

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ**ЭЛЕМЕНТЫ С АТОМНЫМИ НОМЕРАМИ 97
(БЕРКЛИЙ, Вк) И 98 (КАЛИФОРНИЙ, Cf)**

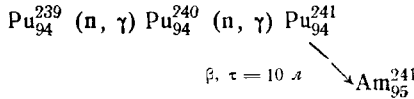
Некоторое время назад были получены два новых трансурановых элемента с атомными номерами 97 и 98. Первому было присвоено название «берклий» (Вк), второму — «калифорний» (Сf). Ниже описываются основные свойства этих элементов, а также методы их получения.

Изучение химических и физических свойств америция и кюрия, полученных в 1944 г. 1, подтвердило предположение о том, что подобно лантанидам радиоактивные элементы, начиная с актиния, должны быть объединены в одну переходную группу, поскольку у них заполняется 5f оболочка. На основании этого стало возможным предсказание химических свойств для ещё несуществующих транскюриевых элементов². Знание этих свойств необходимо для отделения новых элементов при их синтезе от элементов мишени, поскольку они химически почти неотличимы и пока могут получаться лишь в ультрамикроскопических количествах. (Количество атомов изотопа калифорния, полученного при нескольких бомбардировках, было меньше 10 тысяч!)

На пути получения новых трансурановых элементов³ ожидалась очень большие технические трудности, связанные с коротким периодом их жизни и с утомительными процедурами отделения их от лантанидов и от остальных элементов актиниевой серии, которые к тому же необходимо проводить очень быстро, что требовало не только конструирования и развития новой техники, но и необходимости громадного фактора разделения их от атомов мишени (10^6 для берклия) при большом проценте выхода.

Возможны были три пути получения транскюриевых элементов: 1) Облучение первых трансурановых элементов, имеющих в больших количествах, пучком ионов с ядерным зарядом, большим 2. Хотя этот метод — наиболее обещающий, но он отпал, так как авторы реферируемых работ не располагали интенсивными пучками больших энергий. 2) Облучение Am_{95}^{241} ионами гелия или Sm_{96}^{242} дейтеронами для получения 97 элемента и облучение Sm_{96}^{242} ионами гелия для получения изотопа 98 элемента. Этот путь был использован для получения обоих элементов. 3) Облучение Sm_{96}^{242} нейтронами для получения промежуточных ядер, нестабильных к β -распаду и переходящих в 97 и 98 элементы. Этот метод был использован лишь в некоторых опытах для получения только 97 элемента, так как невозможно было предсказать даже порядок величины сечения образования 98 элемента — получалась неопределённость времени облучения в несколько лет.

Исходным материалом для получения 97 элемента был Am_{95}^{241} , получаемый из Pu_{94}^{239} облучением быстрыми нейтронами по реакции:



Степень чистоты полученного таким образом Am_{95}^{241} для мишени (в количестве нескольких миллиграммов) составляла около 97% (главными загрязнениями были Na—1,5%; Zn—1,0%; Ti—0,2%; Ca—0,2%; Al—0,5%). Облучение мишени производилось в специальной установке, служащей для охлаждения мишени водой и для предотвращения рассеяния в окружающую среду. Облучение 30- и 35-Мэв ионами гелия производилось обычно около 6 часов. Интенсивность пучка, измеряемая по заряду, накапливаемому на изолированной мишени и фольгах, служащих окошками

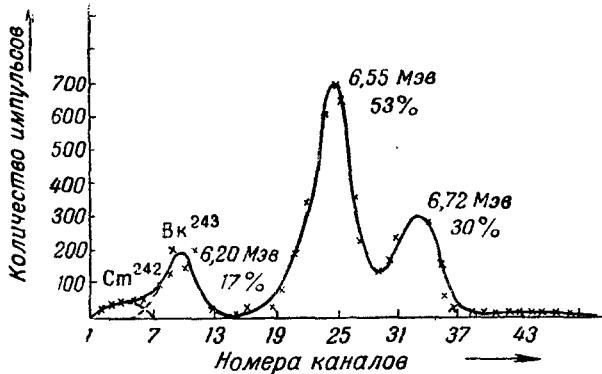


Рис. 1.

вакуумной камеры, была 2 мка на см^2 мишени. Химические процедуры разделения ^{6, 7}, производимые тотчас же после облучения Am_{95}^{241} , проведенные согласно ожидаемым химическим свойствам 97 элемента, выделили активность в экатербиевом положении, т. е. соответствующем положению 97 элемента. Ионный обмен проводился при высокой температуре со смолой Dowex-50³. Как и ожидалось, поведение этой активности с различными носителями и окисляющими агентами показало, что она имела III и IV состояния окисления; процесс разделения ионным обменом показал, что в III состоянии окисления выделенная активность имела большое сходство с кюрием, аналогично сходству тербия с гадолинием (см. рис. 4), а ход ионного радиуса актинидов претерпевал нарушения у выделенного элемента так же, как нарушался ход радиуса ионов лантановой группы у тербия. Выделенный таким образом осадок радиохимически чистой фракции, приписываемый 97 элементу, исследовался на α -, β -, γ -активности на дифференциальном импульсном анализаторе¹⁰, на выходе которого стояли 48 механических регистраторов с большим числом счёта. Все импульсы α -частиц, создаваемые исследуемым образцом в ионизационной камере, дифференцировались по энергиям. Было обнаружено 3 группы α -частиц с энергиями 6,72 Мэв — 30%; 6,55 Мэв — 53% и 6,20 Мэв — 17% (рис. 1). Энергия этих групп α -частиц измерялась методом сравнения

с α -частицами известных энергий. Высокая энергия α -частиц является признаком, который указывает, что атомный номер этого элемента должен быть несомненно больше 94. Это же подтверждается измерениями энергии рентгеновского L -излучения. Скорость распада для каждой группы α -частиц, измеряемая по величине площади каждого пика в определённые моменты времени, оставалась для всех трёх групп неизменной и была равна $4,6 \pm 0,2$ часа. Таким образом все три группы α -частиц следовало приписать одному изотопу. Это же было подтверждено тем, что изменение энергии гелиевых ионов не влияло на отношение интенсивностей этих трёх групп α -частиц. Этот результат был несколько неожиданным: вначале предполагалось (ввиду наличия трёх групп α -частиц), что было получено несколько изотопов. Наличие трёх групп α -частиц со сравнимыми интенсивностями указывает, что переход в основное состояние

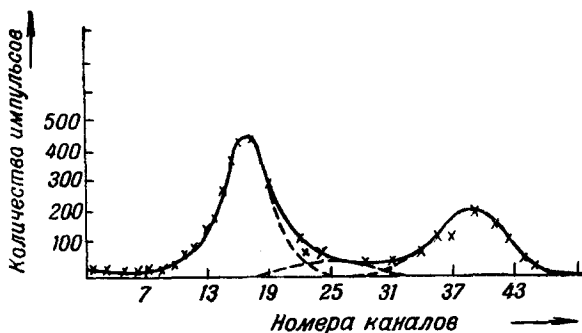


Рис. 2.

сильно запрещён (с фактором 10^3 — 10^8), по причине чего переходы в возбуждённые состояния возможны со сравнимыми вероятностями. Измерение γ - и β -излучения производилось гайгеровскими счётчиками со слюдяным окошком толщиной в 3 мг/см^2 , наполненного для повышения эффективности счёта рентгеновского излучения амилцетатом до $0,8 \text{ см}$ и ксеноном до 11 см рт. ст. Для отличия импульсов, создаваемых рентгеновскими лучами и электронами конверсии, между активностью и счётчиком помещались различные фильтры. Исследованное γ -излучение, типичное для β -захвата, имело энергию от 2 до 10 кэв (серия L) и 70 кэв (серия K). Энергия электронов конверсии (5% от всего β -захвата) была $\sim 0,5 \text{ Мэв}$. Исследование существования более жёстких γ -лучей не производилось. Измерение полупериода β -захвата производилось по рентгеновскому L -излучению и дало значение $4,6 \pm 0,2$ часа. Согласно полученным результатам разветвление α -распада составляет 0,1% от β -распада, откуда полупериод собственно α -распада — около 1 года. Сечение образования изотопа берклия 35 Мэв ионами гелия равно 10^{-26} см^2 ; для 30 Мэв ионов оно примерно в два раза меньше. Исследование дочерних продуктов изотопа берклия было произведено после его полного распада, т. е. через 27 часов (остаток берклия был $\sim 2\%$); были обнаружены две группы α -частиц с энергиями $5,89 \text{ Мэв}$ — 15% и $5,79 \text{ Мэв}$ — 85%. (В связи с неполным первоначальным разделением во фракции берклия присутствовало малое количество изотопа кюрия См_{96}^{242} — см. рис. 1 и 2). Химическое разделение продуктов распада берклия показало присутствие Am (распадающегося β -захватом) — продукта α -распада берклия и изотопа См (α -излучатель) — продукта β -захвата берклия. Результаты исследования дочер-

них продуктов не только подтвердили факт получения изотопа 97 элемента, но и позволили определить его массовое число. Малые количества Am, выделенного из фракции берклия, затрудняют точное определение полупериода его распада, поэтому полученное значение в 15 час. нужно считать хорошо совпадающим с полупериодом в 12 час. для известного изотопа Am^{239}_{95} . Исходя из этого, изотопу берклия следует приписать массовое число 243. Данные по анализу изотопа Cm, выделенного из той же фракции берклия (см. рис. 2), не находятся в противоречии с этим. Для периода полураспада дочернего Cm получено значение 100 лет (энергия α -частиц 5,89 и 5,79 Мэв). Поэтому отождествить его с известным изотопом Cm^{242}_{96} нельзя*) из-за несовпадения всех параметров распада. Изотопу берклия также нельзя приписать массовое число, мень-

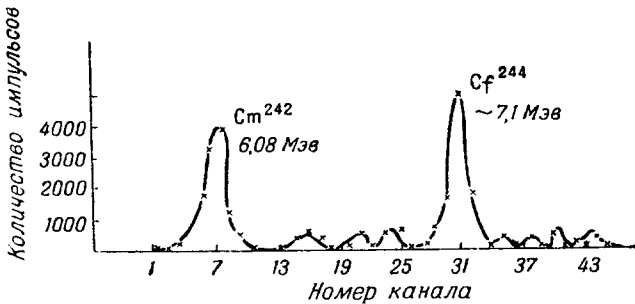


Рис. 3.

шее 242, так как это не согласуется с реакцией образования его из америция: $\text{Am}^{241}_{95}(\alpha, 4n)\text{Bk}$ при энергии ионов гелия в 30 Мэв. Для этой реакции порог выше 30 Мэв. Сопоставление с эмпирическими закономерностями систематизации α -активности^{4, 5} даёт наилучшие совпадения, если дочернему изотопу кюрия приписать массу 243. Других изотопов берклия, существовавших в значительных количествах, не обнаружено.

После окончания работ с берклием удалось преодолеть целый ряд трудностей. Накопление эмпирических данных в области тяжёлых ядер позволило более точно предсказывать параметры распада ещё не полученных элементов. Были усовершенствованы также методы химического разделения^{6, 7}. Как упоминалось, синтез элемента с атомным номером 98 мог быть произведён только облучением Cm^{242}_{96} ионами гелия. При этом было возможно предсказать количество получаемых атомов 98 элемента, что было необходимым для знания оптимального времени облучения мишени. В процессе облучения могли возникнуть только следующие изотопы: 98^{343} , 98^{344} , 98^{245} . Из них только для 98^{244} ожидался период распада больше 30 минут (от 30 до 60 мин.). Ожидаемая энергия для α -частиц составляла 7,0—7,3 Мэв. Наличие α -частиц такой большой энергии при очень малом количестве получаемых атомов 98 элемента было очень удачным: их обнаружение могло служить достаточным доказательством получения 98 элемента, поскольку известные излучатели α -частиц такой энергии — C-продукты и Th — не могли получаться при облучении Cm^{242}_{96} ионами гелия с энергией, меньшей 40 Мэв, из-за слиш-

*) α -излучатель с энергией α -частиц — 6,08 Мэв и периодом 10 лет.

ком малой массы¹². Для дальнейшего повышения чувствительности измерений необходимо было ограничить полную α -активность исследуемого образца до величины, меньшей 10^4 импульсов в минуту, что наложило ещё более жёсткие (чем для берклия) требования на фактор разделения 98 элемента (до 10^7). Мишень из Cp_{96}^{242} облучалась 33 Мэв ионами гелия от 2 до 3 час. Интенсивность пучка ионов была 3 мка на 1 см^2 мишени (площадь мишени была $\sim 0,5 \text{ см}^2$). Для облегчения отделения очень малых количеств изотопа калифорния и для возможности сравнения его положения по отношению к другим

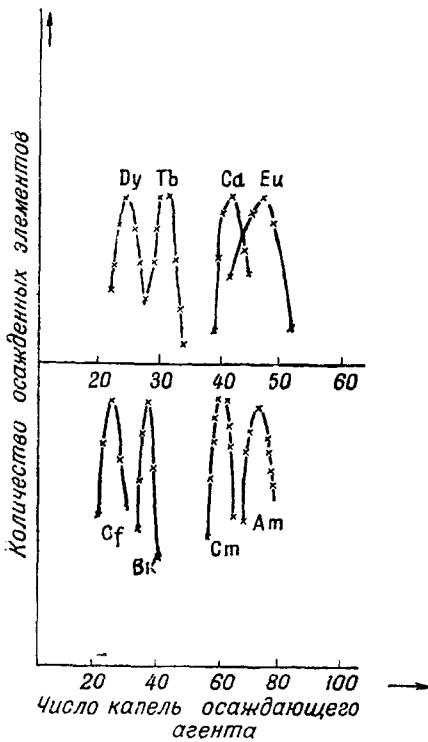


Рис. 4.

урановых элементов, то отсюда следует, что α -излучение должно быть доминирующим видом распада. Вопрос о массовом числе из этих опытов не может быть окончательно решён. Ориентировочно, из указанных соображений, ему приписывается значение 244.

Б. Шуляк

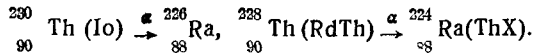
ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. T. Seaborg, The Transuranium Elements: Research Papers (1949).
2. G. T. Seaborg, Nucleoniks 5, 16 (1949).
3. S. G. Thompson, Phys. Rev. 80, 781, 790 (1950).
4. Perlman, Phys. Rev. 77, 26 (1950).

5. S. G. Thompson, Phys. Rev. **76**, 319 (1949).
6. Asprey, J. Am. Chem. Soc. **72**, 1425 (1950).
7. K. Street, J. Am. Chem. Soc. **72**, 2790 (1950).
8. S. G. Thompson, Phys. Rev. **77**, 838 (1950).
9. Kirkwood, Phys. Rev. **74**, 497 (1948).
10. Ghiorso, National Nuclear Energy Series, см. ссылку ¹ Paper № 16, 7.
11. S. G. Thompson, Phys. Rev. **78**, 298 (1950).
12. G. T. Seaborg, Rev. Mod. Phys. **20**, 585 (1948).

О СХЕМЕ РАСПАДА ИОНИЯ И РАДИТОРИЯ

Ионий и радиоторий являются изотопами тория и имеют чётно-чётные ядра. В результате α -распада эти ядра превращаются в ядра чётно-чётных изотопов радия



⁴Чётно-чётные ядра обладают нулевым моментом количества движения. Поэтому α -переход такого ядра, приводящий к основному состоянию

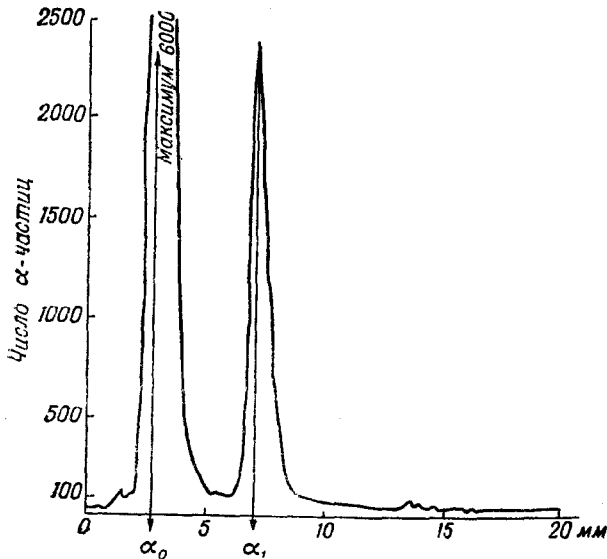


Рис. 1.

ядра-продукта, будет происходить без изменения момента количества движения ($\Delta I = 0$), а α -переход, в результате которого образуется ядро в возбуждённом состоянии, связан с изменением момента количества движения ($\Delta I \neq 0$). Вероятность α -распада уменьшается с увеличением ΔI и существенно зависит от энергии α -перехода. В силу этого чётно-чётные ядра в соответствии с теорией α -распада, как правило, не

имеют интенсивной тонкой структуры α -спектра. В этом отношении рассматриваемые случаи являются исключениями.

В последние годы с помощью α -спектрографа с большим магнитом выполнены новые измерения α -спектров радиотория¹ и иония². Применение толстослойных фотопластинок значительно улучшило технику эксперимента. При обработке α -спектров с помощью микроскопа подсчитывалось число следов α -частиц в различных точках фотозульсии. Такая методика регистрации α -частиц позволила использовать тонкослойные источники, а также улучшить технику фотометрирования плёнки.

На рис. 1 приводится α -спектр радиотория¹. Видны две интенсивные α -линии (α_0 и α_1), различающиеся по энергии на 86,7 кэв. Небольшие пики, заметные на рисунке, принадлежат ThX³. Известно γ -излучение RdTh с энергией 83,4 кэв и 86,8 кэв; α -линий, отличающихся по энергии на суммарную энергию этих γ -квантов, не найдено. Поэтому делается вывод, что одна из обнаруженных α -линий является двойной, а разность в 3,4 кэв не разрешена аппаратурой¹. Замечено было уширение линии α_0 .

При изучении α -спектра иония³ также была обнаружена интенсивная тонкая структура. В табл. I приводятся данные об α -спектрах RdTh и Io:

Таблица I

 α -спектры RdTh и Io

	Наименование линии	Энергия в мэв	Сравнительная интенсивность	Изменение момента количества движения ΔI
RdTh	α_0	5,423	100	0
	α_1	5,338	39 ± 1	0
Io	α_0	4,682	100	0
	α_1	4,613	25	0

энергии α -линий, относительная интенсивность линий и вероятное изменение момента количества движения (ΔI) при превращении. При излучении α -частицы с энергией α_0 ядро образуется в основном состоянии. Следовательно, переходу α_0 соответствует $\Delta I = 0$. Если излучается α -частица с энергией α_1 , то возникшее ядро остаётся в возбуждённом состоянии. Изменение ΔI для этого случая найдено из теории α -распада по измеренной интенсивности линий тонкой структуры α -спектра.

В рассматриваемых случаях момент количества движения основного состояния $I = 0$, а по данным тонкой структуры в возбуждённом состоянии также $I = 0$. Поэтому можно предполагать, что при высвечивании Ra и ThX имеет место случай так называемого «0—0» перехода.

Для «0—0» переходов ядер обычной теория радиационных переходов^{4,5} неприменима, так как законы сохранения приводят к абсолютному запрету излучения ядром одного фотона. Из известных в настоящее время нескольких случаев «0—0» переходов ядер исследован «0—0» переход в O^{16} *, причём интересные теоретические результаты были получены советскими физиками⁶. Ниже разобраны работы, в которых исследо-

валось излучение, испускаемое при разрядке возбуждённых уровней Ra и ThX.

Для исследования электронного излучения в работе⁷ ионий вводился в центр камеры Вильсона пониженного давления. Интенсивность источника оценивалась по числу следов α -частиц. Найденный в работе спектр электронов приведён на рис. 2. Электроны таких энергий появляются в результате конверсии γ -квантов с энергией 68 кэв на L-, M- и N-оболочках атома радия. В среднем найдено 10 ± 1 электрон на 100 распадов иония. В другой работе⁸ электронное излучение иония исследовалось с помощью фотопластинок с толстослойной эмульсией (200 μ), чувствительной к электронам (пластинки Ильфорд G5). Пластинки пропитывались раствором, содержащим ионий, и после проявления

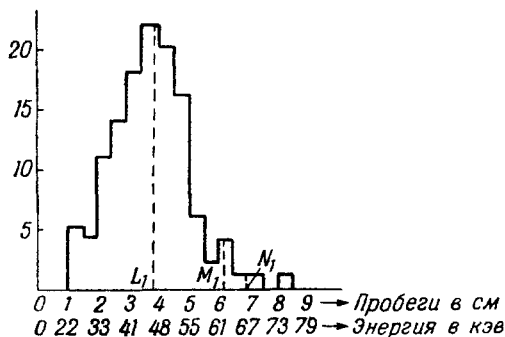


Рис. 2.

на них отбирались следы α -частиц I₀. Изучались электронные следы, начинающиеся из начальной точки α -следа. Результаты этой работы полностью согласуются с результатами работы⁷.

Спектр электронов радиотория также исследовался методом фотопластинок, чувствительных к электронам⁹. Всего было отобрано 1850 следов α -частиц RdTh (пробег 29 μ). Из начала 141 следа этих α -частиц замечен след электрона. Таким образом, найдено 7,6 электрона на 100 распадов RdTh. Максимум в энергетическом распределении электронов получился при энергии в 65 кэв. Это электронное излучение появляется в результате внутренней конверсии γ -излучения с энергией 86,8 кэв на атомных электронах ThX.

В работах^{10, 11, 12} изучалась интенсивность γ -излучения I₀ и RdTh. Измерением поглощения γ -излучения в Al, Cu, Ta и Pb производилось разделение составляющих компонент этого излучения. Найденная расчётным путём эффективность счётчика, применявшегося в работе для регистрации γ -излучения, позволяет из этих измерений определить число γ -квантов отдельных γ -линий. В работе¹⁰ применялся обычный тонкостенный алюминиевый счётчик, наполненный аргоном. При измерении жёсткого γ -излучения этот счётчик окружался свинцовой фольгой, что увеличивало его эффективность к жёсткому γ -излучению. В работах^{11, 12} применялся торцовый счётчик, наполненный ксенонем (9–18 мм рт. ст.) и спиртом (1–2 мм рт. ст.). Алюминиевое окно счётчика имело толщину в 20 μ . Такой счётчик обладает повышенной эффективностью к рентгеновскому и мягкому γ -излучению. (Эффективность регистрации таким счётчиком фотонов с энергией 14,5 кэв равна 25%.)

В цитированных работах было доказано, что препарат Io и RdTh испускает интенсивное характеристическое рентгеновское L -излучение радия и ядерное γ -излучение слабой интенсивности (табл. II). При внутренней конверсии γ -излучения на атомных электронах атом, образующийся при распаде Io и RdTh , остаётся в возбуждённом состоянии и может перейти в основное состояние излучением характеристического рентгеновского излучения. На опыте возможно наблюдение лишь L -излучения. Автор работы¹², оценивая интенсивность M - и N -излучения и принимая для выхода флуоресценции L -излучения значение $\omega_L = 0,37$, получает число возбуждений атома. При этом получается соответствие с интенсивностью тонкой структуры α -спектра Io и RdTh . Однако прямой подсчёт числа излучённых γ -квантов и конверсионных электронов не даёт такого согласия.

Таблица II

Интенсивность γ -излучения (число γ -квантов на 100 распадов)

Ионий			Радиоторий	
	По работе ¹⁰	По работе ¹¹	L -излучение	$7 \pm 1,5$
L -излучение	11	9 ± 2	γ -излучение 83,3 кэв	$1,8 \pm 0,5$
γ -излучение 68 кэв	0,85	$0,50 \pm 0,15$	γ -излучение 86,6 кэв	$0,7 \pm 0,2$
γ -излучение 140 кэв	0,39	—		
γ -излучение 200 кэв	—	$0,3 \pm 0,1$		
γ -излучение 240 кэв	0,05	—		

Изложенный материал об излучениях Io и RdTh позволяет составить схему распада этих ядер¹² (рис. 3). В табл. III приведены данные об уровне Ra с энергией возбуждения 68 кэв и уровне ThX с энергией возбуждения 86,8 кэв, полученные путём подсчёта числа конверсионных электронов (N_e) и излучённых γ -квантов (N_γ). Величина $N_e + N_\gamma$, отнесённая к числу распадов Io или RdTh по данным таблицы III почти в два раза меньше интенсивности тонкой структуры α -спектра (табл. I).

По отношению $\frac{N_e}{N_\gamma}$ можно оценить мультипольность соответствующего перехода. Найденные таким образом значения Δl , равные 4 или 3, находятся в резком противоречии с выводами, полученными из интенсивности тонкой структуры α -спектра. Однако, если имеет место случай «0—0» перехода, то теория внутренней конверсии, на основании которой определено Δl в табл. III, неприменима.

Для «0—0» перехода с энергией перехода в 60—90 кэв можно было ожидать полной конверсии излучения¹³. Наличие γ -излучения с энергией возбуждения допускает возможность другого пути «0—0» перехода, например, излучение двух фотонов или конверсионного электрона

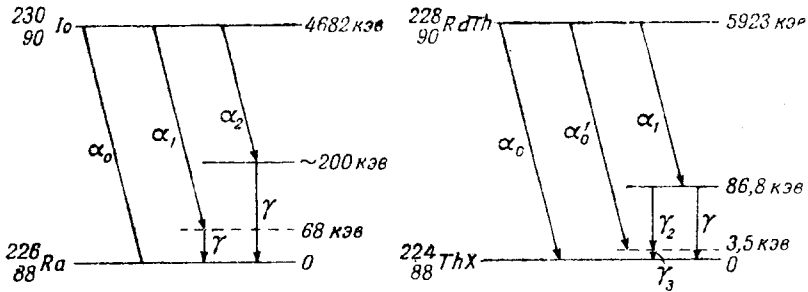


Рис. 3.

и фотона одновременно. При этом излучение должно иметь непрерывный энергетический спектр. Экспериментальный материал не противоречит допущению о непрерывном спектре электронов и фотонов, если это энергетическое распределение имеет острый максимум¹³. Наблюдавшийся

Таблица III

	Энергия возбуждения в кэв	$N_e + N_\gamma$ (на 100 распадов)	$\frac{N_e}{N_\gamma}$	Изменение момента количества движения ΔI
Ra	68	10,5	17 ± 4	4 или 3
ThX	86,8	2,6	2,6	4 или 3

в опытах максимум в распределении электронов и фотонов можно принять за максимум в области больших энергий. Максимум при малых энергиях электронов и фотонов практически наблюдать невозможно. Возможно также несколько конкурирующих процессов разрядки рассмотренных случаев «0—0» переходов.

И. Эстунин

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. S. Rosenblum, M. Valaders et M. Perey, Comptes Rendus **228**, 385 (1949).
2. S. Rosenblum, M. Valaders et I. Vial, Comptes Rendus **227**, 1088 (1948).
3. S. Rosenblum, M. Valaders, M. Perey et I. Vial, Comptes Rendus **229**, 1009 (1949).

4. И. С. Шапиро, УФН **40**, 189 (1950).
5. С. Девонс, Энергетические уровни ядер, 1950 г.
6. А. Д. Сахаров, Диссертация, Физ. инст. АН СССР, 1947 г.
- И. С. Шапиро, ДАН **72**, 1045 (1950); **76**, 45 (1951).
7. J. Teillac, Comptes Rendus **227**, 1227 (1948).
8. G. Albov, H. Faraggi, M. Riou et J. Teillac, Comptes Rendus **229**, 435 (1949).
9. G. Albov et J. Teillac, Comptes Rendus **230**, 945 (1950).
10. J. Curie, Journ. phys. et rad. **10**, 381 (1949).
11. M. Riou, Comptes Rendus **228**, 679 (1949).
12. M. Riou, Journ. phys. et rad. **11**, 185 (1950).
13. Fowler, Proc. Roy. Soc. **129**, 1 (1930).

ОСЦИЛЛОГРАФ С БЕГУЩЕЙ ВОЛНОЙ

Вопрос осциллографирования электрических колебаний при частотах в области 10^8 — 10^{11} гц в наше время, когда микрорадиоволны всё чаще применяются в физических исследованиях, радиолокации и других областях радиотехники, очень существен. Детекторные методы регистрации позволяют измерять энергию колебаний, но не судить о форме кривой тока или напряжения. Трудности, встречаемые при применении электронного осциллографа в этой области частот, в основном сводятся к следующим явлениям:

а) Изменению отклоняющего электронный луч напряжения за время пролёта электрона между отклоняющими пластинками.

б) В случае, когда исследуемое напряжение подводиться к обеим парам пластин — изменение напряжения за время пролёта от первой пары пластин до второй приводит к дополнительному сдвигу фазы, искажающему наблюдаемую на экране фигуру (в терминологии Стекольников — θ -явление).

в) Применять повторяющуюся линейную временную развёртку при записи очень высоких частот не удаётся. С другой стороны, использовать фотографическую запись при однократном прохождении луча по экрану или наблюдать осциллограмму на экране в случае обычных электронных осциллографов нельзя, так как при скорости луча по экрану порядка тысяч километров в секунду интенсивность свечения фосфора очень мала.

Ввиду указанных трудностей в области осциллографирования весьма быстрых процессов наметилось несколько определённых путей их преодоления. Первым следует упомянуть увеличение ускоряющего напряжения, т. е. конструирование высоковольтных осциллографов. Совершенно очевидно, что благодаря тому, что уже при энергиях порядка десятков киловольт скорость электронов сравнима со скоростью света, эффекты, связанные со временем пролёта, не могут быть устранены таким путём. Кроме того, высоковольтные осциллографы обычно представляют собой разборные металлические конструкции, громоздкие, сложные и неудобные в эксплуатации.

Как было показано в последние годы Стекольниковым^{1, 2, 3}, разработанная им методика импульсного кратковременного перенапряжения обычных опянных осциллографических трубок позволяет получить скорости записи на экране, доходящие до $10\,000$ км/сек, и записывать колебание с частотой до 10^8 гц при однократном прохождении луча по экрану.

Естественным, хотя и очень трудным с технической стороны, был способ уменьшения влияния времени пролёта, осуществлённый в так называемых микроосциллографах^{4, 5}. Применение весьма узкого пучка электронов, формируемого электронно-оптической системой, аналогичной обращённому электронному микроскопу с несколькими ступенями уменьшения, даёт возможность уменьшить геометрические размеры отклоняющих пластин и экрана и получать осциллограммы микроскопических размеров, по которым, однако, вполне возможно судить об исследуемых колебаниях благодаря соответственно уменьшённому пишущему пятну на экране. В этом случае также обычно используется однократный ход луча по экрану (фотопластинке). Весьма неприятным явлением, сказывающимся на размерах пишущего пятна, а следовательно, и на точности всей осциллограммы, оказывается в этом случае взаимное расталкивание электронов в луче большой интенсивности (плотности тока) и малого диаметра. Применяя трёхступенчатую систему уменьшения с магнитными линзами, Ли⁶ имел возможность записывать колебания при частотах до 10^{10} гц.

Наконец, в 1949—1950 гг.^{7, 8} появилась идея использования в осциллографе принципа «бегущей волны» (см., например, обзор В. М. Лопухина⁹). Как известно, основным явлением, используемым в «лампах

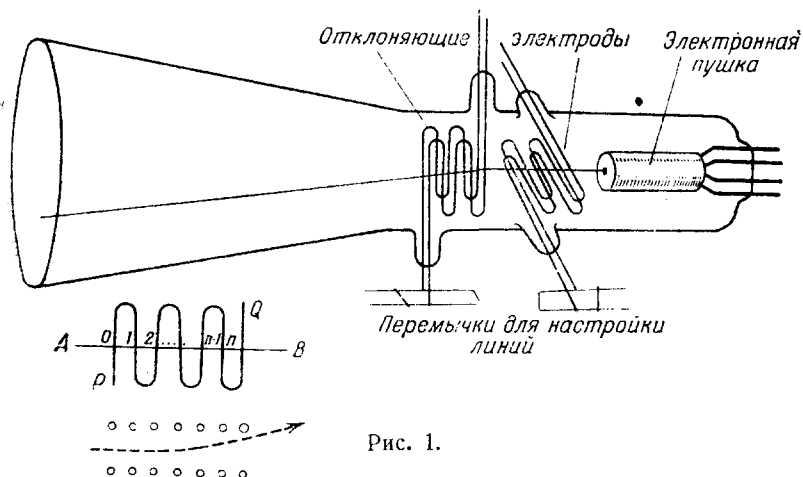


Рис. 1.

с бегущей волной», служит взаимодействие пучка электронов с электромагнитной волной, распространяющейся вдоль замедляющего устройства (спирали), понижающего фазовую скорость волны в направлении оси прибора в несколько раз по сравнению со скоростью распространения электромагнитных волн в пустоте.

В осциллографе, построенном Оваки и др.⁸, этот принцип использован для отклонения электронного пучка, перпендикулярного оси трубки.

Конструкция электронно-лучевой трубки в этом случае, за исключением отклоняющих пластин, ни в чём не отличается от обычной. Вместо отклоняющих пластин применены многократно изогнутые в одной плоскости проволоочные электроды (рис. 1); как и в обычном осциллографе, одна пара электродов перпендикулярна к другой. Электромагнитная волна $U_m \sin \omega T$ распространяется от P к Q вдоль параллельных про-

водников. Электрон пролетает по линии AB между ними. Фазовая скорость электромагнитной волны вдоль оси AB равна

$$U = \frac{a}{l} \cdot c,$$

где a — расстояние между соседними проводниками. l — длина проволоки между соседними точками у оси (0—1, 1—2 и т. д.) и c — скорость света.

Предположим, что скорость электронов в луче вдоль оси AB постоянна и равна v_0 , причём $v_0 = u$. При соблюдении этого условия элек-



Рис. 2.

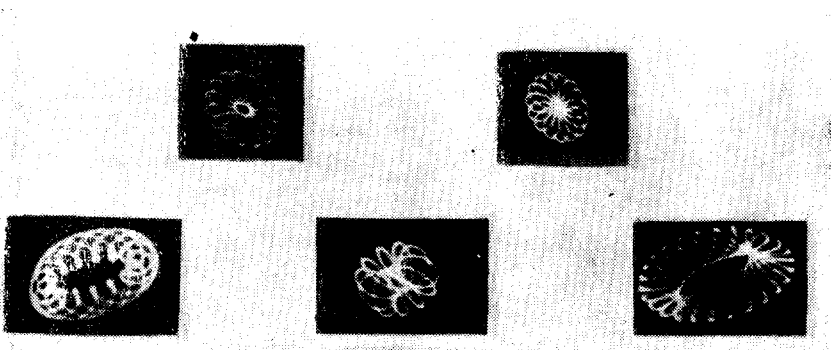


Рис. 3.

троны, проходящие между отклоняющими элементами, подвергаются воздействию поля, постоянного по направлению и амплитуде (если пренебречь затуханием волны в линии). Время пролёта электронов между отклоняющими элементами равно времени распространения волны вдоль них.

Мы не будем касаться в нашей заметке математического рассмотрения зависимости чувствительности осциллографа к напряжению сигнала от отношения v_0 к u влияния неизбежного затухания волны, приводимого авторами. Укажем на то, что эти вопросы были в значительной мере разобраны до появления их работы в монографии Стекольниковца¹¹ и обзорах Лопухина^{9,10}. Наиболее важно то обстоятельство, что при точном соблюдении равенства $u = v_0$ чувствительность не зависит от частоты сигнала.

Приведём некоторые из первых результатов применения осциллографа с бегущей волной. Ввиду яркости луча, недостаточной для применения однократной записи, для исследования микроволновых колебаний был применён хорошо известный метод фигур Лиссажу, с тем отличием от обычного случая, что разность фаз колебаний на горизонтальных и вертикальных отклоняющих элементах зависит от времени пролёта электронов между ними. Таким образом, осциллограф с бегущей волной в описываемом случае, устраняет один из эффектов времени пролёта электронов, не устраняет второго.

В случае, когда в колебании присутствует n -я гармоника, дополнительная разность фаз за счёт времени пролёта равна ωt для основной частоты и $n\omega t$ для n -й гармоники (t — время пролёта электрона между 1-й и 2-й парами отклоняющих элементов). На рис. 2 приведены осциллограммы колебаний, включающих 3-ю, 5-ю и 7-ю гармоники при основной частоте $3 \cdot 10^8$ гц. При малой амплитуде колебания основной частоты интерпретация осциллограмм несколько затрудняется (рис. 3).

В заключение укажем, что с нашей точки зрения было бы особенно ценным объединение в одном осциллографе принципов импульсного перенапряжения, что дало бы возможность, повысив яркость, применить однократную запись и линейную развёртку, взамен метода фигур Лиссажу, с управлением лучом с помощью бегущей волны. Весьма важно было бы также добиться устранения θ -явления, т. е. эффекта времени пролёта между отклоняющими пластинками.

В. Вавилов

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. С. Стекольников, Электричество, № 11—12 (1944), стр. 27.
2. И. С. Стекольников, ДАН 56, № 6 (1946).
3. И. С. Стекольников, Импульсная осциллография и её применение, АН СССР, Москва, 1949 г.
4. Hollmann, Hoch. Frequenz. Technik 54, 188 (1939).
5. Hollmann, Proc. of the IRE 28, 213 (1940).
6. G. M. Lee, Proc. of the IRE 34, 121 (1946).
7. J. K. Pierce, Electronics 22, 97, November (1949).
8. O w a k i и др., Proc. of the IRE 38, 1172 (1950).
9. В. М. Лопухин, УФН 36, 456 (1948).
10. В. М. Лопухин, УФН 40, 592 (1950).
11. И. С. Стекольников, Электронный осциллограф, Госэнергоиздат, 1949.

НОВЫЙ ИСТОЧНИК СВЕТА, ИСПОЛЬЗУЮЩИЙ ЯВЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Изготавливающиеся в настоящее время люминесцентные лампы основаны на трансформации резонансного ультрафиолетового излучения ртутного разряда низкого давления в видимое излучение с помощью нанесённых на внутреннюю поверхность колбы лампы люминофоров.

Недавно описан принципиально новый люминесцентный источник света в котором электрическая энергия непосредственно превращается в световую^{1,2}.

Гудден и Поль ещё в 1921 г. обнаружили, что сильные электрические поля способны увеличивать яркость фосфоресценции люминофоров, которые были предварительно возбуждены ультрафиолетовым излучением. Этот эффект изучался с тех пор рядом исследователей^{3,4}.

Дестрио⁵ впервые показал возможность непосредственного возбуждения люминесценции некоторых веществ под действием сильных переменных электрических полей и в дальнейшем подробно исследовал это явление, названное им электролюминесценцией. Обзор основных работ по электролюминесценции дан в последней работе Дестрио¹ и в книге Гарлика⁴.

Явление электролюминесценции наблюдается только в сильных переменных электрических полях при напряжённостях порядка $10^5 - 10^6$ в/см и частотах от 10 до 10000 гц.

В качестве люминофоров были исследованы сульфиды, вольфраматы, силикаты, германаты и другие вещества. При больших напряжённостях поля все исследованные люминофоры обнаруживают некоторое свечение, однако наилучший эффект был получен со специально приготовленными образцами сульфида цинка⁶.

Относительно высокая яркость свечения этого люминофора достигается в результате трёхкратных прокалок в течение одного часа при температуре 1200° С и тщательном перемешивании после каждой прокалки. Прокалка повышает главным образом чувствительность поверхностных слоёв, что может быть объяснено окисляющим действием кислорода воздуха. Это явление подтверждается тем фактом, что аналогичное действие может быть получено при прокалке в вакууме смеси ZnS и ZnO, причём в этом случае в результате однократной прокалки может быть получено однородное вещество, весьма чувствительное к действию поля.

Были проведены исследования зависимости порогового значения напряжённости поля, при котором впервые заметно свечение, от соотношения ZnS и ZnO в смеси, а также от содержания активатора (Cu). Оптимальным оказалось соотношение ZnO — 75%, ZnS — 25% и Cu — 0,2%, для которого пороговое значение напряжённости поля при частоте 50 гц составляет примерно 3500 в/см.

Кривая зависимости порогового значения напряжённости поля от содержания активатора (Cu) имеет сложную форму с двумя минимумами, обусловленную влиянием изменения содержания меди как на люминесценцию, так и на электропроводность люминофора.

Исследования Дестрио производились преимущественно при частоте переменного тока в 50 гц. Предварительные результаты экспериментов показали значительное увеличение яркости люминесценции с ростом частоты, причём для ZnO изменение яркости связано с частотой поля линейной зависимостью. Исследования показали, что интенсивность свечения меняется периодически с частотой, в два раза превосходящей частоту внешнего поля. Максимум свечения не совпадает по фазе с максимумом поля, причём сдвиг фаз зависит от применённого люминофора с содержанием активатора.

Легко показать, что максимум напряжённости активного поля внутри люминофора (E') связан с максимумом синусоидального внешнего поля (E) соотношением

$$E' = \frac{E}{\sqrt{1 + \left(\frac{4\pi 9 \cdot 10^{11}}{\omega k \rho}\right)^2}} \quad (1)$$

где ω — круговая частота;

k — диэлектрическая постоянная;

ρ — сопротивление (ом·см).

В то время как величины диэлектрической постоянной для различных люминофоров известны и равны 5—8, точные значения удельного

сопротивления, зависящего от многочисленных факторов, в настоящее время неизвестны. Как показывает соотношение (1), максимум активного поля сильно уменьшается с уменьшением удельного сопротивления люминофоров, причём для $\rho < 10^9$ ом·см внутреннее поле уже в несколько раз меньше внешнего.

Активное поле опережает внешнее на угол, определяемый соотношением

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{4 \pi 9 \cdot 10''}{\omega k \rho}. \quad (2)$$

Таким образом, если принять, что излучение люминесценции совпадает по фазе с активным полем, сдвиг фаз между интенсивностью свечения и напряжённостью внешнего поля должен возрастать при уменьшении сопротивления люминофора. Такие изменения фазы свечения и были обнаружены при увеличении содержания активатора (Cu) в люминофоре. Было обнаружено, что увеличение содержания активатора, помимо увеличения сдвига фаз, приводит к заметным изменениям временного хода кривой излучения, причём при концентрации Cu около 1/100 наблюдается образование дополнительных максимумов излучения.

Интересно отметить, что аналогичное изменение величины сдвига фаз наблюдается также при увеличении напряжённости поля, что может быть объяснено ростом проводимости люминофора, обусловленным увеличением количества электронов в полосе проводимости.

Зависимость максимума яркости свечения B от приложенного напряжения V может быть выражена эмпирическим соотношением

$$B = aV^n e^{-b/V},$$

где a , b , n — постоянные коэффициенты. Значения показателя степени n для разных люминофоров меняются в пределах от 1 до 3.

Коэффициент b зависит от температуры T согласно соотношению

$$b = \frac{\delta}{T - T_1},$$

где δ и T_1 — постоянные.

Таким образом, яркость люминесценции возрастает при увеличении температуры, причём экстраполяция полученных экспериментальных данных на область низких температур даёт значение критической температуры T_1 , при которой не должна наблюдаться электролюминесценция, равное примерно 225° К.

Спектр электролюминесценции заметно отличается от соответствующего спектра для ультрафиолетового возбуждения. Так полоса люминесценции сульфиды цинка сдвигается в красную часть спектра при переходе от ультрафиолетового возбуждения к возбуждению переменным электрическим полем.

Для получения больших напряжённостей поля при небольших напряжениях в сети необходимо поместить тонкий слой люминофора между обкладками плоского конденсатора. В описанном Дестрио электролюминесцирующем конденсаторе люминофор наносится в монокристаллическом слое на металлическую пластинку и закрепляется на ней с помощью канадского балзана или очень тонкой резиновой плёнки. Поверх этого слоя наносится плёнка изолирующего масла, на которую накладывается слой слюды, нижняя часть которого делается проводящей с помощью тонкой плёнки морской соли с глицерином.

Таким путём автору удавалось получить конденсаторы толщиной 0,05—0,08 мм, которые давали заметное свечение уже при напряжении сети 110 в и частоте 50 гц.

Более совершенная конструкция светящегося конденсатора, пригодного для использования в качестве источника света, описана в недавно опубликованной статье Пайна и др.² Статья носит

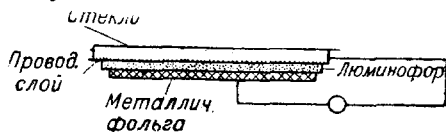


Рис. 1. Схема люминесцентной конденсаторной лампы.

преимущественно рекламный характер и содержит весьма скудные в научном отношении данные. Так, например, в статье полностью отсут-

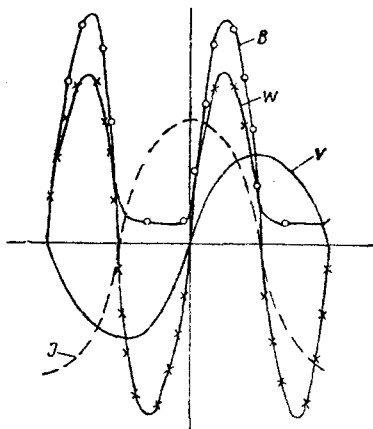


Рис. 2. Временные кривые тока (I), напряжения (V), мощности (W) и яркости (B) электролюминесценции.

ствуют сведения о применённом люминофоре, выходах люминесценции, схеме включения и т. д.

Светящийся конденсатор (рис. 1) имеет слой люминофора, суспензированного в подходящем твёрдом диэлектрике и распылённого по поверхности специального «проводящего» стекла. На одной из поверхностей этого стекла, путём специального обжига, создаётся обладающее хорошей электропроводностью покрытие, толщиной порядка 5 м с коэффициентом пропускания света около 85%. Этот слой отличается большой твёрдостью и химической стойкостью.

Поверхность люминесцирующего слоя покрывается тонкой металлической плёнкой, которая может быть, например, получена распылением алюминия. Порог видимой яркости свечения такого конденсатора соответствует напряжению в 25 в при частоте 60 гц.

С помощью осциллографа были сняты кривые изменения во времени напряжения, тока и яркости электролюминесценции. Характерные кривые для синусоидального поля при частоте 60 гц приведены на рис. 2.

Как показывает рассмотрение кривых, ток опережает по фазе на напряжение почти на 90° .

Излучение электролюминесценции совпадает по фазе с положительной частью кривой мощности. Зависимость яркости люминесценции от напряжения сети, мощности и частоты поля приведена на рис. 3 и 4. Яркость значительно возрастает с увеличением напряжения и мощности, причём предельная её величина обусловлена напряжением пробоя люминофора. При постоянном напряжении яркость быстро возрастает при повышении частоты. Особый интерес представляет обнаруженная линейная связь между выходом излучения на единицу подводимой мощности и частотой поля. Таким образом каждая зарядка конденсатора до данного напряжения даёт одинаковую яркость свечения независимо от частоты поля.

На рис. 5 дана фотография конденсаторной люминесцентной лампы и освещаемых ею предметов. Возможно также изготовление источника света в виде светящегося цилиндра. Яркость свечения при частоте 3500—4000 гц составляет около 800 апостильб.

Авторы указывают, что новые источники света могут быть использованы в виде светящихся потолков, панелей, колонн и пр. Особый интерес представляет применение нового способа возбуждения люминесценции для самосветящихся объектов: приборных досок самолётов и автомобилей, деталей телевизоров и радиоприёмников, часов и пр.

К числу преимуществ нового источника света должны быть отнесены: простота изготовления, связанная с отсутствием вакуумных колб, возможность регулирования яркости в широких пре-

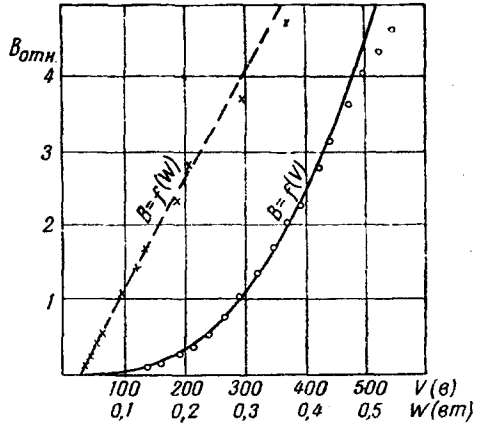


Рис. 3. Зависимость яркости (B) электролюминесценции от напряжения (V) и мощности (W) поля.

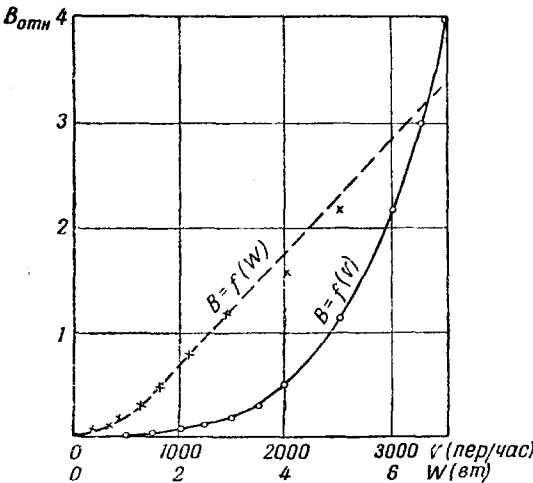


Рис. 4. Зависимость яркости (B) и выхода ($\frac{B}{W}$) электролюминесценции от частоты (ν) и мощности (W) поля при постоянном напряжении.

делах изменением мощности и практически мгновенное включение и выключение.

Интересно отметить, что в то время как изменение напряжения практически не меняет спектра электролюминесценции, изменение частоты явно сказывается на спектральном распределении энергии излучения. Так, например, при переходе от частоты 60 гц к частоте 300 гц цвет свечения меняется соответственно от жёлто-зелёного до сине-зелёного.

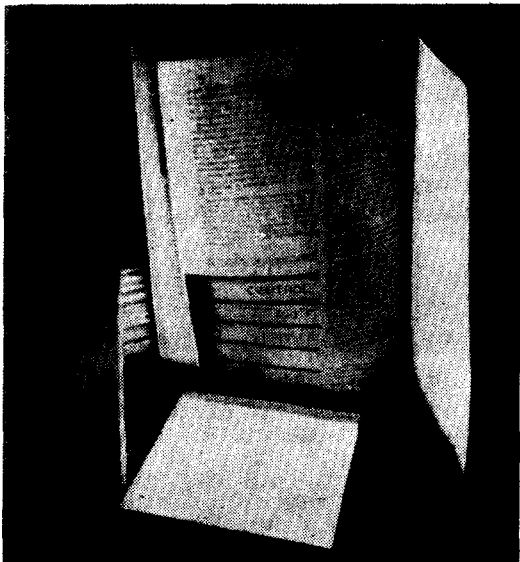


Рис. 5. Люминесцентная конденсаторная лампа.

Современная теория люминесценции кристаллофосфоров даёт мало материала для истолкования процесса электролюминесценции.

Левсренц⁷ пытался объяснить наблюдавшееся им свечение пробоем тонких слоёв воздуха вокруг частиц люминофора в органических плёнках, создающим характерное синеватое тлеющее свечение атмосферного азота, которое может возбуждать люминесценцию.

Несостоятельность этой теории в свете последних исследований электролюминесценции не вызывает никаких сомнений. Согласно Дестрио излучение электролюминесценции связано с переходом электронов под действием поля от основных уровней, связанных с примесями, в полосу проводимости. Так как этот переход нормально требует лишь нескольких электрон-вольт, остаётся неясным, насколько эта гипотеза приложима для полей, вызывающих электролюминесценцию. Кроме того, этой теории противоречит отсутствие заметного послесвечения, а также тот факт, что свечение может быть возбуждено в люминофоре, находившемся несколько дней в полной темноте, а также возможность непрерывного свечения в течение нескольких десятков часов.

Таким образом эффект электролюминесценции, помимо несомненного технического значения, представляет значительный интерес и для общей теории люминесценции кристаллофосфоров.

Д. Ш.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. Destriau, *Phil. Mag.* **38**, 700 (1947).
2. E. C. Payne, E. L. Mager, C. W. Serome, *Ill. Eng.* **45**, 688 (1950).
3. G. Destriau, *Phil. Mag.* **38**, 774, 880 (1947).
4. G. F. Garlick, *Luminescent Materials*, стр. 145 (1949).
5. G. Destriau, *J. de chim. phys.* **33**, 587 (1936).
6. G. Destriau, S. Soddy, *J. de phys. et rad.* **6**, 12 (1945).
7. H. W. Leverenz, *An Introduction to Luminescence of Solids.*, стр. 392 (1950).

СДВИГ ФАЗЫ ПРИ ОТРАЖЕНИИ СВЕТА ТОНКИМИ ПЛЁНКАМИ

За последние годы всё большее и большее применение находят себе плёнки (особенно металлические), толщина которых исчисляется немногими десятками или сотнями ангстрем. В связи с этим, главным образом в связи с применением таких плёнок в интерференционных светофильтрах и в целях изучения микрорельефа поверхностей методами многолучевой интерференции, весьма актуальной становится задача изучения оптических свойств тонких плёнок.

Сравнительно немногочисленные пока непосредственные измерения показателя преломления различных веществ в тонких плёнках, так же как и практика изготовления интерференционных светофильтров, показали, что оптические свойства вещества, нанесённого на подстилающую поверхность в виде тонкой плёнки, существенно отличаются от оптических свойств того же вещества в массивных образцах. Причём здесь мы имеем дело отнюдь не с тривиальными эффектами, обусловленными наличием весьма близко расположенных друг к другу поверхностей раздела, а с реальным изменением эффективных оптических констант самой плёнки. При уменьшении толщины плёнки ниже некоторого, характерного для данного вещества предела наблюдается, вообще говоря, резкое возрастание как действительной, так и мнимой части эффективного показателя преломления. В некоторых случаях наблюдается даже изменение знака разности между фазовой скоростью света в плёнке и в вакууме (наступающее для серебряных плёнок при толщине 30 \AA)¹. Как степень, так и характер наблюдаемых изменений в высокой степени зависят от толщины плёнки. Высказывалось предположение², что в таких плёнках имеет место действительное изменение оптических констант самого вещества, образующего плёнку, обусловленное его структурными изменениями по мере увеличения толщины плёнки. Так, например, электронографические измерения показали, что плёнки SiO_2 , ZnS и MgF_2 , имеющие толщину менее 1000 \AA , аморфны³.

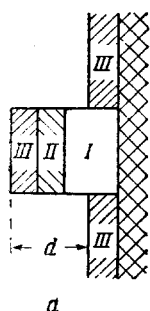
Однако, недавние исследования структуры тонких металлических плёнок различной природы и на различных стадиях их образования, проведённые с помощью электронного микроскопа и другими методами^{3, 4}, если не полностью опровергают такое предположение, то во всяком случае выдвигают на первый план иные причины. Эти исследования наглядно показали, что в весьма тонких слоях вещество, образующее плёнку, не распределяется по подстилающей поверхности равномерно, а образует отдельные, изолированные друг от друга частицы, размеры и форма которых определяются, по видимому, характером поверхностных сил. По мере возрастания количества осадка отдельные частицы начинают образовывать агломераты и постепенно гранулированная структура покрытия уступает место структуре пористой, напоминающей по внешнему виду губку. При этом значительная часть подстилающей поверхности остаётся ещё совершенно свободной от покрытия. Только при более значительных толщинах осадочного слоя происходит, по видимому, его перестройка и образование однородной полукристаллической плёнки. Интересно отметить, что такое преобразование строения плёнки в процессе её роста связано не только с изменением её оптических свойств (например, коэффициента отражения и его зависимости от длины волны³), но и с изменением её электрических свойств — удельное сопротивление металлических плёнок в 10^3 — 10^7 раз больше удельного сопротивления тех же металлов в массивных образцах⁵.

Таким образом, при малой толщине осадочного слоя он не представляет собой однородной плёнки и с оптической точки зрения должен рассматриваться как мутная среда (отметим, что размеры неоднородностей значительно меньше длины световой волны).

Следовательно, нет убедительных оснований для предположения о действительном изменении оптических констант самого вещества при образовании им тонких плёнок. Напротив, наблюдаемые изменения эффективных оптических констант слоя могут быть, повидимому, отнесены за счёт изменения роли и характера рассеяния света на неоднородной гранулированной или пористой структуре плёнок.

Однако измерения в проходящем или отражённом свете не могут дать критерия для различения обоих эффектов — когерентное рассеяние света неоднородностями структуры в направлении проходящего или отражённого луча, ведущее к фазовым сдвигам в этих лучах, оказывается полностью эквивалентным изменению эффективных оптических констант однородной среды.

Вопрос о наличии или отсутствии действительных изменений оптических свойств вещества, образующего тонкую плёнку, в зависимости от толщины этой плёнки, может быть решён только на основе исследования рассеяния света в тонких плёнках (таких исследований, повидимому, ещё не проводилось), а также структурного анализа самих плёнок. Тем не



100	200	300	III
400	500	600	II + III
100	200	300	III

менее выяснение фазовых соотношений в свете, отражаемом тонкими плёнками, и их зависимости от толщины плёнки, а также сопоставление их с предсказаниями теории, основанной на представлении об однородности плёнки и неизменности оптических констант вещества, имеет не только практический интерес. Такого рода исследование и проведено авторами реферируемой работы⁶.

Авторы исследовали зависимость величины фазового сдвига при отражении как с лицевой, так и с оборотной (обращённой к подстилающей поверхности) стороны плёнки.

Рис. 1. Схема расположения покрытий на зеркале интерферометра Фабри-Перро при исследовании серебряных слоёв. *а* — в разрезе, *б* — в плане.

I — слой MgF_2 толщиной около 1000 \AA , *II* — слой Ag толщиной около 300 \AA , *III* — слой Ag переменной толщины.

Цифрами указана полная толщина слоя серебра (*II* + *III*) в ангстремах.

В первом случае исследуемые слои наносились на одно из зеркал интерферометра Фабри-Перро.

Для нанесения слоёв использовалась техника испарения в высоком вакууме, причём были приняты специальные меры для обеспечения и контроля равномерности покрытия на всём его протяжении. Взаимное расположение отдельных участков покрытия показано на рис. 1. Сначала наносился сравнительно толстый слой MgF_2 (слой *I*), назначением которого было увеличить расстояние *d* (см. рис. 1) до удобной для измерений величины. Затем наносился слой серебра *II*, толщина которого подбиралась с таким расчётом, чтобы она обеспечивала практически полную непрозрачность слоя. Затем наносился второй слой серебра *III*, оптические свойства которого и измерялись. Такое расположение слоёв выбиралось из соображений необходимости исключить влияние толщины слоя на разность хода интерферирующих лучей (расстояние *d* не зависит от толщины слоя *III*). Скачок фазы при отражении от участка слоя *II*, наложенного

на слой *III*, также не зависит от толщины слоя *III*. (Для непрозрачного слоя скачок фазы $\psi = 30,3^\circ$ и не зависит от толщины слоя.) Поэтому измерение разности фаз лучей, отражённых от участка *II + III* и от участка *III*, в функции толщины слоя *III* давали непосредственную возможность определения сдвига фазы при отражении от слоя *III* в функции его толщины.

Результаты измерений были сопоставлены с теоретическими расчётами, проведёнными в предположении однородности слоя и с учётом отражений от нижней его границы. Оказалось, что для слоёв серебра, толщина которых превышает 200 Å, наблюдается достаточно хорошее совпадение с теорией. (При толщинах, превышающих 400 Å, скачок фазы практически совпадает со значением, соответствующим полностью непрозрачному слою.) Если же толщина слоя серебра меньше 200 Å, то совпадение с теорией нарушается и одновременно появляются иррегулярные изменения в скачке фазы от образца к образцу и по мере старения образца (от недели к неделе).

Результат этот имеет серьёзное значение для измерений микроструктуры поверхностей методом многолучевой интерференции, когда исследуемая поверхность для получения интерферометра покрывается слоем серебра.

Аналогичным методом исследовался скачок фазы при отражении от тонких слоёв диэлектрика, осаждённых на почти прозрачном серебряном слое.

Метод осаждения плёнок оставался тем же.

Схема взаимного расположения отдельных участков покрытия показана на рис. 2. Первоначально наносился непрозрачный слой серебра *I*, толщиной около 600 Å, затем слой диэлектрика *II* переменной толщины и, наконец, слой серебра *III*, толщиной также около 600 Å. Измерения разности фаз отражённых лучей 1 и 2 (рис. 2) давали возможность отражённых лучей 3 и 4 — эффективную опти-определить геометрическую толщину слоя диэлектрика, а измерения разности фазовую толщину этого слоя. Исследованию были подвергнуты плёнки из ZnS, MgF₂, криолита и CaF₂. Для MgF₂ и криолита экспериментально определённые значения в широком диапазоне толщин слоя (примерно от 500 до 5000 Å) хорошо ложатся на теоретические кривые. Из этого можно сделать заключение, что в исследованном интервале толщин эти вещества образуют однородную плёнку. Напротив, для ZnS₂ совпадение экспериментальных данных с теоретической кривой довольно плохое. Особенно большое число измерений было в этом случае проделано для толщин в интервале от 500 до 1200 Å. Они с несомненностью показывают на наличие значительных систематических отступлений от теоретической кривой для толщин, меньших 1000 Å. Что касается CaF₂, то авторы ограничиваются указанием значений эффективного показателя преломления: в массивном образце $n = 1,43$, для слоёв тоньше 3000 Å $n = 1,27$, для слоёв толщиной 40 000 Å $n = 1,23$.

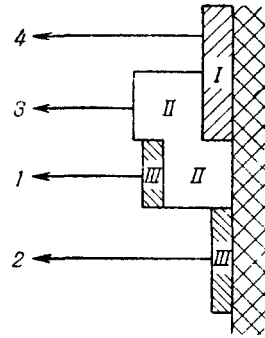


Рис. 2. Схема расположения покрытия на зеркале интерферометра Фабри-Перро при исследовании диэлектрических плёнок.

I — непрозрачный слой серебра толщиной около 600 Å, *II* — слой исследуемого диэлектрика, *III* — слой серебра.

Считая это свидетельством высокой степени пористости слоёв этого вещества, авторы оговаривают, что исследование слоёв CaF_2 продолжается.

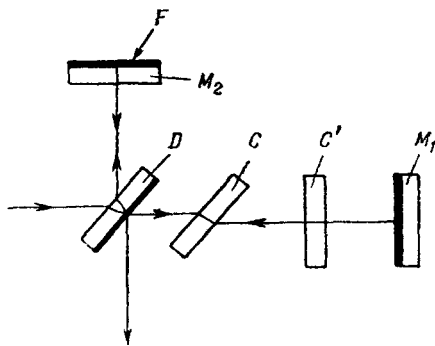


Рис. 3. Схема интерферометра для измерения сдвига фазы при отражении от оборотной стороны плёнки.

D — полупрозрачная пластинка, C — компенсатор, M_1 — зеркало, F — исследуемая плёнка, M_2 — подстилающая стеклянная пластинка, C' — компенсирующая стеклянная пластинка, тождественная с M_2 (слегка повернута относительно луча во избежание отражений).

Следующая серия измерений авторов относится к сдвигу фазы при отражении от оборотной стороны тонких слоёв серебра и золота, нанесённых на стеклянную пластинку. Для этого использовался интерферометр

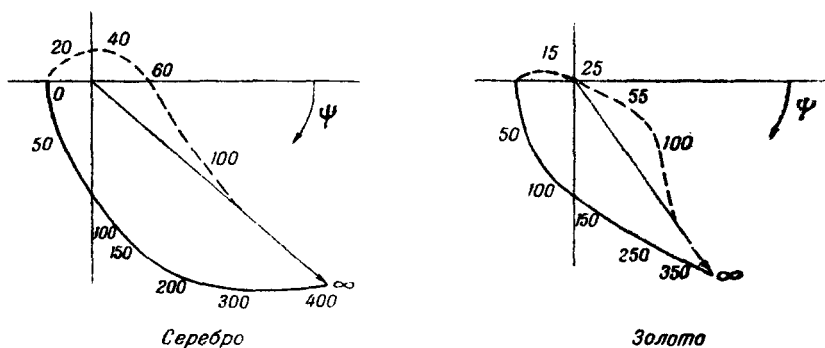


Рис. 4. Вычисленные и измеренные значения сдвига фазы при отражении от оборотной стороны слоя. Сдвиг фазы ψ изображается углом между осью абсцисс и радиусом-вектором, проведённым из начала координат в данную точку кривой (соответствующую данной толщине слоя). Длина радиуса-вектора пропорциональна интенсивности отражённого света. Цифры указывают толщину слоя в Å. Сплошная кривая — вычисления; пунктирная — измерения.

Майкельсона (рис. 3). На рис. 4 приведены результаты измерений. Как видно из рисунка, действительный сдвиг фазы резко отличается от пред-

писываемой теорией, основанной на представлении об однородности слоя и неизменности констант.

Обращает внимание не только возрастание расхождений по мере уменьшения толщины слоя (при толщинах $\lesssim 400$ Å они отсутствуют), но и взаимно обратный характер предсказанного и наблюдаемого при этом изменения сдвига фазы. При некоторой малой толщине слоя (около 60 Å для серебра и 25 Å для золота) сдвиг фазы меняет знак, а при дальнейшем уменьшении толщины слоя изменение величины фазового сдвига происходит исключительно быстро. Напомним, что по данным Ишигуро¹ при толщине серебряной плёнки 30 Å происходит также изменение знака разности фаз между лучом, проходящим через слой и минуяющим его. При некоторых толщинах слоя для некоторых плёнок (золото, состарившееся серебро) интенсивность отражённого света обращается в нуль.

Для сравнения авторы приводят аналогичный график, рассчитанный для гипотетической среды, у которой показатель преломления равен $3 + 2,5i$. Этот график в некоторой степени (при малых толщинах) имитирует ход кривой, полученной авторами для золота, однако, совпадение кривых далеко не достаточное, чтобы золотому слою можно было приписать такое значение эффективного показателя преломления.

Резюмируя, можно сказать, что измерения авторов реферируемой работы показали, что фазовые соотношения при отражении света от тонких плёнок претерпевают весьма существенные изменения по мере изменения толщины плёнки, причём эти изменения различны для различных веществ. Этого обстоятельства нельзя не учитывать при использовании тонких плёнок в интерференционных светофильтрах и для целей многолучевой интерферометрии.

Кроме того, авторы показали, что при толщине плёнки порядка 400 Å (для серебра и золота), т. е. для практически непрозрачных плёнок, отступлений от предсказаний теории, основанной на представлении об однородном слое, не наблюдается. Но именно при толщинах такого порядка перестаёт наблюдаться гранулированная или пористая структура плёнок. Таким образом, измерения авторов являются убедительным доводом в пользу отсутствия реальных изменений оптических констант вещества при образовании им тонких плёнок.

В. Юрьев

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Kôzô Ishiguro, J. Opt. Soc. Am. **40**, 789 (1950).
2. M. Perrot, Rev. d'Optique **28**, 564 (1949); P. Rouard, там же, стр. 569.
3. См., например, G. Hass and N. Scott, J. Opt. Soc. Am. **39**, 179 (1949).
4. См., например, H. Levinstein, J. Appl. Phys. **20**, 306 (1949); G. W. Johnson, J. Appl. Phys. **21**, 449 (1950).
5. F. T. S. Applegate, Proc. Phys. Soc. **49**, 118 (1937).
6. L. G. Schulz and F. J. Scheilner, J. Opt. Soc. Am. **40**, 761 (1950).

АНИЗОТРОПИЯ ЧЕЛОВЕЧЕСКОГО ГЛАЗА И ЕГО РЕЦЕПТОРОВ

Как известно, глаз многих (далеко не всех) людей способен отличать линейно поляризованный свет от неполяризованного.

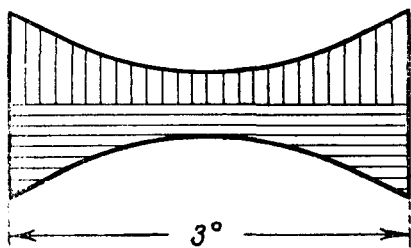
Если наблюдать белую протяжённую поверхность, излучающую линейно поляризованный свет, то глаз, чувствительный к поляризации света, различает в середине равномерного светового поля слабую лимонно-

жёлтую полосу, напоминающую по своей форме слегка разворошённый и изогнутый сноп колосьев или цифру 8. Эта фигура, носящая название фигуры Гайдингера (1844 г.), располагается в плоскости поляризации, т. е. перпендикулярно к плоскости, содержащей электрический вектор световой волны. Иногда, возможно в силу контраста, можно заметить также ещё более слабую аналогичную фигуру синеватого цвета, ориентированную перпендикулярно к плоскости поляризации света.

Хотя это явление хорошо известно (оно, например, описано Л. Н. Толстым в его романе «Юность», 1855 г., разумеется, с чисто художественной стороны), однако его природа оставалась не вполне ясной. Единственным и довольно тривиальным результатом немногочисленных исследований, носивших сугубо качественный характер, является заключение, что способность человеческого глаза отличать линейно поляризованный свет и определять положение плоскости его поляризации обусловлена анизотропией самого глаза и его воспринимающего аппарата (Жамен, Гельмгольц — 1896 г.). Тем больший интерес представляет реферируемая работа*), в которой авторам удалось выяснить природу этой анизотропии и впервые пред-

принять попытку (правда, грубую) её количественного исследования.

Для изучения поляризационных свойств глаза авторы использовали спектрофотометр, поля сравнения которого имели форму, показанную на рисунке. Поля освещались светом, поляризованным во взаимно перпендикулярных направлениях, указанных на рисунке штриховкой. После визуального уравнивания яркости полей, направления поляризации поворачивались на 90° (это осуществлялось поворотом пластинок



ки $1/2$ длины волны). Такое изменение направлений поляризации без изменения интенсивности света вело к нарушению видимого равенства яркостей полей. Для восстановления равенства яркостей полей оказывалось необходимым увеличить яркость нижнего поля (см. рисунок) в некоторое число f раз. Фактор f зависел от длины волны света и был разным для различных наблюдателей. Наибольшее значение он имел для $\lambda = 460$ мк, причём колебался (для десяти наблюдателей) от 1,05 до 1,30.

Специальные измерения показали, что спектральная зависимость f в пределах ошибки совпадает со спектральной кривой поглощения жёлтого пигмента. Это свидетельствует о том, что способность глаза различать поляризованный свет обусловлена дихроизмом жёлтого пигмента, чему и соответствует жёлтый цвет фигуры Гайдингера. Далее, фактор f оказался не зависящим от ориентации полей относительно глаза. Если учесть, что глаз всегда более чувствителен к свету, поляризованному вдоль полей фотометра, то это позволяет считать, что элементы жёлтого пигмента рассеяны по главному дну не хаотически, а в их распределении имеется некоторая радиальная упорядоченность, степень которой различна у различных наблюдателей. При этом радиальная компонента электрического вектора световой волны поглощается слабее, чем его тангенциальная компонента. Такое заключение подтверждается и тем фактом, что если начальная и конечная ориентации плоскостей поляризации составляла угол 45° с границей раздела полей, то нарушение равенства яркостей не наблюдалось.

*) Hl. de Vries, R. Jielof, A. Spoor, Nature 166, 958 (1950).

Аналогичное явление авторы наблюдали при освещении полей фотометра циркулярно поляризованным светом, со встречным направлением поляризации. Если у обоих полей направление циркулярной поляризации заменить на обратное (поворотом пластинки $1/4$ длины волны), то равенство яркости полей нарушается. Однако в этом случае f существенно зависит от ориентации фотометрических полей относительно глаза. Авторы полагают, что такой результат может быть объяснён анизотропией преломляющих сред глаза, открытой в 1940 г. Бэмом.

Суть объяснения сводится к тому, что преломляющие среды глаза преобразуют циркулярно поляризованный свет в поляризованный эллиптически, а дихроичный элемент реагирует на эллиптически поляризованный свет по-разному — в зависимости от его ориентации.

Разумеется, реферируемая работа может рассматриваться только как весьма предварительная. Однако она открывает новые интересные возможности изучения свойств человеческого глаза. Помимо этого, она имеет несомненное практическое значение. Как известно, действие большинства субъективных спектрофотометров основано на уравнивании яркостей двух полей, освещаемых светом, линейно поляризованным во взаимно перпендикулярных направлениях. Исследования авторов показывают, что неучёт поляризационных особенностей человеческого глаза может здесь служить источником серьёзных ошибок. Не исключено, в частности, что это обстоятельство является одной из причин часто наблюдаемых значительных нарушений равенства фотометрических полей вдоль границы их раздела.

Таким образом, с точки зрения техники визуального спектрофотометрирования дальнейшее изучение способности человеческого глаза воспринимать поляризованный свет является совершенно необходимым.

В. Юрвев

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЧАСТОТНОЙ МОДУЛЯЦИИ В АМПЛИТУДНУЮ С ПОМОЩЬЮ ВОЛНОВОДА *)

Автором реферируемой работы указан новый метод преобразования частотной модуляции в амплитудную — с помощью волновода. Метод основан на зависимости фазовой скорости электромагнитной волны в волноводе от её частоты. Эта зависимость для волновода без неоднородностей выражается, как известно, следующим соотношением:

$$v = \frac{c}{\sqrt{1 - (f_{кр}/f)^2}} = \frac{c}{\sqrt{1 - (\lambda/\lambda_{кр})^2}}. \quad (1)$$

Здесь v — фазовая скорость волны, f — её частота, λ — длина волны в свободном пространстве, $\lambda_{кр}$ и $f_{кр}$ — постоянные, зависящие от геометрических размеров сечения волновода. Распространение электромагнитных волн с длиной волны, большей чем $\lambda_{кр}$ (т. е. частотой меньшей $f_{кр}$), в волноводе данного сечения невозможно. Поэтому постоянная $f_{кр}$ носит название «критической частоты», а $\lambda_{кр}$ «критической длины волны».

На рисунке (см. стр. 290) слева изображена векторная диаграмма амплитудно-модулированного сигнала:

$$\begin{aligned} a &= A(t) \sin \omega_0 t = A_0 (1 + M \cos \Omega t) \sin \omega_0 t = \\ &= A_0 \sin \omega_0 t + \frac{MA_0}{2} \sin(\omega_0 + \Omega)t + \frac{MA_0}{2} \sin(\omega_0 - \Omega)t. \end{aligned} \quad (2)$$

Справа показана векторная диаграмма при узкополосной частотной модуляции. В этом случае

$$\begin{aligned} a &= A_0 \sin \omega_0 t = A_0 \sin [\omega_0 t + m \sin \Omega t] = \\ &= A_0 \{ \cos(m \sin \Omega t) \sin \omega_0 t + \sin(m \sin \Omega t) \cos \omega_0 t \}, \end{aligned} \quad (3)$$

*) P. S. Rogell, J. Appl. Phys. 21, 629 (1950).

где $m \ll 1$ (узкополосная модуляция). При малом m можно положить

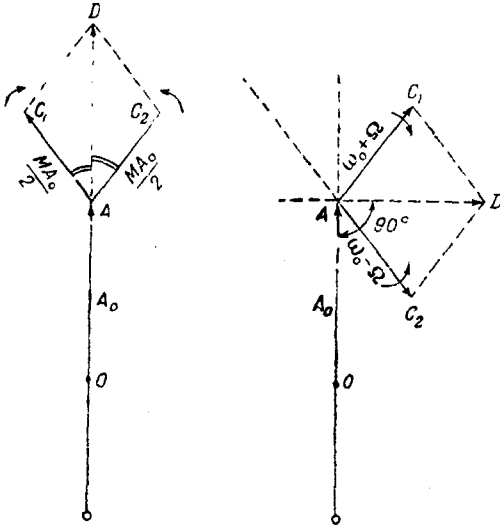
$$\sin(m \sin \Omega t) \approx m \sin \Omega t,$$

$$\cos(m \sin \Omega t) \approx 1.$$

Тогда

$$\begin{aligned} a &= A_0 (\sin \omega_0 t + m \sin \Omega t \cos \omega_0 t) = \\ &= A_0 \left[\sin \omega_0 t + \frac{m}{2} \sin(\omega_0 + \Omega) t - \frac{m}{2} \sin(\omega_0 - \Omega) t \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Частотно-модулированное колебание представляет собой в этом случае сумму трёх колебаний: несущей частоты и двух боковых. Но в противоположность случаю амплитудной модуляции фаза колебания одной из боковых частот ($\omega_0 - \Omega$) сдвинута на 180° по отношению к фазе этого колебания при амплитудной модуляции (знак минус в последнем члене). Поскольку фазовая скорость волны в волноводе зависит от её частоты, постольку разность фаз между колебаниями боковых частот и несущей при прохождении через волновод изменяется. Волновод вносит некоторый сдвиг фаз и для волны частоты $\omega_0 + \Omega$, и для волны частоты $\omega_0 - \Omega$. Однако для разных частот сдвиги фаз получатся различными. Это соответствует повороту векторов OA , AC_1 и AC_2 на некоторые углы (не равные между собой). Пусть после волновода вектор AC_1 повернулся на 270° , а вектор AC_2 — на 450° . Фазовые и частотные соотношения будут тогда те же, что и при



амплитудной модуляции, т. е. фазовая модуляция превратится в амплитудную.

Сечение волновода подбирается таким, чтобы несущая частота модулированного колебания была близка к критической частоте волновода: тогда знаменатель в формуле (1) близок к нулю, и малым приращениям частоты соответствуют значительные приращения скорости. Тем самым легче создать значительный сдвиг фаз для волн боковых частот и становится меньше необходимая длина волновода.

Автор предлагает трансформацию частотной модуляции в амплитудную вести на фиксированной промежуточной частоте ω_m , амплитудно-модулированной переменной частотой передаваемого сигнала Ω . Тогда на выходе из волновода получим колебания несущей ультра-высокой частоты амплитудно-модулированные промежуточной частотой ω_m , которая в свою очередь амплитудно-модулирована частотой передаваемого сигнала Ω . Вторая модуляция, частотой Ω , вносит в описанный выше процесс сдвига фаз волноводом некоторые искажения; но

расчёт показывает, что эти искажения достаточно малы. При $\frac{\Omega}{\omega_m} = 0,1$ они не превышают, например, 1%.

О соотношении между параметрами преобразования даёт некоторое представление следующий численный пример. Пусть несущая частота $f_0 = 3000$ Мгц; преобразование модуляции ведётся на волне типа H_{01} в волноводе высотой в 5,06 см. Такому волноводу соответствует критическая частота $f_{кр} = 2960$ Мгц. Промежуточная частота ω_m выбирается тогда из условия

$$f_m = \frac{\omega_m}{2\pi} = \frac{240}{289}(f_0 - f_{кр}).$$

Вычисление даёт $f_m = 33,2$ Мгц. Длина волновода даётся условием $l = \frac{17c}{8 [2f_0(f_0 - f_{кр})]^{1/2}}$ и равна 1,30 м. Ширина полосы 73,0 Мгц. При частотах сигнала до 3,3 Мгц искажения на выходе из волновода не превышают 1%.

М. Г.

СВЕТОСИЛЬНЫЕ МОНОХРОМАТОРЫ ДЛЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ Б. Я. ПИНЕСА

Вопрос о получении интенсивных монохроматических пучков рентгеновских лучей как для целей рентгеноструктурного анализа, так и для различных исследований по физике рентгеновских лучей, с давних пор интересовал исследователей.

Первоначально для этого пользовались обычными плоскими кристаллами. Позже, после того как были изобретены рентгеновские спектрографы с изогнутым кристаллом типа Иоганна и Кошуа¹, стали использовать эти кристаллы. В этом случае обычно используются изогнутые по цилиндру кристаллы, от которых отражается расходящийся пучок рентгеновских лучей, который после отражения превращается в сходящийся. Однако при этом точечный источник рентгеновских лучей в месте схождения отражённых лучей изображается линией, параллельной оси изгиба кристалла.

Можно, однако, осуществить с помощью одного изогнутого по цилиндру кристалла и такую фокусировку, при которой точка изобразится точкой же; для этого нужно кристалл изогнуть в направлении, перпендикулярном тому, которое было выбрано в предыдущем случае. При этом из падающего на кристалл расходящегося пучка рентгеновских лучей отразятся только те лучи, которые падают под одним определённым углом (под брэгговским углом), так что после отражения пучок расходящийся заменится параллельным. Но за счёт того, что кристалл изогнут, та линия, которая получилась бы при отражении от плоского кристалла, заменится точкой. Иначе говоря, изогнутый таким образом кристалл сводит спектральную линию в точку. Такие методы разрабатывали и Хамош², и Долежек и Тайерль³. Однако светосила такого метода значительно ниже, чем предыдущего. Несколько иным путём шёл автор настоящей заметки⁴, пытавшийся повысить светосилу рентгеновского спектрографа с помощью плоского кристалла, располагая его наимыгоднейшим образом относительно фокуса трубки.

Наконец, можно использовать два кристалла, изогнутых каждый в отдельности по цилиндрической поверхности так, чтобы оси этих поверхностей были взаимно перпендикулярны. Этот метод даёт схождение пучка

лучей в точку, но в силу двойного отражения от двух кристаллов он будет мало светосилен. Подобный метод недавно разрабатывали Киркпатрик и Бэз⁵. Таким образом, мы стоим перед дилеммой — светосильный метод не даёт схождения пучка лучей в одну точку, а те методы, которые дают схождение в одну точку, не достаточно светосильны. Между тем, для целей рентгеноструктурного анализа и для некоторых вопросов рентгенофизики очень важно получить схождение пучка в одну точку. Чтобы добиться этого, Б. Я. Пинес⁶ предложил изгибать кристалл по поверхности двоякой кривизны и осуществил подобный изгиб кристаллов. Нужно сказать, что на этом пути у Б. Я. Пинеса были предшественники, но, вероятно, никому из них не удалось осуществить изгиба столь хорошо, как это удалось Б. Я. Пинесу. Б. Я. Пинес изгибает кристалл по поверхности тора. Радиус кривизны большей окружности этой поверхности равен удвоенному радиусу круга фокусировки, а малый радиус кривизны зависит от длины волны применяемого излучения и постоянной решётки кристалла. Он должен быть тем больше, чем больше постоянная решётки и чем больше брэгговский угол. По подобной поверхности при высокой температуре изгибается кристалл каменной соли. Применяя изогнутые подобным образом кристаллы, Б. Я. Пинес получил очень большую интенсивность монокристаллизованных рентгеновских лучей. Это позволило ему заметно снизить экспозицию при съёмке структурных рентгенограмм в монокристаллическом свете по сравнению с монокристаллами других типов. Выгода нового типа монокристалла несомненна и ему нужно пожелать скорейшего распространения в наших лабораториях.

Следует отметить, что после Б. Я. Пинеса аналогичное предложение было сделано Дюмондом⁷.

Д. Б. Гогоберидзе

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Боровский и Блохин, Рентгеноспектральный анализ, 1939.
2. L. V. Namos, *Ann. d. Phys.* (5), 17, 716 (1933).
3. Doleisek et Tayerle, *J. de Phys.* et Rad. 9, 465 (1936).
4. Д. Б. Гогоберидзе, *ЖТФ* 9, 2048 (1939).
5. Kirkpatrick and Baez, *A. Journ. Optic Soc. Am.* 38, 766 (1948).
6. Б. Я. Пинес, «Светосильные монокристаллы для рентгеновского структурного анализа». Доклад на Третьем совещании по применению рентгеновских лучей в промышленности, Ленинград, 1950 г. Сборник тезисов докладов, изд. АН СССР, 1950 г., стр. 102. Подробное сообщение см. Сборник, посвящённый семидесятилетию академика А. Ф. Иоффе, стр. 448.
7. Dumond, *Rev. Sci. Inst.* 21, 188 (1950).

НОВОЕ В ТЕХНИКЕ ФОКУСИРОВАНИЯ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

В рентгеноспектральном анализе наиболее широко распространёнными методами разложения в спектр гетерогенного пучка рентгеновских лучей являются фокусирующие методы с использованием изогнутого кристалла. Принципиально эти методы делятся на две группы: с кристаллом, работающим «на просвет» и «на отражение» (рис. 1).

В первом случае отражающими плоскостями кристалла являются кристаллографические плоскости, перпендикулярные к плоскости кристаллической пластинки, во втором — ей параллельные.

В рентгеноструктурном анализе для получения интенсивных монокристаллических пучков наиболее успешно также используются монокристаллы с изогнутым кристаллом, работающие по этим же принципам.

В качестве кристаллов-отражателей, как правило, используются кристаллические пластинки из кварца, слюды, гипса, топаза и других минералов.

Для придания таким пластинкам нужного радиуса изгиба они зажимаются в упруго изогнутом состоянии в специальных кристаллодержателях с соответствующими радиусами кривизны. При необходимости

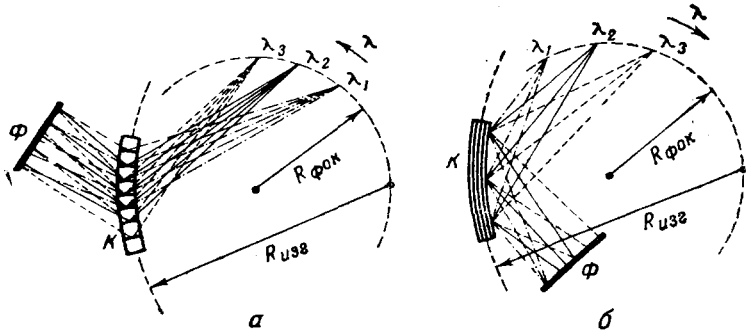


Рис. 1.

a — метод Кошуа; *b* — метод Иоганна; Φ — фокус трубки; *K* — кристалл.

изменять радиус кривизны изгиба кристаллической пластинки*) приходится иметь целый набор кристаллодержателей различных радиусов. Однако существует целый ряд неудобств в использовании кристаллодержателей такого типа, не говоря уже о том, что само изготовление кристаллодержателей с совершенно точной цилиндрической поверхностью радиусом 200—1000 мм является не простым делом.

И. Б. Боровский¹ и А. Б. Гильварг² предложили для изгиба кристаллической пластинки по цилиндру использовать тот же принцип, который был применён Е. С. Фёдоровым для изготовления чертёжного лекала с переменным радиусом кривизны («линейка Фёдорова»). Принцип ясен из рис. 2, — в теоретической механике — это случай балки, лежащей на двух опорах, с сосредоточенной нагрузкой по концам (рис. 2, *a*); при этом средняя часть балки изгибается точно по дуге окружности. Таким образом, если закрепить кристаллическую пластинку между четырьмя штифтами, как это указано на рис. 2, *b*, и сделать одну пару штифтов (например, внешнюю) подвижной, то можно плавно изменять радиус изгиба средней части пластинки.

При такой схеме возможна фокусировка рентгеновских лучей только по методу «на просвет». Вустер, Рамаханدران и Лэнг³ предложили другое устройство, основанное на этом же принципе упругого изгиба, но позволяющее работать по методу «на отражение» (рис. 3). Пара средних штифтов заменяется подвижной скобой, внешние же штифты делаются неподвижными. Такое устройство удобно для применения в рентгеноструктурном анализе в качестве монохроматора, особенно при использовании светосильных (фокусирующих) камер типа Болина или Бозерта⁴ при рентгеносъёмках порошков в монохроматическом излучении.

*) От радиуса изгиба ($R_{изг}$) зависит разрешающая способность прибора и радиус круга фокусировки ($R_{фоk}$).

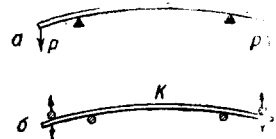


Рис. 2.

Другим примером отказа от ставших рутинными способов фокусировки является использование отражения от косых плоскостей кристалла, т. е. кристаллических плоскостей, расположенных под углом к плоскости пластинки, а не перпендикулярных (рис. 1, а) или параллельных (рис. 1, б) ей, как делается обычно. Для целей рентгеноспектрального анализа это было предложено В. Н. Протопоповым⁵ как средство устранить

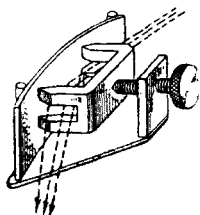


Рис. 3.

недостатки метода Иоганна при малых углах отражения, заключающиеся в резкой дефокусировке спектральной линии при уменьшении угла отражения и в добавочном расширении линии, обусловленном косым падением лучей на плёнку (линия λ_1 на рис. 1, б). При использовании отражения от косых плоскостей (рис. 4) весь спектр поворачивается на $15-20^\circ$, и указанные выше недостатки устраняются. Этот метод особенно удобен в монохроматорах, используемых для получения строго монохроматических пучков при изучении рассеяния рентгеновских лучей веществом при малых углах рассеяния. В этом случае, благодаря несимметричному расположению обеих фокальных точек F_1 и F_2 (рис. 4) относительно кристалла, возможно одновременное

использование малых расстояний: фокус трубки — кристалл, чем обеспечивается большая светосильность метода, и больших расстояний: исследуемый образец — плёнка (D), что позволяет существенно увеличить разрешающую способность прибора при том же угле рассеяния φ . В фокальной точке F_1 (для данной длины волны) следует установить щель \mathcal{C} , назначение которой — пропускать лучи лишь тех направлений, которые могут отразиться от кристалла в силу условия Брэгга-Вульфа; это должно обеспечить хорошую монохроматизацию пучка без заметного уменьшения светосильности установки.

Третьим нововведением является применение изогнутых отражающих монокристаллических пластинок из металлов. В частности, Кошуа, Тидема и Бургерс⁶ провели опыты по использованию для рентгеновских спектрографов (как «на просвет», так и «на отражение») монокристаллов алюминия*), изогнутых пластически по участку цилиндрической поверхности с радиусом 200 и 400 мм. После пластической деформации кристаллическая пластинка алюминия подвергается рекристаллизующему отжигу (630°, 24 часа) для восстановления правильности решётки и травлению, — в результате изогнутая по нужному радиусу пластинка оказывается состоящей из мелких блоков, отражающие кристаллографические плоскости которых являются касательными к кругу изгиба (при методах «на отражение») или параллельными радиальным плоскостям (при методах «на просвет»). При использовании монокристаллических пластинок алюминия с отражающими плоскостями (111) авторы получили много более интенсивные (порядка 10:1) спектральные линии для Си-

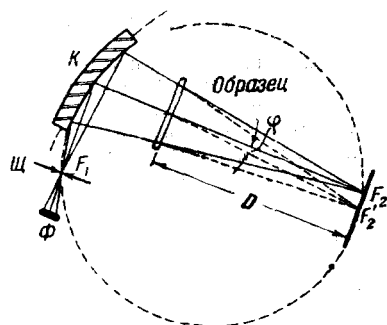


Рис. 4.

*) Способ получения больших (площадь в несколько квадратных сантиметров) монокристаллических пластинок алюминия заданной ориентировки был описан одним из авторов ранее⁷.

и Мо-излучения, чем при использовании упруго изогнутых пластинок слюды; размытые же линии при использовании алюминия лишь немного больше, чем для слюды.

Б. Я. Пинес⁸ со своей стороны предложил использовать пластически деформированные монокристаллы цинка (и каменной соли) для применения в монохроматорах. Он сконструировал светосильный рентгеновский монохроматор с фокусировкой в двух плоскостях, т. е. сводящий расходящийся из одной точки рентгеновский пучок снова в точку (рис. 5). Для этого отражающие плоскости в кристалле должны иметь своей огибающей поверхностью поверхность двойной кривизны, что принципиально не может быть сделано путём упругого изгиба. После изготовления матрицы и пуансона с поверхностями в виде участка тороида монокристаллическая пластинка цинка прессуется между ними при комнатной температуре без последующего отжига; кристаллы каменной соли прессуются при температуре 680°. Уничтожение неизбежной при изгибании по цилиндру расходимости монохроматического пучка во втором направлении (вертикальном на рис. 5) путём придания пластинке двойной кривизны и возможность получения очень малых радиусов изгиба делает монохроматоры Б. Я. Пинеса очень светосильными. Для излучения Сг пластинки цинка площадью в несколько квадратных сантиметров и толщиной 1—1,5 мм изгибались с $\rho_1 = 60$ мм и $\rho_2 = 14$ мм, что обеспечивало сходимость пучка почти в точку на расстоянии всего лишь 30 мм от кристалла; это особенно существенно для очень мягкого излучения хрома.

Наиболее целесообразно использование такого монохроматора в комбинации с рентгеновской трубкой с точечным фокусом, как это и делает Б. Я. Пинес.

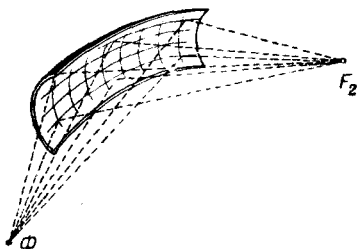


Рис. 5.

Ю. А. Багаряцкий

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. И. Б. Боровский, ДАН 72, 485 (1950).
2. А. Б. Гильварг, ДАН 72, 489 (1950).
3. W. A. Wooster, G. N. Ramachandran and A. Lang, J. Sci. Instr. 26, 156 (1949).
4. R. M. Vozorth and E. F. Haworth, Phys. Rev. 53, 538 (1938).
5. В. Н. Протопопов, Доклад на Третьем совещании по применению рентгеновских лучей к исследованию материалов, Тезисы докладов, изд. АН СССР, 1950, стр. 106.
6. I. Cauchois, T. J. Tidema et W. G. Burgers, Acta Cryst. 3, 372 (1950).
7. T. J. Tidema, Acta Cryst. 2, 261 (1949).
8. Б. Я. Пинес, Сборник, посвященный 75-летию акад. А. Ф. Иоффе, изд. АН СССР, 1950, стр. 448.