

17-340

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна



P1 - 3361

А.Ф. Писарев, В.А. Бирюков

ОБ ОБРАЗОВАНИИ ТРЕКОВ ЧАСТИЦ
В БИНАРНЫХ ЖИДКИХ РАСТВОРАХ
ПРИ КРИТИЧЕСКОМ РАССЛАИВАНИИ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ

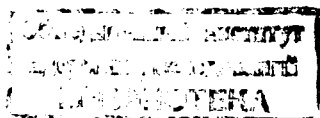
1967.

P1 - 3361

А.Ф. Писарев, В.А. Бирюков

5/28/2 mp
ОБ ОБРАЗОВАНИИ ТРЕКОВ ЧАСТИЦ
В БИНАРНЫХ ЖИДКИХ РАСТВОРАХ
ПРИ КРИТИЧЕСКОМ РАССЛАИВАНИИ

Направлено в ЖЭТФ



1. В в е д е н и е

Во всех жидкостях при прохождении через них заряженных частиц образуются ионы. Большая часть ионов после рождения сразу же рекомбинирует, однако, 1-3% остаются свободными в течение 10^{-4} - 10^{-3} сек и более ^{/6/}. Долгоживущие ионы создают в жидкостях ток проводимости, и этот эффект часто используется, например, в жидкостных дозиметрах для измерения потока заряженных частиц ^{/7,8/}. Некоторая часть свободных ионов случайно объединяется в группы по два-три и более ионов. Некоторые ионы являются многозарядными. Число таких многозарядных комплексов, как показали исследования ^{/9-12/}, равно нескольким процентам от общего количества долгоживущих ионов и составляет около 30-50 многозарядных образований на одном сантиметре пути релятивистской частицы.

В данной работе рассматривается возможность управляемого выявления долгоживущих ионов путем расслаивания на них бинарных растворов жидкости в жидкости или твердого вещества в жидкости в критической области температур.

2. Образование на ионе критического зародыша расслоения жидкого бинарного раствора

Растворы ограниченно смешивающихся жидкостей при определенной температуре и концентрации распадаются на жидкие фазы по числу компонент /13-15/.
Ниже будем рассматривать только бинарные системы.

В начальный момент расслоения метастабильного гомогенного раствора $a + B$ система может состоять одновременно из трех жидких фаз: исходного раствора $a + B$ и двух выделяющихся из него новых фаз $I (a + B)$ и $II (A + b)$, где прописными буквами обозначены компоненты растворенного вещества, а заглавными — компоненты растворителя. Будем считать, что растворы слабые. Запишем для указанных трех жидких фаз в отсутствие зарядов в растворе химические потенциалы веществ. На основании общих законов термодинамики /13,16-18/ химические потенциалы для исходного раствора имеют вид:

$$\mu_a = RT \ln C + \Psi_0 (P, T), \quad (1)$$

$$\mu_B = \mu_{0,B} - RT C, \quad (2)$$

где концентрация раствора $C = n_a / (n_a + n_B)$,

$\mu_{0,B}$ — химический потенциал чистого растворителя, когда в нем ничего не растворено, R — универсальная газовая постоянная, T — абсолютная температура раствора, Ψ_0 — константа, не зависящая от концентрации, n_a и n_B — число молей веществ a и B в растворе. Выражения (1) и (2) даны для одного моля раствора.

Аналогично записываются химические потенциалы и для вновь выделяющихся фаз $I (a + B)$ и $II (A + b)$. Для фазы $I (a + B)$ имеем:

$$\mu_a^I = RT \ln C^I + \Psi_0 (P, T), \quad (3)$$

$$\mu_B^I = \mu_{0,B} - RT C^I, \quad (4)$$

$$C^I = n_a^I / (n_a^I + n_B^I).$$

Для фазы $II (A + b)$:

$$\mu_A^{II} = \mu_{0,A} - RT C^{II}, \quad (5)$$

$$\mu_b^{II} = RT \ln C^{II} + \Psi_{II} (P, T)$$

$$C^{II} = n_b^{II} / (n_A^{II} + n_b^{II}), \quad (6)$$

Переход исходной метастабильной фазы в новые устойчивые фазы сопровождается уменьшением термодинамического потенциала ϕ на величину $\Delta\phi$. В соответствии с теорией фазовых переходов первого рода /13,16-18/ при образовании фазы $I (a + B)$ из фазы $a + B$

$$\Delta\phi_1 = n_a^I (\mu_a^I - \mu_a) + n_B^I (\mu_B^I - \mu_B) + 4\pi r^2 \sigma_1, \quad (7)$$

где r — радиус зародыша новой фазы, σ_1 — поверхностное натяжение на границе новой и старой фаз. Подставив выражения (1)–(4) в (7) и сделав простые преобразования, получим:

$$\Delta\phi_1 = n_B^I RT \left[\frac{C^I}{1-C^I} \ln \frac{C^I}{C} + (C - C^I) \right] + 4\pi r^2 \sigma_1. \quad (8)$$

Уравнение для перехода $a + B \rightarrow II (A + b)$ имеет вид:

$$\Delta\phi_2 = n_A^{II} (\mu_A^{II} - \mu_a) + n_b^{II} (\mu_b^{II} - \mu_B) + 4\pi r^2 \sigma_2. \quad (9)$$

Подставляя (1), (2), (5), (6) в (9) и учитывая условия взаимного равновесия вновь образующихся фаз $I (a + B)$ и $II (A + b)$: $\mu_a^I = \mu_A^{II}$ и $\mu_B^I = \mu_b^{II}$, будем иметь:

$$\Delta\phi_2 = n_A^{II} RT \left[\ln \frac{C^I}{C} + \frac{C^{II} (C - C^I)}{1 - C^{II}} \right] + 4\pi r^2 \sigma_2. \quad (10)$$

Величина $\Delta\phi_1$ определяет работу выделения новой фазы, близкой по составу к исходной фазе. $\Delta\phi_2$ описывает выделение из раствора растворенного вещества с небольшой примесью растворителя. Сравнение членов, заключенных в квадратных скобках уравнений (8) и (10), показывает, что

$$v_n \frac{c^I}{c} + \frac{c^{\text{II}}(c-c^I)}{1-c^{\text{II}}} < \frac{c^I}{1-c^I} v_n \frac{c^I}{c} + (c-c^I).$$

Далее с достаточной точностью можно считать, что $\sigma_1 \approx \sigma_2$ и $n_A^{\text{II}} \approx n_B^{\text{I}}$. Поэтому из приведенного неравенства и уравнений (8) и (10) следует, что при расслоении бинарного гомогенного раствора с большей вероятностью будет образовываться фаза II (A + B). Она должна выделяться в виде большого числа капелек (коаперватов), равномерно взвешенных во всем объеме старой фазы. Капли будут состоять в основном из вещества, растворенного в исходном растворе. Фаза же I (a + B) образуется из исходного раствора путем постепенного обеднения последнего по мере выделения фазы II (A + B), оставаясь все время гомогенной.

Учитывая, что $c - c^I = \Delta c$, имеем: $v_n c^I / c \approx -\Delta c / c$. Так как $c^{\text{II}} \ll 1$ и $c \approx c^I$, то $c^{\text{II}}(c-c^I)/(1-c^{\text{II}}) \approx 0$.

Далее, n_A^{II} можно выразить через концентрацию c^{II} , молярные объемы чистых веществ V_A и V_B и объем капли следующим образом:

$$n_A^{\text{II}} = \frac{1-c^{\text{II}}}{c^{\text{II}} V_B + (1-c^{\text{II}}) V_A} \frac{4}{3} \pi r^3 \approx \frac{1}{V_A} \frac{4}{3} \pi r^3,$$

где $V_A = M/\rho$, M — масса одного моля чистого вещества A и ρ — его удельная плотность. Учитывая эти приближения, выражение (10) можно записать в следующем виде:

$$\Delta\phi = -\frac{\rho}{M} RT \frac{4\pi}{3} r^3 \frac{\Delta c}{c}. \quad (11)$$

Здесь индексы у величин $\Delta\phi$, c и σ опущены. Уравнение (11) описывает не только процесс расслоения жидкого раствора, но и процесс выпадения в осадок твердого вещества из пересыщенного раствора (ср. например, с [13]).

Напомним, что (11) получено в предположении отсутствия в растворе зарядов. При рассмотрении процессов образования капли новой фазы на заряде величину $\Delta\phi$ в (11) необходимо дополнить членом ΔU , учитывающим изменение свободной энергии электрического поля заряда. В явном виде $\Delta U_{\text{эл}}$ может быть представлено как разность энергий электрического поля в гетерогенной системе зародыш-среда и гомогенной исходной фазе:

$$\Delta U = \int_{V_2} \frac{\epsilon_2 F_2^2}{8\pi} dV + \int_{V-V_2} \frac{\epsilon F^2}{8\pi} dV - \int_V \frac{\epsilon F^2}{8\pi} dV, \quad (12)$$

где ϵ_2 и ϵ — соответственно статические диэлектрические постоянные капли и раствора, V_2 — объем капли и V — объем раствора. Очевидно, что поле внутри капли, несущей заряд ze , будет $F_2 = ze/\epsilon_2 r_x^2$, а поле вне капли равно $F = ze/\epsilon r_x^2$. Интегрируя уравнение (12), получим:

$$\Delta U = -\frac{(ze)^2}{2} \frac{\epsilon_2 - \epsilon}{\epsilon\epsilon_2} \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{r} \right), \quad (13)$$

где a — радиус иона. Так как всегда $a < r$, то при $\epsilon_2 > \epsilon$ расслоение раствора на заряде сопровождается выигрышем электрической энергии, а при $\epsilon_2 < \epsilon$ — проигрышем. Следовательно, для эффективного возникновения зародыша на заряде в момент расслоения бинарного жидкого раствора или осаждения на ионе твердого вещества из пересыщенного жидкого раствора необходимо, чтобы исходный раствор состоял из растворителя с небольшой диэлектрической постоянной и растворенного вещества, обладающего большим ϵ . Из уравнения (13), в частности, следует, что образование на ионе пузырька газа или пара в газированной или кипящей жидкости энергетически невыгодно, так как ϵ газовой фазы всегда меньше ϵ любой жидкости.

С учетом (13) $\Delta\phi$ можно записать в следующем виде:

$$\Delta\phi = -\frac{\rho}{M} RT \frac{4\pi}{3} \frac{\Delta c}{c} r^3 + 4\pi r^2 \sigma - \frac{(ze)^2}{2} \frac{\epsilon_2 - \epsilon}{\epsilon\epsilon_2} \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{r} \right). \quad (14)$$

Выражение (14) является исходным для определения радиуса зародышей новой фазы и величины необходимого пересыщения раствора. Как известно, в точке неустойчивого равновесия $r = r_0$ (максимуме изменения термодинамического потенциала) $\partial \phi / \partial r = 0$ [16-18]. Поэтому из (14) следует:

$$\Delta C = \frac{MC}{\rho RT} \left[\frac{2\sigma}{r_0} - \frac{(ze)^2}{8\pi} \frac{\epsilon_2 - \epsilon}{\epsilon \epsilon_2} - \frac{1}{r_0^4} \right] \quad (15)$$

В этом уравнении, как видно, каждому значению r_0 соответствует определенное пересыщение ΔC . Для зародышей, образовавшихся на ионах с определенным $z \neq 0$, функция $\Delta C(r_0)$ имеет максимум при критическом радиусе $r_0 = r_k$. Для этой точки

$$r_k = \sqrt{\frac{(ze)^2}{4\pi\sigma} \frac{\epsilon_2 - \epsilon}{\epsilon \epsilon_2}} \quad (16)$$

$$\Delta C_k = \frac{3}{2} \frac{MC}{\rho RT} \sqrt{\frac{4\pi\sigma^4}{(ze)^2} \frac{\epsilon \epsilon_2}{\epsilon_2 - \epsilon}} \quad (17)$$

Физический смысл этих величин заключается в следующем: при $\Delta C = \Delta C_k$ на ионах неограниченно растут зародыши размеров $r \geq r_k$. При дальнейшем же пересыщении раствора на ионах будут неограниченно расти все зародыши сколь угодно малых размеров.

Рассмотрим теперь два способа пересыщения раствора:

- а) с помощью быстрого изменения давления над раствором и
- б) путем импульсного нагрева раствора, если последний обладает нижней критической температурой расслоения.

3. Перепад давления, соответствующий верхней границе чувствительности раствора к расслоению на ионах

Зависимость температуры расслоения раствора ограниченно смешивающихся жидкостей от давления выражается законом Клапейрона-Клеузиуса:

$$\frac{dT}{dP} = \frac{T \cdot \Delta V}{\lambda} \quad (18)$$

где T — абсолютная температура расслоения, λ — теплота смешения и ΔV — изменение объема раствора при расслоении. В уравнении (18) температура расслоения зависит от P и C . Поэтому (18) можно преобразовать следующим образом:

$$\frac{dT}{dC} \frac{dC}{dP} = \frac{T \cdot \Delta V}{\lambda}$$

откуда

$$dC/dP = T \cdot \Delta V / \lambda \frac{dT}{dC}$$

Запишем dC/dP в форме конечных приращений:

$$\frac{\Delta C}{\Delta P} = \frac{T \cdot \Delta V}{\lambda \cdot \frac{dT}{dC}}$$

Отсюда имеем

$$\Delta P = \Delta C \frac{\lambda}{T \cdot \Delta V} \frac{dT}{dC} \quad (19)$$

где $\Delta P = P - P_0$, P — давление над раствором, соответствующее концентрации C , P_0 соответствует концентрации $C_0 = C - \Delta C$.

Подставляя (17) в (19), получим формулу для определения величины перепада давления, которое соответствует верхней границе чувствительности раствора к расслоению на ионах:

$$\Delta P_k = \frac{3}{2} \frac{MC}{\rho RT} \sqrt{\frac{4\pi\sigma^4}{(ze)^2} \frac{\epsilon \epsilon_2}{\epsilon_2 - \epsilon}} \frac{\lambda}{T \cdot \Delta V} \frac{dT}{dC} \quad (20)$$

Для большинства бинарных растворов хорошо известны эмпирические за-

зависимости температуры расслоения от концентрации. Поэтому величина dT/dC в (20) может быть легко определена графическим дифференцированием экспериментальных кривых расслоения.

Однако данные о λ и ΔV в литературе встречаются редко. Поэтому для них примем следующее приближение^{/14/}:

$$\lambda \approx \frac{1}{2} RT, \quad (21)$$

$$\Delta V \approx \beta \lambda, \quad (22)$$

где β — объемная сжимаемость раствора, которая может быть выражена через концентрацию раствора C , молярные объемы чистых компонент $V_{1,0}$ и $V_{2,0}$ и их сжимаемость β_1 и β_2 следующим уравнением:

$$\beta = [C\beta_1 V_{1,0} + (1-C)\beta_2 V_{2,0}] / [CV_{1,0} + (1-C)V_{2,0}].$$

После подстановки (22) в (20) получим окончательное выражение для ΔP_k :

$$\Delta P_k = \frac{3}{2} \frac{MC}{\rho RT^2} \frac{1}{\beta} \sqrt{\frac{4\pi\sigma^4}{(ze)^2} \frac{\epsilon\epsilon_2}{\epsilon_2 - \epsilon}} \cdot \frac{dT}{dC}. \quad (23)$$

Уравнение (23) справедливо для растворов как с верхней, так и с нижней критической температурой расслоения.

В тех случаях, когда для выбранного раствора не известна зависимость T от C и, следовательно, не представляется возможным определить dT/dC и воспользоваться уравнением (23), зависимость ΔP от ΔC можно найти из следующего соотношения:

$$df_n C / dP = - \Delta V / RT. \quad (24)$$

Выражение (24) устанавливает зависимость концентрации раствора жидкости в жидкости или твердого тела в жидкости от давления^{/15/}. Учитывая (21) и (22), находим

$$\Delta P = 2 \Delta C / \beta C.$$

Для определения ΔP подставим сюда из (17) величину $\Delta C_k / C$:

$$\Delta P_k = 3 \frac{M}{\rho \beta RT} \sqrt{\frac{4\pi\sigma^4}{(ze)^2} \frac{\epsilon\epsilon_2}{\epsilon_2 - \epsilon}}. \quad (25)$$

В бинарных жидких растворах, имеющих положительную растворимость с повышением давления, пересыщение будет достигаться при снятии давления, в растворах же с отрицательной растворимостью — при приложении давления. Если вариацию давления над раствором осуществлять быстро, то раствор будет испытывать адиабатическое расширение или сжатие, что будет изменять его температуру на величину^{/19/}

$$\Delta T = T(\partial V / \partial T) \cdot \Delta P / q,$$

где q — теплоемкость раствора. Для растворов подобное изменение температуры вызовет дополнительное пересыщение. Поэтому заданная степень пересыщения раствора будет всегда достигаться при значениях ΔP меньших ΔP_k , рассчитанных по формуле (23) или (25). Анализ данных о ряде растворов показывает, что обычно $\Delta P = 0,7 \Delta P_k$.

4. Пересыщение раствора с нижней критической температурой расслоения под действием импульсного нагрева

Растворы, обладающие нижней критической температурой расслоения, являются гомогенными под кривой расслоения и гетерогенными — над кривой. Поэтому пересыщения таких растворов можно достичь не только с помощью изменения давления, но и путем импульсного их нагрева. Для определения необходимого перегрева ΔT_k , соответствующего верхней границе чувствительности раствора к расслоению на ионах, воспользуемся уравнением (17). В этом уравнении величину ΔC_k легко выразить через ΔT_k по формуле:

$$\Delta T_k = \frac{\partial C}{\partial T} \Delta T_k, \quad (26)$$

где dC/dT — производная, взятая вдоль экспериментальной кривой расслоения в точке $C = C_0$. Комбинируя (17) и (26), будем иметь:

$$\Delta T_k = \frac{3}{2} \frac{MC}{\rho VT} \frac{1}{dC/dP} \sqrt[3]{\frac{4\pi\sigma^4}{(ze)^2} \frac{\epsilon\epsilon_2}{\epsilon_2 - \epsilon}}. \quad (27)$$

Очевидно, для импульсного нагрева раствора на величину ΔT_k за время τ источник энергии должен обладать мощностью

$$N = \frac{C \cdot m \cdot \Delta T_k}{\tau \cdot \eta},$$

где C и m — теплоемкость и масса раствора, соответственно, η — к.п.д. нагрева.

Здесь следует отметить, что при реализации данного способа могут возникнуть серьезные трудности, связанные с необходимостью охлаждения раствора после каждого акта регистрации ионов.

5. Скорость роста и испарения капель в растворе

Зародыш критического размера в пересыщенном растворе будет неограниченно расти за счет избыточного компонента, выделяющегося из раствора. Для характеристики скорости этого процесса воспользуемся уравнением Хазена^{/20/}, выведенного для описания конденсации капли в пересыщенном паре

$$r^2 = t 2D(\rho_0 - \rho'_0) / \rho, \quad (28)$$

где D — коэффициент диффузии молекул в растворе, ρ — плотность жидкой капли, ρ_0 — парциальная плотность растворенного вещества в исходном растворе, ρ'_0 — остаточная плотность того же вещества в растворе после расслоения или "высаливания", r — радиус зародыша (ниже будем называть каплей).

Уравнение (28) описывает также процесс растворения капель при возвращении раствора в первоначальное термодинамическое состояние.

Из опытов известно, что при расслоении жидких растворов избыточный компонент выделяется в виде большого количества взвешенных в растворе мельчайших капелек размером 10^{-4} – 10^{-3} см. Принимая для жидкостей Γ равным около 10^{-5} см²/сек, $\rho_0 = 0,15\rho$ и $\rho'_0 = 0,10\rho$, что обычно имеет место для слабых растворов, и используя уравнение (28), найдем, что образование капелек указанных размеров происходит за время 10^{-2} – 1 сек. Примерно за это же время капли должны вновь раствориться при возвращении раствора в исходное состояние.

6. Пример. Образование капель на ионах при расслаивании

раствора метилового спирта в гептане

В качестве иллюстрации выше развитых положений об образовании капель на остаточных ионах в пересыщенном жидком растворе рассмотрим двухкомпонентный расслаивающийся раствор метилового спирта в гептане. Данный раствор выбран по соображениям полноты информации о расслоении^{/21/} и других характеристиках раствора и его чистых компонентах. Ниже используются следующие данные: $\epsilon = 5,9$; $\epsilon_2 = 14,6$; $\sigma = 4$ дин.см.⁻¹, $M_{CH_3OH} = 32$ г.моль⁻¹, $\rho_{CH_3OH} = 0,82$ г.см⁻³. Диэлектрические постоянные ϵ и ϵ_2 найдены путем аддитивного сложения диэлектрических постоянных этилового спирта и гептана с весовыми множителями, соответствующими концентрации раствора в точке

$C = 0,18$ масс. долей CH_3OH . Графическим дифференцированием кривой расслоения в точке $C = 0,18$ определена производная $dT/dC = 30$ град/(масс. долей CH_3OH). По формуле (23) находим:

$$\Delta P_k = \frac{2\eta}{3\sqrt{z^2}} \text{ атм.} \quad (29)$$

Для определения зависимости равновесного давления от радиуса зародыша воспользуемся выражениями (15), (19) и (22). Опуская промежуточные вычисления, имеем

$$\Delta P = 24 \frac{1}{r_0} \left[1 - 144 \frac{z^2}{r_0^2} \right] \text{ атм,} \quad (30)$$

где радиус r_0 выражен в \AA .

Результаты вычислений по формуле (30) представлены графиками на рис.1. По оси ординат отложена величина перепада давления в атм., а по оси абсцисс — радиус равновесного зародыша в ангстремах. Как видно из рисунка, все кривые с $z \neq 0$ идут ниже кривой спонтанного зарождения центров расслоения ($z = 0$), что указывает на большую вероятность зарождения капелек на ионах и ионных комплексах.

Как из кривых, так и из формулы (29) следует, что для выявления ионов с зарядом $z = 1$ необходимо обеспечить перепад давления над раствором 20 атм. Соответственно для $z = 2$ $\Delta P_k = 12,5$ атм, для $z = 3$ $\Delta P_k = 10$ атм и для $z = 4$ $\Delta P_k = 8$ атм.

Найденные значения ΔP_k являются несколько завышенными, так как в расчете не учитывалось адиабатическое снижение температуры раствора при сборе давления.

Выполненные исследования и приведенные численные оценки показывают, что явление расслоения раствора, один из компонентов которого имеет большую диэлектрическую постоянную, на ионах может служить основой для поиска путей создания управляемой трековой жидкостной камеры.

Авторы искренне признательны Л.М. Сороко, Г.И. Селиванову, А.А. Тяпкину, Ю.В. Катышеву, А.И. Филиппову и О.В. Савченко за полезные обсуждения вопросов, рассмотренных в работе.

Л и т е р а т у р а

1. N.Zessonles, J.Brinkerhoff, A.Thomas. J. Appl. Phys. 34, 2010, 1963.
2. A.Allen, A.Hummel. Disc. Faraday Soc., 36, 95, 1963.
3. В.И.Гусынин, В.Л.Тальрозе. ДАН, 170, 135, 1966 г.
4. H.A.Ullmaier. Phys.Mod. and Biol., 11, 95, 1966.
5. D.W.Swan. Proc. Phys.Soc., 85, 1297, 1965.

6. G.R.Frieeman. J. Chem.Phys., 39, 1580, 1963.
7. M.Ladu, M.Pelliccioni, E.Piciotti, D.Ramacciotti. Rev.Sci. Instr., 36, 1241, 1965.
8. J.Adamczewski. Conf. Acad. Polon. Sci. Centre scient. Paris, No.50, 56, 1964.
9. R.Schiller, J. Chem. Phys., 43, 2760, 1965.
10. W.E.Hasen. Rev.Sci.Instr., 13, 247, 1942. Phys.Rev. 63, 107, 1943; 65, 259, 1944.
11. D.Glasser. Handb. Phys., 45, 314, 1958. Nuovo Cim. 11, 361, 1954.
12. Г.А. Аскарьян. ЖЭТФ, 31, 897, 1956.
13. С.Е. Харин. Физическая химия. Изд. Киев ун-та, 1961.
14. М.И.Шахпаровов. Введение в молекулярную теорию растворов, ГИТТЛ, 1950.
15. В.П. Древинг, Я.А. Калашников. Правило Физ. Изд. МГУ, 1964.
16. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Статистическая физика. "Наука", 1964.
17. В.Г. Левич. Введение в статистическую физику. ГИТТЛ, 1954.
18. М.А. Леонтович. Введение в термодинамику, ГИТТЛ, 1961 г.
19. В.П. Древинг, Я.А. Калашников. Правило фаз. Изд. МГУ, 1964.
20. W.E.Hazen. Rev.Sci.Instr., 13, 247, 1942.
21. Н.И. Чернова, ЖФХ, 39, 2388, 1965.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 мая 1967 г.

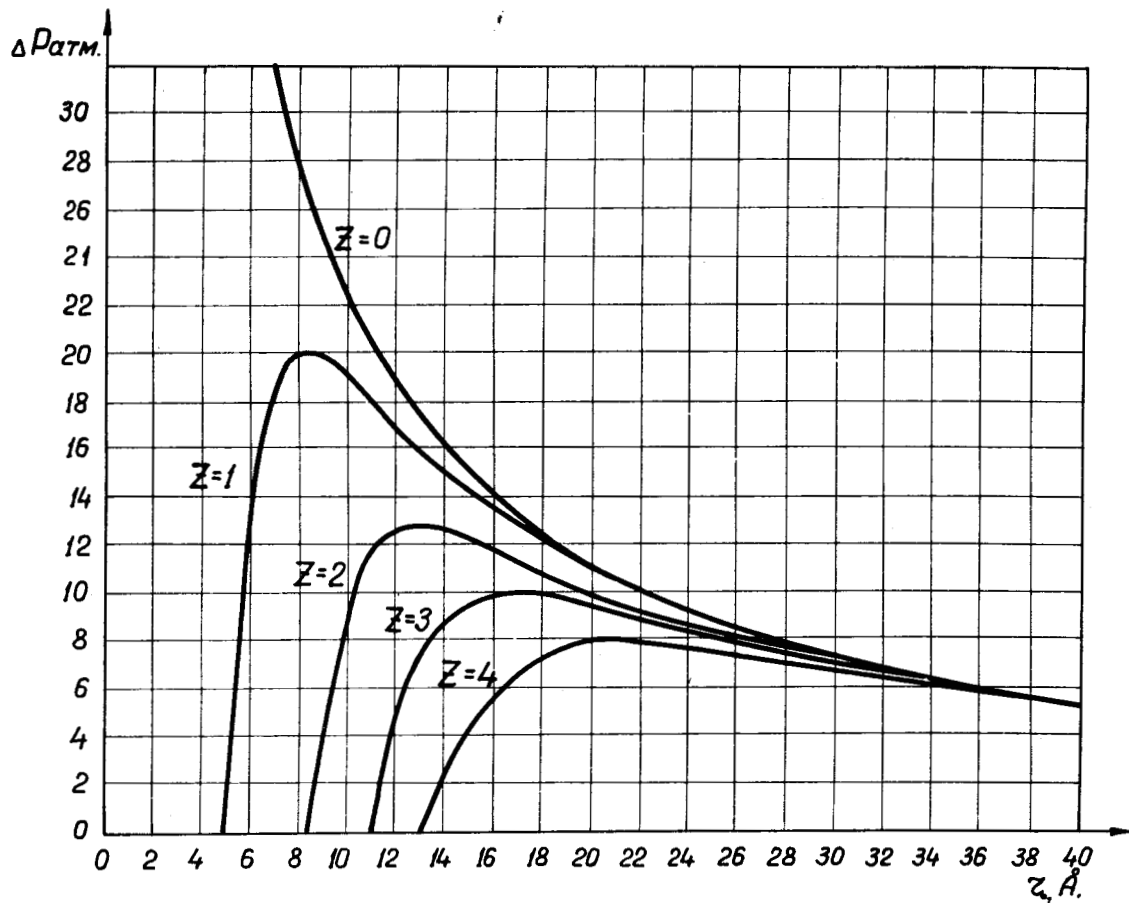


Рис. 1. Зависимость перепада давления над раствором от радиуса равновесного зародыша и величины заряда.