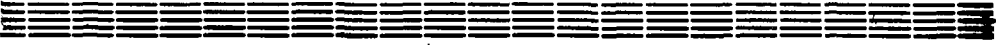




AM9800017

Препринт ФФИ-ІЗІІ6(ІІ)-9І

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԶԻ ԻՆՍՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



Ա.Ս.ԱՄԱՏՈՒՆԻ, Զ.Վ.ՏԵԽՍՅԱՆ, Տ.Տ.ՋԼԵԱԿՅԱՆ

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ НА ОБРАЗОВАНИЕ
КИЛЬВАТЕРНЫХ ВОЛН


29 - 45 ЦНИИ атоминформ
ЕРЕВАН - 1991

**We regret that
some of the pages
in this report may
not be up to the
proper legibility
standards, even
though the best
possible copy was
used for scanning**



1991 ՎՊՊ

տեսակարար վիճակի վերականգնում

։ մեջ

- քանակը ընդհանուր և ընդհանուր ընդհանուր վիճակի վերականգնումի կամ քանակը ընդհանուր
- քանակը ընդհանուր վիճակի վերականգնումի կամ քանակը ընդհանուր վիճակի վերականգնումի
- քանակը ընդհանուր վիճակի վերականգնումի կամ քանակը ընդհանուր վիճակի վերականգնումի
- քանակը ընդհանուր վիճակի վերականգնումի կամ քանակը ընդհանուր վիճակի վերականգնումի
- քանակը ընդհանուր վիճակի վերականգնումի կամ քանակը ընդհանուր վիճակի վերականգնումի
- քանակը ընդհանուր վիճակի վերականգնումի կամ քանակը ընդհանուր վիճակի վերականգնումի
- քանակը ընդհանուր վիճակի վերականգնումի կամ քանակը ընդհանուր վիճակի վերականգնումի
- քանակը ընդհանուր վիճակի վերականգնումի կամ քանակը ընդհանուր վիճակի վերականգնումի

ՈՍԻ ԳՆԱԾՈՒՄԻ ԿՅՈՒՄՆԵՐ

ՎԵՐԱԿԱՆԳՆՈՒՄԻ ԿՅՈՒՄՆԵՐԻ ԿՅՈՒՄՆԵՐԻ ԿՅՈՒՄՆԵՐԻ ԿՅՈՒՄՆԵՐԻ

ՎԵՐԱԿԱՆԳՆՈՒՄԻ ԿՅՈՒՄՆԵՐԻ ԿՅՈՒՄՆԵՐԻ ԿՅՈՒՄՆԵՐԻ ԿՅՈՒՄՆԵՐԻ

Уравнения движения заряженной релятивистской жидкости могут быть получены, используя вторые моменты релятивистского уравнения Власова для плазмы, либо феноменологическим путем, — используя разложение тензора энергии-импульса системы. При этом необходимо иметь ввиду, что четырехмерное ускорение всегда перпендикулярно четырехмерной скорости и в силу этого четырехмерная сила перпендикулярна четырехмерной скорости. Явный учет этого обстоятельства, как будет показано, особенно существенен в крайне релятивистском случае. Ниже используются оба метода для получения уравнения движения для электронов релятивистской плазмы в гидродинамическом приближении при отличной от нуля температуре. Полученное уравнение движения, дополненное уравнением состояния, используется для анализа влияния температуры на образование кильватерных волн в плазме при прохождении через нее фиксированного ступка электронов с заданной скоростью. Полученные результаты сравниваются с результатами ранее опубликованных работ [1-3].

1. Уравнения движения электронов релятивистской плазмы в гидродинамическом приближении

Для получения уравнений движения электронов релятивистской нейтральной плазмы при неподвижных ионах будем исходить из ре-

лятивистски инвариантной записи уравнения Власова (см., напр. [4]):

$$p^i \partial_i f(x, p) + \frac{e}{c} F^{ik} p_k \frac{\partial}{\partial p^i} f(x, p) = C(x, p), \quad (1)$$

$$p \equiv p^i, \quad x \equiv x^i, \quad \partial_i \equiv \partial / \partial x^i,$$

где p^i ($p^0 = \frac{e_0}{c}$, \vec{p}) - четырехмерный импульс электронов плазмы, $i = 0, 1, 2, 3$. $g^{ik}(1, -1, -1, -1)$; F^{ik} - тензор электромагнитного поля, удовлетворяющий уравнениям Максвелла с источниками, - ионы и электроны плазмы с плотностями в лабораторной системе n_0 и n_e соответственно и внешний пучок с заданными протяженностью d , плотностью n_e и скоростью $V_z = V_0$; $C(x, p)$ - интеграл столкновений, который мы положим равным нулю, что эквивалентно пренебрежению диссипативными процессами, связанными с вязкостью и теплопроводностью плазмы. Определим далее тензор энергии - импульса электронов плазмы [4]

$$T^{ik} = c \int \frac{d^3 p}{p^0} p^i p^k f(x, p) \quad (2)$$

и получим из (I) уравнения для вторых моментов функции $f(x, p)$, для чего умножим (I) на p^k и проинтегрируем по $d^3 p / p^0$. В результате будем иметь

$$\partial_i T_k^i - \frac{1}{c} F_{kl} j^l = 0, \quad (3)$$

где $j^l = e n_e u^l$, $n_e u^l \equiv \int p^l \frac{d^3 p}{p^0} f(x, p)$.

Используя уравнения Максвелла

$$\frac{\partial F^{lk}}{\partial x^k} = -\frac{4\pi}{c} j^l, \quad \frac{\partial F_{ek}}{\partial x^i} + \frac{\partial F_{ki}}{\partial x^e} + \frac{\partial F_{ie}}{\partial x^k} = 0 \quad (4)$$

и вводя тензор энергии-импульса поля J^{ik}

$$J^{ik} = \frac{1}{4\pi} (-F^{il} F_l^k + \frac{1}{4} g^{ik} F_{lm} F^{lm}), \quad (5)$$

из (3) получим закон сохранения энергии-импульса системы:

$$\partial_i (T_k^i + J_k^i) = 0. \quad (3')$$

Уравнение движения, как известно [4,5], получают из (3), проецируя это соотношение на направление, перпендикулярное четырехмерной скорости $u^i(\gamma, \gamma \frac{v}{c})$:

$$\partial_i (T_e^i + J_e^i) - u_e u^k \partial_i (T_k^i + J_k^i) = 0, \quad (6)$$

Далее мы используем разложение тензора энергии-импульса электронов плазмы [4,5]:

$$T^{ik} = W u^i u^k - p g^{ik}, \quad (7)$$

где $W = \epsilon + p$ - тепловая функция (энтальпия) единицы объема, ϵ - внутренняя энергия, p - давление в локальной собственной системе отсчета.

Подставляя (5) и (7) в (6), имеем окончательно следующее релятивистское уравнение движения заряженной электронной жидкости:

$$W u^k \frac{\partial u_i}{\partial x^k} = \frac{\partial p}{\partial x^i} - u_i u^k \frac{\partial p}{\partial x^k} + \frac{1}{c} F_{il} j^l. \quad (8)$$

Скалярное умножение на u^i дает ноль в обоих частях равенства (8), т.е. полная сила перпендикулярна четырехмерной скорости,

как это и должно быть. Для пространственных компонент $i = 1, 2, 3$ из (8) следует уравнение движения в трехмерном виде

$$\frac{W\gamma}{n_e m c^2} \left(\frac{\partial \vec{p}}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial \vec{p}}{\partial z} \right) = - \frac{\gamma^2}{n_e} \frac{\partial P}{\partial z} - \frac{\gamma^2 \vec{v}}{c^2 n_e} \frac{\partial P}{\partial t} + e \left(\vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v} \vec{H}] \right) \quad (9)$$

где $\vec{p} = m \vec{v} \gamma$, $\gamma = \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{-1/2}$.

Это уравнение существенно отличается от используемого обычно в литературе (см. напр., [8]).

Антисимметричность тензора электромагнитного поля F_{ik} , используемая при доказательстве, приводит к тому, что проекция соотношения (3) на направление четырехмерной скорости дает, как и в случае незаряженной жидкости, равенство нулю 4-дивергенции потока энтропии, что соответствует адиабатичности движения [5].

Вводя величину $p^i = m c u^i$ и переходя в (8) к нерелятивистскому пределу $v/c \ll 1$, для пространственных компонент $i = 1, 2, 3$ получим уравнение

$$\frac{\partial \vec{p}}{\partial t} + \vec{v} \frac{\partial \vec{p}}{\partial z} = - \frac{1}{n_e} \text{grad } P + e \left\{ \vec{E} + \frac{1}{c} [\vec{v} \vec{B}] \right\}, \quad (10)$$

где $\vec{p} = m \vec{v} \gamma$, которое иногда (см. напр., [7, 8]) рассматривается как уравнение движения релятивистской заряженной жидкости. Заметим, что отличие уравнения (10) от уравнения (9), даже если в нем \vec{p} рассматривать как релятивистский импульс, особенно значительно при $\beta \sim 1$. Уравнение (9) в одномерном случае совпадает с уравнением (9) работы [2].

Как уже отмечалось, уравнение (8) может быть получено и

**THIS PAGE IS MISSING IN THE
ORIGINAL DOCUMENT**

Будем считать, что ступок бесконечно протяжен в поперечных направлениях. При вычислении тензора энергии-импульса электронов плазмы примем модель релятивистского идеального газа, распределение по импульсам которого задается распределением Ютнера [4]. Тогда уравнение состояния будет [4]

$$p = n_p kT = \frac{n_e kT}{\gamma}, \quad (12)$$

а тепловая функция (энтальпия), рассчитанная на единицу объема [4],

$$W = \varepsilon + P = n_p m c^2 K_3(m c^2 / kT) / K_2(m c^2 / kT) = \\ = \frac{n_e m c^2}{\gamma} \left[1 + \frac{5}{2} \frac{kT}{m c^2} + \frac{15}{8} \left(\frac{kT}{m c^2} \right)^2 + \dots \right]. \quad (13)$$

где K_2 , K_3 - модифицированные функции Бесселя второго рода.

В работах [1-3] принята модель водяного мешка для электронов плазмы (функция распределения по импульсам постоянна в интервале импульсов $P_+ \div P_-$ и равна нулю вне этого интервала). Нетрудно заметить, что отличие принятых моделей приводит всего лишь к незначительной разнице в численных коэффициентах разложений по степеням температуры, если, конечно, исходить в обоих случаях из одного и того же уравнения движения (8).

Введем эффективную массу электронов

$$m^* = m K_3(m c^2 / kT) / K_2(m c^2 / kT). \quad (14)$$

Из разложений (13) видно, что для $kT < m c^2$

$$\frac{m^*}{m} = 1 + \frac{5}{2} \frac{kT}{mc^2} + \frac{15}{8} \left(\frac{kT}{mc^2} \right)^2 + \dots$$

При $kT = mc^2$ из (I4) следует, что $m^*/m = 4,3$; однако при столь высоких температурах надо учитывать рождение электрон-позитронных пар. Учет этого эффекта может быть осуществлен таким же образом, как это намечено в [9]. Однако при этом уравнение движения электронов (8) необходимо дополнить уравнением движения для позитронов, наличие которых, в свою очередь, через уравнения Максвелла будет влиять на электромагнитное (в нашем случае - электрическое) поле в плазме. Возникающая система уравнений, дополненная уравнениями непрерывности для электронов и позитронов с соответствующими условиями на фронте ступки при $z = d$, довольно существенно отличается от системы уравнений (8, II, 4), рассматриваемой здесь, и в силу этого составляет предмет отдельного рассмотрения. Поэтому ниже мы ограничимся случаем $kT \ll mc^2 \approx 0,5$ МэВ, т.е. $T \ll 5 \cdot 10^9$ К. Напомним, что для тлеющего разряда $kT = 2$ эВ, для солнечной короны $kT = 200$ эВ, для лазерного термоядерного синтеза $kT \approx 5$ кэВ.

Запишем уравнение движения (8) для одномерного случая ($i, k = 0, 3$) и примем, как обычно, что все величины зависят от $\tilde{z} = z - V_\phi t$, где $V_\phi = V_0$ (стационарный случай). Введем импульс $P_z^* = m^* V_z \gamma$ и безразмерный импульс $\beta_z = P_z^*/m^*c = \beta_z \gamma$. Как и в [I-3], мы будем считать $\gamma = (1 - V_z^2/c^2)^{-1/2} = (1 - \beta_z^2)^{-1/2}$, полагая, что направленное движение электронов плазмы вдоль оси имеет скорость, много большую тепловой скорости. В результате

уравнение (8) примет вид

$$(\beta_z - \beta_\phi) \frac{\partial \rho_z}{\partial \tilde{z}} = -\frac{1}{m^* c^2 n_e} \frac{\partial P}{\partial \tilde{z}} - \frac{\gamma^2 \beta_z}{m^* c^2 n_e} (\beta_z - \beta_\phi) \frac{\partial P}{\partial \tilde{z}} - \frac{e}{m^* c^2} E_z, \quad (8')$$

где e - абсолютное значение заряда электрона.

Из уравнения непрерывности (II) в тех же предположениях и при условии на фронте ступки $\rho(d) = 0$, $n_e(d) = n_0$ будем иметь

$$n_e = \frac{n_0 \beta_\phi}{\beta_\phi - \beta_z} = \frac{n_0 \beta_\phi \sqrt{1 + \beta_z^2}}{\beta_\phi \sqrt{1 + \beta_z^2} - \beta_z}. \quad (15)$$

Пользуясь выражениями (12) и (15) и имея ввиду, что $\beta_z = \beta_z / \sqrt{1 + \beta_z^2}$, из (8') следует следующее выражение поля E_z через β_z :

$$\frac{e E_z}{m^* c^2} = -\frac{d}{d \tilde{z}} \left[\sqrt{1 + \beta_z^2} - \beta_\phi \beta_z \right] - \frac{\kappa T}{m^* c^2} \frac{[\sqrt{1 + \beta_z^2} - \beta_\phi \beta_z]^2 \frac{d \beta_z}{d \tilde{z}}}{\sqrt{1 + \beta_z^2} [\beta_\phi \sqrt{1 + \beta_z^2} - \beta_z]}. \quad (16)$$

Используя далее уравнение Пуассона для области внутри ступки ($n_g \neq 0$)

$$\frac{d E_z}{d \tilde{z}} = 4 \pi e (n_0 - n_g - n_e), \quad (17)$$

умножая его на E_z и интегрируя по \tilde{z} с учетом (15), (16) и граничных условий на фронте ступки $\tilde{z} = d$ $\rho_z(d) = 0$, $E(d) = 0$, получаем следующее выражение для поля E_z внутри ступки

($n_g \neq 0$) , которое далее, опустив индексы z , мы обозначаем через E_g :

$$E_g = \pm \sqrt{2} \frac{m^* c \omega_p^*}{e} \left\{ \left[\left(1 - \frac{n_g}{n_0} \right) (1 - \sqrt{1 + \rho^2}) - \frac{n_g}{n_0} \beta_\phi \rho \right] \left(1 - \frac{kT}{m^* c^2} \right) - \right.$$

(18)

$$\left. - \frac{kT}{m^* c^2} \left[1 - \frac{\beta_\phi}{\beta_\phi \sqrt{1 + \rho^2} - \rho} + \left(\chi_\phi - \frac{n_g}{n_0} \frac{1}{\chi_\phi} \right) \ln \left| \frac{\beta_\phi (\sqrt{1 + \rho^2} - \beta_\phi \rho + \sqrt{1 - \beta_\phi^2})}{(1 + \sqrt{1 - \beta_\phi^2}) (\beta_\phi \sqrt{1 + \rho^2} - \rho)} \right| \right] \right\}^{1/2},$$

где $\omega_p^* = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / m^*}$, $\chi_\phi = (1 - \beta_\phi^2)^{-1/2}$.

В случае $T \rightarrow 0$ выражение для E_g совпадает с полученными ранее [10-13] выражением поля в ступке в холодной релятивистской гидродинамической плазме. В случае же нерелятивистской плазмы ($\rho \ll 1$) температурные поправки практически не изменяют поля.

Область изменения ρ определяется из условия положительности подкоренного выражения в (18). При $T=0$ мы из этого условия имеем [10-13] :

$$-\rho_0 \leq \rho \leq 0, \quad \rho_0 = \frac{2\alpha\beta_\phi}{1 - \alpha^2\beta_\phi^2}, \quad \alpha = \frac{n_g/n_0}{1 - n_g/n_0}, \quad (19)$$

причем $\rho = \rho_0$ есть корень этого выражения и поле E_g равно нулю при $\rho = \rho_0$.

В рассматриваемом нами случае $T \neq 0$, $kT/m^*c^2 \ll 1$ область изменения ρ определяется некоторым максимальным значением

$$\rho_0^* = -\rho_0 + \varepsilon \rho' \quad , \quad |\varepsilon \rho'| \ll |\rho| \quad , \quad \varepsilon \equiv \kappa T / m^* c^2 \ll 1.$$

Подставляя это значение ρ в (16) и приравнявая его к нулю, получим следующее значение поправки к ρ_0 с точностью до первой степени $\varepsilon = \kappa T / m^* c^2$ при $\alpha = \frac{1}{1 + \sqrt{1 - \beta_\Phi^2}}$, $\beta_\Phi \ll 1$:

$$\begin{aligned} \rho' &\approx \frac{\sqrt{1 - \beta_\Phi^2}}{3\beta_\Phi} (1 - \sqrt{1 - \beta_\Phi^2}) & \rho_0^* &= -\rho_0 + \frac{\kappa T}{m^* c^2} \cdot \frac{\sqrt{1 - \beta_\Phi^2}}{3\beta_\Phi} (1 - \sqrt{1 - \beta_\Phi^2}) \\ \rho_0^* &\ll \rho \ll 0. & & \end{aligned} \quad (20)$$

Перейдем к определению кильватерных полей за ступком. Для этого необходимо положить в (17) $\Pi_g = 0$ и проинтегрировать систему уравнений (16) и (17) один раз по \tilde{z} с учетом граничных условий на задней границе ступка ($\tilde{z} = 0$). При этом значения $E(0)$ и $\rho(0)$ определяются длиной ступка d и полагаются непрерывными на границе.

Пусть $E(0) = 0$, $\rho(0) = \rho_0^*$. Тогда в результате интегрирования имеем следующее выражение для кильватерного поля:

$$\begin{aligned} E = \pm \frac{m^* c \omega \rho^*}{e} \sqrt{2} &\left\{ (\sqrt{1 + \rho_0^{*2}} - \sqrt{1 + \rho^2}) \left(1 - \frac{\kappa T}{m^* c^2}\right) - \right. \\ &- \frac{\kappa T}{m^* c^2} \left[\frac{\beta_\Phi}{\beta_\Phi \sqrt{1 + \rho_0^{*2}} - \rho_0^*} - \frac{\beta_\Phi}{\beta_\Phi \sqrt{1 + \rho^2} - \rho} + \right. \\ &\left. \left. + \chi_\Phi \ln \left| \frac{(\beta_\Phi \sqrt{1 + \rho_0^{*2}} - \rho_0^*) (\sqrt{1 + \rho^2} - \beta_\Phi \rho + \sqrt{1 + \beta_\Phi^2})}{(\sqrt{1 + \rho_0^{*2}} - \beta_\Phi \rho_0^* + \sqrt{1 - \beta_\Phi^2}) (\beta_\Phi \sqrt{1 + \rho^2} - \rho)} \right| \right] \right\}^{1/2} \end{aligned} \quad (21)$$

При $T = 0$ это выражение переходит в соответствующее выражение для кильватерного поля без учета тепловых колебаний плазмы, полученное в работах [10-13], и его максимальное значение мало отличается от максимального значения поля (21) при условии $\kappa T / m^* c^2 \ll 1$ и (20).

Выражение $d(\rho)$ длины сгустка как функции от ρ задается вторым интегралом системы (16-17). Однако значения d для разных ρ при $\kappa T / m^* c^2 \ll 1$ вновь будут незначительно отличаться от результатов, полученных в [10].

Приведем также выражение для кильватерного поля при произвольной длине d сгустка, т.е. при произвольных заданных (в зависимости от d) значениях $E_g(0)$ и $\rho(0)$ на задней границе сгустка при условии их непрерывности:

$$E = \frac{m^* c \omega_p^*}{e} \sqrt{2} \left\{ \left[\left(1 - \frac{n_g}{n_0} \right) - \frac{n_g}{n_0} (\beta_\phi \rho(0) - \sqrt{1 + \rho^2(0)}) - \sqrt{1 + \rho^2} \right] \left(1 - \frac{\kappa T}{m^* c^2} \right) - \right.$$

$$\left. - \frac{\kappa T}{m^* c^2} \left[1 - \frac{\beta_\phi}{\beta_\phi \sqrt{1 + \rho^2} - \rho} - \frac{n_g}{n_0 \gamma_\phi} \ln \left| \frac{\beta_\phi (\sqrt{1 + \rho^2(0)} - \beta_\phi \rho(0) + \sqrt{1 - \beta_\phi^2})}{(1 + \sqrt{1 - \beta_\phi^2})(\beta_\phi \sqrt{1 + \rho^2(0)} - \rho(0))} \right| + \right.$$

$$\left. \left. + \gamma_\phi \ln \left| \frac{\beta_\phi (\sqrt{1 + \rho^2} - \beta_\phi \rho + \sqrt{1 - \beta_\phi^2})}{(1 + \sqrt{1 - \beta_\phi^2})(\beta_\phi \sqrt{1 + \rho^2} - \rho)} \right| \right] \right\}. \quad (22)$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- I. Katsouleas T. et al. Theoretical Work on Plasma Accelerators at UCLA in: New Development in Particle Acceleration Techniques, Proc. of Workshop, Orsay, France, CERN 87-11, ECFA, 87/110 (1987).
2. Katsouleas T., Mori W.B. Phys.Rev.Lett., 1988, v.61, p.90.
3. Rosenzweig J.B. Phys.Rev. A, 1988, v.38, p.3634.
4. De Groot S.B., van Leeuwen W.A., van Weert Ch.G. Relativistic Kinetic Theory, North-Holland Pub. Co., Amsterdam-New-York-Oxford, 1980.
де Гроот С., ван Леувен В., ван Верт Х. Релятивистская кинетическая теория. М.: Мир, 1983.
5. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1988.
7. Miller R.B. An Introduction to the Physics of Intense Charged Particle Beams. Plenum Press. N.Y. and London, 1982.
8. Shukla R.K. et al. Relativistic Nonlinear Effects in Plasmas. Physics Reports, 1986, v.138, N 1-2.
9. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. "Статистическая" физика, ч. I, § 105, М.: Наука, 1976.
10. Амагуни А.Ц., Сехпосян Э.В., Элбакян С.С. Тр. XIII Международн. конф. по ускорит. частиц высоких энергий. Новосибирск, Наука, 1987, т. I, с. 175-180; Препринт ВФМ-935(86)-86.
11. Amatuni A. Ts., Elbakyan S. S. et al. Part. Acc., 1990, v.32, p.221

12. Amatuni A.Ts. Nonlinear Effects in Plasma Wake Field
Acceleration in: Proc. Workshop "Role of Plasmas in Accelerators", KEK Rep. 89-14, Tsukuba, Japan, 1989

13. Амагуни А.Ц., Лазиев Э.М., Нагорский Г.А. и др. ЭЧАЯ, 1989.
т.20, № 5, с.1246, ОИЯИ, Дубна.

Рукопись поступила 25 февраля 1991 г.

А.Ц.АМАТУНИ, Э.В.СЕХПОСЯН, С.С.ЭЛБАКЯН

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЛАЗМЫ НА ОБРАЗОВАНИЕ КИЛЬВАТЕРНЫХ ВОЛН

Редактор Л.П.Мукаян

Технический редактор А.С.Абрамян

Подписано в печать 2/У-91г.

Формат 60x84/16

Офсетная печать. Уч.изд.л.0,8

Тираж 299 экз. Ц. 10 к.

Зак.тип.№ 76

Индекс 3649

Отпечатано в Ереванском физическом институте
Ереван 36, ул.Братьев Аликянян 2.

The address for requests:
Information Department
Yerevan Physics Institute
Alikhanian Brothers 2,
Yevan, 375036
Armenia, USSR

ИНДЕКС 3649



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ