиолетовых спектров поглощения галоидометаллов	3	317

Ковнер М. А. Колебательные спектры ароматических соединений. I. Расчет и интерпретация колебательных спектров бензола и дейтеробензолов (плоские колебания)	5	598
Ковнер М. А. Колебательные спектры ароматических соединений. II. Расчет и интерпретация колебательных спектров толуола	6	704
Когарко С. М. и Новиков А. С. К вопросу об ускорении пламени в предтонационном периоде	4	492
Козловский В. Х. (см. Смоленский Г. А.)	6	684
Колесова В. А. К вопросу об интерпретации колебательных спектров силикатов и силикатных стекол	1	124
Колотилова В. Г. (см. Адирович Э. И.)	3	281
Компанеец А. С. Уравнения самосогласованного поля для ядра с учетом электростатических сил	2	153
Костарев А. И. и Боровский И. Б. К теории рентгеновских спектров поглощения	3	377
Коханенко П. Н. О связи спектров поглощения избыточных металлов с типом решетки основного вещества	1	120
Кронгауз А. Н. и Ляпидевский В. К. Отрицательная фотопроводимость куприта	1	119
Кузнецов П. И., Стратонович Р. Л. и Тихонов В. И. Корреляционные функции в теории броуновского движения. Обобщение уравнения Фоккера — Планка	2	189
Кузьмин А. И. (см. Дорман Л. И.)	5	537
Лебедев С. В. и Хайкин С. Э. Некоторые аномалии в поведении металлов, нагреваемых импульсом тока большой плотности	5	629
Лебедев С. В. и Хайкин С. Э. Аномалии электронной эмиссии вольфрама, нагреваемого импульсами тока большой плотности	6	723
Либерберг Т. И. и Толпиго К. Б. Многоэлектронное рассмотрение движения электрона (дырки) в возмущенном кристалле	1	35
Лифшиц И. М. Об определении энергетического спектра бозе-системы по ее теплоемкости	5	551
Логунов А. А. и Терлецкий Я. П. Ускорение заряженных частиц движущейся намагниченной средой	2	129
Ляпидевский В. К. (см. Кронгауз А. Н.)	1	119
Малкиэль Г. С. (см. Кельман В. М.)	1	107
Мамедов Х. И. К вопросу о люминесцирующих компонентах нефти	5	647
Манджавидзе З. Ш. (см. Чикавани Г. Е.)	4	505
Мендаков Н. С. (см. Шалимова К. В.)	2	248
Мицкевич Н. В. Некоторые вопросы теории теплопроводности анизотропных твердых тел	5	557
Мучник В. М. Ионизация при разрушении капель в электрическом поле	1	109
Нарбутт К. И. Исследование рентгеновских спектров поглощения цинка в растворах	2	208
Неводничий Н. Н. (см. Кельман В. М.)	1	107
Непримеров Н. Эффект Фарадея на сантиметровых волнах	4	511
Новиков А. С. (см. Когарко С. М.)	4	492
Остроумов Г. А. Электростатическая конвекция в электролитах	5	585
Парфианович И. А. Об определении энергетической глубины уровня захвата электронов в кристаллофосфорах	6	696
Пахомова Н. Л. (см. Свердлов Л. М.)	1	64
Подгорецкий М. И. (см. Адирович Э. И.)	2	150
Подгорецкий М. И. К вопросу об остановке тяжелых отрицательных мезонов в фотоэмulsionи	2	255
Припорова Г. П. (см. Генкин Н. М.)	3	323
Прохоров А. М. и Барчуков А. И. Метод измерения коэффициентов поглощения в микроволновой радиоспектроскопии	6	761
Раскин Ш. Ш. и Скрипов Ф. И. Трансляционные колебания молекулярных кристаллических решеток и вопрос об их проявлении в спектрах комбинационного рассеяния	4	479
Рахович Л. М. (см. Горный Н. Б.)	4	454
Рыжанов С. Г. Применение метода Томаса — Ферми к внутриядерным колебаниям	3	264
Рыжанов С. Г. О частотах капиллярных и упругих колебаний электропиллярного ядра	4	509

Салихов С. Г. Резонансное паромагнитное поглощение в редкоземельных металлах на сантиметровых волнах	4	447
Свердлов Л. М. и Пахомова Н. Л. Колебательные спектры и постоянные потенциальной энергии этилена и его дейтерозамещенных	1	64
Скрипов Ф. И. (см. Раскин Ш. Ш.)	4	479
Смоленский Г. А. и Козловский В. Х. К термодинамической теории антисегнетоэлектриков	6	684
Соколов А. А. и Керимов Б. К. К статистической теории атомного ядра. II	4	430
Стародубцев С. В. (см. Арифов У. А.)	6	714
Стратонович Р. Л. (см. Кузнецов П. И.)	2	189
Стрельцова Е. А. К вопросу о функциях распределения для систем с кулоновским взаимодействием	2	173
Такибаев Ж. С. и Шахворостов В. Н. Применение явления интерференции света для определения уровня «шума» столика микроскопа	4	507
Тамм И. Е., Гольфанд Ю. А. и Файнберг В. Я. Полуфеноменологическая теория взаимодействия π -мезонов с цуклонами. I	6	649
Темкин А. И. Превращение двух фотонов в π^0 -мезон и образование π^0 -мезонов при комптон-эффекте	5	645
Терлецкий Я. П. (см. Логунов А. А.)	2	129
Тихонов В. И. (см. Кузнецов П. И.)	2	189
Толпиго К. Б. (см. Либерберг Т. И.)	1	35
Тябликов С. В. Об энергетическом спектре электрона в полярном кристалле. II	5	545
Тянутова Г. В. (см. Дорман Л. И.)	5	537
Файнберг В. Я. (см. Тамм И. Г.)	6	649
Фаттахов К. З., Цветков В. Н. и Каллистов О. В. Исследование растворов линейных полимеров методом рассеяния света. I	3	345
Фаттахов К. З. (см. Цветков В. Н.)	3	351
Фейнберг Е. Л. (см. Дорман Л. И.)	5	537
Феофилов П. П. Анизотропия излучения центров окрашивания в кристаллах кубической сингонии	5	609
Фрадкин Е. С. О перенормировке в квантовой электродинамике	6	751
Хайкин С. Э. (см. Лебедев С. В.)	5	629
Хайкин С. Э. (см. Лебедев С. В.)	6	723
Хохлов Ю. К. Запись взаимодействия системы частиц с электромагнитным полем	5	576
Цветков В. Н. (см. Фаттахов К. З.)	3	345
Цветков В. Н., Фаттахов К. З. и Каллистов О. В. Исследование растворов линейных полимеров методом рассеяния света. II. Молекулярные веса и размеры молекул полиметилметакрилата в ацетоне	3	351
Циммер К. Г. Экспериментальное определение грамм-рентгена в эргах	3	367
Чавчанидзе В. В. О применении метода Маркова к задаче многократных потерь	2	179
Чавчанидзе В. В. Метод Маркова и задачи о флуктуациях энергетических потерь при кратных столкновениях	2	185
Черепнин А. А. (см. Аленцев М. Н.)	4	473
Чижикова З. А. (см. Галанин М. Д.)	5	624
Чиковани Г. Е., Манджавидзе З. Ш., Гедеванишвили Л. Д. и Бибилашвили М. Ф. Несколько случаев распада V -частиц	4	505
Чилашвили Г. А. (см. Вашакидзе И. Ш.)	2	254
Чмутин М. С. Зависимость диэлектрической проницаемости кристалла NaCl от температуры	5	640
Шалимова К. В. и Мендаков Н. С. Фотолюминесценция галоидных солей меди	2	248
Шафер Ю. Г. (см. Дорман Л. И.)	5	537
Шахворостов В. Н. (см. Такибаев Ж. С.)	4	507
Широков Ю. М. Поправка к статье «Квантовая электродинамика в конфигурационном представлении. I.»	1	128
Яноши Л. Исследования по теории каскадов. I	4	386
Яноши Л. Исследования по теории каскадов. II	5	518

К СВЕДЕНИЮ АВТОРОВ

Редакция ЖЭТФ просит авторов при направлении статей в печать руководствоваться изложенными ниже правилами. СТАТЬИ, ПРИСЛАННЫЕ БЕЗ СОБЛЮДЕНИЯ ПЕРЕЧИСЛЕННЫХ ПРАВИЛ, К РАССМОТРЕНИЮ РЕДАКЦИИ ПРИНИМАТЬСЯ НЕ БУДУТ.

1. Статьи, являющиеся результатами работ, проведенных в институтах, должны обязательно иметь направление от соответствующего института.

2. Редакция в особенности обращает внимание авторов на то, что статьи должны быть изложены с предельной краткостью, совместимой с ясностью изложения, и окончательно обработаны. Следует избегать повторения данных таблиц или графиков в тексте статьи, а также представления численных результатов в виде таблиц и графиков одновременно.

Статьи объемом свыше 1 печ. листа (т. е. 21—22 стр. текста на пишущей машинке) вообще не допускаются. Как текст, так и графический материал должны представляться обязательно в двух экземплярах.

3. Статья должна иметь краткую аннотацию, указывающую цель и результаты работы. Аннотация и раздел «Выводы» (если таковой имеется в статье) не должны, однако, дублировать друг друга.

4. Статьи должны быть напечатаны на пишущей машинке с одной стороны листа; рукописные вставки не допускаются. Формулы должны быть вписаны четко чернилами. Все страницы рукописи должны быть пронумерованы. Таблицы должны быть напечатаны на отдельных от текста страницах.

СТАТЬИ ДОЛЖНЫ БЫТЬ ОБЯЗАТЕЛЬНО ПОДПИСАНЫ АВТОРОМ, А ПРИ НАЛИЧИИ НЕСКОЛЬКИХ АВТОРОВ ВСЕМИ СОАВТОРАМИ.

5. Во избежание недоразумений и ошибок следует делать ясное различие между заглавными и строчными буквами в формулах. В тех случаях, когда заглавные и строчные буквы одинаковы по начертанию и отличаются только своим размером (*V* и *v*, *U* и *u*, *W* и *w*, *O* и *o*, *O* и *o*, *K* и *k*, *S* и *s*, *I* и *i*, *C* и *c*, *P* и *p*), — необходимо заглавные буквы подчеркивать снизу двумя черточками (например, *S*), а строчные помечать двумя черточками сверху (например, *s*). Необходимо делать различие между буквой *O* (большой), *o* (малой) и *0* (нулем), для чего букву *O* и *o* подчеркивать двумя черточками: *O* и *o*, а нуль оставлять без подчеркивания. Необходимо также различать буквы *I* и *J*, для чего в рукописи букву *I* писать как римскую единицу с точкой вверху. Греческие буквы должны подчеркиваться красным карандашом. Векторы подчеркивать синим или черным карандашом.

6. Подстрочные примечания должны иметь сплошную нумерацию по всей статье. Цитируемая литература должна даваться не в виде подстрочных примечаний, а общим списком в конце статьи, с указанием в тексте статьи ссылки порядковой цифрой над строкой, в прямых скобках (например, [1]). Цитируемая литература должна быть оформлена в следующем порядке: а) для журнальных статей указываются инициалы и фамилия авторов, название журнала, номер тома (подчеркнуть снизу), страница и год; б) для книг надо указывать инициалы и фамилии авторов, полное название книги, год и место издания (для книг иностранного происхождения — указывать данные русского перевода, если таковой имеется).

7. Все рисунки и чертежи должны быть представлены отдельно от рукописи и ни в коем случае не должны приклеиваться к оригиналам. Рисунки желательно снабжать разъясняющими подписями, которые должны быть собраны на отдельном листе. На обороте рисунков должна быть указана фамилия автора, название статьи и номер рисунка. Надписи на рисунках следует по возможности заменять цифрами или буквенными обозначениями в подписи к рисунку или в тексте.

Редакция просит авторов ограничиваться минимальным числом рисунков к статьям.

8. Редакция просит авторов отмечать на полях рукописи места, которые могут быть набраны петитом.

9. Редакция посыпает автору одну корректуру. Изменения и дополнения в тексте не допускаются. Корректура с подписью автора должна быть выслана обратно в редакцию в течение суток с момента ее получения.

10. К рукописи должен быть приложен точный адрес, фамилия, имя и отчество автора, а также номер телефона, служебного или домашнего (для авторов, проживающих в Москве).

11. РУКОПИСИ, НЕ ПРИНЯТЫЕ РЕДАКЦИЕЙ, АВТОРУ НЕ ВОЗВРАЩАЮТСЯ.

Адрес редакции: Москва, Подсосенский пер., д. 21. Изд-во АН СССР.

Санкт-Петербургский государственный
Университет им. Д. И. Менделеева

Цена 12 руб.