

О. С. Мергелян

Излучение заряженной токонесущей нити в движущейся среде

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Н. М. Кочаряном 31/1 1961)

Рассмотрено переходное излучение заряженной нити, несущей ток, при прохождении через движущуюся среду с границей раздела, а также излучение в безграничной движущейся среде и при движении параллельно границе раздела сред. При решении граничных задач был использован метод, предложенный в (1).

§ 1. *Излучение в движущейся среде при отсутствии границы раздела.* Излучение заряженной токонесущей нити в покоящейся среде было рассмотрено А. И. Морозовым (4), также в (3, 5, 6). Ниже будет рассмотрено излучение такой нити в движущейся среде. Пусть среда с постоянными ϵ и μ движется со скоростью $u = u_x$. Нить, имеющая заряд линейной плотности ρ_0 и несущая ток j_0 , движется со скоростью $\vec{v} = \vec{v}(v_x, v_z)$, оставаясь при своем движении параллельной оси y . Введем штрихованную систему координат, связанную со средой. В ней нить имеет скорость $\vec{v}' = \vec{v}'(v'_x, v'_z)$. Решениями уравнений Максвелла в штрихованной системе координат являются интегралы Фурье (3)

$$\vec{E}'(\vec{\rho}', t') = \int \vec{E}'(\vec{x}') \exp \{ i(\vec{x}' \vec{\rho}' - \omega' t') \} d\vec{x}', \quad (1)$$

где $\vec{x}' = \vec{x}'(k'_x, k'_z)$, $\omega' = \vec{x}' \vec{v}'$, $\vec{\rho}'$ — радиус-вектор в плоскости (x', z') , а Фурье-компоненты имеют вид (3)

$$\vec{E}'(\vec{x}') = \frac{i\rho_0}{\pi\epsilon} \frac{\frac{\omega' \vec{v}'}{c^2} \epsilon\mu - \vec{x}'}{x'^2 - \frac{\omega'^2}{c^2} \epsilon\mu} \quad \text{и т. д.} \quad (2)$$

В лабораторной системе координат решениями уравнений поля будут интегралы Фурье

$$\vec{E}(\vec{\rho}, t) = \int \vec{E}(\vec{x}) \exp \{ i(\vec{x} \vec{\rho} - \omega t) \} d\vec{x}, \quad (3)$$

где $\vec{x} = \vec{x}(k_x, k_z)$, $\omega = \vec{x} \cdot \vec{v}$, $\vec{r}$ — радиус-вектор в плоскости (x, z) , $\vec{E}(\vec{x})$ и $\vec{x}$ получаются соответственно из $\vec{E}'(\vec{x}')$ и $\vec{x}'$ преобразованиями Лоренца.

$$1. \quad v = v_z, \quad \omega = k_z v, \quad v'_x = -u, \quad v'_z = v \sqrt{1 - \beta^2}, \quad \beta = \frac{u}{c}.$$

Для Фурье компонент полей получим*

$$E_x(\vec{x}) = \frac{i\rho_0}{\pi\varepsilon} \frac{(\beta^2\varepsilon\mu - 1)k_x - \frac{u\omega}{c^2}(\varepsilon\mu - 1)}{(1 - \beta^2) \left(\frac{\omega^2}{v^2} - \lambda^2 \right)},$$

$$E_y^j(\vec{x}) = \frac{i j_0}{\pi c} \frac{\mu\omega}{(1 - \beta^2)^{1/2} \left(\frac{\omega^2}{v^2} - \lambda^2 \right)},$$

$$\lambda^2 = \frac{\omega^2}{c^2} + \frac{\varepsilon\mu - 1}{c^2(1 - \beta^2)} (k_x u - \omega)^2 - k_x^2. \quad (4)$$

Индекс j означает, что поля вызваны током в нити. Интегрирование по k_x сводится к взятию вычета в точке $k_x = \frac{\omega}{v} a_{1,2}$,

где

$$a_{1,2} = \frac{1}{\beta^2\varepsilon\mu - 1} \left\{ \frac{uv}{c^2} (\varepsilon\mu - 1) \pm \right.$$

$$\left. \pm (1 - \beta^2)^{1/2} \left[\frac{v^2}{c^2} \varepsilon\mu - 1 + \beta^2\varepsilon\mu \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) \right] \right\},$$

индексу 1 соответствует знак $+$, а индексу 2 знак $-$. Излучение имеет место при

$$\frac{v^2}{c^2} \varepsilon\mu - 1 + \beta^2\varepsilon\mu \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) > 0. \quad (5)$$

Угол θ , составляемый вектором $\vec{x}$ с осью z , определяется из соотношения

$$\operatorname{tg} \theta_{1,2} = a_{1,2}. \quad (6)$$

Вследствие движения среды излучение (в отличие от случая покоящихся сред) распределено несимметрично относительно плоскости $x = 0$. Например, при $\beta^2\varepsilon\mu - 1 < 0$ и скоростях нити и среды, удовлетворяющих

$$\frac{v^2}{c^2} < \frac{1 - \beta^2}{\varepsilon\mu - \beta^2}, \quad (7)$$

оно сосредоточено в области $x < 0$, а $\vec{x}$ составляет с осью z острые

* Формула (4) для заряда в нити согласуется с формулами (10) работы (2), если в последних перейти к плоской задаче.

углы. При $\beta^2 \varepsilon \mu > 1$ и скоростях (7) оно опять находится в области $x < 0$, но угол между $\vec{x}$ и осью z уже тупой.

После интегрирования по k_x для полей получим

$$E_x^{1,2} = \frac{\rho_0}{v} \int \frac{1}{\varepsilon} \exp \left\{ i \left(\frac{\omega}{v} z + a_{1,2} x - \omega t \right) \right\} d\omega, \quad (8)$$

$$2. \quad v = v_x, \quad \omega = k_x v$$

Для Фурье-компонент полей получим

$$E_x(\vec{x}) = \frac{i\rho_0}{\pi\varepsilon} \frac{\frac{\omega}{v} \alpha_0^2}{k_z^2 - \frac{\omega^2}{v^2} \alpha_0^2} \text{ и т. д.}, \quad (9)$$

где
$$\alpha_0^2 = \frac{1}{1-\beta^2} \left\{ \beta^2 \varepsilon \mu - 1 + \frac{v^2}{c^2} (\varepsilon \mu - \beta^2) - \frac{uv}{c^2} (\varepsilon \mu - 1) \right\}.$$

Излучение имеет место при $\alpha_0^2 > 0$ и распространяется под углами $\theta_{1,2}$, определяемыми из

$$\operatorname{tg} \theta_{1,2} = \pm \alpha_0.$$

Как легко заметить, при $\beta \rightarrow 1$, $\theta_{1,2} \rightarrow \pm \frac{\pi}{2}$. Поток энергии излучения дается вектором Пойтинга по Абрагаму, который имеет вид

$$\vec{S} = \frac{c}{4\pi} \left\{ [\vec{E}\vec{H}] + \frac{\beta^2 \vec{n}}{(1-\beta^2)} (\vec{n} [\vec{E}\vec{H}] - \vec{n} [\vec{D}\vec{B}]) \right\}, \quad (10)$$

где $\vec{n}$ — единичный вектор, направленный по скорости среды. Заметим попутно, что $\vec{n} ([\vec{E}\vec{H}] - [\vec{D}\vec{B}]) = inv$; в ряде случаев это может облегчить вычисление вектора Пойтинга. В случаях $\vec{u} \parallel \vec{v}$ энергия, излученная единицей длины нити и прошедшая через 2 единичные площадки, перпендикулярные к оси z , будет

$$\frac{d\omega}{dt} = 2\varepsilon_0^2 \int_{\alpha_0^2 > 0} \frac{\alpha_0}{\varepsilon(\omega)} d\omega. \quad (11)$$

Для плоской задачи в ряде случаев движущаяся среда подобна покоящейся анизотропной среде. Если у нас имеется покоящаяся среда, для которой $D_i = \varepsilon_{ik} E_k$ и $B_i = \mu_{ik} H_k$, где

$$\varepsilon_{ik} = \begin{pmatrix} \varepsilon_x & & \\ & \varepsilon_y & \\ & & \varepsilon_z \end{pmatrix} \mu_{ik} = \begin{pmatrix} \mu_x & & \\ & \mu_y & \\ & & \mu_z \end{pmatrix},$$

причем ε_y , μ_x и μ_z произвольны, $\varepsilon_x = \varepsilon$,

$$\varepsilon_z = \frac{\varepsilon(1 - \beta^2)}{1 - \beta^2 \varepsilon \mu + \frac{u v}{c^2} (\varepsilon \mu - 1)}$$

$$\mu_y = \frac{c^2 \frac{v^2}{c^2} (\varepsilon \mu - \beta^2) - \frac{u v}{c^2} (\varepsilon \mu - 1)}{v^2 \varepsilon (1 - \beta^2)}$$

и наша нить движется со скоростью $v = v_x$, то для полей в такой среде мы получим

$$E_x(\vec{\rho}, t) = -\frac{\rho_0}{v} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left(\frac{v^2}{c^2} \varepsilon_z \mu_y - 1 \right)^{1/2}}{(\varepsilon_x \varepsilon_z)^{1/2}} \times$$

$$\times \exp \left\{ i \frac{\omega}{v} \left[x + \left(\frac{v^2}{c^2} \varepsilon_z \mu_y - 1 \right)^{1/2} z - vt \right] \right\} d\omega,$$

что при подстановке значений ε_x , ε_z и μ_y дает то же самое, что и (9). Аналогично вектор Пойтинга совпадает с (11).

§ 2. *Переходной эффект в движущейся среде.* Пусть нить переходит из покоящейся среды с постоянными ε_1 , μ_1 в движущуюся среду с постоянными ε_2 , μ_2 (обратный случай получается заменой в формулах v на $-v$). Скорость $v = v_z$, скорость среды $u = u_x$. Границей является плоскость $z = 0$. Граничный эффект учтем введением полей в виде (3)

$$\vec{E}_{1,2}^0(\vec{\rho}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}_{1,2}(\vec{z}) \exp \{ i(k_x x + \lambda_{1,2} z - \omega t) \} d\omega \quad (12)$$

$$\lambda_1^2 = \frac{\omega^2}{v^2} \varepsilon_1 \mu_1 - k_x^2$$

$$\lambda_2^2 = \frac{\omega^2}{c^2} + \frac{\varepsilon_2 \mu_2 - 1}{c^2 (1 - \beta^2)} (k_x u - \omega)^2 - k_x^2, \quad (13)$$

причем $\lambda_1 < 0$, $\lambda_2 > 0$.

Из граничных условий и условия поперечности $k_x D_{1,2x}(\vec{z}) + \lambda_{1,2} D_{1,2z}(\vec{z}) = 0$ определяются Фурье-компоненты полей излучения.

1. *Излучение в движущуюся среду.* Компоненты Фурье полей имеют вид:

$$E_{2x}^0(\vec{z}) = \frac{\lambda_2}{k_x (\varepsilon_1 \lambda_2 - \varepsilon_2 \lambda_1)} \{ \varepsilon_1 k_x [E_{1x}(\vec{z}) - E_{2x}(\vec{z})] +$$

$$+ \lambda_1 [D_{1z}(\vec{z}) - D_{2z}(\vec{z})] \} = \frac{i \rho_0}{\pi} \frac{\lambda_2}{k_x (\varepsilon_1 \lambda_2 - \varepsilon_2 \lambda_1)} \gamma_2,$$

$$H_{2y}^0(\vec{z}) = \frac{\omega}{c} \frac{\varepsilon_2}{\lambda_2} E_{2x}^0(\vec{z}). \quad (14)$$

Здесь $E_{1x}(x)$ и $E_{2x}(x)$ задаются формулами (2) и (4) соответственно (в (2) надо опустить штрихи, а кроме этого ε и μ везде заменяются на ε_1 , μ_1 и ε_2 , μ_2 соответственно). Введя координаты $z = \rho \cos \theta$ и $x = \rho \sin \theta$, интегрируем (12) по k_x методом перевала (1,3). Точкой перевала является

$$k_{xn} = \frac{\omega}{c} \frac{\beta (\varepsilon_2 \mu_2 - 1) \xi_2 + (1 - \beta^2)^{1/2} \xi_2^{1/2} (\varepsilon_2 \mu_2)^{1/2} \sin \theta}{\xi_2 (1 - \beta^2 \varepsilon_2 \mu_2)} = \frac{\omega}{c} \gamma_{12},$$

где

$$\xi_2 = 1 - \beta^2 \varepsilon_2 \mu_2 + \beta^2 \sin^2 \theta (\varepsilon_2 \mu_2 - 1),$$

$$\gamma_{2n} = \frac{\omega}{c} (\varepsilon_2 \mu_2)^{1/2} \xi_2^{-1/2} (1 - \beta^2)^{1/2} \cos \theta = \frac{\omega}{c} \gamma_{20},$$

$$\gamma_{1n} = -\frac{\omega}{c} (\varepsilon_1 \mu_1 - \gamma_{12}^2)^{1/2} = -\frac{\omega}{c} \gamma_{10} \quad (\gamma_{10} \text{ и } \gamma_{20} > 0).$$

Для полей переходного излучения получим

$$E_{2x}^0(\vec{\rho}, t) = \frac{\rho_0}{v} \sqrt{\frac{2}{\pi \rho}} \cos \theta (1 - \beta^2)^{1/2} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\left(i \frac{\omega}{c}\right)^{-1/2} (\varepsilon_2 \mu_2)^{1/4}}{\xi_2^{3/4} (\varepsilon_1 \gamma_{20} + \varepsilon_2 \gamma_{10})} \times \\ \times \gamma_{20} \exp \left\{ i \frac{\omega}{c} (\gamma_{12} \sin \theta + \gamma_{20} \cos \theta) \rho - i \omega t \right\} d\omega. \quad (15)$$

Излучение имеет место, если $\xi_2 > 0$. Из этого условия вытекают некоторые ограничения на область распространения излучения. Частоты, для которых $\varepsilon_2 \mu_2 > 1$, распространяются в области

$$\sin^2 \theta > \frac{\beta^2 \varepsilon_2 \mu_2 - 1}{\beta^2 (\varepsilon_2 \mu_2 - 1)}. \quad (16)$$

Частоты же $\varepsilon_2 \mu_2 < 1$ не имеют ограничений на область распространения, т. е. в случае релятивистской среды ($\beta \sim 1$) мягкая составляющая излучения сдвигается вбок $\left(\theta \sim \pm \frac{\pi}{2}\right)$, тогда как жесткая составляющая его имеет место при любых θ . Поток переходного излучения определяется вектором Пойтинга (10). Полюсы подынтегрального

выражения в (12) $k_x = \pm \frac{\omega}{v} \left(\frac{v^2}{c^2} \varepsilon_1 \mu_1 - 1 \right)^{1/2}$ и $k_x = \frac{\omega}{v} a_{1,2}$ (в $a_{1,2}$ ε и μ заменены на ε_2 и μ_2) дают вклад в интеграл в том случае, если они не выходят за пределы контура интегрирования, т. е. если

$$0 < \frac{v^2}{c^2} \varepsilon_1 \mu_1 - 1 < \frac{v^2}{c^2} \gamma_{12}^2,$$

$$0 < \frac{v^2}{c^2} \varepsilon_2 \mu_2 - 1 + \beta^2 \varepsilon_2 \mu_2 \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right) < (1 - \beta^2) \sin^2 \theta \frac{\varepsilon_2 \mu_2}{\xi_2}. \quad (17)$$

2. *Излучения в неподвижную среду.* Здесь нет ничего качественно отличного от задачи, рассмотренной в (3). Приведем выражение для потока переходного излучения, созданного током в нити. Он будет

$$\frac{dW'}{d\theta} = 2 \frac{j_0^2}{v^2} \frac{\cos^2 \theta}{\pi \rho} \operatorname{Re} \int_0^{\infty} \frac{\varepsilon_1 \mu_1^2 |\zeta|^2 d\omega}{\omega |\mu_1 \xi_1 + \mu_2 \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1 \cos^2 \theta}|^2},$$

$$\xi_1^2 = 1 - \varepsilon_1 \mu_1 \sin^2 \theta + \frac{\varepsilon_2 \mu_2 - 1}{1 - \beta^2} [\beta \sin \theta \sqrt{\varepsilon_1 \mu_1 - 1}]^2, \quad (18)$$

$$\zeta = \left\{ \frac{\frac{v}{c} \left(\mu_2 - \mu_1 \frac{v}{c} \xi_1 \right)}{1 - \frac{v^2}{c^2} \varepsilon_1 \mu_1 \cos^2 \theta} + \frac{\mu_2}{(1 - \beta^2)^{1/2}} \frac{\xi_1 - \frac{c}{v}}{\varepsilon_1 \mu_1 \sin^2 \theta - \xi_1^2} \right\}.$$

Кроме этого, вклад в интеграл может дать полюс в точке

$$k_x = \frac{\omega}{v} \left(\frac{v^2}{c^2} \varepsilon_1 \mu_1 - 1 \right)^{\frac{1}{2}}, \text{ что соответствует отраженному от границы черенковскому потоку.}$$

§ 3. *Излучение при пролете нити параллельно границе раздела сред.* Пусть нить движется со скоростью $v = v_x$ в среде с постоянными ε_1, μ_1 . Плоскость $z = l$ отделяет эту среду от среды ε_2, μ_2 . Координаты нити $z = 0, x = vt$. Поля в первой среде являются суммой решений неоднородных и однородных уравнений поля, а поля во второй среде даются решениями однородных уравнений.

Решения однородных уравнений ищем в виде (4)

$$\vec{E}_{1,2}^0(\vec{r}, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \vec{E}_{1,2}^0(\vec{z}) \exp \left\{ i \left(\frac{\omega}{v} x + \alpha_{1,2} z - \omega t \right) \right\} d\vec{z},$$

где

$$\alpha_1 < 0 \quad \alpha_2 > 0.$$

1. Среда ε_1, μ_1 покоится, среда ε_2, μ_2 движется со скоростью $u = u_x$. Тогда имеем

$$\alpha_1 = - \frac{\omega}{v} \sqrt{\frac{v^2}{c^2} \varepsilon_1 \mu_1 - 1} = - \frac{\omega}{v} \alpha_{10} \quad (19)$$

$$\alpha_2 = \frac{\omega}{v} \left[\frac{\beta^2 \varepsilon_2 \mu_2 - 1 + \frac{v^2}{c^2} (\varepsilon_2 \mu_2 - \beta^2) - 2 \frac{uv}{c^2} (\varepsilon_2 \mu_2 - 1)}{1 - \beta^2} \right]^{\frac{1}{2}} = \frac{\omega}{v} \alpha_{20}.$$

Для Фурье-компонент полей излучения из граничных условий получим

$$E_{2x}^0(\vec{r}) = \frac{i\rho_0}{\pi} \frac{\alpha_{10}(\alpha_1 - k_z)\alpha_{20}}{(\varepsilon_1\alpha_{20} + \varepsilon_2\alpha_{10})\left(k^2 - \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_1\mu_1\right)} \exp[i l(k_z - \alpha_2)]. \quad (20)$$

Интегрирование сводится к взятию вычета в точке $k_z = \frac{\omega}{v}\alpha_{10}$. Излучение во второй среде имеет место при $\alpha_{20}^2 > 0$ и распространяется под углом $\operatorname{tg} \theta = \alpha_{20}$. Если при этом $\alpha_{10}^2 < 0$, то вся теряемая нитью энергия идет на генерирование излучения во второй среде. Вектор Пойнтинга в этом случае имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dW_2}{dt} &= 4\rho_0^2 \int_{\alpha_{20}^2 > 0} \left| \frac{\alpha_{10}}{\varepsilon_2\alpha_{10} + \varepsilon_1\alpha_{20}} \right|^2 \varepsilon_2\alpha_{20} \exp\left(-2\frac{cl}{\lambda} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}\varepsilon_1\mu_1}\right) d\omega, \\ \frac{dW_2^j}{dt} &= 4\frac{j_0^2}{c^2} \int_{\alpha_{20}^2 > 0} \frac{\mu_2\mu_1^2 \exp\left(-2\frac{cl}{\lambda} \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}\varepsilon_1\mu_1}\right) d\omega}{|\mu_2\alpha_{10} + \mu_1\alpha_{20}|^2}, \end{aligned} \quad (21)$$

l — длина волны излучения.

Если же и $\alpha_{10}^2 > 0$, то в формулах (21) надо положить $l = 0$. В первой среде излучение имеет место при $\alpha_{10}^2 > 0$, распространяется под углом $\operatorname{tg} \theta = -\alpha_{10}$, а поток его имеет вид

$$\begin{aligned} \frac{dW_1}{dt} &= \rho_0^2 \int_{\alpha_{10}^2 > 0} \left\{ 1 + \frac{\varepsilon_1\alpha_{20} - \varepsilon_2\alpha_{10}}{\varepsilon_1\alpha_{20} + \varepsilon_2\alpha_{10}} \left(e^{2i\frac{\omega}{v}\alpha_{10}l} + e^{-2i\frac{\omega}{v}\alpha_{10}l} \right) + \right. \\ &\quad \left. + \left| \frac{\varepsilon_1\alpha_{20} - \varepsilon_2\alpha_{10}}{\varepsilon_1\alpha_{20} + \varepsilon_2\alpha_{10}} \right|^2 \right\} \frac{\alpha_{10}}{\varepsilon_1(\omega)} d\omega. \end{aligned} \quad (22)$$

2. Пусть теперь движется среда ε_1, μ_1 , а покоится среда ε_2, μ_2 . Все сказанное выше остается в силе, если считать, что α_{10} и α_{20} имеют следующие значения:

$$\begin{aligned} \alpha_{10} &= \left[\frac{\beta^2\varepsilon_1\mu_1 - 1 + \frac{v^2}{c^2}(\varepsilon_1\mu_1 - \beta^2) - 2\frac{uv}{c^2}(\varepsilon_1\mu_1 - 1)}{1 - \beta^2} \right]^{\frac{1}{2}} \\ \alpha_{20} &= \left(\frac{v^2}{c^2}\varepsilon_2\mu_2 - 1 \right)^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (23)$$

В заключение пользуюсь случаем выразить благодарность Г. М. Гарибяну и Б. М. Болотовскому за интерес к работе и обсуждение результатов.

Физический институт
Академии наук Армянской ССР

Հ. Ս. ՍԵՐՔԵԼՅԱՆ

Լիցքավորված հոտաճառար լարի ճառագայթումը ճարձվող միջավայրում

Աշխատանքում հետազոտված է լիցքավորված հոսանքատար լարի շերենկոյան և անդաման ճառագայթումը շարժվող միջավայրում: Համասեռ անվերջ միջավայրի դեպքում, երբ բավարարված են $x_0^2 > 0$ և (5) պայմանները, տեղի ունի շերենկոյան ճառագայթում: Սակայն ճառագայթման անկյունային բաշխումն էապես տարբերվում է անշարժ միջավայրի դեպքից:

Այս դեպքում շարժվող միջավայրը համարված է անշարժ, անիզոտրոպ միջավայրի, որում տեղի ունի $D_i = \varepsilon_{ik} E_k$, $\beta_i \mu_{ik} = D_k$, որտեղ ε_{ik} և μ_{ik} ֆունկցիա են միջավայրի դիելեկտրիկ հաստատունից, լարի և միջավայրի արագության նշաններից:

Հետազոտված է նաև լարի ճառագայթումը, երբ նա անցնում է անշարժ միջավայրից շարժվող միջավայրը և ընդհակառակը: Անդաման ճառագայթումը անշարժ միջավայրի մասում, նման է աշխատանք [3]-ում ստացվածին, իսկ շարժվող միջավայրի մասում, ոպտիկական հաճախականություններից փոքր հաճախականության ալիքները առարկում են միայն (16) պայմանին բավարարող անկյունների տակ:

Լուծված է նույնպես շարժվող և անշարժ միջավայրերը բաժանող հարթութանը զուգահեռ շարժվող լարի ճառագայթման հարցը:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Г. М. Гарибян. ЖЭТФ, 33, 1403, 1957. ² Б. М. Болотовский, А. А. Рухадзе. ЖЭТФ, 37, 1346, 1959. ³ Г. М. Гарибян, О. С. Мергелян. „Изв. АН АрмССР“, 12, № 5 (1959). ⁴ А. И. Морозов. Вестник МГУ, № 1, 72, 1957. ⁵ О. С. Мергелян. „Изв. АН АрмССР“, 13, № 3 (1960). ⁶ А. Г. Ситенко и В. С. Ткалич. ЖЭТФ, 29, 1074, 1959.