

МАГНИТОГИДРОСТАТИЧЕСКАЯ СЕПАРАЦИЯ

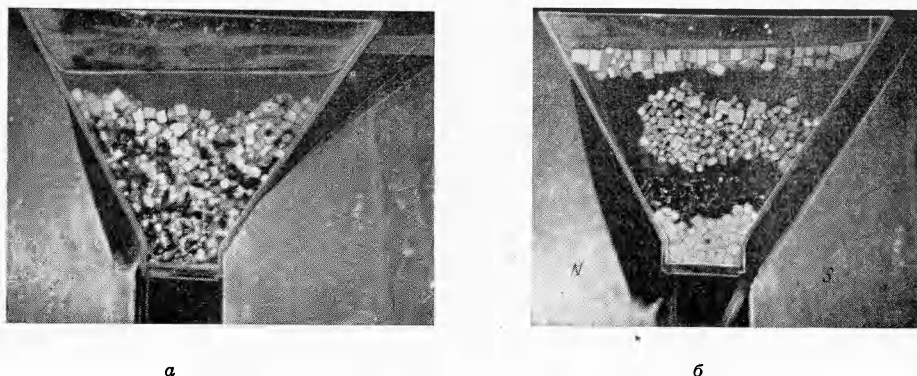
У. Ц. Андрес, Г. М. Бунин, Б. В. Гиль

(Москва)

Как известно, в жидкости, помещенной в скрещенные электрическое и магнитное поля, помимо обычной архимедовой, действует дополнительная объемная сила электромагнитного происхождения с плотностью

$$f = k_1 \text{grad } H^2 + k_2 \text{grad } E^2 + k_3 [E \times H] \quad (1)$$

Здесь H — магнитное поле, E — электрическое поле, k_1, k_2, k_3 — постоянные, характеризующие физические свойства жидкости (магнитную и диэлектрическую восприимчивости и проводимость). Такую среду можно использовать для сепарации механических смесей по различным признакам (плотности, проводимости и т. д.).

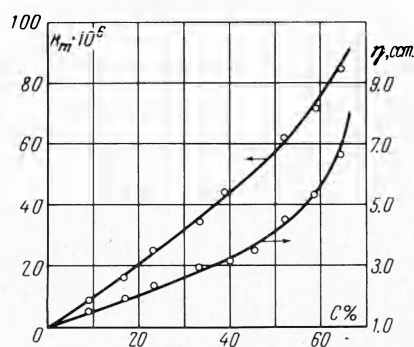


а

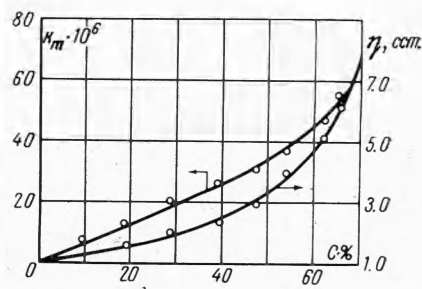
б

Фиг. 1. Расслоение четырехкомпонентной смеси. а — смесь не испытывает воздействия магнитной силы, б — смесь расслоилась под воздействием магнитной силы

В настоящей статье рассмотрено прежде всего расслоение сепарируемых частиц по высоте. Такая модель в известной степени аналогична тяжелой жидкости, плотность которой изменяется по высоте. Отсюда сразу ясно, что сепараторы рассматриваемого типа будут наиболее эффективны в тех случаях, когда по условиям задачи из исходной смеси необходимо выделить несколько конечных продуктов одновременно; так, например, они могут послужить идеальным средством фракционного анализа.



Фиг. 2. График зависимости магнитной восприимчивости и вязкости водного раствора хлористого марганца от концентрации соли $MnCl_2$



Фиг. 3. График зависимости магнитной восприимчивости и вязкости водного раствора хлорного железа от концентрации соли $FeCl_3$

На фиг. 1, а, б, показано, расслоение четырехкомпонентной смеси, полученное на лабораторной установке (среда — парамагнитная жидкость в неоднородном магнитном поле: а — до включения поля, б — после включения). Для создания дополнительного утяжеления порядка 1 г/см^3 за счет неоднородности магнитного поля в области с характерным размером порядка 10 см в парамагнитной жидкости (раствор хлористого марганца с магнитной восприимчивостью $k_m \approx 8 \times 10^{-5}$) потребуется магнитное поле порядка $1.5 \times 10^4 \text{ гс}$. С другой стороны, для достижения того же эф-

фекта за счет неоднородности электрического поля в диэлектрической жидкости (вода с диэлектрической постоянной $\epsilon \approx 80$) необходима разность потенциалов порядка 1.5×10^5 в. Эти оценки показывают, что при практически достижимых величинах магнитного и электрического полей роль неоднородности электрического поля в сепараторах рассматриваемого типа ничтожно мала. Тем не менее диэлектрическая жидкость в неоднородном электрическом поле может найти применение в сепараторах отклоняющего типа, работающих на значительно меньших эффективных плотностях. В общем случае сепарации в скрещенных полях (МГД-сепарация) частицы разделяемого материала, попадая в рабочую зону, искажают первоначально существовавшее в ней распределение объемной силы [1]. Ниже рассматривается случай магнитогидростатической сепарации, т. е. сепарации неферромагнитных частиц в парамагнитных жидкостях при отсутствии электрического поля (при $E = 0$). Термин «магнитогидростатическая сепарация» отражает тот факт, что первоначальное потенциальное распределение объемной магнитной силы в жидкости никогда не нарушается, и в окрестности погруженной инородной частицы не возникает локальных вихревых течений, характерных для случая скрещенных полей.

Из условия гидростатического равновесия частицы по оси x (направлена вертикально вниз) имеем

$$\Delta \rho_g - \Delta k_m H dH / dx = 0 \quad (2)$$

где $\Delta \rho_g$, Δk_m — разности плотностей и магнитных восприимчивостей частицы и жидкости соответственно следует, что расслоение по высоте в неоднородном магнитном поле будет идти по параметру

$$\alpha = \Delta \rho_g / \Delta k_m = H dH / dx \quad (3)$$

Проблема МГС-сепарации состоит в создании таких магнитных полей, которые обеспечивали бы удовлетворительную эпюру дополнительного утяжеления.

Эпюра $H dH / dx$ должна удовлетворять следующим требованиям: а) быть устойчивой, т. е. такой, чтобы эффективная плотность не убывала сверху вниз ($d\alpha / dx > 0$); б) соответствовать диапазону физических свойств сепарируемой смеси ($\alpha_{\min} \leq H dH / dx \leq \alpha_{\max}$); в) обеспечивать соответствие между «разрешающей способностью» сепаратора $d\alpha / dx$ и распределением объемной концентрации компонент смеси.

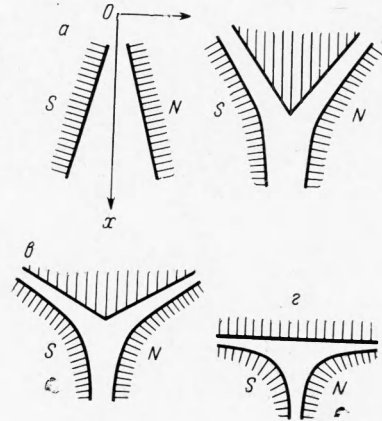
Физические свойства рабочей жидкости в значительной мере влияют на производительность сепаратора и точность разделения. Поэтому второй проблемой МГС-сепарации является выбор жидкости. В качестве таковой можно использовать водные растворы солей железа, марганца, никеля, кобальта и т. д., обладающие достаточно сильно выраженными парамагнитными свойствами. На фиг. 2 и 3 представлены графики зависимостей магнитной восприимчивости k_m и вязкости η растворов $MnCl_2$ и $FeCl_3$ от концентрации c при $18^\circ C$. Для увеличения эффективной плотности в качестве рабочей жидкости можно применять также тонкодисперсные взвеси указанных выше парамагнитных солей в органических жидкостях высокой плотности или взвеси ферромагнетиков (железа, магнетита, кобальта, никеля) в воде [2, 3].

Рассмотрим несколько простейших конфигураций магнитного поля, представляющих интерес для задач МГС-сепарации. Поскольку в областях, где электрические токи отсутствуют, магнитное поле безвихревое и его потенциал есть гармоническая функция, в межполюсном зазоре имеем

$$\mathbf{H} = \text{grad } V, \quad \Delta V = 0 \quad (4)$$

Целесообразно воспользоваться уже известными решениями уравнения Лапласа (4) и исследовать соответствующие им поля дополнительных утяжелений. При этом форма полюсных наконечников найдется без труда: за обводы можно принять две любые эквипотенциальные поверхности. Ограничиваясь плоским случаем, рассмотрим систему частных решений уравнения (4), которые в полярных координатах (r, θ) имеют вид $V = X(r)Y(\theta)$. Анализ этих решений показал, что практический интерес представляют не все решения такого вида, а только

$$V_0 = A_0 \theta, \quad V_k = A_k r^k \sin k\theta \quad (5)$$



Фиг. 4. а — клиновидный межполюсный зазор, б — межполюсный зазор при $k = 1/4$, в — межполюсный зазор при $k = 3/2$, з — межполюсный зазор при $k = 2$

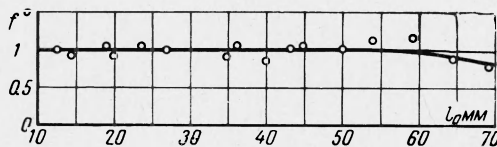
Здесь $k > 1$ — постоянная, A_k — произвольные постоянные. Решения (3) определяют набор конфигураций магнитных полей, обеспечивающих центральное поле дополнительных утяжелений

$$\mathbf{f}_0 = -k_m A_0^2 \mathbf{e}_r / r^3, \quad \mathbf{f}_k = k_m A_k^2 k^2 (k-1) r^{2k-5} \mathbf{e}_r \quad (6)$$

Это силовое поле вызовет в жидкости дополнительное давление

$$p_0 = 1/2 k_m A_0^2 / r^2, \quad p_k = 1/2 k_m A_k^2 k^2 r^{2(k-1)} \quad (7)$$

Соотношения (6) и (7) показывают, что надлежащим выбором константы k можно получать качественно различные поля утяжелений. Влияние величины k на геометрию межполюсного зазора иллюстрируется на фиг. 4 (а — з). При $k = 0$ (фиг. 4а) имеем клиновидный зазор, в котором утяжеление убывает с расстоянием от центра как r^{-2} . При $k = 5/4$ (фиг. 4б) утяжеление убывает как $r^{-1/2}$; получается клиновидный нейтральный полюс (железный вкладыш). При $k = 3/2$ (фиг. 4в) имеем изосиловое поле; при $k = 2$ (фиг. 4г) утяжеление возрастает с расстоянием линейно. Угол раствора вкладыша увеличивается с ростом k .



Фиг. 5. Соотношение между расчетной и наблюдаемой магнитной выталкивающей силой, действующей со стороны магнитной жидкости на стеклянную сферу радиусом 0.5 см в клиновидном межполюсном зазоре

Приведем сравнение результатов расчета выталкивающей силы, действующей на сферическую частицу в клиновидном зазоре, с экспериментальными данными. Рассмотрим бесконечный клиновидный межполюсный зазор, заполненный парамагнитной жидкостью с магнитной восприимчивостью k_m (фиг. 4а). Пусть на расстоянии l_0 от вершины клина помещена немагнитная сфера радиусом r_0 . Воспользуемся формулой гидростатики

$$F_x = - \oint p (\mathbf{e}_x \mathbf{n}) ds$$

Здесь $\mathbf{n}$ — вектор нормали к поверхности сферы, ds — элемент площади, $\mathbf{e}_x$ — единичный вектор в направлении оси x . Введем сферическую систему координат r', θ', φ' ; подставляя p_0 из (7), получим

$$F_x = - \frac{k_m r_0^2 A_0^2}{2} \int_0^{2\pi} d\varphi' \int_0^\pi \frac{\sin \theta' \cos \theta' d\theta'}{l_0^2 + r_0^2 (1 - \sin^2 \theta' \cos^2 \varphi') + 2r_0 l_0 \cos \theta'} \quad (8)$$

Выполнив интегрирования, будем иметь

$$F_x = 2\pi k_m A_0^2 \left[\frac{1}{\sqrt{1 - (r_0/l_0)^2}} \arcsin \frac{r_0}{l_0} - \frac{r_0}{l_0} \right] \quad (9)$$

При $r_0 / l_0 \ll 1$ формула (9) принимает вид

$$F_x \approx 4/3 \pi k_m A_0^2 (r_0 / l_0)^3 \quad (10)$$

В экспериментах величина r_0 / l_0 была порядка 0.1. На фиг. 5 дано сравнение результатов расчета по формуле (10) с экспериментальными данными. Как видно из фиг. 5, согласование теоретических и экспериментальных данных является удовлетворительным почти по всей высоте зазора. Этот факт позволяет определять магнитную восприимчивость неферромагнитной жидкости простым взвешиванием немагнитной сферы в клиновидном зазоре.

Поступила 4 I 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Андрос У. Ц., Полак Л. С., Сыроватский С. И. Электромагнитное выталкивание сферического тела из проводящей жидкости. Ж. техн. физ., 1963, т. 33, № 3, стр. 263.
2. Андрос У. Ц., Бунин Г. М. Определение эффективного утяжеления магнитной среды в неоднородном магнитном поле. Обогащение углей. Сб. тр. Института горючих ископаемых, 1965, стр. 147.
3. Neuringer T. L., Rosensweig R. E. Ferrohydrodynamics, Phys. Fluids, 1964, vol. 7, No 12, p. 1927.