



# 带阻尼项的欧拉-泊松方程组的爆破解

## 摘要

研究了  $N$  维空间中带阻尼项的欧拉-泊松方程组的径向对称解的爆破. 当方程组非奇异的经典解  $(\rho, u)$  在  $[0, R]$  上有紧支集 ( $R > 0$  是正常数), 且初始速度  $u$  满足一定的初值条件, 借助积分法, 其径向对称解会在有限时间内爆破.

## 关键词

欧拉-泊松方程组; 径向对称解; 阻尼; 积分方法; 爆破

中图分类号 O175.29

文献标志码 A

## 0 引言

$N$  维空间中带阻尼项的欧拉-泊松方程组可由如下方程组来描述:

$$\begin{cases} \rho_t + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0, \\ \rho [\vec{u}_t + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u}] + \nabla P + \beta \rho \vec{u} = \rho \nabla \varphi, \\ \Delta \varphi(t, x) = \delta \alpha(N) \rho. \end{cases} \quad (1)$$

其中:  $\alpha(N)$  是依赖于  $R^N$  空间中单位球的一个常数,  $\alpha(1) = 1, \alpha(2) = 2\pi$ , 当  $N \geq 3$  时,  $\alpha(N) = N(N-2)V_{\text{球}}(N)$ ,  $V_{\text{球}}(N)$  表示  $R^N$  空间中单位球体积;  $\rho = \rho(t, \vec{x}) \geq 0, u = u(t, \vec{x}) \in R^N$  分别代表流体的密度和速度,  $\beta > 0$  代表阻尼系数;  $P = P(\rho)$  是压强函数, 一般定义  $P(\rho) = k\rho^\gamma$ , 若参数  $k > 0$ , 则称系统(1) 是带压强的, 若  $k = 0$ , 称系统(1) 为无压的; 常数  $\gamma \geq 1$  代表绝热指数, 若  $\gamma = 1$  称流体是等温的. 由方程组(1) 的第3个方程知, 外力  $\varphi = \varphi(t, \vec{x})$  仅由密度  $\rho$  决定.

方程组(1) 包含和改进了一些现有的模型. 当  $\delta = 1$  时, 系统是有排斥力的, 方程组(1) 就变成了文献[1] 中的半导体系统模型. 当  $\delta = -1$  时, 系统是自吸引的, 它可以用来模拟气态星或宇宙中的银河系, 如文献[2] 和[3]. 当  $\delta = 0$  时, 方程组(1) 是流体力学中的一个带阻尼项的可压缩欧拉方程组, 如文献[4].

当前, 关于欧拉-泊松型方程(组) 的研究成为学术界的一个热点. 文献[5-7] 研究了不带阻尼项的欧拉-泊松型方程(组) 的分析解, 文献[8-11] 研究了不带阻尼项的欧拉-泊松型方程(组) 的解的局部存在性和稳定性, 文献[12] 研究了一维空间中带阻尼项的欧拉方程组的初值问题. 对于不带阻尼项的欧拉泊松方程组(1), 文献[13] 讨论了在具有紧支集情形下, 其径向解会在有限时间内爆破. 应该注意到, 对于一个实际的流体动力学模型, 特别是在航天、航空、军工、汽车等行业中, 各种各样减振消能的阻尼不可或缺. 特别是为克服流体动力学中的低幅高频或高幅低频的振动, 相应的阻尼应用更是无处不在. 基于此, 本文将不带阻尼项的欧拉-泊松方程组推广到带阻尼项的欧拉-泊松方程组. 通过研究其径向对称解, 运用积分的方法得到: 方程组(1) 非奇异的经典解满足一定的初值条件时, 解会在有限时间内爆破. 本文获得结果也许可应用于实际的流体动力学实践中.

收稿日期 2013-04-06

资助项目 国家自然科学基金(11161021)

作者简介

张金娥, 女, 硕士, 研究方向为偏微分方程理论与应用. jzhang@126.com

1 湖北师范学院 数学与统计学院, 黄石, 435002

2 华东交通大学 基础科学学院, 南昌, 330013

## 1 方程组的改写

由方程组(1)的第3个方程(即泊松方程)可得

$$\varphi(t, x) = \delta \int_{\mathbf{R}^N} G(x - y) \rho(t, y) dy, \quad (2)$$

这里  $G$  是  $\mathbf{R}^N$  空间中泊松方程的格林函数:

$$G(x) = \begin{cases} |x|^{-1}, & N = 1, \\ \log |x|, & N = 2, \\ -\frac{1}{|x|^{N-2}}, & N = 3, 4, \dots, +\infty. \end{cases} \quad (3)$$

进一步,将方程组(1)写成如下的标量形式:

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_{k=1}^N u_k \frac{\partial \rho}{\partial x_k} + \rho \sum_{k=1}^N \frac{\partial u_k}{\partial x_k} = 0, \\ \rho \left( \frac{\partial u_i}{\partial t} + \sum_{k=1}^N u_k \frac{\partial u_i}{\partial x_k} \right) + \frac{\partial P}{\partial x_i} + \beta \rho u_i = \rho \frac{\partial \varphi}{\partial x_i}, \\ i = 1, 2, \dots, N. \end{cases} \quad (4)$$

本文中,研究其放射状的对称解:

$$\rho(t, \tilde{x}) = \rho(t, x), \tilde{u} = \frac{\tilde{x}}{x} u(t, x) =: \frac{\tilde{x}}{x} u. \quad (5)$$

这里  $x = |\tilde{x}| = \left( \sum_{i=1}^N x_i^2 \right)^{1/2}$ . 因为解是球形对称的,故方程组(1)的第3个方程可改写成

$$\begin{cases} x^{N-1} \varphi_{xx}(t, x) + (N-1)x^{N-2} \varphi_x = \alpha(N) \delta \rho x^{N-1}, \\ \varphi_x = \frac{\alpha(N) \delta}{x^{N-1}} \int_0^x \rho(t, s) s^{N-1} ds. \end{cases} \quad (6)$$

同时,将代式(5)入式(1),欧拉-泊松方程组(1)可改写为

$$\begin{cases} \rho_t + u \rho_x + \rho u_x + \frac{N-1}{x} \rho u = 0, \\ \rho(u_t + uu_x) + P_x(\rho) + \beta \rho u = \rho \varphi_x(\rho). \end{cases} \quad (7)$$

## 2 主要结果

**定理 1** 对于方程组(7),当  $\delta = 0$ (欧拉方程组)或  $\delta = 1$ (具有排斥力的欧拉-泊松方程组)时,若存在一组放射状对称的非奇异解  $(\rho, u)$  在  $[0, R]$  上有紧支集(即当  $x \geq R$  时,  $\rho(t, x) = 0$  和  $u(t, x) = 0$ ,  $R > 0$  是正常数),并且速度  $u$  满足如下的初值条件:

$$H_0 =: \int_0^R x^n u(0, x) dx > \frac{2R^{n+2}}{n(n+1)} \beta, \quad (8)$$

则当  $\gamma > 1$  或  $k = 0$ (流体为无压的),方程组(7)的解会在有限时间  $T$  内爆破,这里

$$T = \frac{\ln \frac{2R^{n+2}}{n(n+1)} H_0 - \ln \left( \frac{2R^{n+2}}{n(n+1)} H_0 - \beta \right)}{\beta}, \quad (9)$$

其中  $n$  是任意正常数.

**证明** 由方程组(4)的第1个方程(即质量方程)知

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot u = 0, \quad (10)$$

这里物质倒数  $\frac{D}{Dt}$  定义为

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + (u \cdot \nabla). \quad (11)$$

对式(10)进行积分可得

$$\rho(t, x) = \rho_0(x_0(0, x_0)) \exp\left(-\int_0^t \nabla \cdot u(t, x(t; 0, x_0)) dt\right), \quad (12)$$

因为沿着特征线  $\rho_0(x_0(0, x_0)) \geq 0$ , 故有  $\rho(t, x) \geq 0$ .

由方程组(7)的第2个方程(即动量方程)知,对于非奇异解  $(\rho, u)$  及  $\rho_0 \neq 0$ , 有

$$u_t + uu_x + k\gamma \rho^{\gamma-2} \rho_x + \beta u = \varphi_x, \quad (13)$$

$$u_t + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} u^2 \right) + k\gamma \rho^{\gamma-2} \rho_x + \beta u = \varphi_x. \quad (14)$$

在式(14)两边同乘  $x^n$ , 可得

$$\begin{aligned} x^n u_t + x^n \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} u^2 \right) + \frac{k\gamma}{\gamma-1} x^n \frac{\partial}{\partial x} (\rho^{\gamma-1}) + x^n \beta u = x^n \varphi_x. \end{aligned} \quad (15)$$

再对式(15)关于  $x$  从 0 至  $R$  积分,

$$\begin{aligned} \int_0^R x^n u_t dx + \int_0^R x^n \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} u^2 \right) dx + \int_0^R \frac{k\gamma}{\gamma-1} x^n \frac{\partial}{\partial x} (\rho^{\gamma-1}) dx + \int_0^R x^n \beta u dx = \int_0^R x^n \varphi_x dx, \end{aligned} \quad (16)$$

$$\int_0^R x^n u_t dx + \int_0^R x^n \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} u^2 \right) dx + \int_0^R \frac{k\gamma}{\gamma-1} x^n \frac{\partial}{\partial x} (\rho^{\gamma-1}) dx + \int_0^R \beta x^n u dx = \int_0^R \frac{\alpha(N) \delta}{x^{N-n+1}} \int_0^x \rho(t, s) s^{N-1} ds dx. \quad (17)$$

故当  $\delta = 1$  或  $\delta = 0$  时,

$$\begin{aligned} \int_0^R x^n u_t dx + \int_0^R x^n \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} u^2 \right) dx + \int_0^R \frac{k\gamma}{\gamma-1} x^n \frac{\partial}{\partial x} (\rho^{\gamma-1}) dx + \int_0^R \beta x^n u dx \geq 0. \end{aligned} \quad (18)$$

再运用分部积分法,

$$\begin{aligned} \int_0^R x^n u_t dx + \frac{1}{2} [R^n u^2(t, R) - 0^n u^2(t, 0)] - \int_0^R n x^{n-1} \frac{1}{2} u^2 dx + \frac{k\gamma}{\gamma-1} [R^n \rho^{\gamma-1}(t, R) - 0^n \rho^{\gamma-1}(t, 0)] - \frac{k\gamma}{\gamma-1} \int_0^R n x^{n-1} \rho^{\gamma-1} dx + \beta \int_0^R x^n u dx \geq 0. \end{aligned} \quad (19)$$

依定理 1 的条件, 当  $x \geq R$  时,  $\rho(t, x) = 0$  和  $u(t, x) = 0$ , 可得

$$\frac{d}{dt} \int_0^R x^n u dx - \frac{1}{2} \int_0^R n x^{n-1} u^2 dx - \frac{k\gamma}{\gamma-1} \int_0^R n x^{n-1} \rho^{\gamma-1} dx + \beta \int_0^R x^n u dx \geq 0, \quad (20)$$

因此, 当  $\gamma > 1$  或  $k = 0$  时,

$$\frac{d}{dt} \int_0^R x^n u dx - \frac{1}{2} \int_0^R n x^{n-1} u^2 dx + \beta \int_0^R x^n u dx \geq \frac{k\gamma}{\gamma-1} \int_0^R n x^{n-1} \rho^{\gamma-1} dx \geq 0, \quad (21)$$

$$\frac{d}{dt} \int_0^R x^n u dx - \frac{1}{2} \int_0^R \frac{n}{(n+1)x} u^2 dx^{n+1} + \beta \int_0^R x^n u dx \geq \frac{k\gamma}{\gamma-1} \int_0^R n x^{n-1} \rho^{\gamma-1} dx \geq 0, \quad (22)$$

$$\frac{d}{dt} \int_0^R x^n u dx + \beta \int_0^R x^n u dx \geq \frac{1}{2} \int_0^R \frac{n}{(n+1)x} u^2 dx^{n+1} \geq \frac{n}{2(n+1)R} \int_0^R u^2 dx^{n+1}. \quad (23)$$

记

$$H =: H(t) = \int_0^R x^n u dx = \frac{1}{n+1} \int_0^R u dx^{n+1}, \quad (24)$$

由 Cauchy-Schwarz 不等式知:

$$\left| \int_0^R u \cdot 1 dx^{n+1} \right| \leq \left( \int_0^R u^2 dx^{n+1} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \int_0^R 1^2 dx^{n+1} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (25)$$

$$\left| \int_0^R u \cdot 1 dx^{n+1} \right| \leq \left( \int_0^R u^2 dx^{n+1} \right)^{\frac{1}{2}} R^{\frac{n+1}{2}}, \quad (26)$$

$$\left| \int_0^R u \cdot 1 dx^{n+1} \right|^2 \leq R^{n+1} \left( \int_0^R u^2 dx^{n+1} \right). \quad (27)$$

故有

$$\frac{(n+1)^2}{R^{n+1}} H^2 \leq \int_0^R u^2 dx^{n+1}, \quad (28)$$

将式(28)代入式(22)得:

$$\frac{dH}{dt} + \beta H \geq \frac{n(n+1)}{2R^{n+1}} H^2. \quad (29)$$

结合定理 1 的条件,  $H_0 = H(0) = \int_0^R x^n u(0, x) dx >$

$\frac{2R^{n+2}}{n(n+1)}\beta$ , 然后有

$$H \geq \frac{\beta H_0}{\frac{n(n+1)}{2R^{n+2}} H_0 - \left( \frac{n(n+1)}{2R^{n+2}} H_0 - \beta \right) e^{\beta t}}. \quad (30)$$

易知, 方程组(7)的解会在有限时间  $T$  内爆破, 这里

$$T = \frac{\ln \frac{2R^{n+2}}{n(n+1)} H_0 - \ln \left( \frac{2R^{n+2}}{n(n+1)} H_0 - \beta \right)}{\beta},$$

即  $\lim_{t \rightarrow T^-} H(t) = +\infty$ , 定理 1 得证.

**定理 2** 对于方程组(7), 当  $\delta = -1$  (带有引力的欧泊-松方程组), 若存在一组放射状对称的非奇异解  $(\rho, u)$  在  $[0, R]$  上有紧支集(即当  $x \geq R$  时,  $\rho(t, x) = 0$  和  $u(t, x) = 0, R > 0$  是正常数), 并且速度  $u$  满足如下的初值条件:

$$H_0 =: \int_0^R x^n u(0, x) dx > \frac{R^{n+2}}{n(n+1)} \beta + \sqrt{\frac{\beta^2 R^{2n+4}}{n^2(n+1)^2} + \frac{2R^{2n-N+4} M}{n(n+1)(n-N+2)}}, \quad (31)$$

这里  $n > \max(N-2, 0)$ ,  $M$  为流体的总质量, 则当  $\gamma > 1$  或  $k = 0$  (流体为无压的), 方程组(7)的解会在有限时间  $T^*$  内爆破.

**证明** 当  $\delta = -1$ , 由式(17)知,

$$\int_0^R x^n u_t dx + \int_0^R x^n \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} u^2 \right) dx + \int_0^R \frac{k\gamma}{\gamma-1} x^n \frac{\partial}{\partial x} (\rho^{\gamma-1}) dx + \int_0^R \beta x^n u dx = - \int_0^R \frac{\alpha(N)}{x^{N-n+1}} \int_0^x \rho(t, s) s^{N-1} ds dx. \quad (32)$$

估计式(32)的右端项,

$$\int_0^R \frac{\alpha(N)}{x^{N-n+1}} \int_0^x \rho(t, s) s^{N-1} ds dx \leq \int_0^R \frac{\alpha(N)}{x^{N-n+1}} \int_0^R \rho(t, s) s^{N-1} ds dx = \int_0^R x^{n-N+1} M dx = \frac{R^{n-N+2}}{n-N+2} M, \quad (33)$$

这里  $M = \int_0^R \alpha(N) \rho(t, s) s^{N-1} ds$  代表流体的质量, 常数  $n > \max(N-2, 0)$ . 易知:

$$- \int_0^R \frac{\alpha(N)}{x^{N-n+1}} \int_0^x \rho(t, s) s^{N-1} ds dx \geq - \frac{R^{n-N+2}}{n-N+2} M, \quad (34)$$

$$\int_0^R x^n u_t dx + \int_0^R x^n \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} u^2 \right) dx + \int_0^R \frac{k\gamma}{\gamma-1} x^n \frac{\partial}{\partial x} (\rho^{\gamma-1}) dx + \int_0^R \beta x^n u dx \geq - \frac{R^{n-N+2}}{n-N+2} M. \quad (35)$$

注意到, 这是定理 2 的证明不同于定理 1 的证明中的关键一步. 再对式(35)进行分部积分:

$$\int_0^R x^n u_t dx + \frac{1}{2} [R^n u^2(t, R) - 0^n u^2(t, 0)] - \int_0^R n x^{n-1} \frac{1}{2} u^2 dx + \beta \int_0^R x^n u dx + \frac{k\gamma}{\gamma-1} [R^n \rho^{\gamma-1}(t, R) - 0^n \rho^{\gamma-1}(t, 0)] - \frac{k\gamma}{\gamma-1} \int_0^R n x^{n-1} \rho^{\gamma-1} dx \geq - \frac{R^{n-N+2}}{n-N+2} M. \quad (36)$$

由定理 2 的边界条件知, 当  $x \geq R$  时,  $\rho(t, x) = 0$  和  $u(t, x) = 0$ , 故对于  $\gamma > 1$  或  $k = 0$  时, 有

$$\int_0^R x^n u_t dx - \frac{1}{2} \int_0^R n x^{n-1} u^2 dx - \frac{k\gamma}{\gamma-1} \int_0^R n x^{n-1} \rho^{\gamma-1} dx + \beta \int_0^R x^n u dx \geq -\frac{R^{n-N+2}}{n-N+2} M, \quad (37)$$

$$\frac{d}{dt} \int_0^R x^n u dx - \frac{1}{2} \int_0^R n x^{n-1} u^2 dx - \frac{k\gamma}{\gamma-1} \int_0^R n x^{n-1} \rho^{\gamma-1} dx + \beta \int_0^R x^n u dx \geq -\frac{R^{n-N+2}}{n-N+2} M, \quad (38)$$

$$\frac{d}{dt} \int_0^R x^n u dx - \frac{1}{2} \int_0^R \frac{n}{(n+1)x} u^2 dx^{n+1} + \beta \int_0^R x^n u dx + \frac{R^{n-N+2}}{n-N+2} M \geq \frac{k\gamma}{\gamma-1} \int_0^R n x^{n-1} \rho^{\gamma-1} dx \geq 0. \quad (39)$$

因为非奇异的初始密度  $\rho_0 = \rho(0, x) \geq 0$ , 所以

$$\frac{d}{dt} \int_0^R x^n u dx - \frac{1}{2} \int_0^R \frac{n}{(n+1)x} u^2 dx^{n+1} + \beta \int_0^R x^n u dx + \frac{R^{n-N+2}}{n-N+2} M \geq 0, \quad (40)$$

$$\frac{d}{dt} \int_0^R x^n u dx + \beta \int_0^R x^n u dx + \frac{R^{n-N+2}}{n-N+2} M \geq \frac{1}{2} \int_0^R \frac{n}{(n+1)x} u^2 dx^{n+1} \geq \frac{n}{2(n+1)R} \int_0^R u^2 dx^{n+1}. \quad (41)$$

令  $H =: H(t) = \int_0^R x^n u dx = \frac{1}{n+1} \int_0^R u dx^{n+1}$ , 如定理 1 中的式(25)——(28)一样, 可得

$$\frac{dH}{dt} + \beta H + \frac{R^{n-N+2}}{n-N+2} M \geq \frac{n(n+1)}{2R^{n+2}} H^2, \quad (42)$$

$$\frac{dH}{dt} \geq \frac{n(n+1)}{2R^{n+2}} H^2 - \beta H - \frac{R^{n-N+2}}{n-N+2} M. \quad (43)$$

若方程组(7)初始条件  $H_0 = H(0) = \int_0^R x^n u(0, x) dx$  满足:

$$H_0 > \frac{R^{n+2}}{n(n+1)} \beta + \sqrt{\frac{\beta^2 R^{2n+4}}{n^2(n+1)^2} + \frac{2R^{2n-N+4} M}{n(n+1)(n-N+2)}}, \quad (44)$$

由黎卡提微分不等式知方程的解会在有限的时间  $T^*$  内爆破, 即  $\lim_{t \rightarrow T^*} H(t) = +\infty$ , 定理 2 得证.

**注 1** 在定理 1 和 2 的证明中, 一个核心思想是采用积分的方法将欧拉-泊松方程组转化为黎卡提型方程去揭示爆破现象. 明显地, 这种方法对于研究诸如欧拉-泊松方程组之类的流体动力学系统的爆破是新颖、有效的.

## 参考文献

### References

- [ 1 ] Chen F F. Introduction to plasma physics and controlled fusion [ M ]. New York: Kluwer Academic/Plenum Publishers, 1984
- [ 2 ] Binney J, Tremaine S. Galactic dynamics [ M ]. Princeton: Princeton University Press, 1998
- [ 3 ] Shukla P K, Eliasson B. Colloquium: Nonlinear collective interactions in quantum plasmas with degenerate electron fluids [ J ]. Reviews of Modern Physics, 2011, 83 ( 3 ): 885-906
- [ 4 ] Hachisu I, Kato M, Saio H, et al. A single degenerate progenitor model for type Ia supernovae highly exceeding the Chandrasekhar mass limit [ J ]. The Astrophysical Journal, 2012, 744 ( 1 ): 69
- [ 5 ] Yuen M W. Analytically periodic solutions to the 3-dimensional Euler-Poisson equations of gaseous stars with a negative constant [ J ]. Classical and Quantum Gravity, 2009, 26 ( 23 ): 235011/1-235011/8
- [ 6 ] Jang J. Nonlinear instability in gravitational Euler-Poisson systems for  $\gamma = 6/5$  [ J ]. Archive for Rational Mechanics and Analysis, 2008, 188 ( 2 ): 265-307
- [ 7 ] Yuen M W. Analytical blowup solutions to the 2-dimensional isothermal Euler-Poisson equations of gaseous stars [ J ]. Journal of Mathematical Analysis and Applications, 2008, 341 ( 1 ): 445-456
- [ 8 ] Chae D H, Tadmor E. On the finite time blow-up of the Euler-Poisson equations in  $R^N$  [ J ]. Communications in Mathematical Sciences, 2008, 6 ( 3 ): 785-789
- [ 9 ] Cheng B, Tadmor E. An improved local blow-up condition for Euler-Poisson equations with attractive forcing [ J ]. Physica D: Nonlinear Phenomena, 2009, 238 ( 20 ): 2062-2066
- [ 10 ] Yuen M W. Stabilities for Euler-Poisson equations in some special dimensions [ J ]. Journal of Mathematical Analysis and Applications, 2008, 344 ( 1 ): 145-156
- [ 11 ] Yuen M W. Blowup for the Euler and Euler-Poisson equations with repulsive forces [ J ]. Nonlinear Analysis: Theory, Methods & Applications, 2011, 74 ( 4 ): 1465-1470
- [ 12 ] 朱旭生, 熊显萍, 涂爱花. 带非线性阻尼项的等熵欧拉方程组的整体解 [ J ]. 武汉大学学报: 理学版, 2011, 57 ( 2 ): 93-99  
ZHU Xusheng, XIONG Xianping, TU Aihua. The global solutions of the isentropic Euler equations with nonlinear damping [ J ]. Journal of Wuhan University: Natural Science Edition, 2011, 57 ( 2 ): 93-99
- [ 13 ] Yuen M W. Blowup for the  $C^1$  solutions of the Euler-Poisson equations of gaseous stars in  $R^N$  [ J ]. Journal of Mathematical Analysis and Applications, 2011, 383 ( 2 ): 627-633

## Blowup for Euler-Poisson Equations with damping

ZHANG Jine<sup>1</sup> ZHU Xusheng<sup>2</sup>

1 College of Mathematics and Statistics, Hubei Normal University, Huangshi 435002

2 School of Basic Science, East China Jiaotong University, Nanchang 330013

**Abstract** The paper discusses the blowup problem for Euler-Poisson equations with damping in  $R^N$ . By the integration method, under certain initial condition for initial velocity  $u$ , the non-trivial classical solutions  $(\rho, u)$  with compact support in  $[0, R]$ , where  $R > 0$  is a positive constant, can blow up in the finite time.

**Key words** Euler-Poisson equations; radially symmetric solutions; damping; integration method; blowup