

Р. С. Оганесян

О магнитокапиллярной неустойчивости струи проводящей жидкости

Рассматривается вопрос неустойчивости струи идеально проводящей жидкости по отношению к симметричным возмущениям под действием капиллярных сил при наличии магнитного поля. Исследование проводится по энергетическому принципу в рамках линейной теории.

Установлено, что струя не разбивается на капли, если напряженность магнитного поля превышает некоторое критическое значение. В противном случае, в определенной области частот возмущения, струя распадается. В пределах неустойчивой области время релаксации, необходимое для разбиения струи, и размеры капель сильно зависят от напряженности магнитного поля.

Представим струю жидкости в виде цилиндра бесконечной длины и радиуса R_0 , ось которого совпадает с направлением z , а поперечное сечение — с плоскостью xoy . Угол между направлением магнитного поля и осью цилиндра обозначим через α (см. фиг. 1). В выбранной системе координат компонентами однородного магнитного поля напряженности H_0 будут

$$H_{0z} = H_0 \cos \alpha, \quad (1)$$

$$H_{0x} = H_0 \sin \alpha.$$

Переходя к цилиндрической системе координат (r, φ, z) , получим

$$H_{0z} = H_0 \cos \alpha, \\ H_{0\varphi} = H_0 \sin \alpha \cos \varphi, \quad (2)$$

$$H_{0r} = -H_0 \sin \alpha \sin \varphi.$$

Предположим, что свободная поверхность струи подвергается симметричному возмущению типа

$$r = R + a \cos k z, \quad (3)$$

где a — амплитуда, которая считается достаточно малой, $k = 2\pi/l$ — волновое число, и R — некоторый средний радиус цилиндрической кон-

фигурации, который связан с R_0 соотношением $R_0^2 = R^2 + \frac{1}{2} a^2$, ввиду неизменности массы единицы длины [1], [2].

Возмущение приводит к изменению поверхностной энергии капиллярных сил. Это изменение, как показал Релей [1], определяется формулой

$$\delta E_n = \frac{1}{2} \pi z (k^2 R^2 - 1) \frac{a^2}{R} \quad (4)$$

где σ — капиллярная постоянная.

Если $kR = 2\pi R/\lambda > 1$ или $\lambda < 2\pi R$: то при всех возмущениях такого рода равновесное состояние струи является устойчивым, поскольку $\delta E_n > 0$.

При $\lambda > 2\pi R$ равновесное состояние является неустойчивым ($\delta E_n < 0$) и струя разбивается на капли. Вопросы, посвященные исследованию разбивания струи на капли при разных скоростях, их размеры, время образования, длины сплошной части и т. д. составляют одну из важных областей капиллярной гидродинамики. Рассмотрим вопрос неустойчивости идеально проводящей жидкости в присутствии магнитного поля. Этот вопрос представляет определенный интерес в области магнитокапиллярной гидродинамики. Для этой цели нам необходимо вычислить изменение магнитной энергии и проследить за изменением суммарной (капиллярной и магнитной) энергии, в зависимости от частот возмущения. Изменение магнитного поля внутри среды определяется формулой [2]

$$\delta \vec{H}_1 = (\delta \vec{j}_0 \text{grad}) \vec{\xi} - (\vec{\xi} \text{grad}) \vec{H}_0 \quad (5)$$

где
$$\vec{\xi} = -\text{grad} \phi \quad (6)$$

и
$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial \phi}{\partial r} \right) = 0. \quad (7)$$

Вектор $\vec{\xi}$ характеризует перераспределение жидкой массы, а $\phi(r, z)$ выступает в роли магнитоэстатического потенциала.

Решение для ϕ представим в виде

$$\phi(r, z) = -a \frac{I_0(kr)}{k I_1(kR)} \cos k z. \quad (8)$$

Имея в виду (8), (6) и (2), из (5) получим

$$\delta H_r = \frac{H_0 a k}{I_1(kR)} [I_1(kr) \sin z \cos \varphi \cos k z - I_1(kr) \cos z \sin k z], \quad (9)$$

$$\delta H_z = -\frac{H_0 a k}{I_1(kR)} [I_1(kr) \sin z \cos \varphi \sin k z - I_0(kr) \cos z \cos k z].$$

В частных случаях будем иметь:

при $x=0$ (поле направлено вдоль оси цилиндра)

$$\delta H_{1r} = - \frac{H_0 ak}{I_1(kR)} I_1(kr) \sin kz, \quad (10)$$

$$\delta H_{1z} = \frac{H_0 ak}{I_1(kR)} I_0(kr) \cos kz,$$

при $x = \frac{\pi}{2}$ (поле направлено перпендикулярно к оси цилиндра)

$$\delta H_{1r} = - \frac{H_0 ak}{I_1(kR)} I_1(kr) \cos z \cos kz, \quad (11)$$

$$\delta H_{1z} = \frac{H_0 ak}{I_1(kR)} I_1(kr) \cos z \sin kz.$$

Вне рассматриваемой среды

$$\delta \vec{H}_e = - \text{grad} \Phi, \quad (12)$$

$$\nabla^2 \Phi = 0. \quad (13)$$

Решение для $\Phi(r, z)$ представим в виде

$$\Phi(r, z) = aK_0(kr) [B_1 \cos kz + B_2 \sin kz]. \quad (14)$$

С помощью (14) и (12) найдем

$$\delta H_{er} = akK_1(kr) [B_1 \cos kz + B_2 \sin kz], \quad (15)$$

$$\delta H_{ez} = akK_0(kr) [B_1 \sin kz - B_2 \cos kz].$$

Константы B_1, B_2 определяются из условия непрерывности нормальной компоненты магнитного поля на поверхности раздела двух сред, а именно, из условия

$$\begin{aligned} & [(H_{0r} + \delta H_{1r}) \cos(\hat{n}r) - (H_{0z} + \delta H_{1z}) \cos(\hat{n}z)]_{r=R+\cos z} = \\ & = [(H_{0r} + \delta H_{er}) \cos(\hat{n}r) - (H_{0z} + \delta H_{ez}) \cos(\hat{n}z)]_{r=R+\cos z}. \end{aligned} \quad (16)$$

При малых δ (см. фиг. 1) имеем

$$\delta = ak \sin kz, \quad (17)$$

следовательно

$$\cos(\hat{n}r) = \cos(aks \sin kz) = 1 - \frac{(ak)^2 \sin^2 kz}{2!} + \dots \quad (18)$$

$$\sin(\hat{n}z) = \sin(aks \sin kz) = aks \sin kz + \dots$$

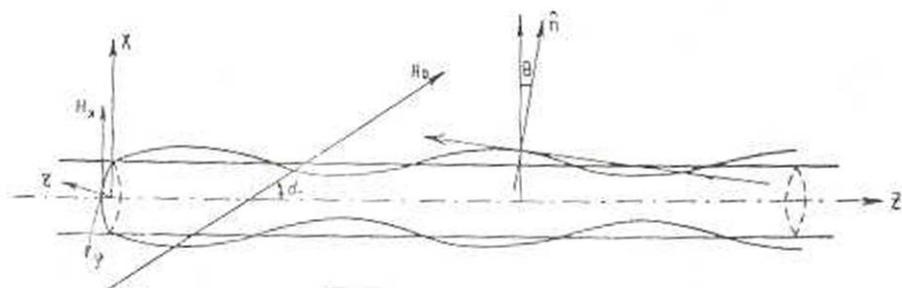
Подставив в (16) соответствующие выражения из (2), (9), (15) и (18), с точностью до первого порядка малости относительно амплитуды, получим

$$\frac{akH_0}{I_1(kR)} [I_1(kR) \sin z \cos z \cos kz - I_1(kR) \cos z \sin z] - \\ = akK_1(kR) [B_1 \cos kz - B_2 \sin kz].$$

Чтобы удовлетворить этому условию, необходимо положить

$$B_1 = \frac{I_1(kR) H_0}{I_1(kR) K_1(kR)} \sin z \cos z, \\ B_2 = \frac{H_0}{K_1(kR)} \cos z. \quad (19)$$

Если поле направлено вдоль струны, то $B_1 = 0$, $B_2 = 0$. Следовательно, изменение напряженности поля происходит не только внутри, но и вне струны. При условии, что магнитное поле сосредоточено толь-



Фиг. 1.

ко внутри среды, исчезнет и B_2 . Изменение магнитной энергии, проходящей на единицу длины, внутри струны вычисляется по формуле [4]

$$\delta w = \frac{1}{8\pi c} \int_0^a \int_0^a \int_0^{2\pi} \frac{R - r \cos kz}{r} [\delta H_r^2 + \delta H_z^2] r dr d\varphi dz. \quad (20)$$

Подставив значения δH_r и δH_z из (9), и выполнив интегрирование по φ и z с точностью a^2 , получим

$$\delta w_1 = \frac{H_0^2 a^2 k^2}{16 I_1^2(kR)} \left\{ \sin^2 z \int_0^R [I_1^2(kr) + I_0^2(kr)] r dr \right. \\ \left. + \cos^2 z \int_0^R [I_1^2(kr) + I_0^2(kr)] r dr \right\}.$$

Далее имеем

$$I_1(kR) = I_0(kR) - \frac{I_1(kR)}{kR} \cdot \int_0^R [I_0^2(kr) + I_1^2(kr)] r dr = \frac{R}{k} I_0(kR) I_1(kR),$$

$$\int_0^R I_0^2(kr) I_1(kr) dr = \frac{1}{k} \int_0^R I_0(kr) d[I_0(kr)] = \frac{1}{2k} [I_0^2(kR) - 1],$$

$$\int_0^R I_1^2(kr) \frac{dr}{r} = \frac{Rk}{2} \left\{ I_1^2(kR) \left[\frac{\partial}{\partial n} I_1(kR) \right]_{n=1} - I_1^2(kR) \left[\frac{\partial}{\partial n} I_0(kR) \right]_{n=1} \right\}.$$

В квадратных скобках правой части стоят дифференциалы бесселевских функций чисто мнимого аргумента по значку [5]. Подставляя эти значения в выражение для $\delta\omega_l$, получим

$$\begin{aligned} \delta\omega_l = & \frac{H_0^2 a^2 y}{16I_1^2(y)} \left\{ I_0(y) I_1(y) + \left(\frac{1}{y} [1 - I_0^2(y)] \right) \right. \\ & \left. + \frac{1}{2} I_1(y) \left[\frac{\partial}{\partial n} I_1(y) \right]_{n=1} - \frac{1}{2} I_1^2(y) \left[\frac{\partial}{\partial n} I_0(y) \right]_{n=1} \right\} \sin^2 \alpha, \end{aligned} \quad (21)$$

где $y = kR$.

При $\alpha = 0$, имеем

$$\delta\omega_l = \frac{H_0^2 a^2 y I_0(y)}{16I_1^2(y)}. \quad (22)$$

Изменение энергии магнитного поля вне струи, приходящееся на единицу длины, вычисляется по формуле

$$\delta\omega_r = \frac{1}{8\pi\lambda} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_0^{\frac{\pi}{2}} \int_{k-\omega\cos\varphi}^{\infty} [2H_{zr}^2 - 2H_{z\varphi}^2] r dr d\varphi dz.$$

Имея в виду (15) и проведя интегрирование по z , в рассматриваемом приближении найдем

$$\delta\omega_r = \frac{(ak)^2}{16\pi} \left\{ \int_0^{\frac{\pi}{2}} (B_1^2 + B_2^2) \cos^2 \varphi d\varphi \int_{\frac{R}{k}}^{\infty} [K_1^2(kr) + K_0^2(kr)] r dr \right\}.$$

Принимая во внимание

$$\int_{\frac{R}{k}}^{\infty} [K_1^2(kr) + K_0^2(kr)] r dr = \frac{R}{k} K_0(kR) K_1(kR),$$

окончательно будем иметь

$$\delta\omega_r = \frac{H_0^2 a^2 y K_0^2(y)}{16K_1^2(y)} \left\{ \frac{I_1^2(y)}{I_1^2(y)} \sin^2 \alpha + \cos^2 \alpha \right\}, \quad (23)$$

а при $\alpha = 0$

$$\delta\omega_r = \frac{H_0^2 a^2 y}{16} \frac{K_0(y)}{K_1^2(y)}. \quad (24)$$

Складывая выражения (4), (21) и (23), получим общее изменение кинетической и магнитной энергий в виде

$$\Delta E = \frac{1}{2} \pi \tau \frac{a^2}{R} F_{\Sigma}(y), \quad (25)$$

где введены обозначения

$$F_{\Sigma}(y) = y^2 \left[\frac{yI_0'(y)}{I_1(y)} + \frac{yK_0'(y)}{K_1(y)} \cos^2 \alpha + \left[\frac{yK_0'(y)I_1''(y)}{K_1(y)I_1'(y)} - \frac{1 - I_0''(y)}{I_1''(y)} + \frac{y}{2I_1''(y)} \left[I_1'(y) \left(\frac{dI_n}{dn} \right)_{n=1} - I_1(y) \left(\frac{dI_n}{dn} \right)_{n=1} \right] \right] \sin^2 \alpha \right] \tau^2 - 1, \quad (26)$$

$$\tau = \frac{H_0}{H_z}, \quad H_z = \left[\frac{8\pi z}{R} \right], \quad (27)$$

Далее, имея в виду следующие соотношения [6]

$$\frac{dI_n}{dn} = A_n - B_n, \quad n = 0, 1, 2, \dots$$

где

$$A_n = I_n(y) \ln \frac{y}{2},$$

$$B_n = \psi(n) I_n(y) + \frac{\psi(n+1) - \psi(n)}{1!(n+1)!} \left(\frac{1}{2} y \right)^{n+1} + \frac{\psi(n+2) - \psi(n)}{2!(n+2)!} \left(\frac{1}{2} y \right)^{n+2} + \dots, \quad (28)$$

$\psi = 1,781072$ — постоянная Эйлера,

$$\psi(n) = \sum_{k=1}^n \frac{1}{k}, \quad \psi(0) = 0, \quad \psi(1) = 1,$$

функцию $F_{\Sigma}(y)$ можно привести к более удобному, для вычисления, виду

$$F_{\Sigma}(y) = y^2 \left[\frac{yI_0'(y)}{I_1(y)} + \frac{yK_0'(y)}{K_1(y)} \cos^2 \alpha + \left[\frac{yK_0'(y)I_1''(y)}{K_1(y)I_1'(y)} - \left(\frac{yI_0'(y)}{2I_1''(y)} - \frac{1}{2I_1''(y)} \right) B_1 - \frac{y}{2I_1''(y)} (B_0 + B_2) \right] \sin^2 \alpha \right] \tau^2 - 1. \quad (29)$$

Задавая конкретные значения α и $\tau = H/H_z$, получим семейство кривых функции $F_{\Sigma}(y)$, характеризующее ход изменения суммарной энергии в зависимости от непрерывного изменения $y = 2zR$ в области $(0, \infty)$. При устойчивости $F_{\Sigma}(y) > 0$, а при неустойчивости $F_{\Sigma}(y) < 0$. Напряженность магнитного поля H_0 , обеспечивающая устойчивость струи, зависит от kR и α и определяется условием

$$\left(\frac{H}{H_0}\right)^2 > D_0(y) \quad \text{или} \quad H^2 > H_0^2 D_0(y), \quad (30)$$

где

$$D_0(y) = (1-y^2) \left\{ \frac{yI_0(y)}{I_1(y)} + \frac{yK_0(y)}{K_1(y)} \cos^2 \alpha + \left| \frac{yK_0(y)I_1^2(y)}{K_1(y)I_1^2(y)} + \frac{1-H_0^2(y)}{I_1^2(y)} \left(\frac{yI_0(y)}{2I_1^2(y)} - \frac{1}{2I_1(y)} \right) B_1 - \frac{y}{2I_1^2(y)} (B_0 - B_0) \right| \sin^2 \alpha \right\}. \quad (31)$$

В противном случае, когда

$$H_0^2 < H^2 D_0(y), \quad (32)$$

наступает неустойчивость.

На фигуре 2 приведены некоторые кривые $D_0(y)$ при $\alpha = 0$, $\alpha = 45^\circ$ и $\alpha = 90^\circ$. Эти кривые разделяют область устойчивых гармоник (лежащих выше кривых) от неустойчивых при указанных значениях угла α . Совокупности геометрических точек, лежащих на кривой $H_0^2 = H^2 D_0(y)$, соответствуют нулевые изменения суммарной энергии.

Рассмотрим следующие частные случаи.

а) Струя находится в продольном магнитном поле ($\alpha = 0$).

При этом условии устойчивости примет вид

$$H_0^2 > H^2 (1-y^2) K_1(y) I_1(y). \quad (33)$$

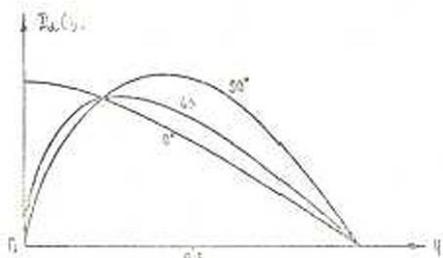
Когда $y > 1$ устойчивость обеспечена и без магнитного поля [1]. С уменьшением y (в области длинных волн) увеличивается напряженность магнитного поля, обеспечивающая устойчивость. В предельном случае $y \rightarrow 0$, $D_0(0) = \frac{1}{2}$

$$H_0 > H_c \sqrt{2} = \left(\frac{4\pi z}{R}\right)^{1/2}. \quad (34)$$

Неустойчивые гармоники появляются в интервале $0 < y < 1$, если только выполняются условия (32). Имея в виду асимптотические значения (32), можно убедиться, что

$$\text{при } H_0 < H_c \sqrt{2} \quad \begin{cases} F_0(y) > 0 \text{ если } y > y_0 \text{ или } \lambda < \lambda_0 = \frac{2\pi R}{y_0} \\ F_0(y) < 0 \text{ если } y < y_0 \text{ или } \lambda > \lambda_0 \end{cases}$$

где y_0 является единственным положительным корнем уравнения



Фиг. 2.

$$F_0(y) = y^2 + \left[\frac{yI_0(y)}{I_1(y)} + \frac{yK_0(y)}{K_1(y)} \right] \left(\frac{H_0}{H_1} \right)^2 - 1 = 0. \quad (35)$$

Таким образом, неустойчивость наступает при малых y , т. е. в области длинных волн, если только выполняется условие $H_0 < H_1 \sqrt{2}$. При $H_0 \rightarrow H_1 \sqrt{2}$ появление неустойчивых гармоник исключается.

Для нахождения y_0 при различных значениях $H_0 < H_1 \sqrt{2}$, уравнение (31) можно решить графическим путем.

б) Струя находится в поперечном магнитном поле ($\alpha = 90^\circ$).

При этом картина устойчивости оказывается сравнительно сложной. С уменьшением y (начиная от значения $y = 1$), напряженность магнитного поля, обеспечивающая устойчивость струи, сначала увеличивается, достигая некоторого максимального значения, потом в области очень длинных волн она постепенно уменьшается. Следовательно, в области длинных волн, сравнительно малыми магнитными полями можно обеспечить устойчивость струи. Эти различия по сравнению с $\alpha = 0$ связаны с несимметричностью магнитного поля по отношению к оси струи и особенностью изменения магнитной энергии вне среды. При выполнении условия (32), струя распадается на отдельные капли вследствие появления неустойчивых гармоник. Область этих гармоник можно найти по методу случая а). При остальных значениях α имеет место аналогичная картина.

В неустойчивой области ($y < y_0$, $H < H_1 \sqrt{2}$) существует такая гармоника, при которой неустойчивость максимальна. Для нахождения длины этой гармоник, выведем уравнение движения с помощью функции Лагранжа, предполагая зависимость амплитуды от времени. Кинетическая энергия струи, приходящаяся на единицу длины при симметричных колебаниях, равна [9]

$$\frac{1}{2} T = \frac{\pi R^2 \rho}{2} \frac{I_0(y)}{y I_1(y)} \left(\frac{da}{dt} \right)^2, \quad (36)$$

$$L = \frac{\pi R^2 \rho I_0(y)}{2 y I_1(y)} \left(\frac{da}{dt} \right)^2 - \frac{\pi z a^2}{2R} F_0(y), \quad (37)$$

уравнение движения есть

$$\frac{d^2 a}{dt^2} + \frac{z}{2R^3} \frac{y I_1(y)}{I_0(y)} F_0(y) a = 0, \quad (38)$$

откуда

$$a = \text{const} \exp \{ P_0(y) t \}, \quad (39)$$

где

$$P_0^2(y) = - \frac{z}{2R^3} \frac{y I_1(y)}{I_0(y)} F_0(y). \quad (40)$$

Функция $P_0(y)$ обращается в нуль при $y = 0$ и $y = y_0$, где y_0 является корнем уравнения $F_0(y) = 0$ для неустойчивой области $H^2 < H_1^2 D_0(y)$. Следовательно, существует некоторый y_m , при котором

функция $P_0(y)$ максимальна. Положение максимума зависит от напряженности магнитного поля. На фиг. 3 приведены семейства кривых функций $P_0^2\left(\frac{z}{2R^2}\right)^2$ для конкретных значений параметра γ . Для сравнения приведена и кривая с $\gamma = 0$, которая соответствует результатам Релея [1]. Точки максимума находятся путем графического решения уравнения $\frac{d}{dy} P_0^2(y) = 0$. Величина $\tau = 1/P(y_m)$ представляет время релаксации, необходимое для разбивания струи на капли. Длина волны максимально неустойчивой гармоники

$$l_m = 2\pi R y_m$$

представляет собой размер капель по направлению струи.

Порядок объема и массы образовавшихся капель можно оценить, соответственно, по формулам

$$V = \pi R^2 l_m, \quad M = \pi R^2 l_m \rho.$$

Существенно отметить, что капли вытянуты по направлению магнитного поля, причем вытянутость наблюдается и без магнитного поля, однако в его присутствии она сильно увеличивается.

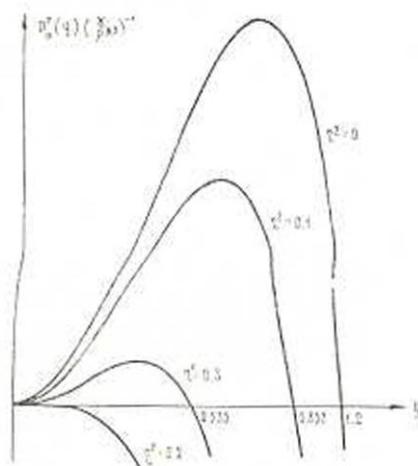
Изменение магнитной энергии всегда положительно, следовательно, разбивание струи обусловлено характерной особенностью капиллярных сил [7]. Аналогичную роль играют гравитационные силы в вопросах магнитогравитационной неустойчивости [9], [10]. Для иллюстрации полученных результатов, возьмем ртутную струю диаметром 1 см.

$$z = 490 \text{ дин/см}, \quad \rho = 13,6 \text{ гр/см}^3,$$

при этом

$$H_z = \left(\frac{8\pi z}{R}\right)^{1/2} = 157 \text{ гаусс}.$$

Независимость характеризующего параметра H_z от плотности среды является следствием неучета объемных сил. Рассматриваемая струя будет устойчива при всех длинах волны, если $H_0 > 111,3 \text{ гаусс}$. Неустойчивость наступает при $H_0 < 111,3 \text{ гаусс}$, если $l > l_0$. Для некоторых конкретных значений параметра γ найдены y_0 , y_m , $P_0(y_m)\left(\frac{z}{2R^2}\right)^{-1}$ и соответствующие им значения l_0 , l_m , τ (см. табл.) При $F_0 y_0 > 0$ струя в магнитном поле ведет себя как "упругое" волокно. Возмущения на его поверхности будут распространяться в виде магнитокапиллярных



Фиг. 3.

$\alpha^2 = \left(\frac{H_0}{H_1}\right)^2$	y_0	y_m	$F_m^2 \left(\frac{z}{2R^2}\right)^{-1}$	H_0 (в гаусс)	I_0 (в см)	l_m (в см)	α (в сек)
0	1	0,70	0,118	0,00	3,140	4,500	0,17
0,1	0,852	0,60	0,068	35,20	3,685	5,330	0,22
0,3	0,535	0,36	0,013	60,96	5,869	8,772	0,51

волн (поскольку имеется периодическое изменение амплитуды со временем) со скоростью

$$c = \frac{\omega}{k} = \frac{-H_1^2(y)}{k} = \left[\frac{z}{2R^2 k^2} \frac{y I_1(y)}{I_0(y)} F_1(y) \right]^{1/2}. \quad (41)$$

Дисперсионное уравнение (41) при $\alpha = 0$ переходит в уравнения, полученные в работах [11] и [12], если в последнем не учитывать эффекты, связанные с сжимаемостью.

При отсутствии магнитного поля ($\alpha = 0$), получим известную формулу Релея [1]

$$c = \left[\frac{z}{2R^2 k^2} \frac{y I_1(y)}{I_0(y)} (y^2 - 1) \right]^{1/2},$$

которая при малых z примет вид

$$c = \left(\frac{2\pi z}{g\mu} \right)^{1/2}.$$

Как известно, такой же формулой определяется скорость распространения капиллярных волн на поверхности плоской жидкости при малых длинах волн.

Теперь посмотрим, какой вид примет формула (40) при малых z . Полагая $\alpha = 0$, напишем ее в виде

$$c^2 = \left[\frac{z}{2R^2 k} \frac{I_1(y)}{I_0(y)} (y^2 - 1) - \frac{z}{2R} \left[1 + \frac{K_0(y) I_1(y)}{K_1(y) I_0(y)} \right] \left(\frac{H_0}{H_1} \right)^2 \right],$$

откуда при $y \rightarrow \infty$

$$c = \left(\frac{2\pi z}{g\mu} + \frac{H_0^2}{4\pi g} \right)^{1/2},$$

при $z = 0$

$$c = H_0 (4\pi g)^{-1/2}.$$

Иными словами, при отсутствии поверхностного натяжения, в среде распространяются только магнитногидродинамические волны типа Альфвена [13], [14].

Пользуюсь случаем поблагодарить проф. Власова А. А. за ценные указания и Акопян Н. Г. за вычислительную работу, проделанную ею.

Ռ. Ս. Հովհաննիսյան

ՇԵՂՈՒԿ ՀԱՂՈՐԳԻԶ ՇԻՔԻ ՄԱԳՆԵՍԱԿԱՄԻԼՅԱՐ ԱՆԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա Մ Փ Ո Փ Ո Ւ Մ

Հոգիւմտմ ըննարկվում է իրեւարական հաղորդիչ նեղակ շիքի անկախ-
նութեան հարցը սիմետրիկ զրգումների նկատմամբ, կապիլյար ուժերի ազ-
դեցութեան առկ մագնիսական դաշտի առկալութեամբ: Աւտամնասիրութեանը
կատարվում է էներգետիկ սկզբունքով դժուարն մաստիրութեամբ: Ապացուց-
վում է, որ շիքը չի տրոճում կաթիլների, եթե մագնիսական դաշտի շարվա-
ծութեանը գերազանցում է որոշ կրիտիկական արժեքից: Հակառակ դեպքում
տասանումների հաճախականութեան որոշ սիրալիքում շիքը տրոճում է:
Անկախանութեան սիրալիքի տանձաններում կաթիլների առաջացման (սկզբ-
ասցիակի) մամանակամիջոցը և նրանց չափսերը խիստ կերպով կարվում են
մագնիսական դաշտի շարվածութեանից:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Лорд Релей, Теория звука, 2, Гостехиздат, М., 1955.
2. Чандрасекар С. и Ферми Э. Проблема гравитационной устойчивости в магнитном поле. «Проблема современной физики», 2, 1954.
3. Делан В. Г. Физико-химическая гидродинамика. Госиздат физмат. литературы, М., 1959.
4. Лукошица С. Обзор исследований по магнитной гидродинамике. «Проблема современной физики», 2, 1954.
5. Ватсон Г. Н. Теория бесселевых функций. Издательство ИЛ, ч. I, М., 1949.
6. Якоби Б. и Эдинг Ф. Таблица функций с формулами и кривыми. Гостехиздат, М., 1949.
7. Яковлев А. Д. О переносе массы и заряда поверхностными волнами. «ЖЭТФ», 27, 1954.
8. Оганесян Р. С. О гравитационной устойчивости цилиндрической конфигурации. «АЖ АН СССР», 33, в. 6, 1956.
9. Оганесян Р. С. Гравитационная неустойчивость слоя по отношению к двумерным поперечным возмущениям. «АЖ АН СССР», 37, в. 3, 1960.
10. Оганесян Р. С. О гравитационной неустойчивости плоскопараллельного слоя проводящей жидкости при наличии магнитного поля. «Изв. АН АрмССР, серия физ.-мат. наук», 11, № 4, 1958.
11. Киселовский А. Д. К теории поверхностных волн в магнитной гидродинамике. «Ученые записки Туркменского университета», вып. II, 1959.
12. Чисао Кэй Аю. Поверхностные колебания заряженного шнура в продольном магнитном поле. «ЖЭТФ», 35, вып. 6, 1958.
13. Альфвен Х. Космическая электродинамика. Издат. ИЛ, М., 1952.
14. Коулинг Т. Магнитная гидродинамика. Издат. ИЛ, М., 1959.