

ИНДЕКС 3649

Препринт ЕФИ-1138(15)-89

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԶԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE

Г.Г.АКОПЯН, Г.В.КАРАПЕТЯН

УПРОЩЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА
ПОЛЯРИЗАЦИИ КТИ



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЦНИИАтоминформ
ЕРЕВАН - 1989

Նախնատիպ ծՖի- II38(I5)-89

Հ. Հ. ՀԱԿՈՐԹՅԱՆ, Գ. Վ. ԿԱՐԱԳՆՏՅԱՆ

ԿՈՀՆՐԵՆՏ ԱՐԳԵԼԱԿԱՅԻՆ ԺԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ/ԱԱՃ/ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ
ՀԱՇՎԱՐԿԻ ՊԱՐԳՆՈՎԱԾ ԸՆԹՈՂ

Ներկայացված է ԱԱՃ քննոսցման հաշվարկի պարզեցված մեթոդ, որը ապահովում է քննոսցման հաշվարկի բացարձակ ժշտութունը $/2-3\%/$ -ից, ոչ պակաս՝ կոնցրետ արգելակային սպեկտրի $/\Delta x/x = 0.15-0.2/$ $x^{պիկ} = 0.2-0.5$ -ի դեպքում: Յուրյց է տրված մեթոդի համեմատական հնարավորություններն ու սահմանափակումները:

Երևանի ֆիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1989

В работе [1] был представлен эффективный метод расчета поляризации КТИ с использованием быстрого фурье-преобразования (БПФ), обеспечивающий абсолютную точность расчета (1-2)% в рабочей области фотонного спектра. Нами также были проанализированы возможности упрощенного подхода, в основе которого известный простой метод ХФТИ [2]. В настоящей статье дано описание этого подхода, показаны его сравнительные возможности и ограничения. Прежде, чем приступить к описанию, следует отметить, что методика работы со спектрами КТИ, используемая здесь, достаточно подробно изложена в работе [1]. Вкратце следует отметить следующее. Рабочая область спектра КТИ определяется доминирующим вкладом узла $(0\bar{2}2)$ (либо $(0\bar{2}\bar{2})$) обратной решетки кристалла алмаза (рис.1). Вклад аморфной составляющей спектра КТИ выделяется на основе отношения интегральных интенсивностей участков экспериментальных спектров, в предположении их слабого искажения экспериментальными факторами. И, наконец, углы ориентации кристалла (θ, α) , определяющие пиковую энергию неискаженного теоретического спектра определяются по координате центра спада 1-го когерентного максимума.

Как известно, в основе метода ХФТИ [2] было заложено введение экспериментального отношения когерентной и аморфной составляющих интенсивности спектра КТИ

$$\beta = \frac{I^c(x, \theta, \alpha)}{I^{ам}(x)} \Big|_{\text{эксп}}$$

в теоретическое выражение для поляризации

$$P(x, \theta, \alpha) = \frac{2(1-x) \cdot \Psi_3^c(x, \theta, \alpha)}{I^c(x, \theta, \alpha) + I^{ам}(x)} = \frac{2(1-x) \Psi_3^c(x, \theta, \alpha)}{I^c(x, \theta, \alpha)} \cdot \frac{\beta}{\beta+1}, \quad (1)$$

где $I^c(x, \theta, \alpha) = [1 + (1-x)^2] \cdot \Psi_1^c(x, \theta, \alpha) - \frac{2}{3}(1-x) \Psi_2^c(x, \theta, \alpha),$

$$I^{ам}(x) = [1 + (1-x)^2] \cdot 18.2 - (1-x) \cdot 11.6. \quad (2)$$

$$\Psi_1^c(x, \theta, \alpha) = \frac{(2\pi)^2}{2\alpha^3} \delta \sum_g |S(g)|^2 e^{-Ag^2} F(g^2) \frac{g}{g_{11}^2},$$

$$\Psi_2^c(x, \theta, \alpha) = 6 \frac{(2\pi)^2}{2\alpha^3} \delta^2 \sum_g |S(g)|^2 e^{-Ag^2} F(g^2) \frac{g^2(g_{11} - \delta)}{g_{11}^4}, \quad (3)$$

$$\Psi_3^c(x, \theta, \alpha) = -\frac{(2\pi)^2}{\alpha^3} \delta^3 \sum_g |S(g)|^2 e^{-Ag^2} F(g^2) \frac{(g_2^2 - g_3^2) \cos 2\alpha + 2g_2 g_3 \sin 2\alpha}{g_{11}^4}$$

$x = E_\gamma / E_e$ - относительная энергия фотона, α - постоянная решетки, $\vec{g}(g_1, g_2, g_3)$ - вектор обратной решетки, $g_\parallel = \theta(g_2 \cos \alpha + g_3 \sin \alpha)$, $\delta = \frac{mc^2}{2E_e} \frac{x}{1-x}$ - минимальный импульс, переданный ядру, $S(g)$ - структурный фактор, A - фактор Дебая-Валлера, $F(g^2)$ - экранировка, обычно типа Хартри-Фока.

Формула ХФТИ следует из упрощения выражения (1) при сохранении в нем вклада только первого члена (узел (022)) в структурных функциях и при условии $g_{11} = \delta$, соответствующего выбору пиковой энергии 1-го когерентного максимума

$$P(x) = \frac{2(1-x)}{1 + (1-x)^2} \cdot \frac{\beta}{\beta+1}. \quad (4)$$

Выражение (4) дает завышенное значение поляризации (примерно на 7-10%), соответственно требуется введение поправок и оно малопригодно для расчета спектра поляризации.

Однако возможности использования выражения (1) для расчета поляризации экспериментальных спектров КТИ можно расширить, учитывая два обстоятельства.

I. Введение экспериментального отношения β в выражение (1) отражает лишь факт сравнительного изменения весов когерентной и аморфной составляющих в спектре КТИ. Вместе с тем, необходимо также учитывать перераспределение весов различных узлов в когерентную составляющую, конкретно первого узла (022), так как хвосты рефлексов (044), (066) и др. в области 1-го когерентного максимума слабо искажены экспериментальными факторами.

Для учета этого обстоятельства в выражении (1) при расчете вклада узла (022) вводился дополнительный вес ω :

$$W = \frac{I_{\text{эксп}}^c(x) - I_{\text{теор}}^c(x, \theta, \alpha)}{I_{\text{теор}}^{c1}(x, \theta, \alpha)}, \quad (5)$$

где $I_{\text{экс}}^c(x)$ - когерентная составляющая экспериментального спектра, нормированная по площади на $I_{\text{теор}}^c(x, \theta, \alpha)$, рассчитанного на основе координаты центра спада $x_{\text{ч.с.}}(g_{\parallel}(\overline{022}) = \delta(x_{\text{ч.с.}}))$ экспериментального спектра, а $I_{\text{теор}}^{c1}(x, \theta, \alpha)$ - вклад узла $(\overline{022})$ в теоретическое значение интенсивности. Вместе с тем, при $x > x_{\text{ч.с.}}$, где вклад узла $(\overline{022})$ в теоретическом спектре отсутствует, а наличие его в эксперименте связано с перераспределением интенсивности, в основном из пиковой области I-го когерентного максимума вместо w в выражении для структурных функций $\Psi_{1,2,3}^c$ вводились веса $w_{1,2,3}$:

$$w_1 = w, \quad w_2 = 0, \quad w_3 = w$$

и $I_{\text{теор}}^{c1}(x, \theta, \alpha)$ - фиксировалась равной $I_{\text{теор}}^{c1}(x_{\text{ч.с.}}, \theta, \alpha)$.

2. Наличие поляризации в области I-го когерентного максимума обусловлено доминирующим вкладом узла $(\overline{022})$ и убывающим вкладом ряда кратных узлов обратной решетки $(\overline{044}), (\overline{066}), (\overline{088})$ и т.д. характеризующихся одинаковым, по направлению, вектором линейной поляризации фотонов. Вклад узлов, определяющих когерентные эффекты на конце тормозного спектра, уже при $x < 0,8$ неполяризован и дает лишь небольшой вклад в интенсивность. Соответственно при расчете поляризации в выражении для структурной функции $\Psi_3^c(x, \theta, \alpha)$ достаточно ограничиться вкладом первых четырех узлов обратной решетки, а в $\Psi_{1,2}^c$ учесть дополнительный вклад узлов на конце тормозного спектра.

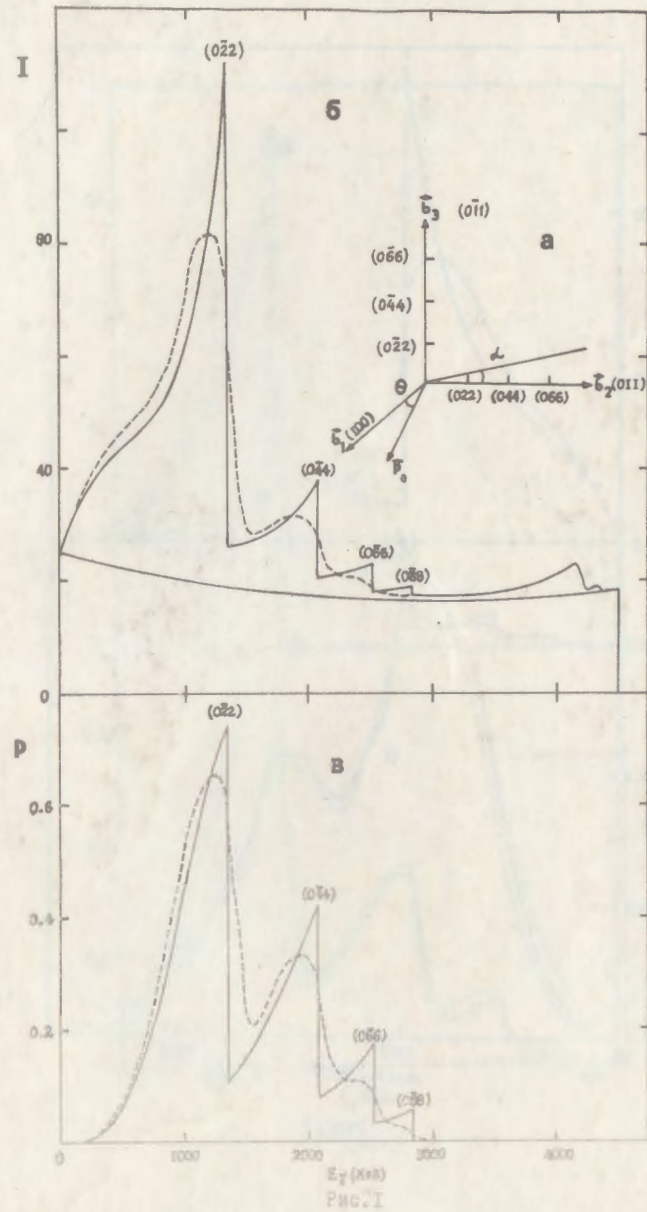
С учетом изложенного были проведены расчеты поляризации по спектрам интенсивности, полученным методом Монте-Карло моделирования [3]. За исходные данные при моделировании были взяты: энергия электронов 4,5 ГэВ, пиковые энергии когерентных максимумов

$x^{\text{пик}} = 0,22 - 0,5$, угол расходимости пучка электронов 0,5 мрад при угле коллимации 0,3 мрад. Эффективная расходимость пучка в этих условиях определяется углом коллимации [4]. Следует отметить, что оптимальным был бы выбор меньшего угла коллимации, например, 0,16 мрад, что имеет место в эксперименте ЕрФИ, при котором относительная неопределенность угла α (рис.1) была бы не больше 0,15-0,2, для получения спектра КТИ хорошего качества. Угол коллимации 0,3 мрад отвечает худшему качеству спектров КТИ, так как $\Delta\alpha/\alpha \approx 0,35-0,4$ при $x^{\text{пик}} \approx 0,22$, т.е. сильному искажению теоретического спектра, что является критическим тестом для метода расчета поляризации.

Полученные результаты расчета поляризации, совместно с результатами Монте-Карло моделирования [3] и результатами расчета методом БФ [1] показаны на рис.2-5. Как видно из рисунков, при $x^{\text{пик}} > 0,3$ наблюдается хорошее согласие с результатами [3] (и даже несколько лучше, чем методом БФ). При $x^{\text{пик}} = 0,22$ (рис.2) согласие несколько хуже, особенно в левой части I-го когерентного максимума, что можно связать с недостаточностью учета изменения интенсивности и соответствующей ей поляризации при заданном x , так как не учитывается перераспределение поляризации из пиковой области. Вместе с тем в рабочей области I-го когерентного максимума ($\Delta x/x = 0,15 - 0,2$) согласие с результатами [3] не хуже (2-3)% по абсолютной величине при $x^{\text{пик}} = 0,22$ и (1-2)% при $x^{\text{пик}} > 0,3$. При угле коллимации 0,16 качество согласия с [3] порядка (1-2)%, во всем интервале $x^{\text{пик}} = 0,22 - 0,5$.

В итоге можно констатировать, что развитие упрощенного ме-

года ХФТИ позволяет рассчитывать поляризацию КТИ в рабочей области фотонного спектра с абсолютной точностью, зависящей от неопределенности азимутального угла α , при $\Delta\alpha/\alpha \leq 0,35 - 0,4$ точность расчета не хуже (2-3)% в рабочей области когерентного максимума.



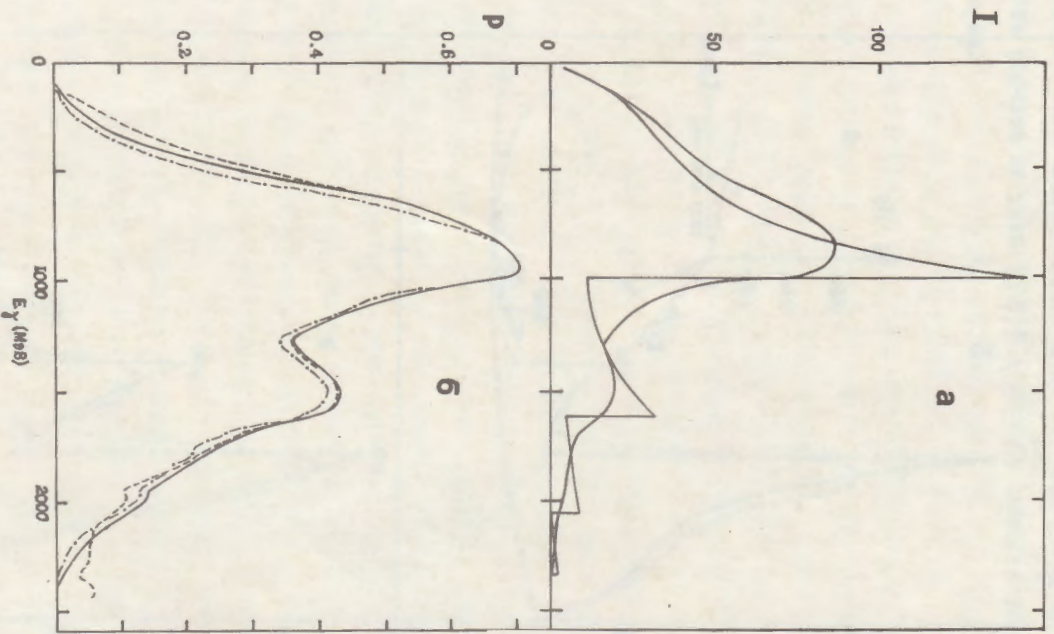


FIG. 2

10

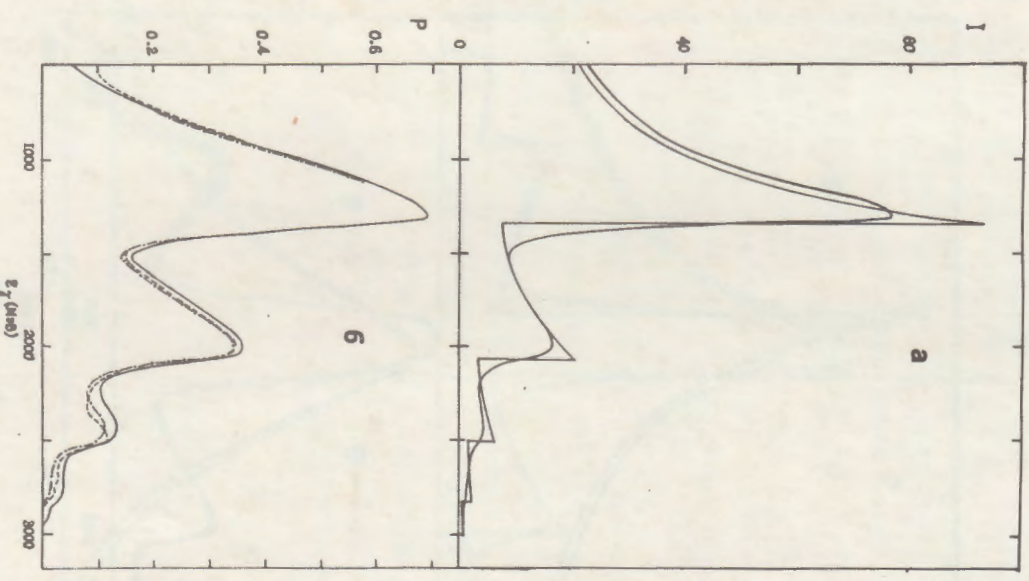


FIG. 3

11

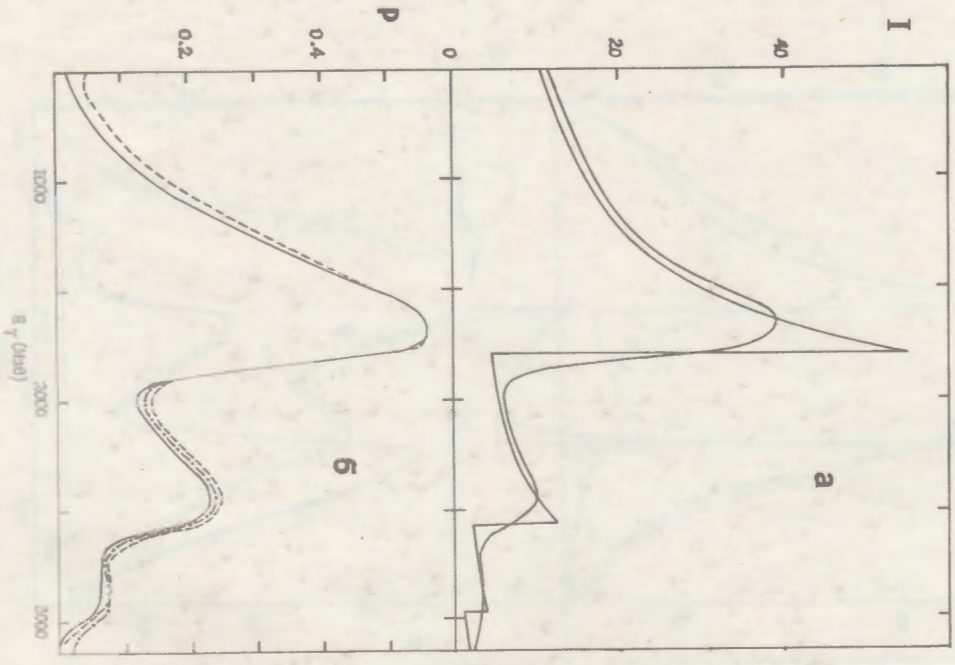


FIG. 4

12

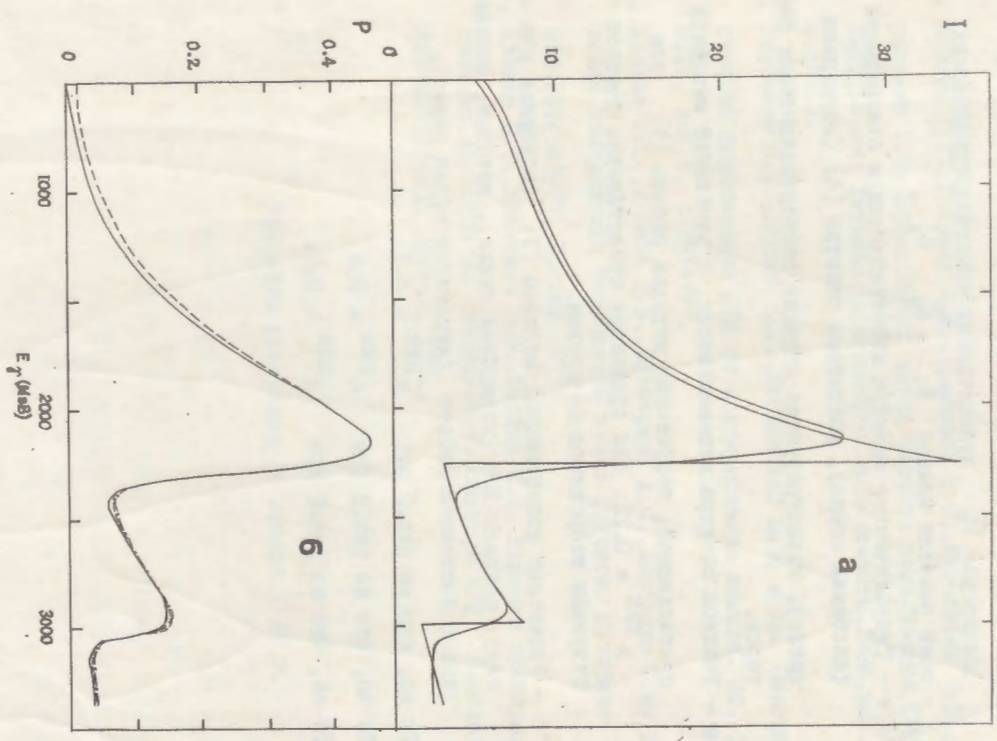


FIG. 5

13

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1.а - Пространственная ориентация импульса начального электрона \vec{P}_e относительно кристаллографических осей решетки алмаза \vec{b}_1 , \vec{b}_2 , \vec{b}_3 .
- б,в - Теоретические спектры интенсивности и поляризации (сплошная линия), расчетные спектры [3] (штриховая линия), иллюстрирующие влияние экспериментальных факторов.
- Рис.2.а - Участок спектра интенсивности, с вычтенной аморфной составляющей, полученной методом работы [3] для $\chi^{\text{пик}} = 0,22$. Для сравнения представлена соответствующая теоретическая кривая.
- б - Расчетные поляризации: методом [3] (сплошная кривая), методом БПФ (штриховая линия), методом, описанным в настоящей работе (штрихпунктирная линия).
- Рис.3 То же, что на рис.2 при $\chi^{\text{пик}} = 0,3$.
- Рис.4 То же, что на рис.2 при $\chi^{\text{пик}} = 0,4$.
- Рис.5 То же, что на рис.2 при $\chi^{\text{пик}} = 0,5$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Акопян Г.Г., Галумян П.И., Грабский В.О., Карапетян В.В., Карапетян Г.В. Эффективный метод расчета поляризации КТИ. ВАНТ, серия: Техника физического эксперимента, 1986, вып.4/30/, с.34-43.
2. Горбенко В.Г., Деркач А.Я., Жебровский Ю.В. и др. Определение степени поляризации КТИ от монокристалла алмаза. ЯФ, 1973, т.17, вып.4, с.793-799.
3. Авакян Р.О., Акопов Н.З., Безверхая А.П., Дарбинян С.М. Вычисление поляризации тормозного пучка фотонов. Препринт ЕФИ-265(58)-77, Ереван, 1977.
4. Авакян Р.О., Овакимян С.С., Тароян С.П. Влияние экспериментальных факторов на стабильность спектра КТИ. Препринт ЕФИ-459(1)-81, Ереван, 1981.

Рукопись поступила 24 января 1989 г.

Г. Г. АКОПЯН, Г. В. КАРАПЕТЯН

УПРОЩЕННЫЙ МЕТОД РАСЧЕТА ПОЛЯРИЗАЦИИ КТИ

Редактор Л. П. Мукаян

Технический редактор А. С. Абрамян

Подписано в печать 14/IV-89г.

ВФ-0603I Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч. изд. л. 0,5

Тираж 299 экз. Ц. 8 к.

Зак. тип. № 43I

Индекс 3649

Отпечатано в Ереванском физическом институте

Ереван 36, ул. Бартьев Алиханян, 2