

ՀԱՄԱՐ ԳԱ  
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿ  
ФИЗИКА

1989

ԽՄԲԱԳՐԵԿՈՆ ԿՈՒԵԳԻՍ

Ս. Ց. Ամատունի, Վ. Մ. Հաղարյանյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Հ. Հ. Վարդապետյան, Գ. Մ. Ղազիրյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մառտիրոսյան, Ա. Ռ. Սկրալյան, Մ. Ե. Մովսիսյան, Է. Գ. Շառոյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սամուելյան, Ա. Գ. Մխիթարյան (պատասխանատու քարտուղար)

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Ա. Շ. Амагуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Р. М. Мартиросян, А. Р. Мкртчян, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян (заместитель ответственного редактора), А. Г. Мхитарян (ответственный секретарь)

УДК 535.2:621.373.8

## АБСОРБЦИОННО-ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ МЕТОДИКА (АПМ) ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ШИРИН СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ

А. М. БАДАЛЯН, Б. А. ГЛУШКО, М. Е. МОВСЕСЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 28 декабря 1988 г.)

Предложена методика для определения ширин спектральных линий, сил осцилляторов, концентрации атомов. Методика эффективна в условиях «оптически плотного слоя» вещества и применима для исследования атомов и молекул. Для проверки методики проведены измерения «ударных» констант столкновительного уширения  $D_{1,2}$ -линий натрия атомами буферных газов (Xe, Ar,  $N_2$ , He), а также резонансного сечения столкновений Na—Na. С помощью АП-методики проведены измерения столкновительного сечения  $\sigma_c$  (Na—He); (Na—Ar), в далеком квазистатическом крыле линии поглощения. Найдена дисперсионная зависимость  $\sigma_c$  от величины и знака отстройки  $\Delta$  ( $\Delta = \omega_0 - \omega$ ), от центра линии поглощения  $\omega_0$ .

### Введение

Работа посвящена исследованию спектральных характеристик атомов и молекул методами эффективными в условиях «оптически плотного слоя» вещества.

В первом параграфе развита новая, абсорбционно-поляризационная методика (АПМ), являющаяся модификацией метода Вейнгера [1, 2].

Во втором параграфе приведены результаты экспериментальной проверки АПМ: определены константы уширения  $D_{1,2}$ -линий Na обусловленные столкновениями с атомами буферных газов (He, Ar, Xe,  $N_2$ ), а также резонансное столкновительное сечение Na—Na. Проведено сравнение с литературными данными. Исследованы возможности методики по измерению дисперсии столкновительных констант в далеких квазистатических крыльях линии поглощения.

### 1. Абсорбционно-поляризационная методика (АПМ)

Рассмотрим распространение излучения сплошного спектра через кювету с парами вещества, помещенную между скрещенными поляризаторами, при наличии внешнего продольного постоянного магнитного поля. При полностью скрещенных поляризаторах ( $\varphi = 90^\circ$ ) спектральное распределение на выходе кюветы имеет следующий вид ( $I_{АП}$ -абсорбционно-поляризационный сигнал)

$$I_{АП} = I_{\perp}(\omega) = I_0 e^{-\alpha(\omega)l} \sin^2 \Phi(\omega) l \quad (1)$$

и представляет собой два относительно узких спектральных максимума, расположенных по обе стороны от центра линии поглощения (рис. 1). В

выражении (1) коэффициент поглощения  $\alpha(\omega)$  и угол вращения  $\Phi(\omega)$  имеют вид

$$\alpha(\omega) = \frac{\pi N_a d_{ij}^2 \Gamma}{3 \hbar c (\Delta^2 + \Gamma^2/4)}, \quad (2)$$

$$\Phi(\omega) = \frac{7}{6} \cdot \frac{\pi N_a d_{ij}^2 \omega_0}{3 \hbar c} \cdot \frac{\Omega_H}{\Delta^2 + \Gamma^2/4}, \quad (3)$$

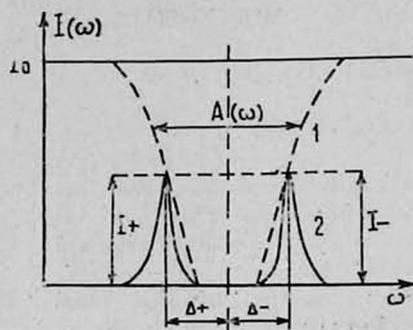


Рис. 1. Контур линии поглощения (1), контур АПМ — сигнала (2).  $I_{\pm}$  — спектральная интенсивность максимумов,  $\Delta_{\pm}$  — расстояние максимумов от центра линии поглощения,  $I_0$  — спектральная интенсивность сплошного спектра на входе в среду.  $A_{\omega}$  — ширина линии поглощения.

где  $N_a$  — концентрация активных атомов,  $d_{ij}$  — дипольный момент перехода,  $\Gamma = \Gamma_N + \Gamma_R + \Gamma_c$ ,  $\Delta = \omega_0 - \omega$  — расстройка резонанса,  $\omega_0$  — частота перехода,  $\Omega_H = \frac{\mu H}{\hbar}$  — ларморовская частота.

Спектральное положение максимумов определяется дифференцированием функции (1)

$$\frac{dI_{\pm}}{d\omega} = I_0 (2 \dot{\Phi} / \dot{a} - \text{tg} \Phi l) l / 2 \cdot \dot{a} \cdot \sin 2 \Phi l e^{-a l}. \quad (4)$$

Выражение (4) имеет следующие экстремумы:

$$\text{а) } \sin 2 \Phi l = 0; \quad \Phi l = \pi n (n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots); \quad (5)$$

$$\text{б) } 2 \dot{\Phi} / \dot{a} = \text{tg} \Phi l.$$

Из анализа второй производной выражения (4) при условиях (5) следует, что минимумы определяются условием (5а), максимумы — (5б).

Воспользовавшись выражениями для  $\alpha$  и  $\Phi$  (2), (3), условие (5б) получим в следующем виде

$$\frac{\dot{\Phi}}{\dot{a}} = \frac{\alpha \Omega_k}{1/2 \dot{\Gamma}(\omega) \Delta \omega + \Gamma(\omega)} = \frac{1}{2} \text{tg} \Phi l, \quad (6)$$

где  $\dot{a}$ ,  $\dot{\Phi}$ ,  $\dot{\Gamma}$  — производные соответствующих функций.

Если предположить, что зависимость  $\Gamma(\omega)$  от частоты слабая, т. е.  $\Delta \omega \cdot \dot{\Gamma}(\omega) \ll \Gamma(\omega)$ , получим

$$(\Phi l)_{\text{max}} = \text{arctg} \Lambda_{\pm} + \pi n \begin{cases} \Lambda_{\pm} = 2.33 \Omega_n / \Gamma_{\pm} (1/2 \rightarrow 3/2) \\ \Lambda_{\pm} = 2.66 \Omega_n / \Gamma_{\pm} (1/2 \rightarrow 1/2), \end{cases} \quad (7)$$

где  $\Gamma_{\pm}$  — ширина атомной линии в статическом ( $\Gamma_+$ ) и адиабатическом

( $\Gamma_-$ ) крыльях линии поглощения. Из уравнений (3), (7) найдем положение максимумов относительно центра линии

$$\Delta_{\pm}^2 = (\omega_0 - \omega_{\pm}^{max})^2 = \frac{\alpha P_{lk} N_a \Omega_H l}{\arctg \Lambda_{\pm}}, \quad (8)$$

где  $P_{21} = \frac{\Gamma_N \lambda^2}{8\pi} \cdot \frac{g_2}{g_1} = \frac{\pi e^2 f_{12}}{m_e c} = \frac{2\pi \omega d_{21}^2}{3\hbar c g_1}$ ,  $N_a$  — концентрация атомов. Простые предельные случаи для  $\Lambda_{\pm} \ll 1$  и  $\Lambda_{\pm} \gg 1$ , следуют из (8)

$$\Delta_{\pm}^2 = \frac{1}{2} P N_a \Gamma_{\pm} l; \quad \Lambda_{\pm} \ll 1 (\Gamma_{\pm} = \Gamma_N + N_a \sigma_R \nu_T + N_B \sigma_c \nu_T), \quad (9)$$

$$\Delta_{\pm}^2 = \frac{2}{\pi} \alpha P N_a \Omega_H l; \quad \Lambda_{\pm} \gg 1 \left( \Omega_H = \frac{\mu H}{\hbar} \right).$$

Отметим, что согласно этим формулам, для больших значений давления буферного газа квадрат расстояния между максимумами не зависит от магнитного поля и прямо пропорционален  $\Gamma_{\pm}$ . А для малых значений давления буферного газа ( $\Gamma_{\pm} \ll \Omega_H$ ) зависимость от ширины  $\Gamma$  исчезает и квадрат расстояния пропорционален величине магнитного поля.

Выражения для интенсивностей в максимумах и площади максимумов получим с помощью формул (1) и (8)

$$a) \quad I_{\Lambda\Pi}^{\pm} = I_0 \frac{\Lambda_{\pm}^2}{1 + \Lambda_{\pm}^2} \cdot \exp \left\{ - \frac{|2 \arctg \Lambda_{\pm} + \pi n|}{\Lambda_{\pm}} \right\} = I_0 F(\Lambda_{\pm}), \quad (10)$$

$$б) \quad S_{\Lambda\Pi}^{(\pm)} = \left| \int_{\pm\infty}^0 I_{\Lambda\Pi}^{(\pm)}(\omega) d\omega \right| = \frac{1}{4} I_0 A_{\omega} \sqrt{\frac{1}{2} (1 + \sqrt{1 + \Lambda_{\pm}^2})},$$

где  $A_{\omega}$  — эквивалентная ширина (ЭШ) [3, 4],

$$A_{\omega}^{l \rightarrow k} = 4\pi P_{l \rightarrow k} N_a \Gamma l. \quad (11)$$

Отметим важные особенности полученных формул (10а, б).

1. Интенсивность максимумов определяется только величиной  $\Lambda_{\pm}$ , т. е. отношением величины зеемановского сдвига  $\Omega_H$  к ширине атомной линии  $\Gamma$  и не зависит от концентрации атомов.

2. Выражение (10а) показывает, что (с помощью АП-методики) можно в отличие [3, 4] раздельно исследовать «красную» и «синюю» части спектра (контура линии поглощения), т. е. измерять частотную зависимость столкновительного сечения.

Согласно этой формуле интенсивность максимумов является функцией столкновительной ширины  $\Gamma_c$ . Последняя в свою очередь есть функция расстройки  $\Delta = \omega_0 - \omega$  [5—7], которая в данном случае определяется спектральным положением максимумов  $\Delta_{\pm}$ .

Таким образом, вне «ударной области» взаимодействия ( $|\Delta| \gg \Delta_y \approx 2.5 \text{ см}^{-1}$ ), должна проявляться зависимость  $\Gamma_c$  и  $\sigma_c$  от расстройки. По-

этому меняя давление буферного газа и величину магнитного поля ( $\Omega_H$ ), т. е.  $\Delta_{\pm}$ , можно получить дисперсионную зависимость  $\Gamma_c$  и  $\sigma_c$

$$\frac{F^{-1}(I_{\text{АП}}^+)}{F^{-1}(I_{\text{АП}}^-)} = \frac{\Delta_+}{\Delta_-} \simeq \frac{\sigma_c(\Delta_-)}{\sigma_c(\Delta_+)} \quad (12)$$

3. В предельных случаях выражение (10а) переходит в следующее

$$I_{\text{АП}}^{\pm}/I_0 = \left(\frac{\Delta_{\pm}}{e}\right)^2 (\Delta_{\pm} \ll 1); \quad I_{\text{АП}}^{\pm}/I_0 = \left[1 - \frac{\pi}{\Delta_{\pm}}\right] (\Delta_{\pm} \gg 1), \quad (13)$$

т. е. в предельных случаях появляется возможность более простого определения  $\Delta_{\pm}$  ( $\Gamma_{\pm}$ ).

4. Выражение (10б), во-первых, показывает тесную связь АП-методики и метода «ЭШ». Во-вторых, (10б) можно использовать при относительно малых оптических толщинах, когда расщепление на два максимума еще не фиксируется спектральным прибором.

Сравнение выражений (8) и (11) дает связь  $A_{\omega}$  и  $\Delta_{\pm}$  (в этом случае берется значение  $\Gamma_{(\omega)}$  в центре линии поглощения ( $\Delta\omega = 0$ )).

$$A_{\omega}^2/\Delta_{\pm}^2 = \frac{8\pi\Gamma(0)}{\Gamma_{\pm}} \cdot \frac{\text{arctg } \Delta_{\pm}}{\Delta_{\pm}} \quad (14)$$

Соотношение (14) в двух предельных случаях имеет вид

$$A_{\omega}^2/\Delta_{\pm}^2 = \frac{8\pi\Gamma(0)}{\Gamma_{\pm}} (\Delta_{\pm} \ll 1); \quad A_{\omega}^2/\Delta_{\pm}^2 = \frac{2\pi^2\Gamma(0)}{a\Omega_H} \cdot (\Delta_{\pm} \gg 1). \quad (15)$$

Как видно, при  $\Delta_{\pm} \ll 1$  отношение  $A_{\omega}$  к  $\Delta_{\pm}$  определяется отношением «ударной ширины» к ширине в квазистатическом крыле.

Приведенные формулы (14, 15) показывают, что измерение расщепления ( $\Delta_{\pm}$ ) и эквивалентной ширины ( $A_{\omega}$ ) также позволяет устранить зависимость конечного результата от концентрации атомов.

### Измерение силы осциллятора перехода

В отсутствии буферного газа ( $P_B = 0$ ), полная ширина равна  $\Gamma = \Gamma_N + \Gamma_R$ , где  $\Gamma_N$  — радиационная ширина,  $\Gamma_R = \sigma_R v_T N_a$  — резонансное столкновительное уширение. Силу осциллятора можно определить из известного соотношения

$$f_{ik} = \frac{g_i}{g_k} \cdot \frac{m_e c^3}{2e^2 \omega^2} \Gamma_N \quad (16)$$

Для использования (15) необходимо чтобы полная ширина определялась только радиационной шириной, т. е. чтобы  $\Gamma_R \ll \Gamma_N$ .

Оценим верхний предел концентрации атомов, для которых  $\Gamma_R \ll \Gamma_N$  и одновременно выполняется условие оптически плотного слоя  $N_a f l \gg 10^{14}$  [4]. При  $l = 10$  см,  $f \sim 1$ ,  $\sigma_R = 2 \cdot 10^{-12}$  см<sup>2</sup>,  $v_T = 10^5$  см/сек,  $\Gamma_N = 6,3 \cdot 10^7$  сек<sup>-1</sup>,  $N \sim 10^{13} - 10^{14}$  см<sup>-3</sup>, имеем:  $N f l \gg 10^{14}$ ;  $\Gamma_R = 10^6 - 10^7$  сек<sup>-1</sup>  $\ll \Gamma_N$ .

Значит интервал концентрации  $N \sim 10^{13} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$  подходит для определения величины  $f_{ik}$ .

**Преимущества АПМ.** Для определения  $\Gamma$  не требуется знание концентрации активных атомов, что делает возможным проведение независимых измерений концентрации атомов и ширины спектральных переходов при разных условиях эксперимента.

Особую ценность представляют возможности методики по определению дисперсионной зависимости столкновительной ширины  $\Gamma_c(\omega)$  или столкновительного сечения  $\sigma_c(\omega)$ , раздельно, в "адиабатическом," ( $\Delta\omega < 0$ ) и в "статическом," крыльях ( $\Delta\omega > 0$ ) контура спектральных линий.

Отметим, что метод «ЭШ» и метод Вейнгера такой возможности не дают, поскольку измеряются интегральные по всему спектру характеристики.

## 2. Экспериментальная проверка АП-методики

Излучение источника света (лампа накаливания), прошедшее через кювету ( $l = 20 \text{ см}$ ) со смесью паров натрия и буферного газа, регистрировалось спектрографом. Кювета помещалась между скрещенными поляризаторами и к ней прикладывалось постоянное, продольное, магнитное поле не более 200 э. Давление паров натрия изменялось в пределах  $P_{Na} = 10^{-3} - 1 \text{ торр}$ , давление буферного газа  $P_B = 1 - 50 \text{ торр}$ .

На эксперименте измерялись интенсивности  $I_{\Delta\pm}^{\pm}$  максимумов и расстояние максимумов от центра линии поглощения ( $\Delta_{\pm}$ ) [8]. Центр линии поглощения определялся с помощью репера натриевой лампы. Последнее давало возможность измерять отдельно  $\Delta$  и  $\Delta_{-}$ . По измеренным  $I_{\Delta\pm}^{\pm}$  с помощью формулы (10а) определялись величины  $\Lambda_{\pm}$  (и следовательно  $\Gamma_{\pm}$ ). Зависимости величины  $\Lambda_{\pm}^{-1}$  от давления различных буферных газов ( $He, Ar$ ) приведены на рис. 2 (точки). Теоретическая зависимость дается формулой (17) (пунктир).

$$\Lambda_{\pm}^{-1} = \frac{\Gamma_N + \Gamma_R + \Gamma_c(\omega)}{2 a \varrho_H} = \frac{\Gamma_N + v_T(\sigma_R N_a + \sigma_c N_B)}{2 a \varrho_H} = F^{-1} \left( \frac{I_{\Delta\pm}^{\pm}}{I_0} \right), \quad (17)$$

где  $\Gamma_N = 0,63 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$  — радиационная ширина  $3P_{1/2}, 3P_{3/2}$  уровней натрия,  $v_T = 1,6 \cdot 10^4 (T/\mu)^{1/2}$  — тепловая скорость,  $\mu = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$  — приведенная масса,  $\sigma_R$  — резонансное столкновительное сечение,  $\sigma_c$  — сечение упругого столкновения атома натрия с атомом буферного газа,  $N_a, N_B$  — концентрация атомов натрия и буферного газа.

Для больших значений давления буферного газа ( $P_B \geq 15 \text{ торр}$ ) четко видно отклонение зависимости от линейной (особенно для  $Ar$ ) и существенное отличие  $\Delta_{-}$  от  $\Delta_{+}$ .

Отметим, что экстраполяция и пересечение кривых с осью ординат ( $P_B = 0$ ), дает возможность определить по формуле (16) значения резонансного столкновительного сечения

$$\sigma_R(3P_{1/2}; 3P_{3/2}) = 2,2 \cdot 10^{-12} \text{ см}^2, \quad (18)$$

что согласуется с литературными данными.

Концентрация паров натрия определялась по измерению «эквивалентной ширины» (11), что обеспечивало 5% точность.

Из формулы (8) следует, что произведение  $K = \Delta_{\pm} \cdot \sqrt{\text{arctg} \Lambda_{\pm}} = \sqrt{a P N_a \Omega_n l}$  — не зависит от давления буферного газа при постоянном значении магнитного поля и концентрации атомов натрия. Это

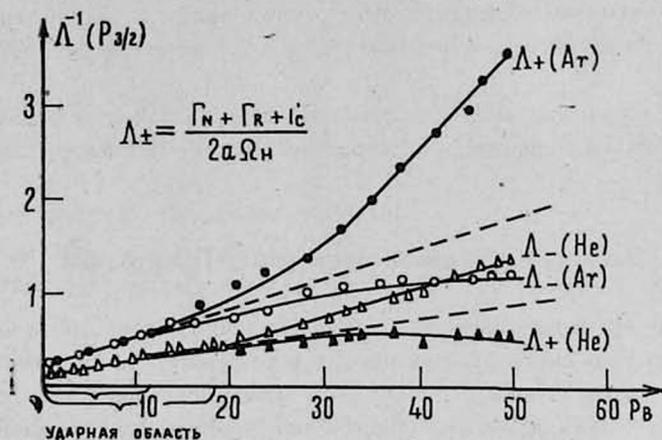


Рис. 2. Зависимость ширины уровня  $3P_{3/2}$  ( $N_a$ ) от давления буферного газа ( $\bullet, \circ$ —Ar), ( $\blacktriangle, \triangle$ —He),  $P_{Na} = 10^{-2}$  торр,  $H = 60$  в.

произведение составлено из измеренных значений  $\Delta_{\pm}$  и определенных, описанным выше способом  $\Lambda_{\pm}$ . Зависимость величины  $K$  от давления буферного газа представлена на рис. 3. Как видно из рисунка, отклонение от постоянного значения, при изменении давления буферного газа в пределах 1–10 торр, не более 10%.

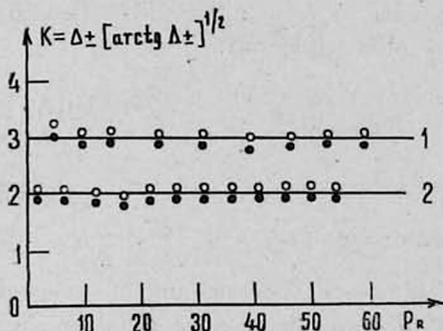


Рис. 3. Зависимость  $K$  от  $P_B$  (Ar):  
1— $P_{Na} = 10^{-1}$  торр, 2— $P_{Na} = 5 \cdot 10^{-2}$  торр,  $H = 60$  в.

Результаты по измерению столкновительного уширения в «ударной области», ( $|\Delta| \leq 2,5 \text{ см}^{-1}$ ) с различными буферными газами (He, Ne, Ar,  $N_2$ ) представлены в таблице.

Как отмечено выше, вне «ударной области», взаимодействия,  $\Gamma_c$  и  $\sigma_c$  зависят от расстройки, т. е.  $\Delta_{\pm}$ , которую можно менять варьируя давление буферного газа.

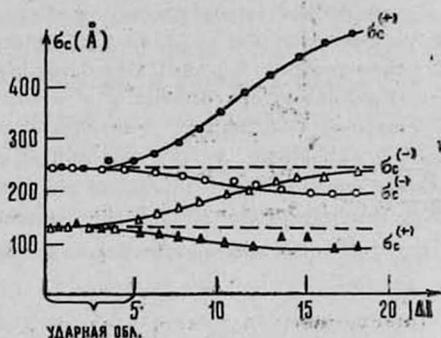
Зависимости для буферных газов  $He$  и  $Ar$  приведены на рис. 4. Поведение столкновительных сечений для буферных газов  $Ar$ ,  $N_2$ , и  $He$  идентичны: в «красной области», возрастают, а в «синей» — убывают по сравнению со значениями в «ударной» области ( $\sigma_c(0)$ ).

столкновительное сечение $\text{Å}^2$	данные эксперимента	литературные данные [4]
$\sigma(Na-He)$	$126 \pm 5\%$	103—136
$\sigma(Na-Ar)$	$255 \pm 5\%$	220—276
$\sigma(Na-Xe)$	$340 \pm 5\%$	320—386
$\sigma(Na-N_2)$	$238 \pm 5\%$	224—282

нению со значениями в «ударной» области ( $\sigma_c(0)$ ).

Для  $He$ , причем только при уширении  $D_2$ -линии наблюдается обратная зависимость.

Рис. 4. Зависимость столкновительного сечения от расстройки: ( $\sigma_c^+$  — стат. крыло,  $\sigma_c^-$  — адиабат. крыло,  $\bullet$   $\circ$  —  $Ar$ ;  $\blacktriangle$ ,  $\triangle$  —  $He$ ) [ $3P_{3/2} - Na$ ]



Поведение столкновительного сечения для  $D_2$ -линии совпадает со случаем с  $Ar$ ,  $N_2$ ,  $He$ .

Особенность поведения буферного газа  $He$ , отмечается и в работе [9].

Авторы благодарны М. Л. Тер-Микаеляну за ценные критические замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Weingeroff M. Zeits. f. Phys., 67, 679 (1931).
2. Попов К. Г., Рузов В. П. Опт. и спектр., 48, 675 (1980).
3. Фриш С. Э. Оптические спектры атомов, ФМ, М., 1963.
4. Островский Ю. И., Пенкин Н. П. Опт. и спектр., 11, 1 (1961).
5. Лисица В. С., Яковленко С. И. ЖЭТФ, 68, 479 (1975).
6. Carlstain I. L., Szoke A., Raymer M. G. Phys. Rev., A15, 1029 (1977).
7. Corney A., Cingley I. J. Phys. B; Atom. Mol. Phys., 14, 3047 (1981).
8. Бадалян А. М. и др. ЖПС, 45, 369 (1968).
9. Тер-Микаелян М. Л. Нелинейная резонансная оптика. Препринт ИФИ-74, Ашгарак (1974).
10. Ландсберг Г. С. Оптика, ФМ, М., 1976.

Ա. Մ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Բ. Ա. ԳԼՈՒՇԿՈ, Մ. Ե. ՄՈՎՍԵՅԱՆ

Առաջարկված է մեթոդ սպեկտրալ գծերի լայնությունները, օսցիլատորի ուժը, ատոմների կոնցենտրացիաները որոշելու համար: Մեթոդը արդյունավետ է նյութի «օպտիկական խիտ շերտերի» դեպքում: Մեթոդը ստուգված է նատրիումի գծերի ինչպես բարձր (բուֆերային) դաղերի He, Ar, Xe, N<sub>2</sub> այնպես էլ սեփական ատոմներով Na—ՍNa սլայմանավորված հարվածների լայնացման հաստատունները որոշելիս: Կլանողա-բևեռացումային մեթոդով չափված է հարվածների կտրվածքը կլանման գծից բավականին հեռու, քվադրատատիկ թևերի վրա: Գտնված է կտրվածքի կախումը ինչպես ապարքի նշանից ու մեծությունից, այնպես էլ կլանման գծի կենտրոնից ունեցած հեռավորությունից:

## ABSORPTION-POLARIZATION METHOD FOR SPECTRAL LINE WIDTH MEASUREMENTS

A. M. BADALYAN, B. A. GLUSHKO, M. E. MOVSESYAN

A method for determination of spectral line widths, the oscillator forces and of the concentration of atoms and molecules is proposed. The method is efficient under the conditions of "optically dense layer" of the substances and is applicable for investigations of characteristics of atoms and molecules. To test the method, some measurements of "impact" constants of collisionally broadened D<sub>1,2</sub> lines of Na buffer gas atoms (He, Ar, Xe, N<sub>2</sub>) and also of Na-Na resonance cross section were carried out. The obtained results are in good agreement with the literature data. With the help of AP method the measurements of collisional cross section  $\sigma_i$  of Na-Ar and Na-He were conducted in far quasi-static absorption line part.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 6, 272—276 (1989)

УДК 66.067.52

## СЕДИМЕНТАЦИЯ ВЗВЕШЕННЫХ В ВЯЗКОЙ СРЕДЕ ЧАСТИЦ ПРИ МОЛЕКУЛЯРНО-КИНЕТИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Д. С. ТОРОСЯН

Ленинakanский педагогический институт им. М. Налбандяна

(Поступила в редакцию 9 сентября 1988 г.)

Анализируются закономерности седиментации мелких частиц в вязкой среде при молекулярно-кинетическом взаимодействии.

Выявлено влияние важнейших физических постоянных на процесс седиментации и указаны нетрадиционные пути интенсификации процесса седиментации.

В ряде важных физических экспериментов, например, для установления заряда электрона методом Милликена, изучения броуновского движения и пр., а также для определения размера мелких частиц или вязкости жидких сред посредством измерения установившейся скорости движущей-

# ԿԼԱՆՈՂԱ-ՔԵՎԵՐԱՑՈՒՄԱՅԻՆ ՄԵԹՈԴ ՍՊԵԿՏՐԱԿ ԳԾԵՐԻ ԼԱՅՆՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՈՐՈՇՄԱՆ ՀԱՄԱՐ

Ա. Մ. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Բ. Ա. ԳԼՈՒՇԿՈ, Մ. Ե. ՄՈՎՍԵՅԱՆ

Առաջարկված է մեթոդ սպեկտրալ գծերի լայնությունները, օսցիլատորի ուժը, ատոմների կոնցենտրացիաները որոշելու համար: Մեթոդը արդյունավետ է նյութի «օպտիկական խիտ շերտերի» դեպքում: Մեթոդը ստուգված է նատրիումի գծերի ինչպես բարձր (բուֆերային) դեպքերի He, Ar, Xe, N<sub>2</sub> այնպես էլ սեփական ատոմներով Na—ՍNa սլայմանավորված հարվածների լայնացման հաստատունները որոշելիս: Կլանողա-բևեռացումային մեթոդով չափված է հարվածների կտրվածքը կլանման գծից բավականին հեռու, քվադրատատիկ թևերի վրա: Գտնված է կտրվածքի կախումը ինչպես ապարքի նշանից ու մեծությունից, այնպես էլ կլանման գծի կենտրոնից ունեցած հեռավորությունից:

## ABSORPTION-POLARIZATION METHOD FOR SPECTRAL LINE WIDTH MEASUREMENTS

A. M. BADALYAN, B. A. GLUSHKO, M. E. MOVSESYAN

A method for determination of spectral line widths, the oscillator forces and of the concentration of atoms and molecules is proposed. The method is efficient under the conditions of "optically dense layer" of the substance and is applicable for investigations of characteristics of atoms and molecules. To test the method, some measurements of "impact" constants of collisionally broadened D<sub>1,2</sub> lines of Na buffer gas atoms (He, Ar, Xe, N<sub>2</sub>) and also of Na-Na resonance cross section were carried out. The obtained results are in good agreement with the literature data. With the help of AP method the measurements of collisional cross section  $\sigma_i$  of Na-Ar and Na-He were conducted in far quasi-static absorption line part.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 6, 272—276 (1989)

УДК 66.067.52

## СЕДИМЕНТАЦИЯ ВЗВЕШЕННЫХ В ВЯЗКОЙ СРЕДЕ ЧАСТИЦ ПРИ МОЛЕКУЛЯРНО-КИНЕТИЧЕСКОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ

Д. С. ТОРОСЯН

Ленинakanский педагогический институт им. М. Налбандяна

(Поступила в редакцию 9 сентября 1988 г.)

Анализируются закономерности седиментации мелких частиц в вязкой среде при молекулярно-кинетическом взаимодействии.

Выявлено влияние важнейших физических постоянных на процесс седиментации и указаны нетрадиционные пути интенсификации процесса седиментации.

В ряде важных физических экспериментов, например, для установления заряда электрона методом Милликена, изучения броуновского движения и пр., а также для определения размера мелких частиц или вязкости жидких сред посредством измерения установившейся скорости движущей-

ся в вязкой среде частицы применяют гидродинамическую формулу Стокса. Данная формула определяет силу сопротивления сферической частицы в вязкой среде, которая применима для определенных условий (например, когда число Рейнольдса намного меньше единицы) [1]. Однако, если размер частиц, которые движутся в вязкой среде, имеет порядок 0,1 ... 10 мкм, то закон Стокса не применим [2].

Данное обстоятельство связано с тем, что из-за броуновского движения эти частицы стремятся отойти от гидродинамического закона осаждения и их перемещение отходит от расчетного.

Известно, что формула Стокса получена методами гидродинамики, где среда рассматривается как непрерывная (сплошная). Таким образом, здесь не учитывается молекулярное строение среды (жидкости). Применение формулы Стокса для случая очень малых капель (частиц) приводит к аномально большим значениям элементарного заряда электрона в опыте Миллика, которые тем больше, чем меньше размер капель [3]. Это положение объясняется тем, что формула Стокса неприменима к очень мелким частицам. Кроме того, при применении формулы Стокса к высокодисперсным частицам не подтверждается истинная роль ряда физических постоянных в процессе седиментации, например, температуры и вязкости среды [4].

Для переходной области, наиболее интересных для практики размеров частиц 0,1 ... 10 мкм, необходимо учесть молекулярное строение среды (жидкости) посредством универсального соотношения Эйнштейна [4—5]. При этом мы получим уравнение движения частицы в поле земного тяготения с учетом молекулярно-кинетического взаимодействия разделяемых сред. Для получения дифференциального уравнения движения сферической частицы в вязкой среде применим уравнение Лагранжа второго рода

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{\partial L}{\partial v} \right) - \frac{\partial L}{\partial R} = Q, \quad (1)$$

где  $t$ —время,  $L$ —функция Лагранжа,  $v$ —обобщенная скорость,  $R$ —обобщенная координата,  $Q$ —обобщенная сила, возникающая в результате действия на систему диссипативных сил.

В качестве обобщенной координаты примем направление перемещения частицы. Функцию Лагранжа для сферической частицы запишем в виде

$$L = \frac{2}{3} \pi r^3 (\rho_p v^2 + 2(\rho_r - \rho_c) R g), \quad (2)$$

где  $r$ —радиус сферической частицы,  $\rho_r$ —плотность частицы,  $\rho_c$ —плотность дисперсионной среды ( $\rho_r > \rho_c$ ).

Обобщенную силу определим выражением

$$Q = - \frac{\partial \Phi}{\partial v}, \quad (3)$$

где  $\Phi$ —диссипативная функция Релея.

Предполагая, что сила сопротивления движению частицы пропорциональна скорости, и используя соотношение Эйнштейна [1, 4, 5], определим диссипационную функцию Релея зависимостью

$$\Phi = \frac{k T}{2D} v^2, \quad (4)$$

где  $k$  — постоянная Больцмана,  $T$  — абсолютная температура,  $D$  — коэффициент диффузии.

На основании выражений (2—4) из уравнения (1) имеем

$$\frac{dv}{dt} = -a(v - b), \quad (5)$$

где  $a$  и  $b$  — постоянные действительные числа

$$a = \frac{3kT}{4\pi D \rho_r r^3}, \quad (6)$$

$$b = \frac{\rho_r - \rho_c}{\rho_r} \cdot \frac{g}{a}. \quad (7)$$

Разделяя переменные в уравнении (5) и интегрируя, получим

$$-t = \frac{1}{a} \ln c(v - b), \quad (8)$$

где  $c$  — постоянная интегрирования.

Используя начальные условия ( $v|_{t=0} = 0$ ), определим постоянную  $c = -\frac{1}{b}$ . Подставляя значение  $c$  в уравнение (8), после преобразования получим

$$v = b [1 - \exp(-at)]. \quad (9)$$

Значение « $a$ » в рассматриваемом условии седиментации высокодисперсных частиц имеет порядок  $\sim 10^3 \text{ сек}^{-1}$ , поэтому  $\exp(-at)$  в практических условиях применимости формулы ничтожно мала и ею можно пренебречь [4, 5].

Следовательно,

$$v = \frac{4\pi D}{3kT} (\rho_r - \rho_c) r^3 g. \quad (10)$$

Формула (10) определяет скорость установившегося движения сферической высокодисперсной частицы в поле земного тяготения при молекулярно-кинетическом взаимодействии. Выражение (10) согласуется с физическим принципом соответствия. Так, если при седиментации частиц среду можно принять как сплошную, то коэффициент сопротивления среды движению в этом случае можно выразить через формулу Стокса и тогда, как следует из соотношения Стокса—Эйнштейна, коэффициент диффузии выразится равенством [1]

$$D = \frac{kT}{6\pi\mu r}, \quad (11)$$

где  $\mu$  — динамическая вязкость среды.

Тогда при подстановке равенства (11) в формулу (10) получается общепринятое выражение для определения скорости установившегося движения частицы в среде, широко используемое в физике [1, 3]

$$v = \frac{2}{9} \frac{\rho_r - \rho_c}{\mu} r^2 g. \quad (12)$$

Формула (10) принципиально отличается от формулы (12). Зависимость (12) определяет скорость седиментации частиц в вязкой среде, когда процесс диффузии частиц можно не учитывать. Выражение (10) характеризует скорость седиментации частиц в вязкой среде, когда процессы седиментации и диффузии частиц в разделяемой жидкости протекают одновременно в противоположных направлениях при преобладании первого над вторым.

По формулам (10) и (12) можно судить о физических параметрах, влияющих на седиментацию частиц, которые могут неодинаково влиять на процесс. Из выражения (10) следует, что для увеличения скорости седиментации частиц следует уменьшить вязкость жидкости, что достигается увеличением температуры среды. Данное обстоятельство обусловлено тем, что вязкость жидкости существенно уменьшается с увеличением температуры, а плотность находится практически в линейной зависимости от температуры.

Однако при седиментации высокодисперсных частиц (размеры 0,1... 10 мкм) из-за интенсивного молекулярно-кинетического взаимодействия с увеличением температуры седиментация резко ухудшается, а иногда процесс вообще становится неэффективным [4, 5]. Здесь, для увеличения скорости седиментации требуется уменьшить температуру среды. Физический смысл требования уменьшения температуры в процессе седиментации заключается в снижении интенсивности диффузионного потока (уменьшается интенсивность броуновского движения). Здесь же следует отметить, что размер разделяемых частиц в формуле (10) входит в третьей степени, а в формуле (12) — во второй.

Из анализа формул (10) и (12) следует, что учет новых обстоятельств не отменяет старой концепции, а лишь ограничивает область ее применения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика, Изд. Наука, М., 1988.
2. Бэтчелор Дж. К. Успехи микрогидродинамики. Теоретическая и прикладная механика, Изд. Мир, М., 1979.
3. Сивухин Д. В. Общий курс физики, том III, Электричество, Изд. Наука, М., 1977.
4. Торосян Д. С. Исследование скорости разделения частиц дисперсной фазы жидких гетерогенных систем в центрифуге. АН СССР, Коллоидный журнал, № 3 (1984).
5. Торосян Д. С. К седиментации тонкодисперсных жидких гетерогенных систем в центрифуге. Журнал ВХО им. Д. И. Менделеева, 29, 112 (1984).

ՄԱՍՈՒՑԻԿ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ԿԱՆՈՒՑԹԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՈՒՄ ԳՏԵՎՈՂ  
ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՍԵԴԻՄԵՆՏԱՑԻԱՆ ՄՈՒԵԿՈՒՆՅԱՐ-ԿԻՆԵՏԻԿ  
ՓՈԽԱԶԳԻՑՈՒԹՅԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Գ. Ս. ԹՈՐՈՍՅԱՆ

*Ուսումնասիրված են մածուցիկ միջավայրում մանր մասնիկների սեդիմենտացիայի օրինաչափությունները մոլեկուլյար-կինետիկ փոխազդեցության ժամանակ: Ցույց են արված սեդիմենտացիայի արոցների ինտենսիվացման ոչ արադիցիոն նահապարհներ:*

SEDIMENTATION OF PARTICLES SUSPENDED IN A VISCOUS  
MEDIUM AT MOLECULAR-KINETIC INTERACTION

D. S. TOROSYAN

Some regularities of small size particles sedimentation in a viscous medium at molecular-kinetic interaction have been analyzed. The influence of important physical constants on the sedimentation process was displayed and some unconventional ways for the intensification of sedimentation process were indicated.

Изв. АН Армянской ССР. Физика, т. 24, вып. 6, 276—280 (1989).

УДК 535.24

ЗАВИСИМОСТЬ РАЗМЕРА СКАНИРУЮЩЕЙ АПЕРТУРЫ  
ОТ ГРАНУЛЯРНОСТИ РЕНТГЕНОВСКОЙ ПЛЕНКИ РТ-6М

М. О. АЗАРЯН, С. А. ГРИГОРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 28 декабря 1988 г.)

Показано, что при фотометрировании сканирующим микроденситометром необходимо учитывать зернистую структуру фотографического слоя, которая ограничивает разрешение исследуемого объекта, в частности, следов  $\gamma$ -квантов. Методом взвешивания определен размер кристалла  $AgBr$  для рентгеновской пленки РТ-6М, который оказался равным  $3,18 \pm 0,22$  мкм. Измерения величины гранулярности  $G(F)$  показали, что площадь диафрагмы  $F$  для сканирования рентгеновской пленки типа РТ-6М должна быть не менее  $1600$  мкм<sup>2</sup>.

При фотометрировании рентгеновской пленки сканирующим микроденситометром в засвеченных участках пленки проявляется зернистая структура фотографического слоя. Зернистая структура (гранулярность), накладываясь на изображение, ухудшает передачу мелких деталей и ограничивает разрешение исследуемого объекта при измерениях, в частности, следов  $\gamma$ -квантов. Размер зерен компактного серебра, в частности, зависит от размера исходного микрокристалла, поэтому при сканировании следов частиц необходимо определить величину гранулярности для выбранной пленки. В данном случае для эксперимента АНИ [1] выбрана рентгенов-

ՄԱՍՈՒՑԻԿ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ԿԱՆՈՒՑԹԱՅԻՆ ՎԻՃԱԿՈՒՄ ԳՏԵՎՈՂ  
ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՍԵԴԻՄԵՆՏԱՑԻԱՆ ՄՈՒԵԿՈՒՆՅԱՐ-ԿԻՆԵՏԻԿ  
ՓՈԽԱԶԳԻՑՈՒԹՅԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Գ. Ս. ԹՈՐՈՍՅԱՆ

*Ուսումնասիրված են մածուցիկ միջավայրում մանր մասնիկների սեդիմենտացիայի օրինաչափությունները մոլեկուլյար-կինետիկ փոխազդեցության ժամանակ: Ցույց են արված սեդիմենտացիայի պրոցեսի ինտենսիվացման ոչ արադիցիոն նահապարհներ:*

SEDIMENTATION OF PARTICLES SUSPENDED IN A VISCOUS  
MEDIUM AT MOLECULAR-KINETIC INTERACTION

D. S. TOROSYAN

Some regularities of small size particles sedimentation in a viscous medium at molecular-kinetic interaction have been analyzed. The influence of important physical constants on the sedimentation process was displayed and some unconventional ways for the intensification of sedimentation process were indicated.

Изв. АН Армянской ССР. Физика, т. 24, вып. 6, 276—280 (1989).

УДК 535.24

ЗАВИСИМОСТЬ РАЗМЕРА СКАНИРУЮЩЕЙ АПЕРТУРЫ  
ОТ ГРАНУЛЯРНОСТИ РЕНТГЕНОВСКОЙ ПЛЕНКИ РТ-6М

М. О. АЗАРЯН, С. А. ГРИГОРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 28 декабря 1988 г.)

Показано, что при фотометрировании сканирующим микроденситометром необходимо учитывать зернистую структуру фотографического слоя, которая ограничивает разрешение исследуемого объекта, в частности, следов  $\gamma$ -квантов. Методом взвешивания определен размер кристалла  $AgBr$  для рентгеновской пленки РТ-6М, который оказался равным  $3,18 \pm 0,22$  мкм. Измерения величины гранулярности  $G(F)$  показали, что площадь диафрагмы  $F$  для сканирования рентгеновской пленки типа РТ-6М должна быть не менее  $1600$  мкм<sup>2</sup>.

При фотометрировании рентгеновской пленки сканирующим микроденситометром в засвеченных участках пленки проявляется зернистая структура фотографического слоя. Зернистая структура (гранулярность), накладываясь на изображение, ухудшает передачу мелких деталей и ограничивает разрешение исследуемого объекта при измерениях, в частности, следов  $\gamma$ -квантов. Размер зерен компактного серебра, в частности, зависит от размера исходного микрокристалла, поэтому при сканировании следов частиц необходимо определить величину гранулярности для выбранной пленки. В данном случае для эксперимента АНИ [1] выбрана рентгенов-

ская плёнка РТ-6М, которая на протяжении многих лет употребляется в эксперименте «Памир» [2].

Характеристикой гранулярности является среднее квадратичное отклонение оптической плотности  $\sigma$ . Величину  $\sigma$  можно рассчитать по приближенной формуле [3]

$$\sigma^2(F) = 0,43 \cdot \bar{S} \cdot \bar{D} / F, \quad (1)$$

где  $\bar{S}$  — эффективная площадь микрокристалла,  $\bar{D}$  — плотность потемнения. Из этой формулы следует, что среднее квадратичное отклонение обратно пропорционально площади сканирующей апертуры  $F$ . Неоднократно экспериментально было доказано, что для определенного негативного слоя величина гранулярности постоянна [3]

$$G = \sigma \cdot \sqrt{F}. \quad (2)$$

Поэтому выбор величины сканирующей апертуры важен для проведения правильных измерений. Для определения правильного значения сканирующей апертуры нами была получена экспериментальная зависимость  $G(F)$ . Как видно из формул (1, 2) для расчета зависимости  $G(F)$ , необходимо знание среднего эффективного сечения зерна  $\bar{S}$ . Для оценок нами определен размер кристалла  $AgBr$ , который несколько меньше размеров компактного зерна серебра, полученного после проявления.

Для измерения размеров проекций кристаллов  $AgBr$  нами был выбран метод взвешивания [4]. Метод измерения состоял из следующих трех этапов:

- а) получение одноярусного препарата кристаллов  $AgBr$ ,
- б) фотографирование образца на микроскопе МБИ-15,
- в) получение увеличенного изображения образца на фотобумаге.

Одноярусный препарат вместе с эталонной штрих-линейкой шагом 0,01 мм был сфотографирован при увеличении в 2580 раз. Было получено 250 снимков на фотобумаге. При измерении расстояния между штрихами оказалось, что оно равно 50 мм, т. е. общее увеличение размеров кристаллов составило 5000 раз. Были отобраны и взвешены изображения, в которых не было перекрывающихся кристаллов на весах с точностью  $5 \cdot 10^{-3}$  мг. Площадь проекций размеров кристаллов  $AgBr$  определялась как

$$S'_i = \frac{1}{\langle \lambda \rangle} \cdot P_i, \quad (3)$$

где  $\langle \lambda \rangle$  коэффициент перехода, равный плотности фотобумаги размером 1 см,  $P_i$  — вес фотоизображения кристалла,  $S'_i$  — сечение кристалла.

Из сфотографированных микрокристаллов эмульсии рентгеновской пленки РТ-6М были обработаны 1400 событий, которые были разбиты на четыре группы по геометрическому признаку. Из обработанных событий 468 были треугольной формы, 338 — круглой формы, 284 — шестиугольной формы, 310 — трапециевидной формы.

На рис. 1 показано суммарное распределение размеров проекций кри-

сталлов. На рисунке приведены суммарные (из методических и статистических) ошибки, которые не превышают 8%.

Размеры кристаллов по геометрическому признаку оказались равными:  $\langle S' \rangle = 2,92 \pm 0,23$  — для треугольников,  $\langle S' \rangle = 2,16 \pm 0,17$  — для круглой формы,  $\langle S' \rangle = 4,14 \pm 0,32$  — для шестиугольной формы,  $\langle S' \rangle = 3,86 \pm 0,30$  — для трапециевидной формы. Из суммарного распределения (рис. 1) следует, что среднее значение для эмульсии РТ-6М равно  $\langle S' \rangle = 3,18 \pm 0,22 \text{ мкм}^2$ .

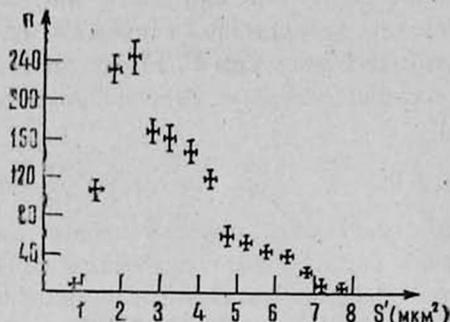


Рис. 1 Суммарное распределение размеров кристаллов  $AgBr$  для пленки РТ-6М.

Таким образом измерения  $S'$  показывают, что кристаллы имеют неодинаковые геометрические формы и размеры, которые распределены в широком интервале 0,5–8 мкм. Можно показать, что разброс вокруг среднего значения  $\langle S' \rangle$  составляет  $3,18^{+1,20}_{-0,80}$ , т. е. около 30%.

Для определения сканирующей апертуры была получена экспериментальная зависимость отношения  $\sigma/\bar{D}$  в интервале изменения  $D$  от 0,10 до 3,0.

Как следует из формулы (1) и (2) величину гранулярности можно записать в виде

$$G^2 = 0,43 \cdot \bar{S} \cdot \bar{D}. \quad (4)$$

Отсюда следует, что при независимости средней площади зерна  $\bar{S}$  от площади почернения величина  $G$  пропорциональна квадратному корню из плотности почернения. Измерения проводились при следующих размерах диафрагм  $F$ , равном 400, 1600, 4900 мкм<sup>2</sup>, на стандартных метках, нанесенных на рентгеновскую пленку РТ-6М. Заранее плотности меток были измерены на трех приборах: сканирующих денситометрах АМД-1, PDS и ДФЭ-10. Как видно из рис. 2, результаты измерений плотности почернений меток, проведенные на трех различных приборах с диафрагмой  $F = 1600 \text{ мкм}^2$  в интервале  $\bar{D} = 0,15 \div 3,50$ , хорошо согласуются между собой.

На рис. 3 приведена зависимость  $\sigma/\bar{D}$  от плотности почернения  $\bar{D}$ , откуда следует, что при плотностях потемнения менее 1 величина  $\sigma/\bar{D}$  сильно флуктуирует, в частности из-за широкого распределения

размеров зерен эмульсионного слоя, и что корректные измерения можно проводить для  $D \geq 1$ .

При определении размеров диафрагмы сканирования нами определялась зависимость гранулярности  $G(F) = \sigma \cdot \sqrt{F}$  путем измерения большого количества плотностей потемнения  $D_i$  для каждого  $F$

$$\sigma^2 = \frac{1}{n} \cdot \sum_0^n (D_i - \bar{D})^2.$$

Измерения проводились на потемнении с  $\bar{D} = 0,4; 0,5$  и  $2,63$  при увеличении в 25 раз.

Зависимость  $G(F)$  приведена на рис. 4. Из графика зависимости  $G(F)$  следует, что величина  $G$  зависит от сканирующей апертуры при ее малых значениях и лишь при значениях  $F$ , превышающей размер статически независимого почернения, не зависит от  $F$ . Статически элемент почернения при облучении электронами эмульсионного слоя может иметь размеры группы зерен. Поэтому для рентгеновской пленки типа РТ-6М необходимо использовать сканирующую апертуру большой площади, которая в нашем случае оказалась равной  $\sqrt{F} \geq 40$  мкм.

Таким образом, при определении плотности потемнения следов отдельных  $\gamma$ -квантов или  $\gamma$ -семейств с гало [2] при помощи сканирующих микроденситометров типа АМД-1

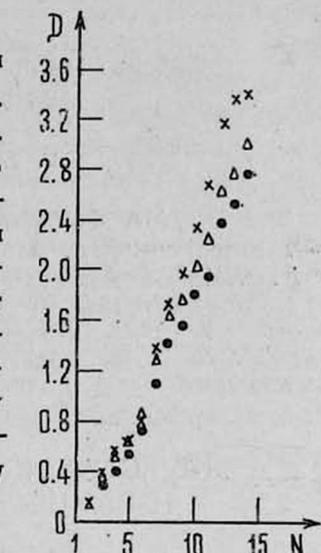


Рис. 2 Зависимость плотности потемнения  $D$  для разных приборов ● ДФЭ-10; Δ — АМД-1; x PDS.

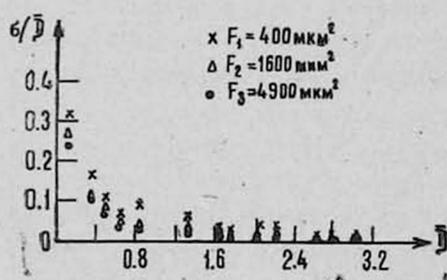
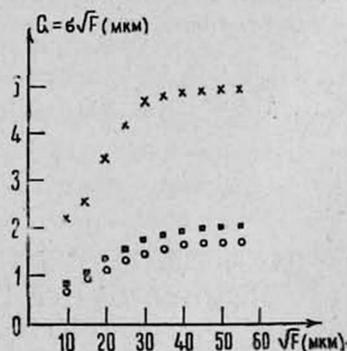


Рис. 3 Зависимость отношения  $\sigma/\bar{D}$  от  $\bar{D}$ .

Рис. 4 Зависимость гранулярности  $G(F)$  от сканирующей апертуры для разных плотностей потемнений. ○  $\bar{D} = 0,4$ ; ■  $\bar{D} = 0,5$ ; x  $\bar{D} = 2,63$ .



апертура сканирования независимо от размера следа частицы и плотности потемнения должна быть не менее  $40 \times 40$  мкм<sup>2</sup>.



Авторы благодарны профессору С. Г. Матиняну за постоянный интерес к работе, профессору Э. А. Мамиджянну за ценные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Эксперимент «АНИ». Изв. АН АрмССР, Физика, 17, 129 (1982).
2. Труды ФИАН СССР им. Лебедева, т. 154. Взаимодействия адронов космических лучей сверхвысоких энергий. Изд. Наука, М., 1984.
3. Фризер Х. Фотографическая регистрация информации. Изд. Мир, М., 1978.
4. Шашлов Б. А. Теория фотографических процессов. Изд. Книга, М., 1981.

### ՉՆՆՈՂ ԲԱՑՎԱՄՔԻ ԿԱՆՎԱՍՏՈՒԹՅՈՒՆԸ ԲՏ-6Մ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԺԱՊԱՎԵՆԻ ՀԱՏԻԿԱՅՆՈՒԹՅՈՒՆԻՑ

Մ. Հ. ԱԶԱՐՅԱՆ, Ս. Հ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ միկրոխտաչափով ֆոտոչափման ժամանակ անհրաժեշտ է հաշվի առնել լուսանկարչական շերտի հատիկային կառուցվածքը, որը սահմանափակում է հետազոտվող օբյեկտի, մասնավորապես  $\gamma$ -բլանաների հատրերի լուծումը: Կշման մեթոդով որոշվել է ArBr բյուրեղի չափը ԲՏ-6Մ սենտգենյան ժապավենի համար, որը, ինչպես պարզվեց, հավասար է  $3.18 \pm 0.22$  G(F) հատիկային չափումները ցույց են տվել, որ F դիաֆրագմայի մակերևույթը ԲՏ-6Մ տիպի սենտգենյան ժապավենի համար պետք է լինի ոչ պակաս քան  $1600 \text{ մկմ}^2$ :

### THE SCANNING APERTURE AS A FUNCTION OF GRANULARITY OF X-RAY FILM PT-6M

M. H. AZARYAN, S. H. GRIGORYAN

It is shown that at scanning-microdensitometric photometry one should take into account the granularity of a photosensitive layer, which limits the resolution of the object under investigation, in particular.  $\gamma$ -ray spots. The size of ArBr crystals for PT-6m X-ray film was determined by weighing and was equal to  $3.18 \pm 0.22$ . The measurements of granularity have shown that the aperture area F for scanning the PT-6M X-ray film must be no less than  $1600 \mu\text{m}^2$ .

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 6, 280—283 (1989)

УДК 577.352.2

### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА У ПОВЕРХНОСТИ МЕМБРАНЫ ПРИ НАЛИЧИИ ФИКСИРОВАННОГО ВЫНЕСЕННОГО ЗАРЯДА

В. Б. АРАКЕЛЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 6 марта 1989 г.)

В работе определен потенциал у границы раздела мембрана-раствор электролита при произвольном расположении фиксированного заряда у по-

Авторы благодарны профессору С. Г. Матиняну за постоянный интерес к работе, профессору Э. А. Мамиджанияну за ценные замечания.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Эксперимент «АНИ». Изв. АН АрмССР, Физика, 17, 129 (1982).
2. Труды ФИАН СССР им. Лебедева, т. 154. Взаимодействия адронов космических лучей сверхвысоких энергий. Изд. Наука, М., 1984.
3. Фризер Х. Фотографическая регистрация информации. Изд. Мир, М., 1978.
4. Шашлов Б. А. Теория фотографических процессов. Изд. Книга, М., 1981.

### ՉՆՆՈՂ ԲԱՑՎԱՄՔԻ ԿԱՆՎԱՄՈՒԹՅՈՒՆԸ ԲՏ-6Մ ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ԺԱՊԱՎԵՆԻ ՀԱՏԻԿԱՅՆՈՒԹՅՈՒՆԻՑ

Մ. Հ. ԱԶԱՐՅԱՆ, Ս. Հ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ միկրոխտաչափով ֆոտոչափման ժամանակ անհրաժեշտ է հաշվի առնել լուսանկարչական շերտի հատիկային կառուցվածքը, որը սահմանափակում է հետազոտվող օբյեկտի, մասնավորապես  $\gamma$ -բլանտների հետքերի լուծումը: Կշման մեթոդով որոշվել է ArBr բյուրեղի չափը ԲՏ-6Մ սենտգենյան ժապավենի համար, որը, ինչպես պարզվեց, հավասար է  $3.18 \pm 0.22$  G(F) հատիկայնության չափումները ցույց են տվել, որ F դիաֆրագմայի մակերևույթը ԲՏ-6Մ տիպի սենտգենյան ժապավենի համար պետք է լինի ոչ պակաս քան  $1600 \text{ մկմ}^2$ :

### THE SCANNING APERTURE AS A FUNCTION OF GRANULARITY OF X-RAY FILM PT-6M

M. H. AZARYAN, S. H. GRIGORYAN

It is shown that at scanning-microdensitometric photometry one should take into account the granularity of a photosensitive layer, which limits the resolution of the object under investigation, in particular.  $\gamma$ -ray spots. The size of ArBr crystals for PT-6m X-ray film was determined by weighing and was equal to  $3.18 \pm 0.22$ . The measurements of granularity have shown that the aperture area F for scanning the PT-6M X-ray film must be no less than  $1600 \mu\text{m}^2$ .

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 6, 280—283 (1989)

УДК 577.352.2

### РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА У ПОВЕРХНОСТИ МЕМБРАНЫ ПРИ НАЛИЧИИ ФИКСИРОВАННОГО ВЫНЕСЕННОГО ЗАРЯДА

В. Б. АРАКЕЛЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 6 марта 1989 г.)

В работе определен потенциал у границы раздела мембрана-раствор электролита при произвольном расположении фиксированного заряда у по-

верхности мембраны. Получено точное решение задачи, а также удобное для численных расчетов приближенное решение. Дана оценка точности приближенного решения.

Транспорт ионов, а также протекание ряда биоэлектрохимических процессов на границе раздела поверхность клетки-раствор электролита существенным образом зависят от наличия фиксированных заряженных групп на поверхности клетки. Заряженные группы расположены в некотором слое, имеющем конечную толщину, у поверхности клетки. Для определения потенциала в такой системе решается уравнение Пуассона, в котором плотность зарядов является непрерывной функцией расстояния от поверхности клетки, т. е. фактически рассматривается приближение «размазанного» заряда [1, 2]. Однако очевидно, что если плотность зарядов мала, то нужно учитывать дискретность заряда. Для учета дискретности заряда решим ключевую задачу о распределении потенциала в случае одного фиксированного заряда. Точечный заряд ( $q$ ) находится в растворе 1:1 электролита на расстоянии  $z_l$  от границы раздела фаз. Решение данной задачи позволяет рассматривать и случай наличия зарядов на границе раздела фаз. Для этого нужно в решение поставить  $z_l$  равное нулю. Диэлектрические проницаемости раствора и диэлектрика равны соответственно  $\epsilon_s$  и  $\epsilon_m$ . Граница раздела фаз совпадает с координатной плоскостью  $xy$ , а ось  $z$  направлена в глубь раствора. Задача сводится к решению линеаризованного уравнения Пуассона—Больцмана

$$\Delta \Phi_l = \kappa^2 \Phi_l - \frac{q \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_l)}{\epsilon_0 \epsilon_s} \quad (1)$$

с граничными условиями

$$\Phi_l = 0, \quad z \rightarrow \infty, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \Phi_l}{\partial z} \approx 0, \quad z = 0, \quad (3)$$

где  $\Phi_l$  — потенциал в растворе;  $\kappa^{-1}$  — дебаевская длина;  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная вакуума;  $\mathbf{r}_l$  — координата точки, где находится фиксированный заряд. Условие (2) является обычным и означает, что в глубине раствора потенциал равен нулю. Физические предпосылки, поясняющие условие (3) следующие. Если заряд ( $q$ ) находится в среде с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_s$ , то его взаимодействие со средой с диэлектрической проницаемостью  $\epsilon_m$  эквивалентно взаимодействию заряда  $q$  со своим изображением  $q' = \lambda q$  (где  $\lambda = (\epsilon_s - \epsilon_m) / (\epsilon_s + \epsilon_m)$ ) [3]. Когда  $\epsilon_s > \epsilon_m$ , то знаки  $q'$  и  $q$  совпадают, т. е. заряд отталкивается от своего изображения. В случае  $\epsilon_s \gg \epsilon_m$  величины зарядов практически совпадают, и приближенно можно считать, что силовые линии не проникают во вторую среду, что и приводит к условию (3). Очевидно, что надежность применения условия (3) зависит от соотношения  $\epsilon_s$  и  $\epsilon_m$ .

Можно показать, что решение уравнения (1) с граничными условиями (2) и (3) имеет вид

$$\Phi_l = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon_s} \left( \frac{\exp(-x|r-r_l|)}{|r-r_l|} + \frac{\exp(-x|r-r'_l|)}{|r-r'_l|} \right), \quad (4)$$

где

$$|r-r_l| = ((x-x_l)^2 + (y-y_l)^2 + (z-z_l)^2)^{1/2},$$

$$|r-r'_l| = ((x-x_l)^2 + (y-y_l)^2 + (z+z_l)^2)^{1/2}.$$

Из (4) видно, что потенциал в растворе является суммой потенциалов собственно самого заряда и его изображения. Используя (4) можно простым суммированием определить потенциал при произвольном расположении фиксированных зарядов.

Данная задача допускает точное определение потенциала. Для этого к уравнению (1) следует добавить уравнение Лапласа для потенциала в мембране (т.к. из-за низкого значения диэлектрической проницаемости мембраны  $\epsilon_m \approx 2$  заряды в мембране отсутствуют)

$$\Delta \Phi_m = 0. \quad (5)$$

В глубине мембранной фазы потенциал равен нулю

$$\Phi_m = 0, \quad z \rightarrow -\infty, \quad (6)$$

а на границе раздела фаз имеем обычные условия непрерывности потенциала и нормальной составляющей электрической индукции

$$\Phi_m = \tilde{\Phi}_l, \quad z = 0, \quad (7)$$

$$\epsilon_m \frac{\partial \Phi_m}{\partial z} = \epsilon_s \frac{\partial \tilde{\Phi}_l}{\partial z}, \quad z = 0, \quad (8)$$

где  $\tilde{\Phi}_l$  — точное значение потенциала в растворе, который удовлетворяет уравнению (1) и условию (2). Решив уравнения (1) и (5) с граничными условиями (2), (6), (7) и (8) получим

$$\tilde{\Phi}_l = \frac{q \exp(-x|r-r_l|)}{4\pi\epsilon_0\epsilon_s} + \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon_s} \int_0^{\infty} \frac{k \exp(-(z+z_l)\sqrt{k^2+x^2})}{\sqrt{k^2+x^2}} \times$$

$$\times \frac{\epsilon_s \sqrt{k^2+x^2} - k\epsilon_m}{\epsilon_s \sqrt{k^2+x^2} + k\epsilon_m} \cdot J_0(k|\rho-\rho_l|) dk, \quad (9)$$

$$\Phi_m = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon_m} \int_0^{\infty} \frac{2k\epsilon_m \exp(-z_l\sqrt{k^2+x^2})}{\epsilon_s \sqrt{k^2+x^2} + k\epsilon_m} \times$$

$$\times \exp(kz) J_0(k|\rho-\rho_l|) dk, \quad (10)$$

$$|\rho-\rho_l| = ((x-x_l)^2 + (y-y_l)^2)^{1/2}.$$

Из (9) видно, что при  $\epsilon_s \gg \epsilon_m$  выражение  $\tilde{\Phi}_l$  переходит в (4), т.е. в  $\Phi_l$ . Относительная точность, с которой определяется потенциал  $\delta = (\Phi_l - \tilde{\Phi}_l) / \Phi_l$  зависит не только от отношения  $\epsilon_m / \epsilon_s$ ,  $x$ , но и от коор-

динаты точки, в которой вычисляется потенциал. Для практически важного случая потенциал на плоскости  $z=0$ , численный расчет интегралов при  $\varepsilon_m/\varepsilon_s = 2,5 \cdot 10^{-2}$ ,  $\kappa^{-1} = 1 \text{ нм}$ ,  $z_1 = 0,5 \text{ нм}$  дает погрешность  $\delta \approx 1\%$ . Это обстоятельство позволяет при численном определении потенциала воспользоваться более удобным приближенным решением (4), поскольку оно содержит экспоненты и весьма удобно для расчета потенциала от произвольного числа фиксированных зарядов.

Выражаю благодарность Ю. А. Чизмаджеву и В. Ф. Пастушенко за полезные дискуссии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Donath E., Pastushenko V. J. *Electroanal. Chem.*, 104, 543 (1979).
2. Lerche D. J. *Theor. Biol.*, 104, 231 (1983).
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Электродинамика сплошных сред*. Изд. Наука, М.,

#### ՊՈՏԵՆՑԻԱԼԻ ԲԱՇԽՈՒՄԸ ՔԱՂԱՆՔԻ ՄՈՏ ՖԻՔՍՎԱԾ ԴՈՒՐՍ ԲԻՐՎԱԾ ԼԻՑՔԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ Վ. Բ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ

Աշխատանքում որոշված է պոտենցիալը թաղանթ-էլեկտրոլիտ բաժանման սահմանի մոտ՝ թաղանթի մակերեսի մոտ ֆիքսված լիցքերի կամայական տեղավորման դեպքում: Մտացված է խնդրի ճշգրիտ լուծումը, ինչպես նաև մոտավոր լուծումը, որը հարմար է թվային հաշվարկների համար: Տրված է մոտավոր լուծման ճշգրտության գնահատականը:

#### DISTRIBUTION OF POTENTIAL NEAR A MEMBRANE-ELECTROLYTE INTERFACE WITH PROJECTED CHARGE

V. B. ARAKELYAN

The potential near a membrane-electrolyte interface with a fixed charge arbitrarily disposed by the membrane surface has been determined. The exact solution of the problem as well as an approximate solution convenient for numerical calculations are obtained. The accuracy of the approximation has been estimated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 6, 283—287 (1989)

УДК 621.315.592

#### Օ ՓԼՈՒԿՏՈՒԱԿՆԻՅԱԿ ՏՈՊՐՈՒՎԼԵՆԻԱ ԿՐԵՐԴՅԱՐ ԴՐՍՏՈՐՈՎ $Pb_{1-x}Sn_xTe <In>$ ՄՐԻ ԱՅՈՒՆԻՅԱՆ ԿՐԵՄՔԱՏՐԱԿՐԱԿ

ՅՈՒ Ա. ԱԲՐԱՄՅԱՆ, Մ. Ե. ԳՐԻԳՐՅԱՆ, Տ. Գ. ՄԱՐՏԻՐՕՍՅԱՆ,  
Կ. Յ. ՍԱՍՅԱՆ, Մ. Ե. ՆԱԶԱՐԵՏՅԱՆ, Ա. Լ. ԽԱՇԱՏՈՐՈՎ

Ինստիտուտ ռադիոֆիզիկայի և էլեկտրոնիկայի ԱՊՆ ԱրմՍՏՐ

(Ստույգում է ռեդաքցիոյ 7 փեբրալ 1989 ց.)

Քրիվեդոնա սքեմա ԻԿ-րադիոմետրա ս վնտրեննեյ մոդուլաչիայի, սոսրեդստվոմ կոտորո իմերենա օբնարւշաչեալնայա սոսոբնոստ մոնոքրիստալոՎ  $Pb_{1-x}Sn_xTe <In>$ .

динаты точки, в которой вычисляется потенциал. Для практически важного случая потенциал на плоскости  $z=0$ , численный расчет интегралов при  $\varepsilon_m/\varepsilon_s = 2,5 \cdot 10^{-2}$ ,  $\kappa^{-1} = 1 \text{ нм}$ ,  $z_1 = 0,5 \text{ нм}$  дает погрешность  $\delta \approx 1\%$ . Это обстоятельство позволяет при численном определении потенциала воспользоваться более удобным приближенным решением (4), поскольку оно содержит экспоненты и весьма удобно для расчета потенциала от произвольного числа фиксированных зарядов.

Выражаю благодарность Ю. А. Чизмаджеву и В. Ф. Пастушенко за полезные дискуссии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Donath E., Pastushenko V. J. *Electroanal. Chem.*, 104, 543 (1979).
2. Lerche D. J. *Theor. Biol.*, 104, 231 (1983).
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. *Электродинамика сплошных сред*. Изд. Наука, М.,

#### ՊՈՏԵՆՑԻԱԼԻ ԲԱՇԽՈՒՄԸ ՔԱՂԱՆՔԻ ՄՈՏ ՖԻՔՍՎԱԾ ԴՈՒՐՍ ԲԵՐՎԱԾ ԼԻՑՔԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ Վ. Բ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ

Աշխատանքում որոշված է պոտենցիալը թաղանթ-էլեկտրոլիտ բաժանման սահմանի մոտ՝ թաղանթի մակերեսի մոտ ֆիքսված լիցքերի կամայական տեղավորման դեպքում: Մտացված է խնդրի ճշգրիտ լուծումը, ինչպես նաև մոտավոր լուծումը, որը հարմար է թվային հաշվարկների համար: Տրված է մոտավոր լուծման ճշգրտության գնահատականը:

#### DISTRIBUTION OF POTENTIAL NEAR A MEMBRANE-ELECTROLYTE INTERFACE WITH PROJECTED CHARGE

V. B. ARAKELYAN

The potential near a membrane-electrolyte interface with a fixed charge arbitrarily disposed by the membrane surface has been determined. The exact solution of the problem as well as an approximate solution convenient for numerical calculations are obtained. The accuracy of the approximation has been estimated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 6, 283—287 (1989)

УДК 621.315.592

#### Օ ՓԼՈՒԿՏՈՒԱԿՆԻՅԱԿ ՏՈՊՐՈՒՎԼԵՆԻԱ ԿՐԵՐԴՅԱՐ ԲԱՏՎՈՐՈՎ $Pb_{1-x}Sn_xTe <In>$ ՄՐԻ ԱՅՈՒՆԻՅԱՆ ԿՐԵՄՊԵՐԱԿՐԱԿ

ՅՈՒ Ա. ԱԲՐԱՄՅԱՆ, Մ. Ե. ԳՐԻԳՐՅԱՆ, Տ. Գ. ՄԱՐՏԻՐՕՏՅԱՆ,  
Կ. Յ. ՍԱՍՅԱՆ, Մ. Ե. ՆԱԶԱՐԵՏՅԱՆ, Ա. Լ. ԽԱՇԱՏՈՐՈՎ

Ինստիտուտ ռադիոֆիզիկայի և էլեկտրոնիկայի ԱՊՆ ԱրմՍՏՐ

(Ստույգում է ռեդաքցիոյ 7 փեբրալ 1989 ց.)

Քրիվեդոնա սքեմա ԻԿ-րադիոմետրա ս վնտրեննեյ մոդուլաչիայի, սոսրեդստվոմ կոտորո իմերենա օբնարւշաչեալնայա սոսոբնոստ մոնոքրիստալլոՎ  $Pb_{1-x}Sn_xTe <In>$ .

Показано, что освещение кристаллов фоном ( $T_{\text{ф}} = 300 \text{ K}$ ) приводит к заметному росту шумовых характеристик в условиях, когда фоточувствительность кристаллов более чем на порядок меньше порога фотонных шумов. Указанные свойства приписываются флуктуациям сопротивления кристаллов  $Pb_{1-x}Sn_xTe < I_n >$  при захвате или выбросе электронов ян-теллеровскими центрами в процессе облучения фоном.

За последние годы значительно возрос интерес к твердым растворам  $Pb_{1-x}Sn_xTe < I_n >$  в связи с обнаружением в них аномально высокой фотопроводимости при низких температурах ( $T \leq 20 \text{ K}$ ), которая сопровождается большими временами (минуты, часы) нарастания и спада фотопроводимости,  $N$ -образностью вольт-амперных характеристик, снятых при освещении, а также возникновением неравновесных состояний в сильных магнитных полях [1, 2, 3] и т. д.

Для объяснения этих явлений были предложены модели примесных автолокализованных состояний [4], структурных фазовых переходов [5] и ян-теллеровских центров, стимулированных введением индия в  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  [6—8].

В приведенных моделях предполагается существование в кристаллах  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  локализованных на дефектах состояний, находящихся в зоне проводимости и сильно взаимодействующих с кристаллическим окружением. Захват и выброс электронов на эти дефекты приводят к локальной перестройке решетки (сильным смещениям атомов) вокруг дефекта, при этом уровень с захваченным электроном опускается ниже дна зоны проводимости. В результате между локализованными и делокализованными состояниями возникает потенциальный барьер, связанный с тем, что полная энергия кристалла уменьшается и вернуть его в исходное состояние можно термической активацией либо фотовозбуждением [6—8]. При больших концентрациях дефектов (взаимодействующие дефекты) перестройка имеет место во всем кристалле, что вызвано однородным сдвигом подрешеток при ионизации дефектов [5].

Приведенные физические модели качественно объясняют почти все аномальные явления в  $Pb_{1-x}Sn_xTe < I_n >$ .

В настоящее время принято, что прямым экспериментальным доказательством перестройки ян-теллеровского центра является оптическое гашение фотопроводимости коротковолновым излучением с энергией кванта, намного превышающей ширину запрещенной зоны [8]. Известно также, что введение примеси индия в  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  приводит к появлению глубоких центров, которые, согласно [6], являются ян-теллеровскими, а также к росту ширины запрещенной зоны [9] и при азотных температурах.

В данной работе приводятся некоторые результаты радиометрических исследований шумовых характеристик монокристаллов  $Pb_{1-x}Sn_xTe < I_n >$  при 77 K.

В качестве исследуемого объекта использовались монокристаллы  $Pb_{1-x}Sn_xTe$  ( $x = 0,22—0,24$ ;  $N_{I_n} = 0,6—1 \text{ ат \%}$ ), выращенные из паровой фазы методом сублимации. Легирование индием проводилось непосредственно при получении исходного поликристаллического ма-



мых низких по инерционности фотопроцессов. При измерениях исходные кристаллы опускались в жидкий азот с экранировкой от излучения окружающего фона. Проводилась балансировка моста ( $R_{\phi} = R$ ) и запись шумов всей системы. Далее, при равных условиях измерения (ток через  $R_{\phi}$ , усиление) проводилось освещение кристалла фоном окружающей среды ( $T = 300K$ ). Освещение приводит к появлению сигнала разбаланса на осциллографе и КСП-4, после установления которого следует запись шумов в присутствии светового сигнала.

Измерения показали, что освещение фоном ( $T = 300K$ ) исследуемых кристаллов приводит к заметному росту шумовых флуктуаций (в несколько раз) на записи КСП-4, в то время как средняя амплитуда шумов на осциллографе не меняется, а имеет место медленный случайный сдвиг всей картины зависимости амплитуды сигнала от времени. Подобный сдвиг на записи КСП-4 фиксируется как рост амплитуды шумов.

На рис. 2 показана запись при частичном и полном открывании фона. На рис. 3 показана запись шумовых характеристик при отсутствии фоно-

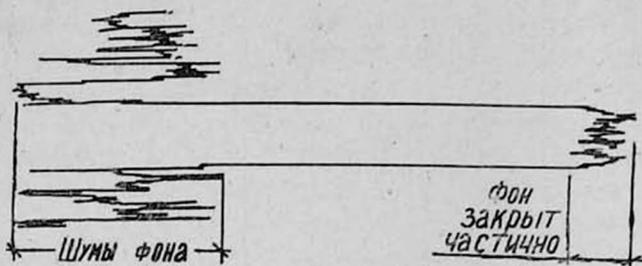


Рис 2.

вого излучения (а), при наличии фона (б) и обычного резистора с сопротивлением, равным  $R_{\phi}$  при некотором разбалансе сигнала на входе (в). При измерениях ток через образец не превышал 10 мкА. Фоновое освещение меняло сопротивление  $R_{\phi}$  на 1—2% от исходного, поэтому при освещении ток через образец оставался практически неизменным.



Рис. 3. Запись сигнала и шумовых характеристик монокристаллов  $Pb_{1-x}Sn_xTe <In>$  при частичном и полном освещении фоном ( $T_{\phi} = 300 K$ ).

Непосредственное фиксирование флуктуаций фонового излучения обычно имеет место, если приемник чувствует фотонные шумы.

Измерения обнаружительной способности, проведенные на монокристаллах  $Pb_{1-x}Sn_xTe <In>$  с разными составами и процентным содержанием индия, показали, что для лучших образцов  $D^* \sim 10^9 \text{ см} \cdot \text{Гц}^{1/2} \text{ Вт}^{-1}$ .

Таким образом, постоянство проходящего тока через образец, малые значения  $D^*$ , при которых система не может регистрировать флуктуации фонового излучения, позволяют сделать вывод, что рост «шумов» на запи-



УДК 530.145

СУПЕРПРОСТРАНСТВА С ДВУМЯ КАНОНИЧЕСКИМИ  
2-ФОРМАМИ РАЗЛИЧНОЙ ЧЕТНОСТИ И СТРАННАЯ  
СУПЕРАЛГЕБРА  $U\tilde{Q}(N)$

А. П. НЕРСЕСЯН, О. М. ХУДАВЕРДЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 22 февраля 1989 г.)

Найдены векторные поля, сохраняющие одновременно четную и нечетную невырожденные замкнутые канонические 2-формы на суперпространствах и вычислена супералгебра Ли этих полей.

1. На суперпространствах размерности  $(2N, 2N)$ , наряду с четной относительно грассмановой градуировки симплектической структурой, задающей четную скобку Пуассона, можно определить нечетную симплектическую структуру, задающую нечетную скобку Пуассона (скобку Бюттен) [1], которая, несмотря на широкое применение при квантовании произвольных калибровочных теорий [2], и в механике сплошных сред [3], остается в физике экзотическим объектом. В работах [4], [5] исследовался вопрос о возможности описания суперсимметричной механики, задаваемой четным гамильтонианом  $H$  и четной скобкой Пуассона  $\{, \}_0$ , нечетным гамильтонианом  $\bar{H}$  и нечетной скобкой Пуассона  $\{, \}_1$ , то есть построения таких  $\bar{H}$ ,  $\{, \}_1$ , что

$$\{H, x^A\}_0 = \{\bar{H}, x^A\}_1, \quad (1)$$

где  $x^A$  — координаты фазового суперпространства.

Этот вопрос исследовался в связи с выдвинутой в [6], [7] гипотезой о том, что нечетная скобка Пуассона может играть в физике фундаментальную роль. Поэтому представляется интересным изучение суперпространств, наделенных одновременно четной и нечетной симплектическими структурами.

Согласно теореме Дарбу для супермногообразий [8], произвольная четная симплектическая структура, заданная на суперпространстве размерности  $(2N, M)$ , координатным преобразованием приводится к виду

$$\omega_0 = \sum_{k=1}^N dx^k \wedge dx^{k+N} + \sum_{\alpha=1}^M \varepsilon_\alpha d\theta^\alpha \wedge d\theta^\alpha, \quad \varepsilon_\alpha = \pm 1, \quad (2)$$

а нечетная симплектическая структура (она существует лишь на суперпространствах размерности  $(L, L)$ ) — к виду

$$\omega_1 = \sum_{m=1}^L dx^m \wedge d\theta^m, \quad (3)$$

Заметим, что одновременное приведение четной и нечетной симплектических структур к виду (2), (3), вообще говоря, невозможно, поскольку, согласно доказанной в [9] лемме, пространство векторных полей, сохраняющих одновременно четную и нечетную симплектические структуры, конечномерно.

Ниже мы полностью опишем это пространство для частного случая двух симплектических структур, одновременно приводящихся к виду (2) с  $\varepsilon_a = 1$  и (3).

2-форме (2) с  $\varepsilon_a = 1$  соответствует четная скобка Пуассона

$$\{p^k, q^m\}_0 = \delta^{km}, \{\theta^\alpha, \theta^\beta\}_0 = \delta^{\alpha\beta}, \{p^k, \theta^\alpha\}_0 = \{q^k, \theta^\alpha\}_0 = 0, \quad (4)$$

2-форме (3) соответствует нечетная скобка Пуассона

$$\{p^k, \theta^\alpha\}_1 = \{q^k, \theta^{\alpha+N}\}_1 = \delta^{k\alpha}, \{p^k, q^m\}_1 = \{\theta^\alpha, \theta^\beta\}_1 = 0, \quad (5)$$

где  $p^k, q^m$  ( $k, m = 1, \dots, N$ ) четные,  $\theta^\alpha$  ( $\alpha = 1, \dots, 2N$ ) нечетные координаты  $(2N, 2N)$  мерного суперпространства.

Нахождение векторных полей  $V^A$ , сохраняющих одновременно симплектические структуры различной четности, очевидно, равносильно нахождению пар функций  $(H, \bar{H})$ , удовлетворяющих уравнению (1), где  $\{, \}_0, \{, \}_1$  — скобки Пуассона, соответствующие этим симплектическим структурам.

$V^A$  связаны с  $H$  и  $\bar{H}$  выражением

$$V^A = \{H, x^A\}_0 = \{\bar{H}, x^A\}_1.$$

Во втором разделе найдены векторные поля, сохраняющие 2-формы (2) с  $\varepsilon_a = 1$  и (3). Ограничение  $\varepsilon_a = 1$  и комплексные координаты, которые применяются ниже, применяются лишь для облегчения вычислений. Процедура вычисления естественным образом обобщается для векторных полей, сохраняющих неканонические 2-формы.

В третьем разделе вычислена супералгебра этих векторных полей, она оказывается содержит странную супералгебру  $\bar{U}\bar{Q}(N)$ . Показано, что гамильтониан общего положения, генерирующий найденные векторные поля, преобразованием, сохраняющим обе симплектические структуры, сводится либо к гамильтониану набора одномерных виттеновских осцилляторов с различными частотами (для четных векторных полей), либо к его суперзряду (для нечетных полей).

2. Введем комплексные координаты

$$z^k = \frac{p^k + iq^k}{\sqrt{2}}, \quad z^{*k} = \frac{p^k - iq^k}{\sqrt{2}},$$

$$\eta^k = \frac{\theta^k + i\theta^{k+N}}{\sqrt{2}}, \quad \eta^{*k} = \frac{\theta^k - i\theta^{k+N}}{\sqrt{2}}.$$

В этих координатах уравнения (1.1) со скобками Пуассона (1.4) и (1.5) принимают вид:

$$i \partial_0 H = (-1)^{p(H)} \partial_1 \bar{H}, \quad (-1)^{p(H)} \partial_1 H = \partial_0 \bar{H}, \quad (1)$$

$$-i \partial_0^* H = (-1)^{p(H)} \partial_1^* \bar{H}, \quad (-1)^{p(H)} \partial_1^* H = \partial_0^* \bar{H},$$

где  $(\partial_0)_k = \frac{\partial}{\partial z^k}$ ,  $(\partial_1)_k = \frac{\partial}{\partial \eta^k}$ ,  $(\partial_0^*)_k = \frac{\partial}{\partial z^{*k}}$ ,  $(\partial_1^*)_k = \frac{\partial}{\partial \eta^{*k}}$ .

Так как  $\eta^k, \eta^{*k}$  — антикоммутирующие переменные, то произвольная функция  $A(z, z^*, \eta, \eta^*)$  имеет вид

$$A(z, z^*, \eta, \eta^*) = \sum_{m,n=0}^N A_{m,n} = \sum_{\substack{m,n=0 \\ \{k_m\} \{l_n\}}}^N A(z, z^*)_{k_1 \dots k_m l_1 \dots l_n} \times \\ \eta^{k_1} \dots \eta^{k_m} \eta^{l_1} \dots \eta^{l_m};$$

Если  $A(z, z^*, \eta, \eta^*)$  имеет определенную четность, то

$$p(A) = p(A_{m,n}) = (m+n) \pmod{2}. \quad (2)$$

Если  $A(z, z^*, \eta, \eta^*)$  вещественна, то  $A_{m,n} = A_{n,m}^*$ .

Поэтому уравнения (1) можно записать в виде:

$$\begin{aligned} i \partial_0 H_{n,m} &= (-1)^{p(H)} \partial_1 \bar{H}_{n+1,m}, \\ -i \partial_0^* H_{n,m} &= (-1)^{p(H)} \partial_1^* \bar{H}_{n,m+1}, \\ (-1)^{p(H)} \partial_1 H_{n,m} &= \partial_0 \bar{H}_{n-1,m}, \\ (-1)^{p(H)} \partial_1^* H_{n,m} &= \partial_0^* \bar{H}_{n,m-1}. \end{aligned} \quad (1a)$$

Поскольку  $(\partial_1)_k ((\partial_1^*)_k)$  означает просто вычеркивание вынесенного влево  $\eta^k (\eta^{*k})$ , то из (1a) с необходимостью следует

$$\begin{aligned} \bar{H}_{m+1,n} &= \frac{i(-1)^{p(H)}}{m+1} (\eta \cdot \partial_0) H_{m,n}, \\ \bar{H}_{m,n+1} &= \frac{-i(-1)^{p(H)}}{n+1} (\eta \cdot \partial_0)^* H_{m,n}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$H_{m,n} = \frac{(-1)^{p(H)}}{m} (\eta \cdot \partial_0) \bar{H}_{m-1,n}, \quad H_{m,n} = \frac{(-1)^{p(H)}}{n} (\eta \cdot \partial_0)^* \bar{H}_{m,n-1},$$

где  $(\eta \cdot \partial_0) = \sum_{k=1}^N \eta^k \frac{\partial}{\partial z^k}$ ,  $(\eta \cdot \partial_0)^* = \sum_{k=1}^N \eta^{*k} \frac{\partial}{\partial z^{*k}}$ .

Эти рекуррентные формулы позволяют выразить все  $H_{m,n}$ ,  $\bar{H}_{m,n}$ , через  $H_{0,0} \equiv H_0$  при  $p(H) = 0$ , и  $\bar{H}_{0,0} \equiv \bar{H}_0$  при  $p(H) = 1$ .

Рассмотрим оба случая:

а)  $p(H) = 0$ .

Из (2) имеем

$$\begin{aligned} H &= H_0 + H_{1,1} + H_{2,0} + H_{0,2} + \dots, \\ \bar{H} &= \bar{H}_{1,0} + \bar{H}_{0,1} + \bar{H}_{2,1} + \bar{H}_{1,2} + \dots. \end{aligned}$$

Тогда из выражений (3) получаем

$$\begin{aligned}\bar{H}_{0,1} &= -i(\eta \cdot \partial_0)^* H_0, & \bar{H}_{1,0} &= \bar{H}_{0,1}^* = i(\eta \cdot \partial_0) H_0, \\ H_{1,1} &= (\eta \cdot \partial_0) H_{0,1} = -i(\eta \cdot \partial_0) (\eta \cdot \partial_0)^* H_0.\end{aligned}$$

Поскольку

$$\begin{aligned}(\eta \cdot \partial_0) (\eta \cdot \partial_0) f &\equiv \sum_{k,n=1}^N \eta^k \eta^n \frac{\partial^2 f}{\partial z^k \partial z^n} = 0, \\ (\eta \cdot \partial_0)^* (\eta \cdot \partial_0)^* f &= \sum_{k,n=1}^N \eta^{*k} \eta^{*n} \frac{\partial^2 f}{\partial z^{*k} \partial z^{*n}} = 0,\end{aligned}$$

для произвольной гладкой функции  $f(z, z^*)$ , то все остальные  $H_{m,n}$ ,  $\bar{H}_{m,n}$  равны нулю.

Подставив полученные выражения для  $H_{m,n}$ ,  $\bar{H}_{m,n}$  в (1а) (так как (3) есть следствие (1а)), получим условия на  $H_0$ :

$$\frac{\partial^2 H_0}{\partial z^k \partial z^n} = \frac{\partial^2 H_0}{\partial z^{*k} \partial z^{*n}} = 0.$$

Учитывая, что  $H_0$  — вещественная, получаем

$$H_0 = \sum_{m,n=1}^N a_{mn} z^m z^{*n} + \sum_{m=1}^N (b_m z^m + b_m^* z^{*m}),$$

где  $a_{mn} = a_{nm}^*$  — эрмитова матрица, и, окончательно,

$$H = \sum_{m,n=1}^N a_{mn} (z^m z^{*n} - i \eta^m \eta^{*n}) + \sum_{m=1}^N (b_m z^m + b_m^* z^{*m}), \quad (4)$$

$$\bar{H} = i \sum_{m,n=1}^N a_{mn} (\eta^m z^{*n} - z^m \eta^{*n}) + i \sum_{m=1}^N (b_m \eta^m - b_m^* \eta^{*m}).$$

Гамильтонианы (4) генерируют четное векторное поле

$$V_0 = i \sum_{k,n=1}^N \left[ (z^k a_{kn} + b_n) \frac{\partial}{\partial z^n} + \eta^k a_{kn} \frac{\partial}{\partial \eta^n} \right]. \quad (5)$$

б)  $p(H) = 1$ .

Согласно (3) имеем

$$\begin{aligned}H &\equiv Q = H_{1,0} + H_{0,1} + H_{1,2} + H_{2,1} + \dots, \\ \bar{H} &\equiv \bar{Q} = \bar{H}_0 + \bar{H}_{1,1} + \bar{H}_{2,0} + \bar{H}_{0,2} + \dots.\end{aligned}$$

Проделав вычисления, аналогичные вычислениям пункта а), получим

$$\bar{H} \equiv \bar{Q} = \sum_{m,n=1}^N a_{mn} (z^m z^{*n} + i \eta^m \eta^{*n}) + \sum_{m=1}^N (b_n z^n + b_n^* z^{*n}), \quad (6)$$

$$H = Q = - \sum_{m,n=1}^N a_{mn} (z^m \eta^{*n} + \eta^m z^{*n}) - \sum_{m=1}^N (b_n \eta^n + b_n^* \eta^{*n}).$$

Гамильтонианы (6) генерируют нечетное векторное поле

$$V_1 = -i \sum_{m,n=1}^N a_{nm} \left[ \eta^n \frac{\partial}{\partial z^m} + z^n \frac{\partial}{\partial \eta^m} \right] + \sum_{m=1}^N b_m \frac{\partial}{\partial \eta_m}. \quad (7)$$

3. Выберем некоторый базис  $\{\tilde{\sigma}_{nm}^a\}$ , по которому разлагаются матрицы  $i a_{nm}$ , выделим в нем бесследовые матрицы:

$$\left\{ \tilde{\sigma}_{nm}^{a'} \right\} = \left\{ \tilde{\sigma}_{nn}^0 = i \delta_{nm}; \sigma_{nm}^a = \tilde{\sigma}_{nm}^a - \frac{\text{Tr } \tilde{\sigma}^a}{N} \delta_{nm} \right\}.$$

Ясно, что  $\left\{ \tilde{\sigma}_{nm}^{a'} \right\}$  образуют базис в алгебре  $u(N)$ , а  $\left\{ \sigma_{nm}^a \right\}$  — в алгебре  $su(N)$ .

Тогда поля (2.5) и (2.7) разлагаются по такому базису:

$$\begin{aligned} V_0^0 &= i \sum_{m=1}^N \left( z^m \frac{\partial}{\partial z^m} + \eta^m \frac{\partial}{\partial \eta^m} \right), \\ V_1^0 &= i \sum_{m=1}^N \left( z^m \frac{\partial}{\partial \eta^m} + \eta^m \frac{\partial}{\partial z^m} \right), \\ V_0^a &= \sum_{m,n=1}^N \sigma_{mn}^a \left( z^m \frac{\partial}{\partial z^n} + \eta^m \frac{\partial}{\partial \eta^n} \right), \\ V_i^a &= \sum_{m,n=1}^N \sigma_{mn}^a \left( z^m \frac{\partial}{\partial \eta^n} + \eta^m \frac{\partial}{\partial z^n} \right), \\ v_0^k &= \frac{\partial}{\partial z^k}, \\ v_1^k &= \frac{\partial}{\partial \eta^k}. \end{aligned} \quad (1)$$

Они образуют следующую супералгебру Ли относительно (анти) коммутирования (здесь и далее  $\alpha, \beta = 0, 1$ )

$$[v_\alpha^k, v_\beta^n] = 0,$$

$$[v_\alpha^k, V_\beta^0] = i v_{(\alpha+\beta)/\text{mod } 2}^k,$$

$$[v_\alpha^k, V_\beta^a] = (-1)^\alpha \sum_c \sigma_{kl}^c v_{(\alpha+\beta)/\text{mod } 2}^l,$$

$$[V_\alpha^0, V_\beta^0] = (1 - (-1)^{\alpha\beta}) V_0^0,$$

$$[V_\alpha^0, V_\beta^a] = (1 - (-1)^{\alpha\beta}) V_0^a,$$

$$[V_\alpha^a, V_\beta^b] = \sum_c r_{\alpha\beta}^{abc} V_{(\alpha+\beta)/\text{mod } 2}^c + (1 - (-1)^{\alpha\beta}) \frac{\text{Tr}(\sigma^a \sigma^b)}{N} V_0^0,$$

где  $r_{\alpha\beta}^{abc}$  определяется из условия,

$$\sum_c r_{\alpha\beta}^{abc} \sigma_{kn}^c = \sum_{l=1}^N (\sigma_{kl}^a \sigma_{ln}^b - (-1)^{\alpha\beta} \sigma_{kl}^b \sigma_{ln}^a) + (1 - (-1)^{\alpha\beta}) \frac{\text{Tr}(\sigma^a \sigma^b)}{N} \delta_{kn},$$

Как видим, генераторы трансляций  $v_x^k$  образуют в супералгебре Ли (2) коммутативный идеал. Векторы  $V_0^0, V_x^a$  образуют в супералгебре Ли (2) идеал, который, как нетрудно заметить, является странной супералгеброй  $\tilde{UQ}(N)$ , она содержит в качестве центра  $V_0^0$ . Профакторизовав по нему, получим классическую супералгебру  $UQ(N)$  10].

Преобразование вида

$$z'^k = \sum_{n=1}^N U_n^k z^n + c^k, \quad p(c^k) = 0,$$

$$\eta'^k = \sum_{n=1}^N U_n^k \eta^n + d^k, \quad p(d^k) = 1,$$

где  $c^k, d^k$  — произвольные комплексные числа, а  $U_n^k$  — унитарные матрицы:  $\sum_{k=1}^N U_n^k U_m^{*k} = \delta_{nm}$ , сохраняет обе симплектические структуры.

Подходящим выбором  $U_n^k$  и  $d^n, c^n$ , либо  $H$  и  $\bar{H}$  приводятся к виду:

$$H = \sum_{k=1}^N \lambda_k (z^k z^{*k} - i \eta^k \eta^{*k}), \quad \bar{H} = i \sum_{k=1}^N \lambda_k (\eta^k z^{*k} - \eta^{*k} z^k),$$

либо  $Q, \bar{Q}$  — к виду

$$Q = \sum_k \lambda_k (z^k \eta^{*k} + z^{*k} \eta^k), \quad \bar{Q} = \sum_k \lambda_k (z^k z^{*k} + i \eta^k \eta^{*k}).$$

В заключение авторы выражают глубокую благодарность Р. Л. Мкртчяну за постоянные полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Лейтес Д. А. Теория супермногообразий, Петрозаводск, 1983.
2. Batalin I. A., Vilkovisky G. A. Phys. Lett., B102, 27 (1981).
3. Kupershmidt B. A. Lett. Math. Phys., 9, 323 (1985).
4. Волков Д. В., Пашнев А. И., Сорока В. А., Ткач В. И. Письма в ЖЭТФ, 44, 55 (1985).
5. Khudaverdyan O. M., Nersessyan A. P. Preprint ЕФИ—1031 (81)—87.
6. Волков Д. В. Письма в ЖЭТФ, 38, 508 (1983).
7. Волков Д. В., Сорока В. А., Ткач В. И. Проблемы физики высоких энергий и квантовой теории поля, т. 1, 48, Протвино, 1984.
8. Шандер В. Н. ДАН Болгарии, 36, 309 (1983).
9. Нерсесян А. П., Худавердян О. М. Материалы VII Советской гравитационной конференции, 316, Ереван, 1988.
10. Кас V. G. Advances in Math., 26, 8 (1977).

ՏԱՐԲԵՐ ԶՈՒՅԳՈՒԹՅՈՒՆ ՈՒՆԵՑՈՂ ԵՐԿՈՒ ԿԱՆՈՆԱԿԱՆ 2-ՁԵՎԵՐՈՎ ՕԺՏՎԱԾ  
ԳԵՐՏԱՐԱՄՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԵՎ  $\tilde{UQ}(N)$  ՏԱՐՐԻՆԱԿ ԳԵՐՀԱՆՐԱՀԱՇԻՎԸ

Ա. Պ. ՆԵՐՏԵՍՅԱՆ, Ն. Մ. ԽՈՒԴԱՎԵՐԴՅԱՆ

*Գտնված են վեկտորային զերգաշտերը, որոնք պահպանում են միաժամանակ կենտ ու  
չդույզ կանոնական սիմպլեկտիկ կառուցվածքները և նրանց զերհանրահաշիվը:*

## SUPERSPACES WITH ODD AND EVEN CANONICAL 2-FORMS AND STRANGE SUPERALGEBRA $\tilde{UQ}(N)$

A. P. NERSESSYAN, O. M. KHUDAVERDYAN

The vector superfields simultaneously conserving the even and odd canonical symplectic structures are obtained and their superalgebras are calculated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 6, 294—300 (1989)

УДК 535.14

## ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА В СЖАТОМ СОСТОЯНИИ

Г. Ю. КРЮЧКЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 30 декабря 1988 г.)

Исследованы квантовые эффекты корреляций интенсивности для света в сжатом состоянии, из которых следует метод его идентификации. Вычислены корреляционная функция интенсивностей света на выходе из резонатора и спектр флуктуаций разности интенсивностей двух коррелированных мод ниже вакуумного уровня в невырожденном четырехволновом смешении.

### 1. Введение

Сжатый свет характеризуется вакуумными флуктуациями квадратурных амплитуд  $A_1$ ,  $A_2$  поля излучения [1]. Для одномодового поля эти амплитуды связаны с операторами  $\alpha^+$ ,  $\alpha$  рождения и уничтожения следующим образом

$$A_1 = \frac{1}{2}(\alpha + \alpha^+), \quad A_2 = \frac{i}{2}(\alpha^+ - \alpha), \quad (1)$$

причем  $[A_1, A_2] = \frac{i}{2}$ . В сжатом состоянии поля среднеквадратичная дисперсия одной из компонент в форме нормально-упорядоченного произведения операторов удовлетворяет неравенству

ՏԱՐԲԵՐ ԶՈՒՅԳՈՒԹՅՈՒՆ ՈՒՆԵՑՈՂ ԵՐԿՈՒ ԿԱՆՈՆԱԿԱՆ 2-ՁԵՎԵՐՈՎ ՕԺՏՎԱԾ  
ԳԵՐՏԱՐԱՄՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԵՎ  $\tilde{UQ}(N)$  ՏԱՐՐՐԻՆԱԿ ԳԵՐՀԱՆՐԱՀԱՇԻՎԸ

Ա. Պ. ՆԵՐՍԵՍՅԱՆ, Ն. Մ. ԽՈՒԴԱՎԵՐԴՅԱՆ

*Գտնված են վեկտորային զերգաշտերը, որոնք պահպանում են միաժամանակ կենտ ու  
չդույզ կանոնական սիմպլեկտիկ կառուցվածքները և նրանց զերհանրահաշիվը:*

SUPERSPACES WITH ODD AND EVEN CANONICAL 2-FORMS  
AND STRANGE SUPERALGEBRA  $\tilde{UQ}(N)$

A. P. NERSESSYAN, O. M. KHUDAVERDYAN

The vector superfields simultaneously conserving the even and odd canonical symplectic structures are obtained and their superalgebras are calculated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 6, 294—300 (1989)

УДК 535.14

ИНТЕРФЕРОМЕТРИЯ ИНТЕНСИВНОСТИ СВЕТА  
В СЖАТОМ СОСТОЯНИИ

Г. Ю. КРЮЧКЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 30 декабря 1988 г.)

Исследованы квантовые эффекты корреляций интенсивности для света в сжатом состоянии, из которых следует метод его идентификации. Вычислены корреляционная функция интенсивностей света на выходе из резонатора и спектр флуктуаций разности интенсивностей двух коррелированных мод ниже вакуумного уровня в невырожденном четырехволновом смешении.

1. Введение

Сжатый свет характеризуется вакуумными флуктуациями квадратурных амплитуд  $A_1$ ,  $A_2$  поля излучения [1]. Для одномодового поля эти амплитуды связаны с операторами  $a^+$ ,  $a$  рождения и уничтожения следующим образом

$$A_1 = \frac{1}{2}(a + a^+), \quad A_2 = \frac{i}{2}(a^+ - a), \quad (1)$$

причем  $[A_1, A_2] = \frac{i}{2}$ . В сжатом состоянии поля среднеквадратичная дисперсия одной из компонент в форме нормально-упорядоченного произведения операторов удовлетворяет неравенству

$$d_i = \langle : (\Delta A_i)^2 : \rangle < 0 \quad (1.2)$$

для  $i = 1$ , либо  $i = 2$ , где  $\Delta A_i = A_i - \langle A_i \rangle$ .

Существование сжатого света установлено в ряде экспериментов (см. [2], там же ссылки на ранние работы) по измерению флуктуаций фототока в балансной схеме гетеродирования.

В настоящей работе исследованы другие проявления свойств сжатого света — в эффектах оптической корреляции интенсивностей, типа обсуждавшихся ранее Хенбери Брауном и Твисом [3] для хаотического света.

## 2. Феноменологическое описание

Вначале используем феноменологический подход, в котором сжатые состояния одномодового поля связаны с вакуумным состоянием унитарным оператором [1, 4]

$$|\alpha, \zeta\rangle = D(\alpha) S(\zeta) |0\rangle, \\ D(\alpha) = \exp(\alpha a^+ - \alpha^* a), \quad S(\zeta) = \exp\left(\frac{1}{2} \zeta^* a^2 - \frac{1}{2} \zeta a^{+2}\right). \quad (2.1)$$

Состояние  $|\alpha, 0\rangle$  есть обычное когерентное состояние поля излучения  $a|\alpha, 0\rangle = \alpha|\alpha, 0\rangle$  и  $\zeta = r \exp(i\theta)$  параметр сжатости.

Для корреляционной функции чисел фотонов в сжатом состоянии

$$G = \langle \alpha, \zeta | a^+ a^+ a | \alpha, \zeta \rangle, \quad (2.2)$$

вычисления приводят к следующему результату

$$G = G_0 + |\alpha|^4 + 4|\alpha|^2 N_0 (1 + \beta \cos(2\varphi - \theta) / 2 \cos \theta), \quad (2.3)$$

где  $\alpha = |\alpha| \exp(i\varphi)$ . При отсутствии когерентной составляющей поля излучения, при  $\alpha = 0$ , коррелятор обусловлен вкладом вакуумных флуктуаций электромагнитного поля и равен выражению

$$G_0 = 2N_0^2(1 + \beta^2), \quad (2.4)$$

в котором усреднение проводится по фазе  $\theta$ . Здесь

$$N_0 = d_1 + d_2 = \sin^2 r \quad (2.5)$$

— среднее число фотонов в моде, а параметр  $\beta$  характеризует отличие дисперсий квадратурных амплитуд

$$\beta = \frac{d_2 - d_1}{d_2 + d_1} = \cos \theta \frac{\cos hr}{\sin hr}. \quad (1.6)$$

Коррелятор (2.2) вычислен также в работах [1, 4—6] однако здесь результат получен в другой форме через дисперсии нулевых флуктуаций амплитуд (1,2). В сжатом состоянии дисперсия одной из квадратурных амплитуд отрицательна. Поэтому  $\beta^2 > \frac{1}{2}$  и, как следует из (2.4), имеет место эффект оптической сверхгруппировки. То

есть нормированный коррелятор  $G_0/N_0^2$  превышает значение 2, которое, как известно, реализуется для случая хаотического света. Чем больше сжатие или различие дисперсий, тем на большую величину отношение  $G_0/N_0^2$  отличается от нормированного коррелятора для хаотического света. Отсюда следует возможность идентификации сжатого света по измерению корреляционной функции второго порядка.

### 3. Корреляция интенсивности в четырехволновом смешении

Исследуем эффекты корреляции интенсивности для конкретной схемы генерации сжатого света в процессе невырожденного четырехволнового смешения. Этот процесс обусловлен взаимодействием в атомарной среде, в присутствии оптического резонатора, лазерного поля и двух мод поля излучения с частотами  $\omega_1, \omega_2$ , симметричными относительно лазерной частоты  $\omega$ ,  $\omega_1 + \omega_2 = 2\omega$  [2]. Используется квантово-электродинамический подход для описания параметрических процессов с учетом эффектов вакуумных флуктуаций, межмодовой корреляции и релаксаций [6,7].

Оператор напряженности электрического поля на выходе из резонатора равен

$$E(z, t) = E_0(z, t) + E^{(+)}(z, t) + E^{(-)}(z, t), \quad (3.1)$$

где  $z$  — координата,  $E_0$  — оператор свободного поля излучения, а вклад

$$E^{(+)}(z, t) = \left( \frac{8\pi\hbar\omega\Gamma}{cS} \right)^{1/2} e^{-i\Phi} e^{-i\omega(t-z/c)} A(t-z/c), \quad (3.2)$$

$$A(t) = \frac{1}{\sqrt{2}} (a_1(t) e^{-i\delta t} + a_2(t) e^{+i\delta t}), \quad (3.3)$$

где  $\delta = \omega_1 - \omega = \omega - \omega_2$ ,  $|\delta| \ll \omega$ , учитывает взаимодействие с резонатором. Это выражение представляет собой обобщение известного для одномодового случая результата (см., напр., [8]) на случай четырехволнового смешения. Считаем, что  $ct > z > 0$ ,  $\Gamma$  — ширина поглощения резонатора одинаковая для обеих мод,  $\Phi$  — сдвиг фазы при прохождении поля через резонатор,  $S$  — площадь, определяемая оптикой резонатора и детектора,  $a_i(t)$  — операторы двух мод внутри резонатора.

Вычислим теперь корреляционную функцию интенсивностей поля на выходе из резонатора

$$G(\tau) = \langle E^{(-)} E^{(-)}(\tau) E^{(+)}(\tau) E^{(+)} \rangle \quad (3.4)$$

для случая, когда на входе в резонатор отсутствует поле излучения на частотах  $\omega_1, \omega_2$ .

Ниже порога генерации в резонаторе коррелятор имеет структуру, характерную для гауссовых полей и в итоге выражается через двухвременные средние операторов двух мод. В стационарном режиме с помощью формул (3.1) — (3.3) получаем

$$G(\tau) = I^2 + \left( \frac{4\pi\hbar\omega\Gamma}{cS} \right)^2 \left\{ |\langle a_1^+(\tau) a_1 \rangle e^{i\delta\tau} + \langle a_2^+(\tau) a_2 \rangle e^{-i\delta\tau}|^2 + \right. \\ \left. + |\langle a_1(\tau) a_2 \rangle e^{-i\delta\tau} + \langle a_2(\tau) a_1 \rangle e^{i\delta\tau}|^2 \right\}, \quad (3.5)$$

где

$$I = \langle E^{(-)} E^{(+)} \rangle = \frac{4\pi\hbar\omega}{cS} \Gamma (n_1 + n_2) \quad (3.6)$$

— средняя интенсивность поля на выходе из резонатора,  $n_i = \langle a_i^+ a_i \rangle$  — среднее число фотонов в моде  $i$  в резонаторе и опущена зависимость от  $z$ . Для нулевого интервала времени получаем выражение по форме совпадающее с (2.4)

$$G(0) = 2I^2(1 + \bar{\beta}^2), \quad (3.7)$$

в котором, однако, параметр  $\beta$  выражается через дисперсии типа (1.2) для следующих квадратурных амплитуд

$$A_1 = e^{-i\Phi} A + e^{i\Phi} A^+, \quad A_2 = i(e^{i\Phi} A^+ - e^{-i\Phi} A)$$

поля (3.3) и равен

$$\beta = \frac{d_2 - d_1}{d_2 + d_1} = -2 \cos(2\varphi + \varphi' - 2\Phi) |\langle a_1 a_2 \rangle| / (n_1 + n_2). \quad (3.8)$$

Здесь  $2\varphi_0 + \varphi'$  — фаза аномального коррелятора  $\langle a_1 a_2 \rangle$ , описывающего параметрическое взаимодействие между модами, и формула (3.7) содержит усреднение по фазе лазерного поля  $\varphi_0$ .

Приведем конечные результаты вычислений коррелятора (3.5) в графической форме для случая среды двухуровневых атомов с частотой перехода  $\omega_0$ , используя результаты предыдущей работы [6], касающиеся вычисления величин  $n_i$  и двухвременных средних для поля внутри резонатора. Рассматривается область  $\Omega = (\varepsilon^2 + 4|V|^2)^{1/2} \gg \gamma$ , где  $V$  — матричный элемент взаимодействия двухуровневого атома с полем накачки:  $\varepsilon = \omega_0 - \omega$ ,  $|\varepsilon| \ll \omega$ ;  $\gamma$  — спонтанная ширина атомного перехода, когда спектр излучения указанной системы имеет четко выраженную трехпиковую структуру на частотах  $\omega$ ,  $\omega \pm \Omega$ . В спектральной области  $\omega_1 = \omega - \Omega$ ,  $\omega_2 = \omega + \Omega$ , когда частоты коррелированных мод равны частотам боковых пиков спектра резонансной флуоресценции, для значений параметров  $2|V|/|\varepsilon| = 1$ ,  $\Gamma/\sigma = 0,1$ , где  $\Gamma$  — ширина поглощения резонатора,  $\sigma = 4\pi N\omega_0 |d|^2 / \hbar \gamma$  — коэффициент поглощения среды с плотностью числа атомов  $N$ ,  $d$  — матричный элемент дипольного перехода, результаты представлены на рис. 1. Причем рис. 1а соответствует значению  $\varepsilon/\sigma = 10$ , а рис. 1б — значению  $\varepsilon/\sigma = 1$ . Таким образом, корреляция интенсивностей имеет характер сверхгруппировки и содержит осцилляции на разностной частоте  $\omega_2 - \omega_1$ .

#### 4. Подавление вакуумных флуктуаций интенсивности

Другое проявление свойств сжатого света состоит в подавлении квантовых флуктуаций в разности интенсивности двух мод [2,9]. Экспериментальные измерения флуктуаций интенсивности света ниже вакуумного уровня проведены для случая параметрического осциллятора [10]. В этом разделе приводятся теоретические результаты для процесса невырожденного четырехволнового смешения.

Вычислим спектр флуктуаций

$$P(\nu) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} d\tau \cos \nu \tau [\langle i i(\tau) \rangle - \langle i \rangle^2] \quad (4.1)$$

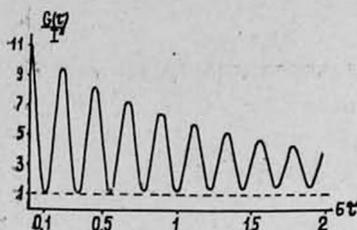


Рис. 1а

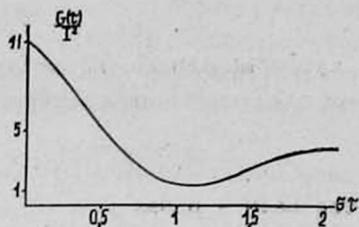


Рис. 1б

разности фототоков  $i = i_1 - i_2$  регистрации двух коррелированных мод. Средний ток фоторегистрации одной из мод на выходе из резонатора равен

$$\langle i_1 \rangle = 2\Gamma Q \alpha n_1, \quad (4.2)$$

где  $Q$  — полный заряд импульса тока,  $\alpha$  — безразмерная эффективность детектора. Для флуктуаций разности фототоков можно получить следующее выражение

$$\begin{aligned} \langle (i_1(0) - i_2(0))(i_1(\tau) - i_2(\tau)) \rangle - \langle i_1 - i_2 \rangle^2 = \\ = \langle i(0) i(\tau) \rangle_0 + (2Q\alpha\Gamma)^2 g(\tau), \end{aligned} \quad (4.3)$$

в котором  $\langle i i(\tau) \rangle_0$  — вклад дробового шума, а величина

$$\begin{aligned} g(\tau) = \langle : n n(\tau) : \rangle - \langle n \rangle^2 = \\ = |\langle a_1^\dagger(\tau) a_1 \rangle|^2 + |\langle a_2^\dagger(\tau) a_2 \rangle|^2 - |\langle a_2(\tau) a_1 \rangle|^2 - |\langle a_1(\tau) a_2 \rangle|^2 \end{aligned} \quad (4.4)$$

описывает флуктуации разности интенсивностей двух мод  $n = a_1^\dagger a_1 - a_2^\dagger a_2$ .

В итоге спектр флуктуаций оказывается равным

$$P(\nu) = P_0(\nu) [1 + \alpha R(\nu)], \quad (4.5)$$

$$R(\nu) = \frac{4\Gamma}{n_1 + n_2} \int_0^{\infty} d\tau \cos \nu \tau g(\tau),$$

где величина

$$P_0(\nu) = \frac{1}{\pi} Q^2 z \Gamma(n_1 + n_2) \quad (4.6)$$

есть спектр дробового шума.

При отсутствии эффекта корреляции между модами  $\langle a_1 a_2 \rangle = 0$  и величина  $R > 0$ . В обратном случае  $R < 0$  и уровень спектра флуктуаций оказывается меньше уровня спектра дробового шума. Приведем результаты вычислений в области частот  $\omega_1 = \omega - \Omega$ ,  $\omega_2 = \omega + \Omega$ , используя результаты работы [6], относящиеся к величине  $g(\tau)$ :

$$R(\nu) = -\frac{\sigma f}{\sigma f + 2\Gamma} \left[ \frac{2\Gamma^2}{(2\Gamma)^2 + \nu^2} + \frac{2\Gamma(\Gamma + \sigma f)}{4(\Gamma + \sigma f)^2 + \nu^2} \right], \quad (4.7)$$

$$f = (1 + 4\eta) / (1 + 2\eta)(1 + 6\eta), \quad \eta = |V|^2 / |\varepsilon|^2.$$

Максимальное подавление шумов в этом случае  $R(0) = -1/2$  для нулевой частоты  $\nu$  имеет место в области слабых полей или больших расстройек резонанса  $|V| \ll |\varepsilon|$  и для хорошего резонатора  $\Gamma \ll \sigma$ . Причем  $R(\nu) \sim \beta^2$ , т. е. эффект подавления флуктуаций характеризуется параметром  $\beta$ .

Автор выражает благодарность С. Т. Геворкяну за помощь в проведении численных расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Walls D. F. Nature, 1983, V. 306, p. 141.
2. Journ. Opt. Soc. Am. B. 1987, V. 4 (Special issue on squeezed states).
3. Лоудон Р. Квантовая теория света, М., Мир, 1976.
4. Caves C. M. Phys. Rev., D. 1981, v. 23, p. 1693.
5. Collett M. J., Loudon R. Journ. Opt. Soc. Am. B. 1987, v. 4, p. 1525.
6. Геворкян С. Т., Крючков Г. Ю. ЖЭТФ, 94, 125 (1988).
7. Геворкян С. Т., Крючков Г. Ю. ЖЭТФ, 92, 2034 (1987).
8. Carmichael H. J. Journ. Opt. Soc. Am. B. 1987, v. 4, p. 1588.
9. Horowitz R., Pinard M., Reynaud S. Opt. Comm. 1987, v. 61, p. 142.
10. Heidmann A., Horowicz R. J., Reynaud S. et al. Phys. Rev. Lett., 1987, v. 59, p. 2555.

ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅԱՆ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻԱՅԻ ԷՖԵԿՏՆԵՐ ՍԵՂՄՎԱԾ ԼՈՒՅՍԻ ՀԱՄԱՐ

Գ. ՅՈՒ. ԿՐՑՈՒԶԿՑԱՆ

Ուսումնասիրված են ինտենսիվության կորելյացիայի քվանտային էֆեկտները լույսի սեղմը-ված վիճակի համար, որոնցից հետևում է նրա շարժման եղանակը: Հաշված են ուղղանտորի էլեկտրոնային ինտենսիվության կորելյացիոն ֆունկցիան և վակուումային մակարդակից ցածր ֆլուկտուացիաների սպեկտրը ուղղանտորային միջավայրում քառալիքային ոչ ալլասեռված երևույթի համար:

# INTERFEROMETRY OF SQUEEZED LIGHT INTENSITY

G. Yu. KRYUCHKYAN

The quantum effects of the correlation of squeezed light intensity were studied, as a result of which the method of its identification was specified. The correlation function of the intensity of light at the resonator output and the spectrum of intensity fluctuations below the vacuum level during the non-degenerate four-wave mixing in a resonance medium are calculated.

ОБЗОРЫ

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 6, 300—310 (1989)

УДК 538.66;539.12

## АНАЛИЗ ПЕРВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ ПО РЕНТГЕНОВСКОМУ ПЕРЕХОДНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

III часть

М. П. ЛОРИКЯН

Кафедра физики Ереванского зооветеринарного института

Р. А. САРДАРЯН, К. К. ШИХЛЯРОВ

Ереванский физический институт

Представлено продолжение обзора экспериментальных работ по РПИ, опубликованного в предыдущих номерах журнала «Изв. АН АрмССР, Физика».

Испирян, Канкян, Оганесян и Тамаян [67]\* в качестве пористой среды использовали порошок из  $LiH$  с плотностью  $\rho = 0,25 \text{ г/см}^3$ , пенопласт с плотностью  $0,04 \text{ г/см}^3$  и слоистую среду из майлара ( $a = 10^{-3} \text{ см}$ ,  $b = 0,28 \text{ мм}$ ,  $m = 1350$ ). Все радиаторы имели одинаковую длину  $l = 38 \text{ см}$ . Спектральные распределения приведены только для  $LiH$ . Для всех трех радиаторов наблюдалась чрезвычайно сильная зависимость (от  $E^2$  до  $E^4$ ) полного числа фотонов от энергии электронов. Рассчитанные нами теоретические спектры при значениях энергии  $E_e = 2,4; 2,9; 3,5 \text{ ГэВ}$  практически совпадают, а средние числа фотонов  $\bar{n}$  равны 4,64; 4,74; 4,81 соответственно, т. е.  $\bar{n}$  почти не растет, следовательно экспериментальные результаты не согласуются с теорией.

Вопросу оптимизации радиатора из пенопласта была посвящена работа Алиханяна, Белякова, Гарибяна, Лорикяна, Маркаряна и Шихлярова [68], в которой методом стримерной камеры была измерена зависимость

\* Нумерация литературы и рисунков является продолжением нумерации в предыдущих частях обзора.

# INTERFEROMETRY OF SQUEEZED LIGHT INTENSITY

G. Yu. KRYUCHKYAN

The quantum effects of the correlation of squeezed light intensity were studied, as a result of which the method of its identification was specified. The correlation function of the intensity of light at the resonator output and the spectrum of intensity fluctuations below the vacuum level during the non-degenerate four-wave mixing in a resonance medium are calculated.

ОБЗОРЫ

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 24, вып. 6, 300—310 (1989)

УДК 538.66;539.12

## АНАЛИЗ ПЕРВЫХ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ РАБОТ ПО РЕНТГЕНОВСКОМУ ПЕРЕХОДНОМУ ИЗЛУЧЕНИЮ

III часть

М. П. ЛОРИКЯН

Кафедра физики Ереванского зооветеринарного института

Р. А. САРДАРЯН, К. К. ШИХЛЯРОВ

Ереванский физический институт

Представлено продолжение обзора экспериментальных работ по РПИ, опубликованного в предыдущих номерах журнала «Изв. АН АрмССР, Физика».

Испирян, Канкян, Оганесян и Тамаян [67]\* в качестве пористой среды использовали порошок из  $LiH$  с плотностью  $\rho = 0,25 \text{ г/см}^3$ , пенопласт с плотностью  $0,04 \text{ г/см}^3$  и слоистую среду из майлара ( $a = 10^{-3} \text{ см}$ ,  $b = 0,28 \text{ мм}$ ,  $m = 1350$ ). Все радиаторы имели одинаковую длину  $l = 38 \text{ см}$ . Спектральные распределения приведены только для  $LiH$ . Для всех трех радиаторов наблюдалась чрезвычайно сильная зависимость (от  $E^2$  до  $E^4$ ) полного числа фотонов от энергии электронов. Рассчитанные нами теоретические спектры при значениях энергии  $E_e = 2,4; 2,9; 3,5 \text{ ГэВ}$  практически совпадают, а средние числа фотонов  $\bar{n}$  равны 4,64; 4,74; 4,81 соответственно, т. е.  $\bar{n}$  почти не растет, следовательно экспериментальные результаты не согласуются с теорией.

Вопросу оптимизации радиатора из пенопласта была посвящена работа Алиханяна, Белякова, Гарибяна, Лорикяна, Маркаряна и Шихлярова [68], в которой методом стримерной камеры была измерена зависимость

\* Нумерация литературы и рисунков является продолжением нумерации в предыдущих частях обзора.

среднего числа фотонов РПИ  $\bar{n}$  от энергии электронов  $E_e$  в области 1,3—4,6 ГэВ для пенопласта длиной  $l = 160$  см ( $\rho = 0,04$  г/см<sup>3</sup>), а также от длины пенопласта при  $E_e = 3,0$  ГэВ. Стримерная камера имела длину 80 см и содержала 13% ксенона. Электроны после прохождения радиатора отклонялись магнитом и в той же камере регистрировались отдельно (см. рис. 4).

Экспериментальные зависимости  $\bar{n}(E_e)$  и  $\bar{n}(l)$  для пенопласта приведены на рис. 18 и 19.

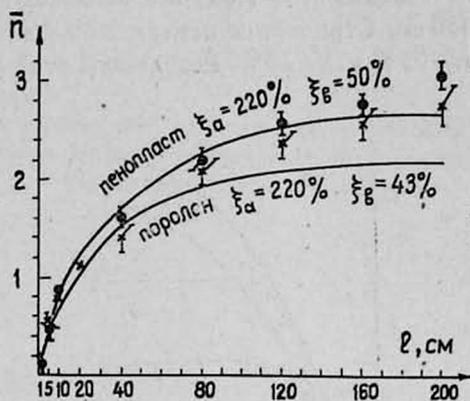
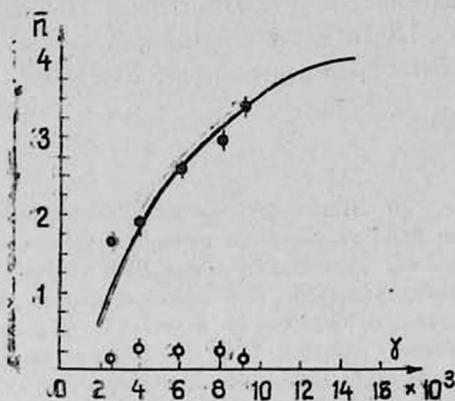


Рис. 18. Зависимость числа фотонов РПИ от  $\gamma$  для радиатора из пенопласта [68]. Сплошная кривая — теория РПИ для нерегулярных сред [70].

Рис. 19. Зависимость числа фотонов РПИ от длины радиатора из пенопласта (точки) и парафина (кресттики) при  $E_e = 3$  ГэВ [68]. Сплошные кривые — теория РПИ для нерегулярных сред [70].

Позже Шихляров [69] вычислил теоретические зависимости  $\bar{n}(E_e)$  и  $\bar{n}(l)$  для данного пенопласта. При этом параметры нерегулярности  $\xi_a$  и  $\xi_b$  были специально измерены и получены значения  $\xi_a \approx 220\%$  и  $\xi_b \approx 50\%$ .

Теоретические зависимости приведены на тех же рисунках сплошными линиями. Порог регистрации квантов РПИ в этих расчетах принимался равным 1 КэВ согласно работе [40]. Кроме того, учитывалось поглощение квантов на пути к камере. Как видно, имеется достаточно хорошее согласие эксперимента с теорией. Таким образом, впервые была показана правильность теории РПИ для нерегулярных сред [70].

Обратим внимание на поведение зависимости  $\bar{n}(l)$ , имеющей тенденцию выхода на плато. Это связано с тем, что эффективная длина радиатора растет все медленнее его геометрической длины вследствие поглощения квантов в самом радиаторе.

В этой же работе, основываясь на экспериментальных данных, приводится также оценка фактора режекции пионов и протонов в области  $E > 10^3$  ГэВ, при этом составив некорректное ожидаемое распределение для пионов с  $E_\pi = 2,4 \cdot 10^3$  ГэВ. Авторы дают завышенное значение фактора режекции. Эта неточность позже была исправлена в работе [55].

Лорикян в 1973 г. [71] измерил угловое распределение РПИ в пенопласте, точнее его проекцию на вертикальную плоскость, используя для этого стримерную камеру. Эти результаты согласуются с результатами,

полученными позже [72] тем же методом, которые в свою очередь согласуются с теорией. В работе [71], в частности, также показано, что при помещении стримерной камеры в магнитное поле, пользуясь узким угловым распределением РПИ, можно производить идентификацию частиц, даже если в камере одновременно зарегистрировано несколько треков.

Метод стримерной камеры был использован Николаенко, Славатским, Чирочкиным и Шауловым [39] для исследования РПИ при энергии электронов 0,5 ГэВ и 32 ГэВ на выходе радиатора из майлара ( $a = 20$  мкм,  $b = 0,8$  мм,  $m = 1100$ ) и пенопласта с плотностью  $\rho = 0,06$  г/см<sup>3</sup> и длиной 150 см. Стримерная камера имела длину 120 см и была наполнена смесью He 75% и Xe 25%. Результаты этой работы приведены на рис. 20 кружоч-

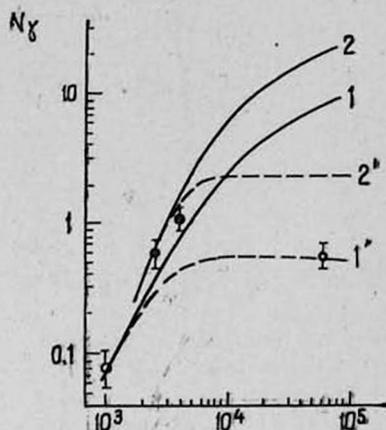


Рис. 20. Зависимость полного числа фотонов РПИ от  $\gamma$ -фактора частицы, рассчитанные как независимая сумма РПИ от всех границ радиатора — сплошные кривые, и с учетом интерференции излучений от различных границ. 1 и 1' — соответствуют условиям работы [39], 2 и 2' — условиям работы [37];  $\circ$  — экспериментальные точки работы [34],  $\nabla$  работы [37].

ками. Сплошная кривая 1 соответствует независимой сумме РПИ от всех границ радиатора, пунктирная кривая 1' рассчитана по формуле РПИ для стопки с учетом интерференции излучений от разных границ. Эти авторы также уточнили порог регистрации РПИ в условиях [37, 38] и вычислили соответствующие теоретические зависимости. Эти зависимости представлены кривыми 2 и 2', полученными в тех же приближениях, что и 1 и 1'.

Рассмотренные до сих пор РПИ-детекторы либо имели малую эффективность регистрации, либо при высокой эффективности (метод стримерной камеры) были достаточно медленными.

В работах [73, 74] Алиханян, Канкянян, Оганесян и Таманян предприняли попытку создать РПИ-детектор, который мог бы быть достаточно быстрым и в то же время иметь высокую эффективность регистрации частиц. Ими был использован в качестве детектора газовый сцинтилляционный счетчик, в котором регистрировались РПИ и потери энергии заряженной частицы на ионизацию. Контейнер счетчика был наполнен ксеноном при давлении 1,6 атм и имел длину 4 см. Измерения проводились на пучке электронов с энергией 31 ГэВ и показали, что такой счетчик имеет эффективность, равную  $0,865 \pm 0,095$ , тогда как в отсутствие радиатора РПИ она равна  $0,110 \pm 0,013$ . В работе приведено распределение суммарных энергетических потерь электронов за счет ионизации и РПИ (см. рис. 21). Распределение же ионизационных потерь не приводится (кроме небольшого «хвоста»). Однако приводится расчет методом Монте-Карло распреде-

ления как ионизационных, так и полных потерь. Согласно расчету ширина кривой распределения только ионизационных потерь на полувысоте равна  $\sim 45\%$ , а полных потерь —  $\sim 65\%$ , тогда как ширина на полувысоте экспериментального распределения полных потерь ( $dE/dx + \text{РПИ}$ ) не превышает  $\sim 35\%$ . Исследования, проведенные впоследствии [75], показали, что ширина на полувысоте распределения только ионизационных потерь

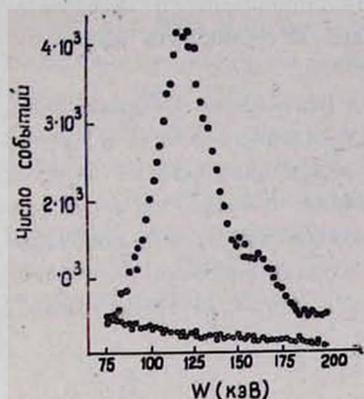


Рис. 21. Энергетический спектр выделенной энергии в слоистой среде (черные кружки) и без нее (открытые кружки) [73].

в условиях, близких к [73, 74], составляет  $\approx 60\%$ . К сожалению, из рис. 21 невозможно судить об ионизационных потерях, однако очевидно, что ширина полных потерь должна быть не меньше ширины кривой ионизационных потерь.

В работе [76] та же группа авторов проанализировала использованный в [73, 74] газовый сцинтилляционный счетчик, предназначенный для

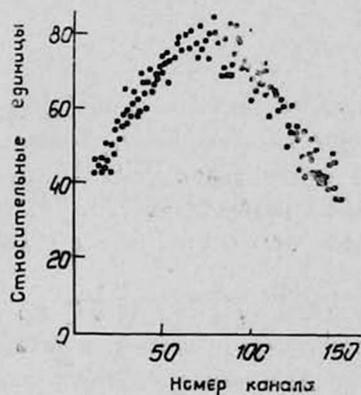


Рис. 22. Кривая разрешения газового сцинтилляционного счетчика, полученная в [76] при помощи изотопа  $\text{Co}^{57}$  (линия 14 КэВ).

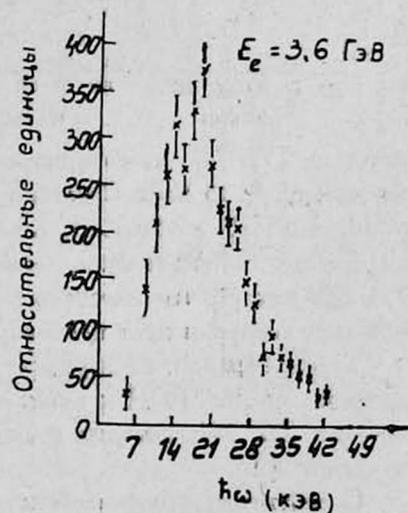


Рис. 23. Спектральное распределение РПИ электронов с энергией 3,6 ГэВ полученное в работе [76].

регистрации мягкого рентгеновского излучения. Рабочее давление Хе по сравнению с [73] было повышено до 3,5 атм. Однако энергетическое разрешение сцинтиллятора оказалось плохим ( $\text{FWHM} \approx 160\%$  при  $\hbar\omega = 14$

КэВ). На рис. 22 приведена кривая разрешения счетчика, полученная при помощи изотопа  $\text{Co}^{57}$  (линия 14 КэВ), имеющая не совсем обычный вид для такого типа кривых, а на рис. 23 — спектральное распределение РПИ электронов с  $E_e = 3,6$  ГэВ в интервале энергий квантов  $\sim (5-50)$  КэВ. Обращает на себя внимание тот факт, что ширина измеренного спектра РПИ примерно в 2,3 раза уже, чем энергетическое разрешение спектрометра в том же интервале энергий фотонов. Хотя природа такого эффекта не понятна, тем не менее авторы считают себя вправе приводить эффективность регистрации электронов ( $\sim 43\%$ ).

Та же самая методика, что и в [73], была использована Канканяном, Кочаряном, Оганесяном и Таманяном в [77] для исследования РПИ-детектора при энергиях 2,5 и 3,6 ГэВ, т. е. при энергиях примерно на порядок меньших по сравнению с [73]. Кроме того, значение  $b = 0,27$  мм в отличие от  $b = 0,7$  мм в [73]. В этой работе приводятся распределения ионизационных потерь  $dE/dx$  и полных потерь при указанных энергиях электронов (см. рис. 24а и б). Заметим, что результаты для  $dE/dx$  не согласуются с

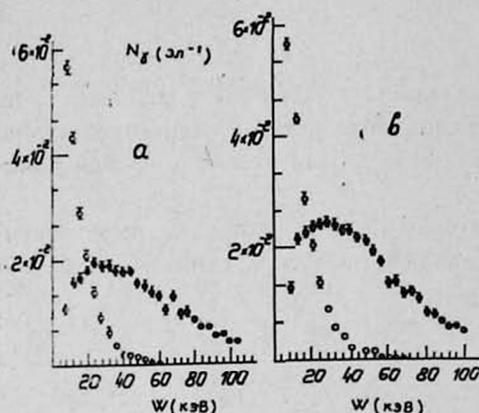


Рис. 24. Распределение энерговыделений со слоистой средой (●) и без нее (○) при энергии электронов а) 2,5 ГэВ, б) 3,6 ГэВ [77].

расчетами [73, 74], из которых следует, что среднее значение ионизационных потерь  $\sim 55$  КэВ. Согласно же [77] среднее значение полных потерь ( $dE/dx + \text{РПИ}$ )  $\sim 50$  КэВ, т. е. как бы отсутствует вклад РПИ. С другой стороны, сопоставление экспериментальных результатов [73, 74] и [77] показывает, что интенсивности РПИ сильно отличаются, что в условиях этих экспериментов противоречит теории.

Таким образом, экспериментальные результаты [73, 74, 76, 77] противоречат физике РПИ и ионизационных потерь энергии частиц, а также расчетам [73, 74], которые в свою очередь противоречат друг другу для случаев  $e^-$  и  $\pi$ .

С развитием работ в области экспериментального изучения РПИ все более ощущалась необходимость более полного знания физических особенностей возникновения РПИ в пористых средах и других радиаторах. Первые систематические и многосторонние спектрометрические исследования РПИ в пористых средах были начаты в 1973 г. Алиханяном, Беяковым, Лорикияном, Маркаряном и Шихляровым [78—80]. В установке электроны после прохождения радиатора отклонялись магнитным полем и регистрировались сцинтилляционным счетчиком. Фотоны с энергией 5—25

КэВ регистрировались многосекционным пропорциональным счетчиком, а с энергией 25—125 КэВ — с помощью сцинтилляционного спектрометра полного поглощения на основе кристалла  $NaJ(Tl)$  толщиной 2 см, диаметром 7 см и бериллиевым окном толщиной 100 мкм. Энергетическое разрешение этого счетчика при энергии 60 КэВ составляло 32%, а пропорционального счетчика  $\sim 16\%$  при энергии 14 КэВ [81].

В первой публикации [78] ошибочно вместо спектров РПИ в области  $\hbar\omega = (20-100)$  КэВ были представлены спектры в области  $\hbar\omega = (5-25)$  КэВ. Соответствующие данной работе спектры были опубликованы в виде поправки [79]. Полные и обработанные результаты с учетом эффективности поглощения в счетчике, потери квантов по пути, разрешение спектрометра и наложение квантов представлены в [80, 14].

В 1975 г. в [82] Беляков, Лори́кян, Маркря́н и Геворкя́н провели сравнение экспериментальных данных с теорией [70] (пунктирные линии на рис. 25 и 26). Сопоставление показало удовлетворительное согласие теории с опытом.

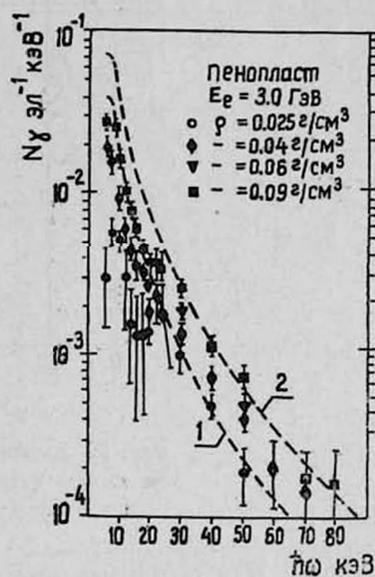
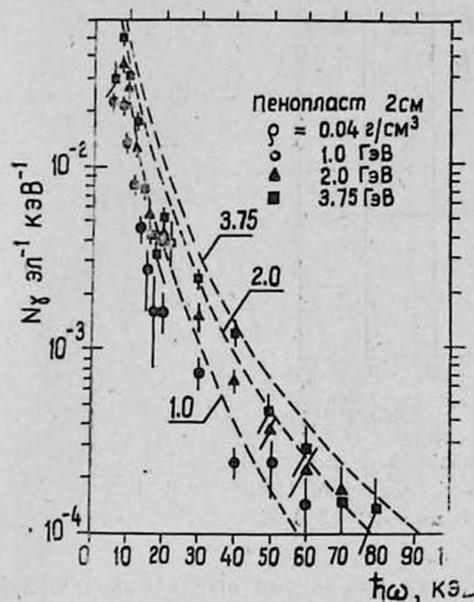


Рис. 25. Спектры РПИ, образованные в пенопласте толщиной 2 см и  $\rho = 0,04$  при различных энергиях электронов [80]; штриховые кривые — теоретический расчет [82, 70].

Рис. 26. Спектры РПИ, образованные электронами с энергией 3 ГэВ в пенопласте различной плотности [80]; штриховые кривые — теоретический расчет [70]; 1 —  $\bar{a} = 14$  мкм,  $\bar{b} = 600$  мкм; 2 —  $\bar{a} = 14$  мкм,  $\bar{b} = 180$  мкм.

Возможности поролонa как радиатора РПИ изучались в работе Лори́кяна и Шихлярова [83] с помощью стримерной камеры. Было показано, что поролон также является эффективным радиатором РПИ. Экспериментальные результаты и теоретический расчет приведены на рис. 19.

Беляков, Лори́кян, Маркря́н, Мурадя́н и Шихляро́в в [84, 85] исследовали РПИ в слоистых радиаторах. Теоретический и эксперимен-

тальный спектры РПИ для радиатора из  $Al$  [85], ( $m = 230$ ,  $a = 8$  мкм,  $b = 1$  мм) при  $E_e = 3,0$  ГэВ показаны на рис. 27. Авторы этих работ завал в спектре интерпретируют как результат интерференции, опираясь еще и на то, что в теоретическом спектре при той же энергии также имеется некоторый завал. Однако из рисунка следует, что полуширина экспериментального завала составляет  $\sim 1,6$  КэВ, а разрешение счетчика в этой области энергий  $\sim 2,8$  КэВ. Поэтому экспериментальные точки в области завала авторы при обработке результатов должны были объединить, т. е. завал в экспериментальном спектре вызван некорректной обработкой ре-

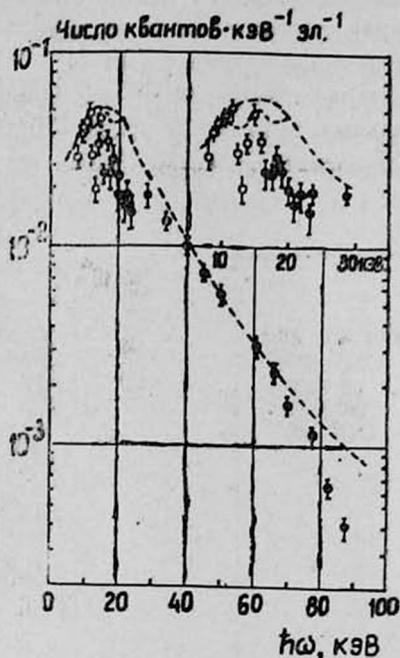


Рис. 27. Дифференциальный спектр РПИ на выходе стопки из 230 пластин [85] с  $a = 8$  мкм,  $b = 1$  мм,  $E_e = 3$  ГэВ.

зультатов. Для выяснения этой ситуации мы заново вычислили теоретический спектр, который показан сплошной линией. Как видно, завал не ожидается, и экспериментальные данные в целом лучше согласуются с нашими расчетами. На рис. 28 приведены экспериментальные и рассчитанные авторами спектры РПИ для радиатора из  $Al$  при  $a = 8$  мкм и разных значениях  $b$  [84]. На рис. 29 приведены спектры РПИ, измеренные для радиаторов из органических пленок при  $a = 20$  мкм,  $b = 0,5$  мм и разных  $m$  и теоретические спектры для  $m = 32, 65$  и  $125$  (см. также [14]).

В работе [86] Бамбергер, Делл, Уто и др. исследовали возможности режекции пионов и электронов с помощью десятимодульного детектора РПИ, состоящего из МПК и радиаторов из слоистой среды (майлар,  $a = 12,5$  мкм,  $b = 1,5$  мм,  $m = 100$ ) или пенопласта ( $l = 10$  см,  $\rho = 0,025$  г/см<sup>3</sup>).

В табл. 2 приведены результаты этих исследований при двух способах усреднения амплитуд сигналов.

Таблица 2

Радиатор	Тип усреднения	Доля пионов	
		При регистрации 50% электронов	При регистрации 90% электронов
Пенопласт, 10см	геометрический	1.6%	13%
	арифметический	5,1%	19%
Майларовая стопка	арифметический	3.4%	14%

Из таблицы видно, что геометрическое среднее обеспечивает лучшую режекцию пионов, а из рис. 30, на котором приведены зависимости энерговыделения, обусловленного РПИ, для тех же радиаторов от энергии элект-

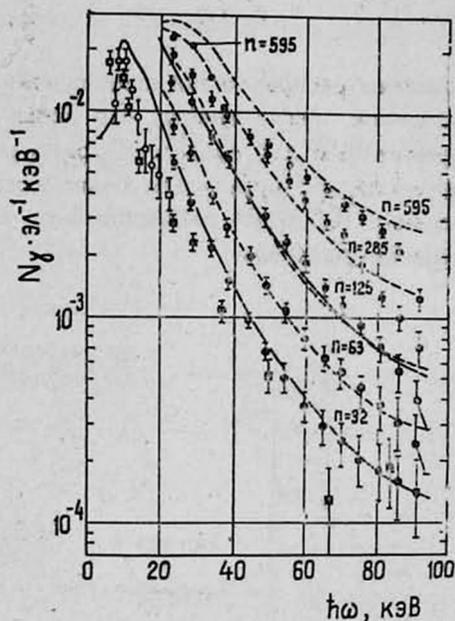
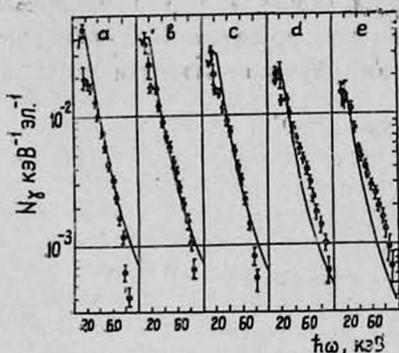


Рис. 28. Спектры РПИ в области энергии фотонов 20—100 КэВ для радиаторов из алюминиевых фольг с  $a = 8$  мкм,  $m = 230$ , а)  $b = 0,05$  мм; б)  $b = 0,1$  мм; в)  $b = 0,25$  мм; г)  $b = 0,5$  мм; е)  $b = 1$  мм [84].

Рис. 29. Теоретические и экспериментальные спектры для радиатора из стопки органических пленок с  $\rho = 1,17$  г/см<sup>3</sup> (Cl—43,8%, C—42%, H—7,7%, S—6,5%,  $a = 20$  мкм,  $b = 0,5$  мм) с разным числом пластин ( $m = 32; 63; 125; 285; 595$  [84], сплошные кривые — теория, пунктирные — полученные в результате пересчета из экспериментальных данных при  $m = 32$ ).

тронов, видно, что предпочтение следует отдать майларовому периодическому радиатору, сигнал от которого превышает сигнал от пенопласта на 30%.

Аналогичные исследования, основанные на многомодульных детекторах, были проведены Харрисом, Катсурой, Паркером и др. [87]. В экспе-

рименте было использовано 11 МПК с радиаторами из 100 майларовых пленок ( $a = 4$  мкм,  $b = 1,5$  мм и  $a = 12,5$  мкм,  $b = 0,75$  мм). В качестве радиаторов использовался также пенопласт длиной 5 см. МПК имели размеры  $20 \times 20 \times 1,5$  см<sup>3</sup> с рабочими газами Ar 93% + CH<sub>4</sub> 7% и Kr 93% + CH<sub>4</sub> 7%. Окно камеры представляло собой алюминизированную майларовую пленку толщиной 6,25 мкм. Измерения проводились при импульсах частиц 1,3 ГэВ/с и 3 ГэВ/с. Для определения фона измерения проводились также и при замене радиаторов на эквивалентные слои вещества. На рис. 31

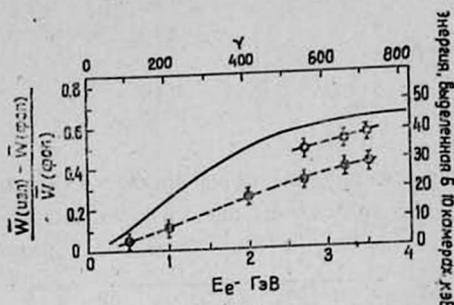


Рис. 30. Распределение полной энергии, выделенной в 11 камерах, пионами и электронами [86].

приведены распределения ионизационных потерь плюс РПИ для пионов и электронов. Легко видеть, что добавление радиаторов РПИ оказывается существенным для разделения распределений пионов и электронов. Отметим также, что применение более тяжелого газа криптона (с К-краем поглощения 14,3 КэВ) по сравнению с аргоном улучшает эффективность поглощения  $\gamma$ -квантов.

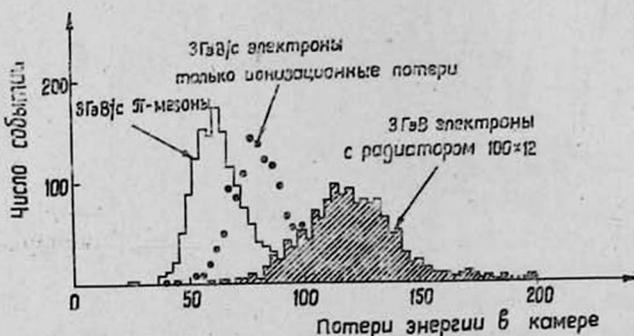


Рис. 31. Зависимость выделенной энергии, обусловленной РПИ, в 10 камерах от энергии электронов [87].

Элсворс, Мак-Фолл, Иодх и др. [88] наряду с многомодульной системой, детектирующей полное энергосодержание, использовали магнитное отделение заряженных частиц от РПИ и измеряли отдельно как РПИ, так и ионизационные потери в области импульсов 3—15 ГэВ/с.

В работе Петерсона [89] приводятся также и результаты в области 1,3—3 ГэВ/с. В качестве радиаторов использовались майларовые и полиэтиленовые стопки с различными значениями физических параметров. Экспериментальные результаты анализировались с точки зрения теории РПИ с учетом интерференционных явлений и был сделан важный вывод о

том, что поведение различных РПИ-детекторов в разных экспериментальных ситуациях может быть с достоверностью предсказано.

Таким образом, к концу 1973 г. экспериментально были изучены и приняты основные свойства РПИ, доказано, что нерегулярные среды являются хорошими радиаторами РПИ, установлена справедливость теории как для периодических слоистых, так и нерегулярных сред. Окончательно была доказана возможность применения РПИ для идентификации частиц и разработаны основы будущих детекторов для физических экспериментов. Было опробовано множество возможностей регистрации РПИ, которое получило всеобщее признание. Можно сказать, что завершился первый и важный этап экспериментальных исследований.

В заключение авторы выражают благодарность Г. М. Гарибяну, благодаря настояниям которого появилась данная работа, а также Ян Ши и А. Л. Авакяну за любезно предоставленные результаты своих расчетов.

#### ЛИТЕРАТУРА

67. Испириян К. А., Канкян С. А., Оганесян А. Г., Таманян А. Г. Изв. АН АрмССР, Физика, 7, 377 (1972).
68. Алиханян А. И., Беляков Э. С., Гарибян Г. М., Лорилян М. П., Маркарян К. Ж., Шихляров К. К. Письма в ЖЭТФ, 16, 315 (1972).
69. Шихляров К. К. Автореферат кандидатской диссертации. ЕрФИ, Ереван, 1980.
70. Гарибян Г. М., Геворкян Л. А., Ян Ши, ЖЭТФ, 66, 552 (1974).
71. Лорилян М. П. ЖЭТФ, 65, 1327 (1973).
72. Геворкян Л. А., Лорилян М. П., Шихляров К. К. ЖЭТФ, 68, 400 (1975).
73. Alkhanian A. I., Kankanian S. A., Oganessian A. G., Tamanian A. G. Phys. Rev. Lett., 30, N. 3, 109 (1973).
74. Alkhanian A. I., Kankanian S. A., Oganessian A. G., Tamanian A. G. Preprint EPI-ME-18 (72), Yerevan 1972.
75. Ермилова В. К., Котенко Л. П., Мерзон Г. И. Труды Международного симпозиума по переходному излучению. Ереван, 1977, с. 489.
76. Алиханян А. И., Канкян С. А., Оганесян А. Г., Таманян А. Г. Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 228 (1973).
77. Канкян С. А., Кочичи М. С., Оганесян А. Г., Таманян А. Г. Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 305 (1973).
78. Алиханян А. И., Беляков Э. С., Лорилян М. П., Маркарян К. Ж., Шихляров К. К. Письма в ЖЭТФ, 17, 453 (1973).
79. Поправки к статье А. И. Алиханяна и др. Письма в ЖЭТФ, 18, 698 (1973).
80. Алиханян А. И., Беляков Э. С., Лорилян М. П., Маркарян К. Ж., Шихляров К. К. ЖЭТФ, 65, 1330 (1973).
81. Беляков Э. С., Лорилян М. П., Парлакян Л. К., Петросян Р. В., Маркарян К. Ж. Научное сообщение ЕФИ—57 (74), Ереван, 1974.
82. Беляков Э. С., Лорилян М. П., Маркарян К. Ж., Геворкян Л. А. Научное сообщение ЕФИ—140 (75), Ереван, 1975.
83. Лорилян М. П., Шихляров К. К. Научное сообщение ЕФИ—37 (73), Ереван, 1973.
84. Беляков Э. С., Лорилян М. П., Маркарян К. Ж., Мурадян М. М., Шихляров К. К. Научное сообщение ЕФИ—44 (73), Ереван, 1973.
85. Беляков Э. С., Лорилян М. П., Маркарян К. Ж., Мурадян М. М., Шихляров К. К. Письма в ЖЭТФ, 18, 356 (1973).
86. Bamberger A., Dell G. F., Jr., Uto H. et al. Physics Letters, 43B, 153 (1973).
87. Harris F., Katsura T., Parker S. et al. Nucl. Instr. and Meth., 107, 413 (1973).
88. Ellsworth R., MacFall J., Yodh G. et al. Proceed. 13th Int. Conf. on Cosm. Ray, Denver, 230 (1973).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՏԻՐՈՐՑԹՈՒՄ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՀԱՌԱԳԱՅՑՄԱՆ ԱՌԱՋԻՆ  
ՓՈՐՁԱՐԱՐԱԿԱՆ ԱՇԽԱՏԱՆՔՆԵՐԻ ՎԵՐԼՈՒԾՈՒՄԸ

Մ. Պ. ԼՈՐԻԿՅԱՆ, Ռ. Ա. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Կ. Կ. ՇԻՆԼՅԱՐՈՎ

Ներկայացվում է ռենտգենյան տիրույթում անցումային ճառագայթման տեսության զարգացման առաջին տարիներին կատարված փորձարարական աշխատանքների մեկնաբանումը Աշխատանքը կազմված է երեք մասից, առաջին և երկրորդ մասերը հրատարակված են նույն պարբերականի նախորդ համարներում:

AN ANALYSIS OF PIONEERING EXPERIMENTAL WORKS  
ON X-RAY TRANSITION RADIATION

Part III

M. P. LORIKYAN, R. A. SARADYAN, K. K. SHIKHLYAROV

A review of pioneering experimental works on XTR, published in the previous issue of this journal, is continued.

# АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

24 тома за 1989 г.

вып. стр.

Абрамян Ю. А., Григорян М. Е., Мартиросян С. Г., Папазян К. Э., Назаретян М. Е., Хачатуров А. Л. О флуктуациях сопротивления твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe <In>$ при азотных температурах . . .	6	283
Авакян Р. О. К 85-летию академика А. И. Алиханова (Алиханянца) . . .	3	144
Аванесян Р. Г., Петросян А. Г. Влияние угловой кристаллизации на продольное распределение примесных ионов в $Y_3Al_5O_{12}$ . . .	4	208
Аветисян М. Г. Об одной задаче переноса свойств среды . . .	4	182
Аветисян Ю. А., Барсесян А. А., Макарян А. О., Мартиросян Т. Р. Исследование эффективности связи МОМ—ДИОДА с падающим гауссовым пучком . . .	1	37
Адилханян Ю. И., Бабалян В. Х., Белларян А. С., Бостанджян М. Х., Марикян Г. И. Излучение зависимости барометрического нейтронного супермонитора от давления . . .	5	243
Азарян М. О., Григорян С. А. Зависимость размера сканирующей апертуры от гранулярности рентгеновской пленки РТ-6 М . . .	6	276
Айвазян Г. М. Аномальное радиолокационное отражение от частиц льда в облаке в «окне» прозрачности льда 0,3—0,8 мм . . .	1	42
Айвазян Г. М. Автоколебания квадрупольно-излучающей макрочастицы в турбулентной газовой среде . . .	4	187
Акопян А. А. (см. Хачатрян А. Х.) . . .	1	14
Ананикян А. К. (см. Гукасян С. М.) . . .	4	203
Ананикян А. К. (см. Мкртчян А. Р.) . . .	4	198
Аракелян А. Р. (см. Мкртчян А. Р.) . . .	4	198
Аракелян В. Б. Распределение потенциала у поверхности мембраны при наличии фиксированного вынесенного заряда . . .	6	280
Арутюнян В. В., Геворкян В. А., Езоян Р. К., Ерицян Г. Н., Саркисов В. Х. Обнаружение полосы поглощения 285 нм при облучении корунда быстрыми электронами . . .	3	131
Арутюнян В. Э., Кочарян К. Н., Мартиросян Р. М., Гесь А. П. Антиферромагнитный резонанс в $SmFeO_3$ . . .	1	21
Арутюнян Г. В., Джотян Г. П., Саркисян Г. Р. Теория многомодового тонкослойного усилителя-генератора . . .	2	99
Арутюнян К. В. Взаимодействие волн с трехуровневой резонансной средой с моментами количества движения $1/2$ . . .	1	3
Арутюнян С. В., Гарегинян Т. Н., Оганесян Р. С., Плузян М. А. Урегулирование концентрирования магнитных частиц в суспензиях магнитным полем в присутствии стоячей звуковой волны . . .	3	116
Арутюнян С. Г., Ишоев А. К. Пробой газов сверхсильным электромагнитным полем . . .	3	136
Арутюнян Э. А., Галоян С. Х., Погосян С. П. Точное решение задачи определения профиля показателя преломления S-волноводов . . .	5	215
Асатрян К. Е., Табирян Н. В. Вариация свободной энергии диспергирующей среды в квазиомонохроматическом световом поле . . .	5	219
Бабалян В. Х. (см. Адилханян Ю. И.) . . .	5	243
Бадалян А. М., Глушко Б. А., Мовсесян М. Е. Абсорбционно-поляризационная методика (АПМ) для определения ширины спектральных линий . . .	6	265
Бадалян Г. Г. (см. Шагинян А. А.) . . .	2	72
Бадалян Д. А., Карамян Л. Г. Статистическая теория упругих постоянных и шага холестерической спирали с учетом корреляции молекул. I. Основные формулы . . .	2	93

Барсеян А. А. (см. Аветисян Ю. О) . . . . .	1	37
Барсуков К. А., Белоян Э. А., Лазиев Э. М., Марабян Р. И. Излучение заряженной частицы при многократном пересечении ею регулярного волновода . . . . .	2	55
Барсуков К. А., Геворкян Э. А. К теории отражения и прохождения электромагнитных волн при их воздействии с периодически неоднородной диэлектрической пластиной в волноводе . . . . .	3	106
Безларян А. С. (см. Адилханян Ю. И.) . . . . .	5	243
Белоян Э. А. см. Барсуков К. А.) . . . . .	2	55
Бежанова Л. С. (см. Саркисян А. Ц.) . . . . .	2	82
Белабаев К. Г., Киселева И. Н. Анизотропное светоиндуцированное рассеяние в кристаллах $LiTaO_3$ ; $Si$ с избытком лития . . . . .	1	51
Бостанджян Н. Х. (см. Адилханян Ю. И.) . . . . .	5	243
Варданиян А. А., Татевосян Р. Г. Твердотельный двухполярный усилитель . . . . .	1	28
Варданиян А. А. (см. Шаболян А. С.) . . . . .	5	247
Варданиян Р. Р. Четный магнитный фотоэффект в барьерной структуре цилиндрической формы . . . . .	1	51
Варданиян Р. С. Об одном приближении в задачах переноса излучения в стохастических средах . . . . .	3	112
Вардапетян Р. П. (см. Мелконян А. С.) . . . . .	1	40
Вардапетян Р. П., Рейман С. И., Иванов Ю. Н. Эффект Мёссбауера в $CdS$ ( $Fe^{57}$ ) . . . . .	1	47
Галоян С. Х. (см. Арутюнян Э. А.) . . . . .	5	215
Гарегинян Т. Н. (см. Арутюнян С. В.) . . . . .	3	116
Гарибян О. В., Григорян А. Г., Чилингарян Ю. С. Прямая оптически управляемая пространственно-амплитудная модуляция света в условиях полного внутреннего отражения от границы стекло-НЖК . . . . .	5	224
Гаспарян С. С., Мнацаканян Т. А. Оценка продольной компоненты скорости объекта в атмосфере посредством внутриврезонаторного гетеродинамирования . . . . .	1	34
Геворкян В. А. (см. Арутюнян В. В.) . . . . .	3	131
Геворкян Э. А. (см. Барсуков К. А.) . . . . .	3	106
Гесь А. П. (см. Арутюнян В. Э.) . . . . .	1	21
Горелих А. Г., Хачатрян Ж. Б. Оптический метод определения газового состава верхней атмосферы, использующий эффект Доплера . . . . .	3	122
Глушко Б. А. (см. Бадалян А. М.) . . . . .	6	265
Григорян А. Г. (см. Гарибян О. В.) . . . . .	6	224
Григорян Л. Ш. (см. Мкртчян А. Р.) . . . . .	2	62
Григорян М. Е. (см. Абрамян Ю. А.) . . . . .	6	283
Григорян С. А. (см. Азарян М. О.) . . . . .	6	276
Гукасян С. М. (см. Мкртчян А. Р.) . . . . .	4	198
Гукасян С. М., Ананикян А. К., Мартиросян Э. С. Диэлектрический детектор частиц в непрерывном режиме питания . . . . .	4	203
Гулян А. Г., Нагдалян Э. А. Корреляционный радиотермометр для СВЧ термографии . . . . .	1	50
Давыдов В. А., Джандиери Г. В. Об излучении неподвижных источников в ограниченных нестационарных изотропных средах . . . . .	5	209
Демирханян Г. Г., Оганесян С. С., Сафарян Ф. П. Вычисление интенсивности спектральных линий примесных диэлектрических кристаллов . . . . .	5	227
Джандиери Г. В. (см. Давыдов В. А.) . . . . .	5	209
Джотян Г. П., Минасян Л. Л. Усиление без искажения в некогерентном режиме ВКР . . . . .	1	5
Джотян Г. П. (см. Арутюнян Г. В.) . . . . .	2	99
Диденко А. Н. (см. Мкртчян А. Р.) . . . . .	2	62
Дургарян А. А. (см. Мелконян А. С.) . . . . .	1	40
Езоян Р. К. (см. Арутюнян В. В.) . . . . .	3	131
Ерицян Г. Н. (см. Арутюнян В. В.) . . . . .	3	131

Иванов Ю. Н. (см. Вардапетян Р. П.) . . . . .	1	47
Ишосев А. К. (см. Арутюнян С. Г.) . . . . .	3	136
Карамян Л. Г. (см. Бадалян Д. А.) . . . . .	2	93
Карпетян Г. Г. Возбуждение диэлектрического шара кольцевым током . . . . .	12	103
Карбушев Н.И., Ростомян Э. В., Чилладзе Г. Г. Об использовании метода разложения по степеням амплитуды поля в линейной теории плазменно-пучкового взаимодействия . . . . .	2	67
Касаманян Э. А., Чалабян М. А., Петросян А. В. Резонансное прохождение электронов сквозь тонкую пленку, находящуюся в продольном магнитном поле . . . . .	3	126
Киракосян А. А., Кумашян М. К. Диамагнитная восприимчивость свободных электронов в квантовой яме . . . . .	3	141
Киселева И. Н. (см. Белабаев К. Г.) . . . . .	1	51
Кочарян К. Н. (см. Арутюнян В. Э.) . . . . .	1	21
Кочарян Л. А. (см. Мкртчян А. Р.) . . . . .	4	198
Крыжановский Б. В. ВКР ультракороткой накачки с чирпом в диспергирующей среде . . . . .	2	86
Крючкян Г. Ю. Интерферометрия интенсивности света в сжатом состоянии . . . . .	6	294
Кумашян М. К. (см. Киракосян А. А.) . . . . .	3	141
Лазиев Э. М. (см. Барсуков К. А.) . . . . .	2	55
Лорикян М. П., <u>Сардарян А. А.</u> , Шихляров К. К. Анализ первых экспериментальных работ по рентгеновскому переходному излучению. Часть I . . . . .	4	159
Лорикян М. П., <u>Сардарян Р. А.</u> <sup>1</sup> , Шихляров К. К. Анализ первых экспериментальных работ по рентгеновскому переходному излучению. Часть II . . . . .	5	252
Лорикян М. П., <u>Сардарян Р. А.</u> <sup>1</sup> , Шихляров К. К. Анализ первых экспериментальных работ по рентгеновскому переходному излучению. Часть III . . . . .	6	300
Манасян Г. С., Саркисян С. М. Узкополосный лазер на красителе: эффективная система генератор-усилитель . . . . .	1	8
Макарян А. О. (см. Аветисян Ю. О.) . . . . .	1	37
Марабян Р. И. (см. Барсуков К. А.) . . . . .	2	55
Марикиан Г. А. (см. Адилханян Ю. И.) . . . . .	5	243
Мартirosян Р. М. (см. Арутюнян В. Э.) . . . . .	1	21
Мартirosян С. Г. (см. Абрамян Ю. А.) . . . . .	6	283
Мартirosян Т. Р. (см. Аветисян Ю. А.) . . . . .	1	37
Мартirosян Э. С. (см. Гукасян С. М.) . . . . .	4	203
Мартirosян Э. С. (см. Мкртчян А. Р.) . . . . .	4	198
Мелконян А. С., Дурларян А. А., Вардапетян Р. П. Размножение дислокаций в кристаллах под действием ультразвука . . . . .	1	40
Минасян Л. Л. (см. Джотян Г. П.) . . . . .	1	24
Минасянц М. Х. (см. Шагинян А. А.) . . . . .	2	72
Мкртчян А. Г. (см. Мкртчян А. Р.) . . . . .	2	62
Мкртчян А. Р., Григорян Л. Ш., Саарян А. А., Мкртчян А. Г., Диденко А. Н. Излучение заряда, пролетающего над ультразвуковой волной . . . . .	2	62
Мкртчян А. Р., Гукасян С. М., Кочарян Л. А., Ананикян А. К., Аракелян А. Р., Мартirosян Э. С. Исследование возможности регистрации мессбауэровского излучения многопроволочным диэлектрическим детектором частиц . . . . .	4	198
Мнацаканян Т. А. (см. Гаспарян С. С.) . . . . .	1	34
Мовсисян М. Е. (см. Бадалян А. Н.) . . . . .	6	265
Мовсисян Л. М. Оптимизация значения ускоряемого тоска в линейных ускорителях по максимуму КПД . . . . .	1	30
Нагдалян Э. А. (см. Гулян А. Г.) . . . . .	1	50
Назаретян М. Е. (см. Абрамян Ю. А.) . . . . .	6	283
Нерсисян А. П., Худавердян О. М. Суперпространства с двумя казониически		

ми 2-формами различной четности и странная супералгебра $\tilde{UQ}(N)$ . . .	6	288
Оганесян Д. А. К определению формы сверхкоротких световых импульсов . . .	5	233
Оганесян Р. С. (см. Арутюнян С. В.) . . . . .	1	116
Оганесян С. С. (см. Демирханян Г. Г.) . . . . .	5	227
Папазян К. Э. (см. Абрамян Ю. А.) . . . . .	6	283
Папазян Т. А., Саакян А. К., Хачатрян Р. Ж. Пикосекундный ВКР преобразователь частоты в молекулярном водороде . . . . .	5	238
Пепоян А. Э. (см. Саркисян А. Ц.) . . . . .	2	78
Петросян А. В. (см. Касаманян Э. А.) . . . . .	3	126
Петросян А. Г. (см. Аванесян Р. Г.) . . . . .	4	208
Плужаян М. А. (см. Арутюнян С. В.) . . . . .	3	116
Позосян С. П. (см. Арутюнян Э. А.) . . . . .	5	215
Рейман С. И. (см. Вардапетян Р. П.) . . . . .	1	47
Ростомян Э. В. (см. Карбушев Н. И.) . . . . .	2	67
Саакян А. К. (см. Папазян Т. А.) . . . . .	5	238
Саарян А. А. (см. Мкртчян А. Р.) . . . . .	2	62
Сардарян В. С., Смбалян Ж. Е. О дифракции света на акустической волне . . . . .	1	19
<u>Сардарян Р. А.</u> (см. Лорикян М. П.) . . . . .	4	
<u>Сардарян Р. А.</u> (см. Лорикян М. П.) . . . . .	5	252
<u>Сардарян Р. А.</u> (см. Лорикян М. П.) . . . . .	6	300
Саркисов В. Х. (см. Арутюнян В. В.) . . . . .	3	131
Саркисян А. Ц., Пепоян А. Э. О некоторых вопросах кинетики фазовых переходов в нематических жидких кристаллах . . . . .	2	78
Саркисян А. Ц., Бежанова Л. С., Яйлоян С. М. Об упорядоченности и подвижности молекул в некоторых жидких кристаллах . . . . .	2	82
Саркисян А. Ц., Бежанова Л. С., Яйлоян С. М. Об упорядоченности и подвижности молекул в некоторых жидких кристаллах . . . . .	2	82
Саркисян Г. Р. (см. Арутюнян Г. В.) . . . . .	2	99
Саркисян Е. С. Определение статистик интенсивности света калибруемым фотоэлектронным трактом . . . . .	4	175
Саркисян С. М. (см. Манасян Г. С.) . . . . .	1	8
Сафарян Ф. П. (см. Демирханян Г. Г.) . . . . .	5	227
Сирунян А. М., Степанян С. С. Аппаратура для измерения степени поляризации протонов в поляризованной мишени . . . . .	4	193
Смбалян Ж. Е. (см. Сардарян В. С.) . . . . .	1	19
Степанян С. С. (см. Сирунян А. М.) . . . . .	4	193
Табириян Н. В. (см. Асатрян К. Е.) . . . . .	5	219
Татевосян Р. Г. (см. Вардамян А. А.) . . . . .	1	28
Торосян Д. С. Седиментация взвешенных в вязкой среде частиц при молекулярно-кинетическом взаимодействии . . . . .	6	272
Хачатрян А. Х. Акопян А. А. Профили линии поглощения в полупространстве . . . . .	1	14
Хачатрян Ж. Б. (см. Горелик А. Г.) . . . . .	3	122
Хачатрян Р. Ж. (см. Папазян Т. А.) . . . . .	5	238
Хачатуров А. Л. (см. Абрамян Ю. А.) . . . . .	6	283
Худавердян О. М. (см. Нерсисян А. П.) . . . . .	6	288
Чалалбян М. А. (см. Касаманян Э. А.) . . . . .	3	126
Чигладзе Г. Г. (см. Карбушев Н. И.) . . . . .	2	67
Чилингарян Ю. С. (см. Гарябян О. В.) . . . . .	5	224
Шабоян А. С., Варданян А. А. О возможности комбинированной оптимизации структуры силового транзистора с утопленным эмиттером . . . . .	5	247
Шагинян А. А., Бадалян Г. Г., Минасянц М. Х. Влияние статических электрических полей на структуру лиотропного жидкого кристалла . . . . .	2	72
Шихляров К. К. (см. Лорикян М. П.) . . . . .	4	159
Шихляров К. К. (см. Лорикян М. П.) . . . . .	5	252
Шихляров К. К. (см. Лорикян М. П.) . . . . .	6	300
Яйлоян С. М. (см. Саркисян А. Ц.) . . . . .	2	82



б) для авторов, проживающих в городах Ленинград, Вильнюс, Выборг, Ереван, Измаил, Киев, Кишинев, Львов, Минск, Находка, Новороссийск, Одесса, Сочи, Таллинн, Ужгород, Унгены, Хабаровск, Ялта, — в отделениях Внешэкономбанка СССР;

в) для остальных авторов — в банковских учреждениях: занимающихся иностранными операциями, расположенных в столицах союзных республик и областных центрах РСФСР (наименование банка, в адрес которого направлен перевод для открытия счета типа «В», сообщается автору в извещении ВААП).

2. Авторам, проживающим в Москве и Московской области и желающим открыть счет типа «В» в ВЭБ СССР, к справкам-заявлениям необходимо приложить заявление на открытие счета, оформленное в соответствии с образцом.
3. По правилам Внешэкономбанка СССР, счет типа «В» открывается с суммы авторского гонорара, превышающей 25 инвалютных рублей (после удержания налогов).
4. По открытии счета и получении его номера автор должен оформлять все последующие справки заявления с указанием номера счета и наименования учреждения банка, где открыт этот счет.
5. Если в справке-заявлении автора указана форма выплаты гонорара «на счет типа «В-новый», а открыть указанный счет ввиду недостижения суммы гонорара 25 инв. руб. не представляется возможным, сумма срок хранения в ВААП который истекает, представляется возможным сумма, срок хранения в ВААП которой истекает, выплачивается автору в рублях в порядке, предусмотренном в п. IV.

#### IV. ПОРЯДОК ВЫПЛАТЫ АВТОРСКОГО ГОНОРАРА В РУБЛЯХ

Выплата гонорара «в рублях» производится с применением расчетного коэффициента 4,6.

#### V. ПРИМЕЧАНИЯ

1. Отделения Внешэкономбанка СССР и банки, упомянутые в п. III, 1 в. по поступлении в их адрес перевода из ВААП вызывают автора в учреждение банка и оформляют открытие счета типа «В» в его присутствии.

Номер открытого счета типа «В» автор должен сообщить в ВААП.

2. Переводные экземпляры журналов направляются иностранными издательствами в редакции советских журналов.

3. Иностранному издателю предоставлено право не перепечатывать до 15% материалов, помещенных в советском журнале.

#### ЗАЯВЛЕНИЕ

Прошу открыть мне текущий счет типа «В» во Внешэкономбанке СССР, г. Москва. Платежи с текущего счета прошу производить на основании письменных распоряжений, подписанных мною (моим доверенным лицом).

Образец моей подписи . . . . .

Правила Внешэкономбанка СССР по текущим счетам типа «В» мне известны, и я считаю их для себя обязательными.

Мой адрес . . . . .

Об изменении адреса буду ставить в известность в письменной форме.

« . . . » . . . . . 19 г.

(подпись владельца счета)

Собственноручную подпись тов. . . . .

, удостоверяю

М.П. (подпись должностного лица, заверяющего подпись)

Фамилия, И. О. лица,

заверяющего подпись автора

Справки-заявления направлять:

— почтой по адресу: 103670, Москва, К-104; Б. Бронная, ба, ВААП

— либо в отдел расчетов по журналам—Москва Малая Бронная, д. 19, ком 306.

Тел.: 203-59-53.

## ВСЕСОЮЗНОЕ АГЕНТСТВО ПО АВТОРСКИМ ПРАВАМ НАПОМНАЕТ

ЧТО срок обращения авторов в Агентство по гонорарам за переиздание журналов 1985 г. истекает 1 ноября 1989 г., по журналам 1986 г.—1 ноября 1990 г. и т. д.

Пропуск авторами сроков направления в ВААП справок-заявлений влечет за собой перечисление невостребованных сумм в доход государства и утрату авторами права на их получение.

Расчет и выплата гонорара производится в течение года, в котором в ВААП поступила справка-заявление.

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ  
ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ՖԻԶԻԿԱ  
ИЗВЕСТИЯ  
АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР  
ФИЗИКА

## СОДЕРЖАНИЕ

А. М. Бадалян, Б. А. Глушко, М. Е. Мовсесян. Абсорбционно-поляризационная методика (АПМ) для определения ширины спектральных линий . . . . .	265
Д. С. Торосян. Седиментация взвешенных в вязкой среде частиц при молекулярно-кинетическом взаимодействии . . . . .	272
М. О. Азарян, С. А. Григорян. Зависимость размера скважнующей апертуры от гранулярности рентгеновской пленки РТ-6М . . . . .	276
В. Б. Аракелян. Распределение потенциала у поверхности мембраны при наличии фиксированного вынесенного заряда . . . . .	280
Ю. А. Абрамян, М. Е. Григорян, С. Г. Мартиросян, К. Э. Папаян, М. Е. Назаретян, А. Л. Хачатуров. О флуктуациях сопротивления твердых растворов $Pb_{1-x}Sn_xTe <In>$ при азотных температурах . . . . .	283
А. П. Нерсисян, О. М. Худавердян. Суперпространства с двумя квантовыми 2-формами различной четности и странная супералгебра $UQ(N)$ . . . . .	288
Г. Ю. Крючкян. Интерферометрия интенсивности света в сжатом состоянии . . . . .	294
М. П. Лорикян, Р. А. Сардарян, К. К. Шихляров. Анализ первых экспериментальных работ по рентгеновскому переходному излучению. III часть . . . . .	300
Годовой указатель . . . . .	311
Вниманию авторов! Всесоюзное агентство по авторским правам (ВААП) . . . . .	315

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Ա. Մ. Բաղայան, Բ. Ա. Գլուշկո, Մ. Ն. Մովսեսյան, Կլանողա-բեկոացումային մեթոդ սպեկտրալ դժերի լայնությունների որոշման համար	265
Դ. Ս. Թորոսյան. Մաթոցիկ միջավայրում կախություն վիճակում գտնվող մասնիկների սեղմման արագության մոլեկուլար-կինետիկ փոխազդեցության ժամանակ	272
Մ. Հ. Ազարյան, Ս. Հ. Գրիգորյան. Զննող բացվածքի կախվածությունը PT—6M ռենտգենյան ժապավենի հատիկայնությունից	276
Վ. Բ. Առաքելյան. Պոռնեցիալ բաշխումը քաղաքի մոտ ֆիզիկա զուս բերված լիցի առկայության դեպքում	280
Յու. Ա. Աբրահամյան, Մ. Գ. Գրիգորյան, Ս. Գ. Մարտիրոսյան, Կ. Զ. Փափազյան, Մ. Ն. Նազարյան, Ա. Լ. Խաչատուրով. Ազոտային շերմաստիճանների տակ $Pb_{1-x}Sn_xTe <In>$ պինդ լուծույթների դիմադրության ֆունկտորացիաների մասին	283
Ա. Պ. Ներսիսյան, Հ. Մ. Խուրազմանյան. Տարբեր զուգություն ունեցող երկու կանոնական 2-ձևերով օժտված զերտարածությունները և տարօրինակ գերհանրահաշիվը $UQ(N)$	288
Գ. Յու. Կրուկյան. Ինտենսիվության ինտերֆերենցիայի էֆեկտներ սեղմված լույսի համար	294
Մ. Պ. Լաբիկյան, Մ. Ա. Սարգսյան, Կ. Կ. Շիխյանով. Ռենտգենյան ախրություն անցումային ճառագայթման առաջին փորձարարական աշխատանքների վերլուծումը III մաս	300
Տարիկան ցանկ	311

Техн. редактор Азизбекян Л. А.

Сдано в набор 17. 10. 1989. Подписано к печати 16. 01. 1990. ВФ 03414.

Бумага № 1, 70×108<sup>1</sup>/<sub>16</sub>. Плоскопечать Печ. лист. 3,5. Усл. печ. лит. 5,08.

Учет-изд. 3,96. Тираж 506. Заказ 560. Издат. 7702.

Цена 65 коп.

Адрес редакции: 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г, II эт., 1 к.

Издательство Академии наук АрмССР, 375019, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна, 24.  
Типография Издательства АН Армянской ССР, Ереван-19, пр. Маршала Баграмяна, 24.