ПИСЬМА в РЕДАКЦИЮ

УДК 533.9

Проводимость турбулентной плазмы в приближении магнитной гидродинамики

В. М. Елеонский, Ю. Я. Поляк

В работе Херринга [1] в приближении хаотических фаз решена задача о влиянии случайных статических неоднородностей на проводимость анизотропных твердых тел. Иошикава и Роуз [2] применили метод Херринга к плазме в магнитном поле. В настоящей работе рассматривается влияние движения плазмы на ее проводимость при наличии случайных неоднородностей. Если проводимость σ ($\mathbf{r}$, t) является случайной функцией, то связь между средней плотностью тока $\langle \mathbf{j} \rangle$ и усредненным электрическим полем $\langle \mathbf{E}' \rangle$ [где $\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \frac{1}{c}(\mathbf{uB})$] будет в общем случае нелинейной при условии, что движение плазмы определяется системой уравнений магнитной гидродинамики. Однако, по крайней мере в двух предельных случаях, когда флуктуациями одной из величин — скорости потока или магнитного поля — можно пренебречь, возникает линейная связь $\langle j_\alpha \rangle = \langle \sigma_{\alpha\beta} \rangle \langle E'_\beta \rangle$. Пренебрегая флуктуациями скорости потока, получим

$$\frac{\langle \sigma_{\alpha\beta} \rangle}{\sigma_0} = \delta_{\alpha\beta} - \sum \frac{(\omega - \mathbf{ku}_0)\,\delta_{\alpha\beta} + i\nu_m k_\alpha k_\beta}{\omega - \mathbf{ku}_0 + i\nu_m k^2}\, S(\mathbf{k},\ \omega). \quad (1)$$

Здесь $\mathbf{u}_0$ — скорость потока несжимаемой проводящей среды; $\nu_m = \frac{c^2}{4\pi\sigma_0}$; $S(\mathbf{k},\ \omega) = \left\langle \left| \frac{\sigma(\mathbf{k},\ \omega)}{\sigma_0} \right|^2 \right\rangle$, где $\sigma(\mathbf{k}, \omega)$ — фурье-компонента случайных флуктуаций проводимости; σ_0 — ее среднее значение. Для статических флуктуаций из уравнения (1) следует, что

$$\frac{\langle \sigma_{\alpha\beta} \rangle}{\sigma_0} = \delta_{\alpha\beta} - \sum \frac{k_\alpha k_\beta + \gamma k^2 R^2 m(k)\, \delta_{\alpha\beta}}{1 + \gamma R^2 m(k)}\, k^{-2} S(k), \quad (2)$$

где $Rm(k) = \frac{u_0}{k\nu_m}$ — спектральное магнитное число Рейнольдса; $\gamma = \cos^2(\mathbf{k},\ \mathbf{u}_0)$. При $Rm \to 0$ получаем известное выражение для турбулентной проводимости покоящейся плазмы [1, 2]. Для изотропных неоднородностей тензор проводимости является диагональным. Однако проводимости вдоль и поперек потока различны; проводимость вдоль потока равна

$$\frac{\langle \sigma_\parallel \rangle}{\sigma_0} = 1 - 4\pi \sum \left[1 - \frac{\operatorname{arctg} Rm(k)}{Rm(k)} \right] [1 + R_m^2(k)]\, S(k).$$

Отметим, что вклад от флуктуаций в $\langle \sigma_\parallel \rangle$ при $Rm \to 0$ в три раза больше, чем при $Rm \to \infty$.

В другом предельном случае, когда можно пренебречь флуктуациями магнитного поля,

$$\frac{\langle \sigma_{\alpha\beta} \rangle}{\sigma_0} = \delta_{\alpha\beta} - \sum \frac{(\omega - \mathbf{ku}_0 + i\nu k^2)\, k_\alpha k_\beta + i\Gamma\,(Ak)^2\, \nu_m^{-1} \delta_{\alpha\beta}}{\omega - \mathbf{ku}_0 + i\nu k^2 + i\Gamma A^2 \nu_m^{-1}}. \quad (3)$$

Здесь ν — кинематическая вязкость; $A = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\varrho_0}}$ — альфеновская скорость; $\Gamma = \cos^2(\mathbf{k},\ \mathbf{B}_0)$. В статическом случае

$$\frac{\langle \sigma_{\alpha\beta} \rangle}{\sigma_0} = \delta_{\alpha\beta} - \sum \frac{S(k)}{[1 + \Gamma G^2(k)]^2 + \gamma R^2(k)} \times$$
$$\times \left\{ [1 + \Gamma G^2(k) + \gamma R^2(k)] \frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} + \right.$$
$$\left. + \Gamma\,[1 + \Gamma G^2(k)]\, G^2(k)\, \delta_{\alpha\beta} \right\}, \quad (4)$$

где $R(k) = \frac{u_0}{k\nu}$ и $G(k) = \frac{A}{k\sqrt{\nu\nu_m}}$ — спектральные числа Рейнольдса и Гартмана соответственно. В пределе $Rm \to 0$ получаем результат, отличающийся от выражения (2) лишь заменой в последнем $Rm(k)$ на $G(k)$. Таким образом, метод Херринга в приближении магнитной гидродинамики позволяет определить влияние параметров, определяющих взаимодействие потока с магнитным полем на макроскопическую проводимость плазмы, находящейся в заданном турбулентном состоянии. Последнее определяется спектром $S(k,\ \omega)$, а в качестве упомянутых параметров выступают спектральные числа Рейнольдса и Гартмана.

В заключение покажем, что этот же метод позволяет определить тензор диэлектрической проницаемости среды с заданными турбулентными свойствами. Электромагнитное поле определяется уравнением

$$\left\{ k^2 \delta_{\alpha\beta} - k_\alpha k_\beta - \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_{\alpha\beta}(\mathbf{k}\omega) \right\} E_\beta =$$
$$= \left(\frac{\omega}{c}\right)^2 \sum{}' \varepsilon_{\alpha\beta}(\omega\mathbf{k} \mid \omega'\mathbf{k}')\, E'_\beta, \quad (5)$$

в котором $\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega\mathbf{k}\mid\omega'\mathbf{k}')$ — диэлектрическая проницаемость среды со случайными неоднородностями; $\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega\mathbf{k})$ — ее однородная часть. Если неоднородности среды статистически стационарны и однородны, то статистическое усреднение материального соотношения

$$D_\alpha = \varepsilon_{\alpha\beta}(\omega\mathbf{k})E_\beta + \sum{}' \varepsilon_{\alpha\beta}(\omega\mathbf{k}\mid\omega'\mathbf{k}')E'_\beta \qquad (6)$$

совместно с уравнением (5) в приближении хаотических фаз приводит к соотношению $\langle D_\alpha\rangle = \langle\varepsilon_{\alpha\beta}\rangle\langle E_\beta\rangle$, в котором

$$\langle\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega\mathbf{k})\rangle = \varepsilon_{\alpha\beta}(\omega\mathbf{k}) + \sum{}' \left(\frac{\omega'}{c}\right)^2 G_{\mu\nu}(\omega'\mathbf{k}')\langle\varepsilon_{\alpha\mu}(\omega\mathbf{k}\mid\omega'\mathbf{k}')\varepsilon_{\nu\beta}(\omega'\mathbf{k}'\mid\omega\mathbf{k})\rangle. \qquad (7)$$

Для изотропного случая функция распространения

$$G_{\mu\nu}(\omega k) = -\left(\frac{c}{\omega}\right)^2 \frac{k_\mu k_\nu}{k^2\varepsilon_l(\omega k)} + \frac{\delta_{\mu\nu} - \dfrac{k_\mu k_\nu}{k^2}}{k^2 - \left(\dfrac{\omega}{c}\right)^2 \varepsilon_{tr}(\omega k)}.$$

Так как для неоднородного состояния единственными выделенными направлениями являются направления волновых чисел $\mathbf{k}$ и $\mathbf{k}'$, то

$$\varepsilon_{\alpha\beta}(\omega\mathbf{k}\mid\omega'\mathbf{k}') = l\delta_{\alpha\beta} + m\frac{k_\alpha k_\beta}{k^2} + n\frac{k'_\alpha k'_\beta}{k'k'} + S\frac{k_\alpha k'_\beta}{kk'} + t\frac{k'_\alpha k_\beta}{k'k}. \qquad (8)$$

Скалярные функции в этом уравнении могут зависеть лишь от модулей k и k' и скалярного произведения $\mathbf{kk}'$. Например, для случая статических неоднородностей радиус экранирования поля точечного заряда

$$\langle D^{-2}\rangle = D^{-1} - \lim_{k\to 0}\sum{}' k^2\langle\varepsilon_l(k\mid k')\varepsilon_l(k'\mid k)\rangle\varepsilon_l^{-1}(k').$$

Здесь D — радиус экранирования в однородной среде, а

$$\varepsilon_l(k\mid k') = S + \gamma(l+m+n) + \gamma^2 t,$$

где $\gamma = \cos(\mathbf{k}, \mathbf{k}')$.

Полученные выражения для турбулентной проницаемости могут быть значительно упрощены, если предположить, что неоднородности обладают определенными свойствами симметрии.

Поступило в Редакцию 15/IV 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. C. Herring. J. Appl. Phys., 31, 1939 (1960).
2. S. Yoshikawa, D. Rose. Phys. Fluids, 5, 334 (1962). S. Yoshikawa. Там же, стр. 1272.

УДК 539.172.12/546.47

О некоторых реакциях на цинке под действием протонов с энергией 30 *Мэв*

Т. Н. Михалева

С целью обнаружения ядерных реакций с вылетом нескольких частиц нами проводилось облучение естественной смеси изотопов цинка (гранулированный чистейший) протонами с энергией около 30 *Мэв* на внутреннем пучке синхроциклотрона Научно-исследовательского института ядерной физики МГУ. Наряду с излучением, обусловленным изотопами Ga^{67} (3,2 дня), Zn^{65} (245 дней), образующимися по реакциям (p, γ), (p, n), (p, d), и излучением, соответствующим периоду полураспада около 10 *ч* и обусловленным изотопами Cu^{64} (12,8 *ч*) и Ga^{66} (9,4 *ч*), получающимися в результате реакций (p, α) и (p, n), наблюдалось мягкое γ-излучение, интенсивность которого изменяется вначале с периодом, в два раза меньшим, а затем значительно бо́льшим, чем период полураспада Ga^{67}. Интенсивность линии γ-спектра в области 800 *кэв* изменяется с существенно бо́льшим периодом. Эту активность можно приписать изотопам никеля, образующимся в реакциях с освобождением трех единиц заряда и восьми-девяти единиц массы:

$$Zn^{64} + p \begin{cases} \nearrow Ni^{57} + \begin{pmatrix} 8M \\ 3Z \end{pmatrix} \\ \searrow Ni^{56} + \begin{pmatrix} 9M \\ 3Z \end{pmatrix}. \end{cases} \qquad (1)$$

Образование Ni^{56} при бомбардировке цинка протонами с энергией 340 *Мэв* наблюдалось [1] по образованию его дочернего продукта (Co^{56}) в химически выделенном никеле.

Для проверки сделанного выше предположения [см. уравнение (1)] был проведен опыт с химическим выделением как никеля, так и кобальта из облученного протонами цинка, всех примесей в котором было меньше 0,001%. Химическое выделение производилось сразу после окончания облучения. Активность выделенных продуктов изучалась на сцинтилляционном 100-канальном γ-спектрометре в области энергий ниже 1300 *кэв*. Измерения были начаты через две с половиной недели и прекращены через четыре с половиной месяца после окончания облучения. В начале измерений загрузка спектрометра превышала 10^4 *имп/мин*.

На рис. 1, *а*, *б* даны кривые распада для никеля и кобальта, выделенных из цинка, облученного протонами с энергией ∼ 30 *Мэв*. Как известно, никель и кобальт трудно разделяются химически, и поэтому в случае активности, связанной с изотопом никеля, можно ожидать только ее превышения в химически выделенном никеле над соответствующей активностью в химически выделенном кобальте.

Было построено 14 кривых распада, относящихся к отдельным линиям γ-спектров химически выделенных никеля и кобальта. В качестве иллюстрации изме-