

ՀԱՍՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿ
ФИЗИКА

1984

Журнал выходит на русском языке 6 раз в год.
Издается с 1966 г.

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵԳԻԱ

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հաղարյունյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Մ. Ղաթիրյան (պատասխանատու խմբագիր), Ռ. Մ. Մալաթրոսյան, Ա. Ռ. Մկրտչյան, Մ. Ե. Մալխոյան, Յու. Գ. Շանեազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շաբոյան (պատասխանատու խմբագրի տեղակալ), Գ. Ս. Սահակյան, Հ. Հ. Վարդապետյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. 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), Ю. Г. Шахназарян (ответственный секретарь)

УДК 538.56;539.12

ТОРЦЕВАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ РЕНТГЕНОВСКОГО ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ОГРАНИЧЕННОЙ НЕРЕГУЛЯРНОЙ СРЕДЕ

ЯН ШИ, Г. А. ШОГЕРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 8 июля 1983 г.)

Показано, что ранее найденная торцевая интерференция рентгеновского переходного излучения в случае конечной регулярной стопки пластин имеет место также и в ограниченной нерегулярной среде. Исследованы частотно-угловое и частотное распределения интенсивности излучения в зависимости от лоренц-фактора частицы и степени нерегулярности среды. Новые торцевые интерференционные максимумы в частотном спектре излучения с ростом лоренц-фактора частицы не насыщаются.

В работе [1] было найдено, что при больших энергиях частицы в частотном спектре рентгеновского переходного излучения (РПИ), образуемого в стопке, состоящей из конечного числа пластин, возникают новые ненасыщающиеся максимумы, обусловленные интерференцией излучения на торцах стопки. Наряду с регулярными стопками в качестве радиатора РПИ широко используются также различные нерегулярные среды [2—4] (см. также [5]). В настоящей работе мы исследуем торцевую интерференцию в нерегулярной стопке пластин, являющейся хорошей моделью нерегулярных сред типа пенопласта с точки зрения образования РПИ [6]. На основе анализа частотно-углового распределения интенсивности РПИ для нерегулярной стопки и соответствующего численного расчета показано, что явление торцевой интерференции имеет место также и в случае ограниченной нерегулярной стопки пластин.

1. Частотно-угловое распределение средней интенсивности РПИ, образуемого быстрой частицей в нерегулярной стопке пластин, определяется формулой (см. [5], с. 119)

$$W(\omega, \vartheta) = W_{\text{гр}}(\omega, \vartheta) F, \quad (1)$$

где

$$W_{\text{гр}}(\omega, \vartheta) = \frac{2e^2}{\pi c} \frac{|\varepsilon_1 - \varepsilon_2|^2 \vartheta^3}{|\gamma^{-2} + \vartheta^2 + 1 - \varepsilon_1|^2 |\gamma^{-2} + \vartheta^2 + 1 - \varepsilon_2|^2},$$

$$F = 2 \operatorname{Re} \left\{ \frac{1 - (Q_a Q_b)^N}{1 - Q_a Q_b} \frac{[(1 + Q_a)/2 - h_a] - [Q_a - h_a(1 + Q_a)/2] h_b}{1 - h_a h_b} + \right.$$

$$\left. + \frac{(1 - h_a)(Q_a - h_a) h_b [(Q_a Q_b)^N - (h_a h_b)^N]}{(1 - h_a h_b)(Q_a Q_b - h_a h_b)} \right\}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned}
 h_a &= \langle \exp(-i\varphi_1 a_k) \rangle, \quad h_b = \langle \exp(-i\varphi_2 b_k) \rangle, \\
 Q_a &= \langle \exp(-\eta_1 a_k) \rangle, \quad Q_b = \langle \exp(-\eta_2 b_k) \rangle, \\
 \varphi_s &= (\omega/2v) (\gamma^{-2} + \theta^2 + 1 - \varepsilon_s), \\
 \eta_s &= -2 \operatorname{Im} \varphi_s, \quad s = 1, 2,
 \end{aligned}$$

ε_s — диэлектрическая проницаемость пластин ($s = 1$) и среды ($s = 2$), угловые скобки означают усреднение по независимым случайным величинам a_k и b_k — толщинам пластин и размерам отсеков между ними (k — номер пластины или отсека), γ — лоренц-фактор пролетающей заряженной частицы, N — число пластин в стопке.

Формулы (1), (2) являются естественным обобщением соответствующих формул работы [6] на случай, когда нерегулярная стопка расположена не в вакууме, а в некоторой среде. Ясно, что при $\varepsilon_2 = 1$ формула (2) переходит в формулу (19) указанной работы.

Пусть значения γ , ω и θ таковы, что зоны формирования переходного излучения значительно превосходят a_k и b_k , т. е.

$$|\varphi_1 a_k| \ll 1 \quad \text{и} \quad |\varphi_2 b_k| \ll 1. \quad (3)$$

Тогда имеем

$$h_a \approx 1 - i\varphi_1 \bar{a}, \quad h_b \approx 1 - i\varphi_2 \bar{b}, \quad (4)$$

$$Q_a \approx 1 - \eta_1 \bar{a}, \quad Q_b \approx 1 - \eta_2 \bar{b},$$

где

$$\bar{a} \equiv \langle a_k \rangle, \quad \bar{b} \equiv \langle b_k \rangle.$$

Подставив (4) в (2) и (1), получим

$$W(\omega, \theta) = \tilde{W}_{\text{гр}}(\omega, \theta) F_{\text{экв}}, \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned}
 \tilde{W}_{\text{гр}}(\omega, \theta) &= \frac{2e^2}{\pi c} \frac{|\tilde{\varepsilon} - \varepsilon_2|^2 \theta^3}{|\gamma^{-2} + \theta^2 + 1 - \tilde{\varepsilon}|^2 |\gamma^{-2} + \theta^2 + 1 - \varepsilon_2|^2}, \\
 F_{\text{экв}} &= 1 + Q_a^N Q_b^{N-1} - 2 \operatorname{Re} (h_a^N h_b^{N-1}), \\
 \tilde{\varepsilon} &= \frac{N\bar{a} \varepsilon_1 + (N-1)\bar{b} \varepsilon_2}{N\bar{a} + (N-1)\bar{b}}.
 \end{aligned} \quad (6)$$

Величина $\tilde{W}_{\text{гр}}(\omega, \theta)$ представляет собой частотно-угловое распределение интенсивности РПИ, образуемого на границе раздела между некоторой «усредненной» средой с диэлектрической проницаемостью $\tilde{\varepsilon}$ и средой с диэлектрической проницаемостью ε_2 . Кроме того, поскольку

$$\begin{aligned}
 h_a^N h_b^{N-1} &= \langle \exp[-i(\varphi_1 a_{\text{сум}} + \varphi_2 b_{\text{сум}})] \rangle, \\
 Q_a^N Q_b^{N-1} &= \langle \exp(-\eta_1 a_{\text{сум}} - \eta_2 b_{\text{сум}}) \rangle, \\
 a_{\text{сум}} &= \sum_{k=1}^N a_k, \quad b_{\text{сум}} = \sum_{k=1}^{N-1} b_k,
 \end{aligned}$$

величину $F_{\text{ЭКВ}}$ можно записать в виде

$$F_{\text{ЭКВ}} = 1 + Q_{\text{ЭКВ}} - 2 \operatorname{Re} h_{\text{ЭКВ}}, \quad (7)$$

где

$$\begin{aligned} h_{\text{ЭКВ}} &= \langle \exp(-i \varphi_{\text{ЭКВ}} a_{\text{ЭКВ}}) \rangle, \\ Q_{\text{ЭКВ}} &= \langle \exp(-\gamma_{\text{ЭКВ}} a_{\text{ЭКВ}}) \rangle, \\ \varphi_{\text{ЭКВ}} &= (\omega/2v) (\gamma^{-2} + \vartheta^2 + 1 - \varepsilon_{\text{ЭКВ}}), \\ \gamma_{\text{ЭКВ}} &= -2 \operatorname{Im} \varphi_{\text{ЭКВ}}, \\ a_{\text{ЭКВ}} &= a_{\text{СУМ}} + b_{\text{СУМ}}, \\ \varepsilon_{\text{ЭКВ}} &= (a_{\text{СУМ}} \varepsilon_1 + b_{\text{СУМ}} \varepsilon_2) / a_{\text{ЭКВ}}. \end{aligned} \quad (8)$$

Выражение (7) представляет собой интерференционный фактор для одной пластины (см. [5]) со случайной эквивалентной толщиной $a_{\text{ЭКВ}}$ и случайной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_{\text{ЭКВ}}$.

Таким образом, мы приходим к выводу, что нерегулярная стопка также, как это имеет место в случае регулярной стопки [7], излучает как одна эквивалентная пластина с соответствующими параметрами, когда зоны формирования велики (т. е. когда выполняются условия (3)).

2. Из независимости случайных величин a_k и b_k следует, что

$$\begin{aligned} \bar{a}_{\text{ЭКВ}} &= N\bar{a} + (N-1)\bar{b}, \\ \frac{\sqrt{\langle \Delta a_{\text{ЭКВ}}^2 \rangle}}{\bar{a}_{\text{ЭКВ}}} &= \frac{\sqrt{N \langle \Delta a^2 \rangle + (N-1) \langle \Delta b^2 \rangle}}{N\bar{a} + (N-1)\bar{b}}. \end{aligned}$$

Отсюда видно, что когда число N велико, степень относительного разброса толщины эквивалентной пластины падает как $N^{-1/2}$. Тогда в выражениях (8) для $h_{\text{ЭКВ}}$ и $Q_{\text{ЭКВ}}$ случайные величины $a_{\text{СУМ}}$ и $b_{\text{СУМ}}$ можно приближенно заменить их средними значениями. В результате получим

$$F_{\text{ЭКВ}} = (1 - Q_{\text{ЭКВ}}^{1/2})^2 + 4 Q_{\text{ЭКВ}}^{1/2} \sin^2(\varphi'_{\text{ЭКВ}} \bar{a}_{\text{ЭКВ}}/2), \quad (9)$$

$$\varphi'_{\text{ЭКВ}} = (\omega/2v) (\gamma^{-2} + \vartheta^2 + 1 - \operatorname{Re} \tilde{\varepsilon}).$$

Естественно, величина $F_{\text{ЭКВ}}$ в точности совпадает с соответствующим интерференционным фактором для одной пластины (см., например, [3]) с толщиной $\bar{a}_{\text{ЭКВ}}$ и диэлектрической проницаемостью $\tilde{\varepsilon}$.

Следовательно, в частотном спектре РПИ, образованного в такой эквивалентной пластине, должны появляться максимумы, полностью аналогичные максимумам торцевой интерференции в случае регулярной стопки [1], на частотах

$$\omega_n^{\text{торц}} = \frac{\bar{a}_{\text{ЭКВ}} \tilde{\omega}_0^2}{2\pi c(2n+1)} \quad (n = 0, 1, 2, \dots), \quad (10)$$

где $\tilde{\omega}_0^2 = (1 - \operatorname{Re} \tilde{\varepsilon}) \omega^2$.

Если ввести величины

$$\omega_{01}^2 = (1 - \operatorname{Re} \varepsilon_1) \omega^2$$

$$\omega_{02}^2 = (1 - \operatorname{Re} \varepsilon_2) \omega^2,$$

и

имеющие смысл плазменных частот пластин и среды, то из (10) получим

$$\omega_n^{\text{торц}} = \frac{N\bar{a}\omega_{01}^2 + (N-1)\bar{b}\omega_{02}^2}{2\pi c(2n+1)} \quad (11)$$

Условие же возникновения этих максимумов торцевой интерференции имеет вид

$$\gamma > \sqrt{(N\bar{a} + (N-1)\bar{b})(N\bar{a}\omega_{01}^2 + (N-1)\bar{b}\omega_{02}^2)} / c. \quad (12)$$

3. Для иллюстрации и более детального количественного исследования был проведен численный расчет частотно-углового распределения РПИ, образованного в нерегулярной стопке пластин из легкого органического вещества типа пенопласта ($\hbar\omega_{01} = 20$ эВ), расположенных в вакууме ($\omega_{02} = 0$). Из результатов вычислений следует, что в угловой зависимости интенсивности РПИ (при данной частоте) возникает ряд максимумов, приходящихся на те же углы, при которых имеются острые максимумы в случае соответствующей регулярной стопки пластин. При увеличении степени нерегулярности стопки эти максимумы быстро уменьшаются по величине и одновременно уширяются (т. е. сглаживаются). Кроме того, при достаточно больших γ в области $\vartheta \sim \gamma^{-1}$ возникают максимумы, которые растут по величине с возрастанием γ . При частотах, значительно меньших $\omega_n^{\text{торц}}$ (см. (10) или (11)), последние максимумы невелики и не вносят существенного вклада в суммарную (по углам) интенсивность. Но при частотах $\omega_n^{\text{торц}}$ (в особенности когда $n = 0$) максимумы в области $\vartheta \sim \gamma^{-1}$ весьма значительны (рис. 1) и практически определяют частотную интенсивность излучения.

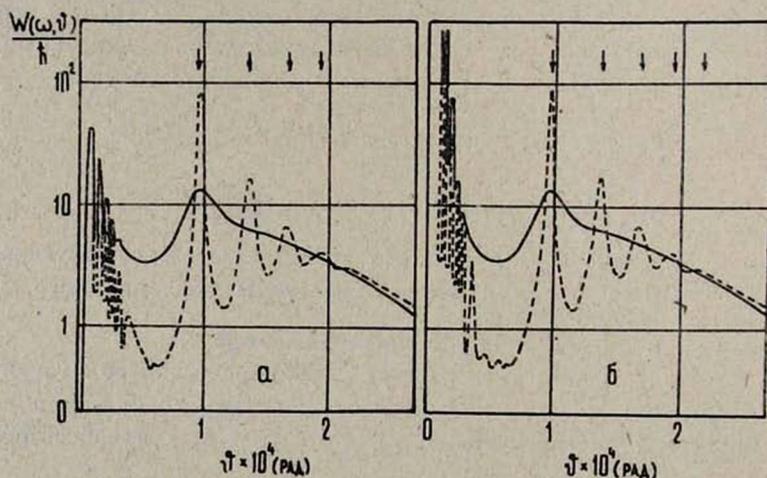


Рис. 1. Угловая зависимость интенсивности $W(\omega, \vartheta)$ РПИ ($\hbar\omega = 500$ эВ), возникающего в нерегулярной стопке, состоящей из 50 пластин с параметрами $\bar{a} = 30$ мкм, $\bar{b} = 500$ мкм, $\hbar\omega_{01} = 20$ эВ, $\omega_{02} = 0$, $\gamma = 10^5$ (а) и 10^6 (б). Толщины пластин и расстояния между пластинами заданы гамма-распределениями со степенью нерегулярности $\sqrt{\langle \Delta a^2 \rangle} / \bar{a} = \sqrt{\langle \Delta b^2 \rangle} / \bar{b}$ 32% (сплошные кривые) и 10% (штриховые кривые). Стрелками указаны углы, при которых в соответствующем случае регулярной стопки имеются острые максимумы.

Путем численного интегрирования частотно-углового распределения были получены частотные спектры РПИ (рис. 2), из которых следует, что при достаточно больших γ (когда выполняется условие (12)) на частотах $\omega_n^{\text{торц}}$ (см. (10) или (11)) действительно возникают ненасыщающиеся дополнительные максимумы, возрастающие с ростом γ . Сравнение частотных спектров для стоек с разными степенями нерегулярности показывает, что в случае большого числа N пластин в стопке (например, $N = 50$) степень нерегулярности (по крайней мере в пределах десятков процентов) практи-

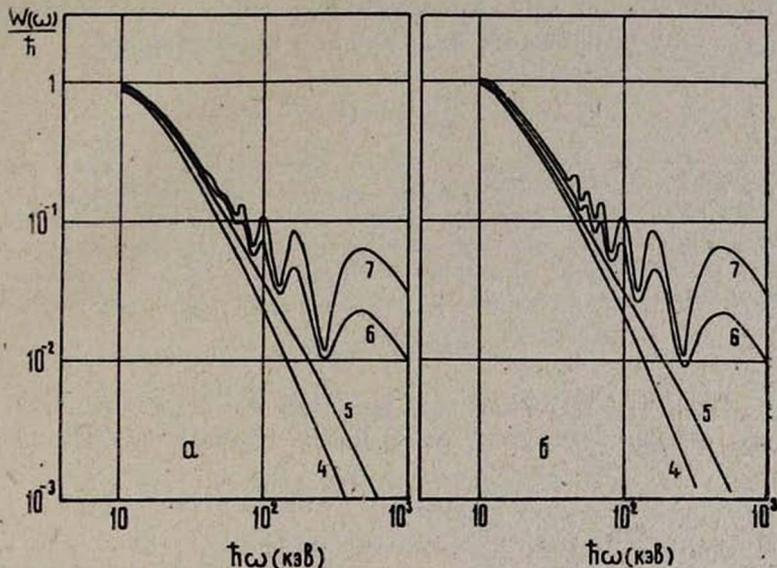


Рис. 2. Частотные спектры $W(\omega)$ РПИ в нерегулярной стопке из 50 пластин с параметрами $\bar{a} = 30$ мкм, $\bar{b} = 500$ мкм, $\bar{h}\omega_{01} = 20$ эВ, $\omega_{02} = 0$ и степенью нерегулярности 32% (а) и 10% (б). Цифры у кривых указывают значение $\lg \gamma$.

чески не влияет на положения и величины максимумов торцевой интерференции (рис. 2). Это обусловлено небольшим относительным разбросом толщины $a_{\text{экв}}$ эквивалентной пластины при больших N . Однако при небольших N максимумы торцевой интерференции сильно сглаживаются при увеличении степени нерегулярности стопки. Положения этих максимумов определяются формулой (10) или (11) только для достаточно регулярной стопки, т. е. при условии, что дисперсии $\langle \Delta a^2 \rangle$ и $\langle \Delta b^2 \rangle$ достаточно малы.

После интегрирования спектров по частоте мы получаем суммарную интенсивность РПИ. Если пределы интегрирования охватывают частоты $\omega_n^{\text{торц}}$, то при выполнении условия (12) суммарная интенсивность начинает монотонно возрастать с ростом γ .

Авторы выражают свою искреннюю благодарность Г. М. Гарибяну за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гарибян Г. М., Ян Ши, Авакян А. Л. Изв. АН АрмССР, Физика, 18, 197 (1983).

2. Авакян К. М., Алиханян А. И., Гарибян Г. М. и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 267 (1970); Phys. Rev. Lett., 25, 635 (1970).
3. Uto H., Yuan L. C. L., Dell G. F. et al. NIM, 97, 389 (1971).
4. Fabjan С. W. NIM, 146, 343 (1977).
5. Гарибян Г. М., Ян Шу. Рентгеновское переходное излучение. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1983.
6. Гарибян Г. М., Геворгиян Л. А., Ян Шу. ЖЭТФ, 9, 284 (1974).
7. Гарибян Г. М. Научное сообщение ЕФН-27 (73), 1973.

ՌԵՆՏԳԵՆՆՅԱՆ ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅՑՄԱՆ ԵԶՐԱՅԻՆ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՏԻԱՆ
ՈՂ ԿԱՆՈՆԱՎՈՐ, ՍԱՀՄԱՆԱՓՍԿ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ

ՅԱՆ ՇԻ, Գ. Ա. ՇՈԳԵՐՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ թիթեղների կանոնավոր, վերջավոր շերտում նախկինում գտնված
ռենտգենյան անցումային ճառագայթման եզրային ինտերֆերենցիան տեղի ունի նաև սահմանա-
փակ, ոչ կանոնավոր միջավայրում: Հետազոտված են ճառագայթման ինտենսիվության ան-
կյունա-հաճախային և հաճախային բաշխումները՝ կախված մասնիկի լորենց-ֆակտորից և մի-
ջավայրի ոչ կանոնավորության աստիճանից: Ճառագայթման հաճախային սպեկտրում եզրա-
յին ինտերֆերենցիոն նոր մարսիմոմենտը չեն հազենում մասնիկի լորենց-ֆակտորի աճման
դեպքում:

THE BUTT END INTERFERENCE OF X-RAY TRANSITION
RADIATION IN FINITE IRREGULAR MEDIUM

C. YANG, G. A. SHOGERYAN

It is shown that the recently observed butt end interference of X-ray transition radiation in a finite regular stack of plates takes place also in a finite irregular medium. The frequency-angular and frequency distributions of radiation intensity are investigated depending on the particle Lorentz-factor and the degree of medium irregularity. The new butt end interference maxima in the radiation frequency spectrum do not saturate with the increase of Lorentz-factor.

УДК 533.922

К ТЕОРИИ ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ
ЛЕНГМЮРОВСКИХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ

А. В. АКОПЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 6 июня 1983 г.)

В квазиклассическом приближении с учетом динамической поляризации плазмы изучается вопрос излучения продольных плазменных (ленгмюровских) волн, образованных при столкновении заряженных частиц. Получены спектры излучений, испускаемых медленными подтепловыми и быстрыми надтепловыми частицами в плазме.

Общая теория

Столкновения заряженных частиц в плазме могут привести к тормозному излучению разнообразных мод волн [1, 2]. В случае однородной, изотропной и изотермической плазмы помимо тормозного излучения поперечной электромагнитной волны (t -волны) может происходить также излучение продольной плазменной волны (l -волны) вблизи электронной ленгмюровской частоты ω_{pe} . Настоящая работа посвящена изучению этого процесса. Плазма, основное состояние которой является максвелловским, считается состоящей из ионов одного сорта и тепловых электронов.

Пусть в плазме сталкиваются две произвольные заряженные частицы сортов α и β . В квазиклассическом приближении введем $W_{\alpha\beta}(\mathbf{x}, \mathbf{k})$ — вероятность того, что пробные заряды со скоростями \mathbf{v}_α и \mathbf{v}_β при парном столкновении обмениваются импульсом \mathbf{x} и испускают плазмон с волновым вектором \mathbf{k} . Согласно [3] имеем (далее $\hbar = 1$)

$$W_{\alpha\beta}(\mathbf{x}, \mathbf{k}) = (2\pi)^3 |M|^2 \delta(\omega' - \mathbf{k}\mathbf{v}_\alpha - (\mathbf{v}_\alpha - \mathbf{v}_\beta)\mathbf{x}), \quad (1)$$

$$\omega' = \text{Re } \omega, \quad \omega \simeq \omega_{pe} \left(1 + \frac{3}{2} k^2 d_e^2 \right) + i\gamma, \quad kd_e \ll 1, \quad \gamma \ll \omega_{pe},$$

где $d_e = v_{Te}/\omega_{pe}$ — дебаевский радиус для электронов плазмы, v_{Te} — средняя тепловая скорость электронов плазмы, γ — инкремент нарастания или декремент затухания волн.

В (1) M — матричный элемент перехода, для которого на основе метода, разработанного в [3], находим следующее выражение

$$M = \frac{e_\alpha e_\beta}{\pi} \sqrt{\frac{\omega_{pe}}{2}} \frac{\mathbf{k}}{k^2} \left\{ \frac{e_\alpha}{m_\alpha} \frac{\mathbf{k}\mathbf{x}}{x^2 e^{i(\mathbf{x}, \mathbf{v}_\beta)}} \frac{1}{(\omega_{pe} - \mathbf{k}\mathbf{v}_\alpha)^2} - \frac{e_\beta}{m_\beta} \frac{(\mathbf{k}, \mathbf{x} + \mathbf{k})}{|\mathbf{x} + \mathbf{k}|^2 e^{i(\mathbf{x} + \mathbf{k}, (\mathbf{x} + \mathbf{k})\mathbf{v}_\alpha)}} \frac{1}{(\omega_{pe} - \mathbf{k}\mathbf{v}_\beta)^2} \right\} +$$

$$+ \frac{e}{m \omega_{pe}^2 \varepsilon^l(\alpha, \alpha \mathbf{v}_\beta)} \frac{1}{\varepsilon^{l\alpha}(\alpha + \mathbf{k}, (\alpha + \mathbf{k}) \mathbf{v}_\alpha)} \left[\frac{\mathbf{k}\alpha}{x^2} (\varepsilon^{l(\varepsilon)\alpha}(\alpha + \mathbf{k}, (\alpha + \mathbf{k}) \mathbf{v}_\alpha) - 1) - \frac{(\mathbf{k}, \alpha + \mathbf{k})}{|\alpha + \mathbf{k}|^2} (\varepsilon^{l(\varepsilon)}(\alpha, \alpha \mathbf{v}_\beta) - 1) \right] \quad (2)$$

Здесь e_α , e_β и m_α , m_β — заряды и массы пробных частиц, e , m — заряд и масса электрона, ε^l — диэлектрическая проницаемость, $\varepsilon^{l(\varepsilon)}$ — ее электронный компонент [4]. Всюду мы пренебрегаем членами, содержащими множитель m/m_i , где m_i — масса иона.

Матричный элемент (2) обладает наглядным физическим смыслом. Первые два члена в больших круглых скобках описывают конверсию виртуальных «волн» в реальные l -волны при комптоновском рассеянии на собственных зарядах пробных частиц. Третий член описывает конверсию при рассеянии на динамической поляризации плазмы. Связанное с последним эффектом излучение будем называть переходным тормозным излучением.

Выражения (1) и (2) позволяют вычислить величины, характеризующие излучение при столкновении произвольных нерелятивистских частиц. Для конкретности рассмотрим процессы излучения при столкновениях медленных и быстрых частиц.

Тормозное излучение подтепловых частиц

Пусть скорости пробных частиц удовлетворяют соотношениям

$$\sqrt{\frac{2\omega_{pe}}{m_\alpha}} \ll v_\alpha \ll v_{Te}, \quad \sqrt{\frac{2\omega_{pe}}{m_\beta}} \ll v_\beta \ll v_{Te}, \quad (3)$$

где левые части неравенств соответствуют условию применимости квазиклассического приближения. Из (1) и (2) следует, что при выполнении (3) основной вклад в излучение вносит обычный тормозной механизм, связанный с конверсией на собственных зарядах частиц.

Вычислим спектральную интенсивность спонтанного излучения l -волн, пользуясь формулой

$$\frac{dI_\omega}{d\omega} = \frac{\omega^3}{3^{5/2} v_{Te}^3} W_{\alpha\beta}(\omega^l) \sqrt{\omega^{l2} - \omega_{pe}^2}, \quad (4)$$

где $W_{\alpha\beta}(\omega^l)$ — полная вероятность излучения. Выражение (4) справедливо только для узкого интервала частот вблизи плазменной частоты ω_{pe} . Используя (1)–(3) и проведя интегрирование по α и по телесному углу излучения, на основе (4) получим

$$\frac{dI_\omega}{d\omega} = \frac{32}{3^{5/2} v_{Te}^3 |\mathbf{v}_\alpha - \mathbf{v}_\beta|} \frac{e_\alpha^2 e_\beta^2}{\omega_{pe}^2} \sqrt{\omega^{l2} - \omega_{pe}^2} \left(\frac{e_\alpha}{m_\alpha} - \frac{e_\beta}{m_\beta} \right)^2 \ln \frac{x_0 |\mathbf{v}_\alpha - \mathbf{v}_\beta|}{\omega_{pe}}, \quad (5)$$

где x_0 — наибольшее значение импульса обмена:

$$x_0 = \frac{\mu v^2}{2 e_\alpha e_\beta} \quad \text{при} \quad \frac{e_\alpha e_\beta}{v} \gg 1, \quad (6)$$

$$x_0 = \mu v \quad \text{при} \quad \frac{e_\alpha e_\beta}{v} \ll 1,$$

$v = |v_\alpha - v_\beta|$ — относительная скорость, $\mu = m_\alpha m_\beta / (m_\alpha + m_\beta)$ — приведенная масса частиц. При получении (5) считалось, что $x_0 \gg x_{\min}$, где $x_{\min} = \omega_{pe} / v$ — наименьшее значение импульса обмена. В (5) основной вклад вносят те столкновения, для которых прицельные параметры соударения меньше дебаевского радиуса плазмы.

Необходимо отметить, что формула (5) подобна аналогичному выражению для интенсивности тормозного излучения t -волн нерелятивистскими зарядами в вакууме [7]. Из (5), в частности, приходим к выражениям для интенсивности излучения L -волн при столкновении электрона с тяжелым ионом плазмы [1, 2].

Тормозное излучение надтепловых частиц

Рассмотрим другой предельный случай, когда скорости пробных частиц значительно превосходят v_{Te} . При этом ситуация усложняется, и с целью получения явных результатов будем делать следующие предположения:

1) частица сорта α — быстрый надтепловой электрон со скоростью

$$v_e \gg v_{Te}, \quad v_e \gg \sqrt{\frac{2\omega_{pe}}{m}}; \quad (7)$$

2) частица сорта β — тяжелый ион плазмы, смещением которого при соударениях мы пренебрегаем;

$$3) \quad x_0 \gg k, \quad x_0 \gg x_{\min} = \frac{|\omega_{pe} - kv_e|}{v_e}, \quad (8)$$

$$|\omega_{pe} - kv_e| \gg \gamma.$$

Здесь целесообразно найти интенсивность излучения, отнесенную к единице объема плазмы. Проведя для этого суммирование по всем ионам в единичном объеме плазмы и усреднив результат по ансамблю равномерно распределенных ионов, из (1) для полной вероятности излучения будем иметь

$$W_{el}(\omega^l) = (2\pi)^3 n_i \int |M|^2 F(x) \delta(\omega^l - kv_e - xv_e) dx d\Omega. \quad (9)$$

Здесь n_i — плотность ионов плазмы, $F(x)$ — фурье-образ ионного коррелятора в состоянии теплового равновесия, $d\Omega$ — элемент телесного угла излучения.

Пользуясь [5, 6], получаем

$$F(x) = 1 - \frac{Z}{Z+1} \frac{1}{1+x^2 d^2}, \quad (10)$$

где Z — заряд иона, $d = d_e / \sqrt{Z+1}$.

Найдем отдельно выражения для интенсивностей обоих типов излучения, не интересуясь при этом вкладом интерференционного члена в излучение. Из (2), (4), (9) и (10), используя (8), для обычного тормозного излучения получаем

$$\frac{dI_{\omega}^{(1)}}{d\omega} = \frac{8 Z^2 e^6 \omega_{pe} n_i \sqrt{\omega^2 - \omega_{pe}^2}}{3^{5/2} m^2 v_e v_{Te}^3 (\omega^2 - k^2 v_e^2)^2} \left[\ln(1 + x_0^2 d^2) - \frac{x_0^2 d^2}{1 + x_0^2 d^2} \left(1 + \frac{Z x_0^2 d^2}{2(Z+1)(1 + x_0^2 d^2)} \right) \right]. \quad (11)$$

Из (11) следует, что при сильной дебаевской экранировке поля иона ($x_0 d \ll 1$), когда наименьший прицельный параметр соударения $r_{\min} \sim \sim 1/x_0 \gg d$, интенсивность обычного тормозного излучения падает по закону $dI_{\omega}^{(1)}/d\omega \sim (x_0 d)^4$. Что касается роли соударений, отнесенных к наибольшему прицельному параметру $r_{\max} \sim 1/x_{\min}$, то ввиду того, что $r_{\max} \gg d$, вкладами таких соударений можно пренебречь. Последний член в (11), содержащий в знаменателе $Z+1$, обуславливает влияние ионной парной корреляции.

Рассмотрим спектр переходного тормозного излучения. Упростив, согласно (7) и (8), соответствующую часть матричного элемента (2), с использованием (4), (9) и (10) получаем

$$\frac{dI_{\omega}^{(2)}}{d\omega} = \frac{8}{3^{5/2}} \frac{Z^2 e^6 n_i \omega_{pe}^3}{(Z+1)^2 m^2 k^4 v_{Te}^7} \left[\ln \frac{|\omega_{pe}^2 - k^2 v_e^2|}{\omega_{pe}^2} + \frac{k^2 v_e^2}{|\omega_{pe}^2 - k^2 v_e^2|} \right]. \quad (12)$$

Интенсивность (12) в основном обусловлена далекими соударениями, прицельные параметры которых $r_{\max} \gg d$. Это значит, что в отличие от обычного тормозного излучения переходное тормозное излучение беспрепятственно произойдет и в плотной плазме при сильной дебаевской экранировке поля иона. Это связано с тем, что в плотной плазме сказывается заметное влияние динамической поляризации на конверсию виртуальных «волн» в реальные.

Заключение

Обсудим относительные вклады, вносимые обоими механизмами излучения. Из (11) и (12) следует, что в случае не слишком плотной плазмы, когда $x_0 d \gg 1$, как при больших ($\omega_{pe} \gg kv_e$), так и при малых ($\omega_{pe} \ll kv_e$) длинах волн

$$\frac{dI_{\omega}^{(2)}/d\omega}{dI_{\omega}^{(1)}/d\omega} \sim \frac{1}{(Z+1)^2} \left(\frac{v_e}{v_{Te}} \right)^4.$$

Следовательно, при умеренных значениях Z переходное тормозное излучение надтеплого электрона будет доминировать над обычным тормозным излучением.

С другой стороны, при существовании на общем фоне спектра излучения узкого диапазона частот

$$\gamma^2 \ll |\omega^2 - k^2 v_e^2| \ll (Z+1)^2 \left(\frac{v_{Te}}{v_e} \right)^2 k^2 v_{Te}^2$$

излучение в нем главным образом будет обусловлено уже обычным тормозным механизмом.

Таким образом, мы выяснили некоторые особенности зависимости тормозного излучения L -волн от параметров плазмы и пробных частиц. Полученные результаты, на наш взгляд, могут быть применены как для разреженной холодной плазмы, так и для горячей плотной плазмы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бекефи Дж. Радиационные процессы в плазме. Изд. Мир, М., 1971.
2. Даусон Дж. Излучение плазмы. В сб. «Физика высокотемпературной плазмы». Изд. Мир, М., 1972.
3. Акопян А. В., Цытович В. Н. Физика плазмы, 1, 673 (1975).
4. Силин В. П., Рухадзе А. А. Электромагнитные свойства плазмы и плазмоподобных сред. Госатомиздат, М., 1961.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. Изд. Наука, М., 1964.
6. Dawson I., Oberman C. Phys. Fluids, 6, 394 (1963).
7. Ахиезер А. И., Берестецкий В. Б. Квантовая электродинамика. Изд. Наука, М., 1969.

ՊԼԱԶՄԱՅՈՒՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԼԵՆԳՄՅՈՒՐՑԱՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԱՐԳԵԼԱԿԱՅԻՆ ՀԱՌԱԳԱՅՔՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա. Վ. ՀԱԿՈՐՅԱՆ

Կլազիկալի մոտավորությամբ, հաշվի առնելով պլազմայի դինամիկ բեռնացումը, ուսումնասիրվում է լիցքավորված մասնիկների բախումների դեպքում երկայնական պլազմային (լենգմյան) ալիքների ճառագայթման պրոցեսը: Որոշված են պլազմայում դանդաղ ընդշերմային և արագ վերջերմային մասնիկների բախումների դեպքում արձակված ճառագայթման սպեկտրները:

TO THE THEORY OF BREMSSTRAHLUNG FROM ELECTRON LANGMUIR WAVES IN PLASMA

A. V. HAKOPYAN

Radiation of longitudinal plasma waves produced at the collisions of charged particles in plasma near the electron Langmuir frequency ω_{pe} has been investigated in quasi-classical approximation taking into account the dynamical polarization of plasma. Radiation spectra were obtained for limiting cases of slow subthermal as well as fast superthermal particles in plasma.

УДК 532.783.535

ПРОХОЖДЕНИЕ СВЕТА ЧЕРЕЗ ТРЕХСЛОЙНУЮ ПЛАСТИНКУ
СО СЛОЕМ ДИСПЕРГИРУЮЩЕГО ХОЛЕСТЕРИЧЕСКОГО
ЖИДКОГО КРИСТАЛЛА

О. С. ЕРИЦЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 24 июня 1981 г.)

После переработки 15 марта 1983 г.

Рассмотрено прохождение света через трехслойную пластинку со слоем диспергирующего холестерического жидкого кристалла (ХЖК), граничащим с двух сторон с изотропными пластинками. Изучено влияние анизотропии поляризуемости на круговой дихроизм и интенсивность прошедшего света. Рассмотрено влияние анизотропии на поворот плоскости поляризации света, прошедшего через трехслойную пластинку со слоем ХЖК, а также через однородную анизотропную пластинку, представляющую собой предельный случай ХЖК с бесконечно большим шагом спирали.

1. Взаимодействие света с холестерическим жидким кристаллом имеет, как известно, дифракционный характер [1—3]. Поэтому часто можно пренебрегать наличием границ, обуславливающих френелевские отражения. В работе [4] был рассмотрен слой ХЖК между полубесконечными изотропными средами и было установлено, что френелевские отражения могут привести к заметным оптическим эффектам. Следующей ступенью в изучении взаимодействия света с ХЖК, подготовленной решением задачи о слое ХЖК между полупространствами [1, 4], является, естественно, задача взаимодействия света с трехслойной пластинкой, образованной слоем ХЖК, граничащим с двух сторон с изотропными пластинками. Такая задача, уже соответствующая реальной экспериментальной ситуации, была рассмотрена в [5] в отсутствие частотной дисперсии, которая, однако, как следует из [6], может привести к заметным качественным эффектам. Дисперсия и поглощение в [6] учтены в случае одной границы, когда свет нормально падает на полупространство ХЖК (такая задача без учета дисперсии решена в [7]). В настоящей работе дисперсия и поглощение в слое ХЖК учитываются в случае трехслойной пластинки, состоящей из слоя ХЖК между изотропными пластинками.

2. На рис. 1 приведены полученные с помощью ЭВМ графики зависимости величины кругового дихроизма D от длины волны λ при наличии частотной дисперсии диэлектрической проницаемости:

$$\begin{aligned} \varepsilon_1(\omega) &= \varepsilon_1 + \Delta\varepsilon(\omega) u_1, \\ \varepsilon_2(\omega) &= \varepsilon_2 + \Delta\varepsilon(\omega) u_2, \end{aligned} \quad (1)$$

где $\varepsilon_1(\omega)$ и $\varepsilon_2(\omega)$ — главные значения компонент тензора диэлектрической

проницаемости в плоскости xy . Сплошная линия соответствует случаю $u_1 = 0, u_2 = 1$, пунктир — случаю $u_1 = 1, u_2 = 0$. Величина $\Delta\varepsilon(\omega)$ имеет вид

$$\Delta\varepsilon(\omega) = A [(\omega_0^2 - \omega^2) - i\gamma\omega] [(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + (\gamma\omega)^2]^{-1}. \quad (2)$$

Свет падает вдоль оси z , которая перпендикулярна границам трехслойной пластинки, ось ХЖК параллельна оси z ; $\varepsilon_1 = 2,29, \varepsilon_2 = 2,143$; диэлектрическая проницаемость изотропных пластин равна 2,25, толщина каждой пластинки — 1 мм, шаг спирали — 0,42 мкм, толщина слоя ХЖК — 20 мкм

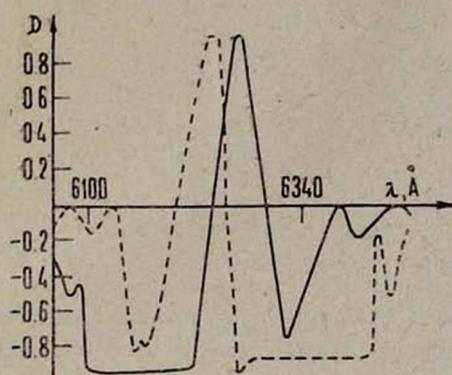


Рис. 1.

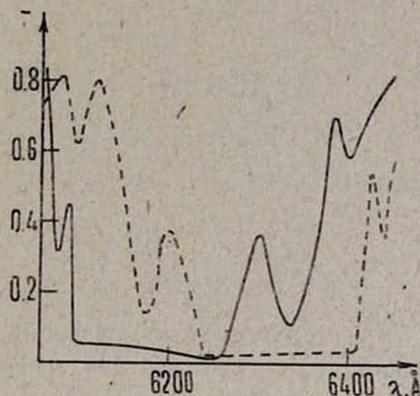


Рис. 2.

$\gamma = 4 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, $A = 2 \cdot 10^{28} \text{ с}^{-2}$, частота поглощения $\omega_0 = 2,98 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ попадает в середину области дифракционного отражения. В случае $u_1 = 1, u_2 = 0$ поглощение целиком включено в $\varepsilon_1(\omega)$, а в случае $u_1 = 0, u_2 = 1$ — в $\varepsilon_2(\omega)$. Как следует из рис. 1, анизотропия сильно влияет на ход частотной зависимости кругового дихроизма.

На рис. 2 представлены графики зависимости коэффициента прохождения T (по интенсивности) от длины волны, соответствующие случаям $u_1 = 0, u_2 = 1$ (сплошная линия) и $u_1 = 1, u_2 = 0$ (пунктир). Анизотропия, как видно из графиков, сильно влияет и на частотный ход T .

Рассмотренные два предельных случая соответствуют ситуациям, когда молекулы ХЖК содержат дипольную линию поглощения, для которой дипольный момент перехода составляет с длинной осью молекул угол $\Phi = 0^\circ$ (при $u_1 = 1, u_2 = 0$) и угол $\Phi = 90^\circ$ (при $u_1 = 0, u_2 = 1$). В работе [8] вычислен круговой дихроизм при разных значениях Φ , и в этом отношении задача, поставленная в [8], аналогична нашей. Однако в [8] считалось, что ХЖК находится не между пластинками, а между двумя полупространствами.

3. Расчеты, выполненные нами на ЭВМ для трехслойной пластинки, показали, что производная η азимута поляризации ψ прошедшей волны по азимуту поляризации φ падающей волны отличается от 1 и сильно зависит от φ (φ и ψ отсчитываются от направления директора на входной границе слоя ХЖК). Это является следствием наличия анизотропии с учетом многократных отражений и не связано с вращательной способностью или закрученностью. Действительно, наши расчеты на ЭВМ, основанные на фор-

мулах [9], показали, что анизотропные однородные пластинки (соответствующие ХЖК с бесконечно большим шагом спирали, т. е. без закрученности) обладают таким же свойством как при наличии, так и в отсутствие магнитооптического вращения (φ и ψ для таких пластинок отсчитывались от оси x ; ось z перпендикулярна границам). При $|\eta| > 1$ имеет место усиление изменения азимута (т. е. поворота плоскости поляризации).

Зависимость между ψ и φ для неактивной пластинки имеет вид (штрихом и двумя штрихами обозначены действительная и мнимая части):

$$\operatorname{tg} \psi = -(a/2) \pm \sqrt{(a/2)^2 + 1}, \quad (3)$$

$$a = (E_{4x}'^2 + E_{4x}''^2 - E_{4y}'^2 - E_{4y}''^2) (E_{4x}' E_{4y}' + E_{4x}'' E_{4y}'')^{-1},$$

$$E_{4x} = A_x \cos \varphi \exp i\Phi_x, \quad E_{4y} = A_y \sin \varphi \exp i\Phi_y,$$

$$A_{x,y} = 4 n_{x,y} E [16 n_{x,y}^2 \cos^2 \alpha_{x,y} + 4(1 + n_{x,y}^2)^2 \sin^2 \alpha_{x,y}]^{-1/2},$$

$$\alpha_{x,y} = \omega c^{-1} n_{x,y} d, \quad n_x = \sqrt{\varepsilon_{xx}}, \quad n_y = \sqrt{\varepsilon_{yy}},$$

$$\Phi_{x,y} = \arcsin \operatorname{tg} [(1 + n_{x,y}^2) (2 n_{x,y})^{-1} \operatorname{tg} \alpha_{x,y}],$$

E — модуль поля падающей волны, d — толщина пластинки. Один из знаков в (3) соответствует большой полуоси эллипса поляризации прошедшей волны, другой — малой полуоси.

Из сопоставления наших результатов, относящихся к упомянутым выше разным средам, следует, что усиление имеет место благодаря азимутальной неоднородности — неэквивалентности разных азимутов, обусловленной анизотропией. Отметим, что при неучете отражений на границах формулы (3) существенно меняются, т. е. границы играют существенную роль в формировании поляризации прошедшей волны.

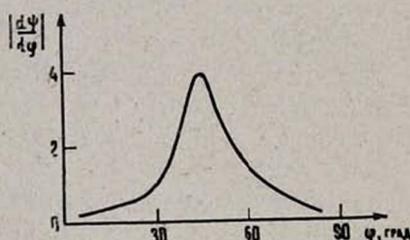


Рис. 3.

На рис. 3 приведен рассчитанный на ЭВМ график зависимости $|d\psi/d\varphi|$ от φ ($d = 1,0101$ мм, $\varepsilon_{xx} = 2,40684$, $\varepsilon_{yy} = 2,37869$, $\lambda = 643,8$ нм).

ЛИТЕРАТУРА

1. Беляков В. А., Дмитриенко В. Е., Орлов В. П. УФН, 127, 221 (1979).
2. Де Жен П. Физика жидких кристаллов (пер. с англ. под ред. А. С. Соиня). Изд. Мир, М., 1977.
3. Чандрасекар С. Жидкие кристаллы (пер. с англ. под ред. А. А. Веденова и И. Г. Чистякова). Изд. Мир, М., 1980.
4. Толмачев А. В., Сонин А. С. ФТТ, 17, 3096 (1975).
5. Аракелян С. М. и др. Квантовая электроника, 7, 959 (1980).
6. Ерицян О. С. Изв. АН АрмССР, Физика, 16, 449 (1981).
7. Кац Е. И. ЖЭТФ, 59, 1854 (1970).
8. Holzwarth G., Holzwarth N. A. W. J. Opt. Soc. Amer., 63, 324 (1973).
9. Ерицян О. С. Кандидатская диссертация, Ереван, 1970.

Հ. Ս. ԵՐԻՑՅԱՆ

Քննարկված է լույսի անցումը դիսպերսիայով օժտված խոլեստերինային հեղուկ բյուրեղի (ԽՀԲ) շերտ պարունակող եռաշերտ թիթեղով: Ուսումնասիրված է անիզոտրոպիայի ազդեցությանը շրջանային դիրքով և անցման գործակցի վրա: Ուսումնասիրված են ալիքի բևեռացման որոշ աննշտություններ համասեռ անիզոտրոպ թիթեղի համար, որը դիտված է որպես անվերջ մեծ բալլով ԽՀԲ-ի մասնավոր դեպք:

THE PASSAGE OF LIGHT THROUGH A THREE-LAYER SHEET INVOLVING A FREQUENCY-DISPERSING LAYER OF CHOLESTERIC LIQUID CRYSTAL

H. S. ERITSYAN

The passage of light through a three-layer sheet involving a frequency-dispersing layer of cholesteric liquid crystal has been considered. The wavelength dependence of the circular dichroism and of the intensity coefficient of the passing wave was calculated numerically. The dependence of the azimuth of passed wave polarization on that of the incident wave was also discussed.



УДК 535.375.5

ОРИЕНТАЦИОННАЯ ОПТИЧЕСКАЯ НЕЛИНЕЙНОСТЬ ВБЛИЗИ НЕУСТОЙЧИВОСТЕЙ КУЭТТОВСКОГО И ПУАЗЕЙЛЕВСКОГО ТЕЧЕНИЙ НЕМАТИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

Р. С. АКОПЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 29 января 1983 г.)

Рассмотрена ориентационная оптическая нелинейность вблизи однородных неустойчивостей куэттовского и постоянного пуазейлевского течений нематических жидких кристаллов. Показано, что возмущение директора жидкого кристалла в гигантском режиме нелинейности критически возрастает вблизи указанных типов неустойчивостей.

1. Введение

Ориентационная оптическая нелинейность мезофазы жидких кристаллов (ЖК) является в настоящее время предметом интенсивных исследований (см., например, [1—10]). Нелинейные оптические константы здесь имеют очень большие значения, что обусловлено ориентационным механизмом. Привлекательной является также возможность относительно простых исследований важных физических свойств ЖК [8]. В работах [11, 12] вблизи фазового перехода из состояния изотропной жидкости в нематический жидкий кристалл (НЖК) была исследована самофокусировка света, обусловленная оптическим Керр-эффектом. Было получено критическое увеличение самофокусировочной константы и времен релаксации. В работах [9, 10] обсуждается оптическая нелинейность ЖК вблизи фазового перехода Фредерикса, индуцированного магнитным полем, и фазовых переходов между жидкокристаллическими модификациями.

Благодаря связи между директором n и скоростью потока v , осуществляемой через вязкие напряжения, такие вязкие течения НЖК, как куэттовское, пуазейлевское или течение по наклонной плоскости, могут стать неустойчивыми даже при очень малых ($\sim 10^{-3} \div 10^{-4}$) числах Рейнольдса [13—19].

В настоящей работе рассматриваются задачи об ориентационной оптической нелинейности вблизи неустойчивостей куэттовского и пуазейлевского течений НЖК. Показано, что в этой области отклонение директора НЖК резко возрастает при приближении потока снизу к его критическому значению, тем самым критически возрастает нелинейный оптический набег фазы. Практически можно реализовать такое возрастание на один-два порядка. Кроме того, обсуждается влияние лазерного излучения на гидродина-

мические движения в НЖК позволит более глубоко исследовать и понять физику неустойчивостей описанных течений.

2. Система линеаризованных гидродинамических уравнений

Рассмотрим следующие схемы экспериментов. Течение Куэтта происходит между двумя параллельными поверхностями (плоскости $z = \pm L/2$, L — толщина ячейки с ЖК), тангенциально движущимися друг относительно друга со скоростью v_0 . Течение Пуазейля происходит между двумя неподвижными плоскостями под действием градиента давления $G = -dp_0/dy$. Поэтому в этом случае ячейка должна быть ограниченной также по x -координате, например, металлическими проволочками, лежащими в плоскостях $x = \pm d/2$, причем будем считать $d \gg L$. На стенках ячейки зададим жесткие граничные условия как для директора $\mathbf{p}_0 = \mathbf{e}_x$, так и для скорости течения $\mathbf{v}(z)$ НЖК: $\mathbf{v}(z) = 0$ при $z = \pm L/2$ для пуазейлевского течения и $\mathbf{v}(L/2) = v_0 \mathbf{e}_y = \text{const } \mathbf{e}_y$, $\mathbf{v}(-L/2) = 0$ для куэттовского течения; \mathbf{e}_x , \mathbf{e}_y и \mathbf{e}_z — орты декартовой системы координат.

В общем случае ориентация может поддерживаться также магнитным полем $\mathbf{H} = H \mathbf{e}_x$. Пусть на такую ячейку падает плоско поляризованная световая волна, волновой и электрический векторы которой лежат в плоскости (x, z) .

Когда поток очень слабый, благодаря упругим эффектам указанная ориентация преобладает во всем объеме. Тогда невозмущенный профиль скорости при куэттовском течении имеет вид

$$v_0(z) = v_0 \left(\frac{1}{2} + \frac{z}{L} \right) \mathbf{e}_y,$$

т. е. градиент скорости $s = dv_{0y}/dz$ постоянен и равен $s = v_0/L$, а при пуазейлевском течении

$$v_0(z) = \frac{G}{2\eta_a} \left[\left(\frac{L}{2} \right)^2 - z^2 \right] \mathbf{e}_y, \quad s = -\frac{G}{\eta_a} z, \quad (1)$$

где η_a — коэффициент вязкости в описанной геометрии.

При достаточно интенсивных потоках стационарные профили скорости \mathbf{v}_0 и директора \mathbf{p}_0 возмущаются даже в отсутствие внешних полей. Обозначим возмущение директора через $\delta \mathbf{p} = \mathbf{p} - \mathbf{p}_0 \equiv (0, p_y, p_z)$, возмущение скорости — $\delta \mathbf{v} = \mathbf{v} - \mathbf{v}_0 \equiv (v_x, v_y, v_z)$ и возмущение давления — $\delta p = p - p_0 \equiv p$.

Линеаризованные уравнения, связывающие эти возмущения, для однородной в плоскости ($\mathbf{p}_0, \mathbf{v}_0$) задачи ($\partial/\partial x = \partial/\partial y = 0$) можно получить из известных уравнений [13—18] с добавлением момента, действующего на директор со стороны светового поля. Этот момент для описанной выше схемы имеет только y -компоненту

$$\Gamma_l = e_{ijk} n_j \left[\frac{\delta F_E}{\delta n_k} - \frac{\partial}{\partial x_m} \frac{\delta F_E}{\delta (\partial n_k / \partial x_m)} \right] = -\frac{\varepsilon_a}{16\pi} (E_x E_z^* + E_x^* E_z) (\mathbf{e}_y)_l,$$

где e_{ijk} — антисимметричный единичный тензор, $\varepsilon_a = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$ — анизо-

тропия диэлектрической восприимчивости на световой частоте, \mathbf{E} — комплексная амплитуда квазимонохроматического светового поля, связанная с вещественным вектором напряженности $\mathbf{E}_{\text{вещ}}$ соотношением

$$\mathbf{E}_{\text{вещ}}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} [\mathbf{E} e^{-i\omega t} + \mathbf{E}^* e^{i\omega t}],$$

ω — частота световой волны, F_E — свободная энергия взаимодействия световой волны с НЖК:

$$F_E = -\frac{\varepsilon_a}{16\pi} (\mathbf{nE})(\mathbf{nE}^*).$$

Из граничных условий и трех линеаризованных уравнений следует $v_z = v_y = p = 0$ [13—18], а остальные уравнения имеют вид

$$\alpha_3 \partial_{zt}^2 n_z + (\gamma_b - \eta_a) \partial_z (s n_y) + \gamma_b \partial_{zz}^2 v_x = 0, \quad (2)$$

$$(-K_2 \partial_{zz}^2 + \chi_a H^2 + \gamma_1 \partial_t) n_y + \alpha_2 n_z s = 0, \quad (3)$$

$$(-K_1 \partial_{zz}^2 + \chi_a H^2 + \gamma_1 \partial_t) n_z + \alpha_3 \partial_z v_x + \alpha_3 n_y s = \frac{\varepsilon_a}{16\pi} (E_x E_z^* + E_x^* E_z), \quad (4)$$

где $\eta_b = 0,5(\alpha_3 + \alpha_4 + \alpha_6)$, $\eta_a = 0,5\alpha_4$, $\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_6$ — коэффициенты Лесли, $\gamma_1 = \alpha_3 - \alpha_2$, $\partial_z \equiv \partial/\partial z$, * — обозначает комплексное сопряжение, K_1 и K_2 — коэффициенты упругости Франка, H — напряженность магнитного поля, $\chi_a = \chi_1 - \chi_2$ — анизотропия магнитной восприимчивости.

Мы рассматриваем возмущения, однородные в плоскости $(\mathbf{n}_0, \mathbf{v}_0)$, для которых решение уравнения (2) с учетом граничных условий имеет вид

$$\frac{\partial v_x}{\partial z} = \frac{\gamma_a - \gamma_b}{\gamma_b} s n_y - \frac{\sigma_3}{\eta_0} \partial_t n_z. \quad (5)$$

Тогда для n_y и n_z получаем

$$[-K_2 \partial_{zz}^2 + \chi_a H^2 + \gamma_1 \partial_t] n_y + \alpha_2 n_z s = 0, \quad (6)$$

$$\left[-K_1 \partial_{zz}^2 + \chi_a H^2 + \left(\gamma_1 - \frac{\alpha_3^2}{\eta_b} \right) \partial_t \right] n_z + \frac{\gamma_a}{\eta_b} \sigma_3 n_y s = \frac{\varepsilon_a}{16\pi} (E_x E_z^* + E_x^* E_z).$$

3. Куэтовское течение

Как уже указывалось выше, при куэтовском течении $s = \text{const}$. Поэтому решение системы (6) можно искать в виде

$$n_y = \sum_{m=1}^{\infty} A_m(t) \sin \frac{\pi m z}{L}, \quad (7)$$

$$n_z = \sum_{m=1}^{\infty} B_m(t) \sin \frac{\pi m z}{L}.$$

Подставляя (7) в (6), получаем

$$A_m(t) = A_m^{\text{ст}} (1 - e^{-\Gamma_m t}), \quad (8a)$$

$$B_m(t) = B_m^{CT} (1 - e^{-\Gamma_m t}), \quad (86)$$

$$A_m^{CT} = C_1 D_m (C_1 C_2 - Q_{1m} Q_{2m})^{-1}, \quad (8B)$$

$$B_m^{CT} = Q_{2m} D_{1a} (C_1 C_2 - Q_{1m} Q_{2m})^{-1}, \quad (8Г)$$

$$\Gamma_m = \frac{\gamma_1 Q_{1m} + \gamma_2 Q_{2m}}{2 \gamma_1 \gamma_2} \left[1 - \sqrt{1 + \frac{4 \gamma_1 \gamma_2 (C_1 C_2 - Q_{1m} Q_{2m})}{\gamma_1 Q_{1m} + \gamma_2 Q_{2m}}} \right], \quad (8Д)$$

где введены следующие обозначения:

$$C_1 = \alpha_2 s, \quad C_2 = \alpha_3 \eta_a s / \eta_b, \quad \gamma_2 = \gamma_1 - \alpha_3^2 / \eta_b,$$

$$D_m = \frac{\varepsilon_a}{8 \pi^2 m} [E_x E_x^* + E_x^* E_x] [1 - (-1)^m], \quad (9)$$

$$Q_{1,2m} = K_{1,2} \left(\frac{\pi m}{L} \right)^2 + \kappa_a H^2.$$

В решении (8) существенный вклад дает только первая мода с $m = 1$. Для нее вблизи порога неустойчивости имеем

$$\begin{aligned} A_1^{CT} &= \frac{\eta_b}{2 \alpha_3 \eta_a} D_1 (s_{kp} - s)^{-1}, \quad s_{kp}^2 = \frac{\eta_b Q_{11} Q_{21}}{\alpha_2 \alpha_3 \eta_a}, \\ B_1^{CT} &= 0,5 \left(\frac{\eta_b Q_{21}}{\alpha_2 \alpha_3 \eta_a Q_{11}} \right)^{1/2} D_1 (s_{kp} - s)^{-1}, \\ \Gamma_1 &= 2 \left(\frac{\eta_a}{\eta_b} \alpha_2 \alpha_3 Q_{11} Q_{21} \right)^{1/2} \frac{s_{kp} - s}{\gamma_1 Q_{11} - \gamma_2 Q_{21}}. \end{aligned} \quad (10)$$

Оптический набег фазы в стационарном случае есть

$$\begin{aligned} \psi_{CT}(L) &= \frac{\omega}{c} \left[\frac{\varepsilon_{||}}{\varepsilon_{\perp}} (\varepsilon_{\perp} - \sin^2 \alpha) \right]^{1/2} L + \frac{\omega \varepsilon_a \sin \alpha}{\pi \varepsilon_{\perp} c} \times \\ &\times \left(\frac{2 \eta_b Q_{21}}{\alpha_2 \alpha_3 \eta_a} \right) D_1 (s_{kp}^2 - s^2)^{-1}, \end{aligned} \quad (11)$$

где α — угол между вектором поляризации световой волны и осью x .

В нелинейной оптике интерес представляет второй член в (11), который пропорционален интенсивности световой волны. Его можно записать в более удобном виде

$$\psi_{CT}(L) = b \delta \varphi \xi^{-1}, \quad \xi = \frac{s_{kp}^2 - s^2}{s_{kp}^2}, \quad (12)$$

где $b = 96/\pi^4 \approx 1$, $\delta \varphi$ — нелинейный набег фазы в отсутствие потока:

$$\delta \varphi = \frac{\omega \varepsilon_a^2}{96 c \sqrt{\varepsilon_{\perp}} \pi K_1} L^3 |E|^2 \sin^2 \alpha \cos \alpha. \quad (13)$$

Численные оценки удобно сделать при $s \ll s_{kp}$, когда $\xi \approx 1$, и для случая падения света под углом $\alpha \approx 30^\circ$ (в среде) при $L = 10^{-2}$ см для НЖК МБА [19]. Как известно [4—6], легко можно зарегистрировать величину ψ_{CT} на уровне $\sim 1/30$, для чего необходимы плотности мощности

$P = (c/8\pi) |E|^2 \sim 0,1 \text{ Вт/см}^2$. Приближение к порогу неустойчивости течения снизу еще в ξ^{-1} раз уменьшает необходимую мощность.

4. Пуазейлевское течение

При пуазейлевском течении из (1) следует $s = -Gz/\eta_a \equiv -s'z$, и поэтому для решения стационарной задачи без магнитного поля из (6) имеем систему

$$\begin{aligned} -\frac{d^2 N_y}{dZ^2} - E_r Z N_z &= 0, \\ -\frac{d^2 N_z}{dZ^2} - E_r Z N_y &= D, \end{aligned} \quad (14)$$

где введены следующие безразмерные обозначения:

$$Z = \frac{2z}{L}, \quad N_y = n_y, \quad N_z = \left(\frac{\alpha_2 \eta_b K_1}{\alpha_3 \eta_a K_2} \right)^{1/2} n_z, \quad (15)$$

$$D = \frac{\varepsilon_a}{16\pi} \left(\frac{L}{2} \right)^2 \left(\frac{\alpha_2 \eta_b}{\alpha_3 \eta_a K_1 K_2} \right)^{1/2} (E_x E_x^* + E_x^* E_z),$$

а постоянная Эриксена есть

$$E_r = \frac{G}{\eta_a} \left(\frac{\alpha_2 \eta_b}{K_1 K_2 \eta_a} \right)^{1/2} \left(\frac{L}{2} \right)^3. \quad (16)$$

Переходя к новым переменным

$$X = E_r^{1/3} Z, \quad U = -\frac{1}{\pi D} E_r^{2/3} (N_y + N_z), \quad W = -\frac{1}{\pi D} E_r^{2/3} (N_y - N_z), \quad (17)$$

из (12) получаем два уравнения Эйри

$$\begin{aligned} \frac{d^2 U}{dX^2} + XU &= \pi^{-1}, \\ \frac{d^2 W}{dX^2} - XW &= -\pi^{-1}, \end{aligned} \quad (18)$$

общие решения которых даются функциями Эйри $\text{Ai}(X)$, $\text{Bi}(X)$ и $\text{Gi}(X)$:

$$\begin{aligned} U &= A \text{Ai}(-X) + B \text{Bi}(-X) - \text{Gi}(-X), \\ W &= -A \text{Ai}(X) - B \text{Bi}(X) + \text{Gi}(X), \end{aligned} \quad (19)$$

где A и B — константы, подлежащие определению из граничных условий

$$n_{y,z} \left(\pm \frac{L}{2} \right) = 0.$$

Вблизи порога неустойчивости пуазейлевского течения для A и B получаем

$$A = \frac{\Delta_A}{\Delta'} (X_0^{kp} - X_0)^{-1}, \quad B = \frac{\Delta_B}{\Delta'} (X_0^{kp} - X_0)^{-1}, \quad (20)$$

где

$$X_0 = Er^{1/3}, X_0^{kp} = [Er^{kp}]^{1/3} = 2,347,$$

$$\Delta_A = \text{Gi}(-X_0^{kp}) \text{Bi}(X_0^{kp}) - \text{Gi}(X_0^{kp}) \text{Bi}(-X_0^{kp}),$$

$$\Delta_B = \text{Gi}(-X_0^{kp}) \text{Ai}(X_0^{kp}) - \text{Gi}(X_0^{kp}) \text{Ai}(-X_0^{kp}),$$

$$\Delta' = \frac{d}{dX} [\text{Ai}(X) \text{Bi}(-X) - \text{Ai}(-X) \text{Bi}(X)] \Big|_{X=X_0^{kp}}.$$

Из численных значений $\Delta_A/\Delta' \simeq 0,403$ и $\Delta_B/\Delta' \simeq 0,002$ следует, что коэффициентом B всегда можно пренебречь. Нелинейный набег фазы здесь дается той же формулой (12), при этом $\xi = (Er_{kp}^2 - Er^2)/Er_{kp}^2$, а коэффициент b определяется громоздким выражением, по порядку величины равным 1.

В заключение отметим, что поведение нелинейного набега фазы (12) можно исследовать, например, с помощью самофокусировки света вблизи (но ниже) порога неустойчивости гидродинамического течения. Выше этого порога оптическим наблюдениям может помешать появляющаяся неустойчивость.

Автор благодарит Б. Я. Зельдовича, Н. В. Табиряна и Ю. С. Чилингаряна за ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Б. Я., Табирян Н. В. Письма в ЖЭТФ, 30, 510 (1979).
2. Зельдович Б. Я. и др. Письма в ЖЭТФ, 31, 287 (1980).
3. Зельдович Б. Я., Табирян Н. В. Квантовая электроника, 7, 770 (1980).
4. Pflipetskiĭ N. F. et al. Opt. Com., 37, 28 (1981).
5. Золотыко А. С. и др. Письма в ЖЭТФ, 32, 170 (1980).
6. Khoo I. C., Zhuang S. L. Appl. Phys. Lett., 37, 3 (1980).
7. Одулов С. Г. и др. УФЖ, 25, 1922 (1980).
8. Зельдович Б. Я., Табирян Н. В. ЖЭТФ, 78, 2388 (1980).
9. Hegman R. M., Serinko R. J. Phys. Rev., A 19, 1751 (1979).
10. Акопян Р. С., Зельдович Б. Я., Табирян Н. В. Кристаллография, 28, 973 (1983).
11. Wong G. K. L., Shen Y. R. Phys. Rev. Lett., 32, 527 (1974).
12. Hanson E. G., Shen Y. R., Wong G. K. L. Appl. Phys., 14, 65 (1977).
13. Pieranski P., Guyon E. Phys. Rev., A 9, 404 (1974).
14. Manneville P., Dubois-Violette E. J. Physique, 37, 285 (1976).
15. Jannossy P., Pieranski P., Guyon E. J. Physique, 37, 1105 (1976).
16. Manneville P., Dubois-Violette E. J. Physique, 37, 1105 (1976).
17. Dubois-Violette E. et al. Liq. Cryst., Sol. St Phys. Suppl., 14, 147 (1978).
18. Акопян Р. С., Зельдович Б. Я., Кристаллография, 29, 137 (1984).
19. Пикин С. А. Структурные превращения в жидких кристаллах. Изд. Наука, М., 1981.

ԿՈՂՄԵՐՈՂՈՇԱՅԻՆ ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ՈՉԳԾԱՅԵՆՈՒԹՅՈՒՆԸ ԵՆՄԱՏԻԿ ՀԵՂՈՒԿ
• ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԿՈՒԵՏՅԱՆ ԵՎ ՊՈՒՍՋԵԼՅԱՆ ՀՈՍՔԵՐԻ
ԱՆԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՄՈՏ

Ռ. Ս. ՀԱԿՈՐՅԱՆ

Դիտարկված է կողմնորոշային օպտիկական ոչգծայնությունը նեմատիկ հեղուկ բյուրեղների կուեայան և հաստատուն պուալեյան հոսքերի համասեռ անկայունությունների մոտ: Ցույց է

տրված, որ հեղուկ բյուրեղի դիրնկտորի խոտորումը հսկայական ուղծայնության ուժեղացում խիստ
աճում է նշված տիպի անկայունությունների մոտ:

ORIENTATIONAL OPTICAL NONLINEARITY NEAR THE INSTABILITIES OF COUETTE AND POISEUILLE FLOWS IN NEMATIC LIQUID CRYSTALS

R. S. HAKOPYAN

Orientational optical nonlinearity near the uniform instabilities of Couette and steady Poiseuille flows in nematic liquid crystals (NLC) is considered. It is shown that the perturbation of NLC director in a giant nonlinearity regime critically increases near the noted types of instability.

УДК 535.375

ТРАНСФОРМИРОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО РАЗБРОСА ЛАЗЕРНОЙ НАКАЧКИ ПРОЦЕССОМ ОБРАЩЕНИЯ ВОЛНОВОГО ФРОНТА

В. М. АРУТЮНЯН, С. А. АГАДЖАНЯН, А. Ж. МУРАДЯН, Т. А. ПАПАЗЯН
НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 25 февраля 1983 г.)

Экспериментально реализовано обращение волнового фронта (ОВФ) мощных ультракоротких импульсов света в этанольном растворе резонансного красителя полимстиновой группы 3955. Исследована зависимость величины коэффициента отражения обращенной волны (ОВ) от интенсивности накачки. Обнаружено, что при малых уровнях энергии накачки коэффициент отражения ОВ растет квадратично и достигает своего максимума при некотором значении интенсивности накачки I_H^{opt} . Дальнейшее увеличение энергии опорных волн приводит к уменьшению R . Рассмотрен вопрос изменения относительного статистического разброса энергии излучения при ОВФ в зависимости от интенсивности накачки. Результаты измерений показывают, что величина статистического разброса энергии принимает свое минимальное значение в режиме оптимума отражения ОВ.

В последние несколько лет ведутся интенсивные экспериментальные и теоретические работы по исследованию процесса обращения волнового фронта (ОВФ) [1]. Этот нелинейно-оптический процесс используется в голографии и при дальнейшем развитии может применяться в оптических линиях передачи информации [2], в интерферометрии [3] и т. д. при необходимости устранения искажений волновых фронтов излучения лазеров.

Общим механизмом для ОВФ является четырехфотонное смешение (ЧФС) в нелинейной среде, предложенное в [4]. В случае выроджденного ЧФС две опорные интенсивные волны одинаковой частоты распространяются навстречу друг другу; пробная волна той же частоты составляет с ними некоторый угол. За счет нелинейного взаимодействия в среде рождается четвертая волна, которая распространяется обратно пробной и по отношению к последней имеет обращенный волновой фронт. Одним из таких нелинейных механизмов является насыщение резонансного перехода [5], экспериментально реализованное в ряде материалов (например, в рубине [6], в парах атомарного натрия [7]), среди которых большой практический интерес для лазерной физики представляют органические красители [8—12].

В некоторых экспериментах по исследованию ОВФ были использованы непрерывные лазеры. Однако в большинстве случаев предпочтение дается импульсным лазерам, для которых нелинейное отражение из пространственной области взаимодействия за счет большой мощности является более эффективным. В пикосекундной области длительностей лазеров,

лазера как на основной ($\lambda = 1,06$ мкм), так и на удвоенной ($\lambda = 0,53$ мкм) частотах соответственно приемниками D_2 и D_4 . Паразитные отражения излучения вырезались зачерненными диафрагмами L_1 , L_2 и L_3 . Сечения пробного и опорных волн в красителе были равны между собой и составляли $2,5 \cdot 10^{-3}$ см². Плотности мощности опорных волн варьировались в пределах 1 — 60 ГВт/см². В ходе всего эксперимента был обеспечен линейный режим зависимости величины отраженной волны от интенсивности пробного луча.

Экспериментально была получена зависимость эффективности ОВФ от плотности мощности опорных волн. Результаты приведены на рис. 2. Коэффициент отражения ОВ квадратично растет с ростом интенсивности накачки (I_H) и достигает своего максимума при некотором оптимальном значении $I_H^{opt} = I_1$ (кривая I на рис. 2). Для остальных концентраций соответствующие значения есть $I_2 \div I_5$. Дальнейшее увеличение интенсивности накачки приводит к уменьшению R . Видно, что существует некоторая область значений интенсивности, для которой коэффициент отражения отраженной волны максимален.

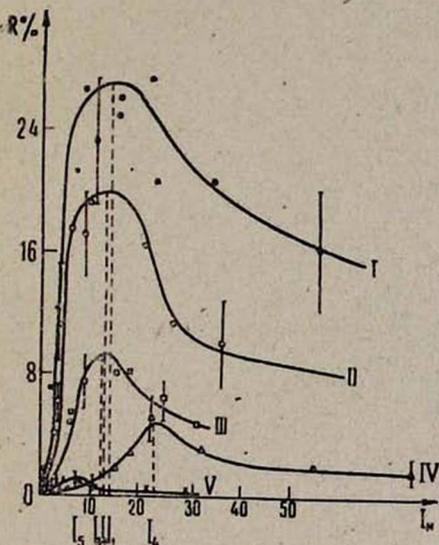


Рис. 2. Зависимость коэффициента отражения отраженной волны от интенсивности накачки при разных значениях концентрации красителя (в единицах 10^3 мг/л): 1,6 (I); 2,5 (II); 3,5 (III); 0,32 (IV); 0,16 (V) (высота кривой V увеличена в два раза).

В практических задачах важное значение приобретает использование изменения статистических параметров излучения при трансформировании

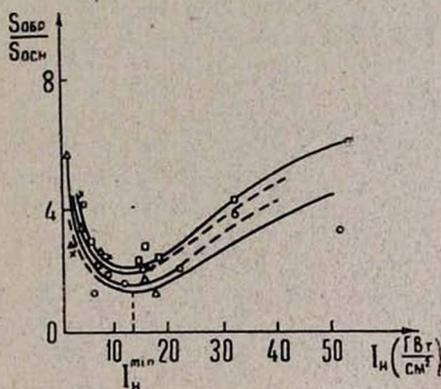


Рис. 3. Зависимость коэффициента трансформации дисперсии энергии при ОВФ от интенсивности накачки для разных значений концентраций красителя η (в единицах 10^3 мг/л): \square — 0,32; \circ — 1,6; \times — 2,5; \triangle — 3,5.

его каким-либо оптико-нелинейным процессом (в нашем случае процессом ОВФ). С этой целью нами была исследована зависимость коэффициента K трансформации разброса энергии накачки, определяемого как отношение среднеквадратичного разброса $S_{обр}$ интенсивности отраженной волны к среднеквадратичному разбросу $S_{осн}$ накачки, от режима реализации ОВФ (рис. 3). Из приведенных на рис. 3 кривых зависимости K от I_H следует, что коэффициент трансформации во всем диапазоне изменения I_H больше

единицы, что связано с нелинейным характером самого явления ОВФ и другими возможными нелинейными процессами (самофокусировка излучения в среде, диссоциация молекул и т. д.), которые сопутствуют ОВФ в красителе.

Однако его величина существенно зависит от режима ОВФ. Для значений интенсивности опорных волн, близких к I_H^{\min} (рис. 3), K принимает свое минимальное значение. Величина I_H^{\min} совпадает с $I_H^{\text{опт}}$ на рис. 2. Следовательно, при максимизации коэффициента отражения ОВ по интенсивности волн накачки одновременно с этим происходит и улучшение статистической характеристики сигнала ОВ. Такое сужение флуктуации в зависимости от оптимального выбора интенсивности наблюдалось для любого фиксированного значения концентрации красителя 3955. Однако степень сужения различна для разных значений концентрации. Наибольшее сужение зафиксировано при концентрации красителя $\eta = 1,6 \cdot 10^8$ мг/л.

Таким образом, исследование процесса вырожденного ЧФС в резонансном красителе 3955 показало, что с улучшением условий отражения энергетический разброс ОВ уменьшается, оставаясь больше разброса накачки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Yarov A. TEEE, J. Quant. Electron., 14, 650 (1978).
2. Pepper D. M. et al. Opt. Lett., 3, 7 (1978).
3. Hopf F. A. J. Opt. Soc. Amer., 70, 1320 (1980).
4. Hellwarth R. W. J. Opt. Soc. Amer., 67, 1 (1977).
5. Abrams R. L., Lend R. C. Opt. Lett., 2, 94 (1978).
6. Liao P. F., Bloom D. M. Opt. Lett., 3, 4 (1978).
7. Liao P. F., Bloom D. M., Economou N. P. Opt. Lett., 2, 58 (1978).
8. Блащук В. Н. и др. ДАН СССР, 241, 1322 (1978).
9. Ивахник В. В. Кандидатская диссертация, МГУ, 1980.
10. Беспалов В. Н. и др. ЖЭТФ, 79, 378 (1980).
11. Moses E. L., Wu F. Y. Opt. Lett., 5, 64 (1980).
12. Tocho J. O., Sibbett W., Bradley D. J. Opt. Commun., 34, 122 (1980).
13. Ивакин Е. В. и др. Препринт № 258 ИФ АН БССР, Минск, 1982.

ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ԳՐԳՈՄԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԱՐԺԵՔՆԵՐԻ ՑՐՎԱԾՈՒԹՅԱՆ
ՁԵՎԱՓՈՒԽՈՒԹՅՈՒՆԸ ԱԼԻՔԱՅԻՆ ՃԱԿԱՏԻ ՇՐՋՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՈՒՄ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ Ս. Ա. ԱՂԱՋԱՆՅԱՆ Ա. Ժ ՄՈՒՐԱԴՅԱՆ Թ. Ա. ՓԱՓԱԶՅԱՆ

Հետազոտված է 3955 ռեզոնանսային ներկանյութում շրջված ալիքային ճախատով ալիքի անդրադարձման դործակցի կախվածությունը դրոման հզորության խտությունից: Ստացված է գրգռող հզորության օպտիմալ արժեքը ըստ անդրադարձման դործակցի: Ուսումնասիրված է շրջված ճախատով ալիքի վիճակագրական պարամետրերի վարքը՝ կախված դրոման հզորությունից և ներկանյութի կոնցենտրացիայից: Գտնված են պայմաններ, երբ շրջված ճախատով ալիքի ինտենսիվության միջին քառակուսային շեղումը փոքրագույնն է:

TRANSFORMATION OF LASER PUMPING ENERGY SPREAD BY MEANS OF PHASE CONJUGATION PROCESS

V. M. ARUTYUNYAN, S. A. AGADZHANYAN, A. Sh. MURADYAN,
T. A. PAPAZYAN

The wave front transformation of ultrashort light pulses was accomplished experimentally in the ethanol solution of resonance dye (3955). The relative statistical energy spread of the radiation at wave front transformation was considered as a function of the pumping intensity. The conditions were found under which the root-mean-square deviation of the phase conjugation intensity was minimal.

УДК 66.067.52:637.232.152

СЕДИМЕНТАЦИЯ ВЫСОКОДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ В ЖИДКОЙ
ГЕТЕРОГЕННОЙ СРЕДЕ В ПОЛЕ ЦЕНТРОБЕЖНЫХ СИЛ
ИНЕРЦИИ

Д. С. ТОРОСЯН

Ленинаканский государственный педагогический институт
им. М. Налбандяна

(Поступила в редакцию 3 марта 1983 г.)

Рассмотрена седиментация высокодисперсных частиц в жидкой среде в поле центробежных сил инерции с учетом молекулярного строения жидкости. Предложены расчетные уравнения траектории и скорости седиментации частиц дисперсной фазы жидкой гетерогенной системы в роторе центрифуги.

Седиментацию высокодисперсных частиц в жидкой гетерогенной среде описывают на основании закона Стокса, верхняя граница применимости которого определяется из требования, чтобы число Рейнольдса было меньше единицы [1—4]. Нижняя граница применимости закона Стокса ограничивается размерами отделяемых частиц, которые могут испытывать интенсивное броуновское движение. Поэтому если размер высокодисперсных частиц дисперсной фазы гетерогенной системы менее одного микрометра, то закон Стокса не применим. В этом случае частицы дисперсной фазы жидкой гетерогенной системы не будут подчиняться гидродинамическим законам вязкого осаждения и их движение будет отличаться от расчетного. В связи с этим влияние ряда важнейших физико-химических постоянных гетерогенной системы на эффективность разделения частиц дисперсной фазы раскрывается не полностью.

Рассмотрим частично заполненный жидкой гетерогенной системой ротор, который с достаточно большой угловой скоростью ω вращается вокруг вертикальной оси. Действием силы тяжести пренебрегаем из-за ее малости по сравнению с рассматриваемыми силами. Обозначим радиус сферической частицы через ρ . Пусть плотность частицы d , больше, чем плотность дисперсионной среды d_c . В качестве обобщенной координаты примем расстояние от оси вращения ротора центрифуги до центра тяжести отделяемой частицы r . Тогда уравнение Лагранжа второго рода можно записать в виде [5, 6]

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

где t — время, $L = K - U$ — функция Лагранжа, K и U — кинетическая и потенциальная энергии рассматриваемой частицы, v — обобщенная скорость частицы, Φ — диссипативная функция Релея.

Функцию Лагранжа определяем из выражения

$$L = \frac{m}{2} \left(v^2 + \frac{d_r - d_c}{d_r} \omega^2 r^2 \right), \quad (2)$$

где m — масса отделяемой частицы.

Диссипативную функцию Релея на основании [7] представим в виде

$$\Phi = \frac{1}{2} \frac{kT}{D} v^2, \quad (3)$$

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

Подставив (2) и (3) в (1), найдем

$$\frac{dv}{dt} = \frac{d_r - d_c}{d_r} \omega^2 r - \frac{kT}{mD} v. \quad (4)$$

Введем обозначения

$$a = \frac{kT}{mD}, \quad b = \frac{\omega^2}{a} \frac{d_r - d_c}{d_r}. \quad (5)$$

Уравнение (4) примет вид

$$\frac{dv}{dt} = -a(v - br), \quad (6)$$

откуда, используя начальное условие $v|_{t=0} = 0$, получаем

$$v = br(1 - e^{-at}). \quad (7)$$

Для реальных условий разделения высокодисперсных частиц дисперсной фазы жидких гетерогенных систем в центрифуге с достаточной практической точностью можно принять $e^{-at} \approx 0$. Тогда из (7) с учетом (5) будем иметь

$$v = \frac{4}{3} \pi \frac{d_r - d_c}{kT} D r^3 \omega^2. \quad (8)$$

Выразив согласно принципу соответствия коэффициент диффузии через соотношение Стокса—Эйнштейна [7, 8], получим общепринятое уравнение для определения скорости осаждения сферической частицы в вязкой среде в поле центробежных сил инерции центрифуги [1—3]:

$$v_{ст} = \frac{2}{9} \frac{d_r - d_c}{\mu} r^2 \omega^2, \quad (9)$$

где μ — динамическая вязкость дисперсионной среды.

Из сопоставления (8) и (9) вытекает взаимно-противоречивое влияние на процесс седиментации ряда важнейших физико-химических постоянных. Так, например, из (9) следует, что процесс центрифугирования можно интенсифицировать, если уменьшить динамическую вязкость дисперсионной среды, что достигается, например, повышением термодинамической температуры разделяемой жидкости. Однако эта закономерность не имеет места при разделении частиц высокодисперсной фазы жидкой гетерогенной системы, так как они подвержены интенсивному броуновскому движению.

Эксперименты, проведенные в НИИХИММАШ-е, показали, что в подобных случаях процесс разделения можно интенсифицировать, если уменьшить термодинамическую температуру разделяемой жидкости, что согласуется с (8), но находится в противоречии с (9). Соотношение (9) неприменимо и в том случае если частицы дисперсной среды жидкой гетерогенной системы способны в результате интенсивного взаимодействия с дисперсионной средой образовывать развитые сольватные оболочки. По общепринятым соображениям в этом случае скорость осаждения, согласно (9), должна уменьшаться [3]. Однако эксперименты показали, что при разделении высокодисперсных частиц, на поверхности которых образуются сольватные оболочки, наблюдается резкое увеличение эффективности разделения. Полученный результат согласуется с (8), так как в этом случае сольватные оболочки увеличивают размер отделяемых частиц и при этом уменьшается также вязкость среды, и в соответствии с (8) происходит резкое увеличение скорости осаждения. Это связано с тем, что происходит уменьшение броуновского движения высокодисперсных частиц и поэтому процесс седиментации преобладает над процессом диффузии.

Найдем траекторию движения частицы при осаждении в роторе центрифуги, так как вид траектории имеет важное значение при моделировании процесса центрифугирования. Наблюдения показывают, что частицы дисперсной фазы жидкой гетерогенной системы внутри ротора движутся не по радиальным направлениям, а по искривленным траекториям.

Примем за ось z ось вращения ротора центрифуги. Тогда в цилиндрических координатах координатными плоскостями будут плоскости, перпендикулярные к оси z , где происходит движение отделяемых частиц, положения которых определяются полярными координатами r и φ . На основании (4) запишем уравнения движения отделяемой частицы относительно декартовых осей x и y :

$$\begin{aligned} \ddot{x} - \omega^2 \left(\frac{d_r - d_c}{d_r} - \frac{kT}{m\omega D} \right) x &= 0, \\ \ddot{y} - \omega^2 \left(\frac{d_r - d_c}{d_r} - \frac{kT}{m\omega D} \right) y &= 0. \end{aligned} \quad (10)$$

Решения дифференциальных уравнений (10) имеют вид

$$\begin{aligned} x &= c_1 e^{\alpha t} + c_2 e^{-\alpha t}, \\ y &= c_3 e^{\beta t} + c_4 e^{-\beta t}, \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$\alpha = \beta = \omega \sqrt{\frac{d_r - d_c}{d_r} - \frac{kT}{m\omega D}},$$

c_1, c_2, c_3, c_4 — постоянные интегрирования.

Используя начальные условия при $t = 0$: $x = r_0$, $y = 0$ и $\dot{x} = 0$, $\dot{y} = v_0$, где r_0 — начальное расстояние частицы от оси вращения ротора центрифуги, v_0 — начальная скорость движения частицы, найдем значения постоянных интегрирования:

$$c_1 = c_2 = \frac{r_0}{2}, \quad c_3 = -c_4 = \frac{v_0}{2\beta} \quad (12)$$

Подставив (12) в (11), окончательно имеем

$$x = r_0 \operatorname{ch}(\alpha t), \quad y = \frac{v_0}{\beta} \operatorname{sh}(\beta t), \quad (13)$$

откуда нетрудно найти траекторию движения отделяемой частицы дисперсной фазы жидкой гетерогенной системы в поле центробежной силы инерции центрифуги:

$$\frac{x^2}{r_0^2} - \frac{y^2 \omega^2 \left(\frac{d_r - d_c}{d_r} - \frac{kT}{m\omega D} \right)}{v_0^2} = 1. \quad (14)$$

Из (14) следует, что отделяемая частица дисперсной фазы жидкой гетерогенной системы движется не по радиальным направлениям, а по гиперболическим кривым, вид которых определяется угловой скоростью вращения ротора центрифуги, массой отделяемой частицы, плотностями разделяемых фаз, коэффициентом сопротивления среды движению частицы, а также начальными значениями скорости и расстояния частицы от оси вращения ротора центрифуги.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соколов В. И. Центрифугирование. Изд. Химия, М., 1976.
2. Шкоропад Д. Е. Центрифуги для химических производств. Изд. Машиностроение, М., 1976.
3. Фигуровский Н. А. Седиментометрический анализ. Академиздат, М.—Л., 1948.
4. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. Изд. Наука, М., 1970.
5. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика. Изд. Наука, М., 1965.
6. Голдстейн Г. Классическая механика. Изд. Наука, М., 1975.
7. Эйнштейн А. Собрание научных трудов, т. 3. Изд. Наука, М., 1966.
8. Кафаров В. В. Основы массопередачи. Изд. Высшая школа, М., 1962.

ՔՆՏՐԻՖՈՒԳԻՆԵՐՍՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՍԵԴԻՄԵՆՏԱՑԻԱՆ ՀԵՂՈՒԿ ՀԵՏԵՐՈԳԵՆՆԱՅԻՆ ՄԻՋԱՎԱՅՐՈՒՄ ԻՆԵՐՑԻԱՅԻՆ ԿԵՆՏՐՈՆԱԽՈՒՅՍ ՈՒԺԵՐԻ ԳԱՇՏՈՒՄ

Ջ. Ս. ԹՈՐՈՍՅԱՆ

Քննարկված է բարձրադիսպերս մասնիկների սեդիմենտացիան հեղուկ հետերոգենային միջավայրում: Առաջարկված են մասնիկների արագությունների և հետագծերի հավասարումներ կենտրոնախույս իներցիոն ուժադաշտում:

SEDIMENTATION OF HIGHLY DISPERSED PARTICLES IN LIQUID HETEROGENEOUS MEDIUM IN THE FIELD OF CENTRIFUGAL INERTIAL FORCES

J. S. TOROSYAN

The sedimentation of highly dispersed particles in a liquid heterogeneous medium was considered. Some equations for the calculation of the velocity and trajectory of particles in the field of centrifugal inertial forces in the centrifuge were proposed.

УДК 621.384

ЭЛЕКТРОННЫЙ КАНАЛ УСКОРИТЕЛЯ ЕРФИ ДЛЯ ЭКСПЕРИМЕНТОВ НА МЕЧЕНЫХ ФОТОНАХ

Г. Л. БАЯТЯН, Г. С. ВАРТАНЯН, С. А. ГИШЯН, Н. А. ЗАПОЛЬСКИЙ,
В. Н. КОВАЛЕНКО, С. Г. КНЯЗЯН, А. Т. МАРГАРЯН,
А. А. МАРКАРЬЯН, С. Р. ШАХАЗИЗЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 16 марта 1983 г.)

Описан электронный канал ускорителя ЕрФИ для экспериментов на меченых фотонах. Медленный вывод электронов осуществляется с использованием схем с разделенными функциями шести линз в шести фокусирующих прямолинейных промежутках, одной квадрупольной и одной шестипольной линз. Описан тракт выведенных электронов с анализирующим магнитом мечения. Приведены основные характеристики элементов, использованных в канале выведенного электронного пучка.

На Ереванском синхротроне создан электронный канал медленного вывода для экспериментов на меченых фотонах. Для медленного вывода принята схема с разделенными функциями. При этом используется по 6 линз, включенных между собой последовательно и расположенных в 6 фокусирующих прямолинейных промежутках ускорителя попарно: одна квадрупольная и одна шестипольная [1] (переключением полярности отдельных шестиполей можно регулировать фазу нелинейного возмущения на азимуте септум-магнита). На рис. 1 показаны импульсы токов всех систем электронного вывода, их взаимное положение во времени по циклу ускорения и указаны максимальные значения амплитуд.

Настройка системы питания линз производится с учетом следующих обстоятельств. Импульс тока в шестиполях устанавливается по циклу ускорения таким образом, чтобы его плоская вершина была симметрична относительно момента H_{max} ведущего магнитного поля. При этом амплитуда импульса подбирается такой, чтобы развиваемая шестиполями сила обеспечивала необходимую эффективность вывода. Варьируя момент включения и амплитуду импульса тока в квадрупольях, можно регулировать как момент начала, так и скорость введения в резонанс ускоренных частиц.

Импульсы тока в обеих системах линз синхронизируются таким образом, чтобы к моменту, когда первые частицы начнут покидать сепаратрисы (начало вывода), возбуждение шестиполей имело номинальное значение.

На азимуте септум-магнита создается локальное возмущение орбиты (бамп) такого же типа, который используется при выводе гамма-пучков [2]. Септум-магнит расположен с внутренней стороны орбиты между 14-ым и 15-ым блоками кольцевого электромагнита. Электроны, отклоненные септумом, проходят три блока (15, 16 и 17) в общей камере с циркулирую-

щими электронами и входят в зазор отклоняющего магнита, установленного с наружной стороны орбиты между 17-ым и 18-ым блоками.

Настройка септум-магнита и отклоняющего магнита включает в себя как юстировку самих магнитов по радиусу и высоте, так и подбор момента включения и величины амплитуды импульсов тока в них, которые обеспечивали бы заданный угол отклонения выведенных частиц.

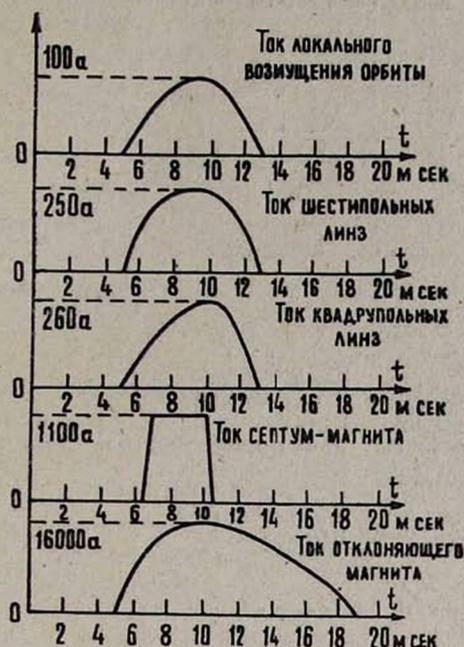


Рис. 1. Импульсы токов всех систем электронного вывода.

Внешний тракт канала изображен на рис. 2. Коллиматор длиной 82 см (~ 45 радиационных единиц) выполнен из нержавеющей стали и имеет сменные вкладыши с калиброванными отверстиями для пропускания пучка. Далее следует первый дублет квадрупольных линз типа МЛ-15. Между ними установлен дублет шторковых коллиматоров для подавления фонового сопровождения пучка. Следующий за дублетом распределительный магнит типа СП-12М питается постоянным током и позволяет направлять выведенный пучок в экспериментальный зал по 5 разным каналам.

Трасса выведенного пучка, на которой расположена установка эксперимента с мечеными фотонами, составляет угол $12^{\circ}53'$ с направлением неотклоненного пучка. Чтобы повернуть электроны с энергией 4,5 ГэВ на данную трассу, необходимо подать на распределительный магнит ток 184 А.

Трасса данного канала в экспериментальном зале начинается с поворотного магнита СП-137. Далее расположен второй дублет квадрупольных линз, предназначенный для транспортировки пучка таким образом, чтобы на физической мишени получился оптимальный пучок с минимальными размерами и угловой расходимостью.

Магнит СП-57, расположенный за линзами, является анализирующим и используется для получения меченых фотонов. Все расстояния между

линзами и магнитами пучок электронов проходит в вакуум-проводе. Полная длина канала составила 35 м, центральный импульс электронов и импульсный разброс равнялись соответственно 4,5 ГэВ/с и 1%. Элементы

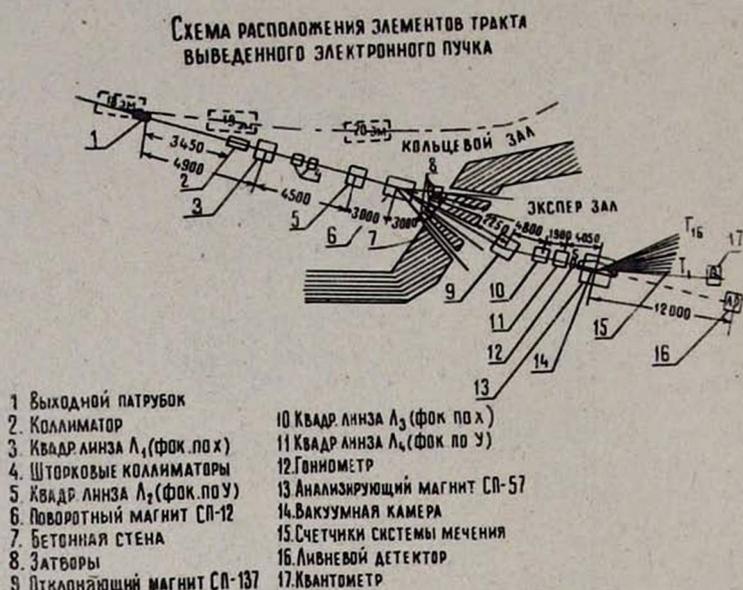


Рис. 2. Внешний тракт выведенного электронного пучка для экспериментов на меченых фотонах.

магнито-оптического канала и их характеристики приведены в таблице. Для определения эффективных длин были проведены магнитные измерения.

Таблица

Тип элемента	Длина (м)	Поле
Квадрупольные линзы (3, 5)	0,9	80 Гс/см
Магнит СП-12	3	10,7 кГс
Магнит СП-137	2,32	10,9 кГс
Квадрупольные линзы (10, 11)	0,9	380 Гс/см
Магнит СП-57	1,3	13 кГс

Согласование элементов канала и матрицы преобразования были рассчитаны по программе TRAMP. Согласно этим расчетам на расстоянии 2 м от магнита мечения пучок должен был иметь размеры 7,7 мм по горизонтали и 5,3 мм по вертикали с расходимостью соответственно 0,4 мрад и 0,8 мрад.

Фотографируя профиль пучка на разных участках канала, нами был выбран следующий оптимальный режим канала:

- в системе локального возмущения орбиты — 11 А (амплитуда),
в квадрупольях — 13 А (амплитуда),

в шестиполях	— 128 А (амплитуда),
в септум-магните	— 552 А (амплитуда),
в отклоняющем магните	— 12480 А (амплитуда),
в линзах первого дублета	— по 100 А,
в линзах второго дублета	— по 500 А.

Размеры оптимального варианта пучка, полученные перед магнитом СП-57, вблизи расположения экспериментальной мишени и перед ливневым детектором (в конце трассы) близки к расчетным. Угловая расходимость пучка, оцененная экспериментально, не превышает 1 мрад по горизонтали и вертикали.

В соответствии с требованиями физического эксперимента на основе выведенного пучка формируется фотонный пучок. Для этой цели перед магнитом СП-57 помещается свинцовый конвертор толщиной 0.02 рад. ед. Полученный таким образом гамма-пучок будет иметь направление и форму первичного электронного пучка. При включенном магните СП-57 основной электронный пучок отклоняется на некоторый угол относительно фотонного пучка.

Число выведенных электронов при выбранном режиме элементов канала электронного вывода и при токе циркулирующих электронов в 1 мА составляет $(1,5-2) \cdot 10^8$ эл./с.

В заключение авторы выражают благодарность Е. А. Аракелян, Н. К. Григоряну, С. С. Степаняну, Ш. К. Широян и С. О. Тадевосян за помощь в работе, Г. В. Бадаляну за ценные замечания, а также коллективу ускорителя за обеспечение пучком.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамян Р. О. и др. Труды II Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, т. 2, стр: 187. Изд. Наука, М., 1972.
2. Avertill R. S. IEEE Trans., NS-12, 3, 404 (1965).

ՆԻՇԱԿԻՐ ՖՈՏՈՆՆԵՐԻ ՎՐԱ ՓՈՐՁԵՐԻ ՀԱՄԱՐ ՆԱԽԱՏԵՍՎԱԾ ԵՐՅԻՒՒ ԱՐԱԳԱՑՈՒՑԻՉԻ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԿԱՆԱԼԸ

Հ. Լ. ԲԱՅԱԹՅԱՆ, Հ. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ս. Ա. ԳԻՇՅԱՆ, Ն. Ա. ԶԱԳՈՒՍԿԻ,
Վ. Ն. ԿՈՎԱԼԵՆԿՈ, Ս. Գ. ԿՆՅԱԶՅԱՆ, Ա. Թ. ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ,
Ա. Ա. ՄԱՐԿԱՐՅԱՆ, Ս. Ռ. ՇԱԽԱԶԻԶՅԱՆ

Նկարագրված է Նրֆ-ի արագացուցիչի էլեկտրոնային կանալը՝ նիշակիր ֆոտոնների վրա փորձերի համար: Էլեկտրոնների դանդաղ դուրսբերումը իրականացվում է առանձնացված ֆունկցիաների սխեմայով՝ վեց ուղղագծային միջակայքում ֆոկուսացնող, երկբևեռ և վեց բևեռ ունեցող ուսանյակների օգնությամբ: Նկարագրված է դուրս բերված էլեկտրոնների ուղին տարրալուծող նիշարկված մագնիսով: Բերվում են դուրս բերված էլեկտրոնային փնջի կանալում օգտագործված մագնիսական էլեմենտների հիմնական բնութագրերը:

THE ELECTRON CHANNEL OF YEREVAN PHYSICS INSTITUTE ACCELERATOR FOR TAGGED PHOTONS EXPERIMENTS

G. L. BAYATYAN, G. S. VARTANYAN, S. A. GISHYAN, N. A. ZAPOL'SKIJ,
V. N. KOVALENKO, S. G. KNYAZYAN, A. T. MARGARYAN, A. A. MARKARYAN,
S. R. SHAKHAZIZYAN

The electron channel of the Yerevan Physics Institute accelerator for tagged photons experiments is described. The slow extraction of electrons was carried out using the arrangement with separated functions of six lenses in six focusing rectilinear intervals of one quadrupole and one sextupole lenses. The tract of extracted electrons with an analyzing tagging magnet is described and main characteristics of magnetic elements used in the channel of extracted electron beam are given.

УДК 535.853;539 1.07

ИСКРОВОЙ СПЕКТРОМЕТР С БОЛЬШОЙ ПРОДОЛЬНОЙ БАЗОЙ

Р. Б. АЙВАЗЯН, Г. А. БАЯТЯН, Г. С. ВАРТАНЯН, С. Г. КНЯЗЯН,
А. Т. МАРГАРЯН, Э. М. МАТЕВОСЯН, К. К. ШИХЛЯРОВ

Ереванский физический институт
(Поступила в редакцию 20 апреля 1983 г.)

Описывается искровой спектрометр с продольной базой более 20 метров. Приводятся основные характеристики оптических искровых камер, используемых в спектрометре в качестве трековых детекторов. Описывается метод реконструкции событий с помощью «клиновой оптики». Показано, что угловая точность на полной базе спектрометра — порядка 10^{-4} рад. В качестве калибровочных данных приводятся результаты реконструкции геометрических параметров электронного пучка ИФВЭ.

1. Введение

Успешное выполнение программы исследований по измерению полного сечения фотообразования адронов с помощью установки ГАММА [1—3] на электронном пучке ИФВЭ [4] предопределило дальнейшее усовершенствование установки с целью выяснения вклада в общее сечение процессов фоторождения ρ^0 -мезонов [5] при энергиях гамма-квантов более 18 ГэВ. Интерес к данному вопросу обусловлен тем, что сечение фоторождения ρ^0 -мезонов, как было показано в работе [6], не зависит от энергии квантов в интервале 5—18 ГэВ. Это, в свою очередь, могло быть указанием на независимость полного сечения фотообразования адронов от E_γ , если верна модель векторной доминантности. С другой стороны, необходимость таких исследований диктовалась также несколько отличными результатами, полученными в работе [7].

Для решения поставленной задачи установка ГАММА была дополнена искровым спектрометром с продольной базой более 20 метров. Полная схема установки приводится на рис. 1. В качестве трековых детекторов в спектрометре использовались четыре широкозасорные искровые камеры, каждая из которых решала локальную задачу. Так, ИК1 предназначалась для фиксирования траектории влета электрона в установку, ИК2 — для уточнения импульса рассеянного электрона в канале «мечения» фотонов и, наконец, ИК3, ИК4 — для восстановления траекторий π^+ -мезонов от распада ρ^0 -мезонов. Ранее в работах [5, 8] нами было показано, что одновременное измерение указанных параметров с учетом известной энергии налетающего фотона позволяет однозначно идентифицировать ρ^0 -мезоны.

В настоящей работе дается краткое описание основных узлов спектрометра, рассматривается метод восстановления траекторий частиц в искровых камерах с помощью «клиновой оптики» и приводятся результаты калибровки спектрометра в целом.

2. Описание узлов спектрометра и результаты его калибровки в целом

Искровые камеры. Все ИК были симметричной конструкции с центральным высоковольтным электродом и разрядным промежутком, равным 15 см. Известно, что подобная конструкция позволяет исключить многие систематические ошибки, возникающие при формировании искрового трека.

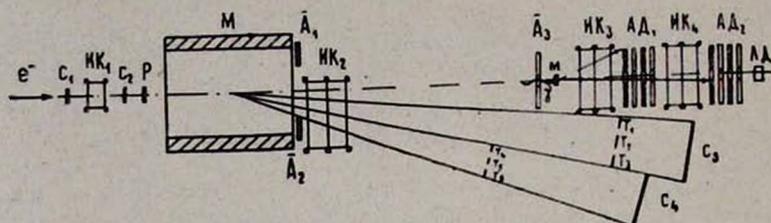


Рис. 1. Схема установки ГАММА с искровыми камерами: C_1 — C_2 , T_1 — T_6 , A_1 — A_3 — сцинтилляционные счетчики, $ИК_1$ — $ИК_4$ — искровые камеры, $АД_1$ — $АД_2$ — адронные детекторы, $ЛД$ — ливневой детектор, P — радиатор.

С целью подавления возможного фона частиц от вещества ИК и исключения многократного рассеяния в качестве основного материала ИК использовалась органическая пленка толщиной 40 мкм, так что общее количество вещества камеры в направлении проходящих частиц удалось уменьшить до $0,03 \text{ г см}^{-2}$. Площадь всех ИК варьировалась в зависимости от геометрии опыта и условий фоновых загрузок в экспериментальном зале. Поэтому ИК1 имела площадь $15 \times 16 \text{ см}^2$, а остальные соответственно: ИК2 — $54 \times 32 \text{ см}^2$, ИК3, ИК4 — $40 \times 32 \text{ см}^2$.

Высоковольтные генераторы. Высоковольтное питание всех камер осуществлялось идентичными пятикаскадными генераторами Аркадьева—Маркса. Амплитуда импульса на камерах достигала 70 кВ с экспоненциальным спадом и с постоянной времени 10^{-6} с. Система обеспечивала предельную частоту работы в 1 Гц, однако в условиях эксперимента частота событий была значительно ниже.

Система газообеспечения. От состава рабочего газа непосредственным образом зависит время памяти искровых камер. Вместе с тем это время устанавливается исходя из максимального числа заряженных частиц, проходящих через ИК в единицу времени. Непосредственные измерения показали, что основной фон на канале экспериментальной установки обусловлен μ -мезонами и составляет 10^6 частиц $\cdot \text{с}^{-1}$ на площади детектора $40 \times 40 \text{ см}^2$. Поэтому время памяти камер нами было выбрано $2 \cdot 10^{-6}$ с. Так как обычно используемый чистый неон в качестве рабочего газа не позволяет иметь столь короткие времена, то в качестве гасящей добавки в камеру вводился фреон-13 в количестве $\approx 5 \cdot 10^{-6}$ от общего объема.

Система газообеспечения для каждого ИК была индивидуальной и позволяла периодически обновлять газовую смесь. Время памяти камер контролировалось по числу искровых треков на один запуск. С такой газовой смесью была исследована эффективность всех камер. С этой целью через спектрометр пропускались пучковые электроны при выключенном маг-

ните. Импульс запуска формировался сцинтилляционными счетчиками S_1 , S_2 и ливневым детектором ЛД. Общая эффективность всех ИК оказалась достаточно высокой и составила 95%.

Система фотографирования. Все искровые камеры, включая генераторы, фоторегистраторы и реперные плиты, на которых устанавливались ИК, были скомпонованы в четыре идентичных «искровых» модуля. В качестве фоторегистраторов использовались серийные камеры РФК-5 с незначительными изменениями. В частности, была введена система, позволяющая синхронизировать смену кадра и отсчет номера события.

Реконструкция искровых треков. В спектрометрах с использованием трековых детекторов возникает необходимость в проведении пространственной реконструкции событий. Существующие традиционные методы (стереопары, зеркала) не всегда оказываются приемлемыми. В связи с этим весьма привлекательным представляется метод, основанный на использовании оптических клиньев, расположенных между фоторегистратором и детектором. Общая идея метода заключается в том, что на пленку фиксируются части трека, просматриваемые объективом как через клин, так и вне его, причем первая оказывается смещенной относительно второй. На наш взгляд основное достоинство метода заключается в сравнительной простоте реконструкции изображения с достаточно хорошей точностью.

Впервые этот принцип для целей ядерной физики описан в работе [9]. Однако реализованная точность «глубинной» координаты в указанной работе не превышала ≈ 5 мм. Вместе с тем имеется реальная возможность довести эту величину до 1—2 мм. Это обстоятельство привело к необходимости иметь точную теорию системы «изображение—оптический клин—фоторегистратор», т. е. получить аналитическую связь

$$\Delta = \Psi(Z, Y_p),$$

где Δ — разность между Y_n -координатами смещенного и прямого изображений точки трека в плоскости фотопленки (рис. 2). Не останавливаясь на теории метода, которая нами подробно изложена в работе [8], отметим, что достижение предельных точностей ограничено тем, что все параметры системы известны с определенными ошибками, часто плохо контролируемые, например, расстояние от оптического центра объектива до клина, точность установки нижнего основания клина перпендикулярно главной оптической оси, точность изготовления клиньев и т. д. В связи с этим при использовании «клиновой» оптики оказалось более целесообразным воспользоваться точной теорией для предварительных оценок, а в рабочих условиях применить принцип калибровки пространства детектора. Это позволяет естественным образом учесть все указанные ошибки.

Для калибровки «искровых» модулей описываемого спектрометра каждый из них был снабжен реперной плитой с нанесенной прямоугольной системой координат и риской оси пучка. Для всех модулей реперные плиты выставлялись методами оптической геодезии так, что ось X была направлена параллельно оси пучка. Предельная ошибка вдоль оси Y составляла ± 300 мкм, а абсолютная ошибка установки реперных плит относительно орбиты пучка по высоте не превышала 100 мкм. Для калибровки пространства ИК относительно неподвижной реперной плиты параллельно

ей могла двигаться в вертикальном направлении специальная горизонтальная плита с нанесенной калибровочной сеткой. Точность сетки составляла ± 10 мкм при шаге 15 мм. Поперечный снос при вертикальном скольжении калибровочной плиты не превышал ≈ 100 мкм. Фотографирование сетки велось с шагом 10 мм.

Обработка калибровочной фотопленки заключалась в

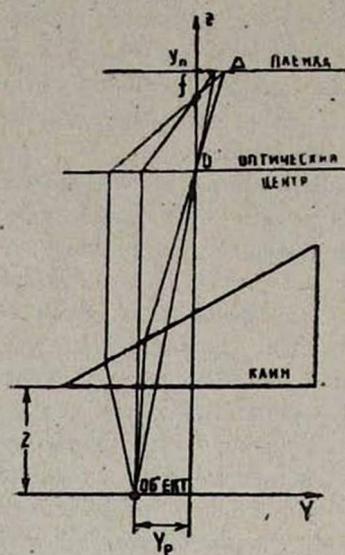


Рис. 2. Схема возникновения прямого и смещенного изображений точки при фотографировании через оптический клин.

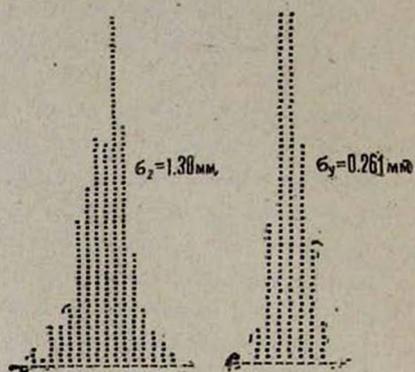


Рис. 3. Точность восстановления трека методом оптического клина.

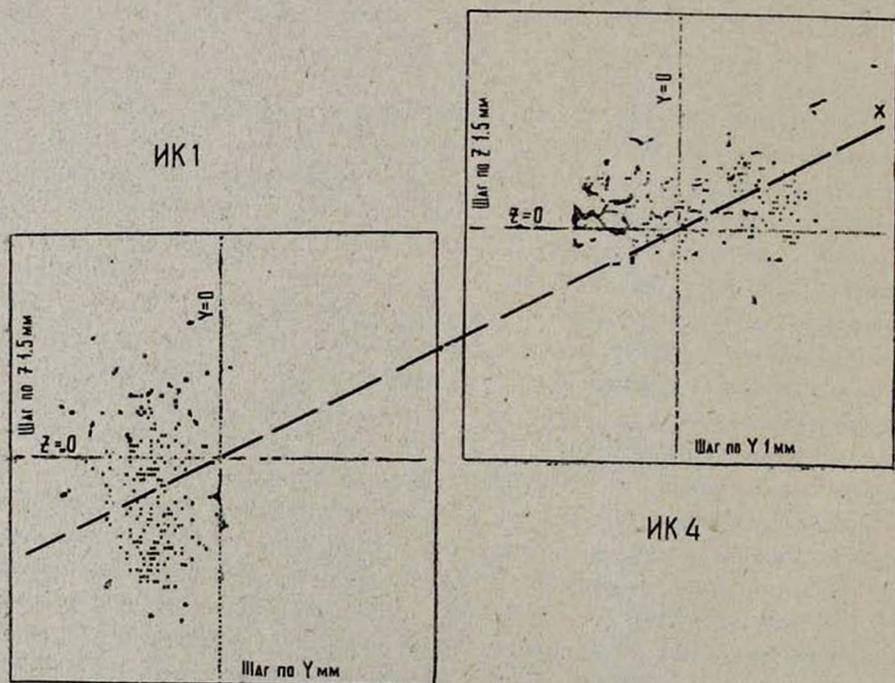


Рис. 4. Изображения пучка электронов в плоскостях ИК1 и ИК4, построенные с помощью ЭВМ.

измерении расстояний от каждой линии калибровочной сетки до реперной оси X (координата Y_n) и до смещенного участка, принадлежащего этой линии (величина Δ). Измерения проводились с помощью микроскопа. Окончательный результат калибровки представляется в виде зависимостей Δ от Z и от Y_p , а также устанавливается связь реальной Y_p с Y_n на пленке. В качестве иллюстрации используемого метода восстановления на рис. 3 приводятся распределения ошибок для координат трека вдоль вертикальной и горизонтальной осей. Видно, что $\sigma_z \approx 1,3 \text{ мм} (\pm 4,3 \cdot 10^{-3} \text{ рад})$, а $\sigma_y = 0,26 \text{ мм} (\pm 0,84 \cdot 10^{-3} \text{ рад})$.

Пользуясь полученными данными, можно показать, что угловая точность спектрометра на полной базе (ИК1—ИК4) равна $\pm 0,56 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$. С целью калибровки и иллюстрации возможностей созданного спектрометра были измерены пространственные параметры первичного электронного пучка установки. После обработки 240 случаев прохождения электронов через всю установку и восстановления траектории каждого электрона в отдельности были получены сечения пучка на первом и четвертом «искровых» модулях (рис. 4). Видно, что пучок, фокусируясь в горизонтальной плоскости, одновременно расфокусируется в вертикальной, а его истинная ось повернута относительно геодезической на угол $\approx 0,8 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$.

В процессе дальнейшей эксплуатации спектрометра был набран необходимый статистический материал, который в настоящее время находится в процессе обработки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алиханян А. И. и др. Научное сообщение ЕФИ-Э4-1 (70), Ереван, 1970.
2. Баятрян Г. Л. и др. Научное сообщение ЕФИ-72 (74), Ереван, 1974.
3. Аракелян Е. А. и др. Научное сообщение ЕФИ-257 (50)-77, Ереван, 1977.
4. Герштейн С. С. и др. Препринт ИФВЭ 72-93, Серпухов, 1972.
5. Алиханян А. И. и др. Научное сообщение ЕФИ-26 (73), Ереван, 1973.
6. Park J. et al. Nucl. Phys., В 36, 404 (1972).
7. Caldwell D. O. et al. Phys. Rev. Lett., 23, 1256 (1969).
8. Авакян Г. Ц. и др. Научное сообщение ЕФИ-308 (33)-78, Ереван, 1978.
9. Коренченко С. М. и др. Препринт ОИЯИ Р13-5170, Дубна, 1972.

ՄԵՐ ԵՐԿԱՅՆԱԿԻ ՀԻՄՔՈՎ ԿԱՅԾԱՅԻՆ ՍՊԵԿՏՐՈՄԵՏՐ

Բ. Ա. ԱՌՈՒՔԱՅԱՆ, Հ. Լ. ԲԱՅԱՔՅԱՆ, Հ. Ս. ՎԱՐԳՆԱՅԱՆ, Ն. Կ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ,
Ա. Ք. ՄԱԳԱՐՅԱՆ, Է. Մ. ՄԱՔԵՎՈՍՅԱՆ, Կ. Կ. ՇԻՆԼՅԱՐՈՎ

Նկարագրվում է 20 մ-ից ավելի երկայնակի հիմքով կայծային սպեկտրոմետր: Բերվում են օպտիկական կայծային խցիկի հիմնական բնութագրերը, որոնք օգտագործվել են սպեկտրոմետրում որպես արեկային դեղնկտորներ: Նկարագրվում է դեպքերի վերակառուցման մեթոդը «սեպային օպտիկայի» օգնությամբ: Յուրի է տրված, որ սպեկտրոմետրի ամբողջ հիմքի վրա անկյունային ճշտությամբ 10^{-4} աստ. կարգի է: Իրրև կալիբրային տվյալներ բերվում են Բարձր էներգիաների ֆիզիկայի ինստիտուտի էլեկտրոնային փնչի երկրաչափական պարամետրերի վերակառուցման ավյալները:

A SPARK CHAMBER SPECTROMETER WITH EXTENDED LONGITUDINAL BASIS

R. B. AIVAZYAN, G. L. BAYATYAN, G. S. VARTANYAN, S. G. KNYAZYAN,
A. T. MARGARYAN, E. M. MATEVOSYAN, K. K. SHIKHLYAROV

A spark chamber spectrometer with longitudinal basis of more than 20 m is described. Main characteristics of optical spark chambers used in the spectrometer as track detectors are given. The angular resolution provided by the spectrometer was better than 10^{-4} rad. A simple method for the spatial reconstruction of particle trajectories by means of "wedge optics" is described. As the calibration of the spectrometer the electron beam geometry of the 70 GeV Serpukhov proton accelerator was reconstructed with its help.

УДК 621.3.038.615

ИЗМЕРЕНИЕ ПРОФИЛЯ ПУЧКА ВЫВЕДЕННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ ПРИ ПОМОЩИ ПРОПОРЦИОНАЛЬНОЙ КАМЕРЫ

Е. А. АРАКЕЛЯН, Г. Л. БАЯТЯН, Г. С. ВАРТАНЯН,
Н. К. ГРИГОРЯН, А. О. КЕЧЕЧЯН, Г. Г. МАРИКЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 25 марта 1983 г.)

Описывается система измерения профиля пучка заряженных частиц на основе пропорциональной камеры с размерами 128×128 мм² и шагом сигнальных проволочек 2 мм. Применены усилители типа УП-32. Координата определяется методом межпроволочной задержки. В качестве задерживающего элемента используются ячейки микросхемы. Информация выводится на амплитудный анализатор. Загрузка системы достигает $2 \cdot 10^4$ частиц в секунду на проволочку.

В физическом эксперименте важное значение имеет измерение и постоянный контроль координат и профиля используемого пучка высокоэнергичных частиц. Для непосредственного наблюдения за выведенным пучком электронов Ереванского синхротрона нами была сконструирована сложная система на основе двухкоординатной многонитевой пропорциональной камеры (МПК).

Камера

Примененная нами МПК — обычная двухкоординатная камера с размерами 128×128 мм², состоящая из двух независимых друг от друга отсеков со съемом информации с анодных проволочек, которые расположены взаимно перпендикулярно, для измерения профиля пучка в горизонтальном и вертикальном направлениях. Расстояние между анодными и катодными плоскостями — 4,8 мм. Анодные плоскости намотаны из вольфрамовой позолоченной проволоки диаметром 20 мкм и шагом 2 мм. Катодные плоскости изготовлены из бериллий-бронзы диаметром 100 мкм и шагом 1 мм. Камера продувалась аргоном, насыщенным парами метилала при температуре 0° С.

Электроника

Импульсы с анодных нитей пропорциональной камеры подавались на модули усилителей накамерного варианта типа УП-32, которые были собраны на базе гибридной микросхемы К243АГ1 [1]. Каждый модуль содержал 32 усилителя, выходы которых вырабатывали парафазные сигналы на уровнях микросхемы ЭСЛ (рис. 1). Модули имели также общий вы-

ход ИЛИ. На одну координатную плоскость использовалось два таких модуля.

Для измерения профиля пучка нами применен метод межпроводочной задержки [2] с использованием в качестве элемента задержки ячейки интегральной микросхемы 155ЛИ1.

Парафазные сигналы с выходов усилителей после прохождения приемника с линий (138ЛП1) и преобразователя уровней ЭСЛ-ТТЛ подаются на задерживающую цепочку, состоящую из логических элементов (двухвходовое ИЛИ), включенных последовательно, как показано на рис. 1, образуя задержку сигнала между соседними проводочками ~ 20 нс.

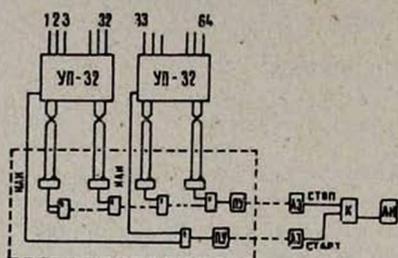


Рис. 1. Блок-схема съема информации с МПК.

На выходе цепочки импульсы от n -ой проводочки появляются с задержкой $20 \times n$ нс. Этот задержанный сигнал после преобразования ТТЛ—НИМ (ПУ) по кабелю длиной ~ 60 м поступает на вход «стоп» время-амплитудного конвертора К. На вход «старт» конвертора К поступает импульс от общего ИЛИ со всех 64 проводочек (суммарный сигнал от ИЛИ выходов двух модулей УП-32) независимо от номера сработавшей проводочки.

При прохождении заряженной частицы через чувствительный объем МПК сигнал с n -ой проводочки через общую схему ИЛИ запускает конвертор К, который останавливается при приходе задержанного импульса от той же проводочки на его «стоп»-вход. Разница во времени, которая при помощи конвертора К линейно преобразуется в амплитуду, дает место прохождения частицы через пропорциональную камеру. Выход конвертора К подается на амплитудный анализатор АИ-256, информация с которого выводится на цифropечать.

Калибровка и измерение

Для калибровки аппаратуры на пропорциональную камеру направлялся коллимированный пучок электронов интенсивностью 10^4 с^{-1} и максимальной энергией 2,15 МэВ от радиоактивного источника Sr^{90} . Задержки сигналов на входах время-амплитудного конвертора подбирались так, чтобы сигналам с центральных проводочек соответствовала такая амплитуда импульсов на выходе, которая фиксируется в средних каналах анализатора. На рис. 2 показаны калибровочные гистограммы, полученные при попадании пучка электронов в центр камеры и при перемещении источника на ± 40 мм. На рисунке видно, что смещению на 80 мм соответствует 210 каналов анализатора, т. е. $\sim 2,5$ канала на миллиметр.

Система испытывалась на выведенном пучке электронов Ереванского синхротрона. Загрузка на одну проводочку достигала $2 \cdot 10^4$ частиц в секунду.

На рис. 3 приведена гистограмма профиля пучка. Полная ширина на 0,1 высоте амплитудного спектра совпадает с горизонтальным размером профиля пучка, полученным фотографированием непосредственно на камере.

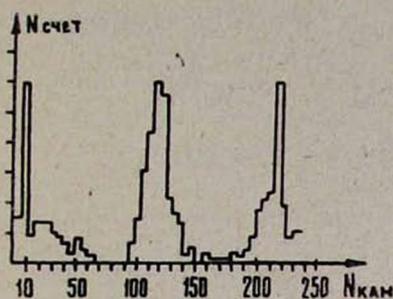


Рис. 2. Калибровочные гистограммы.

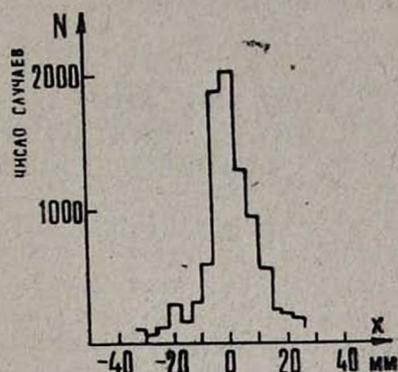


Рис. 3. Гистограмма профиля пучка электронов.

В заключение авторы выражают признательность В. А. Сенько за ценную консультацию и помощь в работе, а также персоналу ускорителя за обеспечение пучком.

ЛИТЕРАТУРА

1. Антипов Ю. М. и др. Препринт ИФВЭ 77-85, 1977.
2. Аульченко В. М. и др. Профилметр с высоким пространственным разрешением. Пропорциональные и дрейфовые камеры. Дубна, 1978.

ՀԱՄԵՄԱՏԱԿԱՆ ԽՑԵՐԻ ՕԳՆՈՒԹՅԱՄԲ ԴՈՒՐՍ ԲԵՐՎԱՄ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐԻ ՓՆՋԻ ՀԱՏՎԱԾՔԻ ՉԱՓՈՒՄԸ

Ե. Ա. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Հ. Լ. ԲԱՅԱԹՅԱՆ, Գ. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ, Ն. Կ. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ,
Ա. Օ. ՔԵՇԵՇՅԱՆ, Գ. Գ. ՄԱՐԻԿՅԱՆ

Նկարագրված է 128/128 մմ² շափերի և 2 մմ ազդանշանային լարերի քայլի համեմատական խցերի հիման վրա լիցքավորված մասնիկների փնջի հատվածքի շափման համակարգը: Կիրառված են ՄՈՒ-32 տիպի ուժեղացուցիչներ: Կոորդինատը որոշվում է միջլարային ուղացման մեթոդով: Իրրև ուղացնող տարր օգտագործվում են միկրոսխեմաներ: Ինֆորմացիան դուրս է բերվում ամպլիտուդային անալիզի: Համակարգի ծանրաբեռվածությունը հասնում է $2 \cdot 10^4$ մասնիկ մեկ վարկյանում ամեն մի լարի վրա:

MEASUREMENTS OF EXTRACTED ELECTRON BEAM PROFILE BY MEANS OF A PROPORTIONAL CHAMBER

E. A. ARAKELYAN, G. L. BAYATYAN, G. S. VARTANYAN,
N. K. GRIGORYAN, A. O. KECHECHYAN, G. G. MARIKYAN

A system for the measurement of charged particle beam profile using a 128×128 mm² proportional chamber with 2 mm wire spacing is described, in which the coordinate is determined by means of the interwire delay method. As delay elements we used microcircuit cells. The information from the chamber was read for the amplitude analysis. The maximum system loading made $2 \cdot 10^4$ sec⁻¹ per wire.

УДК 539.1(091):539.165(091)

ХРОНИКА

А. И. АЛИХАНОВ И РАЗВИТИЕ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ЯДЕРНОЙ ФИЗИКЕ В ЛЕНИНГРАДСКОМ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКОМ ИНСТИТУТЕ

В. Я ФРЕНКЕЛЬ, Б. Г. ГАСПАРЯН, А. Г. БОЯДЖЯН

(Поступила в редакцию 5 июня 1983 г.)

В статье рассматривается начальный период исследований А. И. Алиханова по ядерной физике, проведенных в Ленинградском физико-техническом институте. Специальное внимание уделено конференциям по ядерной физике, сыгравшим важную роль в развитии этой области науки (Римская конференция 1931 г., I Всесоюзная конференция в Ленинграде в 1933 г., VII Сольвеевский конгресс). Особенно существенную роль в научной биографии А. И. Алиханова сыграла Лондонская конференция по ядерной физике в 1934 г., на которую он был командирован. В статье впервые публикуется отчет А. И. Алиханова о пребывании в этой командировке. Анализируется также работа А. И. Алиханова (совместная с М. С. Козодаевым) по испусканию позитронов радиоактивными веществами и внутренней конверсии возбужденного ядра.

В марте 1984 г. исполняется 80 лет со дня рождения выдающегося советского ученого, одного из пионеров ядерной физики в нашей стране, академика А. И. Алиханова.

Начало и первые два десятилетия творческой деятельности Абрама Исааковича Алиханова (1904—1970) неразрывно связаны с Ленинградским физико-техническим институтом (ЛФТИ). В 1927 г. Алиханов — студент основанного А. Ф. Иоффе физико-механического факультета Ленинградского политехнического института (который он окончил в 1930 г.) — начал вести научную работу в ЛФТИ. В те годы основные усилия сравнительно небольшого коллектива сотрудников ЛФТИ были направлены на изучение механических и электрических свойств твердых тел и рентгеновских лучей: объекта и инструмента физических исследований. Первые работы А. И. Алиханова, которые курировал П. И. Лукирский, как раз и были посвящены применению рентгеноструктурного анализа к изучению кристаллической решетки металлов (в частности, алюминия при высоких температурах [1]). Совместно с Л. А. Арцимовичем он провел серию исследований по оптике рентгеновских лучей, в которых надо отметить работу по полному внутреннему отражению рентгеновских лучей от тонких слоев, принесшую широкую известность ее авторам [2] (см. также [3]).

Начало 30-х годов в ЛФТИ было ознаменовано резким расширением тематики исследований. Наряду с изучением полупроводников, к которому в институте приступили с конца 20-х—начала 30-х годов (полупровод-

ники были «первой центральной проблемой исследований», как называл их А. Ф. Иоффе), с 1932 г. стали разворачиваться работы по «второй центральной проблеме» — по проблеме атомного ядра [4]. Стимулом для их постановки был ряд блистательных и фундаментальных открытий, сделанных в течение 1932 г., который справедливо называют «золотым» годом ядерной физики.

Прежде всего, в феврале этого года английский физик Чэдвик открыл новую элементарную частицу — нейтрон. В апреле американский ученый Юри открыл тяжелый изотоп водорода — дейтерий. В апрельском номере *Physical Review* была опубликована подробная статья Лоуренса и Ливингстона о конструкции незадолго до этого изобретенного Лоуренсом циклотрона*. В мае того же года англичане Кокрофт и Уолтон в Кембридже бомбардировкой ядер лития протонами, ускоренными в линейном ускорителе, впервые осуществили искусственное расщепление ядра (возможность которого была предсказана десятью годами ранее А. Ф. Иоффе [4]). Их результат вскоре был повторен в Харькове группой переехавших туда из ЛФТИ физиков (А. К. Вальтер, Г. Д. Латышев, А. И. Лейпунский, К. Д. Синельников) [6]. Наконец, в конце 1932 г. К. Андерсон в США при исследовании космических лучей открыл позитрон. Это открытие вскоре было подтверждено сотрудниками Резерфорда Блэккетом и Оккиалини, получившими в камере Вильсона великолепные фотографии треков новой элементарной частицы.

А. И. Алиханов был в числе первых физтеховцев, переключившихся на новую тематику. Созданная приказом по ЛФТИ от 16 декабря 1932 г. группа по исследованию ядра, которую возглавил поначалу А. Ф. Иоффе, а вскоре, уже в 1933 г., заменивший его на этом посту И. В. Курчатов, включала в себя, помимо А. И. Алиханова, Д. В. Скобельцына, М. А. Еремеева, И. П. Селинова и др. К работам в новой области физики были привлечены и физтеховские теоретики: М. П. Бронштейн, Д. Д. Иваненко, С. А. Бобковский [7]. С ноября 1932 г. под руководством И. В. Курчатова начал работать ядерный семинар, секретарем которого был Д. Д. Иваненко. В архиве ЛФТИ сохранились некоторые данные о тематике обзорных и оригинальных докладов, которые читались на этом семинаре. В частности, А. И. Алиханов выступил там с циклом докладов о работах Резерфорда и его сотрудников (стоит подчеркнуть, что из четырех открытий «золотого» года три были самым непосредственным образом связаны с Резерфордом и его лабораторией).

Предчувствие новых и фундаментальных открытий в ядерной физике, несомненно, имелось у видных европейских и советских ученых еще до 1932 г. Так, в октябре 1931 г. в Риме состоялась конференция по ядерной физике. Живые воспоминания о ней мы находим в письме голландского физика-теоретика П. Эренфеста к его другу — директору ЛФТИ академику А. Ф. Иоффе. 10 ноября 1931 г. под свежими впечатлениями о поездке в Рим он пишет из Лейдена в Ленинград:

«Я был приглашен на «Конгресс по электронам и ядрам». Собрались очень интересные люди: Бор, Гейзенберг, Паули, Боте, Гейгер, Эллис, Мил-

* Уже в 1933 г. в лаборатории И. В. Курчатова в ЛФТИ начинает работать маленький «циклотропчик», сконструированный М. А. Еремеевым [5].

ликен, Фаулер, Бриллюэн, Ферми, М. Кюри, Ф. Перрен, Мотт, Дельбрюк, Розенфельд, Мейтнер, Гаудсмит, Росси, Дебай, Штерн, Ричардсон, Таунсенд, Зоммерфельд, Рупп, Гайтлер и я. Но, конечно, все же самым главным было то, что говорил Бор* и что он постепенно вдалбливал всем нам относительно границ применимости квантовой механики: она справедлива еще для протонов ядра, но уже неверна для «электронов в ядре» (для последних становится уже несправедливым и принцип сохранения энергии)**; далее, она негодна во всех тех случаях, когда реакция излучения на электрон соизмерима с силами, удерживающими его на орбите. Этим самым Бор освобождает нас от всего нагромождения сверхученой литературы! И он делает это, выловив сорняки и освободив место для старта тем молодым ученым будущего, которым предстоит выяснить, что же нового должно появиться в этих областях за пределами квантовой механики...» [8].

Отметим также плодотворные дискуссии на Римской конференции между Паули и Ферми о β -распаде и роли в нем нейтрино (об этом пишет Разетти в преамбуле к статье Ферми «К теории β -лучей» [9])***.

Другой существенной вехой на раннем этапе развития ядерной физики была конференция в Париже в июле 1932 г. Особенно примечательно присутствие на ней Ферми, выступившего с докладом «Современное состояние атомного ядра» [9]. Однако, по авторитетному мнению историков науки, эти две конференции не идут в сравнение с Первой Всесоюзной конференцией по атомному ядру, которая сыграла большую роль в дальнейшем развитии ядерной физики не только в СССР, но и во всем мире.

Эта конференция, приуроченная к празднованию 15-летия со дня основания ЛФТИ, проходила в Ленинграде с 24 по 30 сентября 1933 г. На ней присутствовало более ста советских ученых, а также ряд зарубежных физиков: Бек, Вайскопф, Грей, Дирак, Жолио, Ф. Перрен, Разетти. Наряду с докладами, с которыми выступили советские физики Д. В. Скобельцын («Проблемы космических лучей»), Д. Д. Иваненко («Модель ядра»), А. И. Лейпунский («Расщепление ядер»), К. Д. Синельников («Методы получения быстрых ионов и электронов»), С. Э. Фриш («Сверхтонкое строение спектральных линий и свойства атомных ядер»), на конференции были заслушаны также доклады ее зарубежных гостей: Жолио («Нейтроны» и «Возникновение позитронов при материализации фотонов и превращении ядер»), Ф. Перрена («Структурные элементы атомных ядер»), Разетти («Об определении магнитных моментов ядер по сверхтонкому строению спектральных линий»), Дирака («Теория позитрона») и Грея («Аномальное рассеяние γ -лучей») [11].

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что ни И. В. Курчатов (хотя он к тому времени возглавлял отдел физики ядра в ЛФТИ и был председателем оргкомитета конференции), ни А. И. Алиханов, который

* Автор письма имеет в виду доклад Н. Бора «Атомная стабильность и законы сохранения».

** Напомним, что представление о внутриядерных электронах удерживалось в физике до 1932 г., когда после открытия Чедвика была построена протон-нейтронная модель атомного ядра (Д. Д. Иваненко, В. Гейзенберг).

*** О конференции в Риме см. также [10].

уже выдвинулся в число ведущих физиков ЛФТИ, работающих в области ядерной физики, не выступили на конференции. Это объясняется тем, что их исследования в новом направлении только набирали силу.

А. Ф. Иоффе, Дирак и Жолио сразу из Ленинграда отправились на VII Сольвеевский конгресс, который состоялся в Брюсселе в октябре 1933 г. Среди его участников были Блэккетт, Бор, Боте, Л. де Бройль, Гамов, Гейзенберг, Кокрофт, И. Кюри, М. Кюри, Лоуренс, Мейтнер, Паули, Резерфорд, Ферми, Чэдвик, Эллис. Этот конгресс, открывшийся выступлением Ланжевена, был посвящен специально проблемам структуры и свойств атомных ядер. Кокрофт рассказал о своих совместных с Уолтоном исследованиях по искусственному расщеплению ядер лития протонами. Лоуренс детально описал конструкцию циклотрона в Беркли и изложил результаты исследований с дейтронами, ускоренными в этом циклотроне. Доклад Чэдвика был посвящен открытию нейтрона. Супруги Жолио—Кюри сообщили о позитронах, испускаемых при ядерных превращениях; их доклад повторял выступление Ф. Жолио в Ленинграде (и не вызвал, по воспоминаниям Жолио, должного интереса: только Бор и Паули поняли, что французские ученые находятся на пороге большого открытия). Отметим, что в дискуссии, последовавшей за этим докладом, Блэккетт изложил историю открытия позитрона К. Андерсоном при исследовании космических лучей и интерпретацию этого открытия в рамках релятивистской дираковской теории. Эллис говорил о проблеме непрерывного спектра β -излучения, Гейзенберг — о структуре и стабильности атомного ядра в целом. Как видим, тематика докладов во многом повторяла программу Ленинградской конференции.

В работах по истории ядерной физики Международная конференция по физике в Лондоне в 1934 г. практически не анализировалась (исключение составляют книги о Ферми и комментарии к его трудам). Для нас эта конференция представляет совершенно особый интерес в связи с участием в ней А. И. Алиханова — к тому времени заведующего лабораторией физики позитронов ЛФТИ. Конференция была организована Международным союзом чистой и прикладной физики и Королевским физическим обществом Великобритании. В ее работе приняли участие ведущие ученые, работающие в области физики ядра: К. Андерсон, Блэккетт, Борн, Жолио, Кокрофт, И. Кюри, Олифант, Пайерлс, Резерфорд, Д. В. Скобельцын, Ферми, Чэдвик, Эллис [12].

Сохранился отчет о командировке А. И. Алиханова в Лондон, составленный им по возвращении в Ленинград. Этот документ, важный не только для биографии Алиханова, но и для истории международных научных связей, ранее нигде не публиковался. Приводим его полностью.

Отчет о заграничной командировке.

Наркомтяжпромом в сентябре месяце я был командирован в Англию для участия в Лондонской интернациональной физической конференции.

Конференция эта состояла из двух секций: 1) секция атомного ядра

и 2) секция твердого тела*. Я был командирован для участия в первой секции. Прибыл в Лондон 2 октября утром в первый деловой день конференции (официальное начало конференции было 1 октября). Докладов о своих работах на конференции не мог делать, так как заявку на доклады надо было дать гораздо раньше (последний срок был за 2 месяца до начала конференции), когда еще ничего определенного о командировке не было известно. Конференция продолжалась до 6 октября включительно. В течение этого времени я посещал заседания секции атомного ядра, а также познакомился с рядом иностранных ученых: Милликеном, Оже, Жолио, Тибо, Спилердом и т. д.

После окончания конференции я посетил крупнейшую и наиболее интересную физическую лабораторию в Лондоне — лабораторию проф. Блэккетта. Это посещение дало мне возможность познакомиться (конечно, несколько поверхностно) с наиболее современной и совершенной техникой работы с камерой Вильсона. В лаборатории Блэккетта мне удалось видеть 4 камеры Вильсона в работе и ряд новых еще разрабатываемых типов камер, в то время как во всем СССР вряд ли можно назвать больше двух удовлетворительно работающих камер.

Через день я переехал в Кембридж, где в общей сложности провел 5 дней. Прежде всего я посетил лабораторию члена Королевского общества Эллиса, так как в течение последнего года у нас была общая тематика (исследование искусственной радиоактивности) и по ряду вопросов имелись противоречивые результаты. Мы довольно подробно обсудили технику работы нашу и Эллиса, и в заключение беседы Эллис высказался в пользу нашей техники и высказал пожелание в дальнейшем перейти на наш метод работы. В этой же лаборатории я имел возможность побеседовать с немецким физиком Отто Клемперером, очень хорошо знающим работу счетчиков Гейгера—Мюллера. Мне приходилось много работать с этими счетчиками, и неудовлетворительная работа их является главным тормозом в моей работе. В результате этой беседы я выявил ряд факторов, могущих в наших условиях вредно влиять на работу счетчиков; по приезде немедленно же надо устранить их. Кроме Эллиса мне удалось видаться и беседовать с крупнейшим современным физиком Чэдвиком. Эта встреча для меня была очень важна, так как явление испускания положительных электронов при β -распаде, открытое мною, было обнаружено и Чэдвиком. Чэдвик рассказал ряд опытов, которыми он предполагал исследовать детали этого явления. В Кембридже я имел возможность посетить и подробно ознакомиться с лабораторией Кокрофта, с именем которого связаны последние успехи в расщеплении ядра.

16 октября, получив разрешение от НКТП, я выехал в Париж. В Париже я имел возможность осмотреть лаборатории Радиевого института, главным образом лабораторию Жолио и Кюри, открывших искусственную радиоактивность. Посещение этой лаборатории и беседа с Жолио для меня были очень важны, так как одной из основных работ у меня является исследование искусственной радиоактивности. В Радиевом институте я также имел возможность познакомиться с методами изготовления некоторых ра-

* На секции физики твердого тела А. Ф. Иоффе было представлено два доклада по физике прочности. Их перевод см. в [13] (примеч. авторов).

диоактивных препаратов, которые у нас еще не умеют выделять. Кроме Радиевого института я посетил лабораторию Тибо, исследующего свойства положительных электронов.

27 октября я выехал в Берлин, где посетил Кайзер Вильгельм—институт. Наибольший интерес для меня представляла лаборатория проф. Л. Мейтнер, которую я обследовал очень внимательно. Кроме осмотра лаборатории я имел длительную беседу с Л. Мейтнер по вопросам тех противоречий, которые имеются в наших результатах. Об этих противоречиях у нас были уже переговоры в бытность Л. Мейтнер в Ленинграде на Менделеевском съезде*. С тех пор работами в других лабораториях были подтверждены мои результаты, однако повторные опыты, проделанные Л. Мейтнер, давали ей основание настаивать на своих данных. После того, как я ей сообщил, что и Жолио, некогда опубликовавший такие же, как Мейтнер, данные, в личной беседе со мной и проф. Скобельцыным отказался от своих данных, она, по-видимому, уже не предполагает настаивать на своих данных.

Я задержался несколько лишних дней в Берлине для покупки кое-каких мелких лабораторных препаратов и надеясь дождаться ответа на просьбу продлить командировку на одну неделю, высланную нами из Парижа 18 октября.

Я предполагал еще посетить проф. Боте для выяснения деталей работы счетчиков, с которыми у меня часто бывают неудачи. Но так как ответа в течение 15 дней не последовало и деньги были на исходе, то 3 ноября я выехал в СССР и прибыл в Ленинград 6 ноября.

АЛИХАНОВ** [15].

Командировка Абрама Исааковича на Лондонскую конференцию свидетельствует о том, что в это время он уже стал одним из ведущих в нашей стране исследователей в области ядерной физики. Его первая работа по физике атомного ядра, совместная с М. С. Козодаевым, «Испускание положительных электронов из радиоактивного источника» [2], увидевшая свет в ЖЭТФ за сентябрь 1934 г., яркое тому доказательство. В работе дано описание разработанной авторами принципиально новой и эффективной методики измерений, основанной на использовании магнитного спектрографа, соединенного с двумя счетчиками Гейгера—Мюллера, работающими на совпадение. Эта установка позволяла регистрировать сравнительно редкие процессы рождения позитронов и исследовать их энергетические спектры, зависимость выхода позитронов от энергии γ -кванта, от порядкового номера элемента и т. п.

С помощью этой методики Алихановым и Козодаевым были исследованы энергетические спектры позитронов при освещении свинца γ -лучами эманации радия (RaC). Им удалось также установить зависимость выхода позитронов от энергии γ -лучей.

* Лизе Мейтнер во время пребывания в Ленинграде посетила ЛФТИ, где приняла участие в заседании ядерного семинара [14].

** Интересно сопоставить фамилии упомянутых в этом документе физиков с теми, на которых А. И. Алиханов ссылается в своих первых статьях по ядерной физике. В соответствующих ссылках мы находим имена Блэкетта, супругов Жолио—Кюри, Мейтнер, Тибо, Эллиса.

Однако наиболее важный результат заключался в том, что Алиханов и Козодаев открыли новое явление* — испускание позитронов из самого радиоактивного вещества (RaC) даже в отсутствие конвертора (свинца). Для его объяснения авторами была высказана гипотеза об образовании электрон-позитронной пары в результате внутренней конверсии энергии возбужденного ядра.

Высокая оценка вклада А. И. Алиханова в развитие ядерной физики была дана в характеристике его работ, составленной академиком А. Ф. Иоффе 11 октября 1936 г. (хранящейся в личном деле А. И. Алиханова в ЛФТИ, [15]). Приведем небольшую выдержку из этой характеристики: «Алиханов является одним из лучших специалистов в области физики атомного ядра не только у нас, но и за границей. Участвовал в Лондонской конференции по ядру в 1934 г. Имеет пять печатных работ по рентгеновым лучам, включая специальную монографию**, и пять работ по физике атомных ядер». Столь же высоко (но более развернуто) А. Ф. Иоффе оценил заслуги А. И. Алиханова в другом (опубликованном) документе [17].

Работы А. И. Алиханова по физике ядра и физике позитронов: β -распад, взаимодействие ядер с γ -лучами, создание новых методик для ядерных исследований — принесли ему и его ближайшим сотрудникам (А. И. Алиханьяну и М. С. Козодаеву) широкую известность. Не случайно А. И. Алиханов и А. И. Алиханьян были в числе первых физиков, удостоенных в 1941 г. за научные работы по исследованию радиоактивности, опубликованные в 1936, 1938 и 1940 гг., Государственной премии СССР***. Закономерным представляется и то, что А. И. Алиханов, уже в 1939 г. избранный членом-корреспондентом АН СССР, одним из первых был привлечен И. В. Курчатовым к работе по проблеме урана и внес большой вклад в ее успешное решение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алиханов А. И. Рентгенографическое исследование алюминия при высоких температурах. Труды Государственной физико-технической лаборатории, вып. 11, ГИЗ, Л., 1929, стр. 17.
2. Алиханов А. И. Избранные труды. Изд. Наука, М., 1975, стр. 13 и 39.
3. Воспоминания об академике Л. А. Арцимовиче. Изд. Наука, М., 1981, стр. 13.
4. Вклад академика А. Ф. Иоффе в становление ядерной физики в СССР. Изд. Наука, Л., 1980, стр. 11.
5. Гринберг А. П. УФН, 117, 333 (1975).
6. Очерки по истории развития ядерной физики в СССР. Изд. Наукова думка, Киев, 1982.
7. Научно-организационная деятельность академика А. Ф. Иоффе. Изд. Наука, Л., 1980, стр. 62.
8. Иоффе—Эренфест. Научная переписка. Изд. Наука, Л., 1973, стр. 238.

* Испускание позитронов из радиоактивного источника было наблюденно почти одновременно с советскими физиками и независимо от них Чэдвиком, Блэкеттом и Оккалини методом камеры Вильсона, помещенной в магнитное поле (впервые камеру Вильсона поместил в магнитное поле в 1923 г. сотрудник ЛФТИ П. Л. Капица во время работы в лаборатории Э. Резерфорда).

** Имеется в виду [16].

*** См. газету «Правда», 14 марта 1941 г., № 72 (8480), стр. 1.

9. Ферми Э. Собрание научных трудов. Изд. Наука, М., 1971, т. I, стр. 521 и 458.
10. Сегре Э. Энрико Ферми—физик. Изд. Мир, М., 1973, стр. 98.
11. Атомное ядро. Сборник докладов I Всесоюзной ядерной конференции, ГТТИ, Л.—М., 1934.
12. International Conference on Physics. London, 1934. Papers and Discussions, Vol. 1, Nuclear Physics, University Press, Cambridge, 1935.
13. Иоффе А. Ф. Избранные труды. Изд. Наука, Л., 1974, т. I, стр. 296.
14. Иваненко Д. Д. Дополнение к статье В. Герлаха в кн. «50 лет современной ядерной физике». Энергтоатомиздат, М., 1982, стр. 100.
15. Архив ФТИ им. А. Ф. Иоффе АН СССР, ф. 3, оп. 3, ед. хр. 56, л. 3—4 об. и л. 11.
16. Аликханов А. И. Оптика рентгеновых лучей. ГТТИ, Л.—М., 1934.
17. Иоффе А. Ф. УФН, 16, 857 (1936).

**Ա. Ի. ԱԼԻԽԱՆՈՎԸ ԵՎ ՄԻՋՈՒԿԱՅԻՆ ՖԻԶԻԿԱՅԻ ԱՍՊԱՐԵԶՈՒՄ
ԶԵՏԱԶՈՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԶԱՐԳԱՑՈՒՄԸ ԼԵՆԻՆԳՐԱԴԻ
ՖԻԶԻԿԱ-ՏԵԽՆԻԿԱԿԱՆ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏՈՒՄ**

Վ. ՅԱ. ՖՐԵՆԿԵԼ, Բ. Վ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Ա. Գ. ԲՈՅԱԶՅԱՆ

Հոդվածում դիտարկվում է Լենինգրադի ֆիզիկա-տեխնիկական ինստիտուտում միջուկային ֆիզիկայի ասպարեզում Ա. Ի. Ալիխանովի կողմից անցկացված հետազոտությունների սկզբնական շրջանը: Հատուկ ուշադրություն է դարձվում միջուկային ֆիզիկային նվիրված կոնֆերանսներին, որոնք մեծ դեր են խաղացել գիտության այդ ասպարեզի զարգացման գործում (1931 թ. Հռոմի կոնֆերանս, 1933 թ. Լենինգրադյան 1-ին համամիութենական կոնֆերանս, 7-րդ Սոլվեյյան կոնգրես): Հատկապես մեծ դեր խաղաց Ա. Ի. Ալիխանովի գիտական կենսագրությունում միջուկային ֆիզիկային նվիրված 1934 թ. կայացած Լոնդոնյան կոնֆերանսը: Հոդվածում առաջին անգամ բերվում է Ա. Ի. Ալիխանովի հաշվետվությունը այդ կոնֆերանսում իր մասնակցության մասին: Քննարկված է նաև Ա. Ի. Ալիխանովի (Մ. Ս. Կոչոգանի հետ միասին) աշխատանքը՝ ռադիոակտիվ նյութերի կողմից պոզիտրոնների առաքման և զրգոված միջուկի ներքին կոնվերսիայի վերաբերյալ:

**A. I. ALIKHANOV AND THE DEVELOPMENT OF NUCLEAR
RESEARCH IN THE LENINGRAD PHYSICO-TECHNICAL INSTITUTE**

V. Ya. FRENKEL, B. G. GASPARYAN, H. G. BOYADZHYAN

The first period of A. I. Alikhanov research in the field of nuclear physics at the Leningrad Physico-Technical Institute is considered. Special attention is paid to nuclear physics conferences which played an important role in the development of this field of physics (the Rome conference, 1931; the 1-st All-Union nuclear conference in Leningrad, 1933; the 7-th Solvay Congress). Especially essential is the role played by the London Nuclear Physics Conference (1934) in Alikhanov's scientific biography. Alikhanov's report on the work of this conference and the trip abroad is published here for the first time. Special attention is given to his work in collaboration with M. S. Kosodaev on β -decay and the inner conversion of excited nuclei.

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

СОДЕРЖАНИЕ

<i>Ян Ши, Г. А. Шогерян.</i> Торцевая интерференция рентгеновского переходного излучения в ограниченной нерегулярной среде . . .	59
<i>А. В. Акопян.</i> К теории тормозного излучения электронных ленгмюровских волн в плазме	65
<i>О. С. Ерицян.</i> Прохождение света через трехслойную пластинку со слоем диспергирующего холестерического жидкого кристалла	70
<i>Р. С. Акопян.</i> Ориентационная оптическая нелинейность вблизи неустойчивостей Куэттовского и Пуазейлевского течений нематических жидких кристаллов	74
<i>В. М. Арутюнян, С. А. Агаджанян, А. Ж. Мурадян, Т. А. Папазян.</i> Трансформирование энергетического разброса лазерной накачки процессом обращения волнового фронта	81
<i>Д. С. Торосян.</i> Седиментация высокодисперсных частиц в жидкой гетерогенной среде в поле центробежных сил инерции	86
<i>Г. Л. Баятян, Г. С. Вартамян, С. А. Гишян, Н. А. Запольский, В. Н. Коваленко, С. Г. Князян, А. Т. Маргарян, А. А. Маркарьян, С. Р. Шахазизян.</i> Электронный кагал ускорителя ЕрФИ для экспериментов на меченых фотонах	90
<i>Р. Б. Айвазян, Г. Л. Баятян, Г. С. Вартамян, С. Г. Князян, А. Т. Маргарян, Э. М. Матевосян, К. К. Шихляров.</i> Искровой спектрометр с большой продольной базой	95

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

<i>Բ. Ա. Արակեյան, Գ. Լ. Բայաթյան, Գ. Տ. Վարտաթյան, Ն. Կ. Գրիգորյան, Ա. Օ. Կեչեցյան, Գ. Գ. Մարիկյան.</i> Измерение профиля пучка выведенных электронов при помощи пропорциональной камеры	101
-----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----

ХРОНИКА

<i>Վ. Յ. Փրենկել, Բ. Գ. Գասթարյան, Ա. Գ. Բոյաճյան, Ա. Ի. Ալիխանով</i> и развитие исследований по ядерной физике в Ленинградском физико-техническом институте	104
------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----

